Produktion seltsamer neutraler Teilchen in tiefinelastischer Streuung bei HERA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Christiane Risler

aus Mainz

Hamburg
2003

Gutachter der Dissertation	:	Prof. Dr. V. Blobel
		Prof. Dr. F.-W. Büßer
Gutachter der Disputation	:	Prof. Dr. V. Blobel
	:	Prof. Dr. R.-D. Heuer
Datum der Disputation	:	6.2.2004
Vorsitzender des Prüfungsausschusses	:	Prof. Dr. G. Heinzelmann
Vorsitzender des Promotionsausschusses	:	Prof. Dr. R. Wiesendanger
Dekan des Fachbereichs Physik	:	Prof. Dr. G. Huber

Kurzfassung

In der vorliegenden Analyse wurden die inklusiven Produktionswirkungsquerschnitte der seltsamen neutralen Teilchen, K_S^0 und Λ, in der tiefinelastischen Streuung bei HERA bei einer Schwerpunktsenergie von ca. 300 GeV gemessen. Die verwendeten Daten des Jahres 1996 und 1997 entsprechen einer Luminosität von 17.8 pb^{-1}. Der untersuchte kinematische Bereich ist gegeben durch $2\,\text{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\text{GeV}^2$ und $0.1 < y < 0.6$, wobei Q^2 das negative Impulsübertragsquadrat und y die Inelastizität ist. Dadurch ist der Bereich sehr kleiner Bjorken-Skalenvariablen $x > 10^{-5}$ zugänglich. Die Produktionswirkungsquerschnitte der K_S^0-Mesonen und Λ-Baryonen wurden im sichtbaren Bereich, der durch die Pseudorapidität $-1.3 < \eta < 1.3$ und den Transversalimpuls $0.5\,\text{GeV} < p_T < 3.5\,\text{GeV}$ definiert ist, untersucht. Es wurde ein K_S^0-Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{vis}(K_S^0) = 20.25 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 1.47(\text{syst.})\text{nb}$ und ein Λ-Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{vis}(\Lambda) = 6.96 \pm 0.09(\text{stat.})\,^{+0.64}_{-0.56}(\text{syst.})\text{nb}$ gemessen. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden in mehreren Variablen sowohl im Labor- als auch im hadronischen Schwerpunkt- und Breitsystem studiert und mit verschiedenen Modellvorhersagen verglichen. Keines der verwendeten Modelle ist in der Lage, die beobachteten, differentiellen Wirkungsquerschnitte zu beschreiben. Insbesondere sagen alle Modelle zu weiche Transversalimpulsspektren vorher. Es wurde eine starke Zunahme der Λ-Produktion mit η im Bereich $0 < \eta < 1.3$ beobachtet, die nicht von den Modellen reproduziert werden kann. Beim Vergleich mit Monte Carlo Generatoren, die das Lund-Stringmodell verwenden, wurde ein kleinerer *strangeness*-Unterdrückungsfaktor als der LEP-Standardwert bevorzugt. Innerhalb der erreichten Messgenauigkeit konnte keine Asymmetrie zwischen der Λ-Baryon und -Antibaryon-Produktion beobachtet werden.

Abstract

The inclusive cross section of strange neutral particles, namely K^0_S-mesons and Λ-baryons, in deep-inelastic ep-scattering at HERA was measured with the H1 detector. The analysed data were collected in the years 1996 and 1997 at a center of mass energy of 300 GeV and sum up to a luminosity of 17.8 pb^{-1}. The kinematic region $2\,\text{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\text{GeV}^2$ and $0.1 < y < 0.6$ is investigated, where Q^2 is the squared momentum transfer and y the inelasticity. This allows for very low bjorken-x, $x > 10^{-5}$. The production of K^0_S and Λ is measured within the visual range, defined by $-1.3 < \eta < 1.3$ and $0.5\,\text{GeV} < p_T < 3.5\,\text{GeV}$, where η is the pseudorapidity and p_T the transverse momentum. The measured cross sections is $\sigma_{vis}(K^0_S) = 20.25 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 1.47(\text{syst.})\text{nb}$ and $\sigma_{vis}(\Lambda) = 6.96 \pm 0.09(\text{stat.})^{+0.64}_{-0.56}(\text{syst.})\text{nb}$ for the K^0_S and Λ production, respectively. The differential cross sections are investigated in several variables, in the labframe as well as in the hadronic center of mass and the Breit frame. They are compared to different model predictions. None of the models gives a satisfactory description of the observed cross sections. Especially the simulated transverse momentum spectra are too soft. A significant increase of the Λ-baryon production was observed in the region $0 < \eta < 1.3$, which could not be reproduced by the models. The comparison with Monte Carlo generators using the Lund stringmodel revealed that a lower strangeness suppression factor than the standard LEP-value seems to be preferred at HERA. No asymmetry between Λ baryon and antibaryon production could be observed within the achieved accuracy.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Tiefinelastische Streuung bei HERA **5**

1.1 Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung 5
1.2 Das Quark–Parton–Modell 7
1.3 Quantenchromodynamik 9
1.3.1 Störungstheorie, Renormierung und die laufende Kopplung . . . 10
1.3.2 Faktorisierung 12
1.3.3 Verletzung des Skalenverhaltens der Strukturfunktionen des Protons 12
1.3.4 Partonevolution 14
1.4 Der Hadronisierungsprozess 18
1.4.1 Das Lund-Stringmodell 18
1.4.2 Die *Cluster*-Fragmentation 22
1.5 Produktion seltsamer Teilchen in tiefinelastischer Streuung 22

2 QCD Modelle und Monte Carlo Ereignisgeneratoren **25**

2.1 RAPGAP und das Schema Matrixelement und Partonschauer 26
2.2 ARIADNE, DJANGO und das Farbdipolmodell 28
2.3 CASCADE 29
2.4 HERWIG 30
2.5 PHOJET 30

3 Eigenschaften und Produktion seltsamer Teilchen **31**

3.1 Die Eigenschaften von K_S^0 und Λ 31
3.2 Bisherige Messungen der Produktion seltsamer Teilchen 34

4 Das H1 Experiment am Speicherring HERA **39**

4.1 Der Speicherring HERA 39
4.2 Der H1 Detektor 41
4.2.1 Zentrales und rückwärtiges Kalorimeter 42
4.2.2 Das Spurkammersystem 46
4.2.3 Die Rekonstruktion der Spurparameter 49
4.2.4 Das Luminositätssystem 51

4.3 Das Triggersystem von H1 52
4.4 Die Detektorsimulation 52

5 Die Selektion inklusiver DIS-Ereignisse 57
5.1 Auswahl einzelner Datenbereiche 57
5.2 Auswahl der Subtrigger 58
5.2.1 Bestimmung der Effizienz des Subtriggers 59
5.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen 60
5.4 Kinematische Schnitte 62
5.5 Technische Schnitte 62
5.6 Beschreibung der Daten durch die Monte Carlo Modelle 65
5.6.1 F_2- und F_L-Umverteilung 65
5.6.2 Kontrollverteilungen 66

6 Rekonstruktion seltsamer neutraler Teilchen 70
6.1 Die Rekonstruktion neutraler sekundärer Zerfallsvertizes V^0 70
6.2 Die Rekonstruktion von Λ und K_S^0 71
6.2.1 Methode der Invarianten Masse 73
6.2.2 Die Selektion von Λ 73
6.2.3 Die Selektion von K_S^0 78
6.3 Teilchenidentifikation mittels des Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ 80
6.4 Die Podolanski-Armenteros-Variable 89
6.5 Extraktion des Λ- und K_S^0-Signals 90
6.5.1 Anpassung der Parameter von Gaußfunktionen 90
6.5.2 Vergleich der Ergebnisse der Anpassung der K_S^0- und Λ-Signale mit der Methode der Untergrundsubtraktion 94
6.6 Bestimmung der Lebensdauern von K_S^0 und Λ 95

7 Messung des inklusiven K_S^0- und Λ-Produktionswirkungsquerschnittes 99
7.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes und Korrektur der Daten . . . 99
7.2 Definition der Observablen der K_S^0- und Λ-Produktion 102
7.2.1 Größen im hadronischen Schwerpunktsystem und im Breitsystem 102
7.2.2 Messung der *Seagull*-Verteilung 104
7.2.3 Die Winkelverteilung im Ruhesystem des Λ 106
7.3 Migrationen in den rekonstruierten Größen 107
7.4 Kontrollverteilungen 116
7.5 Die Korrektur der Daten 121
7.5.1 Triggereffizienzen 122
7.5.2 Die Korrekturfaktoren 126
7.6 Die K_S^0- und Λ-Wirkungsquerschnitte 132

8 Systematische Unsicherheiten 133

8.1 Quellen systematischer Unsicherheiten . . . 133
8.2 Zusammenfassung der Quellen systematischer Unsicherheiten . . . 143

9 Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion mit Modellen 146

9.1 Die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den kinematischen Variablen 148
9.2 K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion im Laborsystem . . . 151
9.2.1 Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte im Laborsystem . . 158
9.2.2 Vorwärts-Rückwärtsasymmetrie der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion . 166
9.2.3 Vergleich des Λ- und $\bar{\Lambda}$-Wirkungsquerschnittes . . . 169
9.2.4 Die relative Produktion von $\Lambda(\bar{\Lambda})/K_S^0$ . . . 171
9.2.5 Zusammenfassung der Vergleiche im Laborsystem . . . 173
9.3 K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion im hadronischen Schwerpunktsystem . . . 174
9.3.1 Zusammenfassung der Beobachtungen im hadronischen Schwerpunktsystem . . . 180
9.4 K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion im Breitsystem . . . 181
9.4.1 Die *target*- und *current*-Hemisphäre im Breitsystem . . . 181
9.4.2 Die relative Produktion von $\Lambda(\bar{\Lambda})/K_S^0$ im Breitsystem . . . 183
9.4.3 Zusammenfassung der Beobachtungen im Breitsystem . . . 185
9.5 Messung der longitudinalen Polarisation der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen . . . 187

10 Untersuchung verschiedener K_S^0- und Λ-Endzustände 189

10.1 Ereignisse mit mehreren Λ-Baryonen oder K_S^0-Mesonen . . . 189
10.1.1 Pseudorapiditätsdifferenzen in Ereignissen mit mehreren Λ oder K_S^0 . . . 192
10.2 Rekonstruktion der Zerfälle der Hyperonen $\Sigma(1385)$ und Ξ . . . 196
10.3 Suche nach Pentaquarks . . . 199

Zusammenfassung und Ausblick 202

A Ausgeschlossene Runbereiche 206

B Ausgeschlossene Triggerzellen im SpaCal 208

C Ereignisse im H1 Detektor 209

D p_T^{*2}-Spektren im hadronischen Schwerpunktsystem 212

E Intervalleinteilungen in den Observablen der Λ- und K_S^0-Produktion 214

F Die Bestimmung der Größe des Λ-Signals in Intervallen des $\cos\theta^*$ 216

G Spurtreffer der Λ- und K_S^0-Töchterteilchen in der oberen und unteren CJC 218

Literaturverzeichnis **225**

Danksagung **234**

Einleitung

Die zentralen Fragen, mit denen sich die Elementarteilchenphysik beschäftigt, sind die nach dem Aufbau der Materie aus elementaren Konstituenten und der Beschreibung der fundamentalen Kräfte zwischen diesen.

Zu Beginn des letzten Jahrhunderts kannte man nur drei als elementar betrachtete Teilchen: Elektronen, Protonen und Photonen. Neben der Entdeckung der Positronen (Anderson, 1932), Neutronen (Chadwick, 1932) und Myonen (in kosmischer Strahlung in den 30er Jahren) sowie der Postulierung des Neutrinos (Fermi, 1931), wurden im Laufe weniger Jahrzehnte eine Vielzahl weiterer instabiler Teilchen zunächst in der kosmischen Höhenstrahlung, später dann auch in den ersten Beschleunigerexperimenten entdeckt. Die ersten seltsamen Teilchen wurden 1947 in Nebelkammeruntersuchungen der kosmischen Strahlung beobachtet. Aufgrund der ungewöhnlich langen Zerfallsdauern wurde ihnen eine zusätzliche Quantenzahl, die Seltsamkeit, zugeschrieben.
Durch die Postulierung von Quarks als Konstituenten der Hadronen, die 1964 unabhängig von Gell-Mann und Zweig zunächst mit drei verschiedenen Flavors eingeführt wurden, ließ sich innerhalb des Statischen Quarkmodells Ordnung in den Teilchenzoo bringen, in dem erklärt wird, wie Hadronen aus Quarks aufgebaut sind.
Unser heutiges Verständnis über den Aufbau der Materie wird im Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefasst: Demnach sind alle Grundbausteine der Materie, die Quarks und Leptonen, punktförmige Fermionen mit Spin $1/2$. Sie werden jeweils in drei Generationen mit aufsteigender Masse angeordnet. Zu den Leptonen gehören das Elektron, Myon und Tauon sowie die zugehörigen Neutrinos. Die Quarks treten in den Flavors *up, down, strange, charm, bottom* und *top* auf. Die fundamentalen Wechselwirkungen, die in der Quantenfeldtheorie aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz folgen, lassen sich als Austausch der Eichbosonen beschreiben. Die fundamentalen Kräfte und deren Austauschteilchen sind: die elektromagnetische Wechselwirkung, die durch Austausch von Photonen übermittelt wird, die schwache Wechselwirkung, in der die massebehafteten Bosonen $W^{\pm}$, Z^0 ausgetauscht werden, sowie die starke Wechselwirkung und ihre Austauschteilchen, die Gluonen.

Bei der Beantwortung der Fragen nach dem Aufbau der Materie und den fundamentalen Kräften spielten von Beginn an Streuexperimente eine große Rolle: So konnte von Rutherford 1911 durch den Beschuss einer Goldfolie mit α-Teilchen der

Aufbau des Atoms aus dem Kern und der Elektronenschale verstanden werden. Die ersten Experimente der tiefinelastischen Streuung wurden in den 50er Jahren von R. Hofstadter am SLAC[1] durchgeführt, indem Atomkerne z.B. Helium mit Elektronen beschossen wurden. Durch diese Experimente konnte die innere Struktur des Atomkerns durch quasi-elastische Streuungen an dessen Bausteinen, den Nukleonen, nachgewiesen werden. In den Kollisionen zwischen Elektronen und Protonen, die in den 60er Jahren bei höheren Energien (SLAC) fortgesetzt wurden, konnten schließlich Hinweise auf die Substruktur des Protons gefunden werden und die Bausteine der Nukleonen mit den postulierten Quarks identifiziert werden.
In diesen Experimenten stellen die α-Teilchen bzw. Elektronen Projektile dar, mit denen die Materie geprobt oder sondiert wird. Die Streuwinkel dieser Probeteilchen liefern dabei den entscheidenden Aufschluss über die innere Struktur.

Heute bietet der Beschleuniger HERA[2] die einzigartige Möglichkeit, die Struktur des Protons bei um Größenordnungen höheren Schwerpunktsenergien zu untersuchen. Dabei ergibt sich ein weitaus vollständigeres Bild, das durch die Strukturfunktionen des Protons beschrieben wird. Es ist ein Verdienst von HERA, dass diese Strukturfunktionen in einem großen Bereich des kinematischen Bereichs gemessen werden konnten. Dabei ist besonders bemerkenswert, dass, entgegen den Erwartungen beobachtet werden konnte, welche wichtige Rolle die Gluonen als Konstituenten des Protons spielen.
Neben der Analyse der Struktur des Protons bietet HERA jedoch auch die Möglichkeit, durch Untersuchungen des hadronischen Endzustands zu einem besseren Verständnis der Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD), beizutragen. So können beispielsweise die starke Kopplungskonstante α_S bestimmt und die Produktion schwerer Quarks untersucht werden, die ihrerseits die Möglichkeit bietet, die Gluondichte des Protons zu extrahieren.

Aufgrund der besonderen Eigenschaft der laufenden Kopplung der QCD, auf kleinen Energieskalen anzuwachsen, entzieht sich die Theorie daher in diesem Bereich der störungstheoretischen Behandlung. So kann der Einschluss von Quarks in Hadronen (*confinement*), also die Tatsache, dass zwar freie Leptonen nie jedoch freie Quarks beobachtet werden, und der Übergang von quasifreien Quarks in farbneutrale, gebundene Zustände zwar anschaulich verstanden, jedoch nicht exakt berechnet werden und entziehen sich bislang einem tieferen Verständnis. Dieser Aspekt der QCD macht sie zu einem besonders spannenden Gegenstand der Forschung. Der Vergleich von Modellen, die durch Näherungen versuchen, den Übergang von Quarks in Hadronen zu beschreiben, mit den Beobachtungen ist ein weiterer wichtiger Beitrag der tiefinelastischen Streuung bei HERA zu einem besseren Verständnis der starken Wechselwirkung.

[1] **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter
[2] **H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion seltsamer neutraler Teilchen, insbesondere der K_S^0-Mesonen und den Λ-Baryonen in tiefinelastischer Streuung untersucht.
Die seltsamen oder *strange*-Quarks nehmen eine Sonderstellung ein. Sie sind zwar deutlich schwerer als die leichtesten Quarks, *up* und *down*, die Grundbausteine aller stabilen Teilchen, aber durch ihre im Vergleich gegenüber *charm, bottom* oder *top*-Quarks kleine Masse, zählen sie nicht zu den schweren Quarks.
Die Produktion schwerer Quarks lässt sich aufgrund der hohen Masse, die gleichzeitig eine hohe Energieskala darstellt, störungstheoretisch behandeln, wenngleich auch hier einige Modellannahmen nötig sind. Dies ist im Fall der seltsamen Teilchen, die vorwiegend auch während des nicht-perturbativen Prozesses beim Übergang der Quarks in Hadronen gebildet werden, nicht möglich.
Durch die Messung der inklusiven Produktion der seltsamen, neutralen Teilchen K_S^0 und Λ, die Bestimmung der Produktionswirkungsquerschnitte sowie dem anschließenden Vergleich dieser Messungen mit verschiedenen Modellvorhersagen können diese überprüft werden. Dadurch erhofft man sich einen Beitrag zu einem besseren Verständnis der Modelle zur Beschreibung der Fragmentation. Allerdings kann dieser Aspekt nicht getrennt von den Modellannahmen zur Partonevolution sowohl im Anfangs- als auch im Endzustand der Ereignisse der tiefinelastischen Streuung betrachtet werden. Insbesondere die Produktion von Baryonen, also gebundenen Zuständen aus drei Quarks, ist interessant, da diese im Vergleich zur Mesonproduktion schwerer zu beschreiben ist.
Des Weiteren kann die Untersuchung der Produktion seltsamer Teilchen den Ausgangspunkt einer Suche nach möglichen neuen gebundenen Zuständen darstellen, wie beispielsweise *glueballs*, gebundenen Gluonzuständen, oder Pentaquarks, gebundenen Zuständen aus fünf Quarks. Im Quarkmodell geht man davon aus, dass alle hadronische Materie in Drei-Quark- (qqq) oder Quark-Antiquark-$(q\bar{q})$-Zuständen, den Baryonen und Mesonen, gebunden ist. In der jüngsten Vergangenheit häuften sich experimentelle Hinweise auf exotische Baryonzustände die ein zusätzliches $\bar{s}$-Quark enthalten und somit aus fünf Quarks $(qqqq\bar{q})$ bestehen könnten, daher der Name Pentaquarks: eine Entdeckung, die unser physikalisches Bild der Materie revolutionieren und weitere Einblicke in nicht-perturbative Prozesse ermöglichen könnte.

Darüber hinaus bietet der selbstanalysierende Zerfall der Λ-Baryonen die Möglichkeit, deren Polarisation zu messen. Dies ist insbesondere in Hinblick auf polarisierte tiefinelastische Streuung, wie sie bei HERA II angestrebt wird, interessant. Die Messung seltsamer Teilchen sowie der Helizitätszustände der Λ-Baryonen ist auch im Zusammenhang mit der Suche nach Ereignissen, die durch QCD-Instantonübergänge induziert werden, motiviert, da in diesen Prozessen eine im Vergleich zu normaler tiefinelastischer Streuung erhöhte Produktion von *strange*-Quarks mit korrelierter Helizität erwartet wird.

Die vorliegende Analyse beschränkt sich auf die Messung der Produktionswirkungsquerschnitte der K^0_S-Mesonen und Λ-Baryonen, den Vergleich mit Modellen und die Untersuchung der Polarisation der Λ-Baryonen. Außerdem wird untersucht, inwieweit die Korrelationen zwischen K^0_S und $\Lambda(\bar{\Lambda})$ studiert werden können.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Zunächst sollen die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung der tiefinelastischen Streuung und die Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik, erläutert werden. (Kap. 1). Theoretische Vorhersagen sowie unterschiedliche Modellannahmen bilden die Grundlagen verschiedener Monte Carlo Generatoren zur Simulation tiefinelastischer Streuereignisse, von denen einige in Kapitel 2 kurz vorgestellt werden. Anschließend wenden wir uns dem eigentlichen Thema der vorliegenden Analyse, der Produktion seltsamer Teilchen, zu. In Kapitel 3 werden die Eigenschaften der K^0_S-Mesonen und Λ-Baryonen sowie bisherige Messungen seltsamer Teilchen sowohl in *ep*- als auch in e^+e^--Kollisionen zusammengefasst. Nach einer Vorstellung des Beschleunigers HERA und des H1 Experiments (Kap. 4) wird in den Kapiteln 6 und 7 beschrieben, wie diese Teilchen in den Ereignissen der tiefinelastischen Streuung rekonstruiert und die Produktionswirkungsquerschnitte gemessen werden können. Im letzten Teil der Arbeit werden die gemessenen K^0_S- und Λ-Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit verschiedener Variablen untersucht und mit mehreren Modellvorhersagen verglichen (Kap. 9) sowie versucht, die Polarisation der Λ-Baryonen zu bestimmen. Außerdem werden ausgehend von den rekonstruierten K^0_S- und Λ-Kandidaten Ereignisse untersucht, in denen zwei dieser Teilchen gefunden werden konnten (Kap. 10). Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse und einem Ausblick auf weitere mögliche Untersuchungen.

Kapitel 1

Tiefinelastische Streuung bei HERA

In den Experimenten der tiefinelastischen Streuung wurden in den 1960er Jahren erstmals Hinweise auf eine innere Struktur des Protons beobachtet. Dies führte zur Postulierung der Quarks als Konstituenten von Hadronen, zur Interpretation der Ergebnisse im Quark-Parton-Modell und letztlich zur Entwicklung der Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik.
In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen *ep*–Streuung vorgestellt werden. Dazu wird zunächst die Kinematik der tiefinelastischen Streuung beschrieben und die dafür nötigen Variablen eingeführt (Abschn. 1.1). Anschließend wird die Beschreibung der tiefinelastischen Streuung im naiven Quark-Parton-Modell vorgestellt (Abschn. 1.2) und einige wichtige Aspekte und Eigenschaften der zugrundeliegenden Theorie der starken Wechselwirkung - der Quantenchromodynamik - behandelt (Abschn.1.3).
Die Tatsache, dass Quarks in Hadronen eingeschlossen sind und keine freien Quarks beobachtet werden, kann als Konsequenz dieser Theorie betrachtet werden. Der Übergang von quasifreien Quarks im Streuprozess in gebundene, farbneutrale Hadronen - die Hadronisierung - wird in Abschnitt 1.4 erläutert.
Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der inklusiven Produktion seltsamer Teilchen in der tiefinelastischen Streuung. Die möglichen Produktionsmechanismen werden am Ende des Kapitels (Abschn. 1.5) vorgestellt.

1.1 Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung

Abbildung 1.1 zeigt das Feynmandiagramm eines typischen Ereignisses des neutralen Stroms der tiefinelastischen *ep*-Streuung, im folgenden auch mit DIS (**D***eep* **I***nelastic* **S***cattering*) abgekürzt. Das Elektron, das vor bzw. nach dem Stoß den Viererimpuls k bzw. k' trägt, strahlt ein virtuelles Photon mit Viererimpuls $q = k - k'$ ab, das von einem Quark im Proton absorbiert wird. Das getroffene Quark trägt vor dem Stoß den Impuls $p = x_{bj}P$, wobei P der Impuls des Protons und x_{bj} die Bjorken-Skalenvariable sind. Letztere entspricht in diesem einfachsten Fall, nullter Ordnung QCD, dem longitudinalen Impulsanteil des Quarks am Protonimpuls. Statt eines Photons kann auch

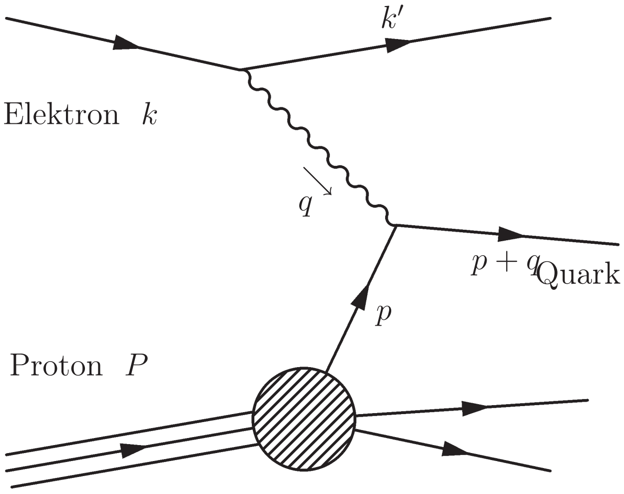


Abbildung 1.1: Tiefinelastische Streuung: Ein Elektron mit Impuls k wird an einem Proton gestreut, wobei ein Photon ausgetauscht wird, das den Impuls q trägt. Das im Proton getroffene Quark und der Rest des Protons bilden hadronische Fragmente X.

ein Z^0-Boson und im Fall des geladenen Stroms ein $W^{\pm}$-Boson ausgetauscht werden. Für den in der vorliegenden Arbeit analysierten kinematischen Bereich kann der Austausch der schwachen Vektorbosonen vernachlässigt werden, da er aufgrund der hohen Massen des Z^0 und des $W^{\pm}$ unterdrückt ist.[1]

Wählt man die z-Achse in Protonrichtung, lauten die Viererimpulse k und k' des Elektrons im Laborsystem

$$k = (E, 0, 0, -E) \text{ und } k' = (E', E'\sin\theta\cos\phi, E'\sin\theta\sin\phi, E'\cos\theta) ,$$

wobei θ der Streuwinkel und ϕ der Polarwinkel des gestreuten Elektrons sind.[2] Die Virtualität des ausgetauschten Photons, die dem negativen Impulsübertragsquadrat entspricht, ergibt sich dann zu

$$Q^2 := -q^2 = -(k-k')^2 = 4EE'\cos^2\frac{\theta}{2} , \tag{1.1}$$

wobei Energien und Winkel hier und in den folgenden Gleichungen im Laborsystem angegeben werden. Die Bjorken-Skalenvariable x_{bj} ist definiert als

$$x_{bj} := \frac{Q^2}{2 \cdot P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M_p(E-E')} . \tag{1.2}$$

Eine weitere häufig verwendete Variable ist die Inelastizität

$$y := \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = 1 - \frac{E'}{2E}(1-\cos\theta) , \tag{1.3}$$

[1]Die Masse des Z beträgt $M_Z \approx 91$GeV, die des W $M_W \approx 80$GeV.
[2]Die Elektronmasse $m_e = 0.511$ MeV wird dabei vernachlässigt.

die dem Energieübertrag des Elektrons auf das Photon entspricht. Q^2,x_{bj} und y sind Produkte von Lorentzvektoren und damit selber lorentzinvariant. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Prozesses s lautet

$$s = (P + k)^2 = m_P^2 + m_e^2 + 2Pk \approx 4E_eE_P \ . \tag{1.4}$$

In der Näherung vernachlässigbarer Elektron– und Protonmasse ergibt sich also die Schwerpunktsenergie aus dem Produkt der Strahlenergien, im Fall von HERA etwa 300 GeV. Es gilt die Beziehung

$$Q^2 = x_{bj}ys \ , \tag{1.5}$$

so dass bei festen Strahlenergien das Ereignis durch zwei der drei Lorentzinvarianten vollständig beschrieben wird. Schließlich soll noch die invariante Masse W des hadronischen Endzustandes angegeben werden,[3]

$$W^2 = (P + q)^2 = m_p^2 - Q^2 + 2Pq = Q^2\frac{1 - x_{bj}}{x_{bj}} + m_p^2 \approx sy - Q^2 \ . \tag{1.6}$$

Als tiefinelastisch bezeichnet man den Streuprozess im Grenzwert großer Impulsüberträge, $Q^2 \gg m_p$. Wird dagegen ein quasireelles Photon, $Q^2 \approx 0$, ausgetauscht, spricht man von Photoproduktionsprozessen.

1.2 Das Quark–Parton–Modell

Bei der Untersuchung des Wirkungsquerschnittes der tiefinelastischen Streuung bietet das naive Quark-Partonmodell [1] (im Folgenden auch QPM abgekürzt) die Möglichkeit einer anschaulichen Beschreibung der Struktur des Protons. Das QPM basiert auf folgenden Annahmen: Man geht davon aus, ein schnell bewegtes Hadron bestehe aus punktförmigen Konstituenten, den Quarks oder Partonen, deren Transversalimpulse vernachlässigt werden können.[4]

Diese Partonen teilen sich den Viererimpuls des Protons, d.h. jedes Parton trägt einen Impuls $p_i = x_iP$, wobei x_i der Impulsanteil des i-ten Partons am Gesamtimpuls des Protons ist. Des Weiteren wird angenommen, dass die Partonen innerhalb des Protons während der Wechselwirkung mit dem Photon nicht miteinander wechselwirken, so dass sie als frei betrachtet werden können. Bei Berechnungen beispielsweise des Wirkungsquerschnittes kann daher inkohärent über die Beiträge einzelner Partonen summiert werden. Das Partonmodell, das ein Vorläufer der Quantenchromodynamik ist, entspricht der nullten Ordnung Störungsrechnung der QCD, in der die starke Kopplung nicht auftritt und die Existenz von Gluonen noch nicht berücksichtigt wird. In niedrigster Ordnung kann das virtuelle Photon nur von Quarks im Proton absorbiert werden. Das in Abbildung 1.1 gezeigte Diagramm stellt den Beitrag zur DIS im

[3]Die Näherung (1.6) gilt unter Vernachlässigung der Protonmasse $M_p \approx 0.938$ GeV.

[4]Dieses Bild entspricht dem Bezugssystem des *infinite momentum frame*, in dem das Proton einen unendlichen Impuls besitzt.

QPM, also in niedrigster Ordnung QCD, dar.
Betrachtet man nun den Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung unter diesen Annahmen, so kann man ausnutzen, dass der Wirkungsquerschnitt $d\sigma^{MOTT}/dQ^2$ der elastischen Streuung eines Elektrons an einem punktförmigen Spin-1/2-Teilchen, in diesem Falle einem Quark, bekannt ist [2]. Der Gesamtwirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Summe über die Beiträge der Streuung an einzelnen Partonen. Die Beiträge werden mit der Wahrscheinlichkeit gewichtet, ein Parton des Flavors i mit einem relativen Impulsanteil am Protonimpuls x zu finden, dazu führt man die Partonverteilungsfunktionen[5] $f_i(x)$ ein. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\frac{d^2\sigma^{QPM}}{dxdQ^2} = \sum_i f_i(x)\frac{d^2\sigma^{MOTT}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4}(1+(1-y)^2)\sum_i q_i^2 f_i(x) \ , \tag{1.7}$$

wobei α die Feinstrukturkonstante und q_i die Ladung des i-ten Partons ist und $\frac{d^2\sigma^{MOTT}}{dxdQ^2}$, der Wirkungsquerschnitt der Streuung $eq_i \rightarrow eq_i$, eingesetzt wurde. Unter Einführung der Strukturfunktionen des Protons F_1 und F_2 lässt sich der Wirkungsquerschnitt schreiben als

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{QPM}}{dxdQ^2} &= \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}(\frac{1-y}{x}F_2(x) + y^2F_1(x)) \qquad (1.8) \\ &= \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\left((1+(1-y)^2)F_1(x) + \frac{1-y}{x}(F_2(x) - 2xF_1(x))\right) \ . \end{aligned}$$

Die gesamte, zunächst unbekannte Information über die Konstituentenstruktur des Protons, wie Ladungsverteilung oder Verteilung des magnetischen Momentes, ist in den Strukturfunktionen $F_1(x)$ und $F_2(x)$ enthalten. Vergleicht man mit Glg. 1.7 erhält man als Definition der Strukturfunktionen

$$F_2(x) = x\sum_i f_i(x)q_i^2 \text{ und } F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_i f_i(x)q_i^2 \ . \tag{1.9}$$

Den Zusammenhang zwischen F_1 und F_2 bezeichnet man als Callan-Gross-Relation [3]:

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \ . \tag{1.10}$$

Das Bemerkenswerte an diesem Ergebnis (Glgen. 1.8, 1.9) ist, dass innerhalb des QPM die Strukturfunktionen nur von der dimensionslosen Bjorken-Skalenvariablen x abhängig sind, nicht aber vom Impulsübertrag Q^2. Das bedeutet, dass im Grenzfall großer Impuls– und Energieüberträge die Struktur des Protons unabhängig vom Impulsübertrag ist und damit unabhängig vom Auflösungsvermögen.
Dieses 1967 von J.D. Bjorken vorhergesagte Verhalten bezeichnet man als Skalenverhalten oder Skaleninvarianz [4]. Es wurde Ende der 60er Jahre erstmals in ep-Stößen von einer SLAC-MIT Kollaboration beobachtet [5]. Zur Erklärung schlug R. Feynman

[5] Es ist auch der Begriff Partonverteilungsdichte zu finden, da es sich um Wahrscheinlichkeitsdichten handelt. Im Folgenden werden diese auch pdfs für engl. *parton density functions* abgekürzt.

punktförmige Partonen als Konstituenten des Protons, also das Quark-Parton-Modell, vor [6]. Im folgenden Abschnitt wird die Theorie der starken Wechselwirkung und einige ihrer Eigenschaften und Anwendungen vorgestellt und es wird gezeigt, dass das Skalenverhalten des QPM verletzt ist (s. Kap. 1.3.3).

1.3 Quantenchromodynamik

Im QPM wird die Annahme gemacht, die Partonen des Protons seien als freie Teilchen anzusehen, die nicht miteinander wechselwirken. Es können jedoch keine freien Quarks in der Natur beobachtet werden, Quarks unterliegen der starken Wechselwirkung, die sie in Hadronen einschließt. Außerdem konnte experimentell beobachtet werden, dass der gesamte, von Quarks getragene Impulsanteil am Impuls des Protons nur etwa die Hälfte des Protonimpulses ausmacht [7], während das QPM davon ausgeht, dass sich die Quarks den gesamten Protonimpuls teilen,

$$\sum_i \int x f_i(x) dx \quad \left\{ \begin{array}{ll} = 1 & \text{QPM} \\ \approx 0.5 & \text{Experiment} \end{array} \right. .$$

Es müssen also weitere Teilchen im Proton eingeschlossen sein, die nicht mit dem Photon wechselwirken - die elektrisch neutralen Gluonen. Aufgrund dieser Widersprüche kann das QPM nur einen eingeschränkten Gültigkeitsbereich haben.
Die Gluonen stellen die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung dar, die an farbgeladene Teilchen koppeln. Die Farbe als zusätzlicher Freiheitsgrad musste eingeführt werden, um Baryonen aus drei identischen Quarks wie z.B. $\Omega^- = sss$ oder $\Delta^{++} = uuu$ mit dem Pauli-Prinzip in Einklang zu bringen. Die zu Grunde liegende Theorie wurde erst zu Beginn der 70er Jahre entwickelt.
Die Theorie der starken Wechselwirkung basiert auf einer lokalen Farbeichinvarianz der Lagrangedichte und heißt Quantenchromodynamik (QCD). Die zugehörige Eichgruppe ist die nichtabelsche SU(3).[6] Analog zur Quantenelektrodynamik (QED), in der die Forderung nach Eichinvarianz die Einführung der Photonen nötig macht, verlangt auch in der QCD das Eichprinzip nach der Einführug von Vektorfeldern, den Gluonen. Während es in der QED eine verallgemeinerte Ladung gibt, gibt es in der QCD drei Ladungstypen, die mit den Farben rot, grün und blau bezeichnet werden. Eine Besonderheit nichtabelscher Eichtheorien ist die Tatsache, dass die Eichbosonen selber Ladung tragen. Die Gluonen, masselose Spin-1-Teilchen, bilden ein Farboktett, d.h. sie tragen jeweils eine Farbe und eine Antifarbe.

[6]Nichtabelsche Eichtheorien wurden bereits 1954 von Yang und Mills – allerdings nicht im Zusammenhang mit Farbe – untersucht, daher werden nichtabelsche Eichtheorien auch Yang–Mills–Theorien genannt.

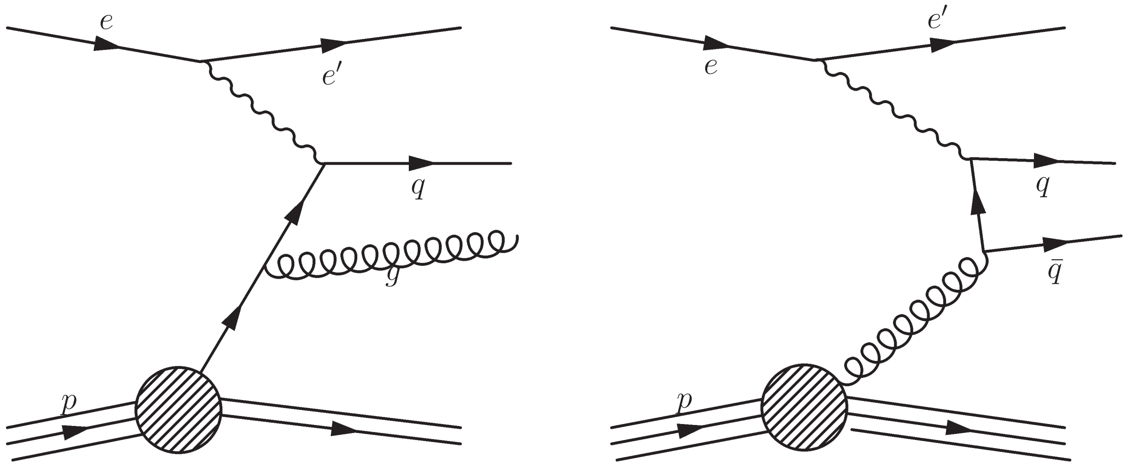


Abbildung 1.2: In erster Ordnung der QCD tragen weitere Feynmandiagramme zur tiefinelastischen Streuung bei. Das Quark kann vor oder nach der Wechselwirkung ein Gluon abstrahlen (QCD Compton) oder ein Gluon aus dem Proton kann in ein $q\bar{q}$ Paar aufspalten, von denen eins das Photon absorbiert (Boson-Gluon-Fusion).

1.3.1 Störungstheorie, Renormierung und die laufende Kopplung

Berechnungen in der QCD können innerhalb der Störungstheorie durchgeführt werden, dabei entwickelt man nach Potenzen der starken Kopplungskonstanten α_S und summiert die Feynmandiagramme der einzelnen Ordnungen auf. In der tiefinelastischen Streuung treten aufgrund der möglichen Gluonabstrahlung durch die Quarks oder Gluonsplitting weitere Prozesse in höheren Ordnungen der QCD auf. In der nächst höheren Ordnung, $\mathcal{O}(\alpha\alpha_S)$, sind zwei Prozesse zu berücksichtigen:
Zum einen der QCD-Compton-Prozess (QCDC), $\gamma^* q \rightarrow qg$, bei dem vom Quark vor oder nach der Wechselwirkung ein Gluon abgestrahlt wird, und zum anderen die Boson-Gluon-Fusion (BGF), $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$, bei der das virtuelle Photon mit einem Gluon im Proton wechselwirkt, das in ein $q\bar{q}$-Paar aufspaltet. In Abbildung 1.2 sind zwei Diagramme, die zum QCDC und BGF Prozess beitragen, dargestellt.

Divergenzen in der QCD-Störungsrechnung und Renormierung

Bei der Berechnung der Beiträge höherer Ordnungen muss über die Impulse in Gluon-Schleifendiagrammen integriert werden. Diese virtuellen Schleifendiagramme weisen Singularitäten auf, für Impulse $k \rightarrow \infty$ wächst der Wirkungsquerschnitt ins Unendliche. Daher nennt man sie Ultraviolettdivergenzen. Weitere Divergenzen treten bei der Berechnung reeller Korrekturen, also Gluonabstrahlungen auf. Dies ist der Fall, wenn ein weiches Gluon, $E \rightarrow 0$, oder ein Gluon unter sehr kleinem Winkel, $\theta \rightarrow 0$, zum Quark abgestrahlt wird. Man spricht von Infrarot– bzw. kollinearen Divergenzen.
Durch die dimensionale Regularisierung und die Renormierung [8] können diese Sin-

gularitäten behoben werden. Bei der Regularisierung werden die vierdimensionalen Integrale durch $4+\epsilon$-dimensionale Integrale ersetzt und nach der Integration der Grenzübergang $\epsilon \to 0$ vollzogen. Durch diese Vorgehensweise heben sich die Singularitäten größtenteils gegenseitig auf.
Die verbleibenden virtuellen Pole können auf dem Wege der Renormierung berechnet werden. Dazu führt man einen neuen Parameter, die Renormierungsskala μ_R, ein. Für renormierbare Theorien gilt die Renormierungsgruppeninvarianz, die besagt dass physikalisch messbare Größen von der Wahl des Renormierungsschemas unabhängig sind. Diese Invarianz wird erreicht, indem die "nackten" Parameter der Theorie, wie beispielsweise Feldstärke und Kopplung, durch die entsprechenden renormierten Größen ersetzt werden, die mit den physikalischen Messgrößen identisch sind. Diese Parameter sind nun skalenabhängige Größen, deren Skalenverhalten durch einfache Differentialgleichungen, die Renormierungsgruppengleichungen, beschrieben werden:

$$\frac{d\alpha_S(\mu_R)}{d\ln\mu_R} = \beta(\alpha_S) = -\frac{\beta_0}{2\pi}\alpha_S + \mathcal{O}(\alpha_S^2) \tag{1.11}$$

Die laufende Kopplung

Durch Integration der Renormierungsgruppengleichung (1.11) ergibt sich in erster Ordnung Störungstheorie für die Kopplung der starken Wechselwirkung:[7]

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD})} \qquad \text{mit } \beta_0 = 11 - 2n_f/3\ . \tag{1.12}$$

Dabei ist n_f die Anzahl der Quarkflavors mit $m^2 < Q^2$ und Λ_{QCD} ein freier Parameter der Theorie, der die Stärke der Kopplung festlegt und experimentell bestimmt werden muss. Ein typischer Wert für Λ_{QCD} sind 200 MeV. Der Weltmittelwert für α_S bei der Masse des Z^0-Boson beträgt [9]

$$\alpha_S(M_Z) = 0.1183 \pm 0.0027 \tag{1.13}$$

Die Abhängigkeit der Stärke der Kopplung in der QCD hat weitreichende Konsequenzen: In der QCD nimmt bei großen Abständen, also kleinen Impulsüberträgen, die Stärke der Kopplung zu. Sie weist damit ein völlig anderes Skalenverhalten als die QED auf, in der die Kopplung mit dem Abstand abnimmt. Dies ist eine Folge der nichtabelschen Struktur der Theorie und der Selbstwechselwirkung der Gluonen. Des Weiteren ist das Skalenverhalten mit der Anzahl der Quarkflavors verknüpft. Für eine Theorie mit einer großen Anzahl Quarkflavors wird der Term β_0 in Glg.1.12 negativ und das Vorzeichen des Skalenverhaltens kehrt sich um. Die Tatsache, dass die Kopplung bei unendlich großen Energien verschwindet, $\alpha_S(Q^2 \to \infty) \to 0$, bezeichnet man als asymptotische Freiheit. Sie ist eine Eigenschaft aller nichtabelschen Theorien. Deswegen kann das Quark-Parton-Modell, in dem angenommen

[7] Die Skala μ_R wurde durch die für die tiefinelastische Streuung relevante Skala, den Impulsübertrag Q^2, ersetzt.

wird, die Partonen im Proton wechselwirkten nicht untereinander, bei großen Impulsüberträgen erfolgreich sein. Da die Kopplungskonstante auf kleinen Skalen Q^2 stark anwächst, kann nur für große Impulsüberträge eine störungstheoretische Entwicklung nach Potenzen von α_S erfolgreich sein. Bei kleinen Abständen wird die Kopplung so groß, dass die Quarks in Hadronen eingeschlossen sind und keine freien Quarks beobachtet werden können, eine Tatsache, die als *confinement* bezeichnet wird.

1.3.2 Faktorisierung

Die laufende Kopplung der QCD legt es nahe, kurzreichweitige Prozesse und langreichweitige Prozesse zu unterscheiden. Zu den kurzreichweitigen Prozessen, die bei einer großen Energieskala stattfinden, so dass die Störungstheorie angewendet werden kann, zählt beispielsweise der harte Streuprozess der tiefinelastischen Streuung. Auf makroskopischen Distanzen beobachtet man jedoch nur in Hadronen eingeschlossene Quarks und Gluonen. Durch das Anwachsen der starken Kopplung entzieht sich der Bereich langer Reichweiten der störungstheoretischen Behandlung. Daher können die Prozesse innerhalb des Protons, die Partonverteilungsdichten und damit auch der Wirkungsquerschnitt nicht aus ersten Prinzipien berechnet werden.
Das Faktorisierungstheorem der QCD [1] besagt, dass diese beiden Regionen entkoppeln, und getrennt voneinander behandelt werden können. Der Wirkungsquerschnitt des Protons kann durch Faltung des Matrixelementes für den harten Streuprozess mit den Partonverteilungsfunktionen berechnet werden. Das Faktorisierungstheorem rechtfertigt somit das in Abschnitt 1.2 skizzierte Vorgehen. Die Prozesse innerhalb des Protons, die bei niedrigen Impulsüberträgen ablaufen, werden so in den pdfs absorbiert. Die Partonverteilungsdichten müssen zwar experimentell aus Messungen des Wirkungsquerschnitts abgeleitet werden (s. Abschnitt 1.3.4), sind jedoch universell zur Beschreibung der Struktur des Protons unabhängig vom Streuprozess gültig. Die Aufteilung in einen Bereich langer und kurzer Reichweiten wird durch die Einführung der Faktorisierungsskala μ_F realisiert. Sie trennt den Bereich des harten Streuprozesses, $Q^2 > \mu_F^2$, von dem perturbativ nicht zugänglichen Bereich $Q^2 < \mu_F^2$. Idealerweise sind Observablen unabhängig von der Wahl der Faktorisierungsskala. Diese wird häufig in Übereinstimmung mit der Renormierungsskala gewählt.

1.3.3 Verletzung des Skalenverhaltens der Strukturfunktionen des Protons

Nicht nur die Kopplungskonstante ist in der QCD skalenabhängig, sondern auch die Strukturfunktionen des Protons. Betrachtet man den inklusiven Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung in der QCD, erkennt man, dass das in Abschnitt 1.2 beschriebene Skalenverhalten des Quark-Parton-Modells verletzt ist [10]. Dies wird anschaulich verständlich, wenn man den Impulsübertrag als Ortsauflösungsvermögen interpretiert, dass mit zunehmendem Q^2 besser wird, da entsprechend der Unschär-

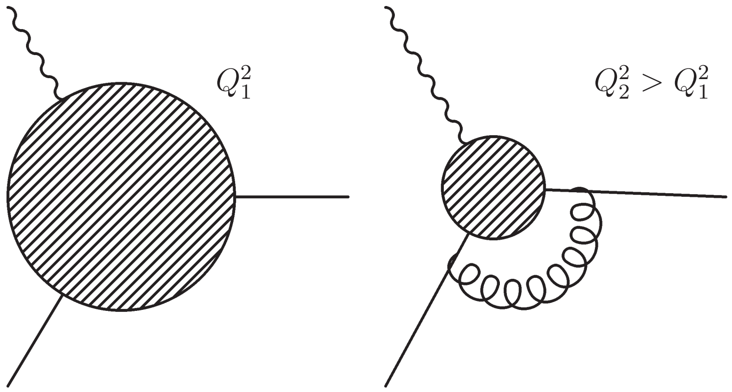


Abbildung 1.3: Bei kleinem Impulsübertrag Q_1^2 wird ein Quark im Proton geprobt. Bei größerem $Q_2^2 > Q_1^2$, und entsprechend besserer Auflösung, angedeutet durch die schraffierten Kreise, können feinere Strukturen aufgelöst werden. Das Quark kann ein Gluon abstrahlen, bevor es das Photon absorbiert.

ferelation immer kleinere Abstände aufgelöst werden können. Das virtuelle Photon wechselwirkt bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 mit den Valenzquarks, den Konstituenten des Protons im QPM. Im Falle des QPM, in dem die Quarks untereinander nicht wechselwirken, findet auch bei größeren Impulsüberträgen lediglich eine Wechselwirkung mit den Valenzquarks statt, es kann keine weitere Struktur aufgelöst werden. Dies gilt jedoch nicht innerhalb der QCD, in der Quarks Gluonen abstrahlen können, die wiederum $q\bar{q}$–Paare erzeugen, so dass mit zunehmendem Q^2 eine feinere Struktur aufgelöst werden kann. Diese durch Gluonsplitting im Proton erzeugten Quark-Antiquarkpaare bezeichnet man als den Quark-See des Protons, im Unterschied zu den Valenzquarks. Wie in Abbildung 1.3 veranschaulicht, nehmen bei höherem Q^2 auch Quarks an der Wechselwirkung teil, die vorher ein Gluon abgestrahlt haben oder durch Gluonsplitting entstanden sein können. Daher haben diese Partonen kleinere Impulsanteile x am Protonimpuls. Je größer der Impulsübertrag, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit, ein Parton im Proton bei kleinem x zu finden. Die Struktur des Protons ist nicht mehr unabhängig von der Skala Q^2 und das QPM-Skalenverhalten ist verletzt. Diese Verletzung des Skalenverhaltens ist eine Signatur der Gluonabstrahlungen. Die Partondichten und Strukturfunktionen, die im QPM allein von x abhängen, werden in der QCD durch Funktionen von x und Q^2 ersetzt

$$f_i(x) \rightarrow f_i(x, Q^2) \quad \text{und} \quad F_{1,2}(x) \rightarrow F_{1,2}(x, Q^2) \; .$$

Bei mittleren Werten der Bjorken-Skalenvariablen $x \approx 0.25$ skalieren die Strukturfunktionen, während sie bei größeren x-Werten mit Q^2 abfallen und bei kleineren x-Werten mit Q^2 ansteigen. Die Messungen, die das Skalenverhalten des QPM bestätigten, wurden gerade bei mittleren Werten von x durchgeführt. Inzwischen liegen Messungen der Strukturfunktionen in einem großen x- und Q^2-Bereich vor [11].
Auch die Callan-Gross-Beziehung (Glg.1.10) gilt in der QCD nicht mehr. Die Differenz der Strukturfunktion F_2 und $2xF_1$ ist endlich und wird als longitudinale Struk-

turfunktion F_L bezeichnet. Sie ist eng verknüpft mit der Wahrscheinlichkeit, ein longitudinal polarisiertes Photon zu absorbieren. Dies ist im QPM nicht möglich, da die Quarks Spin-1/2-Teilchen sind und keine transversale Impulskomponente aufweisen. Die Strukturfunktion F_L ist sensitiv auf den Gluongehalt des Protons.
Der inklusive Wirkungsquerschnitt lautet somit

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2dx} = \frac{4\pi\alpha}{xQ^4}[F_2(x,Q^2) - \frac{y^2}{Y_+}F_L(x,Q^2)] \;, \quad \text{wobei } Y_+ = 2(1-y) + y^2 \;. \tag{1.14}$$

1.3.4 Partonevolution

Das Skalenverhalten der Strukturfunktionen des Protons lässt sich mit Hilfe der QCD nicht nur anschaulich verstehen sondern auch berechnen. Analog zu den Renormierungsgruppengleichungen für die Kopplung (1.11) können Differentialgleichungen zur Beschreibung der Skalenabhängigkeit der Quark- und Gluondichten aufgestellt werden.

Die DGLAP-Evolution

Die DGLAP[8]-Gleichungen [12] beschreiben die Q^2-Abhängigkeit der Quark- und Gluondichten mit Hilfe der Splittingfunktionen P_{ij}. Sie lauten für die Quarkdichte eines flavors i

$$\frac{dq_i(x,Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_S}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left(q_i(y,Q^2)P_{qq}(\frac{x}{y}) + g(y,Q^2)P_{qg}(\frac{x}{y})\right) \tag{1.15}$$

und für die Gluondichte

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_S}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left(\sum_i q_i(y,Q^2)P_{gq}(\frac{x}{y}) + g(y,Q^2)P_{gg}(\frac{x}{y})\right) \quad , \tag{1.16}$$

wobei über alle Quarks und Antiquarks mit Flavor i summiert wird. Die Splittingfunktionen $P_{ij}(\frac{x}{y})$ stellen Wahrscheinlichkeiten dar, in einem Parton j mit Impulsanteil y am Protonimpuls ein anderes Parton i zu finden, das einen relativen Impulsanteil x/y des Impulses des Mutterteilchens trägt. Ihre Bedeutung ist in Abbildung 1.4 veranschaulicht. Die Splittingfunktionen können in perturbativer QCD berechnet werden.
Durch Lösen der Integrodifferentialgleichungen 1.15 und 1.16 [13] ist es möglich, die x-Abhängigkeit der Partonverteilungen, und damit auch die Strukturfunktionen, bei einem Impulsübertrag Q^2 zu berechnen, sofern die gesamte x-Abhängigkeit bei einer kleineren Skala $Q_0^2 < Q^2$ bekannt ist.
Die DGLAP-Evolution basiert auf der *leading-log* Näherung, bei der die führenden Terme von der Form $(\alpha_S(Q^2)\ln(Q^2/Q_0^2))^n$ sind. Die führenden Logarithmen (*leading logs*) werden über alle Ordnungen aufsummiert, Terme der Form $\alpha_S(Q^2)\ln(1/x)$ werden vernachlässigt. Dies ist äquivalent einer Summe über Leiterdiagramme der in

[8]Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi

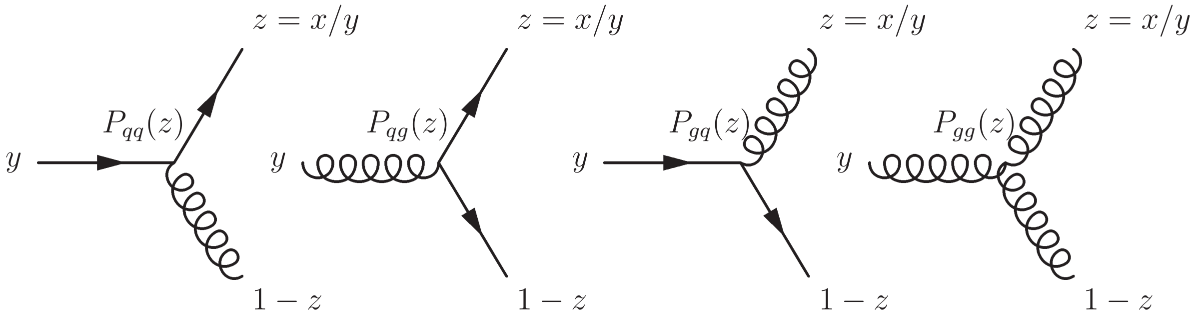


Abbildung 1.4: Die Splittingfunktionen P_{qq}, P_{qg} und P_{gq}, P_{gg} beschreiben die Wahrscheinlichkeiten, in einem Parton mit Impulsanteil y am Protonimpuls ein weiteres Parton mit Impulsanteil z am Impuls des Mutterteilchens zu finden.

Abbildung 1.5 gezeigten Form. Jede Stufe der Leiter entspricht einer Ordnung in $\alpha_S \ln(Q^2/Q_0^2)$. Die Virtualitäten und Impulsanteile der inneren bzw. der emittierten Gluonen werden mit k_{Ti}^2 und x_i bzw. p_{Ti}^2 und ξ_i bezeichnet. Als Folge dieser Vorgehensweise sind die Virtualitäten k_{Ti}^2 der inneren Gluonen der Leiter stark geordnet und werden zum Proton hin immer kleiner,

$$Q_0^2 \ll ... \ll k_i^2 \ll k_{i+1}^2 \ll ... \ll Q^2 \quad . \tag{1.17}$$

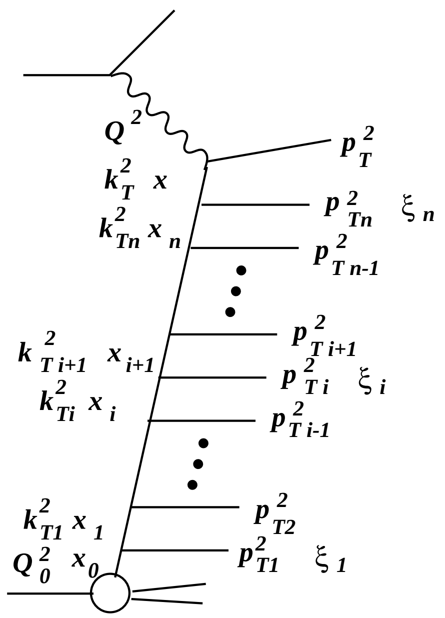


Abbildung 1.5: Leiterdiagramm zur Veranschaulichung der Gluonemission in der Partonevolution

Die x-Abhängigkeit der Partonverteilungsfunktionen kann in der perturbativen QCD nicht aus ersten Prinzipien berechnet werden, sondern wird anhand gemessener Wirkungsquerschnitte unter Ausnutzung der DGLAP-Evolution extrahiert. Dazu werden die verschiedenen Quarkdichten und die Gluondichte bei der Skala Q_0^2, die üblicherweise im Bereich weniger GeV liegt, parameterisiert, und durch Evolution zu höheren Werten Q^2 der Wirkungsquerschnitt berechnet und mit den Daten verglichen. Eine Anpassung der Parameter liefert die Partonverteilungsfunktionen bei Q_0^2. Solche Anpassungen werden sowohl von den Experimenten selbst als auch von Phänomenologen durchgeführt [14]. In der vorliegenden Analyse wurden für die Monte Carlo Berechnungen neben den von H1 extrahierten Parameterisierungen der Partondichten [11] auch die von der CTEQ Kollaboration [15] und die von Glück, Reya, Vogt [16] bestimmten Parametersätze verwendet. Die verschiedenen pdfs unterscheiden sich nur wenig voneinander.

Die DGLAP-Evolution ist gültig, falls $\alpha_S(Q^2)$ kleine Werte annimmt, also bei hinreichend großem Q^2, und für kleine Werte von $\ln(1/x)$.

Die BFKL-Evolution

Im Bereich kleiner x und vergleichsweise kleiner Q^2 können die Terme $\ln(1/x)$ nicht mehr vernachlässigt werden, und eine andere Näherung, die BFKL[9]-Evolution [17], wird angewendet. Diese gilt für den Fall kleiner x bei konstantem Q^2. Dabei werden ebenfalls führende Logarithmen allerdings von der Form $(\alpha_s(Q^2)\ln\frac{1}{x})$ über alle Ordnungen aufsummiert, Terme der Form $\alpha_s \cdot \ln Q^2/Q_0^2$ werden vernachlässigt. Der Bereich kleiner x ist durch einen starken Anstieg der Strukturfunkionen F_2 ausgezeichnet, der mit der Dominanz der Gluondichte im Proton erklärt wird. Daher werden in diesem Bereich nur Gluonen in der Partonevolution berücksichtigt. Die BFKL-Evolutionsgleichung beschreibt die $1/x$-Abhängigkeit der unintegrierten Gluondichte $f(x, k_T^2)$,

$$\frac{\partial f(x,k_T^2)}{\partial \ln 1/x} = \frac{3\alpha_s}{\pi} k_T^2 \int_0^\infty \frac{\mathrm{d}k_T'^2}{k_T'^2} \left[\frac{f(x,k_T'^2) - f(x,k_T^2)}{|k_T'2 - k_T^2|} + \frac{f(x,k_T^2)}{\sqrt{4k_T'^4 + k_T^4}} \right] \quad . \tag{1.18}$$

Die unintegrierten Gluonverteilungen hängen explizit vom Transversamlimpuls k_T ab. Die von x und Q^2 abhängige Gluonverteilung ergibt sich durch die Integration über k_T,

$$xg(x,Q^2) = \int_0^{Q^2} \frac{\mathrm{d}k_T^2}{k_T^2} f(x,k_T^2) \quad . \tag{1.19}$$

Im BFKL-Schema sind die Virtualitäten der Gluonen nicht geordnet, sondern entlang der Leiter zufällig verteilt, stattdessen wird eine starke Ordnung in x angenommen,

$$x \ll x_{i+1} \ll x_i \ll ... \ll x_0 \quad , \tag{1.20}$$

[9]Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov

wobei die Werte für x ausgehend vom Photonvertex zum Proton hin zunehmen. Da keine Ordnung in Q^2 vorliegt, können die Virtualitäten während der Evolution beliebig kleine Werte annehmen, sodass die Gültigkeit der Störungsrechnung nicht mehr sichergestellt ist. Daher muss in der Regel ein unterer Abschnittsparameter auf den Transversamlimpuls eingeführt werden.

Die CCFM-Evolution

Eine Kombination des DGLAP- und des BFKL-Schemas stellt die CCFM[10]-Evolution dar, die Effekte kohärenter Abstrahlungen und eine Ordnung in den Emissionswinkeln der Gluonleiter berücksichtigt [18]. Während im DGLAP- und BFKL-Schema die Evolution in den Größen Q^2 und x durchgeführt wird, geschieht dies in der CCFM-Evolution im Polarwinkel der Emission entlang der Partonleiter, wobei

$$\Theta_{i+1} > \Theta_i \tag{1.21}$$

gilt. Das heißt, dass der Emissionswinkel der Gluonen entlang der Leiter zum Photonvertex hin zunimmt. Dies kann durch die Beziehung

$$Q_0 \ll q_1 z_1 \ll q_2 z_2 \ll ... \ll q_n z_n \ll \bar{q} \tag{1.22}$$

ausgedrückt werden, wobei z der emittierte Impulsanteil am Impuls des Mutterpartons ist und die Variable q_i aus dem Transversalimpuls des emittierten Partons abgeleitet wird,

$$q_i = \frac{p_{T,i}}{1-z} \quad . \tag{1.23}$$

Die unintegrierten Gluonverteilungen $\mathcal{A}$ hängen im CCFM-Schema von den Größen x, k_T^2 und $\bar{q}$ ab, wiederum ergibt sich die Gluondichte des Protons durch Integration über den Transversalimpuls k_T,

$$xg(x, Q^2) = \int_0^{\bar{q}^2} \mathrm{d}k_T^2 \mathcal{A}(x, k_T^2, \bar{q}) \quad . \tag{1.24}$$

Die Evolutionsgleichung, die die Abhängigkeit der unintegrierten Gluondichte von der Größe $\bar{q}$ beschreibt, lautet

$$\bar{q}^2 \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\bar{q}^2} \frac{x\mathcal{A}(x, k_T, \bar{q})}{\Delta_S(\bar{q}, Q_0)} = \int \mathrm{d}z \frac{\mathrm{d}\phi}{2\pi} \frac{\bar{P}(z, \bar{q}/z, k_T)}{\Delta_S(\bar{q}, Q_0)} x' \mathcal{A}(x', k_T', \bar{q}/z) \quad , \tag{1.25}$$

wobei ϕ der Azimutalwinkel, Δ_S der Sudakov-Formfaktor und $\bar{P}$ die Splittingfunktion ist. Die DGLAP- und BFKL-Evolution stellen Grenzwerte des CCFM-Schemas dar, für kleine z beispielsweise stellt Gleichung 1.22 keine Beschränkung an die Virtualitäten dar, während sich für moderate z geordnete Virtualitäten ergeben. Für den Bereich kleiner x entspricht die CCFM-Evolution einer Resummierung der Terme $\ln 1/x$ und geht damit in die BFKL-Näherung über.

[10] Catani, Ciafaloni, Fiorani, Marchesini

1.4 Der Hadronisierungsprozess

Die Prozesse innerhalb des Protons bei Energien kleiner der Faktorisierungsskala sind störungstheoretisch nicht beschreibbar, das Gleiche gilt für den Übergang der Quarks und Gluonen in Hadronen des Endzustandes. Den Endzustand des harten Streuprozesses bilden neben dem Protonrest wenige Partonen. Weitere Abstrahlungen von Gluonen und Quarks, sogenannte Partonschauer, können zu einem komplizierteren partonischen Endzustand führen. Diese Effekte finden noch bei einer kurzen Reichweite, also einer hinreichend großen Energieskala und somit kleinem $\alpha_S(Q^2)$ statt, so dass sie innerhalb der perturbativen QCD beschrieben werden können.
Partonen sind jedoch keine Observablen, es können lediglich Hadronen, also farbneutrale, aus Quarks und Gluonen zusammengesetzte Teilchen, beobachtet werden. In Hadronen gebundene Quarks und Gluonen befinden sich bei einer kleinen Energieskala, bei der α_S groß wird. Die Skala, bei der α_S so groß wird, dass die Störungsrechnung der QCD zusammenbricht, legt die Größe von Hadronen fest.
Der Übergang von nahezu freien Quarks und Gluonen bei großen Energieskalen zu beobachtbaren Hadronen bei kleinen Energien wird als Hadronisierung oder auch Fragmentation bezeichnet. Bei der Beschreibung der Hadronisierung ist man auf phänomenologische Modelle angewiesen. Es gibt verschiedene solcher Modelle, von denen zwei im Folgenden vorgestellt werden sollen, zum einen das Lund-String-Modell, das im Monte Carlo Generator JETSET [19] Verwendung findet, sowie die *Cluster*-Fragmentation, die im Generatorprogramm HERWIG [20] implementiert ist.
Man erwartet, dass die Fragmentation universal ist, also unabhängig vom harten Streuprozess. Demzufolge sollten Fragmentationsprozesse in e^+e^--Kollisionen mit denen in der ep-Streuung vergleichbar sein. Allerdings bilden in der DIS Partonen und der Protonrest, ein ausgedehntes, farbgeladenes Objekt, den Ausgangspunkt der Fragmentation. Diese zusätzliche Komplikation sowie die Tatsache, dass in der DIS bereits im Anfangszustand Partonen auftreten, erschweren den Vergleich mit e^+e^--Kollisionen, in denen lediglich die punktförmigen Partonen des Endzustandes fragmentieren. Die Messung seltsamer Mesonen und Baryonen stellt einen Test der Hadronisierungsmodelle dar.

1.4.1 Das Lund-Stringmodell

Im einfachsten Fall des QPM-Prozesses sind es ein Quark, also ein Farbtriplett und ein Diquark, das einem Farbantitriplett entspricht, die den Ausgangszustand der Fragmentation darstellen. Im String-Modell [21] wird das Farbfeld zwischen Quark und Diquark durch einen relativistischen, masselosen String beschrieben, der eine konstante Energiedichte der Größenordnung $\kappa \approx 1\text{GeV/fm}$ haben soll. Entfernen sich die beiden Farbladungen voneinander, nimmt die im String gespeicherte Energie zu, bis sie ausreicht, ein $q\bar{q}$-Paar aus dem Vakuum zu erzeugen. Dadurch bricht der String auseinander in zwei Teile, die unabhängig voneinander fragmentieren, wie in Abbil-

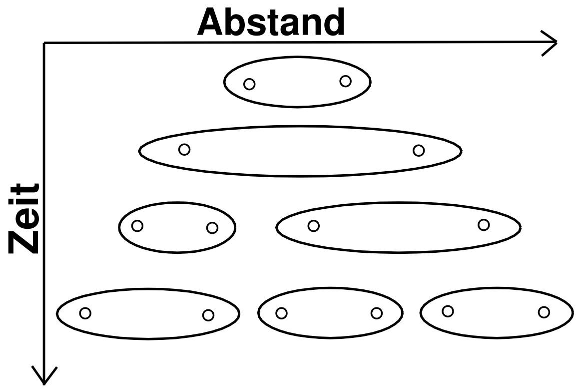


Abbildung 1.6: Hadronisierung im Lund-Stringmodell: Im Farbfeld des anfänglichen Quark-Antiquarkpaares (oder Quark-Diquarkpaares), beschrieben durch einen String, entstehen weitere $q\bar{q}$-Paare aus dem Vakuum, die zu einem Zerbrechen in zwei separate Strings führen. Ist die Energie zu niedrig, um weitere Quarks zu erzeugen, bilden die $q\bar{q}$-Zustände Mesonen.

dung 1.6 dargestellt. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis die Energie der einzelnen Strings nicht mehr ausreicht, um weitere Quarks zu erzeugen, und Hadronen gebildet werden. Die Quark-Antiquarkpaare, die die Enden der Strings darstellen, bilden Mesonen.

Das Quark und das Antiquark eines Vakuum-$q\bar{q}$-Paares müssen am selben Punkt im vierdimensionalen Phasenraum entstehen, um Quantenzahlen wie Ladung und Farbe lokal zu erhalten. Dies ist jedoch klassisch verboten. Um $q\bar{q}$-Paare mit Masse und Transversalimpulsen zu erzeugen, muss die Feldenergie zwischen den Entstehungspunkten in transversale Masse umgewandelt werden. Die $q\bar{q}$-Paare müssen klassisch mit endlichem Abstand erzeugt werden. Die $q\bar{q}$-Erzeugung kann durch einen quantenmechanischen Tunneleffekt beschrieben werden. Die Tunnelwahrscheinlichkeit fällt im klassisch verbotenen Bereich exponentiell ab.

$$e^{-\pi m_T^2/\kappa} = (e^{-\pi m^2/\kappa})(e^{-\pi p_T^2/\kappa}) \tag{1.26}$$

Die Unterdrückung ist abhängig von der Masse m des erzeugten Quarks. Für *charm*-Quarks ergibt sich eine relative Wahrscheinlichkeit von 10^{-11} gegenüber *up* und *down* Quarks, so dass die Produktion von *charm* und schwereren Quarks vernachlässigt werden kann. Die *strange*-Quark Produktion ist aufgrund der größeren Masse im Verhältnis von ca. 0.3 : 1 gegenüber u und d unterdrückt. Im Lund-String-Modell wird diese Unterdrückung durch einen freien Parameter, den *strangeness*-Unterdrückungsfaktor mit dem Standardwert 0.3,

$$\lambda_S = \frac{\mathcal{P}(s)}{\mathcal{P}(d)} = 0.3 \qquad ,$$

gesteuert.

Bilden mehr Partonen den Ausgangszustand der Fragmentation, beginnt man mit einer komplizierteren Stringkonfiguration. Dabei stellen Quarks und Diquarks, also Farbtripletts, Anfangs– und Endpunkte der Strings dar, während die Gluonen, also Farboktetts, sowohl End- als auch gleichzeitig Anfangspunkt eines neuen Strings sind. Gluonen führen zu "Knicken" in den Strings. In einer $q\bar{q}g$ Konfiguration führt destruktive Interferenz des Gluons mit den Farbladungen der Quarks zu einer Unterdrückung der Teilchenproduktion in der dem Gluon "gegenüber" liegenden Region. Dieser am e^+e^--Speicherring PETRA nachgewiesene [22] "Stringeffekt" ist im Lund-Stringmodell auf natürliche Weise enthalten.

Baryonproduktion

Durch die Erzeugung von $q\bar{q}$-Paaren im Feld des Strings können ausschließlich gebundene $q\bar{q}$-Zustände, also Mesonen erzeugt werden. Die Produktion von Baryonen, also qqq-Zuständen, ist möglich, wenn statt eines $q\bar{q}$– ein Diquark–Paar aus dem Vakuum erzeugt wird, dies führt ebenfalls zum Zerbrechen des Strings in zwei Teile, von denen einer mit einem Quark beginnt und einem qq-Zustand endet und zu einem Baryon fragmentieren kann. Der andere String bildet auf analoge Weise ein Antibaryon. Die so erzeugten Baryonen und Antibaryonen liegen benachbart im Phasenraum und haben mindestens zwei Quarkflavors, die des erzeugten Diquarks, gemeinsam. Die Baryonproduktion im Lund-Stringmodell kann durch mehrere freie Parameter gesteuert werden. So gibt es beispielsweise einen Parameter für die relative Wahrscheinlichkeit von Diquark-Paar und $q\bar{q}$-Produktion

$$\frac{\mathcal{P}(qq)}{\mathcal{P}(q)} = 0.1 \qquad .$$

Die angegebenen Zahlenwerte entsprechen jeweils den Standardwerten des Parameters in der Implementierung des Lund-Stringmodells in JETSET, die mit Hilfe von Daten aus e^+e^--Kollisionen bestimmt wurden. Zusätzlich zum *strangeness*-Unterdrückungsparameter λ_S kann die Unterdrückung seltsamer Diquarkpaare festgelegt werden

$$\frac{\mathcal{P}(us)/\mathcal{P}(ud)}{\mathcal{P}(s)/\mathcal{P}(d)} = 0.4 \qquad .$$

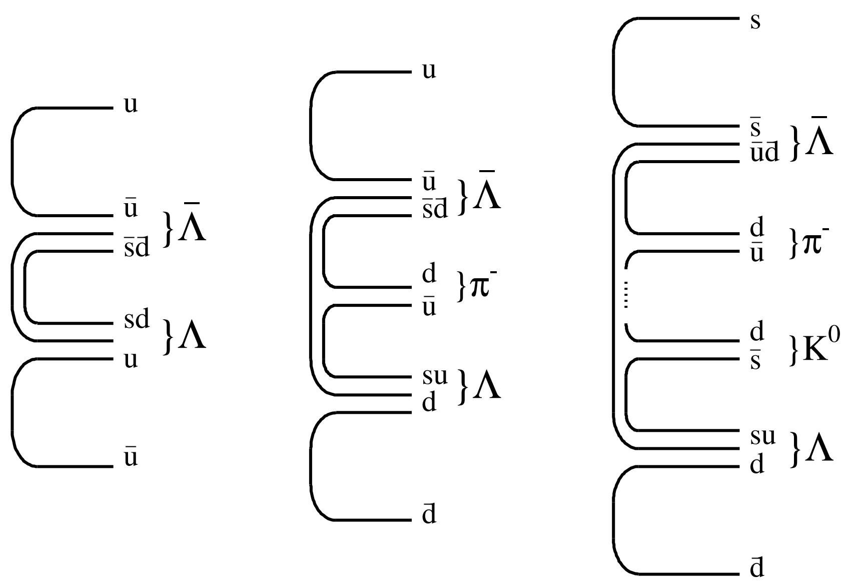
Aufgrund der zweifachen, starken Unterdrückung seltsamer Quarkpaare und Diquarkpaare erwartet man, dass Λ-Baryonen im Allgemeinen nicht zusammen mit einem $\bar{\Lambda}$-Baryon erzeugt werden sondern mit einem Antibaryon aus leichten Quarks, z.B. p oder n und einem seltsamen Meson.
Die relative Produktion von Baryon-Oktett bzw. Dekuplettzuständen hängt ab vom Verhältnis der produzierten Diquarks mit Spin 0 bzw. Spin 1, das durch den Parameter

$$\frac{1}{3}\frac{\mathcal{P}(ud_1)}{\mathcal{P}(ud_0)} = 0.05$$

bestimmt werden kann.
Diese Parameter legen die Wahrscheinlichkeit fest, ein Diquark mit Flavour i und

Spin σ im Feld des Strings aus dem Vakuum zu erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit, ein Baryon zu produzieren, ergibt sich aus der Faltung dieser Fragmentationswahrscheinlichkeit mit der Anzahl der Möglichkeiten, das ursprüngliche, den String bildende Quark und das Diquark zu einem Baryon zu kombinieren. Dies folgt aus der Annahme, dass Baryonen vollständig symmetrische Zustände aus drei Quarks sind, die durch die Gruppe SU(6), der Multiplikation der Gruppen SU(3) des Flavors und SU(2) des Spins, beschrieben werden können. Die Produktionswahrscheinlichkeit eines bestimmten Baryons entspricht also der Tunnelwahrscheinlichkeit multipliziert mit dem Phasenraumfaktor der SU(6).

Eine erweiterte Beschreibung der Baryonproduktion bietet der sogenannte 'Popcorn'-Mechanismus [23]. Dabei werden keine Diquark-Paare erzeugt, sondern die Baryonen entstehen durch sukzessive Erzeugung von $q\bar{q}$-Paaren. Zunächst entsteht ein $q\bar{q}$-Paar, dessen "falsche" Farbkonfiguration nicht zu einem Zerbrechen des Strings führt. Stattdessen werden Farbtripletts gebildet, zwischen denen die gleiche Feldstärke weiterbesteht. Wird im Feld dieses Strings ein weiteres $q\bar{q}$-Paar erzeugt, entstehen zwei Strings, die zu Baryonen fragmentieren können. Das Popcornmodell bietet durch ein mehrfaches Brechen des Strings die Möglichkeit, zwischen dem Baryon-Antibaryonpaar weitere Mesonen zu erzeugen, durch die die Baryonen im Phasenraum getrennt werden. Die relative Wahrscheinlichkeit der Produktion von benach-



(a) Diquark ($B\bar{B}$) JETSET (b) Popcorn ($BM\bar{B}$) JETSET (c) Popcorn ($B(n^*M)\bar{B}$)

Abbildung 1.7: Im Lund-Stringmodell können Baryonen durch aus dem Vakuum produzierte Diquarkpaare (a) oder durch sukzessive Erzeugung von $q\bar{q}$-Paaren (b und c) entstehen.

barten Baryon-Antibaryonpaaren und der Konfiguration Baryon-Meson-Antibaryon kann durch den Parameter

$$\frac{\mathcal{P}(BM\bar{B})}{\mathcal{P}(B\bar{B}) + \mathcal{P}(BM\bar{B})} = 0.5$$

eingestellt werden. Die verschiedenen Mechanismen der Baryonproduktion sind in Abbildung 1.7 dargestellt.

1.4.2 Die *Cluster*-Fragmentation

Eine weitere Möglichkeit, den Übergang in farbneutrale Hadronen zu modellieren, bietet die *Cluster*-Fragmentation [24]. Diese soll hier kurz vorgestellt werden.
Im *Cluster*-Modell produzieren am Ende der perturbativen Phase alle Gluonen $q\bar{q}$-Paare. Anschließend an das nicht-perturbative Gluonsplitting werden $q\bar{q}$-Paare, die durch Farbfelder verbunden sind, zu farbneutralen *Clustern* kleiner Masse zusammengefasst, die isotrop in Hadronen zerfallen. Die Produktion einer bestimmten Teil-

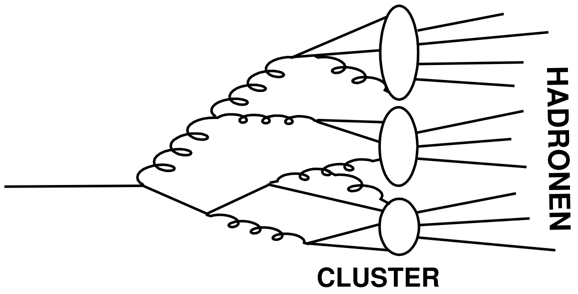


Abbildung 1.8: Hadronisierung im *Cluster*-Modell

chensorte folgt dabei aus Phasenraum– und Spinargumenten.
Es können auch schwere *Cluster* auftreten, diese zerbrechen dann, ähnlich dem Mechanismus der Stringfragmentation, zunächst in kleinere Einheiten, bevor sie in Hadronen zerfallen. Das *cluster*-Modell kommt mit weit weniger Parametern als das Lund-Stringmodell aus.

1.5 Produktion seltsamer Teilchen in tiefinelastischer Streuung

Seltsame Teilchen können in den verschiedenen folgenden Prozessen in der tiefinelastischen Streuung produziert werden.

Der einfachste Prozess, *strangeness* zu erzeugen, ist der QPM und der QCD-Comptonprozess (vgl. Abb. 1.1 und 1.2), bei dem ein seltsames Seequark aus dem

Proton herausgeschlagen werden kann. Eine weitere Möglichkeit ist der BGF-Prozess (Abb. 1.2), bei dem ein Gluon über Aufspaltung in ein $q\bar{q}$-Paar mit dem Photon fusioniert. Aufgrund der leichteren Masse der *strange*-Quarks, die es ermöglicht, s oder $\bar{s}$-Quarks im See des Protons zu erzeugen, spielt der BGF-Prozess für die *strange*-Produktion keine so herausragende Rolle wie für die schweren Quarks b und c, für die dies die einzige Produktionsquelle ist. Es kann nicht von vornherein einer der beiden Prozesse, QPM oder BGF, als dominant angenommen werden. Die vorliegende Messung der Produktion seltsamer Teilchen wird im Bereich kleiner Q^2 und kleiner Bjorken-x durchgeführt, in dem sowohl die Gluon- als auch die Seequarkverteilungen ansteigen. Vor allem im Bereich kleiner x erwartet man eine Dominanz gluoninduzierter Prozesse.

Beim Übergang von Quarks und Gluonen zu Hadronen, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, werden aus dem Vakuum Quark-Antiquarkpaare erzeugt. Obwohl die Produktion seltsamer Teilchen gegenüber den leichteren *up* und *down* Quarks unterdrückt ist, lassen Monte Carlo Simulationen erwarten, dass die Hadronisierung den für die Produktion seltsamer Teilchen wichtigsten Prozess darstellt. Nur in ca. 10% der Ereignisse, in denen ein K^0_S-Meson erzeugt wurde, ist ein s- oder $\bar{s}$-Quark in den harten Subprozess involviert. In den übrigen 90% müssen die s-$\bar{s}$-Quarks in der Fragmentation aus dem Vakuum erzeugt werden.[11] Im Fall der Λ-Baryonen ergibt sich ein ähnliches Verhältnis.

Die im BGF-Prozess erzeugten *charm*-Hadronen können in seltsame Teilchen zerfallen. Beim Zerfall charmanter Mesonen werden vor allem Kaonen erzeugt, beim Zerfall des Λ_C können auch Λ^0-Baryonen erzeugt werden. Es können auch b-Quarks erzeugt werden, die wiederum in *charm* und diese in seltsame Teilchen zerfallen. Der Beitrag der schweren Quarks zum Gesamtwirkungsquerschnitt ist aufgrund der Unterdrückung entsprechend der Quarkmassen allerdings sehr gering.

strange-Quarks können auch in schwerere Hyperonen wie das $\Sigma^\pm$ oder das Ξ^- fragmentieren, bei deren Zerfällen ein Λ-Baryon entsteht. Aufgrund der großen Lebensdauern des Zerfalls $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi$, bei dem sich die Seltsamkeit um 1 ändert, werden diese Λ einige cm vom Ereignisvertex entfernt produziert. Andere schwere Hyperonen mit Seltsamkeit S=1 zerfallen stark und mit kurzen Lebensdauern. Man erwartet, dass ca. die Hälfte aller Λ-Baryonen aus Zerfällen schwerer, seltsamer Hyperonen stammen.[12]
Ein weiterer Produktionsmechanismus für seltsame Teilchen könnten bisher experimentell nicht nachgewiesene Prozesse sein, wie etwa durch QCD-Instantonen induzierte DIS-Ereignisse. In diesen Prozessen werden Quarks und Antiquarks flavor-

[11]Diese Zahlen beziehen sich auf mit dem MC Generator RAPGAP (vgl. Kap. 2) erzeugte Ereignisse im Bereich $2\text{GeV}^2 < Q^2 < 100\text{GeV}^2$.

[12]Dieses Verhältnis wurde mittels des RAPGAP, CASCADE als auch DJANGO (vgl. Kap. 2) Generators ermittelt.

demokratisch erzeugt, so dass eine Anreicherung seltsamer Teilchen im Vergleich zu normaler DIS erwartet wird [25].
Ein weiterer möglicher Prozess ist der Zerfall gebundener Gluonzustände, sogenannter *Glueballs*, in dessen Endzustand $K_S^0 K_S^0$-Paare beobachtet werden sollten [26].

Kapitel 2

QCD Modelle und Monte Carlo Ereignisgeneratoren

Monte Carlo Methoden und Ereignisgeneratoren finden in der Hochenergiephysik, wie auch in viele anderen Bereichen, eine breite Anwendung. Sie ermöglichen einen Zugang zu theoretischen Vorhersagen, allerdings unter der Verwendung von teilweise starken Näherungen und Modellen. Der Vorteil von Monte Carlo Ereignisgeneratoren liegt in der Möglichkeit der vollständigen Simulation des Endzustandes einschließlich der perturbativ nicht zugänglichen Phasen wie der Hadronisierung oder den Prozessen innerhalb des Protons. Außerdem finden Ereignisgeneratoren Verwendung bei der Korrektur der Daten auf Detektoreffekte und Akzeptanzen, zur Korrektur auf Abstrahlungsprozesse der Quantenelektrodynamik und zur Bestimmung systematischer Unsicherheiten. Die Vorgehensweise bei der Generation von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung lässt sich in mehrere Schritte untergliedern, die sich anhand von Abbildung 2.1 verfolgen lassen. Zunächst werden die kinematischen Variablen des Streuprozesses ermittelt unter Verwendung phänomenologisch bestimmter Partondichtefunktionen (vgl. 1.3.4) zur Beschreibung der Struktur des Protons. Der Streuprozess eines Partons mit dem virtuellen Photon kann in fester Ordnung QCD-Störungsrechnung berechnet werden. Im Anschluss an die Berechnung des elementaren Streuprozesses können sowohl im Anfangs- als auch im Endzustand weitere Partonen erzeugt werden, die schließlich in beobachtbare Hadronen übergehen. Im letzten Schritt werden die Zerfälle instabiler Hadronen simuliert, wobei zu bemerken ist, dass im Monte Carlo die Spinzustände nicht berücksichtigt werden. Dies hat insbesondere im Fall der Λ-Baryonen zur Folge, dass die Helizitätsabhängigkeit der Zerfallswinkelverteilung, die in Kap. 3 erklärt wird, nicht in den Monte Carlo Simulationen enthalten ist.
Einige Ereignisgeneratoren bieten die Möglichkeit, Strahlungskorrekturen zum Lepton-Photon-Vertex zu berechnen, indem die Abstrahlung von zusätzlichen reellen Photonen simuliert wird.

Es gibt eine Vielzahl verschiedener Monte Carlo Programme oder Module, die sich

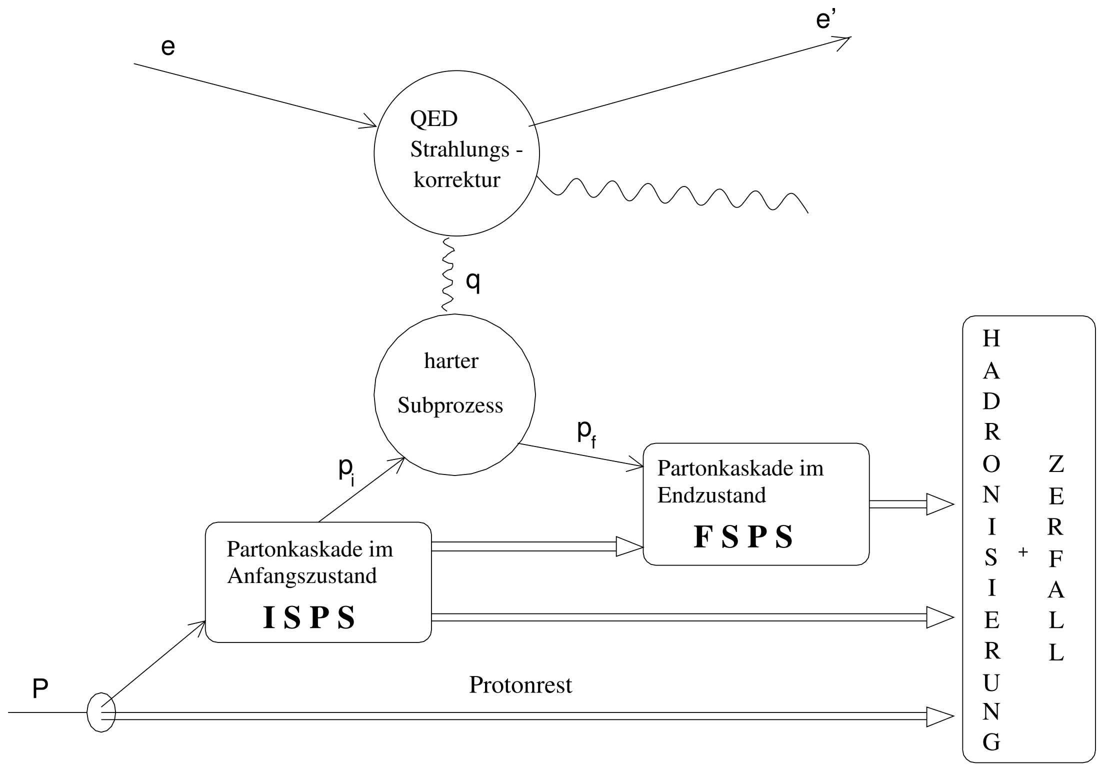


Abbildung 2.1: Erzeugung eines Monte Carlo Ereignisses der tiefinelastischen Streuung. ISPS und FSPS steht für *initial* bzw. *final state parton shower*.

vor allem in den darin implementierten Modellen unterscheiden. Im Folgenden sollen die in dieser Analyse verwendeten Programme vorgestellt und die zugrundeliegenden Modelle kurz erläutert werden.

2.1 RAPGAP und das Schema Matrixelement und Partonschauer

Der Ereignisgenerator RAPGAP [27] erzeugt vollständige Ereignisse der tiefinelastischen Streuung. Die Vorgehensweise basiert auf dem **MEPS**-Schema, das für **M**atrix**E**lement und **P**arton**S**chauer steht.
Vor der eigentlichen Erzeugung von Ereignissen wird der totale Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung σ_{tot} berechnet. Dazu wird die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$, die man aus den Partonverteilungsfunktionen erhält, über den gewünschten zugänglichen Phasenraum integriert.
Für jedes Ereignis wird ein Phasenraumpunkt (x, Q^2) mit der Wahrscheinlichkeit $(d\sigma/dxdQ^2)/\sigma_{tot}$ zufällig ausgewählt. Das Matrixelement für den harten Subprozess wird in der führenden Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S)$ berechnet, nachdem einer der möglichen Prozesse ausgewählt wurde. Dabei kommen der QPM-Prozess, die Boson-Gluon-Fusion

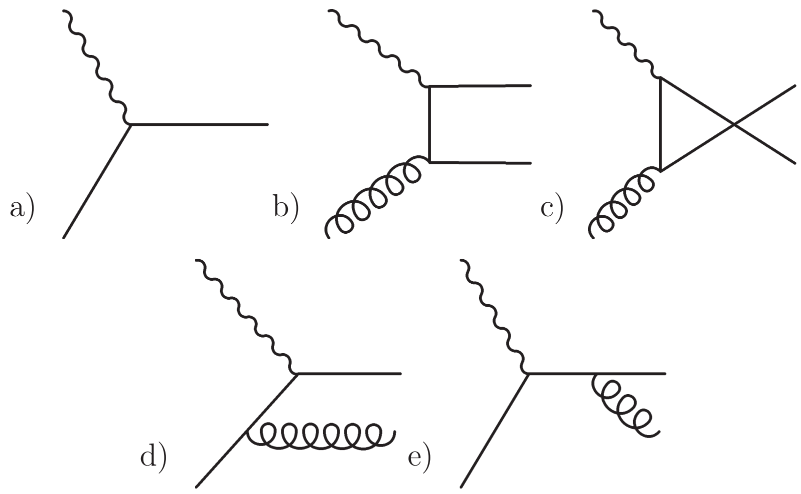


Abbildung 2.2: In führender Ordnung müssen bei der Matrixelementberechnung der a) QPM-Prozess, b,c) die Boson-Gluon-Fusion und d,e) die QCD-Comptonstreuung berücksichtigt werden.

oder die QCD-Comptonstreuung in Frage, die in Kapitel 1 eingeführt wurden und in Abbildung 2.2 zusammengefasst sind. Die Berechnung des Matrixelementes findet in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_S)$ der Störungsrechnung der QCD statt, Korrekturen höherer Ordnungen werden mit Hilfe von Partonschauern eingeführt. Es können sowohl Partonschauer im Anfangs- als auch im Endzustand auftreten. Sie werden innerhalb der *leading-log*-Näherung der DGLAP-Evolution beschrieben. Dies beinhaltet eine Ordnung in Q^2. So kann ein einlaufendes Quark durch Abstrahlung zunehmend zeitartiger ($q^2 > 0$) Gluonen eine zunehmend raumartige Virtualität ($q^2 < 0$) erhalten. Diese erreicht ihr Maximum am Ende des Partonschauers und fällt mit dem Impulsübertrag Q^2 zusammen. Das auslaufende zeitartige Quark strahlt solange Gluonen ab, bis alle Partonen eine Virtualität von $Q^2 \approx 1$GeV erreicht haben.
Im Anschluss an die perturbative Emission von Gluonen im Partonschauer wird vom Programm JETSET innerhalb des Lund-Stringmodells der Übergang der Partonen in beobachtbare Hadronen simuliert. In den Ereignissen der tiefinelastischen Streuung kann das Strahllepton vor oder nach dem Streuprozess Photonen abstrahlen, wodurch die Ereigniskinematik beeinflusst werden kann. Wird im Anfangszustand ein Photon abgestrahlt, verringert sich die Energie des einlaufenden Elektrons, während das abgestrahlte Photon in der Regel nicht detektiert wird. Emittiert das auslaufende Elektron ein Photon unter einem genügend großen Winkel, wird eine zu niedrige Energie des gestreuten Elektrons gemessen. Letzteres liefert im zu untersuchenden kinematischen Bereich nur einen kleinen Beitrag. Um solche Prozesse zu simulieren ist in RAPGAP das Programm HERACLES [28] eingebunden, das die Berechnung des Leptonvertex unter Verwendung des vollständigen elektroschwachen Matrixelementes durchführt. Dadurch werden reelle und virtuelle Strahlungskorrekturen, dargestellt

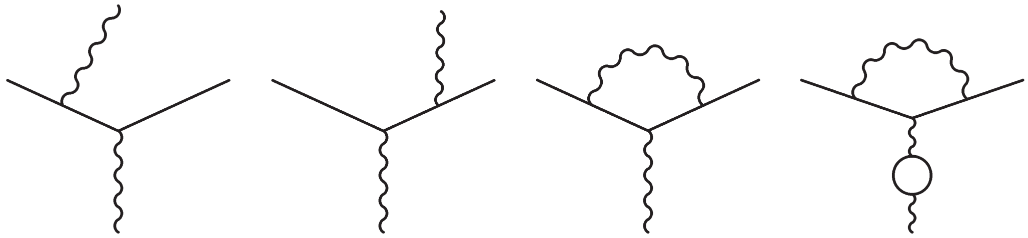


Abbildung 2.3: reelle und virtuelle QED Korrekturen zum Photonvertex in der tiefinelastischen Streuung.

in Abbildung 2.3, berücksichtigt. So können mit Hilfe des RAPGAP Monte Carlos Effekte der QED-Abstrahlungen untersucht und die Daten diesbezüglich korrigiert werden.

2.2 ARIADNE, DJANGO und das Farbdipolmodell

Der Generator ARIADNE [29] berechnet die Matrixelemente der Streuprozesse in führender Ordnung und die Partonkaskade. Um vollständige DIS-Ereignisse zu erzeugen, muss ARIADNE mit anderen Programmen kombiniert werden, z.B. mit DJANGO[1] [30]. Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes und Bestimmung der kinematischen Variablen eines Ereignisses wird von DJANGO in ähnlicher Weise wie in RAPGAP durchgeführt.
Die Partonkaskade wird in ARIADNE innerhalb des Farbdipolmodells [31] erzeugt. Die Emission von Gluonen wird hier als kohärente Abstrahlung im Dipolfeld zweier Farbladungen aufgefasst. Im Fall der tiefinelastischen Streuung bilden das gestreute Quark und der Protonrest einen anfänglichen Farbdipol. Die erzeugten Gluonen, selber Farbladungen, bilden neue Farbdipole, in deren Farbfeld erneut Gluonen emittiert werden. Dieser Vorgang wird in Abbildung 2.4 veranschaulicht. Man kann sich den Abstrahlungsprozess im Farbdipolmodell in Analogie zu einem elektromagnetischen Dipol vorstellen. Berücksichtigt man die Tatsache, dass es sich bei dem Protonrest um ein ausgedehntes Objekt und nicht um eine Punktladung handelt, tritt eine Unterdrückung der Abstrahlung von Gluonen mit kleinen Wellenlängen, also hohen Energien, auf.
Da das Programm DJANGO auch HERACLES aufrufen kann, können QED-Abstrahlungsprozesse, wie oben beschrieben, simuliert werden. Für die Hadronisierung wird ebenfalls das Lund-Stringmodell in JETSET verwendet.
Die Kombination von ARIADNE und DJANGO wird oft als DJANGO.CDM (CDM - *color dipol model*) bezeichnet.

[1]DJANGO ist wiederum eine Kombination der Programme LEPTO und HERACLES

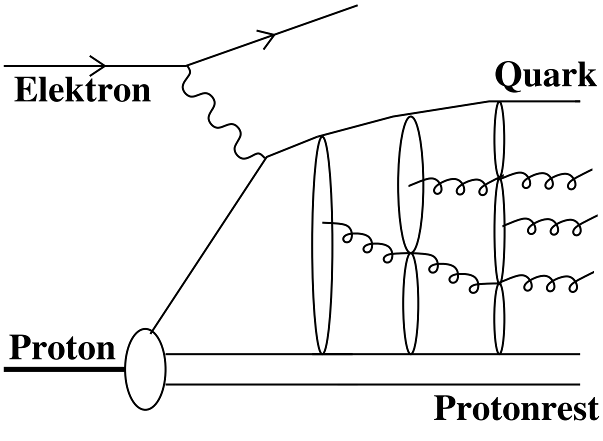


Abbildung 2.4: Um Effekte höherer Ordnungen anzunähern, werden im Farbdipolmodell Partonen durch Abstrahlung von Gluonen aus dem Feld eines Farbdipols erzeugt. Das gestreute Quark und der Protonrest bilden einen solchen Dipol.

2.3 CASCADE

CASCADE ist ein vollständiger Ereignisgenerator für ep-, γp- und $p\bar{p}$-Kollisionen, der die CCFM Evolutionsgleichungen für die Partonkaskade im Anfangszustand verwendet [32], im Unterschied zu der üblicherweise verwendeten DGLAP-Evolution. Die CCFM-Evolutionsgleichungen sind besonders für den Bereich kleiner x_{bj} geeignet.
Da die Partonkaskade des Anfangszustandes in CASCADE ausschließlich durch Gluonemissionen entsteht, ist der einzig mögliche harte Subprozess für ep-Ereignisse die Boson-Gluon-Fusion.
Die Ereignisgeneration lässt sich in drei Schritte unterteilen. Zunächst wird der totale Wirkungsquerschnitt durch Integration der unintegrierten Gluondichte $\mathcal{A}(x_g, k_t^2, \bar{q})$ berechnet. Die in CASCADE verwendeten unintegrierten Gluondichten wurden mit Hilfe das Programmes SMALLX, einer Implementation der CCFM-Evolutionsgleichungen, durch eine Anpassung an Strukturfunktionsdaten gewonnen. Sie liegen nicht in parameterisierter Form sondern auf einem dreidimensionalen Gitter im $(x_g, k_t^2, \bar{q})$-Raum vor. In dieser Arbeit werden die in [33] beschriebenen und mit *J2003 set 2* bezeichneten unintegrierten Gluondichten verwendet.
Im zweiten Schritt wird die Partonkaskade im Anfangszustand generiert. Die CCFM-Evolution wird dabei ausgehend vom harten Subprozess rückwärts durchgeführt. Die Skala der Evolution ist dabei verknüpft mit dem Winkel der emittierten Gluonen. Die Partonschauer des Endzustandes werden vom Ereignisgenerator PYTHIA erzeugt.
Der dritte Schritt besteht aus der Fragmentation, die innerhalb des Lund-Stringmodells in JETSET durchgeführt wird.

2.4 HERWIG

Mit dem HERWIG Monte Carlo Generator [20] können sowohl Ereignisse in Lepton-Hadron- als auch in Lepton-Lepton- und Hadron-Hadron-Kollisionen vollständig simuliert werden. Die Matrixelemente für verschiedene harte Subprozesse werden in fester Ordnung der Störungstheorie exakt berechnet. Die Simulation von QCD-Abstrahlungsprozessen im Anfangs- und Endzustand beruht auf dem Partonschauerformalismus, wobei Farbkohärenzeffekte und Korrelationen im Azimutalwinkel berücksichtigt werden. Der Hadronisierungsprozess wird innerhalb des *cluster*-Modells beschrieben.
HERWIG ist außerdem in der Lage Wechselwirkungen zwischen dem Protonrest und den Partonen des Ereignisses, sogenannte *underlying soft events*, zu berücksichtigen. Diese Option wird hier allerdings nicht verwendet.

2.5 PHOJET

Die vorliegende Analyse beschränkt sich auf Ereignisse der tiefinelastischen Streuung. Photoproduktionsereignisse, also Streuprozesse eines quasireellen Photons mit dem Proton bei einem Impulsübertrag von $Q^2 \approx 0$, werden nicht selektiert. Die Photoproduktion stellt jedoch einen Untergrund zur tiefinelastischen Streuung dar. Um den Anteil dieses Untergrundes am tiefinelastischen Ereignissatz abzuschätzen, werden MC Ereignisse verwendet.
Ein Ereignisgenerator für Photoproduktionsereignisse ist das Programm PHOJET, das eine vollständige Simulation der γp-Ereignisse liefert. Eine genauere Beschreibung der Vorgehensweise und der verwendeten Modelle findet sich in [34]. Der Hadronisierungsprozess wird in PHOJET ebenfalls von JETSET berechnet.

Kapitel 3

Eigenschaften und Produktion seltsamer Teilchen

In dieser Arbeit soll die Analyse der Produktion seltsamer Teilchen vorgestellt werden. Es wird die Produktion der neutralen Λ-Baryonen und K^0_S-Mesonen untersucht. Die Eigenschaften dieser Teilchen werden in Abschnitt 3.1 zusammengefasst, anschließend soll eine Übersicht über bisherige Messungen seltsamer Teilchen in der tiefinelastischen Streuung aber auch in e^+e^- und pp-Kollisionen gegeben werden.

3.1 Die Eigenschaften von K^0_S und Λ

Das K^0_S-Meson

K-Mesonen oder Kaonen sind die leichtesten Mesonen, die ein *strange* Quark enthalten, sie tragen Seltsamkeit $S = \pm 1$. Die Quantenzahl S der Seltsamkeit wurde ursprünglich eingeführt, um die ungewöhnlich langen Lebensdauern der ersten beobachteten Zerfälle seltsamer Teilchen und deren paarweise Produktion zu erklären. Das s-Quark trägt Seltsamkeit $S = -1$, das $\bar{s}$-Quark $S = 1$. Die Kaonen sind Mitglieder eines Isospindubletts, dargestellt in Tabelle 3.1. K^0 und $\bar{K}^0$ sind keine CP-Eigenzustände, beide können sowohl in zwei $(CP = +1)$ als auch in drei $(CP = -1)$ Pionen zerfallen. Die CP-Eigenzustände der neutralen Kaonen sind Superpositionen der $d\bar{s}$-Zustände K^0 und $\bar{K}^0$:

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0) \quad (CP = +1) \qquad K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0) \quad (CP = -1) \tag{3.1}$$

	$I_3 = +1/2$	$I_3 = -1/2$
$S = +1$	$K^+ = u\bar{s}$	$K^0 = d\bar{s}$
$S = -1$	$\bar{K}^0 = \bar{d}s$	$K^- = \bar{u}s$

Tabelle 3.1: Das Isospindublett der Kaonen

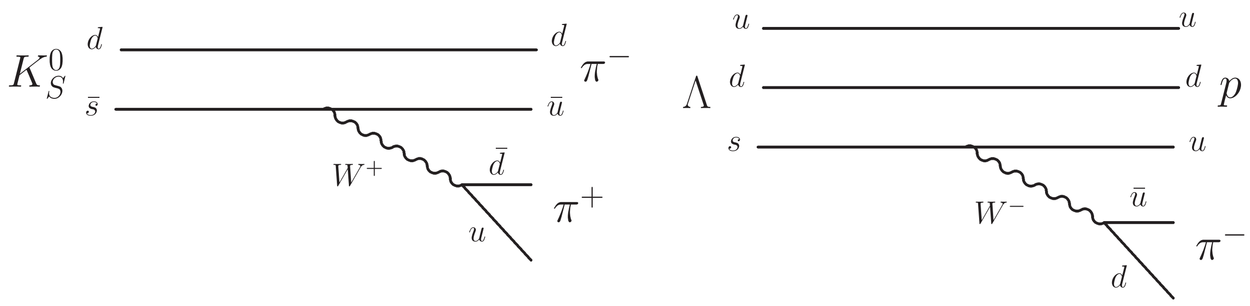


Abbildung 3.1: Die Zerfälle des K_S^0 und des Λ.

Die CP-Invarianz ist im Kaonsystem verletzt und die schwachen Eigenzustände enthalten jeweils eine kleine Beimischung des jeweils anderen CP-Zustands

$$K_S = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_1 + \epsilon K_2) \qquad K_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_2 + \epsilon K_1) \qquad , \tag{3.2}$$

mit $|\epsilon| \approx (2.271 \pm 0.017)10^{-3}$.[1] Aufgrund der unterschiedlichen Lebensdauern von $\tau = (0.8935 \pm 0.0008) \cdot 10^{-10}s$ und $\tau = (5.17 \pm 0.04) \cdot 10^{-8}s$ nennt man die kurzlebige Komponente K_S^0 (*short*) und die langlebige K_L^0 (*long*). Die Masse des K_S^0 beträgt 497.672 ± 0.031 MeV, die des K_L^0 ist geringfügig größer, $m_{K_L^0} - m_{K_S^0} \approx 3.510^{-12}$ MeV. Die wichtigsten Zerfallskanäle sind

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \qquad (68.61 \pm 0.28)\% \tag{3.3}$$
$$K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \qquad (31.39 \pm 0.28)\% \qquad . \tag{3.4}$$

Der Zerfall in $\pi^+\pi^-$ ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Das K_L^0 zerfällt in drei Pionen oder semileptonisch in $\pi l^\pm \nu$. Aus den Lebensdauern ergibt sich eine Eigenzerfallslänge von $c\tau = 2.679$ cm für das K_S^0. Das K_L^0 hat eine Eigenzerfallslänge von $c\tau = 15.5$ m und ist aufgrund der bevorzugten Zerfallskanäle,

$$\begin{aligned} K_L^0 &\rightarrow 3\pi^0 && (21.13 \pm 0.27)\% \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 && (12.55 \pm 0.20)\% \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^\pm l^\pm \nu && (65.96 \pm 0.38)\% \end{aligned}$$

schwer nachzuweisen, da die neutralen Pionen bei kleinen Energien nicht gemessen werden können, und kann mit dem H1-Detektor nicht beobachtet werden.

[1] Alle in diesem Abschnitt angegebenen Lebensdauern, Massen, Verzweigungsverhältnisse sowie die (C)P-Verletzungsparameter ϵ bzw. α wurden [35] entnommen.

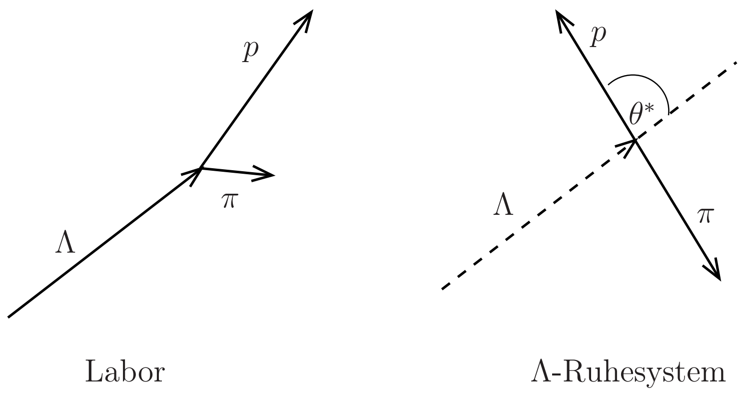


Abbildung 3.2: Definition des Winkels θ^*: links ist der Zerfall im Laborsystem, rechts im Ruhesystem des Λ dargestellt. Der Winkel θ^* ist der Winkel zwischen dem Protonimpuls im Λ-Ruhesystem und der Flugrichtung des Λ im Laborsystem.

Das Λ-Baryon

Das Λ-Baryon ist Mitglied des Baryon-Oktetts. Es handelt sich um einen *uds*-Zustand. Die Masse des Λ-Baryons beträgt $m = 1115.68 \pm 0.006$ MeV und die Lebensdauer $\tau = (2.632 \pm 0.02)\, 10^{-10}$ s. Wie beim K_S^0 führt der schwache Zerfall zu großen Lebensdauern und einer Eigenzerfallslänge von $c\tau = 7.89$ cm. Die Zerfallskanäle (siehe auch Abb.3.1) sind

$$\Lambda \to p\pi^- \qquad (63.9 \pm 0.5)\% \tag{3.5}$$
$$\Lambda \to n\pi^0 \qquad (35.8 \pm 0.5)\% \qquad . \tag{3.6}$$

Aufgrund der Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung weist der Zerfall des Λ in Proton und Pion eine Winkelabhängigkeit auf. Beim Zerfall des Λ, also einem Spin-1/2-Baryon, in das Proton mit Spin-1/2 und ein Pion mit Spin 0 kommt es zur Interferenz von s- und p-Wellen des Endzustandes je nach relativer Orientierung des Proton zum Λ-Spin. Definiert man den Winkel θ^* als Winkel des Protons im Ruhesystem des Λ relativ zur Bewegungsrichtung des Λ im Laborsystem, wie in Abbildung 3.2 gezeigt, so ergibt sich für die Winkelverteilung des Protons :

$$I(\theta^*) \propto 1 - \alpha P \cos\theta^* \qquad , \tag{3.7}$$

dabei ist α der Paritätsverletzungsparameter der schwachen Wechselwirkung, $\alpha = 0.64$, und P die Polarisation der Λ-Baryonen. Die Zerfallswinkelverteilung des Protons hängt von der Spineinstellung bzw. der Polarisation P des Λ ab. Diese Tatsache ermöglicht es, aus der Zerfallswinkelverteilung die Polarisation von Λ-Baryonen zu bestimmen.

3.2 Bisherige Messungen der Produktion seltsamer Teilchen

Im folgenden Abschnitt werden einige Messungen seltsamer Teilchen in verschiedenen Experimenten zusammengefasst. Zunächst werden die bisherigen Messungen der Λ- und K^0_S-Produktion in tiefinelastischer Streuung bei den HERA-Experimenten H1 und ZEUS vorgestellt sowie einige Messungen in e^+e^--Kollisionen bei LEP zusammengefasst. Anschließend wird die Rolle von Λ-Baryonen in den Experimenten der polarisierten tiefinelastischen Streuung und bei der Untersuchung des Nukleonspin und Spinübertrags skizziert. Ein ebenfalls noch nicht vollständig verstandenes Phänomen ist die beobachtete Polarisation seltsamer Hyperonen in pp-Kollisionen, die am Ende des Abschnitts Erwähnung findet.

Λ- und K^0_S-Produktion bei H1 und ZEUS

Mit dem H1-Detektor wurde die Produktion von Λ-Baryonen und K^0_S-Mesonen bisher sowohl in der tiefinelastischen Streuung im Bereich $10 < Q^2 < 70$ GeV^2 [36], als auch in der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$) bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $< W > \approx 200$GeV [37] untersucht. Beide Analysen basieren auf den Daten des Jahres 1994 mit einer noch geringen Statistik, $L = 1.3\text{pb}^{-1}$.
Die Analyse der DIS-Ereignisse ergab keinen Hinweis auf einen Überschuss in der Produktion seltsamer Teilchen gegenüber den Modellvorhersagen, wobei diffraktive und nicht-diffraktive Ereignisse getrennt untersucht wurden. Es zeigte sich, dass mit einem *strangeness*-Unterdrückungsfaktor λ_S von 0.2 oder 0.23 das Programm JETSET eine bessere Beschreibung der HERA-Daten liefert als mit dem Standardwert 0.3.
Vergleiche des relativen, longitudinalen Impulsspektrums[2] x_F der K^0_S- und Λ-Teilchen mit der Verteilung des relativen Impulses $x_p = 2p/W$ in simulierten Ereignissen der e^+e^--Annihilation bei gleichen Schwerpunktsenergien ergaben Hinweise darauf, dass die Hadronisationsprozesse in der tiefinelastischen Streuung bei HERA mit denen in e^+e^--Kollisisonen vergleichbar sind.
Die Produktion in Abhängigkeit von x_F wurde auch mit Messungen bei niedrigeren Energien verglichen, wobei eine erhöhte Teilchenproduktion mit zunehmender Energie beobachtet wurde. Dieses Verhalten ist innerhalb der QCD durch eine größere Wahrscheinlichkeit von Gluonabstrahlungen bei höheren Energien zu erklären.
Außerdem wurde anhand der Produktion seltsamer Teilchen eine obere Grenze für die Produktion von QCD-Instantonen angegeben.

[2] Der relative longitudinale Impuls im hadronischen Schwerpunktsystem ist definiert als $x_F = \frac{2p^*_z}{W}$, die in diesem Kapitel erwähnten Systeme, das hadronische Schwerpunkt- und das Breitsystem, werden in Kap. 7 detaillierter eingeführt werden.

Auch bei der Messung der Produktion von Λ-Baryonen und K^0_S-Mesonen in Photoproduktionsereignissen wurde kein signifikanter Überschuss in den Raten beobachtet. Sowohl Monte Carlo Modelle für Photoproduktion[3] als auch NLO-QCD-Rechnungen lieferten eine vernünftige Beschreibung der Daten. Vergleiche der Messungen mit denen in der tiefinelastischen Streuung ergaben lediglich bei hohen Transversalimpulsen eine höhere K^0_S-Rate in der DIS. Vergleiche mit $p\bar{p}$-Streuung lieferten eine vergleichbare Produktion von K^0_S-Mesonen, die Λ-Rate in γp-Ereignissen ist niedriger als die in $p\bar{p}$-Kollisionen.

Vom ZEUS Experiment liegt eine Messung der Produktion neutraler seltsamer Teilchen in tiefinelastischer Streuung in den Daten des Jahres 1993 vor [38], entsprechend 0.55pb^{-1}. Inzwischen wurde die Produktion von Λ und K^0_S, aber erstmals auch der schwereren seltsamen Baryonen Ξ und Σ in tiefinelastischer Streuung mit Hilfe der größeren Statistik der Daten der Jahre 1999 und 2000 untersucht [39, 40].
Die Wirkungsquerschnitte für Λ und K^0_S wurden sowohl im Laborsystem als auch im Breitsystem untersucht, in dem die *current*-Region in etwa einer Hemisphäre eines e^+e^--Ereignisses entspricht.
Die totalen Wirkungsquerschnitte für Λ und K^0_S liegen zwischen denen vom Lund-Stringmodell vorhergesagten Werten, wenn *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren von $\lambda_S = 0.2$ oder $\lambda_S = 0.3$ verwendet werden. Die Produktionsverhältnisse werden im Lund-Stringmodell richtig vorhergesagt, während das *cluster*-Modell in HERWIG die K^0_S-Produktion unter- und die Λ-Produktion überschätzt. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte im transversalen Impuls im Breitsystem p_T^{Breit} und der skalierte Impuls x_p[4] zeigen Anzeichen dafür, dass in der *target*-Region mit zunehmendem p_T^{Breit} oder zunehmendem x_p ein größeres λ_S bevorzugt wird.

Eine Messung der Λ- und K^0_S-Produktion in 2-Jet-Ereignissen der Photoproduktion wurde im letzten Jahr von der ZEUS Kollaboration präsentiert [41].
Es wurden γp-Ereignisse der Jahre 1996 und 1997, entsprechend einer Luminosität von 38.6pb^{-1} untersucht. Doppelt-differentielle Verteilungen z.B. in der Pseudorapidität η und der transversalen Energie der Jets E_T^{jet}, sowie x_γ und E_T^{jet} wurden mit den Vorhersagen verschiedener Modelle wie dem PYTHIA oder HERWIG Monte Carlo verglichen. Beide Modelle liefern eine gute Beschreibung der Daten, allerdings wird das Verhältnis der Λ- zur K^0_S-Produktion von HERWIG über- und von PYTHIA unterschätzt. Die K^0_S-Daten scheinen im Lund-Stringmodell einen im Vergleich zu den Beobachtungen in e^+e^--Kollisionen kleineren strangeness-Unterdrückungsfaktor $\lambda_S \approx 0.2$ zu bevorzugen, während die Λ-Daten mit $\lambda_S \approx 0.3$ verträglich sind [42].

Bei ZEUS wurden außerdem $K^0_S K^0_S$-Resonanzen in den Ereignissen der tiefinelastischen Streuung der Jahre 1995 bis 2000 untersucht [43]. Diese Daten

[3] Es wurde der Monte Carlo Generator PYTHIA mit JETSET verwendet.

[4] x_p ist definiert als $x_p = 2 \cdot p/Q$, wobei der Betrag des Impulses des $\Lambda(K^0_S)$ im Breitsystem bestimmt ist, $p = |p^{Breit}|$.

entsprechen einer Luminosität von $L = 120\text{pb}^{-1}$. Die Untersuchung von $K^0_S K^0_S$-Endzuständen ist interessant im Zusammenhang mit der Suche nach *glueballs*, also gebundenen Gluonzuständen. Die Gittereichtheorie der QCD sagt sowohl skalare als auch Tensor*glueball*zustände voraus. Ein möglicher Kandidat für einen skalaren *glueball* ist die Resonanz $f_0(1710)$. Im mit dem ZEUS Experiment gemessenen Spektrum der invarianten $K^0_S K^0_S$-Masse beobachtet man zwei Zustände bei 1537 und 1726 MeV, von denen der letzte mit dem *glueball*-Kandidaten $f_0(1710)$ zusammenfallen könnte.

Produktion seltsamer Teilchen in e^+e^--Kollisionen

Bei LEP am CERN[5] wurde eine Vielzahl von Messungen der Produktion seltsamer Teilchen in Zerfällen des Z^0, aber auch in $\gamma\gamma$-Kollisionen durchgeführt.
Da *strange*-Quarks aufgrund ihrer vergleichsweise geringen Masse vorwiegend in der Fragmentation erzeugt werden, eignen sie sich zum Test verschiedener Hadronisationsmodelle.
Bei den LEP-Experimenten wurde u.a. die Produktion seltsamer Baryonen wie Λ, Ξ^-, $\Sigma(1385)^\pm$, $\Xi(1530)^0$ oder Ω^- studiert und deren differentielle Verteilungen und die Produktionsverhältnisse mit verschiedenen Modellen verglichen [44, 45].
Beim Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte seltsamer Baryonen zeigte sich, dass das Lund-Stringmodell in JETSET eine bessere Beschreibung der Daten liefert als die *cluster*-Fragmentation in HERWIG. Durch Vergleich der Produktion der Oktett-Baryonen Λ, $\Sigma^\pm$ und Ξ^- und der Dekuplett-Baryonen Ω^-, $\Sigma(1385)^\pm$ und Ξ^0 untereinander und mit Protonen, Δ^{++} oder Kaonen ist man sensitiv auf die verschiedenen Parameter des Lund-Stringmodells. Die verschiedenen Spinzustände können die Parameter für Erzeugung von Spin-1- oder Spin-0-Diquarks festlegen, der Vergleich von Teilchen mit Seltsamkeit S=1,2 oder 0 die beiden *strangeness*-Unterdrückungsparameter für Quark- bzw. Diquarkpaare und der Vergleich von Baryon- und Mesonproduktion die Parameter der Baryonproduktion. Zwar kann kein Satz von JETSET-Parametern alle Verhältnisse reproduzieren, die Produktion der Oktettbaryonen wird jedoch hinreichend gut beschrieben. Das *cluster*-Modell in HERWIG ist nicht in der Lage, die in Z^0-Zerfällen beobachtete Baryonproduktion zu erklären.
Viele der Standardwerte der Parameter des Lund-Stringmodell konnten aufgrund der Messungen bei LEP festgelegt werden, wie beispielsweise der *strangeness*-Unterdrückungsfaktor $\lambda_S = 0.3$ [44, 45]. Allerdings gibt es inzwischen auch Messungen bei LEP, die einen größeren Wert, $\lambda_S \approx 0.4$, zu bevorzugen scheinen [46].

Des Weiteren konnte bei LEP durch die Messung von $\Lambda\bar{\Lambda}$-Korrelationen die verschiedenen Mechanismen der Baryonproduktion untersucht werden [47]. Die verschiedenen Modelle liefern eine unterschiedlich starke Korrelation der produzierten Baryonen und Antibaryonen. So sind die Baryonen im *cluster*-Modell stärker korreliert als

[5] Organisation (**C**onseil) **e**uropéenne pour la **r**echerche **n**ucléaire

im Lund-Stringmodell. In diesem ist die Stärke der Korrelation abhängig vom Produktionsmechanismus. Durch benachbarte Diquarkpaare produzierte Baryonen sind stärker korreliert als die Baryonen des Popcorn-Modells, in dem intermediäre Mesonen die Korrelation abschwächen (vgl. Kap. 1.4). Bei LEP wurde beobachtet, dass das Lund-Stringmodell, unter Verwendung sowohl der Diquark- als auch der Popcorn-Baryonproduktion, die beste Beschreibung der beobachteten Korrelationen liefert, während HERWIG oder das MOPS-Modell[6] zu starke Korrelationen liefern.

In den e^+e^--Kollisionen wurden außerdem Messungen der Λ-Polarisation durchgeführt [48]. In den Zerfällen des Z^0 wurde eine negative longitudinale Polarisation der Λ-Baryonen beobachtet, die mit der skalierten Energie[7] x_E zunimmt. Die beobachtete Polarisation kann von verschiedenen Modellen vorhergesagt werden, insbesondere liefert das naive Quarkmodell, das auf wenigen einfachen Annahmen basiert, eine gute Beschreibung der Daten. Im Wesentlichen wird dabei der Spin des Λ durch den Spin des s-Quark definiert und für die Übertragung des Spins in Zerfällen schwerer seltsamer Baryonen ein ebenfalls auf einfachen Annahmen beruhendes Modell verwendet [49].

Λ-Hyperonen in polarisierter tiefinelastischer Streuung

Die polarisierte tiefinelastische Streuung bietet die Möglichkeit, die Spinstruktur des Nukleon zu untersuchen. Beim Beschuss eine Nukleontargets mit polarisierten Leptonen kommt es zum Austausch polarisierter virtueller Photonen, die nur von Partonen mit einer bestimmten Spinausrichtung absorbiert werden können. Zur Beschreibung der Spinstruktur werden die spinabhängigen Partondichteverteilungen verwendet, die aus Linearkombinationen der beiden Spinzustände bestehen.
In μN-Kollisionen wurde 1988 entgegen allen Erwartungen beobachtet [50], dass Quarks als Konstituenten nur zu einem kleinen Bruchteil zum Spin des Nukleon beitragen. Diese Tatsache wird häufig als Spin-Krise bezeichnet. Die Rolle, die Gluonen, aber auch der *strange*-See, für den Nukleonspin spielen, ist seitdem Gegenstand von Untersuchungen.

Λ-Hyperonen können aufgrund des schwachen Zerfalls, der Informationen über die Λ-Polarisation preisgibt, zur Lösung des Spinrätsels beitragen. Dabei können in der polarisierten DIS zwei Aspekte studiert werden. Die Messung der Polarisation der Λ-Hyperonen in der *target*-Region kann dazu beitragen, den Anteil der Polarisation des *strange*-Sees am Protonspin besser zu verstehen. So wird von Modellen, ausgehend von einem polarisierten *strange*-See im Proton, eine negative Λ-Polarisation in der *target*-Region vorhergesagt.

[6] Eine modifizierte Popcorn-Variante des Lund-Stringmodells

[7] $x_E = 2 \cdot E_\Lambda/\sqrt{s}$ ist der Anteil der Energie des Λ an der in jeder Hemisphäre zur Verfügung stehenden Gesamtenergie.

Die Messung der Λ-Polarisation in der *current*-Hemisphäre bietet die Möglichkeit, ein weiteres Phänomen, den longitudinalen Spintransfer bei der Fragmentation, zu studieren. Diese Λ-Baryonen enthalten mit einer gewissen, wenngleich geringen Wahrscheinlichkeit, ein gestreutes polarisiertes s-Quark. Es kann also untersucht werden, wie sich in der Fragmentation diese Polarisation des Quark auf das Baryon überträgt. Dabei wird auf ähnliche Modelle wie im Fall der Λ-Polarisationsmessung in e^+e^--Kollisionen erwähnt, zurückgegriffen. In der tiefinelastischen μp-Streuung konnte beispielsweise eine negative (positive) Polarisation von Λ ($\bar{\Lambda}$)-Baryonen beobachtet werden, die vom naiven Quarkmodell oder den auf der $SU(3)_F$-Symmetrie basierenden Modellen nur teilweise erklärt werden konnte [51]. Ähnliche Messungen werden vom HERMES-Experiment bei HERA, das den polarisierten Elektronstrahl von HERA und polarisierte Gastargets verwendet, von der NOMAD- und der COMPASS-Kollaboration durchgeführt.

Polarisation von Hyperonen in *pp*-Kollisionen

In den 70er Jahren wurde beobachtet, dass Λ-Hyperonen in hochenergetischen Kollisionen von unpolarisierten Protonen polarisiert produziert werden [52]. Diese Beobachtung, die von theoretischen Modellen nicht vollständig erklärt oder vorhergesagt werden konnte, führte zu weiteren Messungen, bei denen beobachtet wurde, dass weitere Hyperonen, wie etwa das Ξ^- oder Σ^+, ebenfalls polarisiert erzeugt werden [53]. Detailliertere Messungen der Λ-Polarisation z.B. in pp-Kollisionen am Experiment E766 am AGS in Brookhaven, bei denen die Polarisation in Abhängigkeit vom exklusiven Endzustand untersucht wurde, legen nahe, dass die Polarisation unabhängig vom Endzustand ist [54]. Insbesondere wird für verschiedene Prozesse die gleiche Abhängigkeit der Polarisation von x_F und p_T des Λ beobachtet. Daraus folgert man, dass der Mechanismus, der zur Polarisation der Λ-Baryonen führt, unabhängig vom Produktionsmechanismus ist.

Kapitel 4

Das H1 Experiment am Speicherring HERA

Der Speicherring HERA[1] ist der weltweit erste Beschleuniger, mit dem Elektronen und Protonen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Die Teilchenstrahlen werden von insgesamt vier Experimenten genutzt: ZEUS, H1, HERA-B und HERMES. H1 und ZEUS befinden sich in den zwei Wechselwirkungszonen im nördlichen und südlichen Quadranten von HERA, in denen die beschleunigten Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Das HERMES Experiment nutzt nur den Elektronenstrahl. Dabei wird die durch Emission von Synchrotronstrahlung bei der Speicherung entstehende Polarisation der Elektronen ausgenutzt. Durch Beschuss eines ebenfalls polarisierten Gastargets kann die polarisierte tiefinelastische *ep*-Streuung beobachtet und so spinabhängige Strukturfunktionen gemessen werden. Beim Experiment HERA-B werden Kollisionen der HERA Strahlprotonen mit den Protonen eines Drahttargets beoachtet. Dies bietet die Möglichkeit, verschiedene Aspekte der QCD und insbesondere der Produktion schwerer Quarks zu untersuchen.
Im folgenden Kapitel soll der Speicherring HERA näher vorgestellt und der H1 Detektor, mit dessen Hilfe die in dieser Arbeit analysierten Daten aufgenommen wurden, beschrieben werden. Außerdem werden das H1 Triggersystem und die H1 Detektorsimulation kurz vorgestellt.

4.1 Der Speicherring HERA

Der 1992 am Forschungszentrum DESY[2] in Betrieb genommene Speicherring HERA [55] hat einen Umfang von 6.3 km. In einer Tiefe von ca. 20 m unter der Erdoberfläche verlaufen der Elektron- und der Protonbeschleuniger. Die Energien der Teilchenstrahlen betragen 27.5 GeV und 820 GeV. Seit 1998 wird der Protonbeschleuniger bei einer Energie von 920 GeV betrieben, woraus sich eine Schwerpunktsenergie

[1] **H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage
[2] **D**eutsches **E**lektronen **Sy**nchrotron

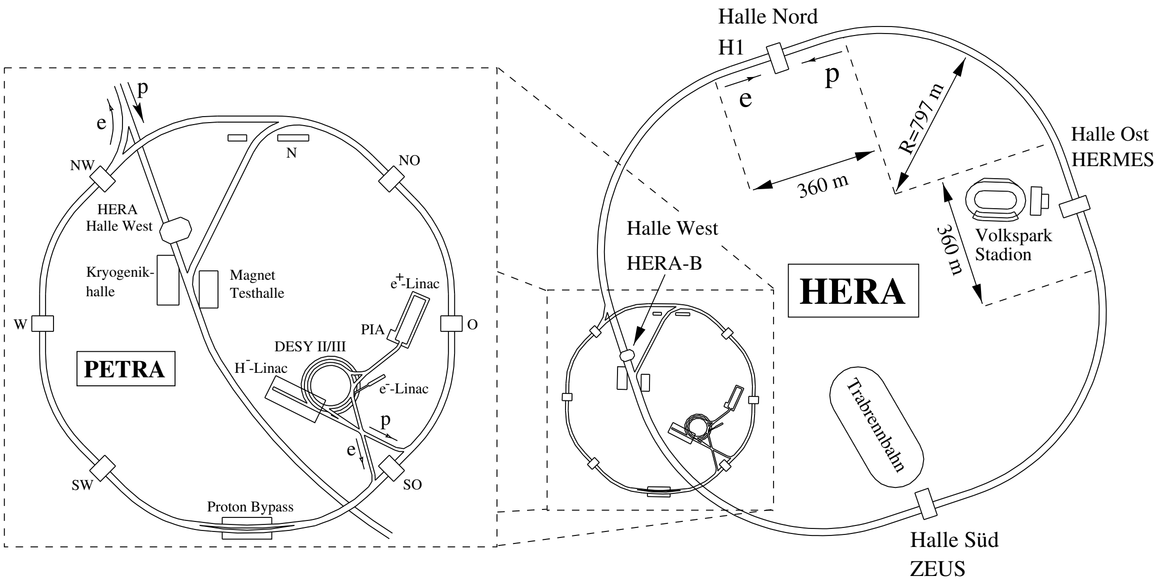


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des HERA-Ringes sowie der Vorbeschleuniger

des *ep*-Systems von 300 bzw. 320 GeV ergibt. Aufgrund ihrer weit größeren Masse von ca. 2000 Elektronenmassen benötigt man ein sehr hohes Magnetfeld von 4.7 Tesla, um die Protonen auf diese Kreisbahn zu zwingen. Dies wird durch supraleitende Dipolmagnete, die bei einer Temperatur von nur wenigen Kelvin betrieben werden, erzeugt. Die Elektronen können mit konventionellen Elektromagneten bei einem Magnetfeld von 0.165 T auf der Kreisbahn gehalten werden. In Kreisbeschleunigern ist die Energie der Elektronen durch die Abstrahlung von Synchrotronstrahlung beschränkt, die umgekehrt proportional zur Masse ist und für die Elektronen bei HERA 127 MeV pro Umlauf beträgt.

Bevor Elektronen und Protonen im Speicherring HERA auf die oben genannten Energien beschleunigt werden und schließlich kollidieren, durchlaufen sie ein System von mehreren Vorbeschleunigern, das in Abbildung 4.1 dargestellt ist.

HERA kann sowohl mit Elektronen als auch mit Positronen betrieben werden. Dabei eignen sich Positronen besser, da es zu weniger Stößen mit den im Vakuum verbliebenen Ionen kommt und sich in Folge dessen eine höhere Lebensdauer des Strahls einstellt. Für die Messung von Ereignissen des geladenen Stromes, bei dem die geladenen W-Bosonen ausgetauscht werden, ist es von Interesse sowohl negative als auch positive Strahlleptonen zu verwenden. Die in der vorliegenden Analyse verwendeten Daten wurden in den Jahren 1996 und 1997 aufgenommen, in denen Positronen verwendet wurden.

Die Elektronen werden mit Hilfe einer Wolframkathode erzeugt und in einem Linearvorbeschleuniger auf 500 MeV beschleunigt. Anschließend gelangen sie in den Ring DESY II, wobei Positronen nicht direkt sondern über den Akkumulator-Speicherring

PIA injiziert und auf eine Energie von 7 GeV beschleunigt werden. Anschließend werden die Elektronen in den Speicherring PETRA[3] geschleust, wo ihre Energie auf 12 GeV erhöht wird, bevor sie in HERA injiziert werden.
Um die Protonen zu erzeugen werden zunächst H^--Ionen mit einem Linearbeschleuniger auf 50 MeV beschleunigt. Anschließend werden sie in das Synchrotron DESY III geleitet, wobei sie eine dünne Aluminiumfolie durchqueren, die die Elektronen abstreift. Die Protonen werden nun auf 7.5 GeV beschleunigt, bevor sie in den nächsten Beschleuniger, den Speicherring PETRA, injiziert werden. Bei einer Energie von 40 GeV werden sie in HERA eingespeist und auf die Endenergie von 820 bzw. 920 GeV beschleunigt.
Aufgrund der Beschleunigung mit hochfrequenten Wechselfeldern zirkulieren die Teilchen in HERA nicht als kontinuierlicher Teilchenstrahl sondern sind unterteilt in maximal 210 Pakete, von denen jedes etwa 10^{10} Teilchen enthält. In den beiden Wechselwirkungspunkten kollidieren alle 96 ns zwei Teilchenpakete, diese Größe bezeichnet man als *bunch crossing*. Daraus ergibt sich eine maximale Wechselwirkungsrate von 10.4 MHz. Ein Maß für die Häufigkeit der Elektron-Proton-Kollisionen ist die Luminosität[4] L, die sich aus der Frequenz der Kollisionen der e- und p-Pakete f, dem Strahlquerschnitt A und der mittleren Anzahl von Elektronen n_e und Protonen n_p in einem Teilchenpaket nach der Formel $L = f \cdot n_e \cdot n_p / A$ ergibt. Die Gesamtzahl an Ereignissen eines Prozesses mit Wirkungsquerschnitt σ wird bestimmt durch die integrierte Luminosität gemäß der Formel $N = \sigma \int L dt$.

4.2 Der H1 Detektor

Der H1 Detektor wurde konzipiert um ep-Kollisionen nachzuweisen. Dazu benötigt man, wie auch für e^+e^-- oder $p\bar{p}$-Kollisionen, eine Energie- und Spurmessung des Endzustandes mit möglichst vollständiger Raumwinkelabdeckung sowie die Möglichkeit zur Teilchenidentifikation. Zum einen muss das gestreute Elektron identifiziert und seine Energie gemessen werden, mit dessen Hilfe die Kinematik der Kollision rekonstruiert und der inklusive Wirkungsquerschnitt gemessen werden kann. Des Weiteren soll der Detektor die Möglichkeit bieten, den hadronischen Endzustand möglichst vollständig zu rekonstruieren sowie fehlende Energie nachzuweisen, beispielsweise im Falle eines Ereignisses des geladenen Stroms, in dem das gestreute Lepton ein Neutrino ist. Aufgrund der sehr unterschiedlichen Teilchenenergien, Protonen mit 820 GeV und Elektronen mit 27.5 GeV, erhalten die Teilchen im Endzustand eine große Impulskomponente in Bewegungsrichtung des einlaufenden Protons. Daher muss der Detektor, im Unterschied zu Detektoren für e^+e^-- oder $p\bar{p}$-Kollisionen, asymmetrisch aufgebaut sein. Die Proton- oder Vorwärtsrichtung definiert die positive z-Achse des

[3]**P**ositron-**E**lektron-**T**andem-**R**ing**a**nlage

[4]Im Folgenden wird als Luminosität die Größe $L = \int \mathcal{L} dt$, also eigentlich die zeitintegrierte Luminosität, bezeichnet.

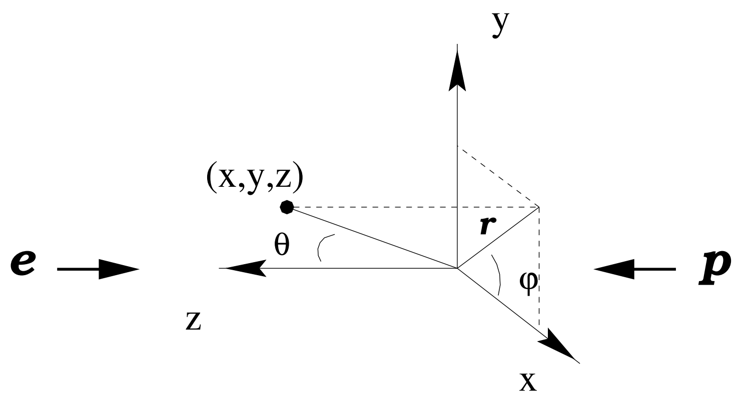


Abbildung 4.2: Das H1-Koordinatensystem

rechtshändigen H1-Koordinatensystems. Die x-Achse weist, wie in Abbildung 4.2 veranschaulicht, zum Kreismittelpunkt des Beschleunigers, die y-Achse senkrecht nach oben.

Abbildung 4.3 zeigt eine schematische Darstellung des H1 Detektors. Der Wechselwirkungspunkt wird umgeben vom zentralen und Vorwärtsspurkammersystem, bestehend aus mehreren Drift- und Proportionalkammern. Der Spurdetektor wird im zentralen Bereich und in Vorwärtsrichtung vom Flüssig-Argon-Kalorimeter umgeben, im rückwärtigen Bereich bilden die Rückwartsdriftkammer (BDC) und das sogenannte Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) den Abschluss. Spurdetektoren und Kalorimeter befinden sich im 1.2 T starken, nahezu homogenen Magnetfeld einer zylindrischen, supraleitenden Spule mit einem Durchmesser von 6m und einer Länge von 5.75m. Umgeben wird sie von einem instrumentierten Eisenjoch, das der Rückführung des Magnetfeldes und dem Nachweis von Myonen dient. Im Vorwärtsbereich befindet sich ein weiterer Myonendetektor.

Im Folgenden sollen einige für die vorliegende Analyse wichtige Komponenten des H1 Detektors ausführlicher behandelt werden, eine detaillierte Beschreibung des gesamten Detektors findet sich in [56, 57].

4.2.1 Zentrales und rückwärtiges Kalorimeter

Die Kalorimetrie spielt eine wichtige Rolle bei der Analyse der Ereignisse der tiefinelastischen Streuung. Zum einen muss das gestreute Elektron identifiziert und seine Energie so präzise wie möglich bestimmt werden, zum anderen soll die Energie der Teilchen des hadronischen Endzustandes ermittelt werden. Man benötigt also sowohl elektromagnetische als auch hadronische Kalorimeter.

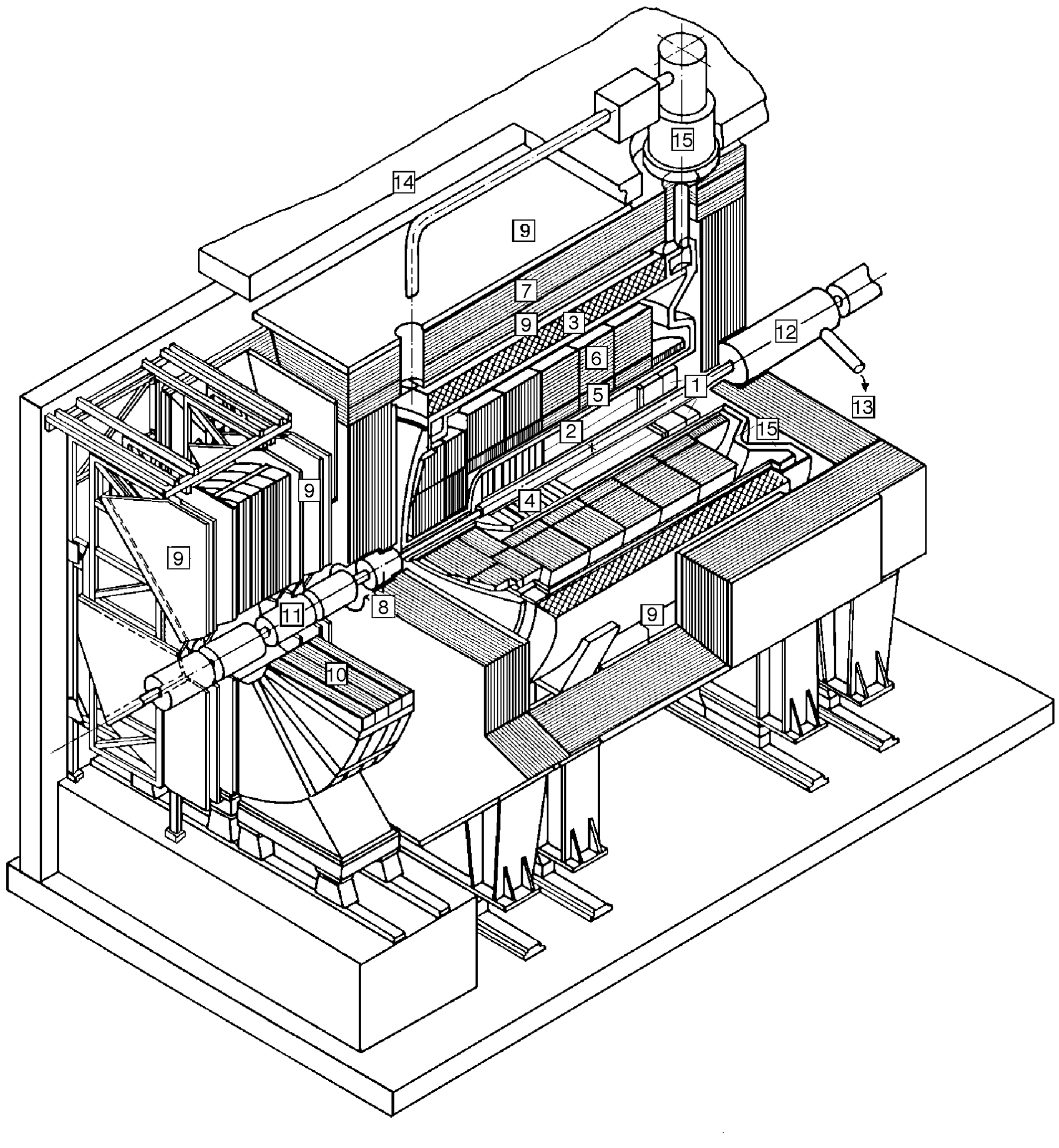


Abbildung 4.3: Schematische Ansicht des H1-Detektors: [1] Rückwärtiges Kalorimeter Spa-Cal, [2] Zentrale Spurkammer, [3] Supraleitende Spule (1.2T), [4] Vorwärtsspurkammern, [5] Elektromagnetisches und [6] Hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter, [7] Instrumentiertes Eisen, [8] Plug Kalorimeter, [9] Myon-Kammern, [10] Myon-Torroid-Magnet, [11] Strahlrohr und Strahlmagnete, [12] Kompensationsmagnet, [13] Helium-Kälteanlage, [14] Betonabschirmung.

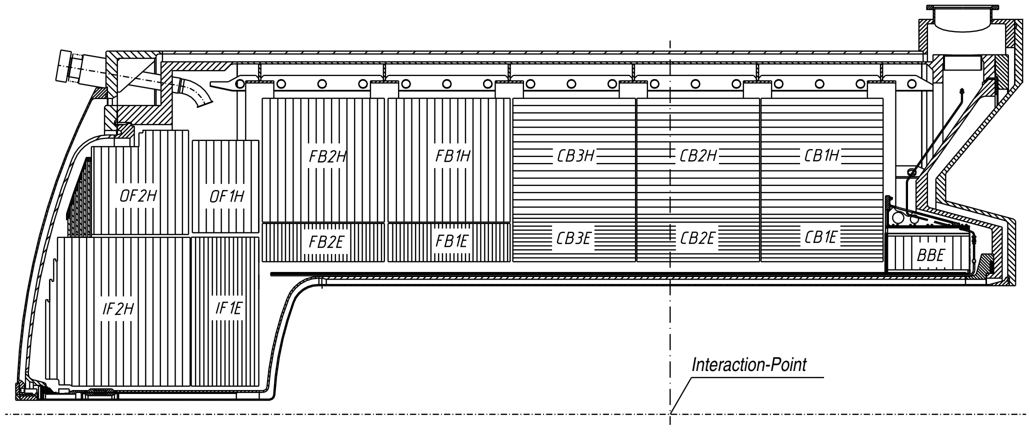


Abbildung 4.4: Das LAr-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Im gesamten zentralen und Vorwärtsbereich umgibt das Flüssig-Argon-Kalorimeter (im Folgenden LAr - *Liquid Argon* abgekürzt) [58] die Spurdetektoren. Es deckt einen Polarwinkel von $4^o < \theta < 153^o$ ab, so dass im kinematischen Bereich großer Impulsüberträge, $Q^2 > 100\mathrm{GeV}^2$, das gestreute Elektron im LAr-Kalorimeter detektiert wird. Das LAr-Kalorimeter spielt außerdem eine sehr wichtige Rolle bei der Messung des hadronischen Endzustands z.B. bei der Untersuchung von Streuereignissen mit Jets von Hadronen.

Es handelt sich um ein Sampling Kalorimeter, bei dem abwechselnd Schichten eines Absorbermaterials, Blei oder Stahl, und des aktiven Materials, dem flüssigen Argon, angeordnet sind. Ein einfallendes Teilchen verursacht im Absorbermaterial einen elektromagnetischen oder hadronischen Teilchenschauer, dessen Sekundärteilchen das aktive Material ionisieren, so dass ein der Energie des primären Teilchen proportionales Signal ausgelesen werden kann.

Das LAr-Kalorimeter (Abb. 4.4) besteht aus einem inneren, elektromagnetischen und einem äußeren, hadronischen Teil, die sich im selben Kryostaten befinden. Der elektromagnetische Teil des LAr-Kalorimeters besteht aus 2.4 mm dicken Bleiabsorberplatten, die so angeordnet sind, dass sich zwischen je zwei Absorbern eine mit flüssigem Argon gefüllte Lücke von 2.135 mm Dicke befindet. In der longitudinalen Ausdehnung entspricht das gesamte Material des elektromagnetischen Kalorimeters 20 bis 30 Strahlungslängen X_0, abhängig vom Einfallswinkel. Im hadronischen Teil des Kalorimeters wird Edelstahl als Absorbermaterial verwendet. Die Lagen habe eine Dicke von 19 mm, der Abstand zwischen zwei Absorberplatten beträgt 4.8 mm. Das hadronische Kalorimeter entspricht 5 bis 8 Wechselwirkungslängen λ.

Das LAr-Kalorimeter ist unterteilt in 8 Räder, und diese jeweils in 8 Oktanten. Es ist sehr fein segmentiert in insgesamt ca. 45000 Zellen, die einzeln ausgelesen werden, so dass eine sehr hohe Ortsauflösung gewährleistet ist. Die Energieauflösung wurde in Teststrahlmessungen mit Elektronen bzw. Pionen bestimmt und beträgt

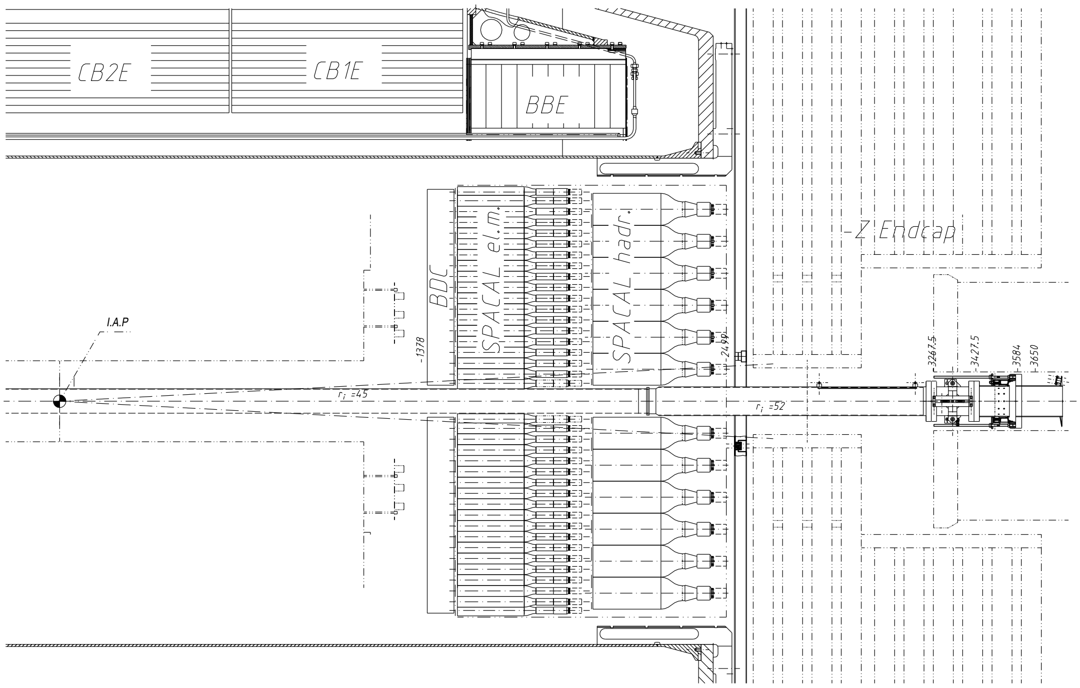


Abbildung 4.5: Das rückwärtige Kalorimeter SpaCal

$\sigma_E/E \approx 11\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ im elektromagnetischen [59] und $\sigma_E/E \approx 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ im hadronischen Kalorimeter [60]. Das LAr-Kalorimeter ist kein kompensierendes Kalorimeter, das heißt, dass hadronische Teilchen eine niedrigere Detektorantwort als elektromagnetische Teilchen erzeugen. Dies muss bei der Rekonstruktion berücksichtigt werden. Bei der Entscheidung, ob die hadronische oder elektromagnetische Energieskala anzuwenden ist, können die räumliche Ausdehnung und Energiedichte des Schauers als Kriterien verwendet werden.

Das rückwärtige Kalorimeter SpaCal

Im rückwärtigen Bereich des Detektors befindet sich ein weiteres Kalorimeter, das aus Bleiabsorbern und optischen Szintillatorfasern besteht. Aufgrund der Geometrie der Fasern wird es **Spa***ghetti*-**Kal**orimeter oder SpaCal genannt [61]. Abbildung 4.5 zeigt das SpaCal und die vorgelagerte rückwärtige Driftkammer BDC. Da das SpaCal den Bereich kleiner Polarwinkel $155^o < \theta < 177.5^o$ abdeckt, wird es vor allem dafür verwendet, bei kleinen Impulsüberträgen, $Q^2 < 100$ GeV^2 , das gestreute Elektron zu identifizieren und zu rekonstruieren. Außerdem liefert es die für diesen kinematischen Bereich wichtigen Triggerentscheidungen.
Wie das LAr-Kalorimeter besteht es aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil, die in 1192 bzw. 128 Zellen unterteilt sind. Es befindet sich bei $z = -150$ cm und hat einen Radius von 80 cm. Es wird eine Energieauflösung von $\sigma/E \approx 7.5\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ im elektromagnetischen Teil [62] erreicht.

4.2.2 Das Spurkammersystem

Das H1 Spurkammersystem dient der Spurrekonstruktion und der Teilchenidentifikation und bietet die Möglichkeit, Spuren zur Triggerung von Ereignissen zu verwenden. Insbesondere können Jets mit hoher Teilchendichte rekonstruiert und Impulse und Winkel geladener Teilchen gemessen werden.

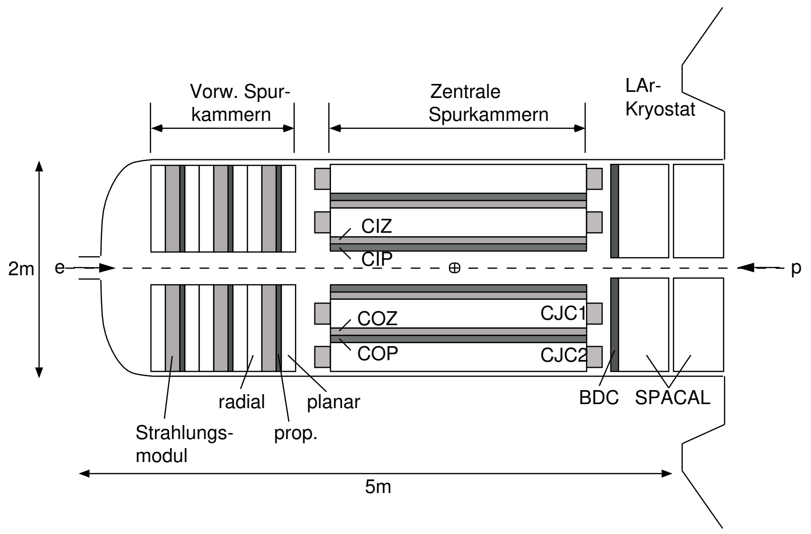


Abbildung 4.6: Das Spurkammersystem von H1

Das Spurkammersystem von H1, dargestellt in Abb.4.6, ist aus mehreren Drift- und Proportionalkammern aufgebaut. Entsprechend dem Akzeptanzbereich im Polarwinkel θ unterscheidet man die Spurkammersysteme im Vorwärts- und im zentralen Bereich sowie dem rückwärtigen Bereich, der von der Spurkammer BDC abgedeckt wird. Es sollen hier vor allem die Komponenten des zentralen Spurkammersystems im Einzelnen beschrieben werden, da sie für die Analyse identifizierter Teilchen wie den Λ-Baryonen oder K^0_S-Mesonen von besonderer Bedeutung sind. Die rückwärtige Driftkammer BDC, die vor allem einer besseren Messung und Identifikation des gestreuten Elektrons dient, sowie der Vorwärtsspurdetektor, der in dieser Analyse nicht verwendet wurde, werden im Anschluss daran kurz vorgestellt und ihr Aufbau skizziert.
Abbildung 4.7 zeigt einen radialen Ausschnitt des zentralen Spurdetektors. Der innere Teil des zentralen Spurkammersystems besteht aus der zentralen inneren Proportionalkammer CIP (*Central Inner Proportional Chamber*) [64], der zentralen inneren z-Kammer CIZ(*Central Inner z-Chamber*) [65] und der Driftkammer CJC1 (*Central Jet Chamber*) [66]. Es schließt sich das System der äußeren Kammern COP(*Central Outer Proportional Chamber*) [67], COZ(*Central Outer z-Chamber*) und CJC2 an. Das gesamte System hat eine Länge von 2m und deckt den Bereich von $20^o < \theta < 160^o$ im Polarwinkel ab.

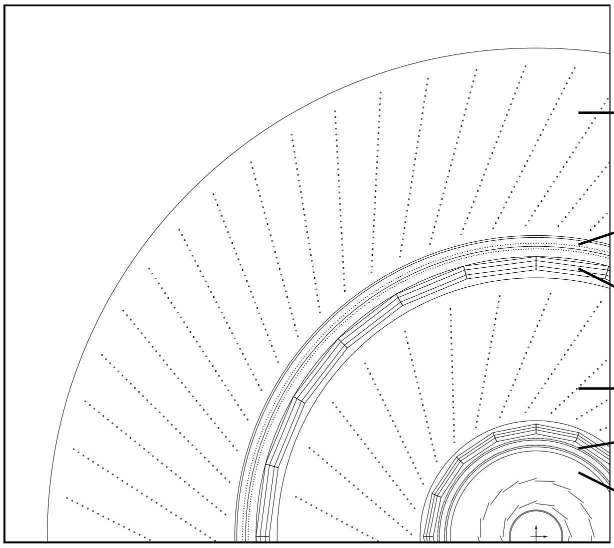


Abbildung 4.7: Die zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2

Die zentralen Jetkammern

Die zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 dienen der Spurrekonstruktion und mittels der Messung des Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ auch der Teilchenidentifikation. Da sich der gesamte Spurdetektor im nahezu homogenen Magnetfeld der supraleitenden Spule befindet, kann aus der Krümmung der Spuren der Transversalimpuls rekonstruiert werden.
Die CJC1 besteht aus 30 Driftzellen, die jeweils aus 24 parallel zur Strahlachse verlaufenden Signaldrähten bestehen und durch 50 Kathodendrähte begrenzt werden. Die einzelnen Signaldrähte sind jeweils durch zwei feldformende Potentialdrähte voneinander getrennt. 60 Zellen mit jeweils 32 Signal- und 66 Kathodendrähten bilden die äußere Kammer CJC2. Wie in der schematischen Abbildung 4.7 der CJC1 und CJC2 zu erkennen, sind die Driftzellen um ca. 30^o gegenüber dem Radius geneigt. Die Kammern sind mit einem Argon-Methan Gasgemisch gefüllt und werden bei leichtem Überdruck betrieben. Aufgrund der großen Bedeutung der zentralen Jetkammern für die vorliegende, auf Spuren basierende Analyse soll im Folgenden das Messprinzip der Driftkammern sowie die Rekonstruktion der Spuren (Kap. 4.2.3) beschrieben werden.

Das Messprinzip der Driftkammern CJC1 und CJC2

Beim Durchgang geladener Teilchen durch das Gasgemisch in den Spurkammern werden entsprechend der Energieverlust-Beziehung, beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel, Gasatome ionisiert. Die dabei entstehenden Primärelektronen driften mit möglichst gleichförmiger Driftgeschwindigkeit v_{Drift} zu den Signaldrähten, an denen eine positive Hochspannung anliegt. Aufgrund des Magnetfeldes ist die Driftrichtung gegenüber den elektrischen Feldlinien um den Lorentzwinkel $\alpha_{Lorentz}$ geneigt. Im starken, radialsymmetrischen Feld der Signaldrähte werden weitere Gasatome durch die primären und durch Sekundärelektronen ionisiert. Dies bezeichnet man als Gasverstärkung. Betreibt man die Kammern im Proportionalbereich, ist die Anzahl der Sekundärelektronen proportional zur Anzahl der Primärelektronen. Linien gleicher Driftzeit vom Ort der Primärionisation zum Signaldraht bezeichnet man als Isochronen. Verläuft die Teilchenbahn tangential zu den Isochronen, treffen alle Sekundärelektronen nahezu gleichzeitig am Signaldraht an, so dass ein schmaler Puls ausgelesen werden kann. Je größer die Teilchenbahn gegen die Tangente an die Isochronen geneigt ist, desto flacher werden die Signalpulse, wodurch die Rekonstruktion erschwert wird. Aus der Driftzeitmessung ergibt sich eine Ortsauflösung in der Ebene senkrecht zu den Signaldrähten ($r\phi$) von $\sigma_{r\phi} \approx 150\mu m$. Die Impulsauflösung beträgt $\sigma_p/p^2 \approx 0.003\mathrm{GeV}^{-1}$ und der Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ kann mit einer Genauigkeit von $\sigma_{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x} \approx 6\%$ bestimmt werden. Alle Signaldrähte werden an beiden Enden ausgelesen, so dass aus dem Ladungsverhältnis die z-Koordinate der Spur bestimmt werden kann. Die Auflösung beträgt 1% der Drahtlänge, also $\sigma_z \approx 22mm$. Aufgrund der Neigung der Driftzellen gegenüber der radialen Richtung driften die Sekundärelektronen nahezu senkrecht zur Teilchenspur, falls die Krümmung der Spur nicht zu groß, also der Transversalimpuls nicht zu klein ist. Dies ermöglicht eine optimale Spurauflösung und durch das Aneinandersetzen von Spursegmenten benachbarter Zellen können Mehrdeutigkeiten bei der Spurrekonstruktion ausgeschlossen werden. Aus der Driftzeitmessung kann nicht geschlossen werden, auf welcher Seite der Signaldrahtebene der Teilchendurchgang stattgefunden hat, allerdings haben die sogenannten Spiegelspuren, die sich aus diesen Mehrdeutigkeiten der Treffer ergeben, keine Fortsetzung in der nächsten Zelle. Allerdings ergibt sich aus der Neigung der Zellen gegen die radiale Richtung eine unterschiedlich gute Rekonstruktion für positive und negative Spuren mit relativ niedrigen Transversalimpulsen. Durch das Magnetfeld bewegen sich positive Teilchen mit der Zellneigung, während negative Teilchen gegen die Signaldrahtebenen gedreht werden. Dies hat zur Folge, dass positive Teilchen sich häufiger parallel zur Driftrichtung bewegen, wodurch die Spurrekonstruktion behindert wird. Negative Teilchen kreuzen zudem häufiger die Signaldrahtebenen, so dass Ambiguitäten besser ausgeschlossen werden können. Daher können bei niedrigen Transversalimpulsen negative Spuren besser rekonstruiert werden als positive. Bei höheren Transversalimpulsen und somit schwächer gekrümmten Spuren tritt dieser Effekt nicht auf.

Die zentralen z-Kammern

Die beiden dünnen Driftkammern CIZ und COZ ergänzen die Messung der CJC durch eine bessere Messung der z-Koordinate. Sie bestehen aus 15 bzw. 24 Zellen mit jeweils vier Signaldrähten. Da die Drähte in der CIZ und COZ senkrecht zum Strahlrohr und die Driftrichtung parallel zur z-Achse verlaufen, wird eine Ortsauflösug in z-Richtung von $\sigma_z \approx 300\mu m$ erreicht, während die Auflösung in der $r\phi$-Ebene hier 1-2% von 2π beträgt.

Die zentralen Proportionalkammern

Die Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP dienen vor allem der Triggerung, sie bieten die Möglichkeit, Ereignisse mit Spuren, die vom nominellen Wirkungspunkt stammen, zu triggern und Spuren aufeinanderfolgenden *bunch crossings* zuzuordnen. Die CIP und COP bestehen aus je zwei Kammerlagen, deren Signaldrähte parallel zur Strahlachse angeordnet sind. Die Signale werden in segmentierten Kathodenpads ausgelesen, in 60 x 16 Pads in der CIP und 18 x 16 in der COP.

Die rückwärtige Driftkammer BDC

Dem SpaCal vorgelagert befindet sich die rückwärtige Driftkammer BDC[5]. Sie deckt einen Winkelbereich von $151^o < \theta < 177.5^o$ ab. Die BDC besteht aus vier Doppellagen aus Signaldrähten und ist in 8 Sektoren unterteilt. Durch die oktagonale Führung der Signaldrähte, senkrecht zu Radius und Strahlachse, ergeben sich nahezu radiale Driftwege, die eine hohe Auflösung des Polarwinkels von $\sigma <\approx 1$mrad ermöglichen. Durch ein Zuordnen der in der BDC gemessenen Spuren und der im SpaCal gemessenen Elektronkandidaten, kann die Elektronidentifikation im Rückwärtsbereich deutlich verbessert werden. Eine detaillierte Beschreibung der BDC findet sich in [68].

Die Vorwärtsspurdetektoren

Das Vorwärtsspurkammersystem überdeckt den Bereich im Polarwinkel $5^o < \theta < 30^o$. Wie in Abbildung 4.7 angedeutet, ist es aus drei Supermodulen aufgebaut. Diese bestehen jeweils aus einer planaren Driftkammer, einer Vieldrahtproportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsmodul und einer planaren Driftkammer, die in positiver z-Richtung hintereinander angeordnet sind [69,70]. In der vorliegenden Analyse wurden die Vorwärtsspurkammern nicht verwendet.

4.2.3 Die Rekonstruktion der Spurparameter

Die Bahn geladener Teilchen im homogenen Magnetfeld, dessen Feldlinien nahezu parallel zur Strahlachse verlaufen, kann durch eine Helix beschrieben werden, die durch fünf Parameter festgelegt wird, nämlich

- den inversen Krümmungsradius $\kappa = 1/r$
- den kleinsten Abstand *dca* zum Ursprung in r, ϕ (**d***istance of* **c***losest* **a***pproach*)
- den Azimutalwinkel ϕ beim *dca*
- den Polarwinkel θ

[5]**b**ackward **d**rift **c**hamber BDC

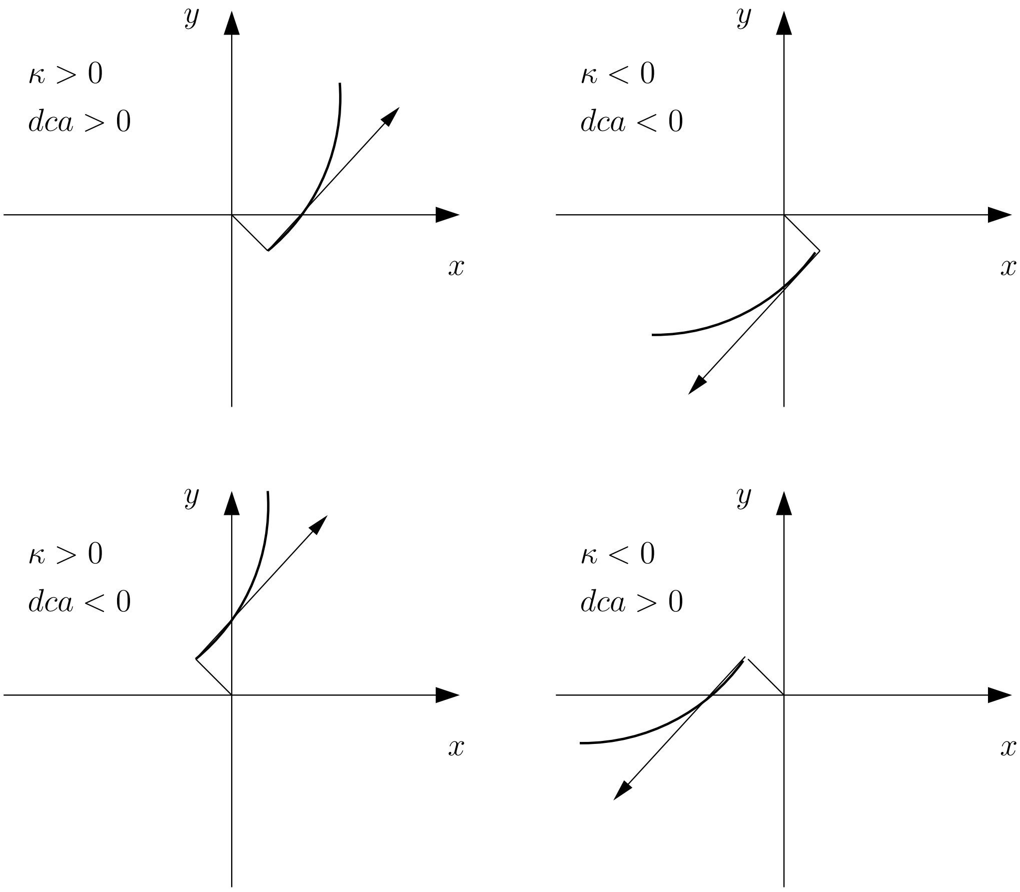


Abbildung 4.8: Definition und Vorzeichenkonvention von dca und κ einer Spur. Der Vektor zum dca-Punkt, der Impulsvektor in $r\phi$ und die positive z-Achse bilden ein rechtshändiges Koordinatensystem.

- und den z-Wert am dca: z_0

In guter Näherung sind die Parameter in der $r\phi$-Ebene also κ,dca und ϕ unabhängig von θ und z_0, so dass die Anpassung der Parameter nacheinander durchgeführt werden kann. Die Vorzeichenkonvention für κ und dca erfolgt so, dass bei einer Vorzeichenänderung von κ, das Vorzeichen des dca sich nicht ändert. Abbildung 4.8 veranschaulicht die Definition dieser Größen. Negativ geladene Teilchen haben eine positive, positiv geladene Teilchen eine negative Krümmung κ. Außerdem bilden der Vektor vom Ursprung zum dca-Punkt, der Impulsvektor in $r\phi$ und die positive z-Achse ein rechtshändiges System.
Während der Datennahme findet eine schnelle Spurrekonstruktion statt, deren Parameter auf der 4. Stufe des H1 Triggersystems (vgl. Abschnitt 4.3) bestimmt werden. Zur Rekonstruktion der Spuren in CJC1 bzw. CJC2 werden Treffer der Signaldrähte und ihrer jeweils übernächsten Nachbarn zu Tripeln zusammengefasst, und diese dann zu Spuren kombiniert. Nach Bestimmung des Ereigniszeitpunktes T_0 findet

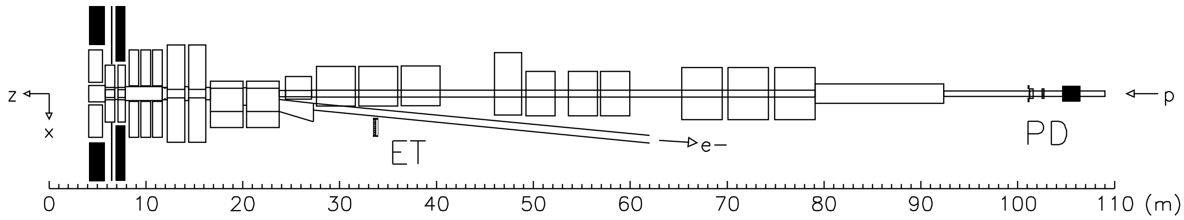


Abbildung 4.9: Das Luminositätssystem

eine erste Anpassung der Helixparameter statt. Im Datenrekonstruktionsprogramm H1REC dienen die während der Datennahme gewonnen Spuren als Ausgangspunkt einer detaillierteren Spurrekonstruktion. Es werden zunächst weitere Treffer gesucht und Spuren zugeordnet, wobei Tripel von Treffern dreier benachbarter Signaldrähte gebildet werden. Dadurch können auch kürzere Spursegmente gefunden werden. Die so erhaltenen Spuren stellen die sogenannten nicht-vertex-gefitteten Spuren dar. Anschließend wird eine Anpassung an den primären Ereignisvertex durchgeführt, um die vertex-gefitteten Spuren zu erhalten. Dazu wird zunächst ein vorläufiger Ereignisvertex aus den z-Komponenten der Spuren bestimmt. Nach einer Anpassung der Parameter κ, ϕ und dca aller Spuren unter Verwendung des Ereignisvertex als zusätzliche Bedingung, wird eine simultane Anpassung der Spurparameter in der rz-Ebene mit diesen Parametern duchgeführt. Dadurch erhält man einen verbesserten Primärvertex, mit dem die Prozedur wenn nötig iterativ wiederholt werden kann. Spuren können auch aus Zerfällen von z.B. Λ oder K^0_S oder aus Photokonversionen $\gamma \rightarrow e^+e^-$ stammen, die zu Sekundärvertizes mit einigen cm Abstand zum Ereignisvertex führen. Für diese Spuren ist der Primärvertex als Bedingung nicht geeignet. Daher wird eine weitere Anpassung der Spurparamter je zweier Spuren an einen möglichen Sekundärvertex durchgeführt. Dies hat zur Folge, dass Spuren mehrmals mit unterschiedlichen Vertexhypothesen auftauchen können.

4.2.4 Das Luminositätssystem

Zur Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes ist es unerlässlich die Luminosität genau zu kennen. Die von HERA bei H1 gelieferte Luminosität wird über den Bethe-Heitler-Prozess, also die Bremsstrahlung der Strahlelektronen im Feld der Protonen $ep \rightarrow ep\gamma$ [71], bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess kann innerhalb der Quantenelektrodynamik berechnet werden. Photon und Elektron im Endzustand dieses Prozesses werden mit Hilfe zweier Kalorimeter, des *electron taggers* und des *photon detector* nachgewiesen. Das Luminositätssystem [72] ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

Es handelt sich um Cherenkov-Zähler aus Szintillationskristallen, die sich im Abstand von z=-33.4 m und z=-102.9 m vom Wechselwirkungspunkt nahe dem Strahlrohr befinden. Die Detektoren werden während der Messung ständig mit Hilfe der Strahlenergie kalibriert, wobei die Kalibrationskonstanten stark schwanken um 5-20%. Es kann eine Präzision der Luminositätsmessung von ca. 1.5% erreicht werden. Die Luminositätsmessung steht HERA als Monitor für den Elektronenstrahl zur Verfügung.

4.3 Das Triggersystem von H1

Der Speicherring HERA liefert eine *bunch*-Kollisionsrate von 10.4 MHz, d.h. alle 96 ns treffen sich ein Elektronen- und ein Protonenpaket. Die Ereignisrate beträgt ca. 100kHz. Um physikalisch uninteressanten Untergrund zu unterdrücken und da nur mit einer Rate von ca. 10 Hz Ereignisse gespeichert werden können, wird bei H1 ein mehrstufiges Triggersystem verwendet, in dem die Ereignisdaten verarbeitet und die Rate schrittweise reduziert wird. Auf der ersten Triggerstufe (L1) treffen alle 96 ns neue Ereignisse ein. Diese werden in eine Datenpipeline geschrieben und mit Hilfe von 128 Subtriggern wird entschieden, ob es sich um ein physikalisch interessantes Ereignis handelt. Auf der zweiten Triggerstufe stehen 20 μs zur Verfügung um mittels eines topologischen Triggers oder neuronalen Netzes zu entscheiden, ob ein Ereignis weiterbearbeitet oder verworfen werden soll. Bei der letzten Stufe des Triggersystems, dem L4-Trigger,[6] handelt es sich um einen Software-Trigger, dem alle Detektorsignale gleichzeitig zur Verfügung stehen, die von einer Farm aus parallel geschalteten PCs verarbeitet werden. Die Eingangsrate des L4-Triggers beträgt maximal 50 Hz, die auf eine Ausgangsrate von 10 Hz reduziert wird.

4.4 Die Detektorsimulation

Ausgehend vom hadronischen Endzustand eines Monte Carlo Ereignisses kann mit Hilfe des Programmes `H1SIM` simuliert werden, welche Antwort dieses Ereignis im H1 Detektor auslösen würde. Dazu werden zunächst die Reaktionen der Teilchen sowohl mit dem sensitiven als auch mit dem insensitiven Material des Detektors berechnet. Dies geschieht mit Hilfe des Programmes `GEANT`, das entsprechend einer vorgegebenen Geometrie den gesamten Detektor und alle Detektorkomponenten in Zellen unterteilt. So können beispielsweise die Energiedepositionen eines elektromagnetischen oder hadronischen Schauers im Kalorimeter im Detail berechnet werden. Eine zeitsparendere Alternative bietet in diesem Fall die Parameterisierung elektromagnetischer Schauer (`H1FAST`), die ebenfalls von H1 verwendet wird. Im zweiten Schritt der Detektorsimulation werden die Signale und das Verhalten der Ausleseelektronik simuliert. Die so erhaltenen MC Ereignisse können nun genau wie die mit dem Detektor aufgenommenen Daten rekonstruiert werden. Durch den Vergleich der Daten mit dem rekonstruierten Monte Carlo kann das Verständnis des Detektors überprüft werden. Außerdem können die Daten mit Hilfe der Detektorsimulation auf Detektoreffekte korrigiert werden, so dass eine Messung des hadronischen Endzustandes möglich ist. Die Korrekturfaktoren ergeben sich aus dem Vergleich der MC Ereignisse auf dem Hadronniveau und

[6] Die dritte Stufe wurde bisher noch nicht realisisert.

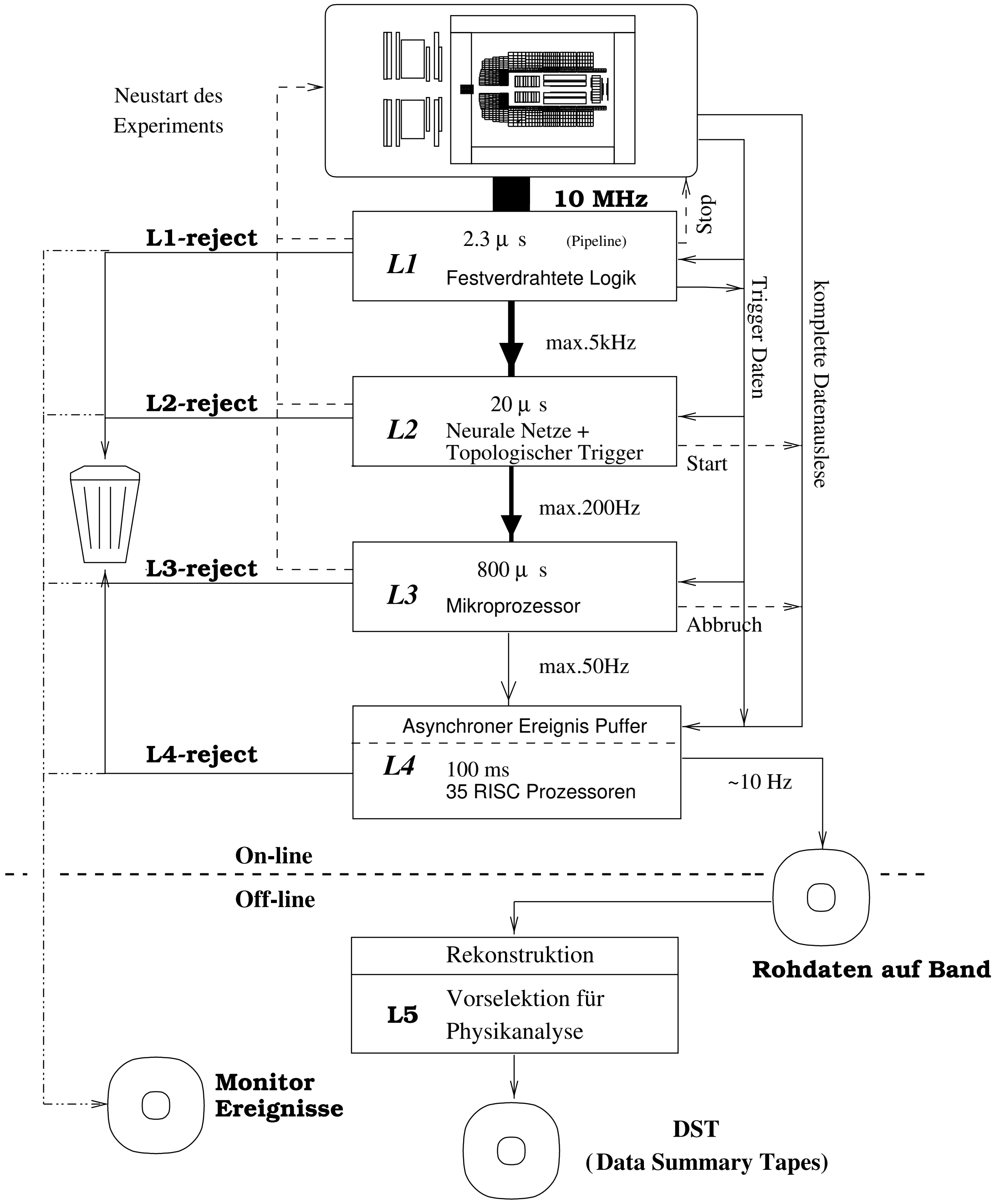


Abbildung 4.10: Das H1 Triggersystem

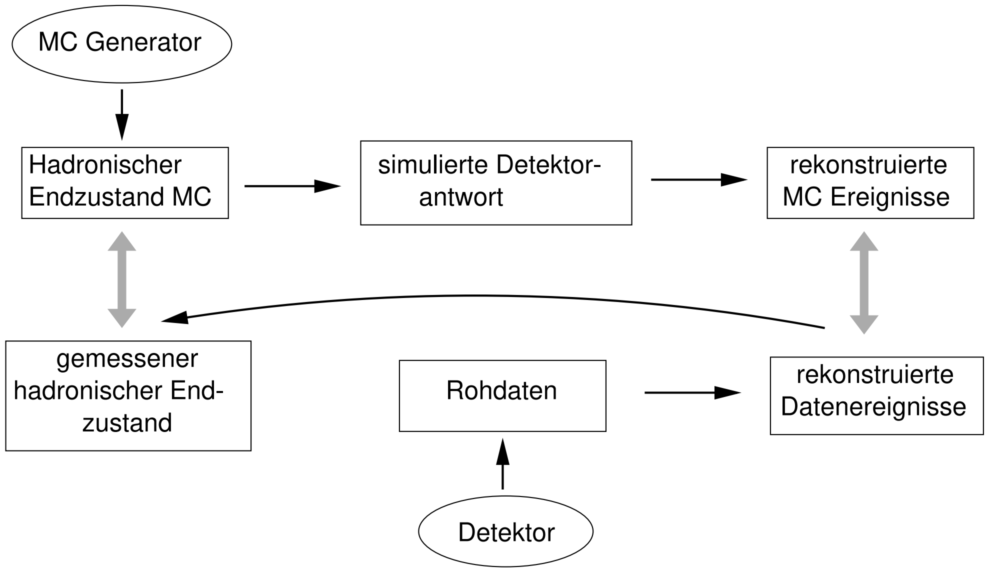


Abbildung 4.11: Die Detektorsimulation: Monte Carlo Generatoren liefern den hadronischen Endzustand eines Ereignisses. Diese durchlaufen die H1 Detektorsimulation und können mit den rekonstruierten Daten verglichen werden. Außerdem können die Daten auf Akzeptanzen und Detektoreffekte korrigiert und mit Vorhersagen auf dem Hadronniveau verglichen werden.

den nach der Detektorsimulation rekonstruierten Ereignisse. Abbildung 4.11 zeigt eine schematische Darstellung der Vorgehensweise. Die so korrigierten Daten können dann mit Daten anderer Experimente oder mit verschiedenen MC Modellen und theoretischen Vorhersagen des hadronischen Endzustandes verglichen werden, ohne dass ein detailliertes Wissen über den H1 Detektor bekannt sein muss.

Spursimulation

Aufgrund der besonderen Bedeutung der Spuren für die vorliegende Analyse soll die Simulation der zentralen Driftkammer hier kurz beschrieben werden.

Ausgehend von dem Ein- und Austrittsort in den sensitiven Driftbereich der einzelnen Drähte der CJC, dem Viererimpuls und dem theoretischen Wert des Energieverlustes der generierten Teilchen wird der Energieverlust in der Kammer mittels einer Verschmierung gemäß einer angenäherten Landauverteilung bestimmt. Um die Ortsauflösung der Kammer zu simulieren, werden die Positionen in der z- und $r\phi$-Ebene mittels Gaußverteilungen, deren Breite der experimentellen Auflösung entsprechen, verschmiert. Anschließend wird mittels Würfeln die Ansprechwahrscheinlichkeit für jeden Draht entlang der Teilchenbahn implementiert. Die Ansprechwahrscheinlichkeit wurde für jeden Draht aus den Daten bestimmt, wodurch lediglich eine ϕ-Abhängigkeit berücksichtigt werden kann. Die Spureffizienz ist bei dieser Vorgehensweise unabhängig von der Teilchenart, vom Energieverlust des Teilchens, von der Ladung und vom Polarwinkel θ.

In den Daten des Jahres 1997 wurde im unteren Bereich der CJC eine geringere Spureffizienz als im oberen Bereich beobachtet. Diese Ineffizienz kann durch Ablagerungen auf den Drähten erklärt werden, die von einem inhomogenen Gasfluss herrühren. Durch diese Ablagerungen nimmt der effektive Drahtdurchmesser zu und durch die zusätzliche, unerwünschte Isolation der Drähte nimmt die Leitfähigkeit und damit die Gasverstärkung der betroffenen Drähte ab. Dies führt unter anderem dazu, dass die Spureffizienz vom Energieverlust im Driftvolumen abhängig wird und beispielsweise Pionen und Protonen im unteren Bereich der CJC eine unterschiedliche Rekonstruktionseffizienz erfahren. Diese ist im Fall der Pionen auch vom Polarwinkel θ abhängig und insgesamt kleiner als die Effizienz für Protonen. Als Maß für die Effizienz dient dabei das Verhältnis der Anzahl der in der Spuranpassung verwendeten Treffer zur Anzahl der Drähte entlang der Spur. Da die Spureffizienz in der oben beschriebenen Simulation der Spurkammer unabhängig von θ und für verschiedene Teilchenarten, also im Besonderen für Proton und Pion identisch ist, konnten diese Unterschiede in den Effizienzen nicht beschrieben werden.

Um eine Beschreibung dieser Effekte zu erreichen, wurde eine detailliertere Simulation der Spurkammern angestrebt. In dieser neuen Simulation [73] wird anstelle der Effizienz, einen Treffer auf einem Signaldraht zu erhalten, die Gasverstärkung der Drähte als Eingabewert in der Simulation verwendet. Die Gasverstärkungen wurden aus den Daten für jeden einzelnen Draht und verschiedene Datennahmeperioden bestimmt. Dadurch können Schwankungen in den Umgebungsbedingungen sowie Änderungen in der Hardware wie z.B. ausgefallene Drähte berücksichtigt werden.
Im Unterschied zur alten Simulation werden entlang der Teilchenspur im sensitiven Driftbereich die Entstehungsorte primärer Elektronen durch Würfeln bestimmt und anschließend mit Hilfe eines Isochronenmodells die Driftzeiten berechnet. Aus der zeitlichen Abfolge der Ankunft der Primärelektronen am Signaldraht wird durch Superposition der Beiträge einzelner Primärelektronen das elektronische Signal am Draht simuliert. Dabei wird die zeitliche Auflösung der Elektronik, die aus der Anstiegszeit der Signale in den Daten bestimmt werden kann sowie deren nichtlineares Verhalten berücksichtigt.
Anschließend wird der sogenannte *scanner* Algorithmus [66] der Ausleseelektronik, der in den elektronischen Signalen Pulse erkennt, emuliert. Diese Pulserkennung liefert Informationen, die im gleichen Format wie in den Daten vorliegen, so dass die gleichen Rekonstruktionsschritte zum Suchen der Treffer in der Spurkammer durchgeführt werden können.
Bei dieser neuen, detaillierteren Simulation des Verhaltens der zentralen Spurkammern wird die Effizienz in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ, der Ladung und Teilchenart simuliert, so dass eine bessere Beschreibung der Ineffizienzen erwartet werden darf. Die Ortsauflösung in der z- und $r\phi$-Ebene muss nicht mehr direkt

implementiert werden sondern ist als Folge des Isochronenmodells und der Simulation der Elektronik bereits enthalten.

In der vorliegenden Analyse wurde für das simulierte und rekonstruierte Detektor Monte Carlo für das Jahr 1996 die eingangs beschriebene, alte Simulation und für das Monte Carlo für das Jahr 1997 die neue, detaillierte CJC-Simulation verwendet.[7]

[7]Da das neue Simulationsprogramm erst gegen Ende des Jahres 2002 zur Verfügung stand, konnte es nicht für die gesamte Analyse verwendet werden.

Kapitel 5

Die Selektion inklusiver DIS-Ereignisse

Im folgenden Kapitel soll beschrieben werden, wie aus den Daten des H1-Detektors der Jahre 1996 und 1997 der inklusive Datensatz, der dieser Analyse zugrunde liegt, selektiert wurde.
Nach der Auswahl bestimmter Datenbereiche und Subtrigger ist es zunächst nötig, die kinematischen Variablen aus den gemessenen Größen zu rekonstruieren. Neben kinematischen Schnitten auf diese Größen, die den Phasenraum der Analyse festlegen, werden weitere Schnitte zur Unterdrückung des Untergrundes vorgenommen.

5.1 Auswahl einzelner Datenbereiche

Die Daten des H1-Detektors werden bei der Datennahme in sogenannte 'Runs' zusammengefasst. Ein Run enthält Ereignisse, die während typischerweise 1-2 h unter nahezu konstanten Detektor- und Strahlbedingungen aufgenommen wurden. Durch Auswahl bestimmter Runbereiche wird eine Vorselektion der Daten getroffen. Dabei werden Zeiträume, in denen es technische Probleme gab, von der Analyse ausgeschlossen. Runs mit einer kleinen Luminosität ($L < 100\,\mathrm{nb}^{-1}$) werden ebenfalls nicht verwendet, da diese häufig aufgrund technischer Probleme gestoppt wurden. Insbesondere wird verlangt, dass alle für die Analyse wichtigen Subdetektoren wenigstens 95% der Zeit eines Runs in Betrieb waren. Ereignisse, für die wichtige Komponenten ausgefallen sind, werden verworfen und die Luminosität des Runs auf diese Verluste korrigiert. Durch die obige Bedingung wird gewährleistet, dass diese Korrekturen klein sind. In diesem Fall sind diese Detektorkomponenten das LAr-Kalorimeter, das rückwärtige Kalorimeter SpaCal, die rückwärtige Driftkammer BDC, das zentrale Spurkammersystem (CJC1,2, CIP, COP, CIZ, COZ) sowie die Vorwärtsproportionalkammer FPC[1] und das Luminositätssystem.
Des Weiteren werden Runs ausgeschlossen, in denen die verwendeten Subtrigger

[1]Dies ist nötig da einige spurbasierte Trigger Informationen der FPC verwenden.

hohe Unterdrückungsfaktoren erhielten, da diese oft durch hohe Untergrundraten verursacht wurden. Diese Unterdrückungsfaktoren oder *prescales* sind nötig, um in dem Fall, dass ein Subtrigger eine sehr hohe Ereignisrate liefert, die aufgenommenen Ereignisse mit einer maximalen Rate von 10 Hz auf Band schreiben zu können. Im Anhang A findet sich eine Liste der Runbereiche, die in den Jahren 1996 und 1997 zusätzlich ausgeschlossen werden mussten, sowie der jeweiligen Ausschlussgründe.

5.2 Auswahl der Subtrigger

Für die Analyse werden Ereignisse, die durch den Subtrigger S2/S61 getriggert wurden, verwendet. Die Ereignisse müssen auch die vierte Triggerstufe (L4) passiert haben und von einem der L4-*finder* akzeptiert worden sein. Es wird keine Antwort eines bestimmten L4-Triggers verlangt.[2] Diese Subtrigger bestehen im Wesentlichen aus Verknüpfungen der SpaCal-Triggerelemente des L1-Triggers, die eine Energiedeposition im SpaCal oberhalb einer bestimmten Energieschwelle verlangen, mit Spurbedingungen, die Informationen der zentralen Spurdetektoren verwenden. Des Weiteren werden Informationen über den Zeitpunkt der Wechselwirkung abgefragt mit Hilfe der sogenannten TOF-(*time of flight*)-Triggerelemente, um Ereignisse, die nicht vom primären Wechselwirkungspunkt stammen, auszuschließen.
Der Subtrigger S2 besteht im Wesentlichen aus der logischen Verknüpfung folgender Triggerelemente

$$\texttt{DCRPh\_THig} \wedge \texttt{zVtx\_sig} \wedge (\texttt{SPCLe\_IET>1} \vee \texttt{SPCLe\_IET\_Cen\_2}) \; .$$

Gegen Ende des Jahres 1997 (ab Run 193433) wurde der Subtrigger S2 durch den Subtrigger S61 ersetzt, der sich vom S2 lediglich dadurch unterscheidet, dass die Bedingung `(SPCLe_IET>1` $\vee$ `SPCLe_IET_Cen_2)` durch `(SPCLe_IET>2` $\vee$ `SPCLe_IET_Cen_3)` ersetzt wird, wodurch ein Elektronkandidat mit einer höheren Energie verlangt wird.
Im Folgenden sind die Triggerelemente der verwendeten Subtrigger aufgeführt und beschrieben.

Der SpaCal Trigger Neben der Rekonstruktion des gestreuten Elektrons bei kleinen Impulsüberträgen liefert das SpaCal Triggerinformationen für Ereignisse, bei denen das Elektron unter kleinen Winkeln gestreut wird. Wird ein Elektronkandidat im elektromagnetischen SpaCal registriert, werden folgende Triggerelemente gesetzt.

- `SPCLe_IET`
  `SPCLe_IET` steht für die Energiesumme des Elektronkandidaten, die sich aus der Summe der Energiedepositionen in Fenstern von 2×2 Zellen ergibt, von

[2] Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Subroutine für den L4-Trigger geschrieben, die K^0_S- und Λ-Ereignisse in zukünftig aufgenommenen Daten sichern soll.

denen jeweils 4 zu einem sogenannten *trigger tower* zusammengefasst werden. Diese *trigger tower* überlagern sich und der Trigger wird gesetzt, sobald ein *tower* eine genügend große Energiesumme liefert. Der das Strahlrohr umgebende, zentrale Bereich des SpaCal, der hohe Untergrundraten liefert, wird dabei nicht berücksichtigt. Die Triggerelemente `SPCLe_IET>1` und `SPCLe_IET>2` verlangen eine Energiesumme oberhalb von 2 bzw. 5.7 GeV.

- `SPCLe_IET_Cen_2`
  `SPCLe_IET_Cen_2` entspricht dem Element `SPCLe_IET>1` unter Einbeziehung des zentralen SpaCal Bereichs.

Der z-Vertex Trigger Die z-Position des Ereignisvertex kann mit Hilfe der CIP,COP und der Tracker in Vorwärtsrichtung bestimmt und zur Triggerung benutzt werden. Die z-Vertex Triggerelemente basieren auf dem z-Vertex-Histogramm, das die z-Achse von z=-43.9 cm bis z=+43.9 cm in 16 Intervalle unterteilt. Die Treffer in den Spurkammern werden dazu verwendet, um sogenannte *rays* zu rekonstruieren und deren z-Position in das Histogramm einzutragen.

- `zVtx_sig`
  Das Triggerelement `zVtx_sig` verlangt einen signifikanten Ereignisvertex. Dieser ist gegeben, wenn das z-Vertex-Histogramm im maximalen Intervall ein signifikantes Signal aufweist.

Der $DCRPhi$-Trigger Der $DCRPhi$-Trigger benutzt Spurinformationen in der $r\phi$-Ebene der zentralen Jet-Kammern CJC1 und CJC2. Aus den digitalen Kammersignalen werden 10000 verschiedene Triggermasken gebildet. So kann zwischen Spuren mit hohem und niedrigem Transversalimpuls unterschieden werden.

- `DCRPh_THig`
  Das Triggerelement `DCRPh_THig` verlangt, dass mindestens eine Maske gesetzt ist, die Spuren mit hohem Transversalimpuls entspricht. Die Schwelle liegt bei 800 MeV.

5.2.1 Bestimmung der Effizienz des Subtriggers

Die Subtrigger sind nicht 100% effizient, das heißt es gehen Ereignisse verloren, die eigentlich von dem Subtrigger gesichert hätten werden sollen. Diese Ineffizienz muss in der Analyse korrigiert werden. Zur Bestimmung der Ineffizienz wird ein unabhängiger Subtrigger als Monitor verwendet. Die Effizienz eines Subtriggers ist definiert als der Anteil der vom Monitor getriggerten Ereignisse, für die der jeweilige Subtrigger gefeuert hat.

$$\varepsilon := \frac{N_{\mathrm{Moni}\wedge\mathrm{Trigger}}}{N_{\mathrm{Moni}}} \quad . \tag{5.1}$$

Als Monitortrigger für die Triggerelemente des Subtriggers S2, die von Spurbedingungen abhängen, werden verschieden SpaCal-Trigger verwendet. Die Effizienz der SpaCal-Triggerelemente ist nahezu 1, als Monitortrigger dient der Subtrigger S75, der vor allem Energiedepositionen im LAr-Kalorimeter verlangt, und damit vom SpaCal unabhängig ist.
Bei der Korrektur der Ineffizienz gibt es zwei mögliche Herangehensweisen. Zum einen kann die Effizienz gemäß 5.1 direkt aus den Daten bestimmt und die Zahl der Ereignisse mit $1/\varepsilon$ multipliziert werden, um die korrigierte Anzahl an Ereignissen zu erhalten. Bei Kontrollvergleichen mit rekonstruierten Monte Carlo Verteilungen, wird dann im MC kein Subtrigger verlangt. Alternativ dazu besteht die Möglichkeit, sowohl in den Daten als auch im rekonstruierten Monte Carlo den Subtrigger zu verwenden und den Korrekturfaktor aus dem MC zu verwenden. Dies setzt voraus, dass die Effizienz der verwendeten Subtrigger durch die H1 Detektorsimulation richtig beschrieben wird. Die Übereinstimmung der Triggereffizienzen in den Daten und im Monte Carlo wird in Kapitel 7.1 gezeigt.
In der vorliegenden Analyse wurde die zweite Vorgehensweise gewählt. Die Korrektur der Triggereffizienz wird für die gemessenen Zahlen von Λ und K_S^0 gleichzeitig mit der Korrektur der Rekonstruktionseffizienz durchgeführt. Bei der Bestimmung der Produktionswirkungsquerschnitte für Λ und K_S^0 muss die Anzahl der gemessenen Λ bzw. K_S^0 neben der Korrektur für die Rekonstruktionseffizienz der Zerfälle auch auf die Ineffizienz der Subtrigger korrigiert werden. Beide Korrekturen werden mit Hilfe der Monte Carlo Verteilungen bestimmt.
Im Kapitel 7 finden sich eine Beschreibung dieser Korrekturen sowie Verteilungen der Triggereffizienzen für Λ und K_S^0.

5.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Die Kinematik der tiefinelastischen Streuung ist durch zwei der drei lorentzinvarianten Größen x_{bj}, Q^2 und y festgelegt. Diese müssen aus gemessenen Größen rekonstruiert werden. Dazu kann entweder das gemessene gestreute Elektron, also die Energie E'_e und der Streuwinkel θ'_e, oder Informationen über den hadronischen Endzustand benutzt werden, oder auch eine Mischung aus beiden Informationen. Es gibt verschiedene Methoden zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen, die unterschiedliche Informationen verwenden.

Die Elektronmethode

In der vorliegenden Analyse wird ausschließlich die Elektronmethode [74] zur Berechnung der Kinematik verwendet. Diese verwendet die Größen des gestreuten Elektrons zur Rekonstruktion der Kinematik. Energie E'_e und Streuwinkel θ'_e des Elektrons werden im Bereich kleiner Impulsüberträge im SpaCal und in der Rückwärtsdriftkammer

BDC gemessen. Die kinematischen Variablen in der Elektronmethode lauten

$$y_{el} = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta'_e}{2} \tag{5.2}$$

$$Q^2_{el} = 4E'_e E_e \cos^2 \frac{\theta'_e}{2} \quad . \tag{5.3}$$

Mit der bekannten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ergibt sich die Bjorken-Skalenvariable zu

$$x_{bj,el} = \frac{Q^2_{el}}{y_{el} s} \quad . \tag{5.4}$$

Bei hohen Werten von y ist die Auflösung der Elektronmethode hoch, nimmt jedoch bei kleinen Werten $y < 0.1$ mit $1/y$ ab [75]. Die Bestimmung von Q^2 ist vor allem durch eine genaue Messung des Polarwinkels θ'_e begrenzt, dieser kann wie auch die Energie E'_e hinreichend genau gemessen werden. Ein Problem der Elektronmethode ist jedoch die Tatsache, dass die Strahlenergie des Elektrons sowohl in y als auch in Q^2 eingeht. Im Fall dass das einlaufende Elektron vor der Wechselwirkung ein nicht detektiertes Photon abstrahlt, und somit eine verringerte Energie hat, liefert die Elektronmethode daher falsche Werte.

Die Doppelwinkelmethode

Zur Überprüfung der Messung der Elektronenergie bzw. der Kalibration des SpaCal wird die Doppelwinkelmethode [74] (*double angle*, DA) herangezogen, die neben den Strahlenergien E_e und E_p den Streuwinkel des Elektron und den Winkel des hadronischen Endzustandes verwendet. Aus den Informationen des hadronischen Endzustandes wird der Winkel γ gebildet, der im QPM-Prozess den Polarwinkel des gestreuten Quarks angibt.

$$\cos\gamma = \frac{p^2_{Th} - (E_h - p_{zh})^2}{p^2_{Th} + (E_h - p_{zh})^2} \quad , \tag{5.5}$$

wobei p_{Th}, p_{zh} und E_h der transversale und der longitudinale Impuls und die Energie, summiert über alle Hadronen des Endzustandes, sind.
Aus diesem Winkel und dem Streuwinkel des Elektrons können gemäß den folgenden Gleichungen die kinematischen Variablen des Ereignisses berechnet werden.

$$Q^2_{DA} = 4E^2_e \frac{\sin\gamma(1 + \cos\theta_e)}{\sin\gamma + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \gamma)} \tag{5.6}$$

$$x_{bj,DA} = \frac{E_e}{E_p} \frac{\sin\gamma + \sin\theta_e + \sin(\theta_e + \gamma)}{\sin\gamma + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \gamma)} \tag{5.7}$$

Aufgrund der Verwendung der Strahlenergien ist auch die Doppelwinkelmethode sensitiv auf QED-Strahlungsprozesse.

Kinematische Schnitte
$2\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$
$10^{-5} < x < 10^{-2}$
$0.1 < y < 0.6$
$156^o < \theta_{el} < 177^o$

Tabelle 5.1: Kinematische Schnitte

Eine weitere Methode zur Rekonstruktion kinematischer Variablen ist beispielsweise die Elektron-Σ-Methode [76], die die Energiesumme des hadronischen Endzustandes hinzunimmt und weniger sensitiv auf QED-Abstrahlung im Anfangszustand ist.
In der vorliegenden Analyse wird ausschließlich die Elektronmethode verwendet, die im untersuchten kinematischen Bereich $0.1 < y < 0.6$ eine gute Auflösung liefert. Mögliche Effekte aufgrund von QED-Abstrahlungsprozessen werden mit Hilfe der Monte Carlo Simulation untersucht und korrigiert. Die mit der Doppelwinkelmethode bestimmte Energie wird als Referenz für die im SpaCal gemessene Energie des Elektrons verwendet.

5.4 Kinematische Schnitte

Der Phasenraum der Analyse wird durch Schnitte auf die mittels der Elektronmethode bestimmten kinematischen Variablen festgelegt. Es werden Ereignisse der tiefinelastischen Streuung bei niedrigen Impulsüberträgen d.h. im Bereich $2\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ untersucht. Die Inelastizität y wird auf den Bereich $0.1 < y < 0.6$ eingeschränkt. Die obere Grenze von 0.6 entspricht einer unteren Elektronenergie von ca. 11 GeV. Dadurch werden Ereignisse mit gut gemessenem Elektron selektiert. Der Bereich von $y < 0.1$, in dem sich die Auflösung der Elektronmethode verschlechtert, wird ausgeschlossen. Durch den Schnitt auf den Polarwinkel $156^o < \theta_e < 177^o$ wird sichergestellt, dass das gestreute Elektron innerhalb der Akzeptanz des SpaCal gemessen wird. Die Schnitte auf die kinematischen Variablen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

5.5 Technische Schnitte

Neben den kinematischen Schnitten zur Festlegung des DIS-Phasenraumes sind eine Reihe weiterer Schnitte nötig, die gewährleisten, dass das gestreute Elektron eindeutig identifiziert wurde. Diese Schnitte dienen der Untergrundreduktion oder sind aus messtechnischen Gegebenheiten nötig, etwa um inaktive Segmente der Subdetektoren auszuschließen. Die größten Quellen für Untergrund sind zum einen die Photoproduktion, zum anderen strahlinduzierte Ereignisse. Bei der Photoproduktion strahlt

das Elektron ein quasi reelles Photon ab, das mit dem Proton wechselwirkt. Der Impulsübertrag ist gering, $Q^2 \approx 0$, und das Elektron wird kaum abgelenkt, so dass es das Strahlrohr nicht verlässt. Wird nun ein Teilchen des hadronischen Endzustandes fälschlicherweise als Elektron rekonstruiert, trägt dieses Ereignis als γp Untergrund zur Messung der tiefinelastischen Streuung bei. Da diese Elektronkandidaten häufig kleinere Energien als echte Elektronen haben, tritt der γp-Untergrund vor allem bei großen y auf, so dass ein Großteil bereits durch den Schnitt $y < 0.6$ unterdrückt wird.
Bei dem strahlinduzierten Untergrund handelt es sich um Ereignisse, bei denen ein Proton mit Ionen des Restgases im Strahlrohr oder mit der Wand des Strahlrohres wechselwirkt.

Schnitt auf den Ereignisvertex

Der Ereignisvertex wird mit Hilfe des zentralen Spurkammersystems rekonstruiert. Aufgrund der longitudinalen Ausdehnung der Teilchenpakete variiert der z-Vertex über einen Bereich von mehreren Dezimetern um den nominellen Vertex im Ursprung des H1-Koordinatensystems. Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen ist über die Winkelmessung des gestreuten Elektrons stark von einer guten Kenntnis des z-Vertex abhängig. Im Unterschied zu den ep-Ereignissen sind die Vertizes des strahlinduzierten Untergrundes über die gesamte Länge des Detektors verteilt. Insbesondere Ereignisse, die durch Protonen, die dem eigentlichen Protonenpaket vorauseilen, ausgelöst werden, sogenannte 'Satellitenprotonen', weisen Ereignisvertizes mit großem negativem z auf.
Durch Verlangen einer zentralen Vertexposition, $-35\text{cm} < z_{vtx} < 35\text{cm}$, kann daher strahlinduzierter Untergrund unterdrückt werden.

Schnitt auf die Energiebilanz $E - p_z$

Eine weitere Möglichkeit, verschiedene Untergrundquellen zu unterdrücken, bietet die Energiebilanz $E - p_z$, die Summe der Differenzen zwischen Energie und Longitudinalimpuls aller Teilchen, die im Endzustand definiert ist als

$$E - p_z = (E'_e - p'_{z,e}) + \sum_{had}(E_i - p_{z,i}) \quad . \tag{5.8}$$

Dabei sind E'_e und $p'_{z,e}$ Energie und Longitudinalimpuls des gestreuten Elektrons und E_i bzw. $p_{z,i}$ die Größen aller Teilchen des hadronischen Endzustandes. Im Anfangszustand wird nur über die einlaufenden Strahlteilchen summiert. Mit den Vierervektoren für Elektron $P_e = (27.5, 0, 0, -27.5)\text{GeV}$ und Proton $P_e = (820, 0, 0, 820)\text{GeV}$ ergibt sich

$$E - p_z = (E_e - p_{z,e}) + (E_p - p_{z,p}) = 2E_e = 55\text{GeV} \quad . \tag{5.9}$$

Für einen idealen Detektor, in dem jedes Teilchen nachgewiesen und seine vollständige Energie gemessen würden, müsste also die Energiebilanz des Endzustandes für DIS-Ereignisse 55 GeV betragen. Für Ereignisse der Photoproduktion, in denen das

Elektron nicht detektiert wird sondern stattdessen ein Teilchen des hadronischen Endzustandes als Elektron missinterpretiert wird, sowie in Ereignissen, in denen die Energie des Elektrons durch Abstrahlung eines nicht nachgewiesenenen Photons reduziert wird, ergibt sich ein zu kleines $E - p_z$, da der Beitrag des nicht detektierten Teilchens in der Energiebilanz fehlt. Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Ereignisse weisen häufig ein $E - p_z$ von mehr als 55 GeV auf. Werden Teilchen in der Vorwärtsrichtung nicht oder nur schlecht gemessen, weil sie nicht innerhalb der Akzeptanz des Detektors liegen, wird die Energiebilanz dagegen nicht beeinträchtigt, da diese Teilchen nur wenig zum $E - p_z$ beitragen.
Durch einen oberen und unteren Schnitt auf die Energiebilanz, $35\text{GeV} < E - p_z < 70\text{GeV}$, können also diese drei Untergrundquellen unterdrückt werden. Gleichzeitig werden durch diesen Schnitt Ereignisse ausgeschlossen, bei denen aufgrund einer schlechten Messung der Energie des hadronischen Endzustandes, die Energiebilanz nicht stimmt.

Schnitt auf den *Cluster*-Radius im SpaCal

Ein Elektron das im SpaCal gemessen wird, erzeugt einen elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter, so dass Energie in mehreren Zellen deponiert wird, die zu einem sogenannten *Cluster* zusammengefasst werden. Da hadronische Schauer sich in ihrer longitudinalen und transversalen Ausdehnung stark von elektromagnetischen unterscheiden, kann dies als Kriterium benutzt werden, um die Elektronidentifikation zu verbessern. Insbesondere liefern elektromagnetische Teilchen Schauer mit einem schmaleren radialen Profil als hadronische Teilchen.
Der *Cluster*-Radius dient als Maß für die transversale Ausdehnung des Schauers. Er ist definiert als die Summe der energiegewichteten Abstände in der x-y-Ebene aller Zellen eines *Clusters* zum *Cluster*-Schwerpunkt (x_{clus}, y_{clus}) [77]:

$$r_{clus} = \frac{\sum_{Zellen} w_i \sqrt{(x_{clus} - x_i)^2 + (y_{clus} - y_i)^2}}{\sum_{Zellen} w_i} \tag{5.10}$$

mit

$$w_i = max(0, 5 + \ln(E_i/E_{cl})) \quad .$$

Dabei ist E_i die Energie der Zelle i und E_{clus} die Gesamtenergie des *Clusters*. Da hadronische Schauer im Mittel eine größere transversale Ausdehnung als elektromagnetische haben, können durch einen oberen Schnitt auf den *Cluster*-Radius, $r_{clus} < 4\text{cm}$, Photoproduktionsereignisse, bei denen hadronische Teilchen z.B. Pionen fälschlicherweise als Elektron rekonstruiert wurden, reduziert werden.

Schnitt auf die hadronische Energie

Zusätzlich zum *Cluster*-Radius kann die Energie im hadronischen SpaCal hinter dem *Cluster* zur besseren Identifikation des Elektrons benutzt werden. Um diese zu bestimmen, wird die Position des *Cluster* in die Ebene des hadronischen SpaCals projiziert, entlang der Verbindungslinie vom Primärvertex zum *Cluster*. Die Energie in den Zellen innerhalb eines radialen Abstandes von 15 cm um diesen Projektionspunkt wird aufsummiert. Die Energiesumme E_{had} ist klein für Elektronen, während sie für missidentifizierte Hadronen groß wird. Um diese auszuschließen wird verlangt, dass die Energie im hadronischen SpaCal $E_{had} < 0.5\text{GeV}$ ist.

Schnitt auf die Spur in der BDC

Durch Hinzunahme der Informationen der dem SpaCal vorgelagerten Driftkammer BDC kann die Elektronidentifikation weiter verbessert werden. Dazu wird die von der BDC gemessene Spur, die dem Elektron zugeordnet werden kann, ins SpaCal verlängert und in der $r\phi$-Ebene der Abstand zwischen Spur und *Cluster* des Elektrons gemessen. Diesen Abstand bezeichnet man als Δ_{BDC}. Große Abstände Δ_{BDC} legen nahe, dass Spur und *Cluster* nicht von einem Teilchen stammen und ein Photon fälschlicherweise als Elektron identifiziert wurde. Daher wird verlangt, dass $\Delta_{BDC} < 3\text{cm}$ ist.

Schnitte im zentralen Bereich des SpaCal

Um sicherzustellen, dass die elektromagnetischen Schauer des gestreuten Elektrons vollständig im empfindlichen Bereich des SpaCals enthalten sind, ist es nötig, den zentralen Bereich auszuschließen. Das empfindliche Volumen des SpaCals beginnt bei einem Radius von 8.5 cm. Für den Akzeptanzschnitt wird die Größe

$$R_\theta = |(z_{vtx} - z_{SpaCal}) \cdot \tan\theta_e| \tag{5.11}$$

verwendet, die die Strahlneigung berücksichtigt, da θ_e relativ zur Strahlachse und nicht zum H1-Detektor gemessen wird, anders als beispielsweise ein Schnitt auf die geometrische Position des Schauers im SpaCal. Es wird $R_\theta > 9.1\text{cm}$ verlangt.
Neben der Messung des gestreuten Elektrons liefert das SpaCal auch wichtige Triggerinformationen. Dazu ist das SpaCal in mehrere Triggerzellen unterteilt. Einzelne Triggerzellen im äußeren Bereich des SpaCals mussten aufgrund von Ineffizienzen ausgeschlossen werden. Eine Liste dieser Zellen sowie der jeweils betroffenen Runbereiche ist in Anhang B gegeben.

Eine Zusammenfassung aller technischen Schnitte findet sich in Tabelle 5.2.

5.6 Beschreibung der Daten durch die Monte Carlo Modelle

5.6.1 F_2- und F_L-Umverteilung

Die Monte Carlo Generatoren verwenden Partonverteilungsfunktionen, um die Strukturfunktion des Protons $F_2(x, Q^2)$ und daraus den inklusiven Wirkungsquerschnitt der

Technische Schnitte
$-35\text{cm} < z_{vtx} < 35\text{cm}$
$35\text{GeV} < E - p_z < 70\text{GeV}$
$r_{clus} < 4\text{cm}$
$E_{had} < 0.5\text{GeV}$
$\Delta_{BDC} < 3\text{cm}$
$R_\theta > 9.1\text{cm}$

Tabelle 5.2: Technische Schnitte

tiefinelastischen Streuung zu berechnen. Die so erzeugten Strukturfunktionen weichen leicht von der bei H1 gemessenen x- und Q^2-Abhängigkeit von F_2 ab. Außerdem wird in den Monte Carlo Generatoren die longitudinale Strukturfunktion F_L, die die Absorption eines longitudinal polarisierten Photons beschreibt, vernachlässigt. Werden unterschiedliche Parameterisierungen der Partonverteilungsfunktionen verwendet, so erhält man in den generierten Verteilungen ebenfalls leicht unterschiedliche Strukturfunktionen. Um bei Vergleichen der Daten mit MC Ereignissen nicht auf diese bekannten Abweichungen Bei Vergleichen der Daten mit MC Ereignissen kann der Einfluss dieser bekannten Abweichungen eliminiert werden, indem die generierten Ereignisse an jedem Phasenraumpunkt x und Q^2 mit dem Faktor

$$\frac{F_2^{H1}(x,Q^2) - (y^2/Y_+) \cdot F_L^{H1}(x,Q^2)}{F_2^{MC}(x,Q^2)} \tag{5.12}$$

umgewichtet werden, so dass die generierte Strukturfunktion mit der gemessenen übereinstimmt, wobei $Y_+ = 2(1-y) + y^2$.
Dadurch sind bei Vergleichen der inklusiven Elektronverteilungen Unterschiede zwischen Daten und Monte Carlo eher auf die Beschreibung von Detektoreffekten in der Detektorsimulation und nicht auf Effekte einer möglicherweise ungenügenden Beschreibung des inklusiven Wirkungsquerschnitts zurückzuführen, der nicht Gegenstand dieser Analyse ist.

5.6.2 Kontrollverteilungen

Um die Beschreibung des inklusiven Datensatzes zu überprüfen, werden die kinematischen Variablen sowie die des gestreuten Elektrons in den Daten und den rekonstruierten Monte Carlos verglichen. Dazu werden das RAPGAP sowie das DJANGO Monte Carlo verwendet.
In Abbildung 5.1 findet sich der Vergleich der kinematischen Variablen Q^2, x und y sowie der Energie E'_e und des Winkels θ'_e des gestreuten Elektrons. Die Verteilungen des inklusiven Datensatzes (Symbole) werden mit denen der beiden Monte Carlos verglichen, die als durchgezogenes (RAPGAP) und gestricheltes (DJANGO) Histogramm dargestellt sind. Die Daten sind lediglich mit statistischen Fehlern dargestellt.

Sowohl die Verteilungen der Daten als auch der beiden Monte Carlos sind jeweils auf die Gesamtzahl an Ereignissen in den Daten normiert.
Die kinematischen Variablen und die Größen E'_e und θ'_e werden durch die rekonstruierten Monte Carlos hinreichend gut beschrieben.
Des Weiteren werden in Abbildung 5.2 der Azimutalwinkel des gestreuten Elektrons ϕ'_e und der Radius R_θ sowie die Energiebilanz $E - p_z$, die invariante Masse des hadronischen Endzustandes W und die z-Position des Ereignisvertex z_{vtx} untersucht. Auch die Verteilungen dieser Größen stimmen in der Simulation hinreichend gut mit der Messung überein, auch wenn beispielsweise in der Form der ϕ'_e-, $E - p_z$- oder W-Verteilung kleine Abweichungen auftreten.
Die Verteilung des Ereignisvertex z_{vts} wird im Monte Carlo nicht umgewichtet, da bereits ohne eine Umgewichtung eine zufriedenstellende Beschreibung der Daten erzielt wird.

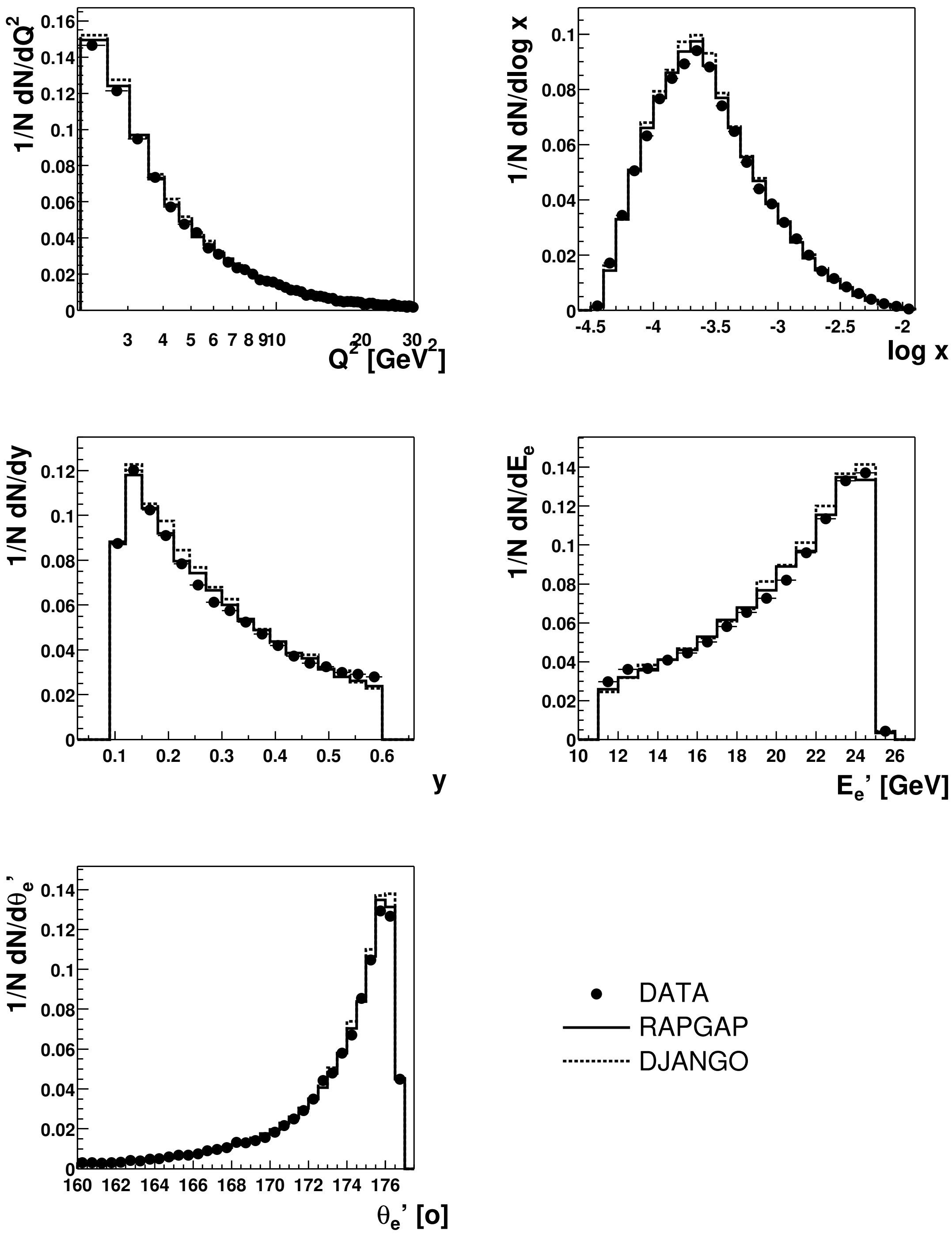


Abbildung 5.1: Kontrollverteilungen der kinematischen und Elektronvariablen Q^2, x, y sowie E'_e und θ'_e. Es sind jeweils die Verteilungen des inklusiven Datensatzes (Symbole) sowie des rekonstruierten RAPGAP und DJANGO Monte Carlos (durchgezogenes und gestricheltes Histogramm) gezeigt. Sowohl die Daten als auch das Monte Carlo sind auf die Gesamtzahl an Ereignissen in den Daten normiert.

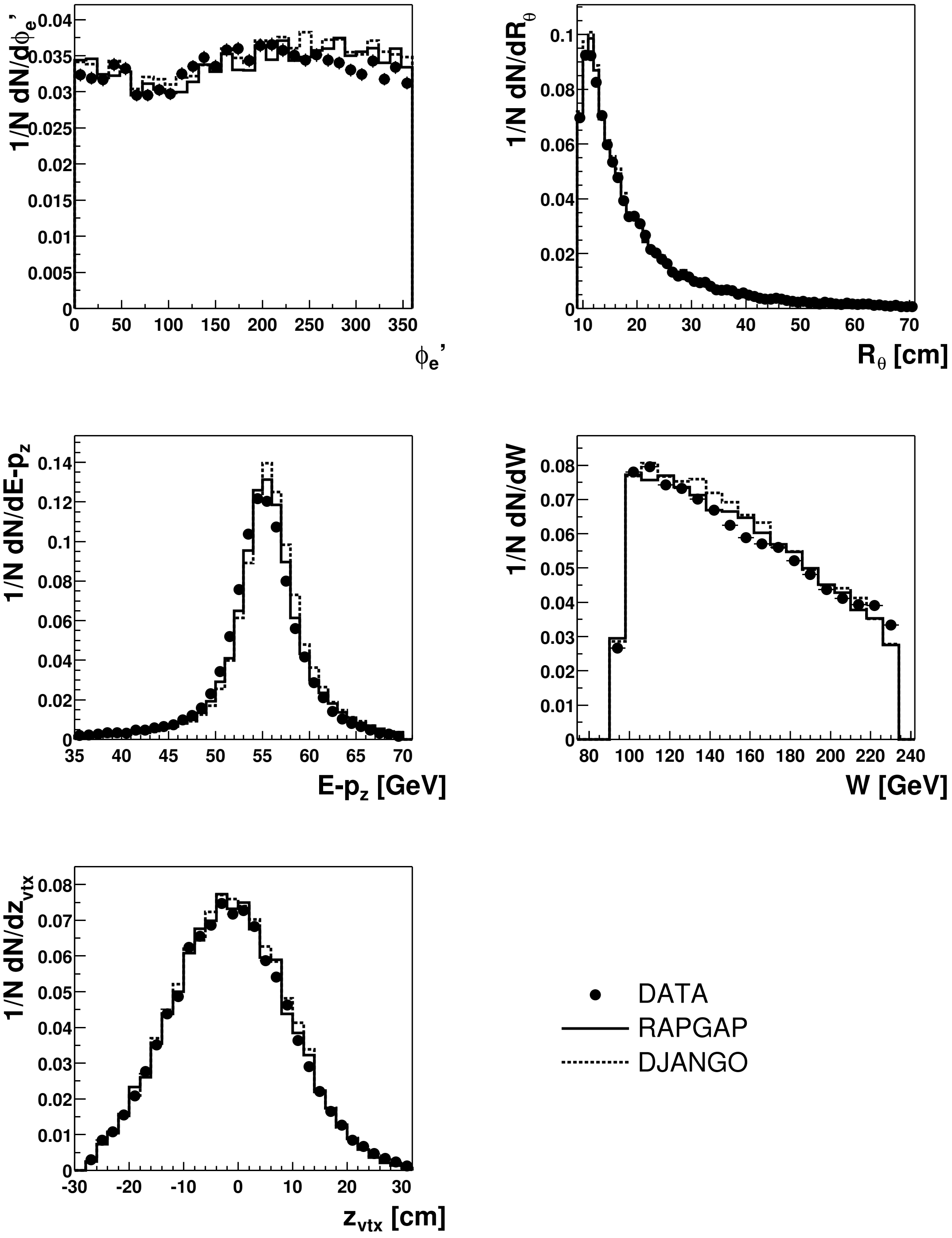


Abbildung 5.2: Kontrollverteilungen des inklusiven Ereignissatzes im Winkel des gestreuten Elektrons ϕ'_e und dem Radius R_θ sowie der Energiebilanz $E-p_z$, der hadronischen Schwerpunktsenergie W und der z-Position des Ereignisvertex z_{vtx}. Es sind jeweils die Verteilungen des inklusiven Datensatzes (Symbole) sowie des rekonstruierten RAPGAP und DJANGO Monte Carlos (durchgezogenes und gestricheltes Histogramm) gezeigt. Sowohl die Daten als auch das Monte Carlo sind auf die Gesamtzahl an Ereignissen in den Daten normiert.

Kapitel 6

Rekonstruktion seltsamer neutraler Teilchen

Aufgrund des Zerfalls in schwacher Wechselwirkung haben die Teilchen Λ[1] und K^0_S vergleichsweise lange Lebensdauern in der Größenordnung von 10^{-10} s. Dies führt zu Flugstrecken von mehreren cm, so dass die Zerfälle der neutralen Teilchen in der zentralen Spurkammer CJC rekonstruiert werden können. Diese Zerfälle bezeichnet man als V^0s. Zur Rekonstruktion werden die Zerfallskanäle in geladene Teilchen

$$K^0_S \to \pi^+\pi^- \quad ,$$

$$\Lambda \to p\pi^- \text{ und } \bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+$$

verwendet.
Im folgenden Kapitel wird die Rekonstruktion der neutralen Sekundärvertizes V^0s beschrieben. Anschließend wird gezeigt wie mit Hilfe weiterer einfacher Selektionsschnitte (Kap. 6.2) sowie der Information des Energieverlustes dE/dx der Zerfallsteilchen (Kap. 6.3) der Untergrund unterdrückt werden kann und wie mittels deren invarianter Masse die Λ bzw. K^0_S Signale extrahiert werden.

6.1 Die Rekonstruktion neutraler sekundärer Zerfallsvertizes V^0

Innerhalb des Programmes CJCREC der H1 Rekonstruktionssoftware wird die Spurrekonstruktion und die Suche nach neutralen Sekundärvertizes durchgeführt. Letztere soll hier kurz skizziert werden.
Es wird nach Paaren gegensätzlich geladener Spuren in der zentralen Spurkammer CJC gesucht. Die gekrümmten Spuren geladener Teilchen werden in der $r\phi$-Ebene als

[1] Im Folgenden bezieht sich die Bezeichnung Λ sowohl auf die Λ-Baryonen als auch auf die $\bar{\Lambda}$-Antibaryonen. In Abschnitten, in denen dies zu Missverständnissen führen könnte, wird das gesamte Signal mit $\Lambda(\bar{\Lambda})$ und die Teilchen bzw. Antiteilchen mit Λ und $\bar{\Lambda}$ im Einzelnen bezeichnet.

Kreise parameterisiert. Schnittpunkte zweier Kreise mit gegensätzlicher Krümmung stellen Kandidaten für neutrale Sekundärvertizes dar.
Auf diese Kandidaten werden einige lockere Schnitte durchgeführt. Es wird verlangt, dass die Differenz der kürzesten Abstände der geladenen Spuren bzw. der parametrisierten Kreise zum Primärvertex , $\Delta dca = |dca_1 - dca_2|$, größer ist als 0.1 cm. Dabei ist der kürzeste Abstand $dca_{1,2}$ der geladenen Spuren mit einem Vorzeichen versehen, das durch die Krümmung und die relative Orientierung zum Primärvertex bestimmt wird, wie in Abb. 4.8 dargestellt.
Für einen Fall des Untergrundes, nämlich den kombinatorischen, in dem beide Spuren vom Primärvertex stammen, nimmt das Δdca kleine Werte an, während es für Sekundärvertizes maximal wird.
Ist der Sekundärvertex mehr als 0.2 cm in der $r\phi$-Ebene vom Primärvertex entfernt und erfüllen die geladenen Spuren die Δdca Bedingung, wird eine Anpassung der Parameter des neutralen Teilchens an den Primärvertex durchgeführt, um die Hypothese des Zerfalls eines neutralen Teilchens als Ausgangspunkt der beiden geladenen Spuren zu überprüfen. Die Parameter dieser Anpassung sind die Impulse der geladenen Teilchen sowie die Koordinaten des Sekundärvertex in der $r - \phi$-Ebene. Die Kreisparameterisierungen der Spuren sind durch jeweils drei Parameter festgelegt. Mit der Bedingung, dass der V^0-Kandidat vom Primärvertex stammen soll, hat die Anpassung einen Freiheitsgrad. Die Hypothese eines neutralen Zerfalls wird verworfen, wenn die χ^2-Wahrscheinlichkeit weniger als 0.1 % beträgt. Ist diese Anpassung in der $r\phi$-Ebene erfolgreich, so wird eine zweite Parameteranpassung in der rz-Ebene durchgeführt, wenn möglich unter Verwendung der Spurinformation der CIZ und COZ. Dabei werden die z-Koordinaten der Spurtreffer hinzugezogen und für die Anpassung verwendet. Treffer, die mit der V^0-Hypothese nicht kompatibel sind, werden bei dieser zweiten Anpassung nicht verwendet.
Die so erhaltenen Kandidaten für mögliche Sekundärvertizes V^0 bilden den Ausgangspunkt der Λ- bzw. K_S^0-Selektion.

6.2 Die Rekonstruktion von Λ und K_S^0

Bei der Messung beschränkt man sich auf den zentralen Bereich der Spurkammer CJC, in dem die Akzeptanz gut verstanden ist. Dazu definiert man den sogenannten sichtbaren Bereich, der definiert ist durch

$$0.5 \text{ GeV} < p_T < 3.5 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad -1.3 < \eta < 1.3 \qquad ,$$

wobei die Pseudorapidität η definiert ist als $\eta = -\ln \tan \theta/2$. Zur Rekonstruktion der Λ- und K_S^0-Signale werden nur V^0-Kandidaten, die im sichtbaren Bereich liegen, betrachtet.
Aus dem gleichen Grund werden Schnitte auf η und p_T der geladenen Spuren der Töchterteilchen p, π^+ und π^- angewandt

$$p_T > 0.15 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad -1.5 < \eta < 1.5 \qquad .$$

V^0 **Selektion**
0.5 GeV $< p_T <$ 3.5 GeV
$-1.3 < \eta < 1.3$
Schnitte auf die geladenen Spuren
$p_T >$ 0.15 GeV
$-1.5 < \eta < 1.5$
Spurlänge > 10 cm
Treffer in der CJC > 10

Tabelle 6.1: Schnitte zur V^0-Selektion

Unterhalb eines Transversalimpulses von 150 MeV nimmt die Qualität der Spuren stark ab, da die Krümmung groß wird und die Teilchen insgesamt schlechter gemessen werden können z.B. aufgrund von Vielfachstreuungen. Der Schnitt auf die Pseudorapidität stellt sicher, dass in der r-z-Ebene ein ausreichend langes Segment der Spur in der Kammer gemessen wurde. Die Position der η-Schnitte auf die V^0-Kandidaten und die Spuren ist in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt.

Außerdem werden sekundäre Spuren mit guter Qualität selektiert, indem verlangt wird, dass die geladenen Spuren eine minimale radiale Spurlänge von 10 cm und mindestens 10 Treffer in der CJC haben,

$$r_{\text{Spur}} > 10cm \quad \text{und} \quad N_{\text{Treffer}} > 10 \qquad .$$

Eine Übersicht der Schnitte auf die Sekundärvertizes findet sich in Tabelle 6.1.

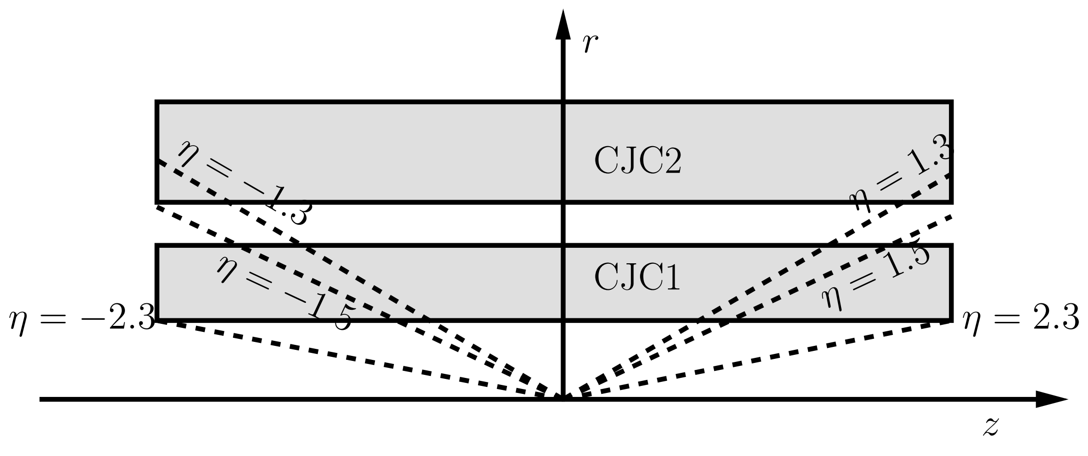


Abbildung 6.1: Definition des sichtbaren Bereichs : $|\eta| < 1.3$ und die Position in der rz-Ebene der CJC des Schnittes auf das η der Spuren: $|\eta| < 1.5$. Die grauen Flächen stellen die sensitiven Bereiche der CJC dar, die gestrichelten Linien die verschiedenen η-Schnitte.

6.2.1 Methode der Invarianten Masse

Für die V^0-Kandidaten kann unter Annahme von Zerfallshypothesen die invariante Masse berechnet werden. Im Fall des K_S^0 wird beiden Zerfallsteilchen die Masse eines $\pi^{\pm}$[2] zugeordnet und anschließend die invariante Masse $M_{\pi\pi}$ berechnet,

$$M_{\pi\pi} = \sqrt{(E_{\pi^+} + E_{\pi^-})^2 - (\vec{p}_+ + \vec{p}_-)^2} \quad \text{mit} \quad E_{\pi^\pm} = \sqrt{\vec{p}_\pm^2 + M_\pi^2} \quad . \tag{6.1}$$

Bei der Berechnung der invarianten $p\pi$-Masse[3] des Λ-Zerfalls muss entschieden werden, welchem Zerfallsteilchen die Proton- und welchem die Pionmasse zugeordnet wird. Aufgrund der viel höheren Masse des Protons erhält das Pion im Λ-Zerfall bei der Transformation vom Ruhesystem des Zerfalls ins Laborsystem oberhalb eines kritischen Gesamtimpulses des Λ immer den geringeren Impulsanteil am Gesamtimpuls. Für den extremen Fall, in dem die Flugrichtung des Pion im Ruhesystem parallel zur Flugrichtung des Λ im Labor ist, also das Proton den kleinstmöglichen Impulsanteil erhält, gilt diese Annahme, falls für den Impuls des Λ

$$\beta_\Lambda > \frac{2p}{E_p - E_\pi} \quad \text{bzw.} \quad p_\Lambda > 290 \text{ MeV} \qquad \text{gilt.} \tag{6.2}$$

Da die Analyse auf den sichtbaren Bereich von V^0-Transversalimpulsen oberhalb von 0.5 GeV beschränkt ist, ist diese Bedingung 6.2 immer erfüllt. Die invariante $p\pi$-Masse $M_{p\pi}$ ergibt sich aus (6.1), indem für die Masse M_{π^+} die Protonmasse[4] M_p eingesetzt wird.

Die invarianten Massen der V^0-Kandidaten unter der Hypothese des Zerfalls in $p\pi$ bzw. $\pi\pi$ sind in den Abbildung 6.2 dargestellt.

In den Verteilungen sind das Λ- bzw. K_S^0-Signal zu erkennen über der Verteilung des kombinatorischen Untergrundes. In der zweidimensionalen Darstellung der invarianten Massen der Λ- und der K_S^0-Massenhypothesen in Abbildung 6.3 sind die Λ- und K_S^0-Zerfälle als Bänder sichtbar. Diese Bänder überschneiden sich, d.h. K_S^0-Zerfälle tragen zum Untergrund des Λ-Signals bei und umgekehrt.

Im den folgenden beiden Unterkapiteln wird beschrieben, wie der Untergrund des Λ- bzw. des K_S^0-Signals durch einfache Schnitte unterdrückt werden kann. Zur weiteren Verbesserung der Signale wird zusätzlich die Information des Energieverlustes der geladenen Spuren in der CJC verwendet. Die Vorgehensweise soll in Kap. 6.3 beschreiben werden.

6.2.2 Die Selektion von Λ

Der Untergrund zum Λ-Signal besteht vorwiegend aus kombinatorischem Untergrund, also primären Spuren, die fälschlicherweise als Töchter eines Sekundärvertex rekon-

---

[2] Für die Massen der Pionen wird $M_\pi = 139.57$ MeV eingesetzt [35].

[3] $p\pi$ steht hier und im Folgenden, sofern nicht anders vermerkt, für beide Kombinationen $p\pi^-$ und $\bar{p}\pi^+$.

[4] Die Masse des Proton beträgt $M_p = 938.27200 \pm 0.0004$ MeV [35].

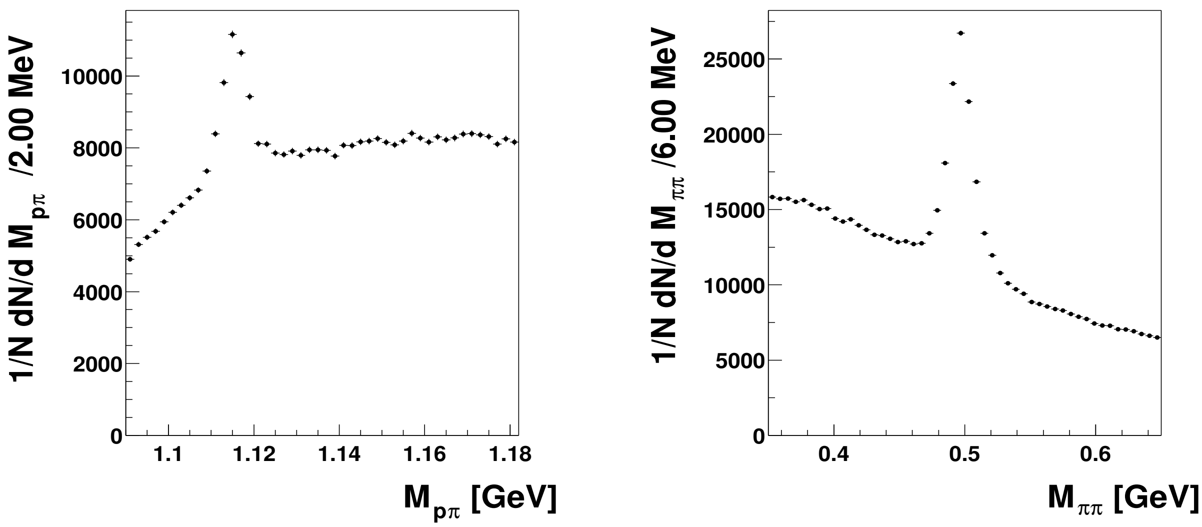


Abbildung 6.2: Invariante Massen des Zerfalls der V^0-Kandidaten in $p\pi$ (links) bzw. in $\pi\pi$ (rechts).

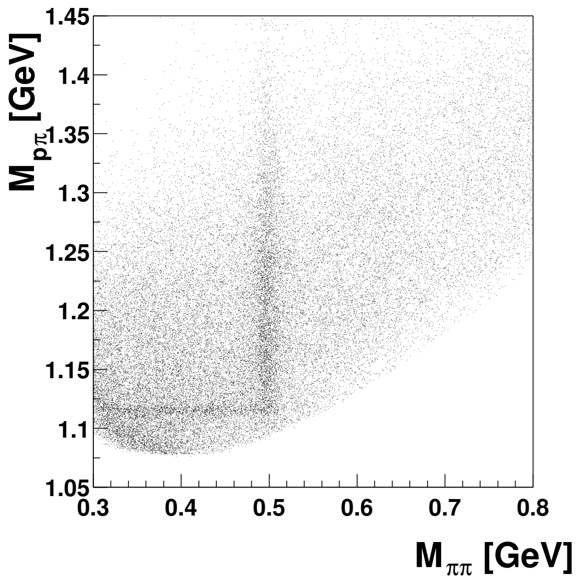


Abbildung 6.3: Zweidimensionale Darstellung der V^0-Massenhypothesen des Zerfalls in $p\pi$ und $\pi\pi$

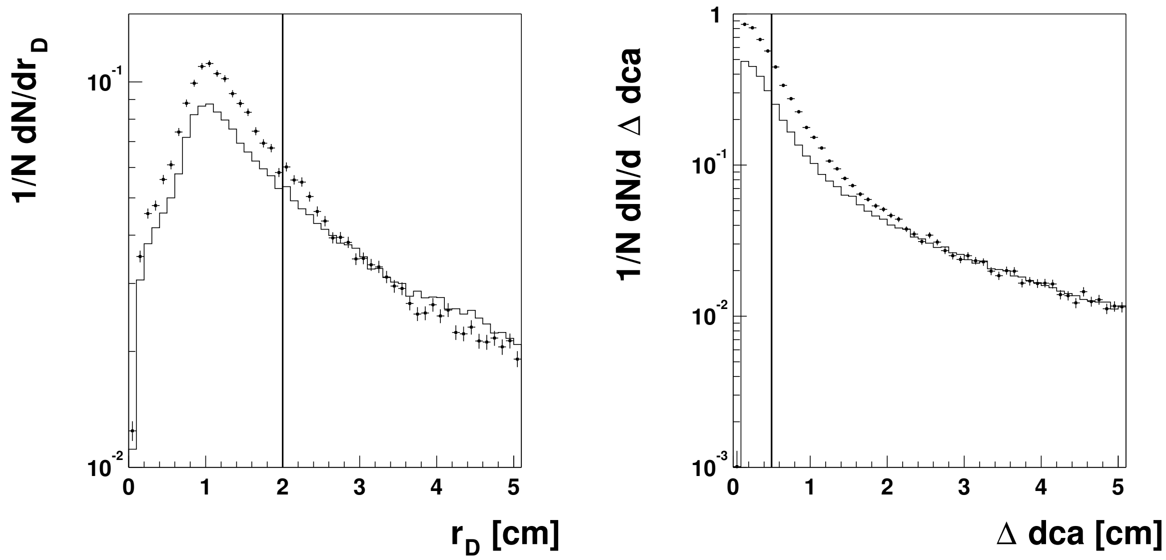


Abbildung 6.4: Radiale Zerfallslänge r_D und Δdca der Λ-Kandidaten in einem Massenfenster um die nominelle Λ-Masse. Der kombinatorische Untergrund ist bei kleinen Werten von r_D und Δdca konzentriert. Die Verteilungen im Monte Carlo steigen zu kleinen Werten steiler an als in den Daten, eine Begründung hierfür findet sich im Text.

struiert wurden. Einen weiteren Beitrag zum Untergrund liefern K_S^0-Zerfälle und Photokonversionen, $\gamma \to e^+e^-$.
Kombinatorischer Untergrund wird unterdrückt durch Schnitte auf die Zerfallslänge r_D in der $r\phi$-Ebene, das Δdca der beiden Spuren sowie durch Verlangen einer erfolgreichen Anpassung der Parameter des Sekundärvertizes. In Abbildung 6.4 sind die radiale Zerfallslänge r_D und die Δdca Verteilung der Λ-Kandidaten für die Daten sowie für das RAPGAP Monte Carlo dargestellt. Es wurden Kandidaten in einem Massenfenster von $1.1057 < M_{p\pi} < 1.1257$ GeV verwendet. Der kombinatorische Untergrund führt zu dem starken Anstieg bei kleinen Zerfallslängen und kleinen Δdca. Dabei fällt auf, dass beide Verteilungen im Monte Carlo bei kleinen Werten steiler ansteigen als dies in den Daten der Fall ist. Dies rührt zum einen daher, dass im Monte Carlo weniger Untergrund unter dem Λ-Signal liegt als in den Daten. Um Speicherplatz zu sparen, konnten im Monte Carlo nur Ereignisse verwendet werden, in denen mindestens ein Λ oder K_S^0 generiert wurde, so dass keine Ereignisse, die ausschließlich zum Untergrund beitragen, behalten wurden. Ein weiterer möglicher Grund könnte ein Unterschied in der Spurmultiplizität in den Daten und im Monte Carlo sein, der auch zu einer unterschiedlichen Größe des Λ-Untergrundes führen würde.
Des Weiteren sind sowohl die radiale Zerfallslänge als auch das Δdca mit dem Transversalimpuls der Λ-Kandidaten korreliert. Wie wir später sehen werden, ist das p_T-Spektrum der Λ-Baryonen im RAPGAP Monte Carlo weicher als in den Daten. Dies spiegelt sich in einem steileren Anstieg der Verteilungen der radialen Zerfallslänge und

des Δdca wieder.
Es wird eine Zerfallslänge von mehr als 2cm

$$r_D > 2\text{cm}$$

verlangt. Des Weiteren wird auf die Größe Δdca geschnitten, die wie in 6.1 beschrieben, für Sekundärvertizes größere Werte als für den Untergrund annimmt,

$$\Delta dca > 0.5\text{cm} \qquad .$$

Durch einen Schnitt auf die Größe χ^2, werden Sekundärvertizes mit einer ausreichend guten Parameteranpassung selektiert. Dies wird durch die Bedingung

$$\chi^2 < 5.4$$

erreicht.
Mit den Schnitten auf die radiale Zerfallslänge, das Δdca und χ^2 wird in den Daten eine Signaleffizienz von $(86.8 \pm 0.2)\%$, $(91.8 \pm 0.1)\%$ bzw. $(98.2 \pm 0.1)\%$ erreicht.[5] Im RAPGAP Monte Carlo werden Effizienzen von $(89.5 \pm 0.1)\%$, $(91.5 \pm 0.1)\%$ und $(96.4 \pm 0.1)\%$ beobachtet. Die Abweichungen zwischen den Effizienzen dieser Schnitte in den Daten und im Monte Carlo kann ebenfalls mit der oben erwähnte Abweichung in den p_T-Spektren erklärt werden. Eine mögliche Auswirkung auf die Unsicherheit des gemessenen Wirkungsquerschnittes wird durch die Variation dieser Schnitte untersucht, dies wird in Kapitel 8 beschrieben werden.

Der Untergrund von Photokonversionen, $\gamma \to e^+e^-$, zum Λ-Signal kann unterdrückt werden, indem Kandidaten mit kleiner invarianter Masse für den Zerfall in Elektronen M_{ee} verworfen werden. In Abbildung 6.5 ist die e^+e^--Massenhypothese dargestellt für die Λ-Kandidaten, die alle bisher beschriebenen Schnitte erfüllen. Man erkennt deutlich das Signal des Photokonversionsuntergrundes unterhalb von 50 MeV, sowie die Beiträge der Λ-Kandidaten aber auch des K^0_S-Untergrundes bei etwa 280 bzw. 390 MeV. Um diesen Untergrund zu entfernen, könnte ein Schnitt auf die Massenhypothese M_{ee} durchgeführt werden. Alternativ kann aber auch der Zerfallswinkel $\cos\theta^*$ herangezogen werden. In Abbildung 6.5 ist rechts die M_{ee}-Verteilung gegen den Zerfallswinkel $\cos\theta^*$ aufgetragen. Dabei ist θ^* der Winkel zwischen dem Protonimpuls im Ruhesystem des Λ-Kandidaten und dessen Flugrichtung im Labor. Wie man der Abbildung 6.5 entnehmen kann, ist der Photokonversionsuntergrund bei kleinen Zerfallswinkeln konzentriert. Des Weiteren erkennt man die von den Λ- und den K^0_S-Zerfällen stammenden Bänder, die sich im Bereich von $\cos\theta^* \approx 0.3$ überlagern. Dabei ist das bei höheren M_{ee} liegende Band den K^0_S, das bei kleineren M_{ee} liegende Band den Λ-Zerfällen zuzuordnen. Während das Λ-Band sich mit dem Beitrag des Photokonversionsuntergrundes bei kleinen Zerfallswinkeln überlagert, ist dies für die K^0_S nicht

[5] Zur Bestimmung dieser Effizienzen wurde das Λ-Signal nach allen bisher beschriebenen Schnitten mit dem vor dem Schnitt auf die jeweils untersuchte Variable verglichen. Dies gilt auch für die im Folgenden angegeben Effizienzen der übrigen Selektionsschnitte.

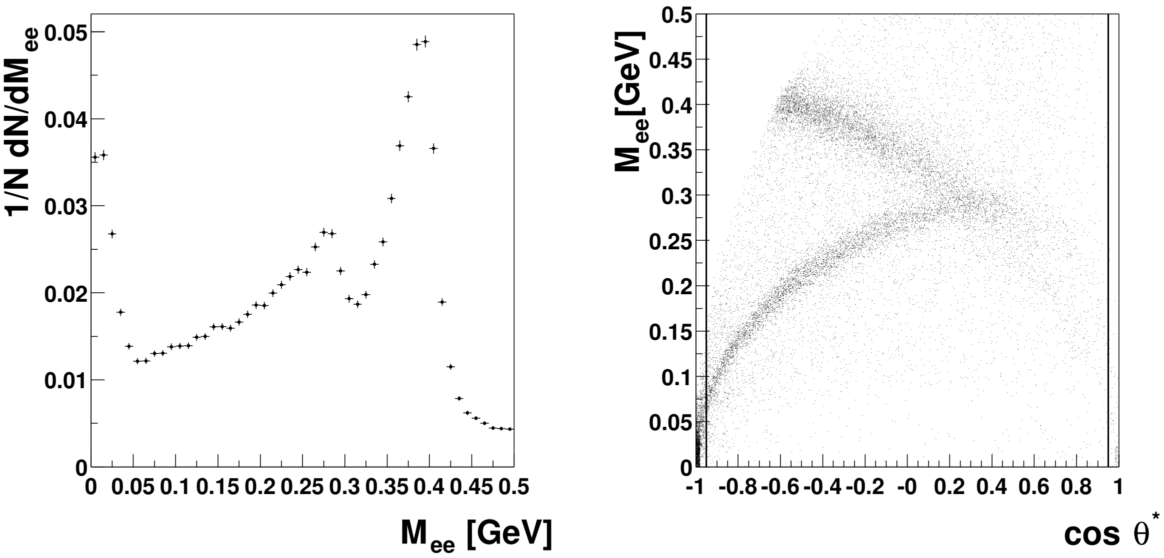


Abbildung 6.5: Die ee-Massenhypothese der Λ-Kandidaten (links) zeigt den Untergund von $\gamma \to e^+e^-$ bei kleinen Werten von M_{ee}. In der zweidimensionalen Darstellung der M_{ee} gegen den Zerfallswinkel $\cos\theta^*$ erkennt man die Konzentration des Photokonversionsuntergrundes bei kleinen Zerfallswinkeln. Der Untergrund wird durch einen Schnitt auf $\cos\theta^*$ reduziert.

der Fall. Dies legt die Vermutung nahe, dass der Beitrag des Photokonversionsuntergrundes zum K_S^0-Signal deutlich geringer sein wird als im Fall der Λ-Zerfälle.
In Hinblick auf eine spätere, möglichst unbeeinflusste Messung der Zerfallswinkelverteilung der Λ-Baryonen wird ein Schnitt auf $\cos\theta^*$ anstelle eines Schnittes auf M_{ee} verwendet,

$$|\cos\theta^*| < 0.95 \qquad .$$

Dieser Schnitt führt zu einer Effizienz des Λ-Signals von $97.1 \pm 0.1\%$ in den Daten und $97.9 \pm 0.1\%$ im RAPGAP Monte Carlo.
Abbildung 6.6 zeigt links die Verteilung der $\pi\pi$-Massenhypothese der bisher selektierten Λ-Kandidaten und rechts die zweidimensionale Darstellung der $\pi\pi$- und der $p\pi$-Massenhypothesen. Es ist ein deutliches K_S^0-Signal bei ca. 0.49 GeV zu erkennen, während die Anhäufung bei kleineren $M_{\pi\pi}$ den wahren Λ-Zerfällen zuzuordnen ist. Der Beitrag von K_S^0-Zerfällen zum Λ-Signal wird reduziert, indem Kandidaten, deren $\pi\pi$-Massenhypothese innerhalb des K_S^0-Massenbandes liegt,

$$0.48 \text{ GeV} < M_{\pi\pi} < 0.52 \text{ GeV} \qquad ,$$

verworfen werden. Die Schnitte sind in den Diagrammen in Abb. 6.6 als Linien eingezeichnet. Da sich die Bänder der Λ- und K_S^0-Zerfälle überschneiden, werden bei dieser Vorgehensweise auch einige Λ-Zerfälle verworfen, daher beträgt die Effizienz des Schnittes nur $(88.0\pm0.3)\%$ bzw. (90.7 ± 0.1) in den Daten und im Monte Carlo.

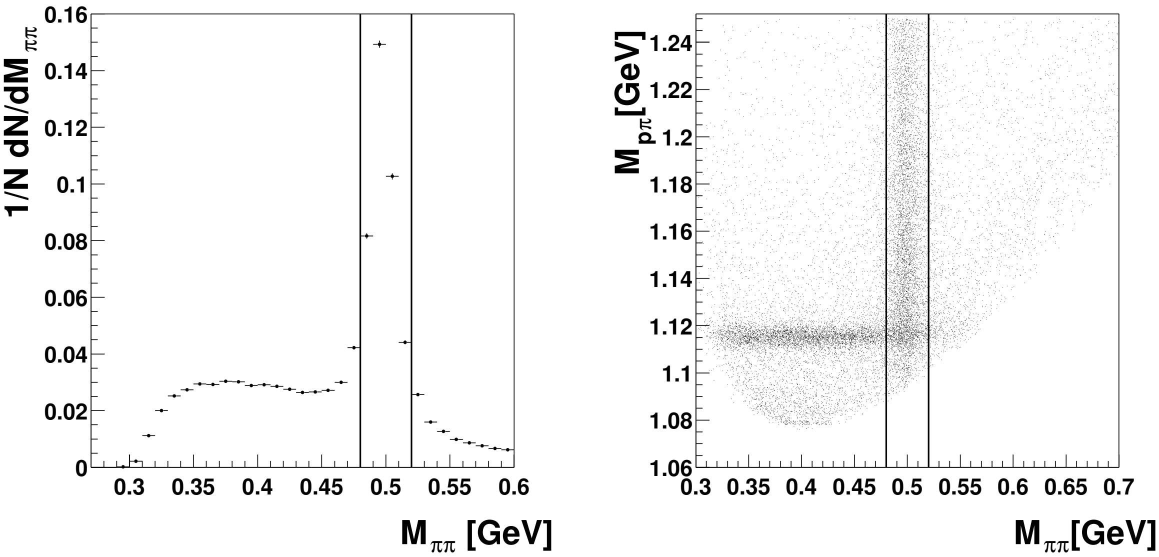


Abbildung 6.6: Die $\pi\pi$-Masse der Λ-Kandidaten (links) zeigt deutlich das Signal des K_S^0-Untergrundes bei ca. 0.49 GeV. Die zweidimensionale Darstellung der $p\pi$ und der $\pi\pi$-Masse zeigt die Überschneidung des Λ- und des K_S^0-Signals. Die durchgezogenen Linien zeigen den herausgeschnittenen Bereich.

6.2.3 Die Selektion von K_S^0

Für die K_S^0-Selektion können weitestgehend die gleichen Schnitte mit leichten Modifikationen verwendet werden. Auf die radiale Zerfallslänge und das χ^2 der Sekundärvertexanpassung werden die gleichen Schnitte wie im Fall der Λ-Selektion durchgeführt, $r_D > 2$cm und $\chi^2 < 5.4$. Die Effizienzen dieser Schnitte sind etwas höher als im Fall des Λ und stimmen gut zwischen Daten und Monte Carlo überein.
Es werden im Folgenden nur die Selektionsschnitte erläutert, die von denen der Λ-Selektion abweichen. Auf das Δdca des K_S^0 wird ein p_T-abhängiger Schnitt durchgeführt, um den kombinatorischen Untergrund zu reduzieren. Bei großen Transversalimpulsen zerfällt das K_S^0 in einer größeren radialen Entfernung vom primären Vertex. In diesem Fall ist der kombinatorische Untergrund geringer, so dass eine schwächere Bedingung an das Δdca ausreicht. Eine weiterer Grund ist die Tatsache, dass in diesem Fall auch die Zerfallspionen höhere Transversalimpulse haben, und daher die Spuren schwächer gekrümmt sind. Dies führt zu einem kleinerem Δdca der K_S^0-Kandidaten. Die Bedingung an das Δdca lautet daher:

$$\Delta\, dca > 0.2 \text{ cm} + 2e^{-p_T/\text{GeV}} \text{ cm} \qquad .$$

Im Fall des Λ bietet eine p_T-abhängige Bedingung an das Δdca keine Vorteile, da die Impulse der Zerfallsteilchen, insbesondere des π aufgrund des geringeren, im Ruhesystem zur Verfügung stehenden Impulses sowie der Asymmetrie der Massen von Proton

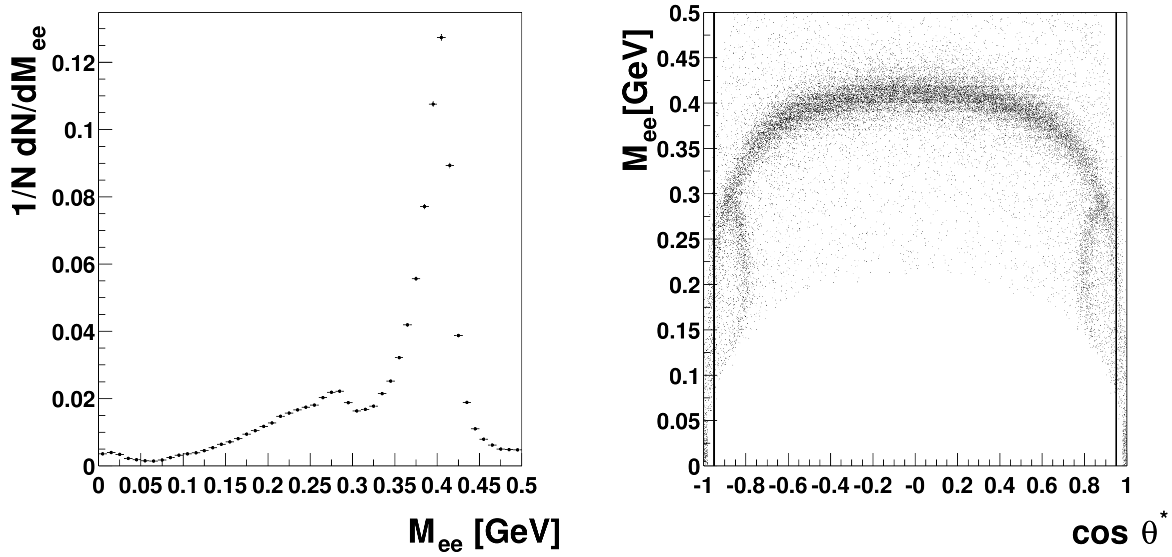


Abbildung 6.7: Verteilungen der ee-Massenhypothese der K_S^0-Kandidaten sowie die zweidimensionale Darstellung gegen den Zerfallswinkel $\cos\theta^*$. Der γ-Untergrund ist geringer als beim Λ-Zerfall und ebenfalls bei maximalen Zerfallswinkeln verteilt.

und π einen kleineren Bereich des Phasenraumes bevölkern und die Krümmung der Spuren daher nicht so stark variiert. Die Effizienz dieses Schnittes beträgt in den Daten 91.5 ± 0.1 % und im Monte Carlo 87.7 ± 0.1 %. Die größere Abweichung als im Fall der Λ-Effizienz hängt mit der p_T-Abhängigkeit des Schnittes und den abweichenden p_T-Spektren zusammen (vgl. Kap. 9.

Wie auch bei der Λ-Selektion kann Untergrund von Photokonversionen durch einen Schnitt auf die ee-Massenhypothese oder alternativ auf den Zerfallswinkel $\cos\theta^*$ unterdrückt werden. Hier ist θ^* der Winkel des negativ geladenen Pions im Ruhesystem des K_S^0-Kandidaten relativ zu dessen Flugrichtung im Labor.

In der Darstellung der invarianten ee-Masse (Abb. 6.7, links) erkennt man, dass das K_S^0-Signal, wie bereits aufgrund von Abb.6.5 erwartet, deutlich weniger Photokonversionsuntergrund enthält als das Λ-Signal. Aufgrund der unterschiedlichen Winkelabhängigkeit ist die M_{ee}-Masse anders über den Zerfallswinkel (Abb. 6.7, rechts) verteilt (vgl. Abb. 6.5, rechts). Wieder sind die Bänder sowohl der K_S^0-Zerfälle, die über den gesamten Winkelbereich verteilt sind, als auch der Λ-Zerfälle, die bei $\cos\theta^* \approx \pm 0.9$ konzentriert sind, zu erkennen.

Auch im Fall des K_S^0 ist der Untergrund von Photokonversionen bei maximalen Zerfallswinkeln konzentriert. Es wird daher dieselbe Bedingung an den Zerfallswinkel gestellt,

$$|\cos\theta^*| < 0.95 \qquad .$$

Dabei wird eine Effizienz des K_S^0-Signals von $99.2 \pm 0.1\%$ und $99.3 \pm 0.01\%$ in den Daten und im Monte Carlo erreicht.

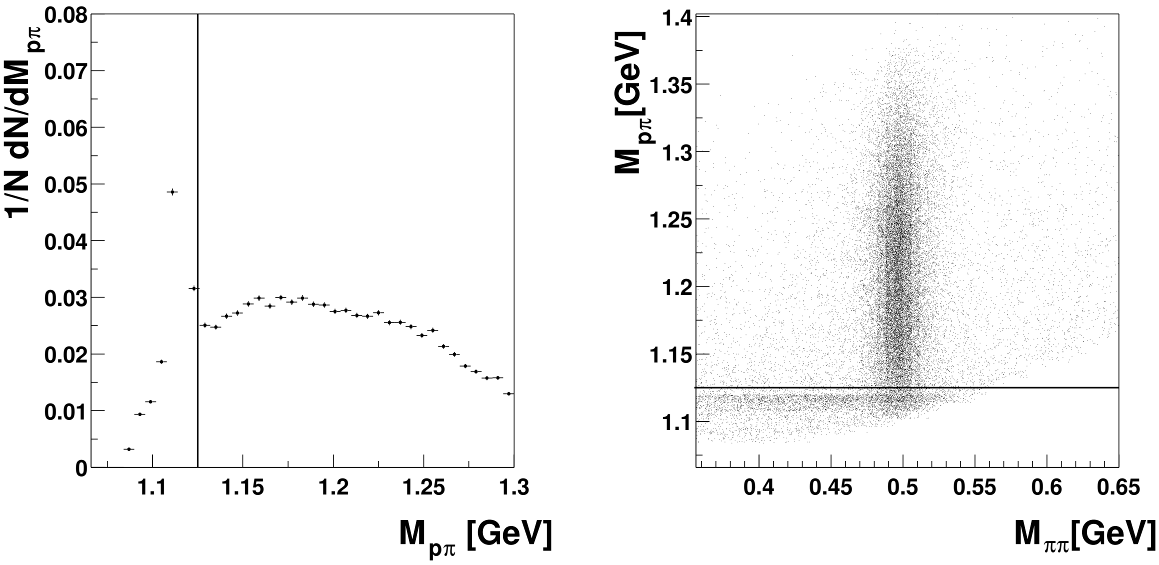


Abbildung 6.8: Untergrund zum K_S^0-Signal von Λ-Zerfällen. Es ist die $M_{p\pi}$-Massenhypothese aller K_S^0-Kandidaten abgebildet, sowie die zweidimensionalen Darstellung der $M_{\pi\pi}$- und $M_{p\pi}$- Verteilungen. Der Untergrund von Λ-Zerfällen ist deutlich bei $M_{p\pi} \approx 1.12$GeV zu erkennen. Der Bereich links bzw. unterhalb der durchgezogenen Linie wird verworfen.

Das K_S^0-Signal enthält ebenfalls Untergrund von Λ-Zerfällen. Abbildung 6.8 zeigt die Massenhypothese für den Zerfall in $p\pi$ für die mit den bisherigen Schnitten selektierten K_S^0-Kandidaten. Man erkennt das Signal des Λ-Untergrundes neben der flacheren Verteilung der K_S^0. Ebenfalls abgebildet ist die $M_{p\pi}$-Verteilung in Abhängigkeit von der $\pi\pi$-Masse.
Um Untergrund von Λ-Zerfällen zu reduzieren wird gefordert, dass die invariante Masse für Zerfälle in $p\pi$ folgende Bedingung erfüllt:

$$M_{p\pi} > 1.125\text{GeV} \qquad .$$

Durch diesen Schnitt wird eine Effizienz des K_S^0-Signals von $(94.9 \pm 0.1)\%$ bzw. $(95.6 \pm 0.1)\%$ in Daten und Monte Carlo erzielt.
Eine Zusammenfassung aller bisherigen Λ- und K_S^0-Selektionsschnitte findet sich in Tabelle 6.2.

6.3 Teilchenidentifikation mittels des Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$

Zusätzlich zu den oben beschriebenen Selektionsschnitten wird auch die Information des Energieverlustes der Töchterteilchen in der Spurkammer benutzt, um den

K_S^0**-Selektion**	Λ**-Selektion**
$r_D > 2$ cm	$r_D > 2$ cm
$\Delta\, dca > 0.2$ cm $+ 2e^{-p_T/\mathrm{GeV}}$ cm	$\Delta\, dca > 0.5$ cm
$\chi^2/ndf < 5.4.$	$\chi^2/ndf < 5.4$
$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$	$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$
$\lvert cos\theta^*\rvert < 0.95$	$\lvert cos\theta^*\rvert < 0.95$
$M_{p\pi} > 1.125$ GeV	nicht 0.48 GeV $< M_{\pi\pi} <$ 0.52 GeV

Tabelle 6.2: Schnitte zur Λ- und K_S^0-Selektion

Untergrund weiter zu reduzieren. Im folgenden Abschnitt soll das Prinzip der Teilchenidentifikation mittels des differentiellen Energieverlustes im Allgemeinen und für die Selektion von Λ und K_S^0 im Besonderen vorgestellt werden.

Beim Durchgang durch Materie verlieren geladene Teilchen Energie in Ionisations- oder Bremsstrahlungsprozessen. Der Energieverlust pro zurückgelegte Wegstrecke kann durch die Bethe-Bloch-Gleichung näherungsweise beschrieben werden:

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &= Cz^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left(\frac{1}{2}\ln\left(\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{max}}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right) \\ \text{mit}\, C &= 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \end{aligned} \tag{6.3}$$

Dabei wird das Medium charakterisiert durch die Ordnungszahl Z, die Massenzahl A und das Ionisationspotential I. Das durchgehende Teilchen hat die Ladung z und die Geschwindigkeit $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. N_A stellt die Avogadrozahl dar und r_e und m_e den klassischen Elektronenradius und die Ruhemasse des Elektrons. Mit δ wird eine Dichtekorrektur durchgeführt. T_{max} ist die maximale kinetische Energie, die während eines Stoßes auf ein freies Elektron übertragen werden kann. Für den Bereich kleiner Energien ($2\gamma m_e \ll M$, wobei M die Ruhemasse des Teilchens ist) kann T_{max} vereinfacht werden zu

$$T_{max} = 2m_ec^2\beta^2\gamma^2 \quad . \tag{6.4}$$

Abbildung 6.9 zeigt links den Verlauf des Energieverlustes in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit $\beta\gamma$ des durchgehenden Teilchens. Für die Darstellung wurde eine quasi-empirische Parameterisierung der Bethe-Bloch-Gleichung mit 4 freien Parametern p_{1-4} verwendet [78], deren Werte mit Hilfe der H1 Daten ermittelt wurden.[6] Sie beschreibt den theoretischen Energieverlust in der zentralen Spurkammer von H1 für das verwendete Gasgemisch,

$$-\frac{dE}{dx} = p_1\frac{1}{\beta^{p_2}}\Big(1 + p_3 \cdot \exp(-p_4 \cdot \log_{10}(0.25 + \beta\gamma))\Big) \quad . \tag{6.5}$$

[6] Die Parameter haben folgende Werte $p_1 = 1.4139$, $p_2 = 1.6504$, $p_3 = -0.4610$ und $p_4 = 0.56924$ [78].

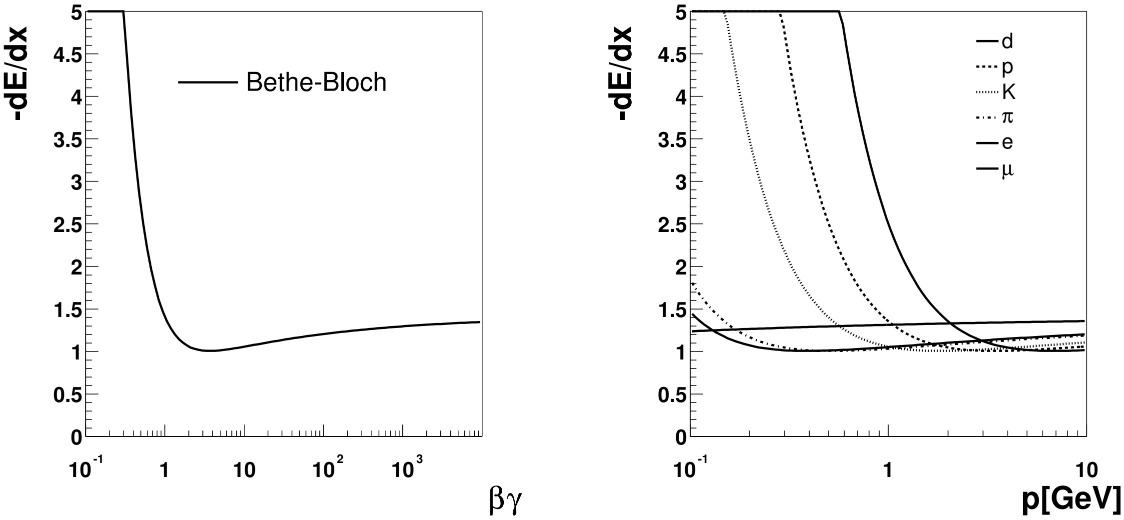


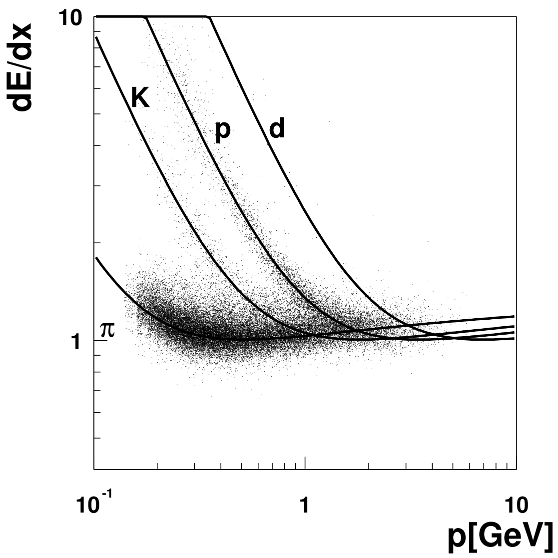
Abbildung 6.9: Differentieller Energieverlust dE/dx in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit $\beta\gamma$ gemäß Glg.6.5 (links) und in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls p für Deuteronen, Protonen, Kaonen, Pionen, Myonen und Elektronen (rechts).

Bei kleinen Geschwindigkeiten, $\beta\gamma < 2$, fällt der Energieverlust stark ab, wird minimal bei einer Geschwindigkeit von $\beta\gamma \approx 4$ und steigt im relativistischen Bereich wieder leicht an ($\propto \ln\beta\gamma$). Da in einem gegebenen Medium der Energieverlust nur abhängig ist von Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens, nicht jedoch von der Masse, stellt Gleichung (6.3) einen für alle Teilchenarten universellen Zusammenhang zwischen dem Energieverlust dE/dx und der Geschwindigkeit $\beta\gamma$ dar. Durch eine gleichzeitige Messung des dE/dx-Wertes und des Impulses p kann die Ruhemasse

$$M = \frac{p}{\beta\gamma}$$

bestimmt und so eine Teilchenidentifikation vorgenommen werden.
Trägt man den Energieverlust dE/dx gegen den Teilchenimpuls auf, Abb. 6.9 rechts, erhält man für Teilchen unterschiedlicher Masse gegeneinander verschobene Kurven für den Verlauf des Energieverlustes. Bei kleinen Impulsen erleiden Teilchen mit größerer Ruhemasse einen höheren Energieverlust. Im Bereich des relativistischen Anstiegs bei höheren Impulsen nähern sich die Kurven der verschiedenen Ruhemassen einander an, so dass in diesem Bereich keine Teilchenseparation möglich ist.

In Abbildung 6.10 ist der in der zentralen Spurkammer CJC gemessene differentielle Energieverlust gegen den Impuls p für alle Spuren in den bisher selektierten Λ- bzw. K_S^0-Zerfällen aufgetragen. Neben den Bändern der Pionen und Protonen sind auch Beiträge vom Untergrund zu erkennen. Man erkennt deutlich die Bänder für Pionen,



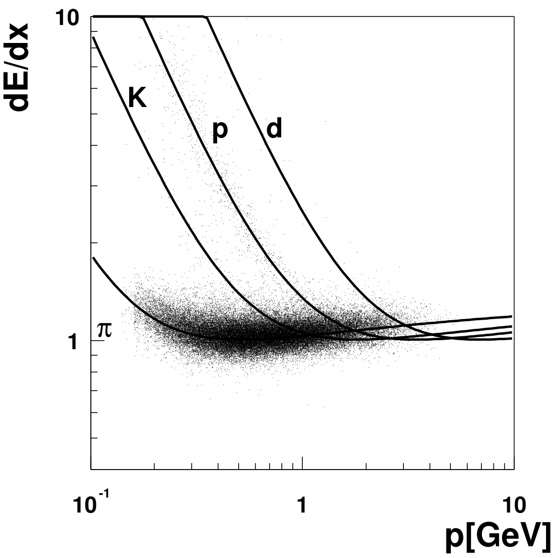


Abbildung 6.10: Gemessener Energieverlust dE/dx für alle Spuren der Λ- (links) und K_S^0- (rechts) Kandidaten, die die in 6.2 beschriebenen Selektionsschnitte erfüllen.

Kaonen, Protonen und einzelne Deuteronen. Die eingezeichneten Funktionen entsprechen der quasi-empirischen Parameterisierung (6.5).
Das Programmpaket DDXMOD bietet einen einfachen Zugang zu den Messwerten des Energieverlustes dE/dx einer Spur. Innerhalb dieses Moduls der H1 Software werden die gemessenen dE/dx-Werte korrigiert und Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Teilchenhypothesen berechnet [78]. Die Korrektur der gemessenen Werte beinhaltet eine *run*-abhängige Kalibration sowie eine Korrektur systematischer Abhängigkeiten vom Polarwinkel θ, vom Betrag des Energieverlustes dE/dx und von der Ladung des Teilchens. Eine Variation dieser Abhängigkeiten unter anderem mit ϕ und den Hochspannungseinstellungen wird ebenfalls berücksichtigt. Zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Teilchenhypothese i wird die Abweichung zwischen dem theoretischen und dem gemessenen dE/dx-Wert durch Bestimmung des χ_i^2 charakterisiert. Die Größe χ_i^2 ist gegeben durch

$$\chi_i^2 = \frac{(dE/dx - f_{dE/dx,i})^2}{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_f^2} \quad , \tag{6.6}$$

wobei i die unterschiedlichen Teilchen- bzw. Massenhypothesen und $\sigma_{dE/dx}$ bzw. σ_f die Unsicherheit des gemessenen bzw. theoretisch erwarteten dE/dx-Wertes bezeichnet. Letzterer hängt von der Unsicherheit der Impulsmessung ab. Die Wahrscheinlichkeit für die Teilchenhypothese i beträgt

$$LH_i = \frac{1}{\sqrt{2}\Gamma(1/2)} \int_{\chi_i^2}^{\infty} e^{-t/2} \frac{1}{\sqrt{t}} dt \qquad , i = p, \pi, K, ... \quad . \tag{6.7}$$

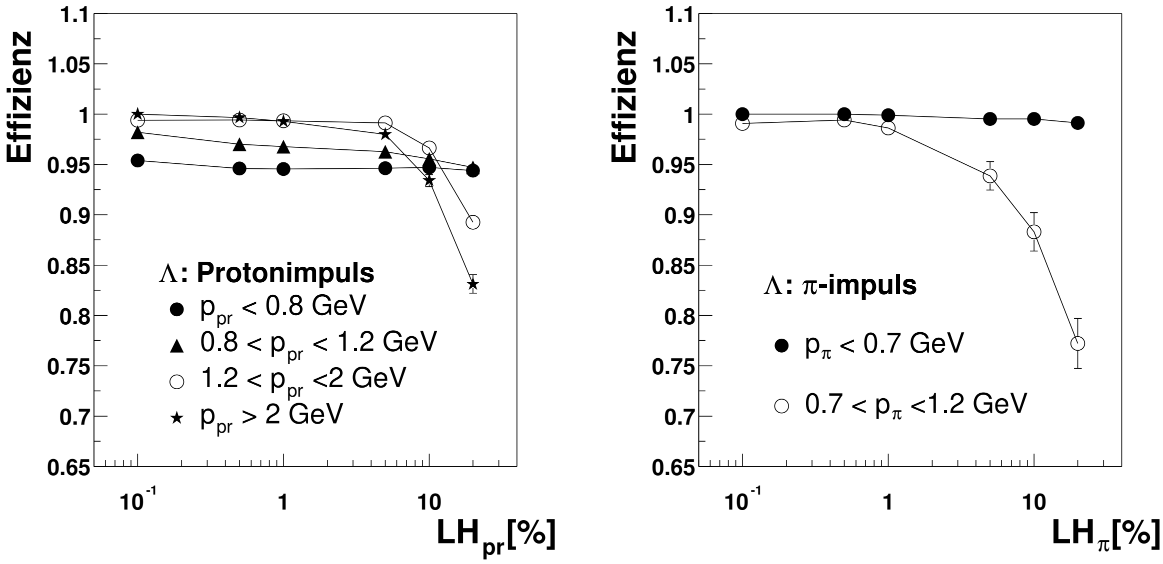


Abbildung 6.11: Effizienz des Schnittes auf die Wahrscheinlichkeit der Proton- bzw. Pionhypothese der Λ-Töchterteilchen in Abhängigkeit der geforderten minimalen Wahrscheinlichkeit für verschiedene Impulsbereiche des Proton bzw. des Pion.

gemäß der χ^2-Statistik. Die Wahrscheinlichkeiten LH_i werden auf die in Frage kommenden Teilchensorten $i = p, \pi, K$ normiert und die so erhaltenen Diskriminanten mit LN_i bezeichnet.

Selektionsschnitte auf die DDXMOD-Wahrscheinlichkeiten

Um weiteren Untergrund in der K^0_S- und Λ-Selektion zu unterdrücken, werden Schnitte auf die von DDXMOD berechneten, normierten Wahrscheinlichkeiten der Teilchenhypothesen durchgeführt. Aufgrund der unterschiedlichen Separationsvermögen des Energieverlustes in Abhängigkeit vom Impuls des Teilchens werden in verschiedenen Impulsbereichen verschiedenene normierte Wahrscheinlichkeiten verlangt. Die Schnitte wurden so ausgewählt, dass eine optimale Unterdrückung des Untergrundes bei gleichzeitig möglichst hoher Effizienz des Signals erreicht wurde.
Im Fall des Λ wird anhand der normierten Wahrscheinlichkeit LN_{pr} die Protonhypothese für das Töchterteilchen mit dem höheren Impuls und die Pionhypothese für das verbleibende Teilchen überprüft. Die Effizienzen der Schnitte auf die Proton- bzw. Pionwahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit der minimal verlangten Wahrscheinlichkeit sind in Abbildung 6.11 abgebildet. Links sind für vier verschiedene Impulsbereiche die Effizienzen für den Protonschnitt, rechts für zwei Impulsbereiche die des Pionschnittes dargestellt. Die Effizienz des Schnittes auf die Wahrscheinlichkeit der Protonhypothese liefert für die beiden niedrigen Protonimpulsbereiche, $p_{pr} < 0.8\,\mathrm{GeV}$ und $0.8\,\mathrm{GeV} < p_{pr} < 1.2\,\mathrm{GeV}$, nahezu konstante Effizienzen, die allerdings nur bei

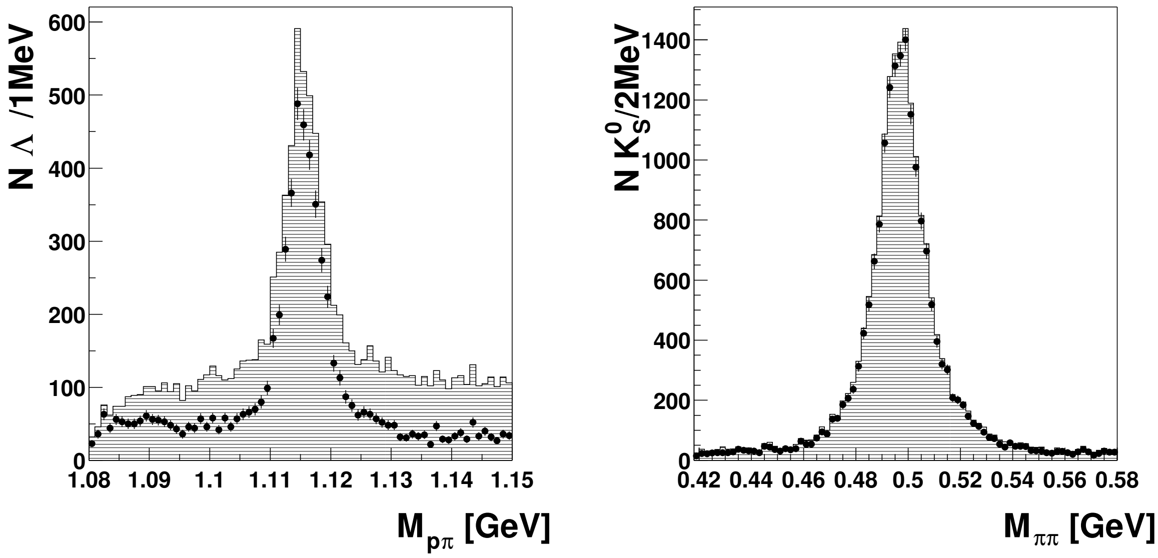


Abbildung 6.12: Das Λ- und K^0_S-Signal in den Daten des Jahres 1996 nach allen Selektionsschnitten einschließlich der Schnitte auf die Energieverlustinformation. Die gestreiften Histogramme zeigen die Signale vor, die Datenpunkte nach der dE/dx-Analyse.

$\varepsilon \approx 96\%$ und $\varepsilon \approx 97\%$ liegen. Im Bereich höherer Impulse ist die Effizienz höher, $\varepsilon \approx 99\%$, fällt aber mit der minimal verlangten Wahrscheinlichkeit schnell ab. Im Fall des Pions ist die Effizienz im Bereich kleiner Impulse, $p_\pi < 0.7\,\text{GeV}$, nahezu konstant $\approx 99\%$, während sie im Bereich $0.7 < p_\pi < 1.2\,\text{GeV}$ abfällt, falls eine Wahrscheinlichkeit der Pionhypothese von mehr als 1% verlangt wird.
Die Schnitte auf die Protonwahrscheinlichkeit wurden in den drei Impulsbereichen,

$$p_{pr} < 0.8\text{GeV} \quad , \qquad 0.8\text{GeV} < p_{pr} < 1.2\text{GeV} \quad \text{und} \qquad p_{pr} > 1.2\text{GeV} \qquad ,$$

durchgeführt und Wahrscheinlichkeiten von $LN_{pr} > 10\%$, 5% und 1 % verlangt.
Beim Pion kann nur im Bereich von $p_\pi < 0.8\,\text{GeV}$ eine gute Separation erreicht werden, indem eine Wahrscheinlichkeit $LN_\pi > 10\%$ gefordert wird.
Mit diesen für die Λ-Selektion verwendeten Schnitten wird insgesamt eine Effizienz von $97.6\% \pm 0.3\%$ in den Daten und $98.0\% \pm 0.1\%$ im Monte Carlo erreicht, während sich das Verhältnis von Signal zu Untergrund in den Daten von 2.25 auf 5.72 erhöht.[7]
Der kleine Unterschied in den Effizienzen zwischen Daten und Monte Carlo muss bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheiten berücksichtigt werden.
Die effiziente Unterdrückung des Untergrundes, zu der vor allem der Schnitt auf das Proton beiträgt, wird in Abbildung 6.12 deutlich, in der das Λ-Signal vor und nach den dE/dx-Schnitten abgebildet ist.

[7]Zur Berechnung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund wird die Signalregion von $1.106 < M_{p\pi} < 1.126\text{GeV}$ zu Grunde gelegt.

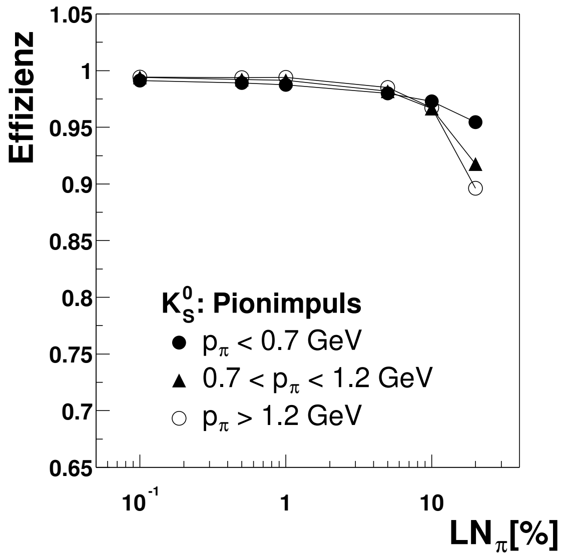


Abbildung 6.13: Effizienz des Schnittes auf die Wahrscheinlichkeit der Pionhypothese der K^0_S-Töchterteilchen in Abhängigkeit der geforderten minimalen Wahrscheinlichkeit für drei verschiedene Impulsbereiche.

In Abbildung 6.13 sind die Effizienzen des Schnittes auf die Wahrscheinlichkeit der Pionhypothese im Fall des K^0_S für drei verschiedene Bereiche des Pionimpulses dargestellt in Abhängigkeit von der geforderten minimalen Wahrscheinlichkeit LH_π. Bei sehr lockeren Schnitten ($LH_\pi > 0.1\%$) erkennt man für alle Impulsbereiche eine Effizienz von ca. 99%, die unterschiedlich stark abfällt, wenn höhere Wahrscheinlichkeiten verlangt werden. In der Analyse wird für beide Töchterteilchen die Pionhypothese überprüft, indem eine Wahrscheinlichkeit von mindestens 5% im Bereich kleiner Impulse, $p_\pi < 0.7$GeV, und eine Wahrscheinlichkeit von mindestens 1% im Bereich mittlerer Impulse, $0.7\text{GeV} < p_\pi < 1.2\text{GeV}$, verlangt wird. Im Bereich höherer Impulse wird kein dE/dx-Schnitt durchgeführt. Diese Schnitte ergeben über den gesamten Impulsbereich eine K^0_S-Effizienz von $97.4\% \pm 0.1\%$ in den Daten und $97.5\% \pm 0.1\%$ in der MC-Simulation. Das Verhältnis des Signals zum Untergrund verbessert sich durch die Verwendung der dE/dx-Information von 5.31 zu 6.35.[8] In Abbildung 6.12 ist neben dem Λ-Signal auch des K^0_S-Signal vor bzw. nach den dE/dx-Schnitten abgebildet. Die Unterdrückung des Untergrundes ist deutlich geringer als im Fall des Λ.

In Abbildung 6.14 ist der Energieverlust dE/dx in Abhängigkeit des Impulses p für alle Teilchen aus Λ und K^0_S Zerfällen dargestellt, die die Anforderungen an

[8]Für das Verhältnis von Signal zu Untergrund wird beim K^0_S die Signalregion $0.47 < M_{\pi\pi} < 0.53$ verwendet.

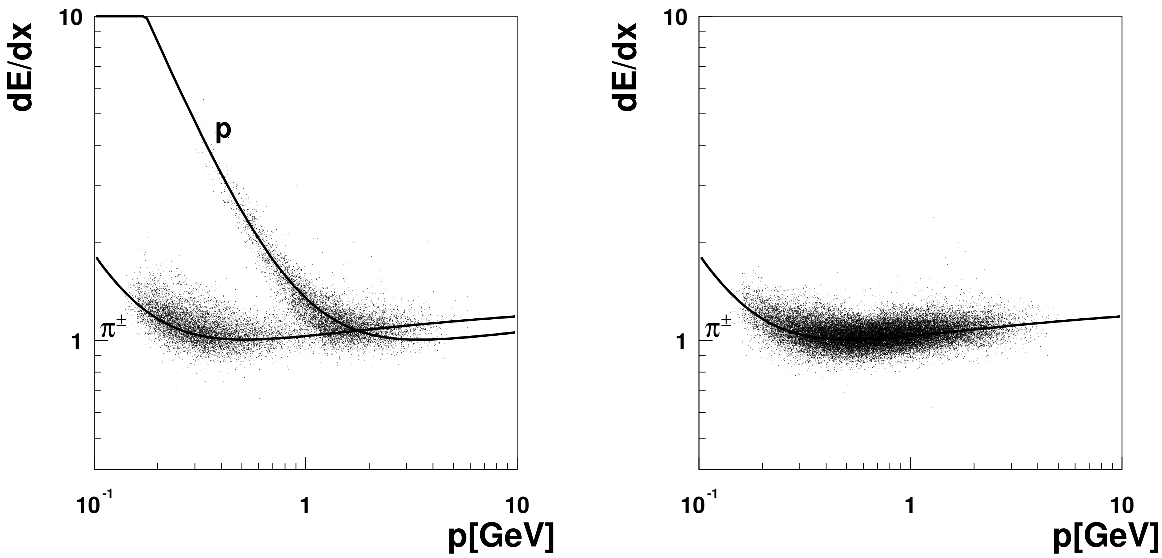


Abbildung 6.14: Gemessener Energieverlust dE/dx für alle Spuren der Λ- (links) und K^0_S-Kandidaten (rechts) nach Anwendung der Schnitte auf die dE/dx-Information.

die dE/dx-Wahrscheinlichkeiten erfüllen. Der Vergleich mit der entsprechenden Darstellung (Abb. 6.10) vor Verwendung der dE/dx-Information macht die gute Unterdrückung des Untergrundes deutlich. Die für die Λ- und K^0_S-Selektion verwendeten Schnitte auf die dE/dx-Wahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst.

Aufgrund eines Problems bei der Bestimmung der von DDXMOD verwendeten Kalibrationskonstanten für die Monte Carlo Simulation des Jahres 1997, konnte für dieses Jahr die Effizienz der Schnitte auf die normierten dE/dx-Wahrscheinlichkeiten nicht in der Simulation reproduziert werden. Deshalb wurden die Schnitte auf die Daten dieses Jahres so gewählt, dass sich eine Effizienz von 100 % ergibt, so dass auf die Verwendung der dE/dx-Information in der Simulation verzichtet werden konnte. Es wurde lediglich ein sehr lockerer Schnitt auf die Wahrscheinlichkeit des Protons durchgeführt. Für Protonimpulse $p_{pr} < 0.8$GeV wurde eine Wahrscheinlichkeit der Protonhypothese von $LH_{pr} > 0.01\%$ gefordert. Dieser sehr lockere Schnitt ist dennoch in der Lage, einen großen Teil des Untergrundes zu verwerfen. Die Effizienz dieses Schnittes beträgt $99.3\% \pm 0.1\%$ bei einer Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Untergrund von 2.22 auf 3.35. Auf die Pionen im Λ- oder K^0_S-Zerfall wurden in den Daten des Jahres 1997 keine dE/dx-Schnitte angewendet.

Die Signale der Λ- und K^0_S-Kandidaten für die Daten beider Jahre nach den Schnitten auf die dE/dx-Wahrscheinlichkeiten sind in Abbildung 6.15 dargestellt. Die gefüllten Histogramme zeigen die Verteilung der invarianten Masse vor der dE/dx-Selektion, die Datenpunkte zeigen die Signale nach allen Selektionsschnitten

	Λ- Selektion für das Jahr 1996	
Proton:	$p_{pr} < 0.8\text{GeV}$	$LN_{pr} > 10\%$
	$0.8\text{GeV} < p_{pr} < 1.2\text{GeV}$	$LN_{pr} > 5\%$
	$1.2\text{GeV} < p_{pr}$	$LN_{pr} > 1\%$
Pion:	$p_\pi < 0.8\text{GeV}$	$LN_\pi > 10\%$
	Λ- Selektion für das Jahr 1997	
Proton:	$p_{pr} < 0.8\text{GeV}$	$LN_{pr} > 0.01\%$
Pion:	kein dE/dx-Schnitt	
	K^0_S- Selektion für das Jahr 1996	
Pionen:	$p_\pi < 0.7\text{GeV}$	$LN_\pi > 5\%$
	$0.7\text{GeV} < p_\pi < 1.2\text{GeV}$	$LN_\pi > 1\%$
	K^0_S-Selektion für das Jahr 1997	
Pionen:	kein dE/dx-Schnitt	

Tabelle 6.3: Schnitte auf die von DDXMOD berechneten Wahrscheinlichkeiten LN_i, $i = p, \pi$. Aufgrund von Problemen, die DDXMOD-Kalibrationskonstanten für simulierte Ereignisse zu bestimmen, wurden für das Jahr 1997 sehr lockere, 100% effiziente Schnitte verwendet.

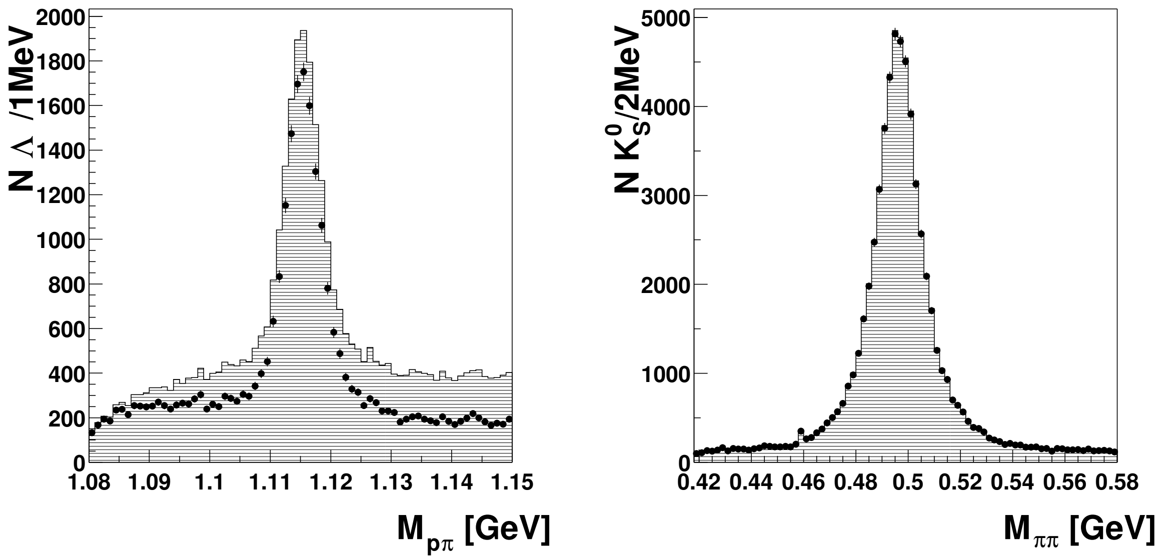


Abbildung 6.15: Das Λ- und K^0_S-Signal in den Daten beider Jahre nach allen Selektionsschnitten einschließlich der Schnitte auf die Energieverlustinformation. Die gestreiften Histogramme zeigen die Signale vor, die Datenpunkte nach der dE/dx-Analyse.

einschließlich der dE/dx-Analyse. Insbesondere im Fall des Λ ist die deutliche Reduktion des Untergrundes durch die Verwendung der dE/dx-Information zu erkennen.

Mit den in 6.2 beschriebenen Schnitten und der oben erläuterten Verwendung der dE/dx-Information ist die Vorgehensweise bei der Selektion von Λ und K^0_S vollständig vorgestellt. In Anhang C werden Ereignisse der tiefinelastischen Streuung im H1 Detektor gezeigt, in denen K^0_S- und Λ-Zerfälle rekonstruiert wurden.

6.4 Die Podolanski-Armenteros-Variable

Die Kinematik der rekonstruierten K^0_S- und Λ-Zerfälle lässt sich mit Hilfe der Podolanski-Armenteros-Variable α veranschaulichen [79]. Sie ist definiert als Asymmetrie der Parallelimpulse der positiven bzw. negativen Zerfallsprodukte $p^{\pm}_{||}$ relativ zur Λ bzw. K^0_S-Flugrichtung,

$$\alpha = \frac{p^+_{||} - p^-_{||}}{p^+_{||} + p^-_{||}} \quad . \tag{6.8}$$

Aufgrund von Impulserhaltung und der Lorentztransformation in Richtung des V^0-Impulses sind die Impulskomponenten senkrecht zur V^0-Flugrichtung $p_{t,rel}$ für beide Töchterteilchen gleich groß in entgegengesetzter Richtung.
In Abbildung 6.16 ist der relative Transversalimpuls $p_{t,rel}$ gegen die Asymmetrie α aufgetragen. Aufgrund der Kinematik der Zerfälle und der unterschiedlichen Massen

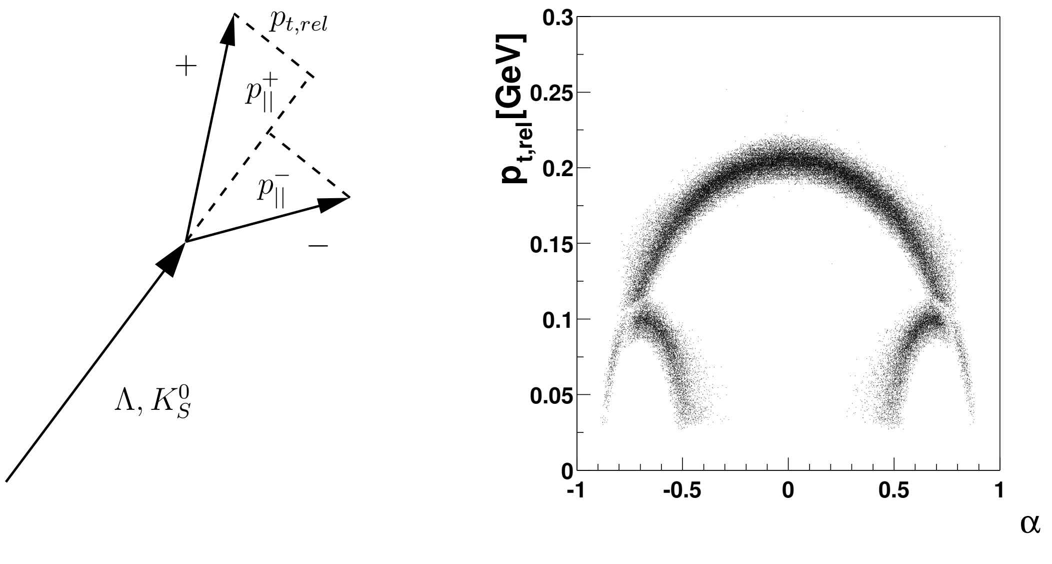


Abbildung 6.16: Die Podolanski-Armenteros Darstellung der Λ- und K^0_S-Zerfälle

der Zerfallsprodukte sind dem Λ- bzw. $\bar{\Lambda}$-Zerfall die zwei Ellipsen bei $p_{t,rel} < 0.11$ GeV zuzuordnen, während die Ellipse der K^0_S, die bei größeren $p_{t,rel}$-Werten liegt, symmetrisch zu $\alpha = 0$ ist.
Die wahren Verteilungen sind exakte Ellipsen, die durch die endliche Auflösung des Detektors verschmiert rekonstruiert werden. Die Ausdünnung bei maximalen Werten von $\alpha = \pm 1$ ist auf den Schnitt auf den Zerfallswinkel zurückzuführen. Im Bereich der Überschneidung der Ellipsen von K^0_S und Λ ist der Einfluss des Schnittes auf die jeweils falsche Massenhypothese zu erkennen: das K^0_S-Band endet oberhalb des Λ-Bandes und letzteres ist im Bereich des K^0_S-Bandes ausgedünnt.
Die Größe $p_{t,rel}$ könnte ebenfalls zur Separation von Λ- und K^0_S-Zerfällen verwendet werden. Zusätzlich zu den Selektionsschnitten und der Verwendung der $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Information liefert ein Schnitt auf $p_{t,rel}$ jedoch keine weitere Reduktion des Untergrundes.

6.5 Extraktion des Λ- und K^0_S-Signals

In den folgenden Abschnitten sollen zwei Methoden zur Bestimmung der Größe des Λ- bzw. K^0_S-Signals vorgestellt werden.

6.5.1 Anpassung der Parameter von Gaußfunktionen

Zur Bestimmung der Anzahl der Λ-Baryonen wird eine Anpassung der Parameter einer Gaußverteilung

$$g(M_{p\pi}; N, M, \sigma) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp[-\frac{1}{2}\frac{(M_{p\pi} - M)^2}{\sigma^2}] \tag{6.9}$$

an die invariante Masse aller Λ und $\bar{\Lambda}$ Kandidaten durchgeführt. Dabei gibt N die Anzahl der Λ-Zerfälle, M die Masse und σ die Breite der Verteilung an. Die besten Ergebnisse erzielt man, wenn zur Beschreibung des Untergrundes eine Funktion der Form

$$f_{bgr}(M_{p\pi}; a, b, c) = a \cdot [M_{p\pi} - (M_p + M_\pi)]^b \cdot (1 - c \cdot M^2_{p\pi}) \tag{6.10}$$

verwendet wird. Das Ergebnis der Anpassung der Funktion

$$F(M_{p\pi}; N, M, \sigma, a, b, c) = g(M_{p\pi}; N, M, \sigma) + f_{bgr}(M_{p\pi}; a, b, c) \tag{6.11}$$

ist in Abbildung 6.17 dargestellt. Für die Anpassung der Parameter wird die Methode der kleinsten Quadrate verwendet. Bei Signalen geringerer Statistik, wenn viele $M_{p\pi}$-Intervalle mit weniger als zehn Einträgen existieren, wird stattdessen die *likelihood*-Methode verwendet.
Aus der Anpassung ergibt sich eine Anzahl von $N = 10938 \pm 135$ Λ- und $\bar{\Lambda}$-Zerfällen bei einer Masse von $M = 1115.39 \pm 0.04$ MeV, die dicht bei dem Literaturwert der Particle Data Group [35] von 1115.683 ± 0.006 MeV liegt. Die Breite der Verteilung

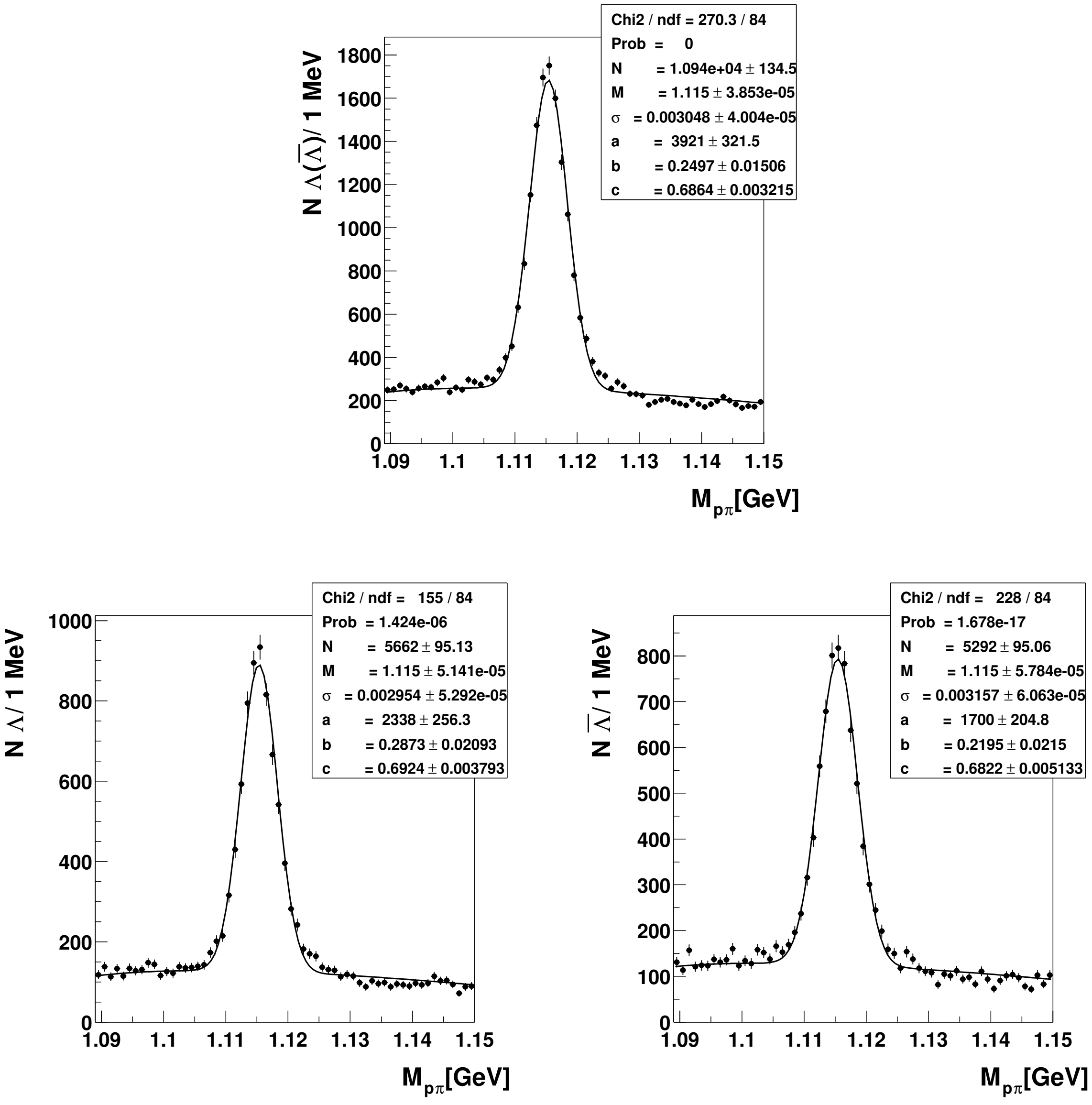


Abbildung 6.17: Anpassung der Funktion 6.11 an die invariante $p\pi$-Massenverteilung der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Kandidaten, sowie der Λ- und $\bar{\Lambda}$-Massenverteilungen $M_{p\pi^-}$ und $M_{\bar{p}\pi^+}$.

beträgt $\sigma = 3.048 \pm 0.040$ MeV.
Ebenfalls gezeigt sind die Ergebnisse der Anpassung von Glg. 6.11 an die invariante $p\pi^-$ bzw. $\bar{p}\pi^+$ Masse, also die Verteilung von Λ bzw. der Antiteilchen $\bar{\Lambda}$. Es wurden 5661.7 ± 95.1 Λ und 5291.7 ± 95.1 $\bar{\Lambda}$ rekonstruiert. Die Massen der Λ und $\bar{\Lambda}$, 1115.35 ± 0.05 MeV und 1115.44 ± 0.06 MeV, stimmen untereinander und mit der Masse des gesamten Signals überein.

Für die Bestimmung des K_S^0-Signals wird die Funktion

$$\begin{aligned} F(M_{\pi\pi}; N, \alpha, M, \sigma_1, \sigma_2, a, b) &= \alpha \cdot g(M_{\pi\pi}; N, M, \sigma_1) + (1-\alpha) \cdot g(M_{\pi\pi}; N, M, \sigma_2) \\ &\quad + f'_{bgr}(M_{\pi\pi}; a, b) \end{aligned} \tag{6.12}$$

an die rekonstruierte $\pi\pi$-Massenverteilung angepasst. Der Untergrund wird durch ein Polynom erster Ordnung beschrieben,

$$f'_{bgr}(M_{\pi\pi}; a, b) = a + b \cdot M_{\pi\pi} \qquad , \tag{6.13}$$

während für das Signal die Summe zweier Gaußfunktionen mit den Breiten σ_1, σ_2, die eine gemeinsame Masse M haben, verwendet wird. N gibt die Gesamtzahl der K_S^0-Mesonen an, während der Parameter α den relativen Beitrag der beiden Gaußfunktionen beschreibt.

Dies ist nötig, da sich die Breite des Signals nicht mit einer einzigen Gaußverteilung beschreiben lässt. Diese Tatsache ist unter anderem auf die unterschiedlichen Topologien der K_S^0 Zerfälle zurückzuführen. Dabei unterscheidet man in einwärts und auswärts gebogene Zerfälle, dargestellt in Abbildung 6.19. Die unterschiedlichen, möglichen Topologien führen zu einem unterschiedlichen Auflösungsvermögen des Detektors und damit zu einer unterschiedlichen Breite des Signals. Es wurde auch im Fall des Λ-Signals überprüft, ob die Summer zweier Gaußkurven die Beschreibung des Signals verbessert, dies war nicht der Fall. Dieser Unterschied im Verhalten der K_S^0- und der Λ-Signale kann auf die unterschiedliche Kinematik der Zerfälle zurückgeführt werden. Die Zerfallsteilchen des K_S^0 haben im Ruhesystem einen Impuls von 206

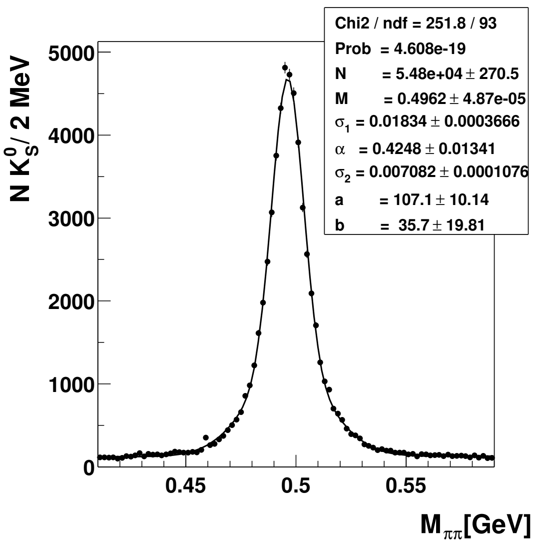


Abbildung 6.18: Anpassung der Summe zweier Gaußverteilungen und eines Polynomes (Glg. 6.12) an die invariante Massenverteilung der K_S^0-Kandidaten

MeV, beim Λ-Zerfallsteilchen aufgrund der geringeren Massendifferenz zwischen dem Λ und dem Proton nur 101 MeV. Hinzu kommt die Tatsache, dass im Laborsystem das Proton stets den höheren Impulsanteil trägt. Daher bevölkern die Pionen aus dem Λ-Zerfall einen kleineren Bereich des Phasenraums als die des K_S^0-Zerfalls, was dazu führt, dass die Breite des Signals weniger stark variiert.
Abbildung 6.18 zeigt das K_S^0-Signal mit dem Ergebnis der Anpassung von Glg. 6.12. Insgesamt werden $54801 \pm 271 K_S^0$ rekonstruiert. Die Breiten der beiden Gaußverteilungen lauten 18.34 ± 0.37 bzw. 7.08 ± 0.11 MeV, wobei der Gaußfunktion mit der größeren Breite $(42.5 \pm 1.3)\%$ aller K_S^0 zuzuordnen sind und der mit der kleineren Breite die verbleibenden $(57.5 \pm 1.3)\%$. Es wird eine Masse des K_S^0 von 496.232 ± 0.049 MeV beobachtet.

Einwärts und auswärts gebogene K_S^0-Zerfälle

Es wurde der Einfluss der unterschiedlichen Topologien des K_S^0-Zerfalls auf das Signal untersucht. Dazu wurde das K_S^0-Signal in Zerfälle mit einwärts bzw. auswärts gebogener Topologie unterteilt. Abbildung 6.19 zeigt die beiden möglichen Topologien, die anhand des Kreuzproduktes der beiden Töchterimpulse unterschieden werden können. Für einwärts gebogene Zerfälle gilt $(\vec{p}_{\pi^+} \times \vec{p}_{\pi^-})_z < 0$, für auswärtsgebogene $(\vec{p}_{\pi^+} \times \vec{p}_{\pi^-})_z > 0$.

Abbildung 6.19: Zerfallstopologie: auswärts und einwärts gebogene Zerfälle des K_S^0

In Abbildung 6.20 sind die beiden so erhaltenen K_S^0-Signale dargestellt. Führt man eine Anpassung jeweils einer Gaußfunktion sowie eines Polynoms 1. Ordnung durch,

$$F(M_{\pi\pi}; N, M, \sigma, a, b) = g(M_{p\pi}; N, M, \sigma) + f'_{bgr}(M_{\pi\pi}; a, b) \tag{6.14}$$

so erkennt man, dass die breitere Verteilung den auswärts gebogenen Zerfällen zuzuordnen ist. Die Ergebnisse der Anpassung sind ebenfalls Abbildung 6.20 zu entnehmen.
Allerdings können die Ausläufer der Verteilungen mit nur einer Gaußverteilung nicht gut beschrieben werden. Die unterschiedliche Topologie der Zerfälle ist nicht der alleinige Grund für die Beiträge verschiedener Breiten zum K_S^0-Signal. Vielmehr

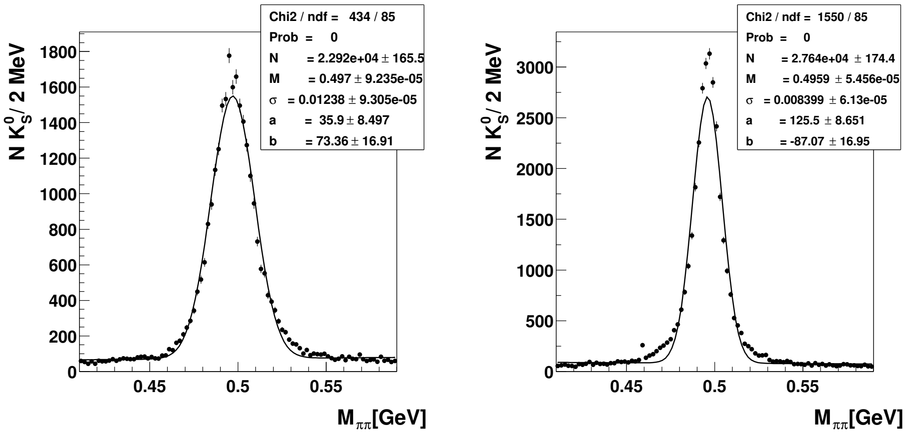


Abbildung 6.20: K^0_S-Signal der auswärts (links) und einwärts (rechts) gebogenen Zerfallstopologie und die Ergebnisse der Anpassung von Glg.6.14.

variiert die Breite des Signals mit der unterschiedlichen Auflösung des Detektors in verschiedenen Phasenraumregionen, beispielsweise mit dem Polarwinkel des K^0_S. Da sowohl die Signalregion als auch ihre Ausläufer durch die Anpassung zweier Gaußfunktionen an des gesamte Signal hinreichend gut beschrieben werden, ist diese Vorgehensweise zu bevorzugen.

6.5.2 Vergleich der Ergebnisse der Anpassung der K^0_S- und Λ-Signale mit der Methode der Untergrundsubtraktion

Die Beschreibung des Λ- bzw. des K^0_S-Signals durch die Anpassung der Funktionen 6.11 bzw. 6.12 ist im Besonderen in den Ausläufern der Gaußfunktionen nicht perfekt. Deshalb wird die Anzahl der rekonstruierten Teilchen auch durch eine alternative Methode bestimmt, die der Untergrundsubtraktion.

Dazu wird zunächst die Anpassung der Funktionen 6.11 bzw. 6.12 an das Λ- bzw. K^0_S-Signal wie in 6.5.1 beschrieben durchgeführt. Von dieser Anpassung werden jedoch nur die Untergrundfunktionen 6.10 und 6.13 weiterverwendet.

In Abbildung 6.21 sind das Λ- und K^0_S-Signal sowie die Parameterisierungen des Untergrundes dargestellt. Um die Größe des Signals zu bestimmen, wird über die Signalregion der Massenverteilungen summiert, die in Abb. 6.21 schraffiert dargestellt ist, und das Integral der Untergrundfunktion in diesem Intervall subtrahiert.

Mittels der Methode der Untergrundsubtraktion erhält man Signale von $55220 \pm 270 K^0_S$ und $10983 \pm 140\Lambda$. Diese stimmen einigermaßen mit den Ergebnissen der Anpassung von Gaußfunktionen überein, bei der eine Anzahl von $54801 \pm 271 K^0_S$ und $10938 \pm 135\Lambda$ ermittelt wurde.

Die Abweichung zwischen den beiden Methoden zur Bestimmung der Größe des Λ-

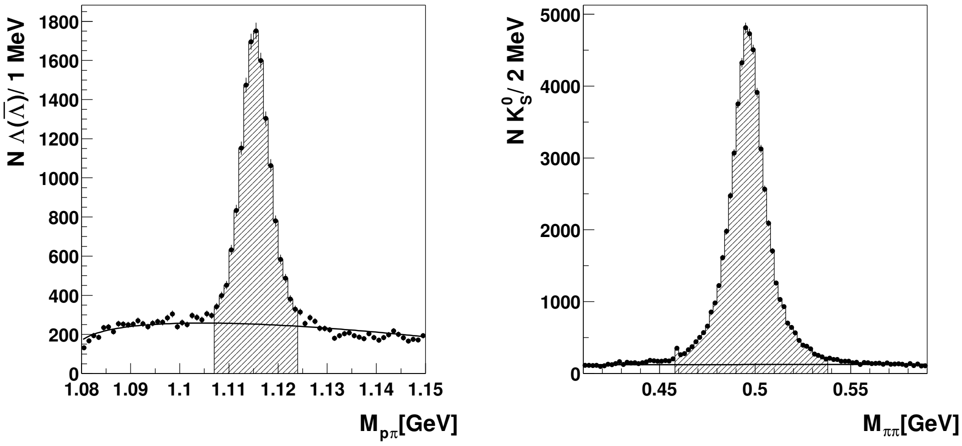


Abbildung 6.21: Das Λ- und das K_S^0-Signal sowie die jeweiligen Untergrundfunktionen 6.10 und 6.13. Bei der Methode der Untergrundsubtraktion wird das Signal über den schraffierten Bereich aufsummiert und das Integral der Untergrundfunktion in diesem Bereich subtrahiert.

und K_S^0-Signals liefert einen Beitrag zur systematischen Unsicherheit der Messung der Wirkungsquerschnitte (vgl. Kap.8).

6.6 Bestimmung der Lebensdauern von K_S^0 und Λ

Die Messung der Lebensdauern τ des K_S^0 und des Λ kann als Test der Rekonstruktion dienen. Die Eigenzerfallszeit t im Λ- bzw. K_S^0-Ruhesystem kann aus der radialen Zerfallslänge r_D und dem Viererimpuls des V^0 bestimmt werden,

$$t = \frac{L}{\gamma\beta c}\,, \text{ mit } \quad L = \frac{r_D}{\sin\theta} \qquad .$$

Die wahre Verteilung dieser Größe folgt dem Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 \exp^{-ct/c\tau} \quad , \tag{6.15}$$

wobei ct bzw. $c\tau$ die Eigenzerfallszeit bzw. die Lebensdauer[9] in cm im Ruhesystem angeben. Daher kann zur Bestimmung der mittleren Zerfallslänge $c\tau$ eine Exponentialfunktion an die korrigierte Zerfallslängenverteilung der Daten angepasst werden. Eine alternative Möglichkeit zur Bestimmung der Lebensdauer beruht auf der Variation der im MC implementierten Lebensdauern und dem Vergleich mit den Daten [80]. Dazu werden die unkorrigierten Verteilungen der Zerfallslängen ct der Daten mit denen des MC verglichen und aus den Abweichungen das χ^2 berechnet.
Hier wurde zur Bestimmung der Lebensdauern die zweite Methode verwendet. In

[9]Zerfallszeit und Lebensdauern werden hier jeweils mit der Lichtgeschwindigkeit c multipliziert.

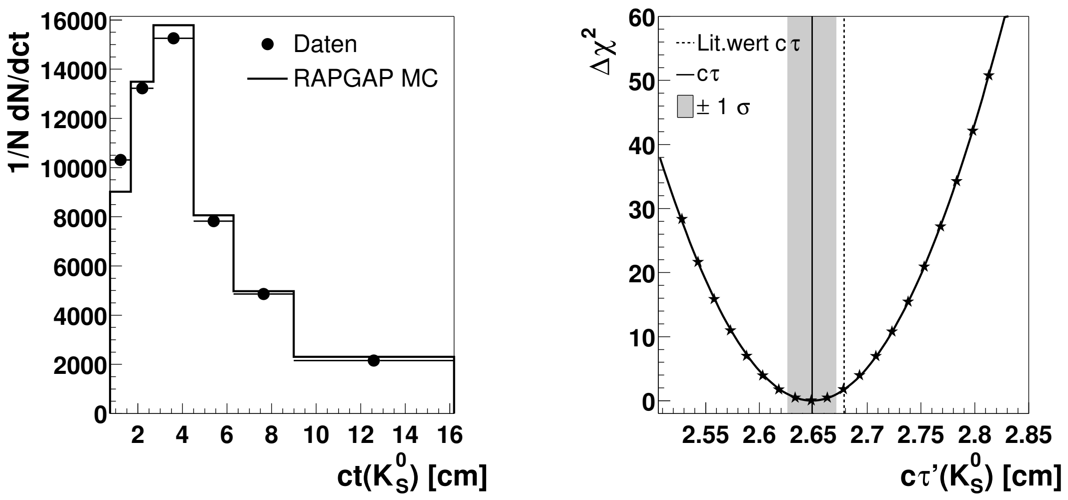


Abbildung 6.22: Unkorrigierte $c\tau$ und χ^2- Verteilung für verschiedene K_S^0-Lebensdauern

Abbildung 6.22 ist links die ct-Verteilung für die K_S^0 in den Daten und im rekonstruierten RAPGAP Monte Carlo dargestellt. Abbildung 6.23 zeigt die entsprechenden Verteilungen für das gesamte Signal $\Lambda + \bar{\Lambda}$, sowie für Λ und $\bar{\Lambda}$ getrennt.

Die Verteilungen sind durch das MC hinreichend gut beschrieben, allerdings liegt bei der K_S^0-Verteilung das MC im kleinsten ct Intervall, $0.75 < ct < 1.124$ cm, unterhalb der Daten. Dieser Effekt ist im Fall der K_S^0 stärker als für die Λ-Baryonen. Dieser Effekt kann verstanden werden, wenn man ein Ergebnis der Analyse der K_S^0- und Λ-Baryonen vorwegnimmt. In Kap. 9 wird gezeigt werden, dass das hier verwendetet RAPGAP Monte Carlo ein weicheres p_T-Spektrum vorhersagt, als in den Daten beobachtet wird. Dies hat Auswirkungen auf den Vergleich der gemessenen und simulierten Zerfallslängen, da bei diesem Vergleich über alle, in MC und Daten unterschiedlich dicht bevölkerten Intervalle des Transversalimpulses integriert wird und die Größe ct über $ct = L/(\beta\gamma)$ mit der radialen Zerfallslänge und dem Impuls des Teilchens korreliert ist.

Verwendet man zur Bestimmung der Lebensdauer einzelne Bereiche des Transversalimpulses, so ergeben sich jeweils kleinere Abweichungen, dies ist jedoch aufgrund der Statistik des Ereignissatzes nur begrenzt möglich.

Im MC wird nun durch eine Umgewichtung der ct-Verteilung die Lebensdauer τ variiert. Aus Gleichung 6.15 wird ersichtlich, dass dies durch Gewichte der Form

$$w_i = \exp\left(ct_i \frac{c\tau' - c\tau}{c\tau' c\tau}\right) \tag{6.16}$$

geleistet wird, wobei τ die ursprünglich im MC implementierte Lebensdauer ist und τ' die variierte Lebensdauer. Der Index i gibt das Intervall der Zerfallslänge ct an. Für

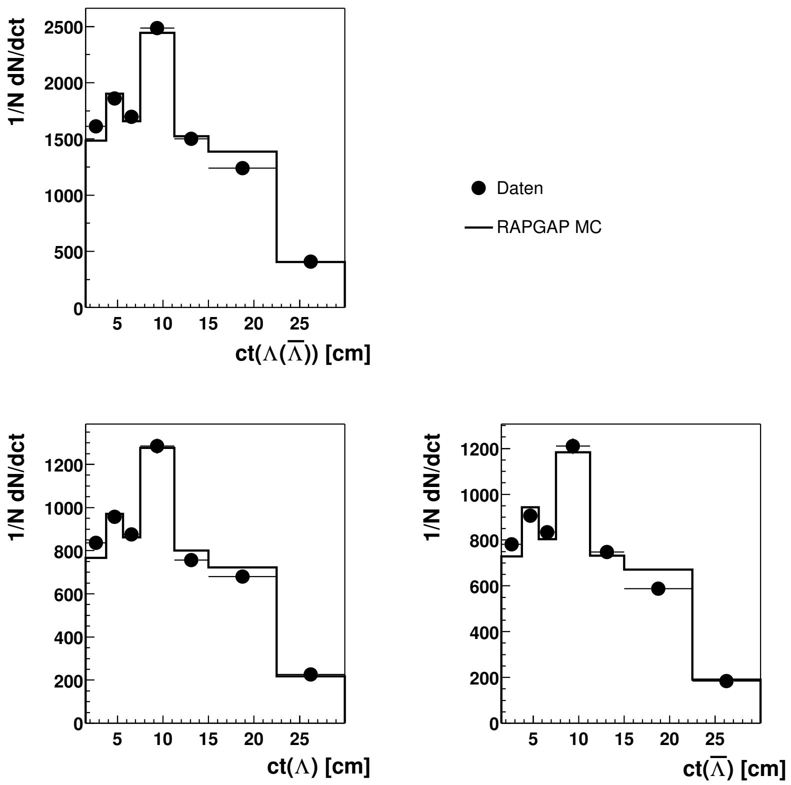


Abbildung 6.23: ct Verteilung der Λ-Zerfälle in den Daten und im RAPGAP Monte Carlo.

jede Lebensdauer τ' kann nun das χ^2 des Vergleichs zwischen Daten und Monte Carlo berechnet werden. Das Minimum der χ^2-Verteilung gibt die gemessen Lebensdauer an.
In Abbildung 6.22, rechts ist für die K_S^0-Zerfälle die Größe $\Delta\chi^2 = \chi^2(ct) - \chi^2_{min}$ in Abhängigkeit von $c\tau'$ dargestellt. Die senkrechte, durchgezogene Linie markiert das minimale χ^2, der grau unterlegte Bereich entspricht einer Änderung des χ^2 um eine Einheit bzw. einer Unsicherheit von einer Standardabweichung. Die mittlere Zerfallslänge des K_S^0 ergibt sich zu

$$c\tau(K_S^0) = 2.65 \pm 0.02 \text{ cm} \qquad .$$

Diese Wert weicht um etwa 1.4 σ vom Literaturwert $c\tau = 2.6786$ cm [35] ab, der in Abb. 6.22 als gestrichelte Linie eingetragen ist. Sowohl für die K_S^0-Mesonen mit Transversalimpulsen $p_t < 1.25$ GeV als auch mit $p_T > 1.25$ GeV ergeben sich Zerfallslängen die sehr gut mit dem Literaturwert übereinstimmen, nämlich $c\tau_{p_T<1.25} = 2.68 \pm 0.03$ cm und $c\tau_{p_T>1.25} = 2.68 \pm 0.05$ cm.

Abbildung 6.24 zeigt die $\Delta\chi^2$-Verteilungen zur Bestimmung der Λ-Lebensdauer, dabei werden Λ und $\bar{\Lambda}$ zunächst gemeinsam, aber auch getrennt behandelt. Es wird eine mittlere Zerfallslänge des Λ-Baryon von

$$c\tau(\Lambda(\bar{\Lambda})) = 7.800 \pm 0.195 \text{ cm}$$

gemessen. Verwendet man nur die Λ- bzw. $\bar{\Lambda}$-Baryonen zur Bestimmung der Lebensdauern, so ergibt sich $c\tau = 7.822 \pm 0.323$ cm bzw. $c\tau = 7.791 \pm 0.219$ cm. Diese Werte sind in Übereinstimmung mit dem mittels der totalen Verteilung bestimmten Wert. Die gemessene Λ-Lebensdauer stimmt gut mit dem Literaturwert von 7.89 cm überein [35].

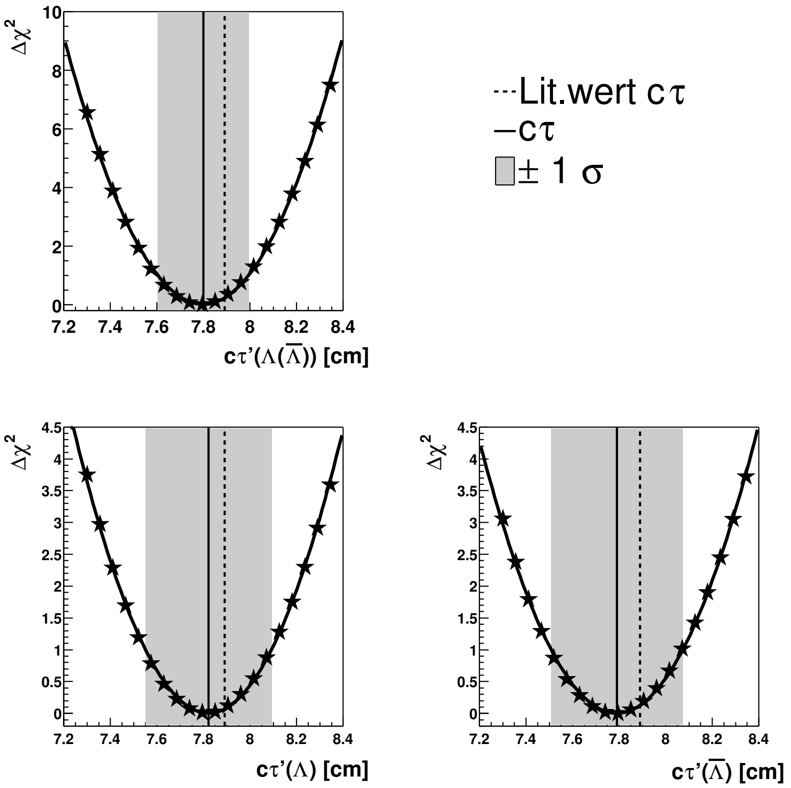


Abbildung 6.24: χ^2- Verteilung für verschiedene Λ-Lebensdauern im MC

Kapitel 7

Messung des inklusiven K_S^0- und Λ-Produktionswirkungsquerschnittes

In diesem Kapitel soll beschrieben werden, wie man von der Rekonstruktion der K_S^0- und Λ-Zerfälle zur Messung der Produktionswirkungsquerschnitte gelangt.
Dazu wird zunächst die Vorgehensweise bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes und der Korrektur der Daten vorgestellt (Kap. 7.1). Anschließend werden die Observablen, anhand derer die K_S^0- und Λ-Produktion untersucht werden soll, eingeführt (Kap. 7.2). Um differentielle Wirkungsquerschnitte der Observablen zu messen, werden die Migrationen mittels der Stabilität, des Reinheitsgrades und der Auflösung der Rekonstruktion dieser Größen untersucht (Kap. 7.3). Dies ist nötig, um die differentiellen Intervalle der Observablen zu rechtfertigen. Die Anzahl der rekonstruierten K_S^0- und Λ-Zerfälle kann nun in den Intervallen dieser Größen mit den Verteilungen des rekonstruierten Monte Carlos verglichen werden (Kap. 7.4). Anschließend sollen die Korrekturfaktoren für diese Verteilungen untersucht (Kap. 7.5) und der totale Wirkungsquerschnitt der K_S^0- und Λ-Produktion berechnet werden (Kap. 7.6).

7.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes und Korrektur der Daten

Der Wirkungsquerschnitt der K_S^0- bzw. Λ-Produktion ist gegeben durch

$$\sigma = \frac{N}{L \cdot \varepsilon \cdot BR} \quad , \tag{7.1}$$

wobei mit L die Luminosität des verwendeten Datensatzes und mit N die beobachtete Anzahl an K_S^0- bzw. Λ-Zerfällen bezeichnet wird. Da nur jeweils ein Zerfallskanal gemessen werden kann, wird durch das entsprechende Verzweigungsverhältnis BR dividiert, um den gesamten Produktionswirkungsquerschnitt zu bestimmen. Es werden in dieser Analyse grundsätzlich die Wirkungsquerschnitte für den sichtbaren Bereich, $-1.3 < \eta_{\Lambda,K_S^0} < 1.3$ und $0.5 < p_{T\Lambda,K_S^0} < 3.5\,\mathrm{GeV}$, angegeben. Die Extrapolation in den

experimentell nicht zugänglichen kinematischen Bereich bei kleineren Transversalimpulsen und größeren Pseudorapiditäten wird nicht durchgeführt. Diese Extrapolation in den nicht gemessenen Bereich würde eine perfekte Beschreibung der erst noch zu untersuchenden Größen wie p_T und η voraussetzen.
Der Korrekturfaktor $1/\varepsilon$ enthält sowohl die Korrekturen der Effizienzen der Rekonstruktion des gestreuten Elektrons, des verwendeten Subtriggers sowie der K^0_S- bzw. Λ-Rekonstruktion. $1/\varepsilon$ wird mit Hilfe von Monte Carlo Ereignissen bestimmt und ist definiert als

$$\varepsilon = \frac{N_{recMC}}{N_{genMC}} \quad . \tag{7.2}$$

Dabei bezeichnet N_{recMC} die Anzahl beobachteter Λ- oder K^0_S-Zerfälle in simulierten und rekonstruierten Monte Carlo Ereignissen, während N_{genMC} die Anzahl von Zerfällen im generierten Monte Carlo angibt.
Auf das rekonstruierte MC werden alle Selektions- und Rekonstruktionsschritte angewandt, einschließlich der Abfrage des Subtriggers. Im generierten MC werden in der Größe N_{genMC} alle Λ bzw. K^0_S im sichtbaren Bereich $0.5 < p_T < 3.5$ GeV und $|\eta| < 1.3$ berücksichtigt, die im durch Q^2 und y festgelegten Phasenraum liegen.

Diese Korrektur ist nötig, da aufgrund eingeschränkter geometrische Akzeptanz, Effizienzen und endlicher Auflösung des Detektors nur ein Bruchteil der wahren Anzahl von Zerfällen beobachtet wird. Ursache von Verlusten sind zum einen die Schnitte zur Untergrundunterdrückung sowohl bei der Rekonstruktion des gestreuten Elektrons als auch bei der Rekonstruktion von K^0_S und Λ. Zum anderen können die Ereignisse außerhalb der Akzeptanz des Detektors liegen, beispielsweise wenn das Elektron nicht in das SpaCal gestreut wird, oder die Töchterteilchen des Λ oder K^0_S die Spurkammer CJC nur am Rande durchqueren und aufgrund der Bedingung an η oder p_T der Spuren verworfen werden. Weitere Verluste treten aufgrund der Effizienzen der Detektorkomponenten oder des Triggers auf. Hinzu kommt, dass aufgrund der endlichen Auflösung des Detektors, Ereignisse, die eigentlich im untersuchten Phasenraum lägen, verworfen werden können. Genauso können Ereignisse behalten werden, die eigentlich entsprechend der wahren kinematischen Größen hätten verworfen werden müssen.
Der Faktor $1/\varepsilon$ korrigiert auf alle diese Effekte einschließlich der Triggereffizienzen in einem Schritt. Da die Triggerentscheidungen des simulierten Monte Carlos verwendet werden, um auf die Effizienzen der Subtrigger zu korrigieren, muss überprüft werden, dass die Triggereffizienzen in den Daten von der Simulation reproduziert werden können. Dies wird in Abschnitt 7.5.1 gezeigt.

Die Messung der kinematischen Größen eines Ereignisses kann durch QED-Abstrahlungen beeinflusst werden, dies kann ebenfalls zur Folge haben, dass Ereignisse im untersuchten Phasenraum generiert, aber außerhalb dessen rekonstruiert werden oder umgekehrt.
Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sollen so korrigiert werden, dass Einflüs-

se radiativer Abstrahlungen eliminiert werden. Daher beinhaltet das rekonstruierte MC QED-Strahlungskorrekturen, d.h. das Elektron kann vor oder nach der Wechselwirkung ein Elektron abstrahlen, während das generierte Monte Carlo ausschließlich nicht-radiative Ereignisse enthält. Der Korrekturfaktor für die QED-Abstrahlungseffekte kann definiert werden als Verhältnis der Anzahl generierter Monte Carlo Ereignisse N_{genMC} zu den Monte Carlo Ereignissen, die man erhält, wenn die radiativen Korrekturen berücksichtigt werden, N_{genMC}^{QED}:

$$c_{QEDkorr} = \frac{N_{genMC}}{N_{genMC}^{QED}} \qquad . \tag{7.3}$$

Die in Glg. 7.2 definierte Effizienz ε, die zur Korrektur der Daten verwendet wird, setzt sich zusammen aus der eigentlichen Rekonstruktionseffizienz ε' und der Korrektur radiativer QED-Effekte $c_{QEDkorr}$:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon'}{c_{QEDkorr}} = \frac{N_{recMC}^{QED}}{N_{genMC}^{QED}} \cdot \frac{N_{genMC}^{QED}}{N_{genMC}} = \frac{N_{recMC}^{QED}}{N_{genMC}} \qquad . \tag{7.4}$$

Somit wird gleichzeitig mit der Korrektur auf Detektor- und Rekonstruktionseffekte auch auf Effekte der QED-Abstrahlung korrigiert.

Bei der Messung differentieller Wirkungsquerschnitte wird die kontinuierliche Verteilung einer Observablen gemessen und in diskrete Intervalle unterteilt. Die endliche Aufösung des Detektors führt zu einer endlichen Auflösung der Messung der kinematischen Variablen. Daher und aufgrund der eben beschriebenen QED-Abstrahlungseffekte kann eine Eigenschaft eines Ereignisses in einem Intervall j einer Größe gemessen werden, während die wahre Größe einem anderen Intervall i entspricht. Diesen Vorgang bezeichnet man als Migration. Eine geeignete Korrektur der gemessenen, differentiellen Verteilungen der Daten, muss auch diese Migrationseffekte berücksichtigen.
Die einfachste Vorgehensweise ist die Faktormethode, bei der die einzelnen Intervalle unabhängig voneinander nach der eingangs beschriebenen Vorgehensweise korrigiert werden. Für jedes Intervall i wird der Korrekturfaktor $1/\varepsilon_i$ bestimmt, der analog zu Glg. 7.2 gegeben ist durch

$$\varepsilon_i = \frac{N_{recMC,i}}{N_{genMC,i}} \qquad . \tag{7.5}$$

Diese Methode, die die einzelnen Intervalle unabhängig behandelt, kann nur angewendet werden, wenn die Migrationen zwischen den Intervallen und damit auch ihre Korrelationen klein sind. Die Wahl der Größe der Intervalle einer Verteilung spielt dabei eine wichtige Rolle. Sie sollte stets größer als die experimentelle Auflösung sein und so gewählt werden, dass die Migrationen möglichst klein sind bei gleichzeitig größtmöglicher Anzahl an Intervallen. Im Abschnitt 7.3 werden die Migrationen der verwendeten Observablen anhand der Stabilität und des Reinheitsgrades in den Intervallen untersucht und die Intervallgrößen festgelegt.

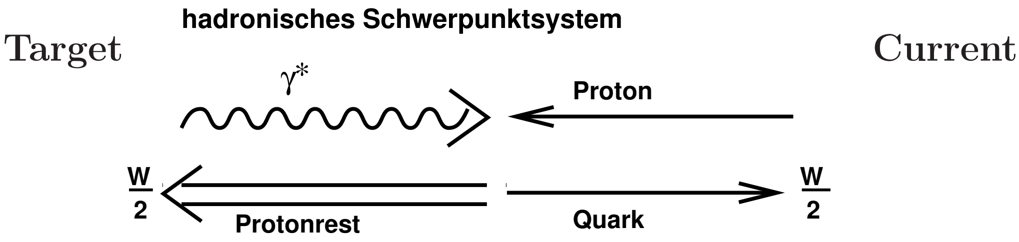


Abbildung 7.1: Der QPM-Prozess im hadronischen Schwerpunktsystem. Die positive z-Achse ist durch die Richtung des einlaufenden Photons festgelegt.

7.2 Definition der Observablen der K_S^0- und Λ-Produktion

Zur Analyse der Produktion von K_S^0-Mesonen und Λ-Baryonen werden sowohl Variablen im Laborsystem, als auch im hadronischen Schwerpunkt- und im Breitsystem untersucht. Diese Systeme werden zunächst vorgestellt. Anschließend wird auf Probleme bei der Messung der Zerfallswinkelverteilung im Ruhesystem der Λ-Baryonen eingegangen.

7.2.1 Größen im hadronischen Schwerpunktsystem und im Breitsystem

Im Laborsystem (Abb. 4.2) sind der Elektronstrahl und Protonstrahl kollinear und haben die Vierervektoren $p_e = (E_e, 0, 0, -E_e)$ und $p_p = (E_p, 0, 0, E_p)$.[1] Für Untersuchungen des hadronischen Endzustandes sind Bezugssysteme, in denen die Lorentztransformation in Richtung des Protonstrahls und der Einfluss des Elektrons eliminiert wurden, besser geeignet. Das hadronische Schwerpunktsystem und das Breitsystem sind solche Systeme.

Das hadronische Schwerpunktsystem

Das hadronische Schwerpunktsystem (hCMS) ist definiert als das System, in dem die Impulse des einlaufenden Photons und Protons gleichen sich aus, $(\vec{P} + \vec{q}) = 0$. Die invariante Masse des Systems ist gegeben durch $W^2 = (P + q)^2$. Die positive z-Achse ist durch die Photonrichtung festgelegt.[2]

Im Quark-Partonmodell hat das gestreute Quark im hCMS nur eine Impulskomponente in positiver z-Richtung. Der Impuls des Protonrests gleicht den des Quarks aus und ist parallel zur negativen z-Achse. Abbildung 7.1 zeigt den QPM-Prozess im

[1] Die Teilchenmassen werden hier vernachlässigt.

[2] Die Wahl der z-Achse im hCMS und im Breitsystem ist nicht durch eine einheitliche Konvention festgelegt.

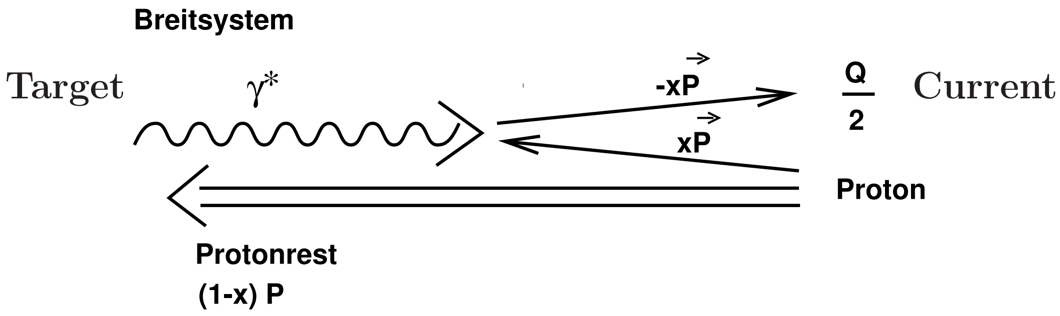


Abbildung 7.2: Der QPM-Prozess im Breitsystem. Die positive z-Achse wird durch die Richtung des einlaufenden Protons festgelegt, weist also in der Abbildung nach links.

hCMS.
Man unterscheidet die *current* Hemisphäre des hCMS, die dem Stromquark des QPM-Prozesses zugeordnet wird, ($p_z > 0$), und die *target* oder Protonrest-Hemisphäre mit $p_z < 0$. Jeder dieser Hemisphären steht die Energie $W/2$ zur Verfügung.[3]

Breitsystem

Auch im Breitsystem sind das einlaufende Photon und Proton kollinear. Dabei ist das Photon vollständig raumartig und überträgt bei der Kollision keine Energie sondern ausschließlich Impuls. Die positive z-Achse wird durch das einlaufende Proton festgelegt. Im QPM-Prozess wird das einlaufende Quark am Boson reflektiert, wobei es vor der Kollision den Vierervektor $p = (Q/2, 0, 0, -Q/2)$ und nach der Kollision den Vierervektor $p = (Q/2, 0, 0, +Q/2)$ hat. Abbildung 7.2 veranschaulicht dies. Es wird häufig der Vergleich eines von einer Steinmauer zurückspringenden Tennisballs herangezogen. Im Breitsystem gilt $\vec{p}_\gamma + 2x_{bj}\vec{p}_p = 0$.[4]
Auch im Breitsystem unterscheidet man die *current* und *target* Hemisphäre entsprechend negativem und positivem p_z^{Breit}.
Die Hemisphären des hadronischen Schwerpunkt- und des Breitsystems fallen nicht zusammen. Im Fall des QPM sind das hadronische Schwerpunktsystem und das Breitsystem über eine longitudinale Lorentztransformation miteinander verknüpft, in beiden Systemen tritt der Protonrest als reiner Beobachter auf, dessen Impuls bei der Wechselwirkung unverändert bleibt.

Durch die Unterscheidung der beiden Hemisphären kann der Bereich der Fragmentation des harten Streuprozesses (*current*-Hemisphäre) und der Bereich der Fragmentation des Protonrests (*target*-Hemisphäre) separiert werden. Diese Trennung ist allerdings nur im Fall des QPM-Ereignisses exakt möglich. In Prozessen höherer Ordnung wie dem BGF- oder QCD-Compton-Prozess können die Partonen des harten Prozesses auch in der *target*-Region des Breitsystems fragmentieren [81].

[3]Die Protonmasse wird hier vernachlässigt.
[4]Da im Folgenden die ebenfalls mit x bezeichneten skalierten Impulse x_F und x_p eingeführt werden, wird die Bjorken-Skalenvariable hier mit x_{bj} anstelle von x bezeichnet.

Die *current* Hemisphären des hCMS oder auch des Breitsystems werden oft zu Vergleichen mit Messungen an e^+e^--Experimenten herangezogen, da im QPM-Prozess die *current* Hemisphäre mit einer Hemisphäre eines $e^+e^- \to q\bar{q}$ Ereignisses zusammenfällt. Dieser Vergleich ist aufgrund der Tatsache, dass z.B. im Fall der Boson-Gluon-Fusion im Breitsystem auch beide Quarks des harten Subprozesses in die *target*-Hemisphäre emittiert werden können, nur bedingt möglich, wenn Prozesse höherer Ordnungen betrachtet werden.

Zur Untersuchung der Produktion von K^0_S-Mesonen und Λ-Baryonen werden neben den Größen η^* und p^*_T im hadronischen Schwerpunktsystem sowie η^{Breit} und p_T^{Breit} im Breitsystem auch die skalierten Impulse x_F und x_P verwendet.
Der skalierte longitudinale Impuls x_F wird im hadronischen Schwerpunktsystem definiert als longitudinaler Anteil eines Teilchenimpulses am maximalen Impuls $W/2$, $x_F = 2 \cdot p^*_z/W$, und kann Werte zwischen $-1 \leq x_F \leq 1$ annehmen.
Eine ähnlich Größe im Breitsystem stellt $x_p = |\vec{p}|/p_{max} = 2 \cdot |\vec{p}^{Breit}|/Q$ dar. In der *current* Hemisphäre des Breitsystems nimmt x_p Werte zwischen $0 \leq x_P \leq 1$ an, da das gestreute Quark einen Impuls vom Betrag $|\vec{p}_{quark}| = Q/2$ trägt und dies der in dieser Hemisphäre maximale Impuls ist. In der *target* Hemipshäre gilt diese Begrenzung nicht, da anders als im hCMS den beiden Hemisphären nicht die gleiche maximale Energie zur Verfügung steht. Es sind hier auch Werte $x_p > 1$ möglich. Die Größen x_F und x_p sind nicht lorentzinvariant.

7.2.2 Messung der *Seagull*-Verteilung

Trägt man die Mittelwerte der Quadrate der Transversalimpulse $\langle p_T^{*2} \rangle$ im hCMS gegen x_F auf, erhält man die *Seagull*-Verteilung, die so genannt wird, da deren Form, im Fall dass beide Hemisphären $-1 < x_F < 1$ beobachtet werden können, an eine Möwe erinnert. Die mittleren Transversalimpulse $\langle p_T^{*2} \rangle$ steigen mit zunehmendem $|x_F|$ an, während sie bei $x_F = 0$ sehr klein werden. Die kleinen $\langle p_T^{*2} \rangle$ bei $x_F = 0$ können durch Phasenraumargumente erklärt werden.
Zur Bestimmung der mittleren quadratischen Transversalimpulse $\langle p_T^{*2} \rangle$ im Fall der K^0_S- und Λ-Zerfälle werden in den einzelnen x_F-Intervallen die Transversalimpulse p_T^{*2} aller Kandidaten in einem Massenfenster einer Breite von 3σ um die nominelle K^0_S- bzw. Λ-Masse betrachtet.
Von dieser Verteilung, die Beiträge sowohl vom Signal als auch vom Untergrund enthält, werden die p_T-Spektren der Kandidaten, die in Seitenbändern deutlich separiert vom Signal liegen, abgezogen. Es wird dazu jeweils ein Massenfenster ober- und unterhalb des Signals verwendet. Beispiele für diese untergrundkorrigierten p_T^{*2}-Spektren finden sich in Anhang D.
In Abb. 7.3 sind die Mittelwerte $\langle p_T^{*2} \rangle$ dieser untergrundkorrigierten Spektren aufgetragen, sowohl für die Daten (Symbole) als auch für das rekonstruierte RAPGAP Monte Carlo. Die Verteilung der K^0_S-Mesonen ist links, die der Λ-Baryonen rechts

abgebildet. In beiden Fällen weisen die Verteilungen des rekonstruierten Monte Carlo im Mittel zu kleine Transversalimpulse $\langle p_T^{*2} \rangle$ auf.

Die Mittelwerte $\langle p_T^{*2} \rangle$ sind bisher nur auf die Beiträge des Untergrundes zum K_S^0-

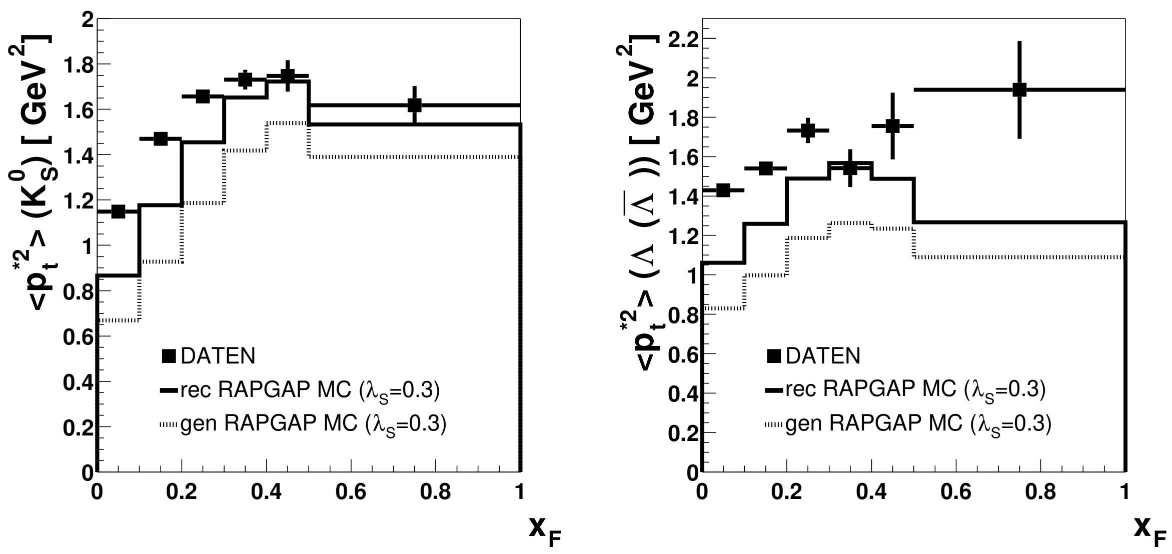


Abbildung 7.3: Die unkorrigierten Mittelwerte $\langle p_T^{*2} \rangle$ gegen x_F in den Daten (Symbole) und im rekonstruierten Monte Carlo (Histogramm) für K_S^0 (links) und Λ (rechts). Die Untergrundsubtraktion wurde bereits durchgeführt. Zusätzlich ist auch die Verteilung im generierten Monte Carlo (gepunktetes Histogramm) dargestellt, die zur Korrektur auf Detektor- und QED-Abstrahlungseffekte verwendet wird.

bzw. Λ-Signal korrigiert. Des Weiteren ist eine Korrektur auf den Einfluss von Detektoreffekten, den Rekonstruktionseffizienzen sowie den radiativen QED-Effekten nötig. Dazu werden die Mittelwerte $\langle p_T^{*2} \rangle$ in den einzelnen x_F-Intervallen im rekonstruierten Monte Carlo und im generierten Monte Carlo verglichen. Letztere sind ebenfalls in Abb. 7.3 als gepunktete Histogramme dargestellt. Die größeren mittleren Transversalimpulsquadrate im rekonstruierten gegenüber dem generierten Monte Carlo sind eine Folge der kleineren Effizienzen bei kleinem p_T^*, die in Abschnitt 7.5.2 gezeigt werden.

Das Verhältnis $\langle p_T^{*2} \rangle_{gen} \,/\, \langle p_T^{*2} \rangle_{rec}$ wird verwendet um die Daten zu korrigieren. Da, wie schon in der Korrektur der Daten gemäß Glg. 7.2, das rekonstruierte nicht aber das generierte Monte Carlo QED-Abstrahlungsprozesse enthält, wird gleichzeitig mit den Rekonstruktionseffizienzen und Detektoreffekten auch auf QED-Abstrahlungseffekte korrigiert.

7.2.3 Die Winkelverteilung im Ruhesystem des Λ

Der Zerfallswinkel $\cos\theta^*$ wurde in Kapitel 3.1 als Winkel zwischen dem Protonimpuls im Ruhesystem des Λ und dessen Flugrichtung im Laborsystem eingeführt. Die Messung der Zerfallswinkelverteilung bietet die Möglichkeit, die Polarisation der Λ- und $\bar{\Lambda}$-Baryonen zu bestimmen (Glg. 3.7).
Allerdings wird die Messung erschwert, da die Effizienz der Λ-Rekonstruktion mit dem Zerfallswinkel variiert. Dafür gibt es zwei Gründe, die im Folgenden erörtert werden sollen.
Zum einen ist die Rekonstruktionseffizienz der Λ-Baryonen unter anderem durch die Bedingung an den Transversalimpuls der Töchterteilchen, $p_T^{p;\pi} > 0.15\,\mathrm{GeV}$, begrenzt. Dabei spielt vor allem der Impuls der Pionen eine Rolle, da das π aus dem Λ-Zerfall im Laborsystem stets den kleineren Anteil des Λ-Impulses trägt, während das Proton den größeren Anteil erhält (vgl. Kap. 6.2.1).
Im Fall $\cos\theta^* = -1$ ist der Pionimpuls im Ruhesystem parallel zur Λ-Flugrichtung, bei $\cos\theta^* = 1$ antiparallel. Dies hat zur Folge, dass bei festem Λ-Impuls der Impuls des Pion im Laborsystem mit zunehmendem $\cos\theta^*$ abnimmt und Λ-Kandidaten häufiger aufgrund der Anforderung an das p_T^{π} verworfen werden. Dies zeigt sich in einer Abnahme der Effizienz der Λ-Rekonstruktion mit zunehmendem $\cos\theta^*$.

Ein weiteres Problem stellt der Untergrund von K_S^0-Zerfällen zum Λ-Signal dar. Wie man Abbildung 7.4 entnehmen kann, ist dieser Untergrund in Abhängigkeit vom Zerfallswinkel $\cos\theta^*$ bei unterschiedlichen $p\pi$-Massen konzentriert. Dargestellt ist die $p\pi$-Massenhypothese gegen den Winkel $\cos\theta^*$. Das horizontale Band bei ca. 1.115 GeV entspricht dem Λ-Signal, während der K_S^0-Untergrund als zweites Band zu erkennen ist. Bei negativen $\cos\theta^*$ sind die beiden Bänder deutlich getrennt, so dass die Bestimmung des Λ-Signals nicht beeinträchtigt wird. Aufgrund der Kinematik der Zerfälle nähert sich das K_S^0-Band dem Λ-Band mit zunehmendem $\cos\theta^*$ an, bis sie sich bei $\cos\theta^* \approx 0.3$ überlagern. In diesem Bereich ist aufgrund des Untergrundes eine Bestimmung des Λ-Signals unmöglich, da bei dem Schnitt auf die $\pi\pi$-Massenhypothese (vgl. Kap. 6.2) neben den K_S^0 nahezu das gesamte Λ-Signal entfernt wird.
Abbildung 7.5 zeigt das Λ-Signal im rekonstruierten MC vor dem Schnitt auf die $\pi\pi$-Masse für verschiedene Intervalle von $\cos\theta^*$. Die Punkte zeigen die rekonstruierte Massenverteilung im MC. Zusätzlich sind die Verteilungen der wahren Λ (waagerecht schraffiert) und der wahren K_S^0 (senkrecht schraffiert) eingetragen. Man erkennt, wie sich mit zunehmendem $\cos\theta^*$ die beiden Signale überlagern. In Abbildung 7.6 sind die $M_{p\pi}$-Verteilungen für die Daten dargestellt. Die schraffierten Histogramme zeigen die Massenverteilung vor, die Datenpunkte nach dem Anti-K_S^0-Schnitt auf die $\pi\pi$-Massenhypothese. Im Bereich der Überlagerung der beiden Signale wird durch den Schnitt fast das gesamte Λ-Signal verworfen. Aufgrund dieses Effekts kann im Bereich von $0.2 < \cos\theta^* < 0.8$ weder vor noch nach dem Anti-K_S^0-Schnitt die Größe des Λ-Signals bestimmt werden. Daher wird dieser Bereich von der Messung der Zerfallswinkelverteilung ausgeschlossen werden.

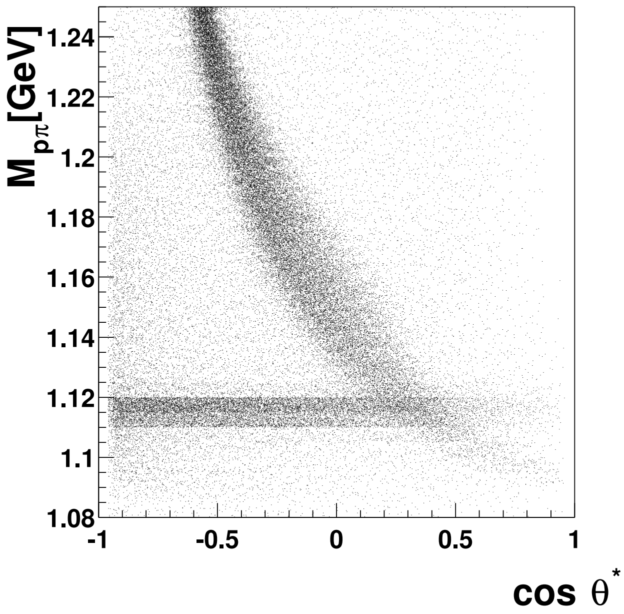


Abbildung 7.4: Zweidimensionale Darstellung der invarianten Masse $M_{p\pi}$ gegen den Zerfallswinkel $\cos\theta^*$. Die Bänder der Λ- und K^0_S-Kandidaten sind zu erkennen und überlagern sich im Bereich positiver $\cos\theta^*$.

7.3 Migrationen in den rekonstruierten Größen

Um die Faktormethode zur Korrektur der differentiellen Verteilungen der Observablen verwenden zu können, muss, wie oben bereits erwähnt, sichergestellt werden, dass die auftretenden Migrationen zwischen den Intervallen klein sind. Ein Maß für die Größe der Migrationen sind der Reinheitsgrad und die Stabilität der K^0_S- bzw. Λ-Rekonstruktion.
Der Reinheitsgrad p gibt den Anteil der im Intervall i rekonstruierten Ereignisse an, deren gemessene Eigenschaft mit der wahren übereinstimmt.

$$\text{Reinheitsgrad} \qquad p = \frac{[N^{MC}_{rec\wedge gen}]_i}{[N^{MC}_{rec}]_i} \tag{7.6}$$

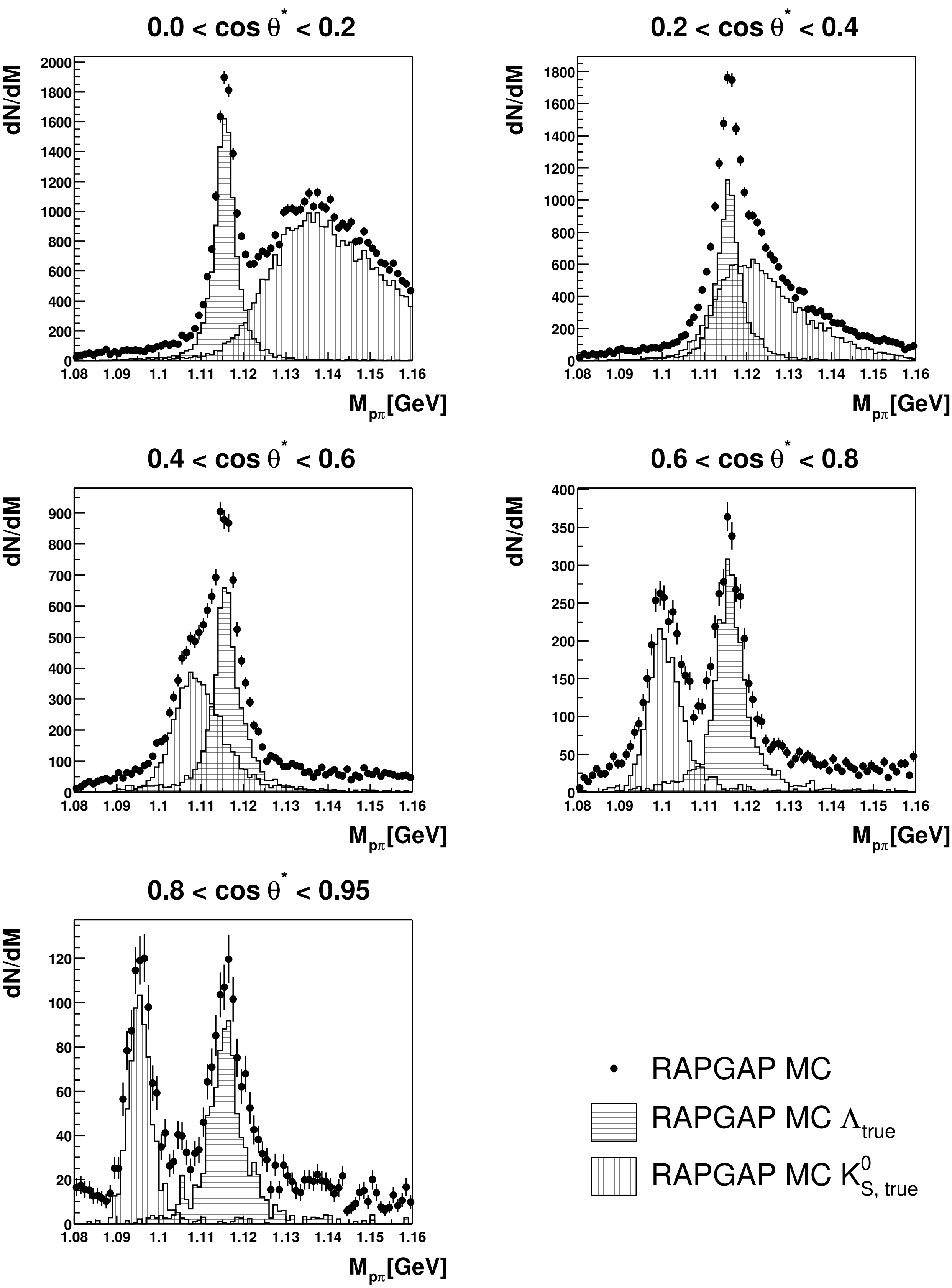


Abbildung 7.5: $M_{p\pi}$ gegen $\cos\theta^*$ im Monte Carlo. Die Symbole zeigen die Massenverteilungen im rekonstruierten Monte Carlo, die Histogramme die rekonstruierten Massen der wahren Λ-Zerfälle (waagerecht schraffiert) und des K_S^0-Untergrundes (senkrecht schraffiert).

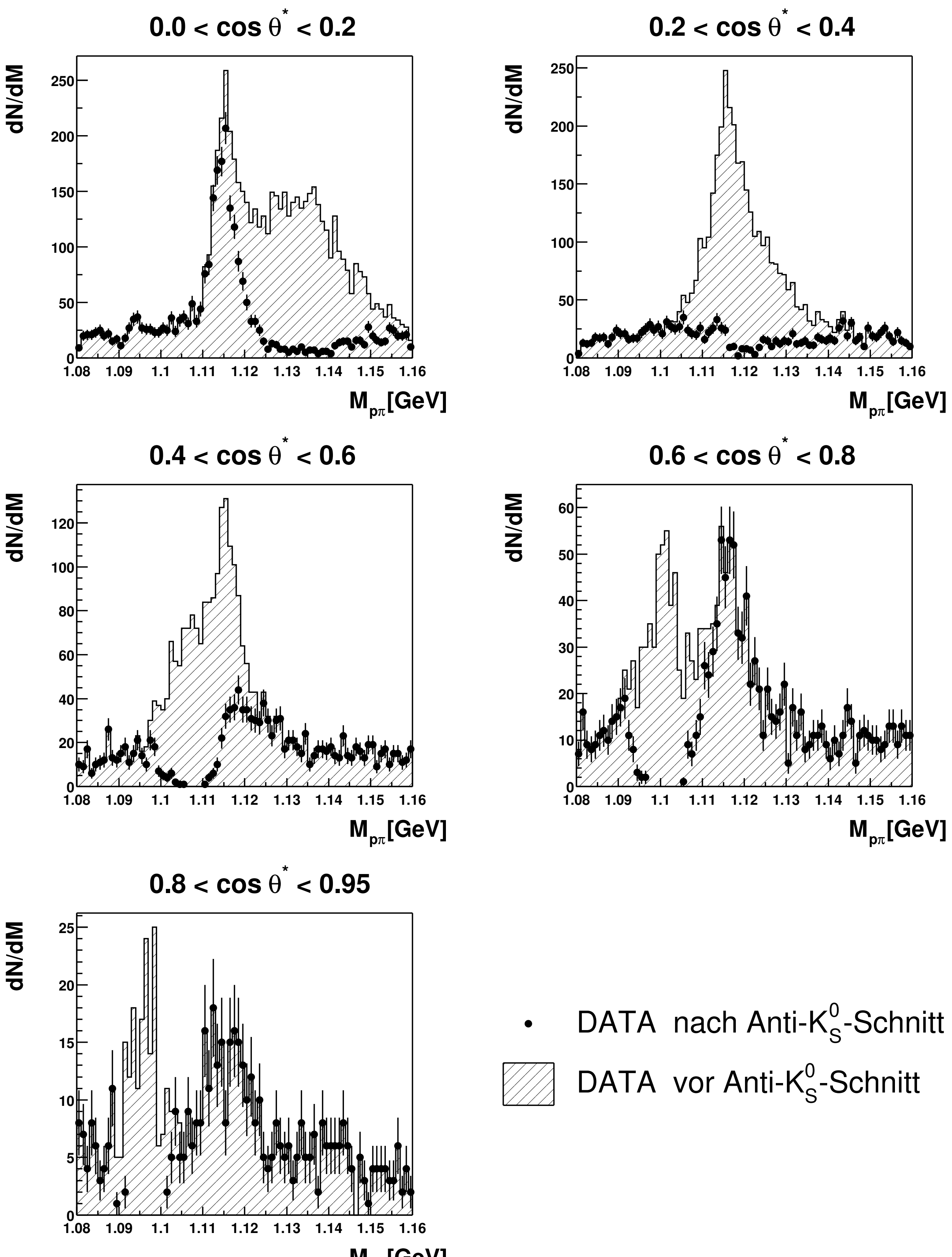


Abbildung 7.6: $M_{p\pi}$ gegen $\cos\theta^*$ in den Daten. Die Symbole zeigen die Massenverteilung nach, die Histogramme vor dem Schnitt auf die $\pi\pi$-Massenhypothese.

Als Stabilität s bezeichnet man den Anteil der im Intervall i generierten Ereignisse, die auch in diesem Intervall rekonstruiert werden.[5]

$$\text{Stabilitat} \qquad s = \frac{[N^{MC}_{rec \wedge gen}]_i}{[N^{MC}_{gen}]_i} \tag{7.7}$$

Bei den Größen $N^{MC}_{rec,i}$ und $N^{MC}_{gen,j}$ in den Glgen. 7.6 und 7.7 werden hier ausschließlich K^0_S- oder Λ-Zerfällen berücksichtigt, die generiert und auch rekonstruiert werden, wenn auch nicht notwendigerweise mit den gleichen gemessenen, rekonstruierten und generierten, wahren Eigenschaften i bzw. j. Ereignisse, die nur auf Generatorniveau beobachtet werden, werden nicht berücksichtigt. Dadurch sind der Reinheitsgrad und die Stabilität dieses Kapitels lediglich sensitiv auf Migrations- und Auflösungseffekte und nicht auf die Effizienzen der Rekonstruktion oder die Akzeptanz des Detektors.[6]
Die Auflösung der Rekonstruktion einer Observablen X ist hier definiert als die Breite der Verteilung der Größe

$$r = \frac{X_{rec} - X_{gen}}{X_{gen}} \qquad . \tag{7.8}$$

Bei der Wahl der Intervallgrößen für die Messung differentieller Wirkungsquerschnitte wurde darauf geachtet, dass diese der experimentellen Auflösung angepasst sind und dass der Reinheitsgrad p und die Stabilität s nicht zu kleine Werte annehmen.

Es wird zunächst überprüft, dass die Intervalle so gewählt sind, dass sie größer als die experimentelle Auflösung der Observablen sind. Die Auflösungen der kinematischen und Laborsystemvariablen für K^0_S und Λ, die überall weniger als 10% betragen, sind in Abbildung 7.7 dargestellt. Die Auflösung verbessert sich mit zunehmendem Transversalimpuls des K^0_S oder des Λ, wobei das p_T des K^0_S besser aufgelöst werden kann als das des Λ. Beide Effekte können dem p_T der Töchterteilchen zugeschrieben werden, das im Fall des Λ, insbesondere für das Pion, kleiner ist als im Fall des K^0_S.
Im hadronischen Schwerpunktsystem (Abb. 7.8) und im Breitsystem (Abb. 7.9) liegen die Auflösungen im Bereich von ca. 4 bis ca. 12 %.

Da aufgrund der endlichen Auflösungen der Messung Migrationen zwischen den Intervallen der Observablen zu erwarten sind, sollen diese nun anhand des Reinheitsgrades und der Stabilität der Rekonstruktion untersucht werden.
Die Abbildungen 7.10 und 7.11 zeigen den Reinheitsgrad p und die Stabilität s der K^0_S- und der Λ-Rekonstruktion in Intervallen der kinematischen Variablen Q^2, x, y und W und der Variablen η und p_T des Λ bzw. K^0_S im Laborsystem.
In den kinematischen Variablen können bei der gewählten Intervallgröße überall hinreichend große Stabilitäten und Reinheitsgrade erreicht werden. Im Laborsystem können η und p_T sehr gut rekonstruiert werden, die Größe der Intervalle ist hier im Wesentlichen durch die Statistik der Λ-Zerfälle begrenzt.

[5]Diese Größe wird manchmal auch als Effizienz bezeichnet. Hier wird die Effizienz definiert als Verhältnis der Anzahl aller rekonstruierten Zerfälle im Intervall i zur Anzahl aller generierten Zerfälle

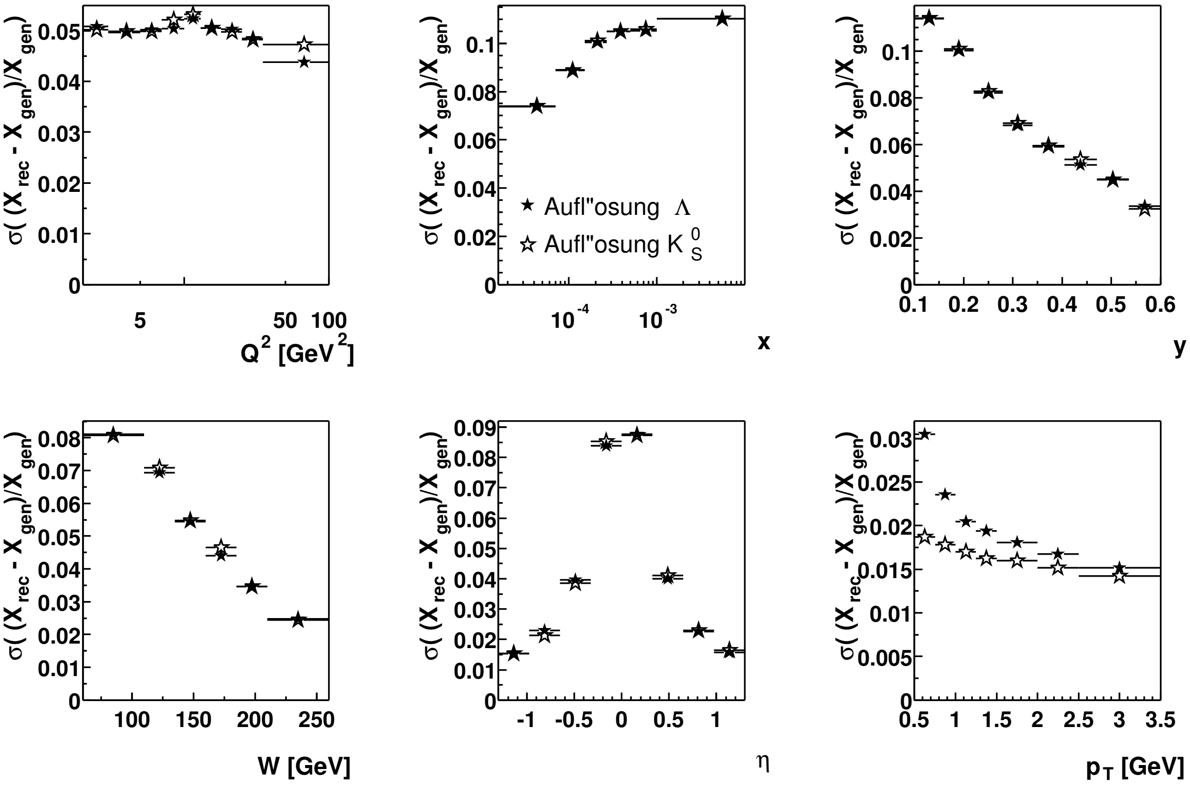


Abbildung 7.7: Auflösung der K_S^0-(gefüllte Symbole) und der Λ-Rekonstruktion (offene Symbole) in den kinematischen Variablen und im Laborsystem.

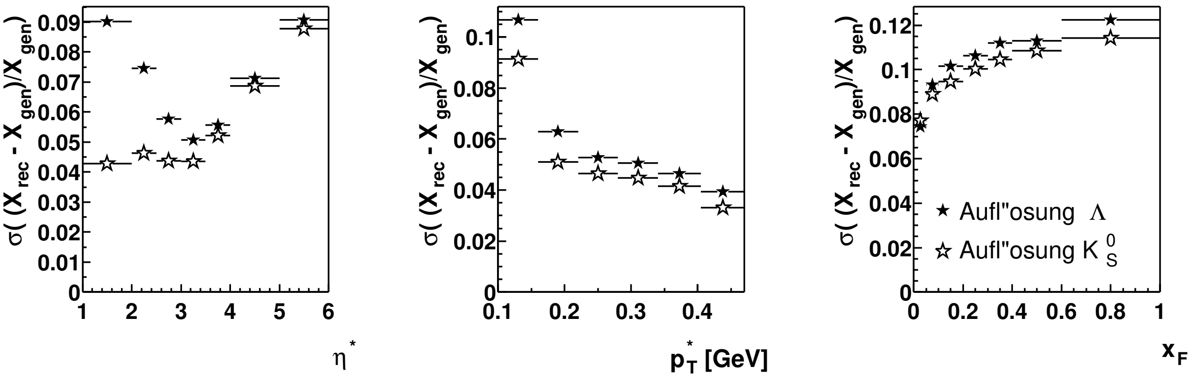


Abbildung 7.8: Auflösung der K_S^0- und der Λ-Rekonstruktion im hadronischen Schwerpunktsystem

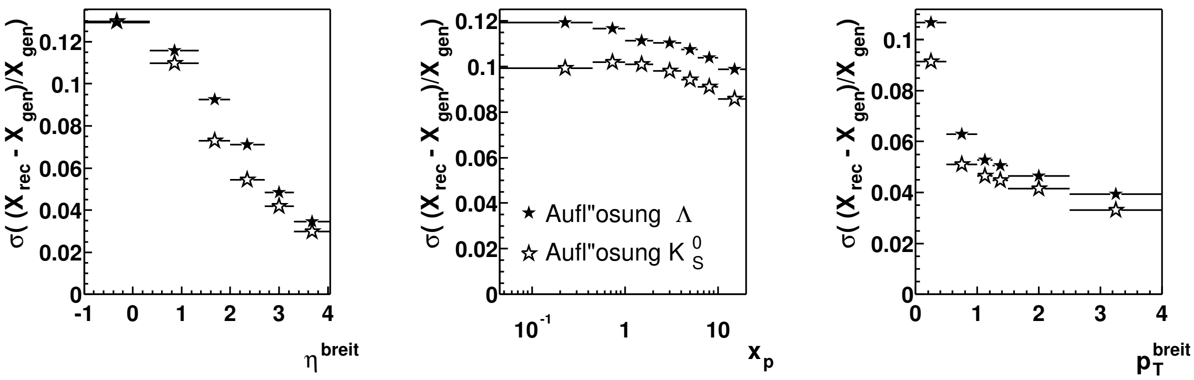


Abbildung 7.9: Auflösung der K_S^0- und der Λ-Rekonstruktion im Breitsystem

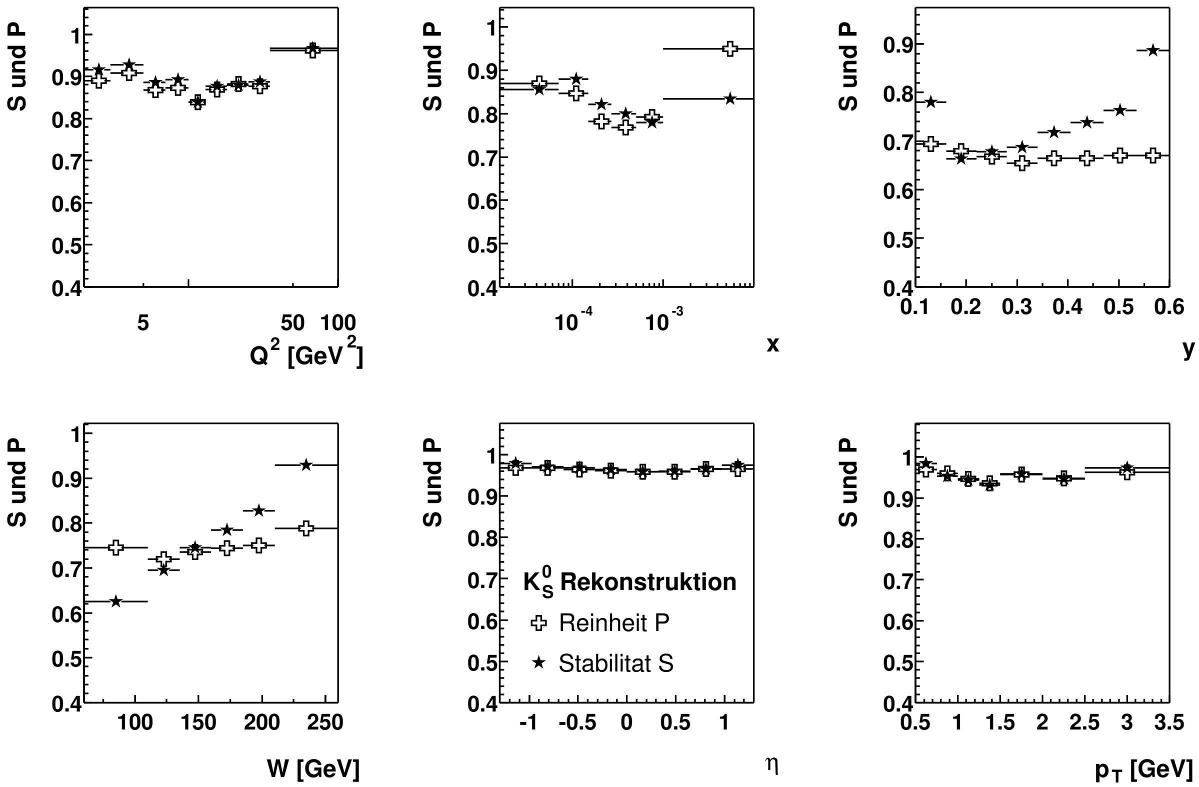


Abbildung 7.10: Reinheitsgrad p (offene Kreuze) und Stabilität s (gefüllte Sterne) der K_S^0-Rekonstruktion im Laborsystem

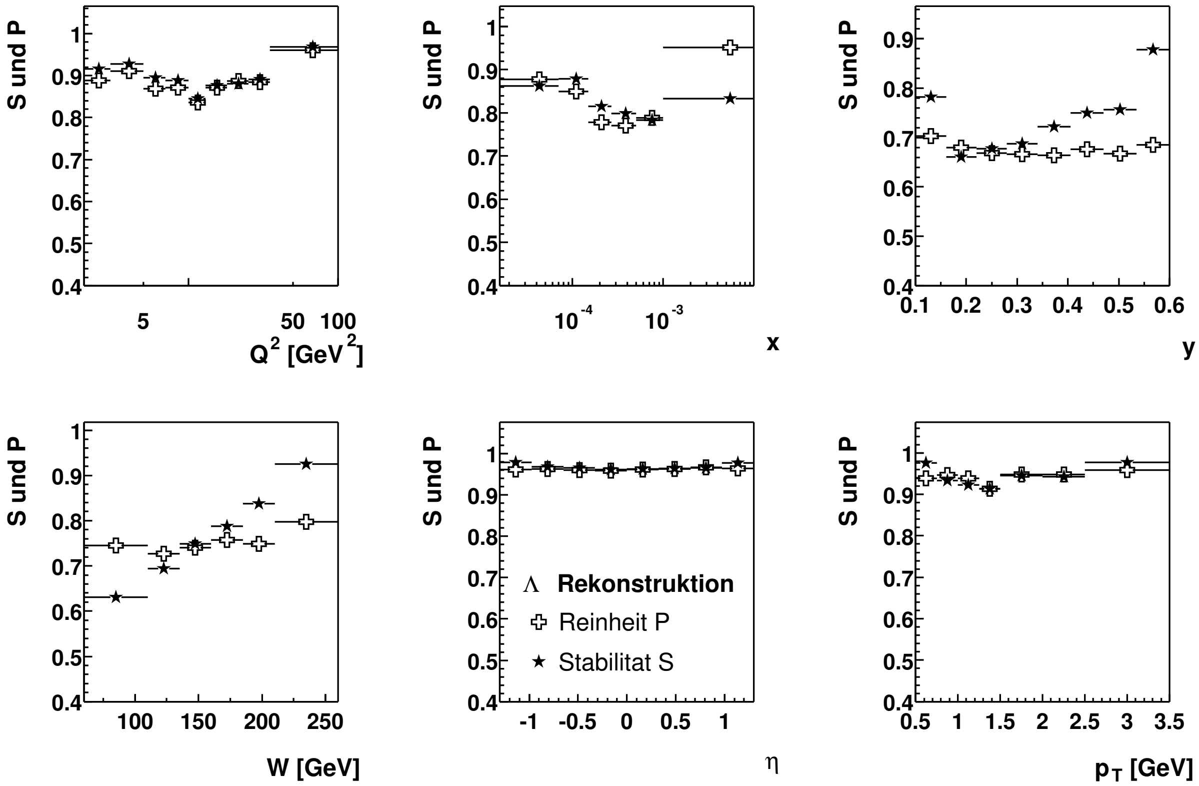


Abbildung 7.11: Reinheitsgrad p (offene Kreuze) und Stabilität s (gefüllte Sterne) der Λ-Rekonstruktion im Laborsystem

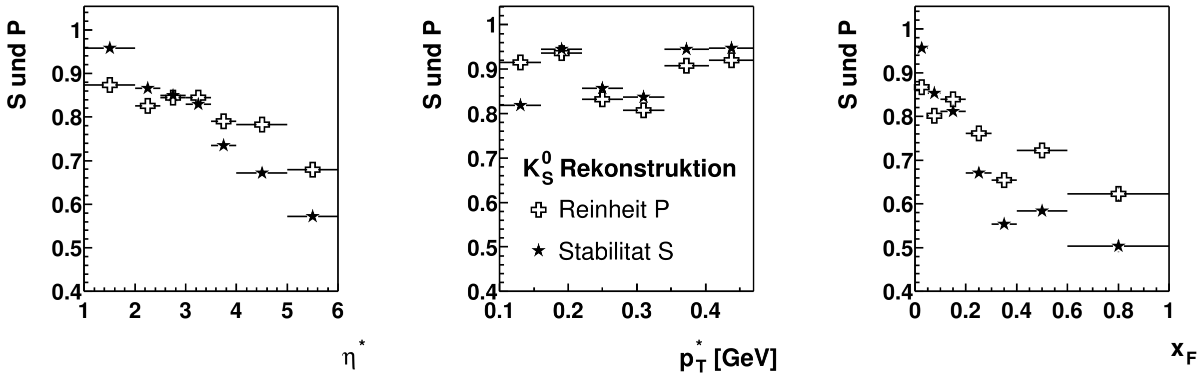


Abbildung 7.12: Reinheitsgrad und Stabilität der K^0_S-Rekonstruktion im hadronischen Schwerpunktsystem

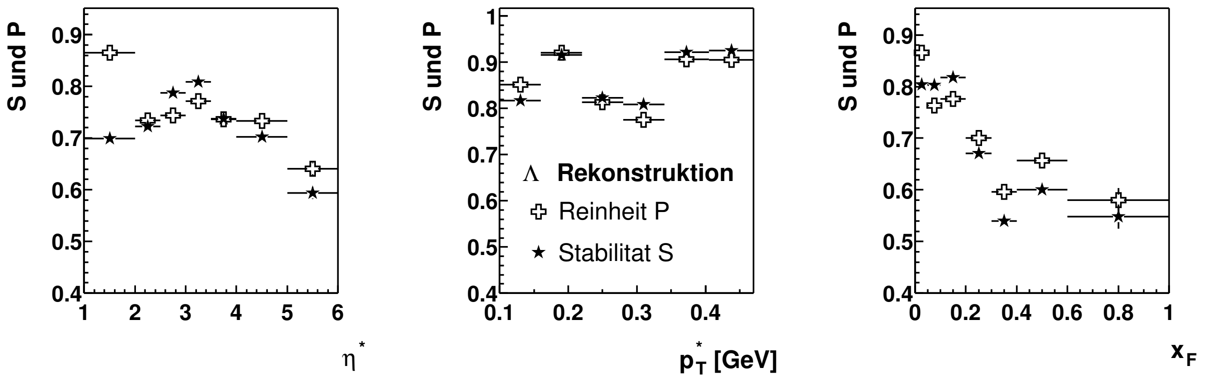


Abbildung 7.13: Reinheitsgrad und Stabilität der Λ-Rekonstruktion im hadronischen Schwerpunktsystem

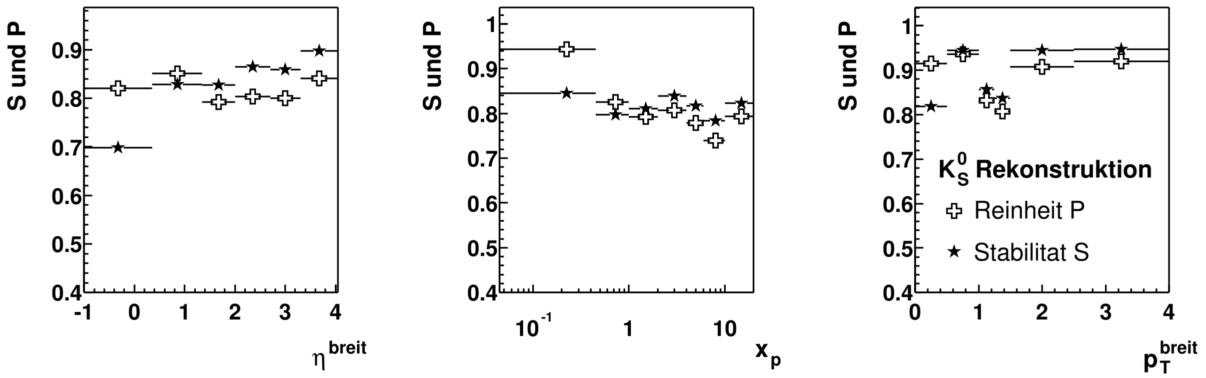


Abbildung 7.14: Reinheitsgrad und Stabilität der K_S^0-Rekonstruktion im Breitsystem

Der Reinheitsgrad und die Stabilität der Größen η^*, p_T^* und x_F im hadronischen Schwerpunktsystem sowie η^{Breit}, p_T^{Breit} und x_p im Breitsystem sind in den Abb.7.12 und 7.14 für die K_S^0-Rekonstruktion und in 7.13 und 7.15 für die Λ-Rekonstruktion dargestellt.
Aufgrund der Lorentztransformation ins hadronische Schwerpunkt- oder ins Breitsystem, bei der man auf die Verwendung der kinematischen Variablen zur Bestimmung des Photonvierervektors angewiesen ist, sind der Reinheitsgrad und die Stabilität in diesen Systemen niedriger als im Laborsystem. Es können überall hinreichend große Werte erzielt werden, allerdings werden bei der Λ-Rekonstruktion minimale Stabilitäten von weniger als 60% erreicht z.B. bei großem η^* oder kleinem η^{Breit}.

in diesem Intervall, $\varepsilon_i = N_{rec,i}^{MC}/N_{gen,i}^{MC}$ (vgl. Glg. 7.2).

[6]Diese Einschränkung gilt natürlich nicht für die Definition der Korrekturfaktoren (Glg.7.5).

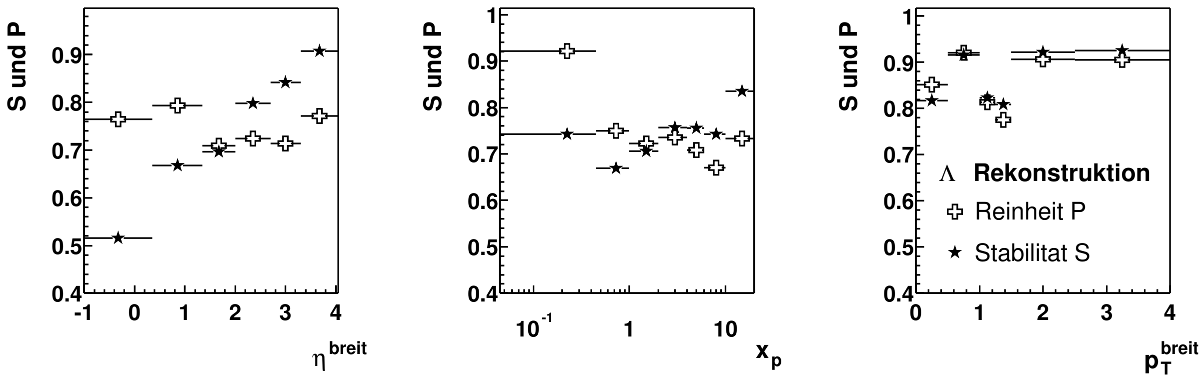


Abbildung 7.15: Reinheitsgrad und Stabilität der Λ-Rekonstruktion im Breitsystem

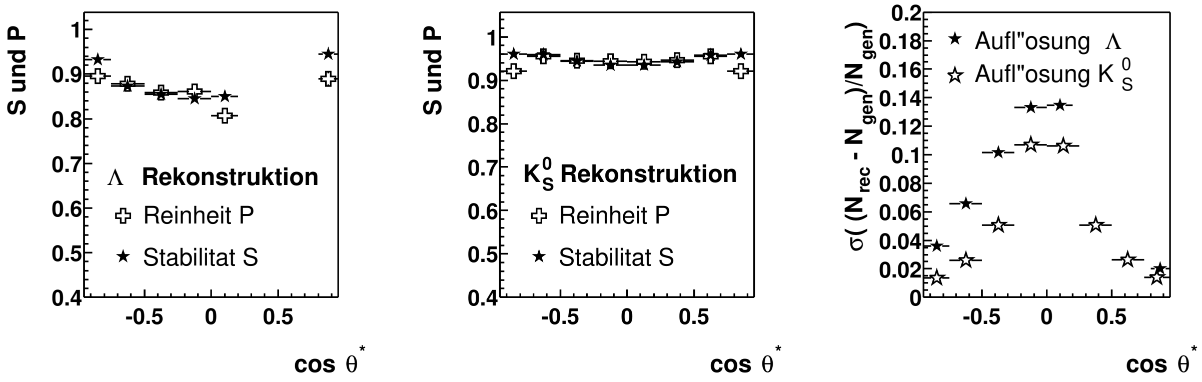


Abbildung 7.16: Stabilität, Reinheitsgrad und Auflösung der Rekonstruktion des Zerfallswinkels von Λ und der K_S^0

Abschließend sollen noch der Reinheitsgrad, die Stabilität und die Auflösung der Zerfallswinkelverteilung $\cos\theta^*$ der Λ-Baryonen aber auch der K_S^0-Mesonen untersucht werden, dargestellt in Abbildung 7.16. Die Stabilität und der Reinheitsgrad der Λ-Zerfallswinkelverteilung liegt bei großen Werten (85% - 95%), die der K_S^0-Zerfallswinkelmessung sogar etwas höher. In beiden Messungen ist der Einfluss des Schnittes auf den maximalen Zerfallswinkel $|\cos\theta^* < 0.95|$ sowie im Fall des Λ der der ausgeschlossenen Region von $0.2 < \cos\theta^* < 0.8$ durch leicht niedrigere Reinheitsgrade in den angrenzenden Intervallen zu beobachten.

Eine Auflistung aller verwendeten Intervalleinteilungen der Observablen der Λ- und K_S^0-Produktion findet sich in Anhang E.

7.4 Kontrollverteilungen

Nachdem für die gewählten Intervalle in den Observablen gezeigt werden konnte, dass keine großen Migrationseffekte erwartet werden, sollen nun die unkorrigierten Verteilungen der Anzahl der K^0_S- und Λ-Zerfälle in diesen Größen mit denen des rekonstruierten Monte Carlos verglichen werden.
Die Anzahl der rekonstruierten K^0_S bzw. Λ wurde entsprechend der in Kap. 6.5.1 beschriebenen Methode durch Anpassung der Parameter einer Gaußverteilung ermittelt. Für das rekonstruierte RAPGAP Monte Carlo wurde im Hadronisierungsschritt ein *strangeness*-Unterdrückungsfaktor von $\lambda_S = 0.3$ verwendet, entsprechend dem Standardwert des JETSET Programmes. Dieser Parameter hat großen Einfluss auf die Größe des Wirkungsquerschnittes seltsamer Teilchen, deshalb werden für die Vergleiche der unkorrigierten Verteilungen sowohl die Daten als auch das Monte Carlo auf die Gesamtzahl der K^0_S bzw. Λ in den Daten normiert.

Die Abbildungen 7.17 und 7.18 zeigen Verteilungen der kinematischen Variablen Q^2, x, y und W sowie η und p_T im Laborsystem für die K^0_S- und Λ-Produktion. In den kinematischen Variablen können insbesondere bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 und x Abweichungen in der Form der Verteilungen zwischen Daten und Monte Carlo beobachtet werden. Die Form der Verteilungen der K^0_S-Produktion stimmt in y und W gut zwischen Daten und Monte Carlo überein, während die Λ-Produktion in diesen Variablen eine leicht unterschiedliche Form in den Daten und im Monte Carlo aufweist. Die Form der Verteilungen der Pseudorapidität η der Λ-Baryonen ist unterschiedlich in den Daten und im Monte Carlo, die Verteilung des Transversalimpulses wird von der Simulation zu weich reproduziert.
Insbesondere die Unterschiede in der η-Verteilung weisen auf interessante, bisher nicht gut verstandene Aspekt der Produktion seltsamer Teilchen und insbesondere seltsamer Baryonen hin.
Im hadronischen Schwerpunktsystem, Abbildungen 7.19 und 7.20, sind die Abweichungen zwischen Daten und Monte Carlo in der Pseudorapidität und im Transversalimpuls wieder zuerkennen. Im Bereich kleiner Pseudorapiditäten η^*, der mit dem großer η im Laborsystem korreliert ist, wird die Form der Produktion von Λ-Baryonen nicht vom Monte Carlo reproduziert. Auch im Transversalimpuls p^*_T ist der Überschuss von Monte Carlo Ereignissen für kleine p^*_T zu erkennen. Die Form der Verteilung des longitudinalen Impulsanteils x_F kann für K^0_S besser als für Λ beschrieben werden.
Die Variablen des Breitsystems sind in den Abbildungen 7.21 und 7.22 abgebildet. Im Breitsystem entspricht der Bereich positiver η^{Breit} der Richtung des Protons bzw. dem Bereich positiver η im Laborsystem. Auch hier kann die Abweichung zwischen der Anzahl K^0_S bzw. Λ in den Daten und Monte Carlo wiedergefunden werden. Die Produktion in Abhängigkeit von x_p weist ebenfalls Unterschiede in der Form der Daten und Monte Carlo Verteilungen auf.

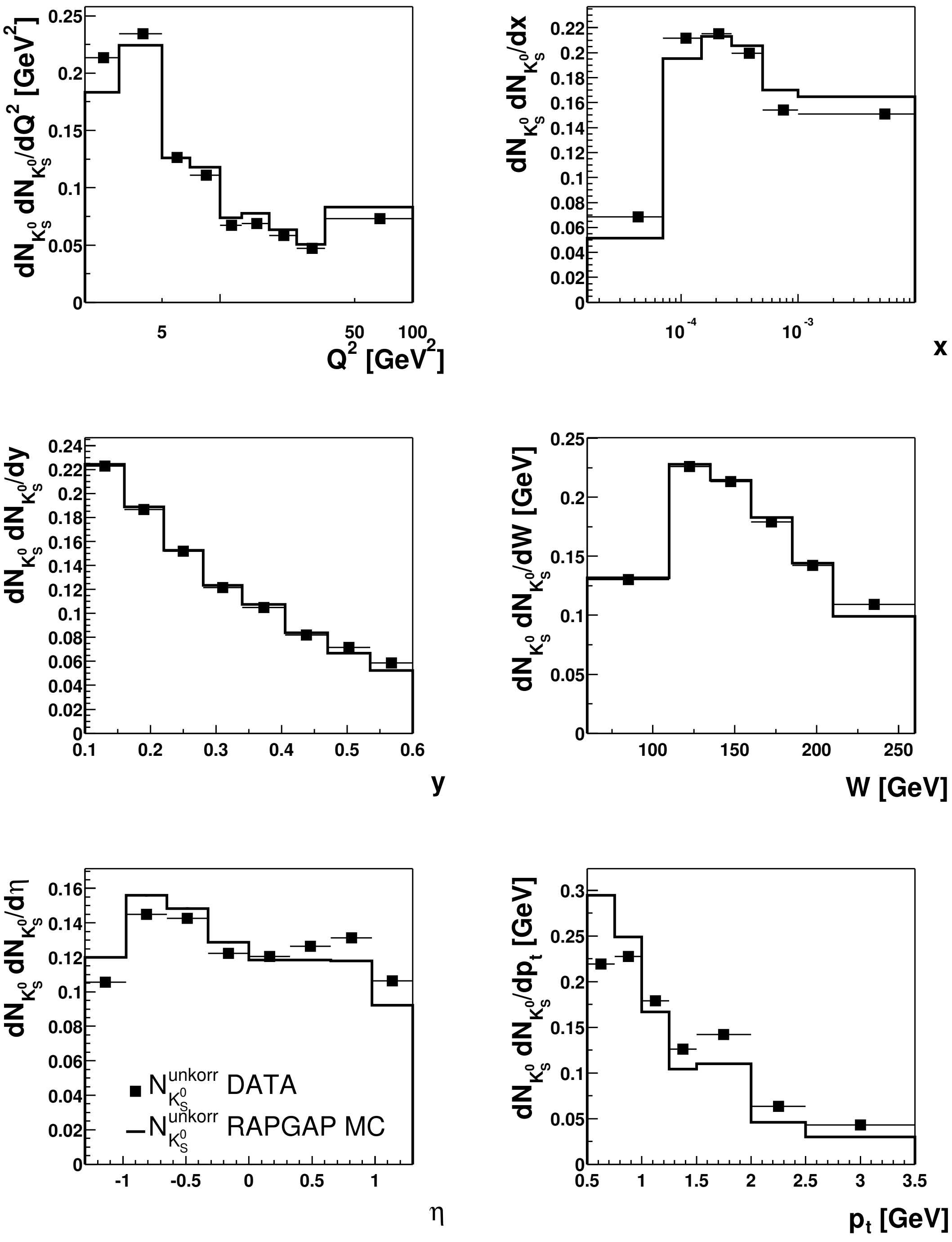


Abbildung 7.17: Die unkorrigierte Anzahl der rekonstruierten K_S^0-Mesonen in den kinematischen Variablen und im Laborsystem für die Daten und das rekonstruierte RAPGAP Monte Carlo. Sowohl Daten als auch Monte Carlo sind auf eins normiert.

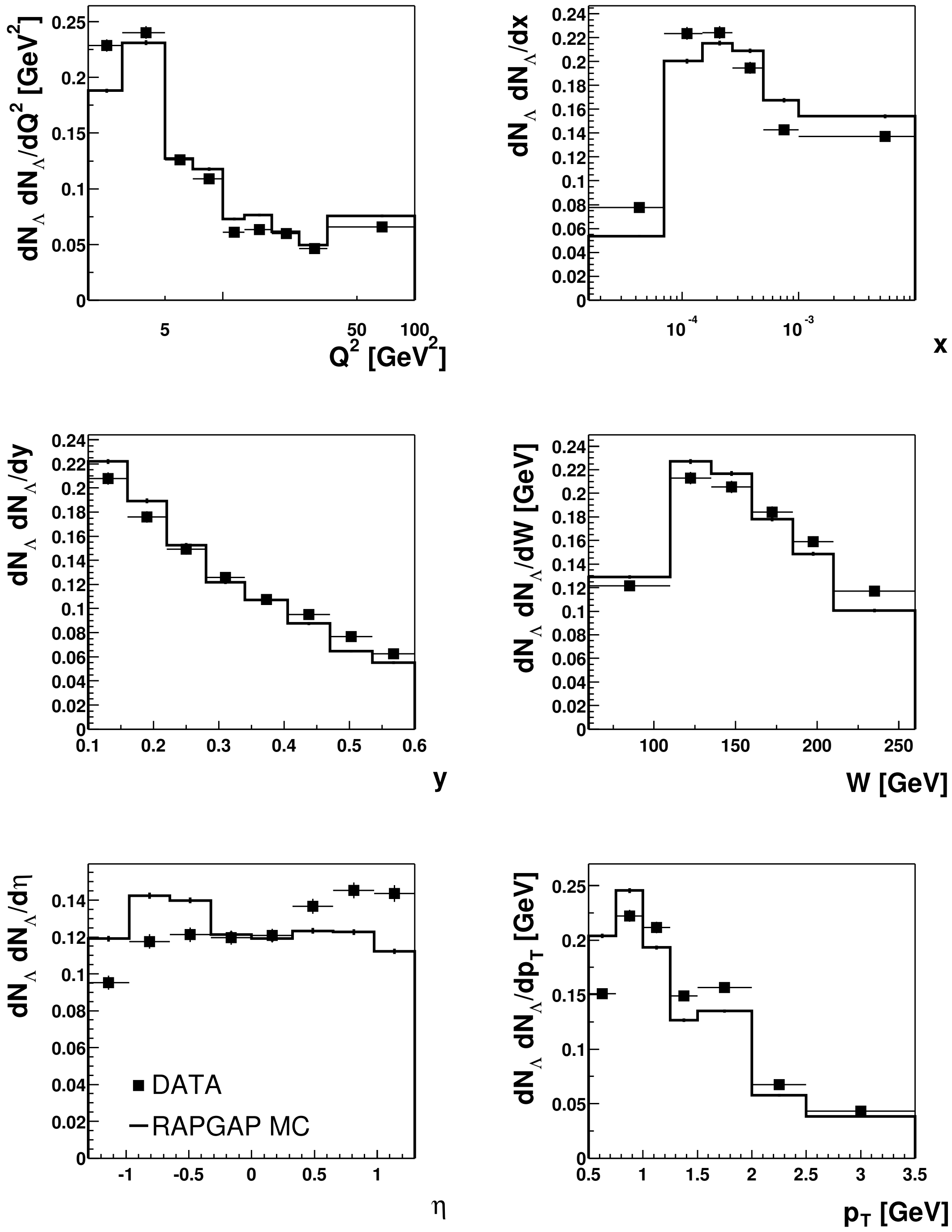


Abbildung 7.18: Die unkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Λ-Baryonen in den kinematischen Variablen Q^2, x, y und W sowie in η und p_T im Labor für die Daten und das rekonstruierte RAPGAP Monte Carlo. Sowohl Daten als auch Monte Carlo sind auf eins normiert.

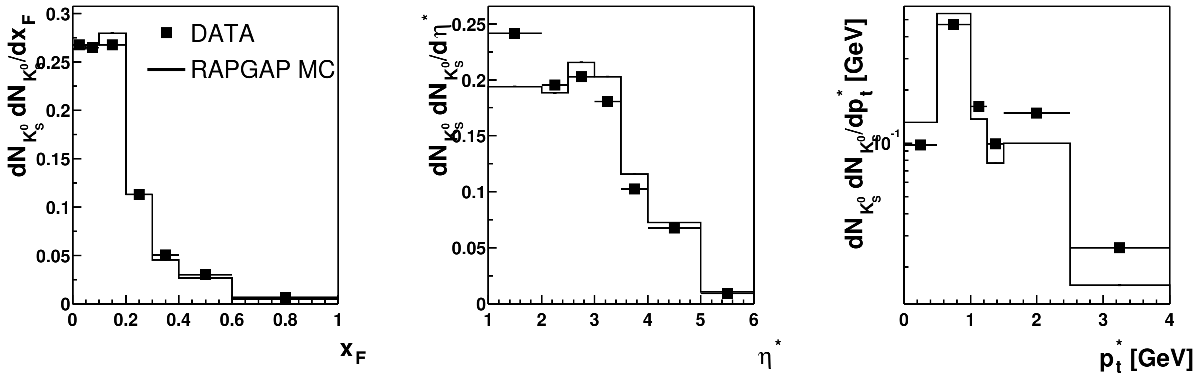


Abbildung 7.19: Die unkorrigierte Anzahl der rekonstruierten K_S^0-Mesonen im hadronischen Schwerpunktsystem. Die Verteilungen in x_F, η^* und p_T^* für die Daten und das rekonstruierte RAPGAP Monte Carlo sind auf die Gesamtzahl der Λ-Baryonen normiert.

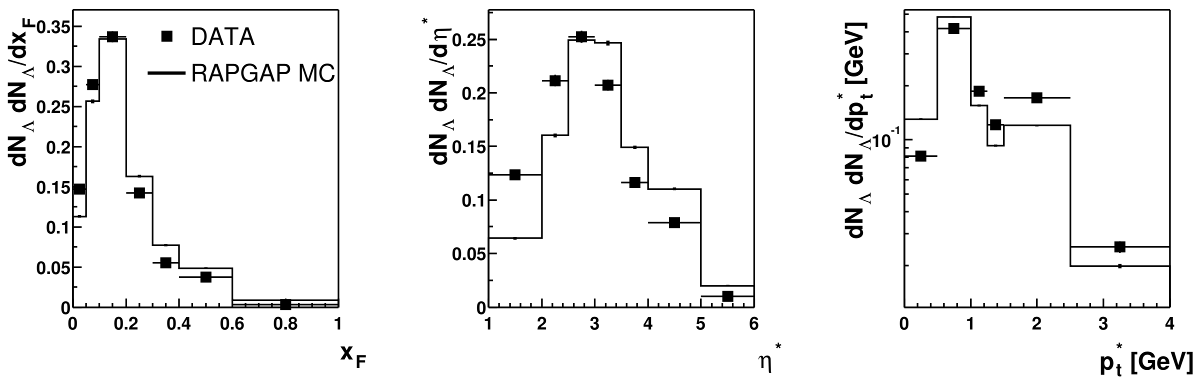


Abbildung 7.20: Die unkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Λ-Baryonen im hadronischen Schwerpunktsystem. Die Verteilungen in x_F, η^* und p_T^* für die Daten und das rekonstruierte RAPGAP Monte Carlo sind auf die Gesamtzahl der Λ-Baryonen normiert.

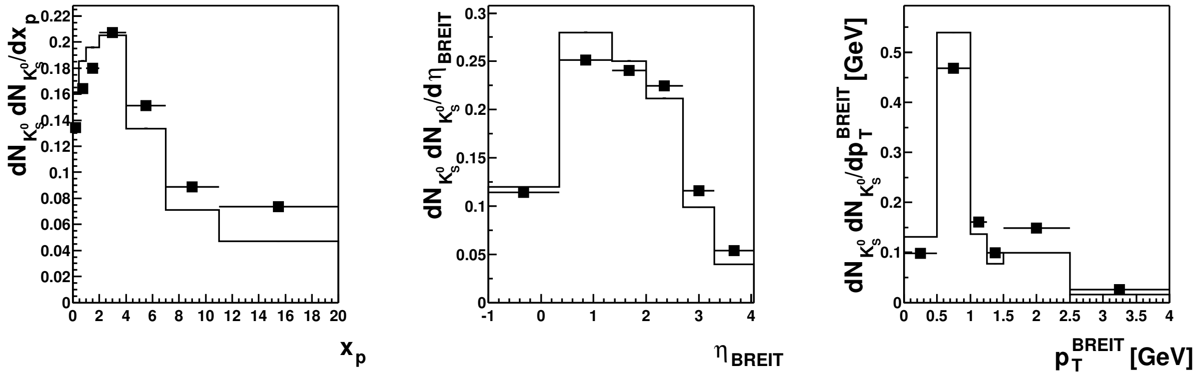


Abbildung 7.21: Die unkorrigierte Anzahl der rekonstruierten K_S^0-Mesonen im Breitsystem. Die Verteilungen in x_p, η^{Breit} und p_T^{Breit} für die Daten und das rekonstruierte RAPGAP Monte Carlo sind auf die Gesamtzahl der Λ-Baryonen normiert.

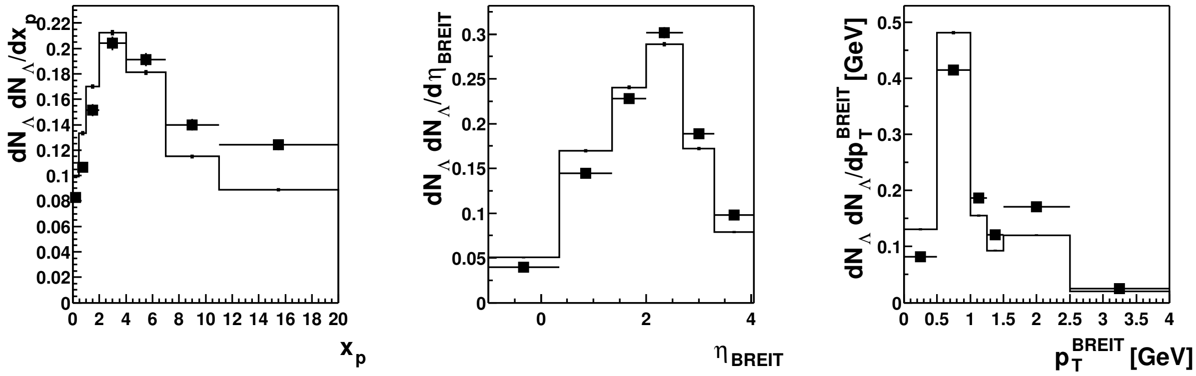


Abbildung 7.22: Die unkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Λ-Baryonen im Breitsystem. Die Verteilungen in x_p, η^{Breit} und p_T^{Breit} für die Daten und das rekonstruierte RAPGAP Monte Carlo sind auf die Gesamtzahl der Λ-Baryonen normiert.

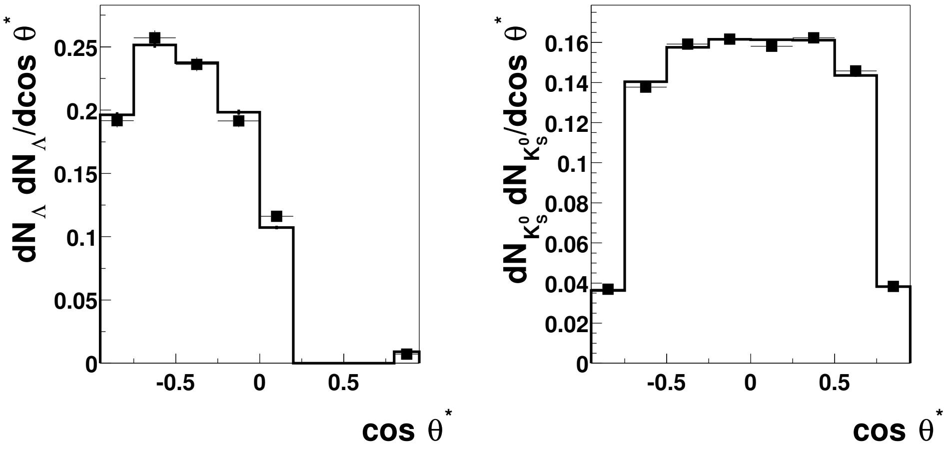


Abbildung 7.23: Die unkorrigierte Anzahl der rekonstruierten Λ- bzw. K_S^0-Mesonen in Intervallen des Zerfallswinkel im Ruhesystem, normiert auf die Gesamtzahl von Λ bzw. K_S^0.

Die Anzahl der K_S^0- bzw. Λ-Zerfälle in Abhängigkeit des Zerfallswinkel im Ruhesystem zwischen den Protonimpuls und Λ- bzw. zwischen den π^+-Impuls und der K_S^0-Richtung sind in Abbildung 7.23 gezeigt. Aufgrund des Zerfalls in p und π, wie in 7.2.3 diskutiert, weisen die Λ-Baryonen eine stark asymmetrische gemessene Zerfallswinkelverteilung auf, während die Anzahl der K_S^0-Zerfälle nahezu konstant über $\cos\theta^*$ verteilt ist. Bei maximalen Zerfallswinkeln fallen die Verteilungen ab, da die Rekonstruktionseffizienz für den Fall, dass die Impulse der Töchterteilchen parallel bzw. antiparallel sind, stark abnimmt. Das Monte Carlo ist in der Lage, die Zerfallswinkelverteilung sowohl des K_S^0 als auch des Λ zu reproduzieren.

Die in diesem Abschnitt gezeigten Verteilungen der unkorrigierten Anzahl der rekonstruierten K_S^0- und Λ-Zerfälle bilden zusammen mit den im folgenden Abschnitt zu untersuchenden Korrekturfaktoren die Grundlage für die Messung differentieller Wirkungsquerschnitte, die in Kap. 9 mit verschiedenen Modellvorhersagen verglichen werden sollen.

7.5 Die Korrektur der Daten

Die in Kap.7.5 eingeführten Korrekturfaktoren enthalten unter anderem die Korrektur auf Effizienzen der verwendeten Subtrigger. Im folgenden Abschnitt soll zunächst gezeigt werden, dass die Monte Carlo Simulation die Triggereffizienzen reproduziert, anschließend wird die Größe der endgültigen Korrekturfaktoren untersucht.

7.5.1 Triggereffizienzen

Für die vorliegende Analyse werden ausschließlich Ereignisse verwendet, die vom Subtrigger S2/S61 selektiert wurden, wie in Kapitel 5.2.1 beschrieben. Es werden die Triggereffizienzen der Monte Carlo Simulation verwendet, um auf die Effizienzen des Subtriggers zu korrigieren. Es soll nun die Triggereffizienz in den Daten und im Monte Carlo verglichen werden. Dabei werden die Bereiche, in denen der S2 und der S61 verwendet wurden, zusammengefasst.

Um zu überprüfen, dass die Effizienz der Subtrigger richtig simuliert wurde, kann diese mit Hilfe unabhängiger Monitortrigger in den Daten bestimmt werden. Der S2/S61 besteht im Wesentlichen aus Elementen des inklusiven Elektrontriggers, der feststellen soll, ob ein Elektronkandidat im SpaCal registriert wurde, und aus Spurelementen (vgl. Kap 5.2.1). Als Monitortrigger für die SpaCal-Elemente dient der Subtrigger S75, für die Spurelemente können die verschiedenen SpaCal-Trigger, die nicht auf Spurinformationen zurückgreifen, verwendet werden. Der Subtrigger S75 besteht im Wesentlichen aus einer logischen Verknüpfung der folgenden Triggerelemente

$$\texttt{(LAr\_electron\_1)} \wedge \texttt{((zVtx\_T0} \vee \texttt{FwdRay\_T0))} \quad .$$

Der Beitrag der Triggereffizienz zur Korrektur der K^0_S- bzw. Λ-Signale lautet

$$\varepsilon_{S2/S61} = \frac{N(\Lambda; S2/S61 \wedge \text{Monitor})}{N(\Lambda; \text{Monitor})} \quad . \tag{7.9}$$

Eines der Spurtriggerelemente des S2/S61 ist das `DCRPhiTHigh`-Triggerelement. Beim Vergleich der Effizienz dieses Triggerelementes der Λ-Kandidaten in den Daten und im Monte Carlo wurde eine Abweichung festgestellt, die bei kleinen $p_{T,\Lambda}$ konzentriert ist. Das `DCRPhiTHigh`-Triggerelement verlangt im Wesentlichen eine Spur mit einem Transversalimpuls von mindestens 800 MeV. Der Λ-Impuls und der Transversalimpuls der Töchterteilchen kann unterhalb dieser Schwelle liegen. Der Anteil von Ereignissen, die diese Bedingung nicht erfüllen, wird von der Monte Carlo Simulation nicht reproduziert. Im Fall des K^0_S kann ein ähnlicher, schwächerer Effekt beobachtet werden. Es wurde eine Umgewichtung der S2/S61-Triggereffizienz im Monte Carlo vorgenommen, um eine Beschreibung der Effizienz in den Daten zu erzielen. Monte Carlo Ereignisse, bei denen der S2/S61 gesetzt ist, erhalten ein Gewicht von

$$w(S2/S61) = \frac{\varepsilon_{S2/S61,DATEN}}{\varepsilon_{S2/S61,MC}} \quad , \tag{7.10}$$

Ereignisse, bei denen der S2/S61 nicht gefeuert hat, ein Gewicht von

$$w(!S2/S61) = \frac{(1-\varepsilon_{S2/S61,DATEN})}{(1-\varepsilon_{S2/S61,MC})} \quad . \tag{7.11}$$

Durch diese Umgewichtung wird die Luminosität des Monte Carlo Ereignissatzes nicht verändert. Die Gewichte wurden in Abhängigkeit vom höchsten Transversalimpuls im Ereignis p_T^{max} bestimmt unter Verwendung der Triggereffizienzen der

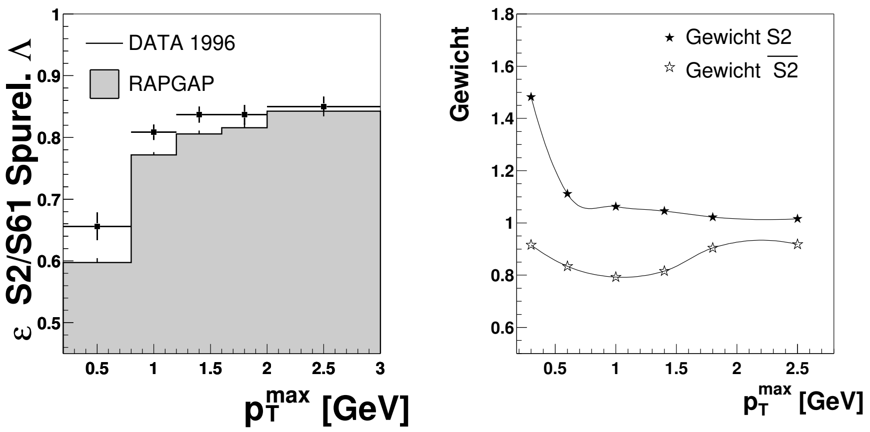


Abbildung 7.24: Λ-Triggereffizienz des Subtriggers S2/S61 in Daten und Monte Carlo (links) und Gewichte zur Umgewichtung der S2/S61-Triggereffizienz im simulierten RAPGAP Monte Carlo (rechts) jeweils in Abhängigkeit vom höchsten Transversalimpuls p_T^{max} des Ereignisses. Die Gewichte für Ereignisse, die von S2/S61 getriggert wurden, sind mit gefüllten, die der Ereignisse, die von S2/S61 verworfen wurden, mit offenen Symbolen dargestellt.

Λ-Ereignisse, sie sind in Abb. 7.24 für das RAPGAP Monte Carlo gezeigt. Die Größe der Gewichte liegt zwischen 0.8 und 1.5 im kleinsten p_T^{max}-Intervall.
Bei kleinem p_T^{max} erhalten die S2/S61-Ereignisse ein größeres Gewicht, während die verworfenen Ereignisse ein Gewicht kleiner 1 erhalten. Dadurch wird die simulierte Triggereffizienz erhöht, so dass sie der in den Daten entspricht. Die gleichen Gewichte werden sowohl für Λ- als auch für K_S^0-Ereignisse angewandt.

Für die K_S^0- bzw. Λ-Ereignisse ergibt sich nach der Umgewichtung eine totale Triggereffizienz von $81.2 \pm 0.1\%$ bzw. $83.3 \pm 0.3\%$ in den Daten und von $81.0 \pm 0.1\%$ bzw. $82.2 \pm 0.1\%$ in den K_S^0- und Λ-Ereignissen des RAPGAP Monte Carlos.
Abbildung 7.25 zeigt die Triggereffizienzen der K_S^0-Kandidaten in Abhängigkeit von den kinematischen Variablen Q^2 und y der Pseudorapidität η und dem Transversalimpuls p_T der K_S^0-Mesonen sowie von der Anzahl der Spuren N_{tracks} und dem höchsten p_T^{max} im Ereignis für die Daten und das RAPGAP Monte Carlo. Der entsprechende Vergleich für die Λ findet sich in Abbildung 7.26.
Die S2/S61-Triggereffizienz wird durch die Monte Carlo Simulation nach der Umgewichtung in p_T^{max} hinreichend gut reproduziert, die größte Abweichung zwischen Daten und Monte Carlo beträgt ca 4 %. Da eine mögliche Abweichung zwischen der Triggereffizienz in den Daten und im Monte Carlo zu einer verfälschten Korrektur des Wirkungsquerschnittes führen kann, werden die Unterschiede in den systematischen Unsicherheiten berücksichtigt.

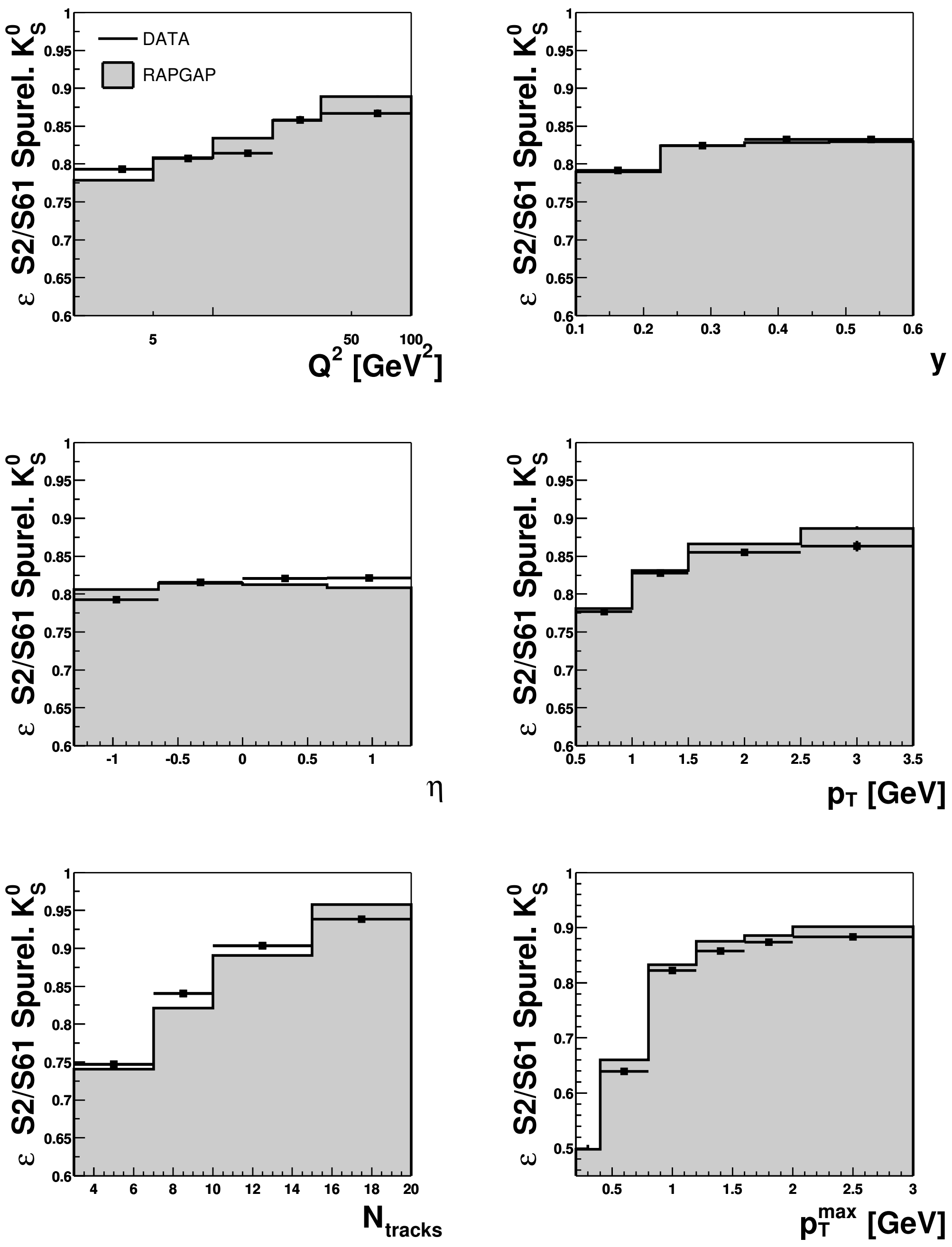


Abbildung 7.25: Effizienz aller Spurelemente des Subtriggers S2/S61 für die K^0_S-Kandidaten für die Daten und das RAPGAP Monte Carlo

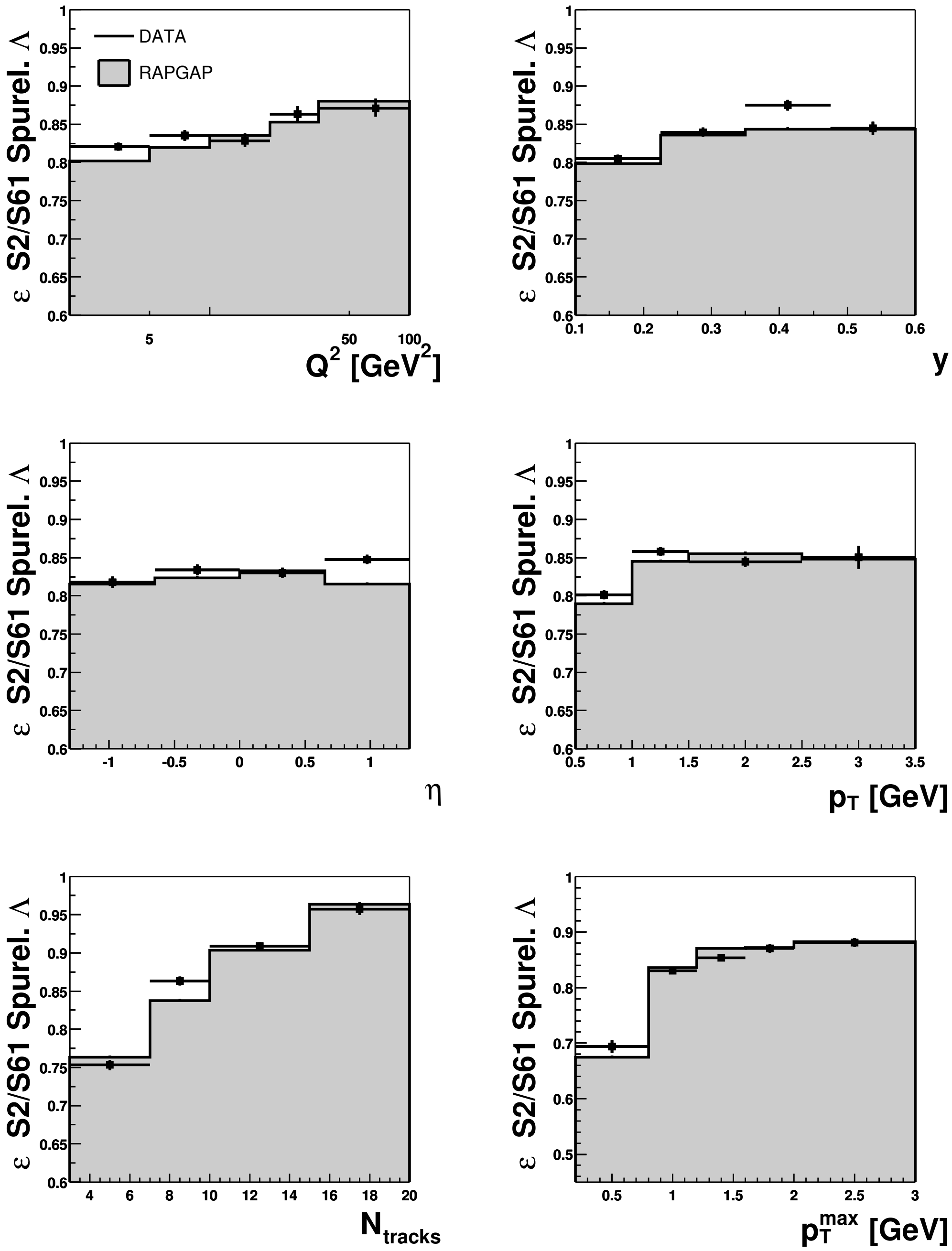


Abbildung 7.26: Effizienz aller Spurelemente des Subtriggers S2/S61 für die Λ-Kandidaten für die Daten und das RAPGAP Monte Carlo

7.5.2 Die Korrekturfaktoren

Abschließend sollen die Korrekturfaktoren zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte, ε (Glg.7.5), die sowohl die Korrektur auf QED-Abstrahlungsprozesse, die Triggereffizienzen und weitere Effizienzen der Rekonstruktion beinhalten, untersucht werden.

Die mittleren Effizienzen zur Korrektur der Daten ergeben sich mittels des RAPGAP Monte Carlos zu

$$\varepsilon(K_S^0) = 0.2035 \pm 0.0004$$

für die K_S^0-Mesonen und

$$\varepsilon(\Lambda(\bar{\Lambda})) = 0.1384 \pm 0.0005$$

für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen. Die Beiträge von Λ und $\bar{\Lambda}$ lauten

$$\varepsilon(\Lambda) = 0.1449 \pm 0.0007 \quad \text{und} \quad \varepsilon(\bar{\Lambda}) = 0.1319 \pm 0.0007 \qquad .$$

Es sind nur die statistischen Fehler angegeben, die klein sind, da die Effizienzen mittels der in ausreichender Statistik generierten Monte Carlo Ereignisse bestimmt wurden. Eine mögliche Abweichung zwischen den mittels des Monte Carlos bestimmten Effizienzen und der tatsächlichen Effizienz in den Daten, sollten von den verschiedenen, im nächsten Kapitel untersuchten systematischen Unsicherheiten abgedeckt werden.

In Abbildung 7.27 sind die Effizienzen für den K_S^0 und den $(\Lambda(\bar{\Lambda}))$-Wirkungsquerschnitt in den kinematischen Variablen sowie η und p_T im Laborsystem dargestellt und in der Abbildung 7.28 für die Variablen im hadronischen Schwerpunkt- und im Breitsystem.
Für die Rekonstruktion der K_S^0 liegt die Effizienz insgesamt höher als für die der $(\Lambda(\bar{\Lambda}))$-Baryonen. Man erkennt, dass die Effizienz bei kleinen Transversalimpulsen abnimmt, so dass große Korrekturfaktoren auftreten. Dies rührt daher, dass bei kleinem p_T des K_S^0 oder Λ die Wahrscheinlichkeit groß ist, dass eines der Töchterteilchen einen Impuls unterhalb von 150 MeV hat oder nur einen kleinen Bereich am Rand der zentralen Spurkammer durchquert, so dass eine Rekonstruktion nicht möglich ist. Des Weiteren sind in den Abbildungen 7.29 und 7.30 die Effizienzen für Λ und $\bar{\Lambda}$ im Einzelnen abgebildet.
Die Korrekturen der Λ- und $\bar{\Lambda}$-Baryonen unterscheiden sich nur wenig voneinander oder von denen der gesamten $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Korrektur. Für Λ-Baryonen wird eine leicht höhere Effizienz beobachtet als für $\bar{\Lambda}$-Baryonen. Im Fall des Λ-Zerfalls ist das Pion, das stets den niedrigeren Impuls als das Zerfallsproton erhält, typischerweise einige wenige hundert MeV, negativ geladen, im $\bar{\Lambda}$-Zerfall positiv. Aufgrund der geneigten Zellen der zentralen Spurkammern erwartet man für niederenergetische Teilchen unterschiedlicher Ladung eine unterschiedlich große Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammer.
Dies wird in Abbildung 7.31 deutlich, in der die Transversalimpulse der negative und

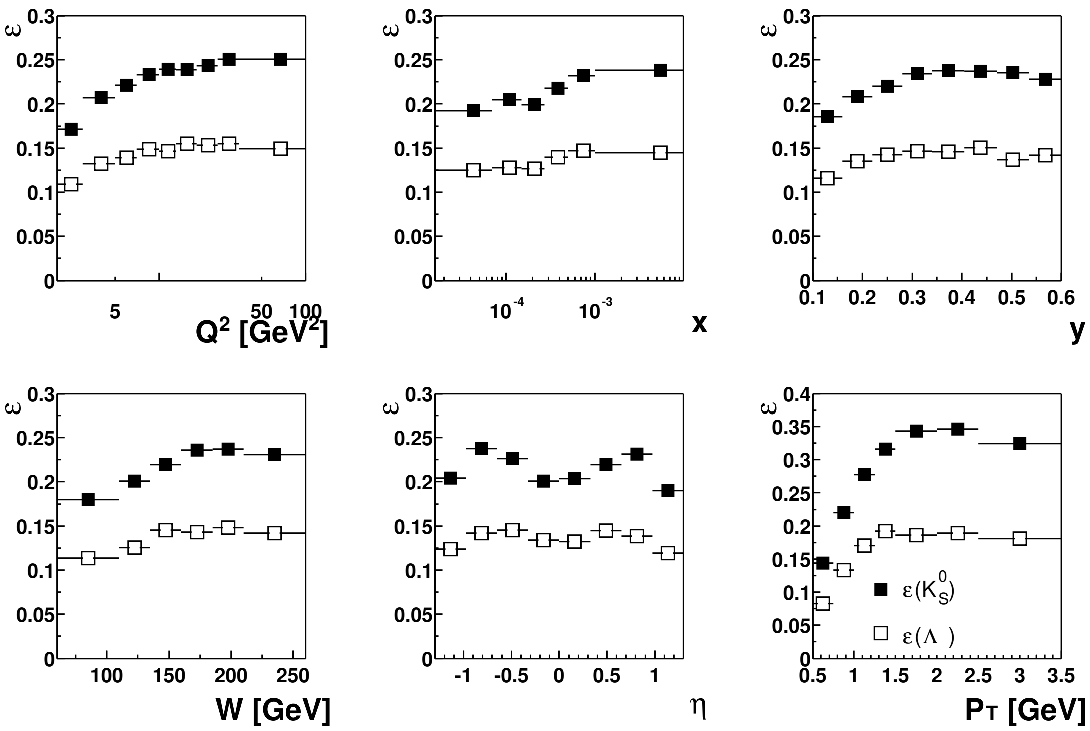


Abbildung 7.27: Effizienzen ε für die K_S^0- (gefüllte Symbole) und $(\Lambda(\bar{\Lambda}))$-Wirkungsquerschnitte (offene Symbole) in den kinematischen Variablen und η, p_T im Laborsystem

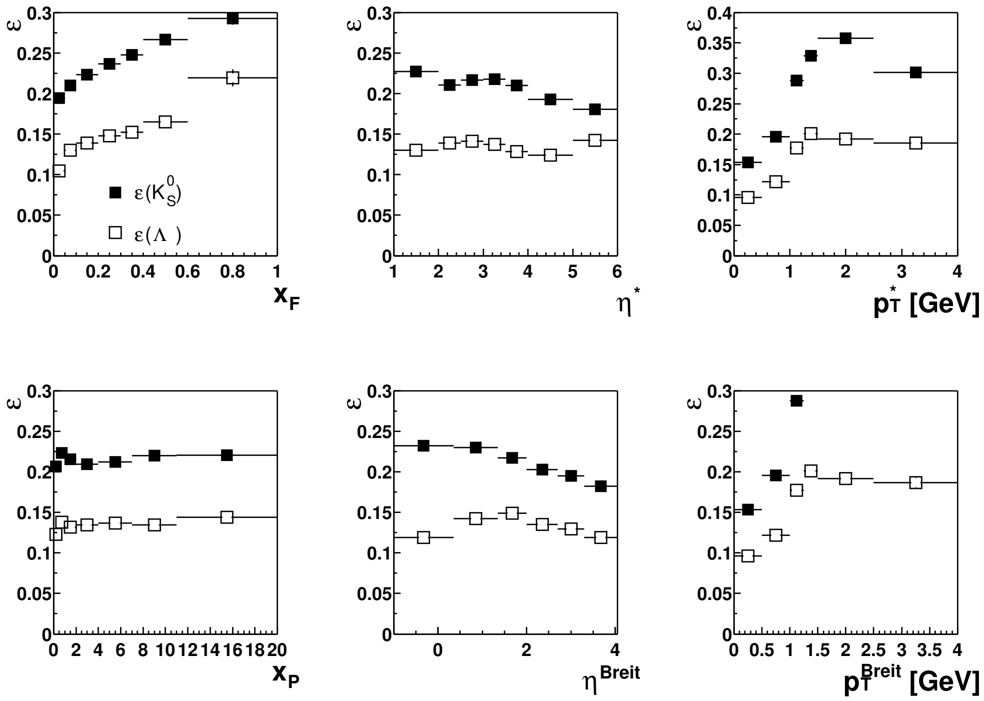


Abbildung 7.28: Effizienzen ε für die K^0_S- (gefüllte Symbole) und $(\Lambda(\bar{\Lambda}))$-Wirkungsquerschnitte (offene Symbole) im hadronischen Schwerpunkt- und im Breitsystem

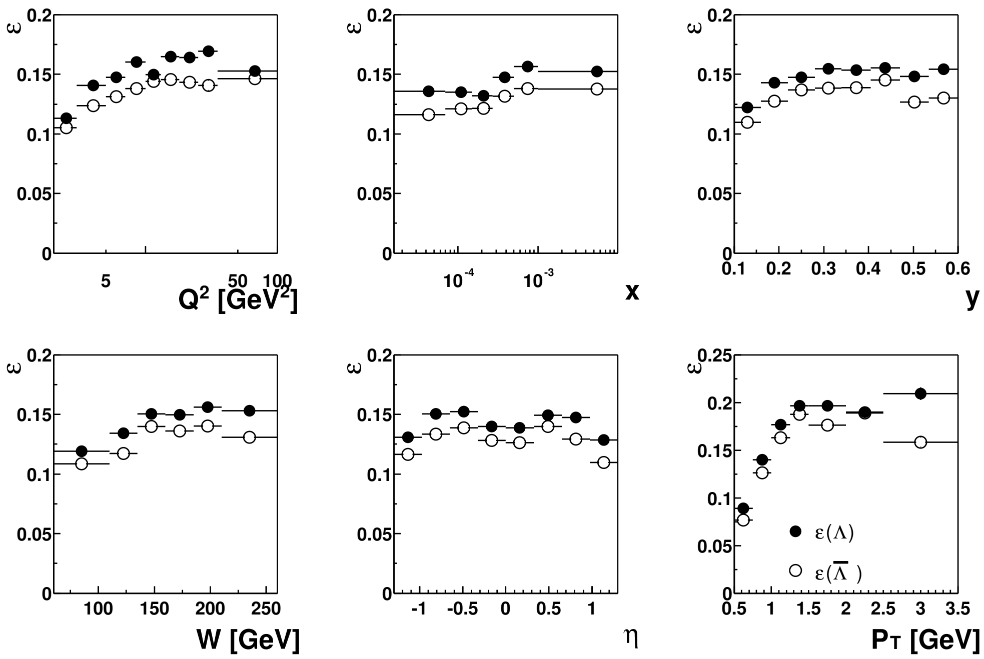


Abbildung 7.29: Effizienzen ε für die Wirkungsquerschnitte der Λ-Baryonen und deren Antiteilchen $\bar{\Lambda}$ in den kinematischen Variablen und im Laborsystem

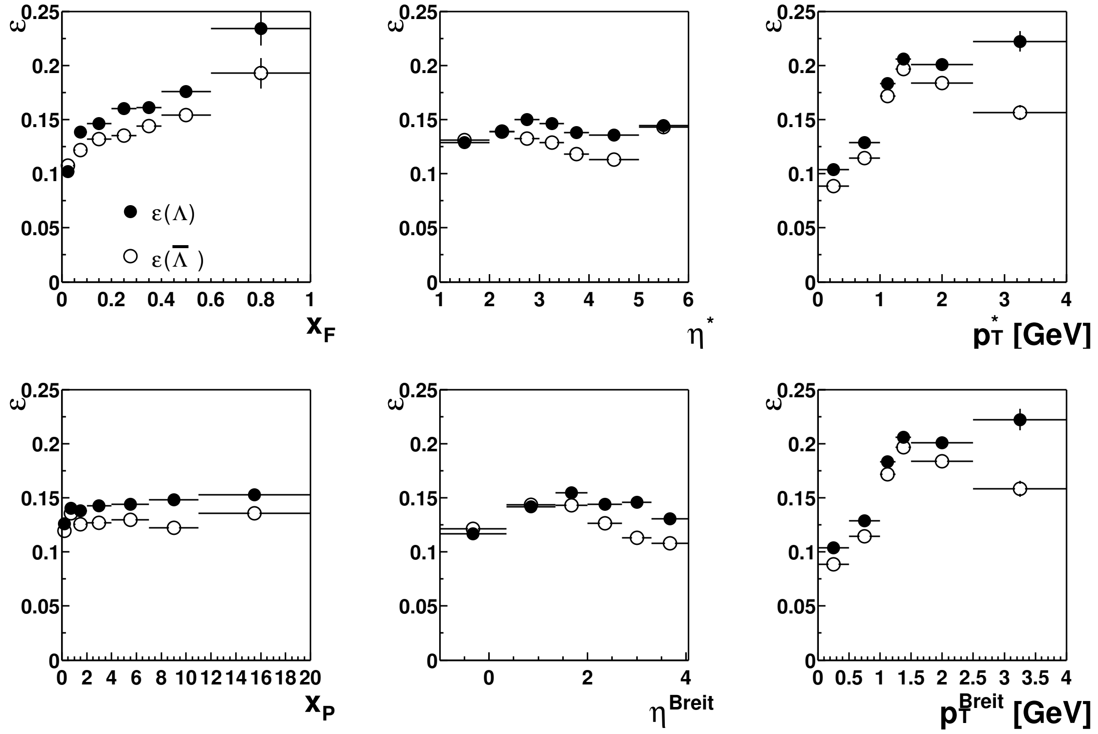


Abbildung 7.30: Effizienzen ε für Λ- und $\bar{\Lambda}$-Wirkungsquerschnitte im hadronischen Schwerpunkt- und im Breitsystem

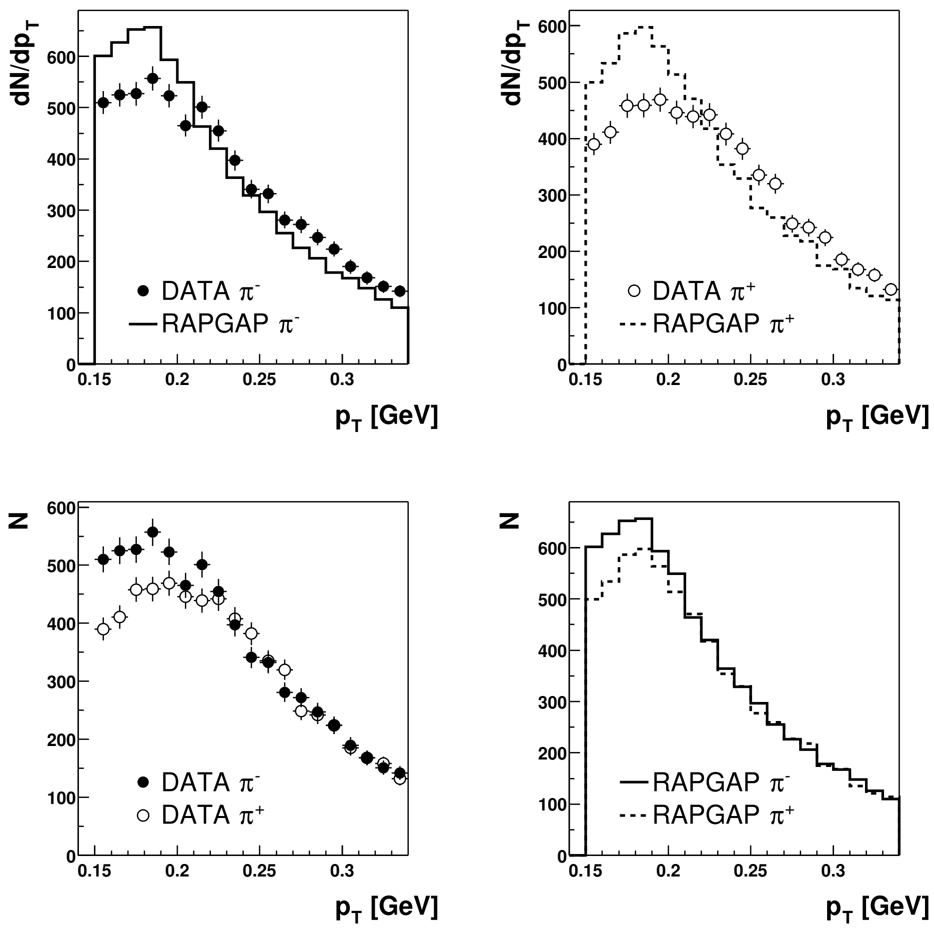


Abbildung 7.31: Transversalimpulse der negativen und positiven Pionen aus Λ-Zerfällen in den Daten (gefüllte und offene Symbole) und im Monte Carlo (Histogramme).

positiven Tochterpionen aus $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Zerfällen in den Daten und im rekonstruierten RAPGAP Monte Carlo dargestellt sind. Die oberen Diagramme zeigen links die Transversalimpulse der negativen Pionen in den Daten und in der Monte Carlo Simulation und rechts die der positiven Pionen. In den unteren Diagrammen sind jeweils die Verteilungen für positive und negative Pionen abgebildet, links für die Daten, rechts für das Monte Carlo. Die Zerfallspionen weisen im Monte Carlo ein im Vergleich zu den Daten zu weiches p_T-Spektrum auf, dies ist eine direkte Folge des p_T-Spektrums der Λ-Baryonen, das ebenfalls zu weich vorhergesagt wird (vgl. Kap. 9). Darüber hinaus weichen die Verteilungen der positiven und negativen Pionen vor allem bei kleinen Transversalimpulse voneinander ab, bei kleinem p_T werden mehr negative als positive Pionen beobachtet. Um diesen Effekt und den daraus resultierenden Unterschied in der Λ- und $\bar{\Lambda}$-Effizienz exakt abschätzen zu können, wären jedoch weitere Studien nötig. Dies ist im Besonderen eine Voraussetzung für

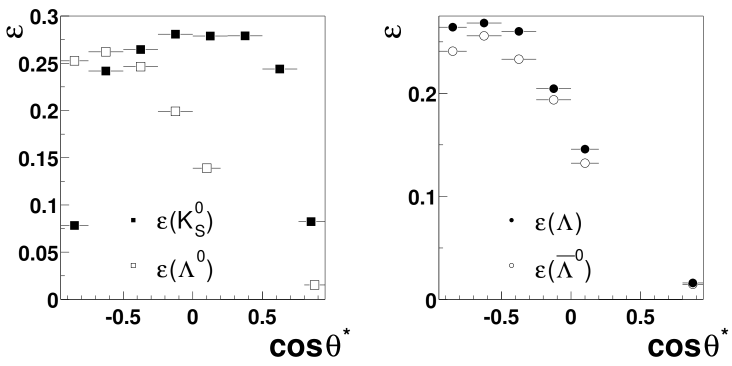


Abbildung 7.32: Effizienzen ε für die Zerfallswinkelverteilung für ($\Lambda(\bar{\Lambda})$) und K_S^0 (links) und für Λ und $\bar{\Lambda}$ (rechts)

die Messung der Produktionsasymmetrie zwischen Λ-Baryonen und $\bar{\Lambda}$-Antibaryonen.

Die Korrekturfaktoren für die Zerfallswinkelverteilung im Ruhesystem sowohl des K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Zerfalls als auch für Λ und $\bar{\Lambda}$-Zerfälle im Einzelnen sind in Abbildung 7.32 gezeigt.
Die Effizienzen hängen nur wenig vom Zerfallswinkel $\cos\theta^*$ des K_S^0-Zerfalls ab, fallen jedoch für große Beträge von $\cos\theta^*$ stark ab.
Im Fall der Λ-Baryonen ist ein starker Abfall der Effizienzen zu positiven $\cos\theta^*$ zu beobachten, der von den in 7.2.3 erläuterten Effekten herrührt. Im Intervall oberhalb des ausgeschlossenen Bereichs, $0.8 < \cos\theta^* < 0.95$, beträgt die Effizienz nur noch wenige Prozent, so dass eine Messung des Wirkungsquerschnitts nahezu unmöglich ist. Dies muss im systematischen Fehler des Wirkungsquerschnittes in diesem Intervall berücksichtigt werden.

	N_{Λ,K_S^0}	L/pb^{-1}	ε	BR
K_S^0	54801 ± 271	17.78	0.2035	$68.61 \pm 0.28\%$
$\Lambda(\bar{\Lambda})$	10938 ± 134	"	0.1384	$63.9 \pm 0.5\%$
Λ	5662 ± 95	"	0.1449	"
$\bar{\Lambda}$	5292 ± 95	"	0.1319	"

Tabelle 7.1: Größen zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes der $(\Lambda(\bar{\Lambda}))$-, K_S^0-,Λ- und $\bar{\Lambda}$-Produktion

7.6 Die K_S^0- und Λ-Wirkungsquerschnitte

Mit Hilfe der in Kap. 7.1 eingeführten Effizienzen ε und der Anzahl rekonstruierter K_S^0- und Λ-Zerfälle kann nun der totale, inklusive Wirkungsquerschnitt der K_S^0- und Λ-Produktion gemäß Glg.7.1 bestimmt werden.
Die Größen, die in die Berechnung eingehen, wie Anzahl der rekonstruierten Zerfälle, Luminosität und die Korrekturfaktoren ε sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.
Tabelle 7.2 zeigt die so erhaltenen Gesamtwirkungsquerschnitte der inklusiven K_S^0- und Λ-Produktion. Es sind jeweils der statistische und der systematische Fehler angegeben. Die Bestimmung der systematischen Fehler wird im folgenden Kapitel beschrieben.

$\sigma_{vis}(ep \to K_S^0 X)$	$=$	$20.25 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 1.47(\text{syst.})$ nb
$\sigma_{vis}(ep \to \Lambda(\bar{\Lambda}) X)$	$=$	$6.96 \pm 0.09(\text{stat.})\,^{+0.64}_{-0.56}(\text{syst.})$ nb
$\sigma_{vis}(ep \to \Lambda X)$	$=$	$3.44 \pm 0.06(\text{stat.})\,^{+0.31}_{-0.28}(\text{syst.})$ nb
$\sigma_{vis}(ep \to \bar{\Lambda} X)$	$=$	$3.53 \pm 0.06(\text{stat.})\,^{+0.32}_{-0.28}(\text{syst.})$ nb

Tabelle 7.2: Die totalen, inklusiven Wirkungsquerschnitte der K_S^0-, $(\Lambda(\bar{\Lambda}))$-, Λ- und $\bar{\Lambda}$-Produktion in tiefinelastischer Streuung.

Aus den in Kap. 7.4 gezeigten Verteilungen der Anzahl der K_S^0- bzw. Λ-Zerfälle und den Effizienzen (Kap. 7.5.2) können nun die differentiellen Wirkungsquerschnitte gemäß $\sigma_i = \frac{N_i}{L \cdot \varepsilon_i \cdot BR}$ ermittelt werden. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden in Kap. 9 untersucht.

Kapitel 8

Systematische Unsicherheiten

8.1 Quellen systematischer Unsicherheiten der K^0_S- und Λ-Wirkungsquerschnitte

Unsicherheit der elektromagnetischen Skala des SpaCals und der Bestimmung des Winkels des gestreuten Elektrons

Systematische Unsicherheiten in der Bestimmung der Energie und des Winkels des gestreuten Elektrons im SpaCal führen zu systematischen Fehlern in den kinematischen Variablen. Die Unsicherheit der elektromagnetischen Skala des SpaCals kann untersucht werden, indem man die gemessene Energie des gestreuten Elektrons E'_e mit einer Referenzskala vergleicht. Als solche dient die mittels der Doppelwinkelmethode bestimmte Energie E_{DA}, die nur auf die Strahlenergien und hadronische Größen zurückgreift und somit unabhängig von der gemessenen Energie des Elektrons im SpaCal ist. Das Verhältnis der Energie des Elektrons aus der Doppelwinkelmethode zur Energie der Elektronmethode ist in Abbildung 8.1 für verschiedene Q^2-Bereiche abgebildet, sowohl für Daten als auch Monte Carlo Ereignisse. Es wurden alle Ereignisse in denen ein K^0_S oder Λ rekonstruiert wurde, verwendet.
Die Mittelwerte $< E_{DA}/E'_e >_{DATA}$ liegen zwischen 1.01 und 0.99, daher wird die Unsicherheit der Energieskala des SpaCals zu ca. 1% angenommen. Das Verhältnis $< E_{DA}/E'_e >_{DATA}$ / $< E_{DA}/E'_e >_{MC}$ zwischen Daten und Monte Carlo variiert für die gezeigten Q^2-Intervalle zwischen 1.003 und 0.999, die Messung des Elektrons kann also sehr gut in der Monte Carlo Simulation reproduziert werden.
Die Auswirkungen der Unsicherheit der elektromagnetischen Skala des SpaCals auf die Messung des K^0_S- bzw. Λ-Wirkungsquerschnittes wird mit Hilfe simulierter Ereignisse untersucht. Dazu variiert man die Energie des gestreuten Elektrons um $\pm 1\%$ in den simulierten Ereignissen, die zur Berechnung der Korrekturfaktoren herangezogen werden, und vergleicht die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte miteinander. Dabei wird eine systematische Unsicherheit von 2-4% beobachtet.Die größten Abweichungen treten in den Variablen des hCMS oder Breitsystems auf, da die Transformation in

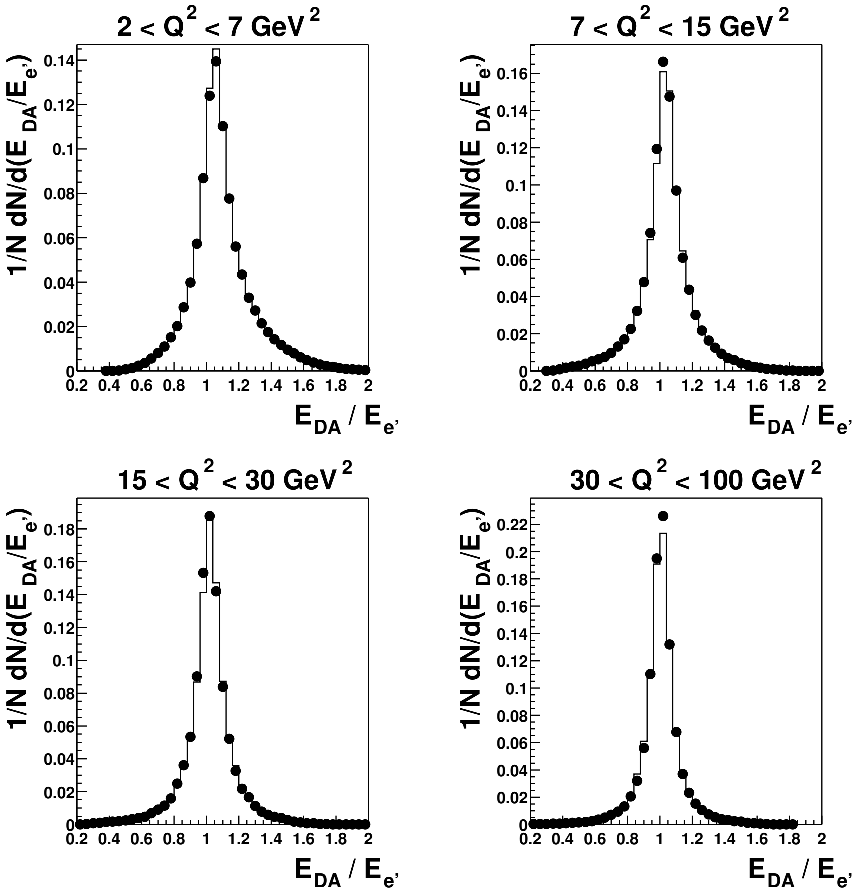


Abbildung 8.1: Verhältnis der Energie des Elektrons aus der Doppelwinkelmethode und der SpaCal Messung, E_{DA}/E_e'. Dargestellt sind die Daten (Symbole) und das RAPGAP Monte Carlo (Histogramm) für vier verschiedene Q^2 Bereiche: $2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2$, $7 < Q^2 < 15\,\mathrm{GeV}^2$, $15 < Q^2 < 30\,\mathrm{GeV}^2$ und $30 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$.

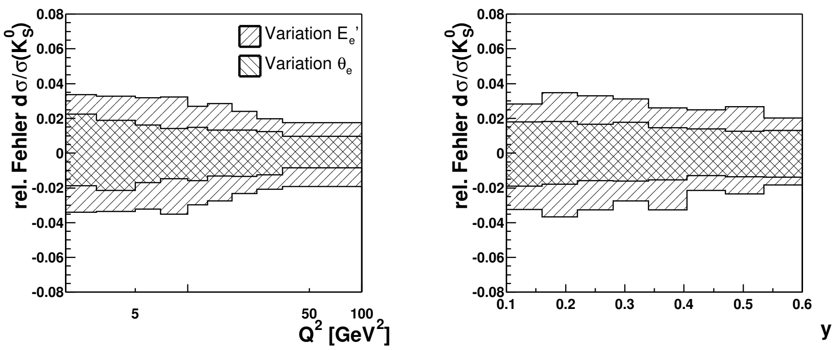


Abbildung 8.2: Unsicherheit des K^0_S-Produktionswirkungsquerschnittes bei Variation der Energie des gestreuten Elektrons um $\pm 1\%$ (nach rechts geneigte Schraffur) und des Streuwinkels θ_e um ± 1 mrad (nach links geneigte Schraffur) ermittelt mittels des rekonstruierten RAPGAP Monte Carlos. Gezeigt ist die Abweichung des Wirkungsquerschnittes von dem der Standardkalibration in Abhängigkeit von Q^2 und y.

diese Systeme auf mehreren der kinematischen Variablen beruht. So werden z.B. für große x_F oder x_P in der *current*-Hemisphäre Unsicherheiten von ca. 10% beobachtet.

Analog zur Unsicherheit der Energieskala kann der Einfluss der Bestimmung des Streuwinkels untersucht werden. Der Winkel θ'_e kann auf 1mrad genau bestimmt werden [68, 82], was zu einer Unsicherheit von ca. 2 % des gemessenen Wirkungsquerschnittes führt. Stellvertretend für den K^0_S- und Λ-Wirkungsquerschnitt zeigt Abbildung 8.2 die relative Änderung des K^0_S-Wirkungsquerschnittes im RAPGAP Monte Carlo bei Variation der Energie E'_e und des Polarwinkels θ_e des gestreuten Elektrons in Abhängigkeit von den Größen Q^2 und y.

Luminosität und Verzweigungsverhältnisse

Da sowohl die Luminosität als auch die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes bekannt sein müssen, werden deren Messgenauigkeiten bei der Systematik berücksichtigt.

Die Luminosität kann vom H1 Luminositätssystem auf 1.5% genau bestimmt werden [72]. Entsprechend der Gleichung zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes

$$\sigma = N/(L \cdot \varepsilon \cdot BR)$$

trägt die Unsicherheit der Luminositätsmessung ebenfalls 1.5% zum Fehler des Wirkungsquerschnittes bei.

Im H1-Detektor werden nur die Zerfallskanäle $K^0_S \to \pi\pi$ bzw. $\Lambda \to p\pi$ gemessen. Der Wirkungsquerschnitt wird mit Hilfe der bekannten Verzweigungsverhältnisse für die

Produktion von K^0_S und Λ unabhängig vom beobachteten Zerfallsmodus berechnet. Die Verzweigungsverhältnisse sind aber nur mit endlicher Genauigkeit bekannt [35],

$$BR(K^0_S \to \pi\pi) = 68.61\% \pm 0.28\% \tag{8.1}$$
$$BR(\Lambda \to p\pi) = 63.9\% \pm 0.5\% \tag{8.2}$$

Der Beitrag der Unsicherheit der Verzweigungsverhältnisse zum Fehler des K^0_S- bzw. Λ-Wirkungsquerschnittes beträgt 0.41% und 0.78%. Da die Unsicherheit des Luminosität und der Verzweigungsverhältnisses für alle Datenpunkte der differentiellen Wirkungsquerschnitte korreliert und die Beiträge sehr klein sind, werden diese in dem systematischen Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte nicht eigens berücksichtigt.

Untergrund von Photoproduktionsereignissen

Bei Ereignissen der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$) kann das gestreute Elektron nicht im Detektor nachgewiesen werden, da es aufgrund der kleinen Streuwinkel außerhalb der Akzeptanz des SpaCals liegt. Wird jedoch ein Teilchen des hadronischen Endzustands fälschlicherweise als Elektron identifiziert, können Photoproduktionsereignisse einen Untergrund der tiefinelastischen Streuung darstellen. Durch die in Kapitel 5.5 beschriebenen Schnitte auf die Energie des Elektrons, den *cluster*-Radius und die Verwendung der Spur des Elektrons in der BDC kann der Photoproduktionsuntergrund stark reduziert werden. Der verbleibende Anteil an γp-Untergrundereignissen kann mit Hilfe von Monte Carlo Ereignissen abgeschätzt werden. Ereignisse der Photoproduktion wurden mit dem Generator PHOJET erzeugt, vollständig simuliert, rekonstruiert und die gesamte Analyse durchlaufen.
Der verwendete Monte Carlo Ereignissatz entspricht einer Luminosität von 350 pb^{-1}. Es wurden insgesamt weniger als 40 K^0_S- und 20 Λ-Zerfälle rekonstruiert, in γp-Ereignissen, die von der DIS-Selektion akzeptiert wurden.
Aus diesen Zahlen ergibt sich eine relative Unsicherheit aufgrund von Photoproduktionsereignissen, die unterhalb von 0.1% liegt.

Triggereffizienzen

Einen weiteren Beitrag zur systematischen Unsicherheit liefert die Genauigkeit der Bestimmung der Triggereffizienzen. In der vorliegenden Analyse werden die Daten mit Hilfe der simulierten Triggereffizienz korrigiert. Abweichungen zwischen den simulierten und den in den Daten beobachteten Triggereffizienzen müssen in den systematischen Unsicherheiten berücksichtigt werden (vgl. Kap. 7.5.1).
Für die K^0_S-Mesonen ist die mittlere Abweichung zwischen den Triggereffizienzen in den Daten und im Monte Carlo

$$< \frac{\varepsilon_{\mathrm{D}} - \varepsilon_{\mathrm{MC}}}{\varepsilon_{\mathrm{D}}} >$$

mit einer Breite von ca. 1.3 % um 0 verteilt. Daher wird eine Unsicherheit von $\pm 1.3\%$ angenommen.[1]
Im Fall der Λ-Baryonen sind die Abweichungen mit eine Breite von 1.6 % um einen mittleren Wert von $\approx -1\%$ gestreut, so dass sich eine Unsicherheit von $^{+0.6}_{-2.6}\%$ ergibt. Die Bestimmung der Triggereffizienzen in den Daten ist allerdings statistisch begrenzt. Da der relative statistische Fehler jedoch 0.1% im Fall der K^0_S- und 0.4% im Fall der Λ-Triggereffizienz beträgt, also klein ist im Vergleich zu den bereits berücksichtigten Unsicherheiten, wird dieser Beitrag hier vernachlässigt.

Methode der Signalbestimmung

Bei der Bestimmung der Signalgrößen in den differentiellen Verteilungen werden Gaußfunktionen angepasst, deren Masse und Breite mit denen des Gesamtsignals übereinstimmen und bei der Anpassung keine freien Parameter sind. In einigen Intervallen weicht jedoch die Masse bzw. Breite des Λ- oder K^0_S-Signals von diesen Werten ab, da die Auflösung des Detektors für verschiedene Bereiche des Phasenraums variiert. Dieser Effekt ist für die meisten Intervalle der differentiellen K^0_S- und Λ-Wirkungsquerschnitte klein, jedoch werden auch Unterschiede zwischen der Anpassung mit freien und mit festen Parametern von ca. 10% beobachtet, vor allem für die Λ-Baryonen im Bereich großer p_T (in allen Systemen).
Mögliche Abweichungen des Wirkungsquerschnittes aufgrund dieses Effektes sowie eine systematische Über- oder Unterschätzung der K^0_S- und Λ-Signale werden durch den Vergleich der beiden in Kapitel 6.5.1 vorgestellten Methoden zur Bestimmung des K^0_S- bzw. Λ-Signals berücksichtigt. Dabei werden zum einen zwei theoretische Verteilungen, die Signal und Untergrund beschreiben sollen, an die Daten angepasst, zum anderen wird der Untergrund durch Anpassung einer geeigneten Funktion bestimmt und das Signal über diesem Untergrund integriert.
Der systematische Fehler der Größe des Signals, der durch den Vergleich der beiden Methoden abgeschätzt wird, beträgt im Fall des K^0_S-Wirkungsquerschnittes weniger als 1%, wobei das Ergebnis der Parameteranpassung zweier Gaußfunktionen systematisch oberhalb des Ergebnisses der Untergrundsubtraktion liegt. Dies kann den nicht perfekt beschriebenen Ausläufern der Gaußverteilungen zugeschrieben werden (vgl. Abb. 6.18 und 6.17). Im Fall des Λ-Wirkungsquerschnittes beträgt der systematische Fehler 1-3%. Hier liegt das Ergebnis der Untergrundsubtraktion meist oberhalb von dem der Parameteranpassung einer Gaußfunktion. Der Vergleich der beiden Methoden wird für alle Intervalle der differentiellen Wirkungsquerschnitte im Einzelnen durchgeführt.
Insbesondere die Λ-Signale für Zerfallswinkel $\cos\theta^* > -0.2$ erhalten einen großen Beitrag zum systematischen Fehler, da bei diesen Signalen die Ergebnisse der beiden

[1] Zur Bestimmung dieser Zahlen wurde der Vergleich der Triggereffizienzen in den Intervallen der kinematischen und Laborsystemvariablen Q^2, x, y, E, η und p_T sowie der Anzahl der Spuren im Ereignis N_{track} verwendet (vgl. Abb. 7.25,7.26). Weitere Größen wurden nicht herangezogen, um eine mögliche Korrelation der Verteilungen gering zu halten.

Methoden zur Signalbestimmung stark voneinander abweichen aufgrund der in Kap. 7.2.3 beschriebenen Probleme. In diesen Intervallen beträgt der systematische Fehler aus der Methode der Signalbestimmung 12-15%. Die Λ-Massenverteilungen sowie die Ergebnisse der Anpassung einer Gaußfunktion in Abhängigkeit von $\cos\theta^*$ sind in Anhang F abgebildet.

Variation der Λ- und K_S^0-Selektionsschnitte

Bei einer guten Beschreibung der Variablen, anhand derer die Zerfälle des K_S^0 bzw. Λ rekonstruiert werden, ist der gemessene Wirkungsquerschnitt unabhängig von den verwendeten Schnitten. Um systematische Abhängigkeiten von den Selektionsschnitten zu überprüfen werden die Schnitte auf das p_T der Töchterteilchen, die radiale Zerfallslänge sowie das Δdca des Sekundärvertex variiert. Diese Variation wird sowohl in den Daten als auch im rekonstruierten Monte Carlo durchgeführt und anschließend der Produktionswirkungsquerschnitt bestimmt.

Schnitt auf den Transversalimpuls der Töchterteilchen

Der untere p_T-Schnitt auf den Transversalimpuls der Töchterteilchen wird von 150 MeV auf 120 bzw. 180 MeV erniedrigt bzw. erhöht. Dadurch wird der Impulsbereich oberhalb von 120 MeV, in dem die Spureffizienz des H1-Detektors groß ist, bis zu Impulsen, in denen die volle Effizienz erreicht wird (ca. 180 MeV), abgedeckt.
Die relative Änderung des K_S^0-Wirkungsquerschnitts liegt in der Größenordnung von 1%, ist also vergleichsweise gering. Der Λ-Wirkungsquerschnitt ist deutlich sensitiver auf die Variation des p_T-Schnittes und variiert um 1% bis in einigen Intervallen sogar maximal 10 %. Dies ist auf das kleinere p_T der Zerfallspionen zurückzuführen, da mit abnehmendem p_T auch das Auflösungsvermögen der Spurkammer abnimmt. Die Variation des totalen Λ-Wirkungsquerschnittes beträgt ${}^{+5}_{-3}$%.
In einigen Intervallen z.B. bei kleinem p_T wird beobachtet, dass sowohl der K_S^0- als auch der Λ-Wirkungsquerschnitt sowohl bei der Variation des p_T-Schnittes nach oben als auch nach unten zunimmt, während man zunächst erwarten würde, dass sich Abweichungen mit unterschiedlichen Vorzeichen ergeben. Dieses Verhalten lässt sich verstehen, wenn man berücksichtigt, dass das p_T-Spektrum der K_S^0- und Λ-Teilchen und damit auch ihrer Töchterteilchen im Monte Carlo weicher ist als in den Daten.[2] Die kleineren Transversalimpulse im Monte Carlo und der steilere Anstieg des Spektrums führen dazu, dass bei einer Erhöhung des Schnittes in den Daten weniger Ereignisse verloren gehen als im Monte Carlo, während bei einem niedrigeren Schnitt in den Daten weniger Ereignisse als im Monte Carlo dazu gewonnen werden. Daher hat die Variation des Wirkungsquerschnittes in beiden Fällen das gleiche Vorzeichen. Tritt dieser Fall auf, so wird ein symmetrischer systematischer Fehler des

[2]Dies wird in Kap. 9 gezeigt werden.

Wirkungsquerschnitts nach oben bzw. nach unten angenommen, dessen Betrag durch die größere der beiden Abweichungen gegeben wird.

Schnitt auf die radiale Zerfallslänge und Δdca

Der untere Schnitt auf die radiale Zerfallslänge wird von 2cm um ±0.25cm variiert. Da die radiale Zerfallslänge und das p_T der K^0_S- und Λ-Teilchen korreliert sind, tritt der oben beschriebene Effekt auch bei der Variation der radialen Zerfallslänge auf. Die systematischen Abweichungen, die sich aus der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der minimalen radialen Zerfallslänge ergeben, betragen weniger als 1%.

Des Weiteren wurde der untere Schnitt auf das Δdca der Sekundärvertizes, $\Delta dca(K^0_S) > 0.2 + 2\exp[-p_T/\mathrm{GeV}]$ bzw. $\Delta dca(\Lambda) > 0.5\,\mathrm{cm}$, um ±0.25cm verändert. Daraus ergeben sich systematische Abweichungen des Wirkungsquerschnittes in der Größenordnung von 1-2 %.

Spureffizienz

Bei der Rekonstruktion seltsamer neutraler Zerfälle ist man wie bei jeder spurbasierten Analyse auf eine möglichst gute Beschreibung der Ineffizienzen der zentralen Spurkammer durch die Detektorsimulation angewiesen. Die Bestimmung der Spureffizienz in den Daten ist allerdings eine aufwändige Analyse, die innerhalb der vorliegenden Arbeit nicht eingehend studiert werden konnte.
Da zur Rekonstruktion der K^0_S- und Λ-Zerfälle zwei Spuren nötig sind, muss die Wahrscheinlichkeit in der zentralen Spurkammer eine Spur zu rekonstruieren, die ca. 0.97 beträgt, quadriert werden. Die Unsicherheit dieser Spureffizienz wird mit 3% abgeschätzt. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für beide Spuren ergibt sich zu 0.94 und variiert zwischen 0.88 und 1. Somit ergibt sich eine Unsicherheit von 6% auf den Wirkungsquerschnitt der K^0_S- bzw. Λ-Produktion. Da dieser Beitrag zur systematischen Unsicherheit nur auf einer groben Abschätzung beruht und unter den gemachten Annahmen sich für alle Intervalle der differentiellen Wirkungsquerschnitte gleich auswirkt, wird dieser Beitrag nicht in der quadratischen Summe aller systematischen Fehler sondern getrennt angegeben bzw. dargestellt.

Messung des Energieverlustes

In Kap. 6.3 wurde beschrieben, wie der gemessene Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ zur Verbesserung der K^0_S- und Λ-Signale verwendet werden kann. Mögliche Abweichungen zwischen dem gemessenen Energieverlust und den $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Werten der Monte Carlo Simulation können zu einer systematisch falschen Messung des Wirkungsquerschnittes führen. Der Unterschied in den Effizienzen der verwendeten Schnitte auf die $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Wahrscheinlichkeit der Teilchenhypothesen wird herangezogen, um diese systematische Unsicherheit abzuschätzen.

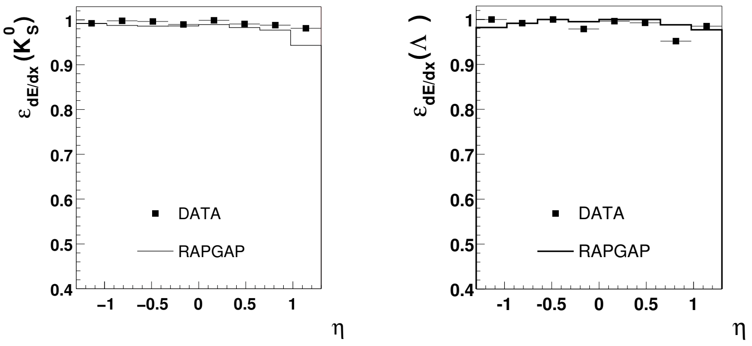


Abbildung 8.3: Effizienz der dE/dx-Schnitte $\varepsilon_{\mathrm{d}E/\mathrm{d}x}$ in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η für K_S^0 (links) und Λ (rechts) in den Daten (Symbole) und dem RAPGAP Monte Carlo (Histogramm).

Für die K_S^0-Zerfälle wurde im Jahr 1997 keine dE/dx-Information verwendet, im Jahr 1996 betrug der Unterschied zwischen der Effizienz der dE/dx-Schnitte in Daten und Monte Carlo $(0.08 \pm 0.14)\%$. Der Unterschied dieser Effizienz ist am größten für die Λ-Zerfälle in den Ereignissen des Jahres 1997 mit $(0.75 \pm 0.1)\%$, während er im Jahr 1996 $(0.4 \pm 0.3)\%$ beträgt. Es wurde außerdem die Abhängigkeit der dE/dx-Effizienz in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η untersucht. Diese ist in Abb. 8.3 für K_S^0-Mesonen und Λ-Baryonen dargestellt. Der Unterschied zwischen den Daten (Symbole) und dem Monte Carlo beträgt überall weniger als 1%, lediglich im größten bzw. zweitgrößten η-Intervall liegt die Differenz bei 4 bzw. 3% für die K_S^0 bzw. Λ-Effizienz.
Da eine systematische Unsicherheit des Gesamtwirkungsquerschnitts von weniger als 1% zu erwarten ist, wird dieser Beitrag nicht gesondert berücksichtigt.

Modellabhängigkeiten

Für die Bestimmung der Korrekturfaktoren, die sowohl die Korrektur auf die limitierten Rekonstruktionseffizienzen, Effekte der endlichen Detektorauflösung als auch die radiativen Korrekturen beinhalten, werden mit dem Generator RAPGAP erzeugte Ereignisse der tiefinelastischen Streuung verwendet.
Es wurde außerdem der Ereignisgenerator DJANGO benutzt. Diese beiden Generatoren basieren auf unterschiedlichen Modellen zur Beschreibung der tiefinelastischen Streuung, dem Matrixelement-Partonschauer- (MEPS) und Farbdipolmodell (CDM), wie in Kap. 2 beschrieben. Aus dem Vergleich der Effizienzen, die mit den beiden Generatoren berechnet wurden, lässt sich die Modellabhängigkeit der verwendeten Korrektur der Daten abschätzen. In Abbildung 8.4 sind die mit dem RAPGAP und dem DJANGO Monte Carlo bestimmten Effizienzen zur Korrektur des Λ-Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von η und p_T abgebildet. Bei der Verwen-

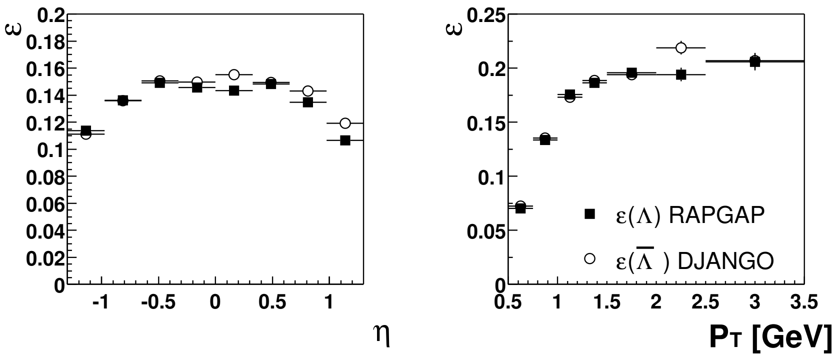


Abbildung 8.4: Effizienzen zur Korrektur des Λ-Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von η und p_T bestimmt mit dem RAPGAP (gefüllte) und dem DJANGO (offene Symbole) Monte Carlo.

dung beider Modelle werden radiative Effekte berücksichtigt und darauf korrigiert. Man sieht dass die Abweichungen zwischen den beiden Modellen klein sind, allerdings sind diese maximal im Bereich großer η. In Kap. 9 wird gezeigt werden, dass gerade in diesem Bereich interessante Abweichungen zwischen dem RAPGAP Modell und den Daten beobachtet werden. Daher sollten die Modellabhängigkeiten der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte eingehender studiert werden, insbesondere mit der nun zur Verfügung stehenden neuen Simulation der H1-Spurkammer. Es ergibt sich ein Beitrag der Modellabhängigkeit zur systematischen Unsicherheit der Messung des Wirkungsquerschnittes in der Größenordnung von 1-5 %.

In Kap.9 wird außerdem gezeigt, beispielsweise das η-Spektrum der K_S^0-Produktion durch das CASCADE Monte Carlo wesentlich besser beschrieben wird als durch das RAPGAP Monte Carlo. Dies kann zu einer Über- oder Unterschätzung der Akzeptanz des Detektors in den zur Korrektur der Wirkungsquerschnitte verwendeten Effizienzen führen.

Da es in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht möglich war, simulierte und rekonstruierte Ereignisse des CASCADE Monte Carlos heranzuziehen, wurde ein möglicher Effekt dieser Abweichung mit Hilfe generierter Ereignisse untersucht. Dazu wurde sowohl im RAPGAP als auch im CASCADE Monte Carlo das Verhältnis der generierten K_S^0- und Λ-Zerfälle gebildet, die im untersuchten kinematischen und sichtbaren Bereich liegen, zu solchen Zerfällen, die des Weiteren die Bedingungen an das p_T und η der Töchterteilchen sowie der radialen Zerfallslänge erfüllen, die bei der Rekonstruktion der Zerfälle verlangt werden. D.h. es wurde überprüft, dass $p_T^{Tochter} > 0.15$ GeV und $|\eta^{Tochter}| < 1.5$ gilt und dass der Zerfallsvertex mindestens 2 cm vom Ereignisvertex entfernt ist.

Das Verhältnis der Ereigniszahlen vor bzw. nach diesen Bedingungen spiegelt die Effizienz dieser Schnitte wieder. Der Vergleich dieser Verhältnisse im RAPGAP und im CASCADE Monte Carlo ist in Abbildungen 8.5 bis 8.6 gezeigt. Die Abweichung zwischen den beiden Modellen ist in großen Teilen des kinematischen Bereiches gering,

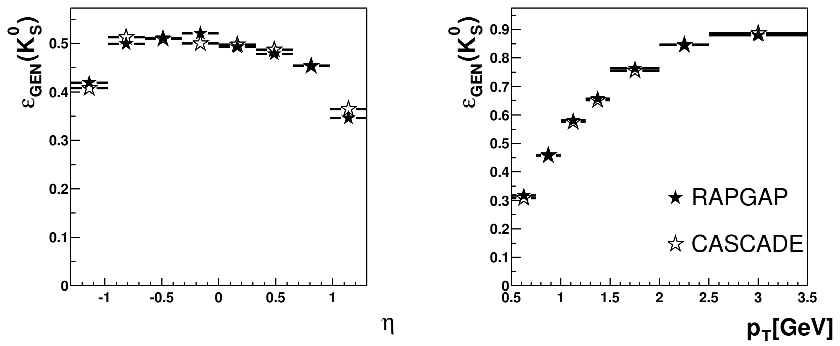


Abbildung 8.5: Auf Generatorniveau bestimmte Effizienz der Schnitte auf das p_T und η der Töchterteilchen und die radiale Zerfallslänge der K_S^0 für das RAPGAP und das CASCADE Monte Carlo zur Untersuchung der Abhängigkeit der Korrekturfaktoren vom verwendeten Generator.

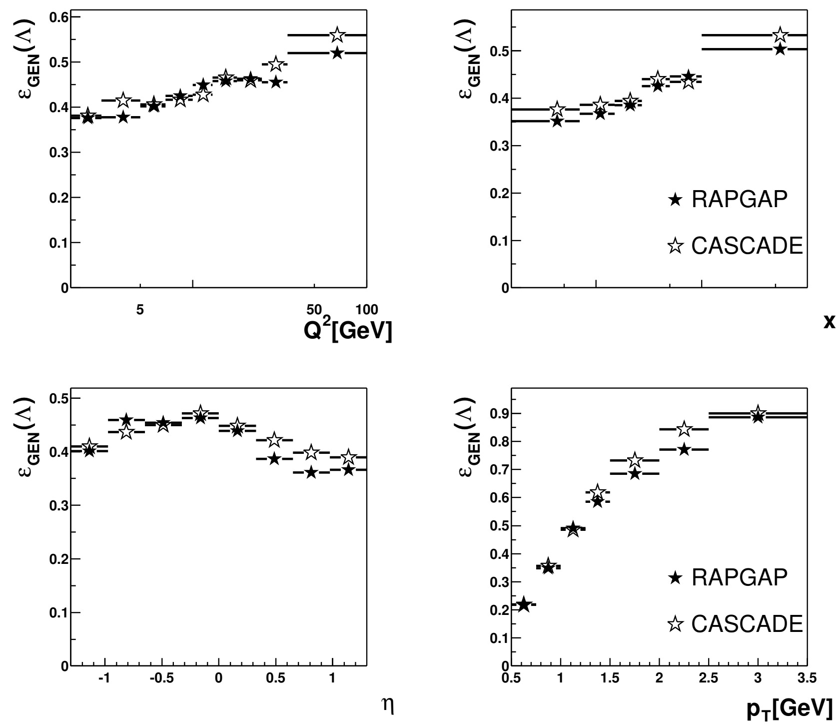


Abbildung 8.6: Auf Generatorniveau bestimmte Effizienz der Schnitte auf das p_T und η der Töchterteilchen und die radiale Zerfallslänge der Λ für das RAPGAP und das CASCADE Monte Carlo zur Untersuchung der Abhängigkeit der Korrekturfaktoren vom verwendeten Generator.

so dass keine große systematische Verfälschung der Korrekturfaktoren des RAPGAP Monte Carlos zu erwarten ist. Allerdings wird im Fall der Λ-Baryonen im Bereich positiver Pseudorapiditäten ein Unterschied zwischen den beiden Modellen von bis zu 10% festgestellt. Da, wie in Kap. 9 zu sehen sein wird, in diesem Bereich die größten Abweichungen zwischen dem gemessenen und den Monte Carlo Wirkungsquerschnitten beobachtet wird, sollte die Korrektur der Daten auch mit dem CASCADE Monte Carlo durchgeführt werden. Dafür stand im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht die nötige Zeit zur Verfügung.

Λ- und K^0_S-Wirkungsquerschnitt in der oberen und unteren CJC

Um die Simulation und Korrektur ineffizienter Bereiche der CJC zu überprüfen, wird der K^0_S- und Λ-Wirkungsquerschnitt allein mittels der in der oberen bzw. unteren CJC rekonstruierten Ereignisse ermittelt und jeweils mit dem der gesamten CJC verglichen.[3]
Dabei beobachtet man, dass die K^0_S-Wirkungsquerschnitte in der oberen und unteren CJC mit dem Gesamtwirkungsquerschnitt konsistent sind, während im Fall der Λ-Baryonen in der oberen CJC ein zu großer und in der unteren CJC ein zu kleiner Wirkungsquerschnitt gemessen wird. Diese Abweichung liefert jedoch keinen weiteren Beitrag zu den systematischen Unsicherheiten, da dieses Verhalten verstanden werden kann, wenn man die Verteilung der Transversalimpulse der K^0_S und Λ sowie ihrer Töchterteilchen in den Daten und im Monte Carlo berücksichtigt. Bei großem p_T der Spuren wirken sich die ineffizienten, insensitiven ϕ-Bereiche der CJC stärker aus, da aufgrund der geringeren Krümmung weniger Zellen durchquert werden. Da die p_T-Spektren im Monte Carlo weicher sind, machen sich die Ineffizienzen weniger bemerkbar als in den Daten [83]. Dieser Unterschied zwischen den Daten und der Simulation ist im Fall der Λ-Baryonen stärker ausgeprägt als im Fall der K^0_S, da aufgrund der Kinematik des Zerfalls kleinere Transversalimpulse der Pionen auftreten.

Um eine mögliche Abweichung in der Simulation des Spurkammerverhaltens weiterhin ausschließen zu können, wurde die Anzahl der Spurtreffer der Töchterteilchen in Abhängigkeit von Teilchentyp, Ladung, Jahr und Bereich der CJC untersucht und in Daten und Monte Carlo verglichen. Dieser Vergleich findet sich in Anhang G.

8.2 Zusammenfassung der Quellen systematischer Unsicherheiten

In Tabelle 8.1 sind die einzelnen Beiträge zu den systematischen Fehlern des K^0_S- bzw. Λ-Wirkungsquerschnitts sowie deren typische Größe zusammengefasst.

[3] Wie in Kap. 4.4 beschrieben, treten diese ineffizienten Bereiche verstärkt in der unteren CJC auf.

Es dominieren die Beiträge der Spureffizienz, der Modellabhängigkeit und im Fall der Λ-Baryonen die Variation des p_T-Schnittes. Der nächstgrößte Beitrag stammt aus der Unsicherheit der elektromagnetischen Skala. Die Beiträge der Variation des Polarwinkels des gestreuten Elektrons, der Variation des Schnittes auf die radiale Zerfallslänge, der $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Messung sowie der Luminosität und der Verzweigungsverhältnisse fallen demgegenüber nicht ins Gewicht. Die Größe und Dominanz der einzelnen Beiträge zur Unsicherheit der differentiellen Wirkungsquerschnitte kann variieren. So ist die systematische Unsicherheit im größten Intervall in η, in dem keines der zur Korrektur verwendeten Modelle die Daten gut beschreibt, durch den Beitrag der Modellabhängigkeit der Korrekturen dominiert. Dieser beträgt in diesem Intervall ca. 7% im Fall des K_S^0- und ca. 10% im Fall des Λ-Wirkungsquerschnittes. Addiert man die Quadrate der Fehler, so ergibt sich eine gesamte, systematische Unsicherheit von $\pm 7\%$ für den K_S^0- und $^{+9}_{-8}\%$ für den Λ-Wirkungsquerschnitt.

In den differentiellen Wirkungsquerschnitten, die im folgenden Kapitel untersucht werden, werden die Beiträge der Unsicherheit der Luminositätsmessung, der Verzweigungsverhältnisse sowie der Spureffizienz in den systematischen Fehlern nicht berücksichtigt, da diese zwischen den Intervallen stark korreliert sind und im Fall der Luminosität und Verzweigungsverhältnisse klein gegenüber den übrigen Beiträgen. Die Unsicherheit der Spureffizienz wird zusätzlich als Band dargestellt.
Beim systematischen Fehler der in Kapitel 7 vorgestellten *Seagull*-Verteilung werden

Ursache der Unsicherheit	**typische Größe des systematischen Fehlers**	
elektromagnetische Skala	2-4 %	
Winkel des gestreuten Elektrons	ca. 1%	
Methode der Signalbestimmung	1-3%	
Modellabhängigkeit der Korrekturen	ca. 5 %	
Luminosität L	1.5 %	
Untergrund von Photoproduktionsereignissen	< 0.1%	
Variation der K_S^0- und Λ-Selektion	K_S^0	Λ
$p_t^{p,\pi}$	ca.1%	3-5 %
radiale Zerfallslänge	<1%	<1%
Δdca	1-2%	1-2%
Triggereffizienzen	$\pm 1.3\%$	$^{+0.6}_{-2.6}\%$
Spureffizienz	$\pm 6\%$	$\pm 6\%$
$\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Messung	< 1%	<1%
Unsicherheit in den Verzweigungsverhältnissen B	0.41%	0.78%

Tabelle 8.1: Typische Größe der einzelnen Beiträge zur systematischen Unsicherheit.

lediglich die Beiträge der Variation der elektromagnetischen Skala, des Schnittes auf p_T sowie die Modellabhängigkeit berücksichtigt. Letztere liefert den größten Beitrag, neben dem die übrigen Quellen systematischer Unsicherheiten vernachlässigt werden können. Beiträge wie die Unsicherheit der Luminosität, der Verzweigungsverhältnisse oder die als konstant angenommene Unsicherheit der Spureffizienz, die sich in allen Intervallen der Wirkungsquerschnitte gleich auswirken, haben keinen Einfluß auf die *Seagull*-Verteilung, in der die mittleren quadrierten Transversalimpulse $\langle p_T^{*2} \rangle$ im hadronischen Schwerpunktsystem betrachtet werden.
Es werden im folgenden Kapitel auch Verhältnisse von Wirkungsquerschnitten betrachtet. Diese sind lediglich mit statistischen Fehlern angegeben, da sich eine Vielzahl der systematischen Unsicherheiten bei der Bildung der Verhältnisse aufheben.

Kapitel 9

Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion mit Modellen

In diesem Kapitel sollen die gemessenen, differentiellen Wirkungsquerschnitte der K_S^0- und Λ-Produktion mit verschiedenen Modellvorhersagen verglichen werden. Es wird der kinematische Bereich

$$2\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2 \qquad 0.1 < y < 0.6$$

und

$$-1.3 < \eta^{K_S^0,\Lambda} < 1.3 \qquad 0.5\,\mathrm{GeV} < p_T^{K_S^0,\Lambda} < 3.5\,\mathrm{GeV}$$

untersucht. Der verwendete Datensatz der Jahre 1996 und 1997 entspricht einer Luminosität von 17.8 pb^{-1} (vgl. Kap.5). Die gemessenen K_S^0- und Λ-Verteilungen werden, wie in Kap. 7 beschrieben, mit den mittels der Faktormethode bestimmten differentiellen Effizienzen korrigiert.
Die Modelle, die zu Vergleichen herangezogen werden, sind das MEPS-Modell, das im RAPGAP Generator implementiert ist, die CCFM-Näherung in CASCADE sowie das Farbdipolmodell (CDM) im DJANGO Monte Carlo (vgl. Kap. 2) . Diese Generatoren verwenden das Lund-Stringmodell, implementiert im JETSET Programm, zur Modellierung des Übergangs von Quarks zu Hadronen. Es werden verschiedene Werte für den *strangeness*-Unterdrückungsfaktor λ_S verwendet. Des Weiteren werden die Daten mit dem HERWIG Monte Carlo verglichen.
In Tabelle 9.1 sind die totalen sichtbaren Wirkungsquerschnitte der K_S^0- und Λ-Produktion in den Daten mit den Vorhersagen dieser Modelle verglichen. Neben den Wirkungsquerschnitten sind auch die Verhältnisse der $\Lambda(\bar{\Lambda})$- zur K_S^0-Produktion und des Λ- zum $\bar{\Lambda}$-Wirkungsquerschnittes angegeben. Die totalen Wirkungsquerschnitte sowohl der K_S^0- als auch der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion können vom MEPS-Modell besser mit einem kleinen $\lambda_S \approx 0.2$ vorhergesagt werden, die Vorhersagen des CCFM- und das CDM-Modells liegen bei diesem Wert etwas unterhalb der Daten. HERWIG ist zwar

	H1-Daten	MEPS		CCFM
		$(\lambda_s = 0.3)$	$(\lambda_S = 0.2)$	$(\lambda_S = 0.2)$
$\sigma_{vis}(K_S^0)$[nb]	$20.25 \pm 0.10 \pm 1.47$	24.4	20.2	18.2
$\sigma_{vis}(\Lambda(\bar{\Lambda}))$[nb]	$6.96 \pm 0.09^{+0.64}_{-0.56}$	8.05	6.29	5.96
$\sigma_{vis}(\Lambda)$[nb]	$3.44 \pm 0.06^{+0.31}_{-0.28}$	4.01	3.14	3.00
$\sigma_{vis}(\bar{\Lambda})$[nb]	$3.53 \pm 0.06^{+0.32}_{-0.28}$	4.04	3.15	2.96
$\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda})/\sigma(K_S^0)$	0.344 ± 0.004	0.330	0.311	0.328
$\sigma(\Lambda)/\sigma(\bar{\Lambda})$	0.98 ± 0.02	0.99	1.00	0.99

	H1-Daten	CDM	HERWIG
		$(\lambda_S = 0.2)$	
$\sigma_{vis}(K_S^0)$[nb]	$20.25 \pm 0.10 \pm 1.47$	19.21	22.15
$\sigma_{vis}(\Lambda(\bar{\Lambda}))$[nb]	$6.96 \pm 0.09^{+0.64}_{-0.56}$	6.23	20.6
$\sigma_{vis}(\Lambda)$[nb]	$3.44 \pm 0.06^{+0.31}_{-0.28}$	3.32	10.38
$\sigma_{vis}(\bar{\Lambda})$[nb]	$3.53 \pm 0.06^{+0.32}_{-0.28}$	3.31	10.22
$\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda})/\sigma(K_S^0)$	0.344 ± 0.004	0.324	0.930
$\sigma(\Lambda)/\sigma(\bar{\Lambda})$	0.98 ± 0.02	1.00	1.02

Tabelle 9.1: Die totalen, inklusiven sichtbaren Wirkungsquerschnitte $\sigma_{vis}(ep \rightarrow [K_S^0, \Lambda(\bar{\Lambda}), \Lambda\bar{\Lambda}]X)$ der K_S^0- und Λ-Produktion in den Daten und in den Modellen MEPS(RAPGAP), CCFM(CASCADE), CDM(DJANGO) und HERWIG.

in der Lage, den total K_S^0-Wirkungsquerschnitt zu reproduzieren, allerdings liegt die Vorhersage für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion weit über der Beobachtung.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst die K_S^0- und Λ-Produktion in Abhängigkeit der kinematischen Variablen x, Q^2, y und W (Kap. 9.1) sowie der Variablen η und p_T im Laborsystem (Kap. 9.2) untersucht. Anschließend werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte im hadronischen Schwerpunktsystem (Kap. 9.3) und im Breitsystem (Kap. 9.4) betrachtet. In Kap. 9.5 wird untersucht, inwieweit es möglich ist, die Polarisation der Λ-Baryonen zu bestimmen.

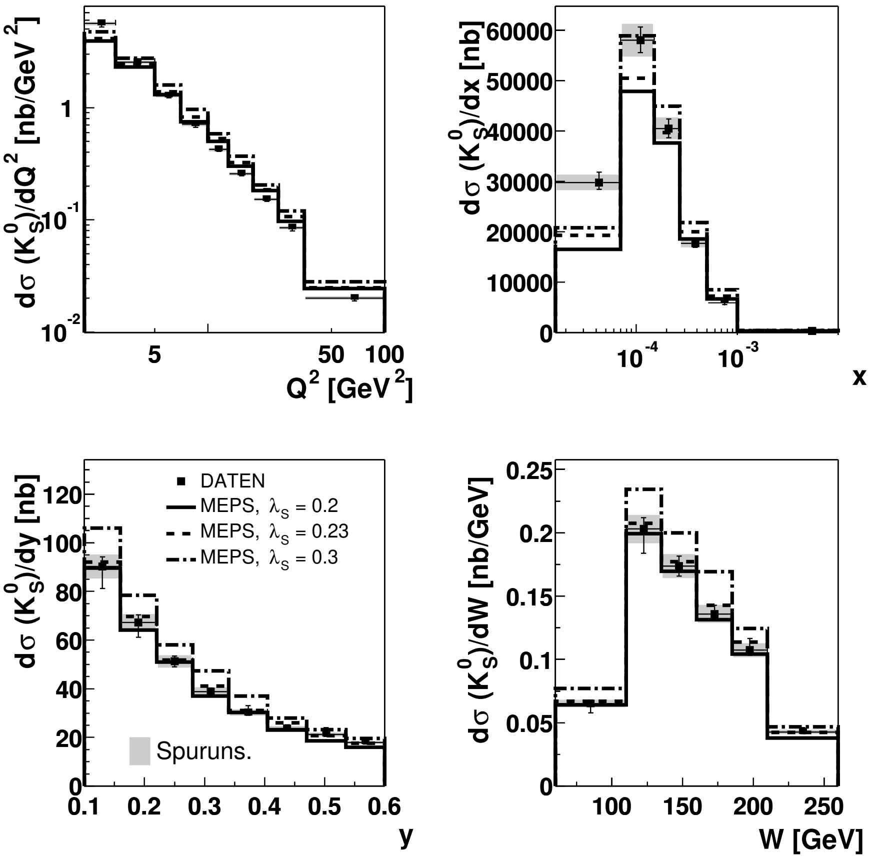


Abbildung 9.1: $\sigma(ep \to K_S^0 X)$ in den kinematischen Variablen x, Q^2, y und W im Vergleich mit den Vorhersagen des MEPS-Modells (RAPGAP)unter Verwendung von drei verschiedenen *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren λ_S =0.2, 0.23 und 0.3, dargestellt als durchgezogenes, gestricheltes und gestrichpunktetes Histogramm.

9.1 Die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den kinematischen Variablen

Um die gemessenen K_S^0- und Λ-Wirkungsquerschnitte in den kinematischen Variablen Q^2, x, y und W zu untersuchen, werden diese mit den Vorhersagen des MEPS-Modells verglichen. Dabei werden verschiedene *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren, λ_S =0.2, 0.23 und 0.3, im Lund-Stringmodell verwendet. Diese Vergleiche finden sich für die K_S^0-Mesonen in Abb. 9.1 und für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen[1] in Abb. 9.2. Die Daten sind sowohl mit statistischen Fehlern (innere Balken) als auch der quadratischen Summe

[1]Es wird dabei nicht zwischen Λ und $\bar{\Lambda}$ unterschieden, lediglich in Kap. 9.2.3 werden explizit der Λ- und $\bar{\Lambda}$-Wirkungsquerschnitt verglichen.

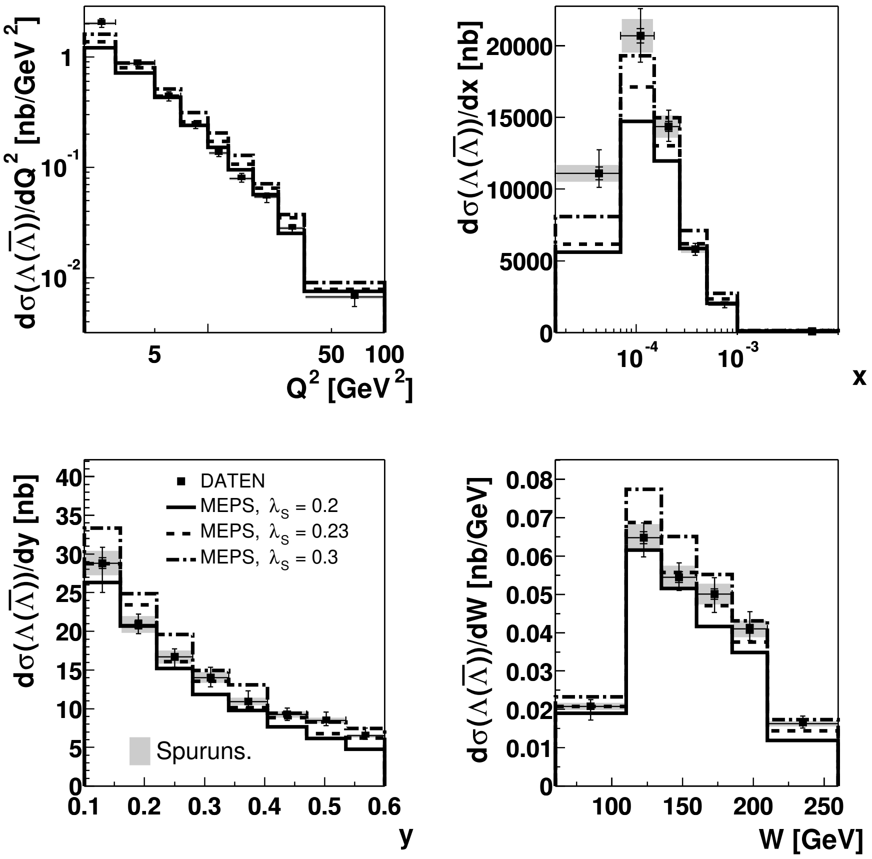


Abbildung 9.2: $\sigma(ep \to \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ in den kinematischen Variablen x, Q^2, y und W im Vergleich mit den Vorhersagen des MEPS-Modells unter Verwendung von drei verschiedenen *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren λ_S =0.2, 0.23 und 0.3, dargestellt als durchgezogenes, gestricheltes und gestrichpunktetes Histogramm.

der statistischen und systematischen Fehler (äußere Balken) abgebildet.[2]
Der Beitrag der Unsicherheit der Spureffizienz (vgl. Kap. 8) zur Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte ist in den systematischen Fehlern nicht enthalten sondern zusätzlich als grauer Balken eingetragen. Sowohl im Fall der K^0_S-Mesonen als auch der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen ist das MEPS-Modell nicht in der Lage, die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von Q^2 und x zu beschreiben. In beiden Fällen wird eine unterschiedliche Steigung der Q^2- und x-Verteilungen in den Daten und im MEPS-Modell beobachtet, so dass es selbst bei kleinem λ_S zu einem Überschuss des Modells bei großem Q^2 bzw. x und zu einer Unterschätzung des Wirkungsquerschnittes bei kleinen Werten dieser Variablen kommt. Insbesondere im Bereich $2 < Q^2 < 5\mathrm{GeV}^2$

[2]Dies gilt für alle in diesem Kapitel gezeigten Wirkungsquerschnitte mit Ausnahme der *Seagull*-Verteilung und der Darstellung des Verhältnisses der K^0_S- und Λ-Wirkungsquerschnitte, die lediglich mit statistischen Fehlern versehen sind.

und im Intervall $1.58 \cdot 10^{-5} < x < 7 \cdot 10^{-5}$ ist diese Abweichung deutlich zu erkennen. Im Bereich mittlerer x, $2.7 \cdot 10^{-4} < x < 10^{-3}$, kann der Wirkungsquerschnitt sowohl für die K^0_S- als auch für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion vom MEPS-Modell mit einem *strangeness*-Unterdrückungsfaktor von $\lambda_S \approx 0.2-0.23$ reproduziert werden.

Die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von y und W können für beide Teilchen besser beschrieben werden, wobei ebenfalls ein kleinerer *strangeness*-Unterdrückungsfaktor als der Standardwert von 0.3 von den Daten bevorzugt wird. Allerdings weist die Form der y- und W-Verteilungen des $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnittes kleine Unterschiede zwischen den Daten und dem Modell auf.
Der Standardwert $\lambda_S = 0.3$ stützt sich im Wesentlichen auf Beobachtungen in e^+e^--Kollisionen bei LEP [44, 45]. Die H1-Daten für die K^0_S- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion scheinen besser mit einem Wert von λ_S=0.2-0.25 verträglich zu sein.

Die Wirkungsquerschnitte in den kinematischen Variablen wurden neben dem MEPS-Modell auch mit CDM und der CCFM-Näherung in CASCADE verglichen. Diese Modelle weisen ein ähnliches Verhalten wie MEPS auf und unterschätzen ebenfalls sowohl die K^0_S- als auch die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion bei kleinem Q^2 und x. Auch von diesen Modellen wird ein kleinerer *strangeness*-Unterdrückungsfaktor als 0.3 bevorzugt.

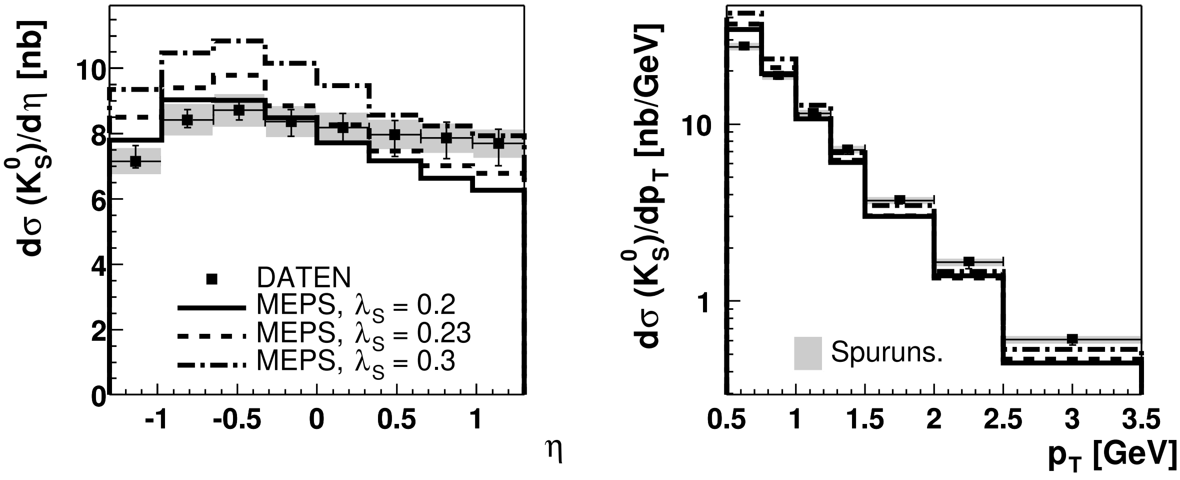


Abbildung 9.3: $\sigma(ep \to K_S^0 X)$ im Laborsystem. Vergleich der Daten mit dem MEPS-Modell mit $\lambda_S = 0.2$, 0.23 und 0.3, dargestellt als durchgezogenes, gestricheltes und gestrichpunktetes Histogramm.

9.2 K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion im Laborsystem

Im Folgenden wird die K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion in den Laborsystemvariablen η und p_T untersucht und eingehend mit den verschiedenene Modellvorhersagen verglichen. Es werden auch die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von Q^2 betrachtet. (Kap. 9.2.1). Die Abhängigkeit der Produktionswirkungsquerschnitte von der Pseudorapidität η wird zusätzlich mit Hilfe der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_{FB} analysiert (Kap. 9.2.2). Des Weiteren wird die Produktion der Λ- und $\bar{\Lambda}$-Baryonen im Einzelnen (Kap. 9.2.3) und das Verhältnis des K_S^0- zum $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitt untersucht (Kap. 9.2.4).

Vergleich mit dem MEPS Modell

Abbildung 9.3 zeigt den Vergleich des differentiellen K_S^0-Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η und dem Transversalimpuls p_T im Labor mit den Vorhersagen des MEPS-Modells (RAPGAP) für *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren von $\lambda_S = 0.2$, 0.23 und 0.3. Die unterschiedlichen Werte von λ_S führen im Wesentlichen zu einer Änderung des Gesamtwirkungsquerschnittes während die Form der η- und p_T-Verteilungen wenig beeinflusst wird.

Der gemessene Produktionswirkungsquerschnitt der K_S^0-Mesonen ist in Vorwärtsrichtung, also für positive Pseudorapiditäten η, nahezu flach verteilt, nimmt in Rückwärtsrichtung leicht zu, um dann wieder abzufallen. Die Daten können durch

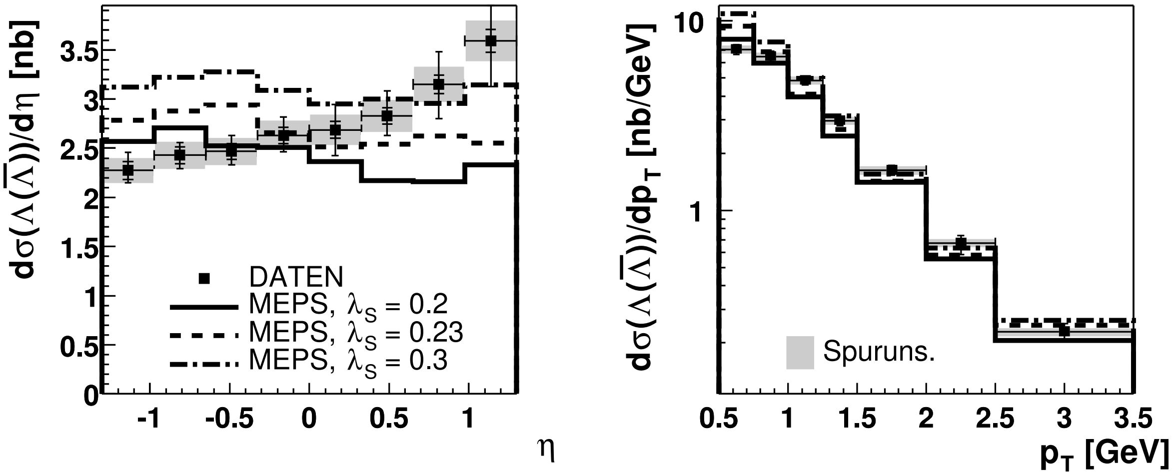


Abbildung 9.4: $\sigma(ep \rightarrow \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ im Laborsystem. Vergleich der Daten mit dem MEPS-Modell mit $\lambda_S = 0.2$, 0.23 und 0.3, dargestellt als durchgezogenes, gestricheltes und gestrichpunktetes Histogramm.

das MEPS-Modell am ehesten mit einem kleinen *strangeness*-Unterdrückungsfaktor von 0.2 beschrieben werden, allerdings wird die Form der η-Abhängigkeit nicht richtig modelliert. Der Wirkungsquerschnitt wird für negative η über- und für positive η unterschätzt.
Der K^0_S-Wirkungsquerschnitt fällt mit dem Transversalimpulsen exponentiell ab, allerdings ist das p_T-Spektrum im MEPS-Modell weicher als in den Daten. So wird der Wirkungsquerschnitt bei kleinen Transversalimpulsen vom Modell stark überschätzt. Wie wir noch sehen werden, ist das eine Eigenschaft sowohl des K^0_S- als auch des $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitts in fast allen Modellen.
Das MEPS-Modell ist mit keinem der verwendeten *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren in der Lage, das gemessene p_T-Spektrum zu reproduzieren.

Der entsprechende Vergleich für den $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 9.4 dargestellt. Der gemessene Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η steigt zu positivem η stark an. Dieser Anstieg kann durch das MEPS-Modell nicht erklärt werden. Das p_T-Spektrum wird ebenfalls vom MEPS-Modell zu weich vorhergesagt, im Bereich von $p_T < 0.75\,\mathrm{GeV}$ liegen die Wirkungsquerschnitte bei allen verwendeten λ_S-Werten oberhalb der Daten.
Die Vorhersagen des MEPS-Modells im RAPGAP Monte Carlo wurden mit denen des DJANGO Monte Carlos, das anstelle des CDM in ARIADNE auch das MEPS-Modell im LEPTO Generator verwenden kann, überprüft. Die Vorhersagen beider Implementierungen des MEPS-Modells stimmen überein.

Vergleich mit der CCFM-Näherung im CASCADE Monte Carlo

Die η- und p_T-Spektren der K^0_S- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion sollen nun auch mit den Vorhersagen das CASCADE Monte Carlos verglichen werden, die auf der CCFM-Evolution beruhen, im Unterschied zum MEPS-Modell (RAPGAP), in dem die DGLAP-Evolution verwendet wird (vgl. Kap. 2). Der Vergleich für die K^0_S-Mesonen ist in Abb. 9.5 dargestellt, der für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen in Abb. 9.6. Es wurden für das CCFM-Modell zwei verschiedene Werte für den *strangeness*-Unterdrückungsfaktor, λ_S=0.2 und 0.25, verwendet.

Die η-Abhängigkeit des K^0_S-Wirkungsquerschnittes kann vom CCFM-Modell wesent-

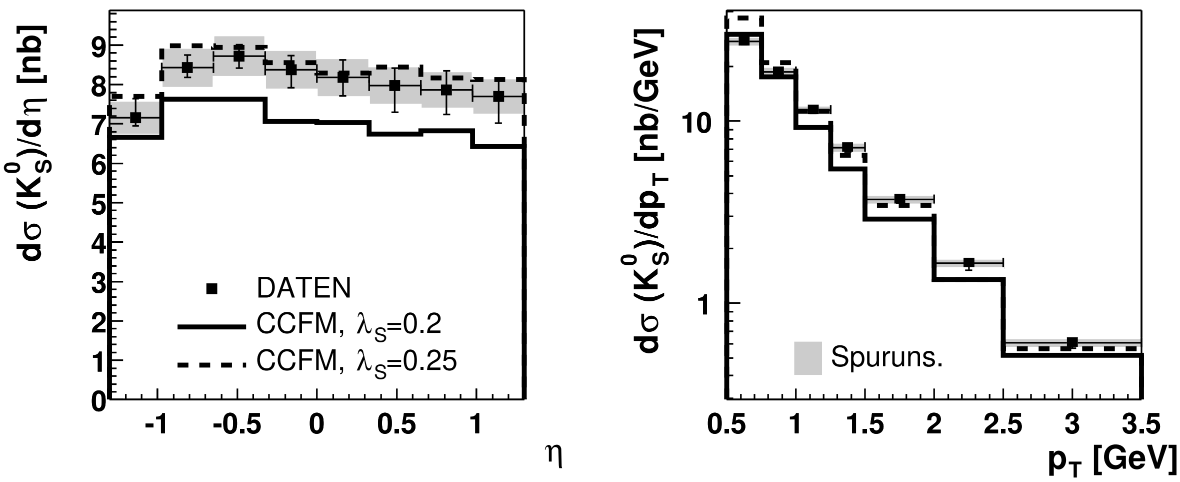


Abbildung 9.5: $\sigma(ep \rightarrow K^0_S X)$ im Laborsystem. Vergleich der Daten mit dem CCFM-Modell mit $\lambda_S = 0.2$ und 0.25, dargestellt als durchgezogenes und gestricheltes Histogramm.

lich besser beschrieben werden als vom MEPS-Modell, wobei ein Wert von $\lambda_S = 0.25$ bevorzugt wird, also ein etwas höherer Wert als der vom MEPS-Modell bevorzugte Wert von $\lambda_S = 0.2$. Die Form der η-Verteilung der K^0_S-Mesonen stimmt sehr gut zwischen dem CCFM-Modell und den Daten überein.
Auch der Vergleich des p_T-Spektrums liefert eine bessere Übereinstimmung, wenn gleich auch hier ein zu weiches Spektrum vorhergesagt wird.

Auch im Fall der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen (Abb.9.6) kann das CCFM-Modell die η-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes besser beschreiben als das MEPS-Modell, allerdings kann die Form der Verteilung von keinem der beiden Modelle reproduziert werden.

In der CCFM-Näherung in CASCADE besteht die Partonleiter der Evolution ausschließlich aus Gluonen, während im MEPS-Modell in RAPGAP sowohl Quarks als auch Gluonen aus dem Proton in den harten Subprozess einlaufen können. Die

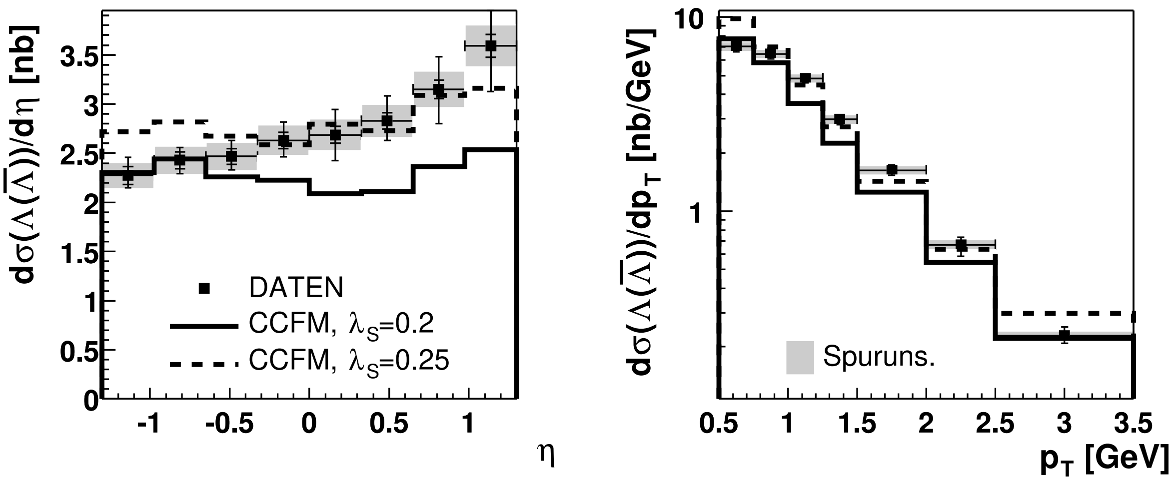


Abbildung 9.6: $\sigma(ep \rightarrow \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ im Laborsystem. Vergleich der Daten mit dem CCFM-Modell mit $\lambda_S = 0.2$ und 0.25, dargestellt als durchgezogenes und gestricheltes Histogramm.

deutlich bessere Beschreibung der K_S^0-Daten durch das CCFM-Modell führt zu der Überlegung, dass die K_S^0-Produktion von gluoninduzierten Prozessen dominiert sein könnte.
Daher wurden mit dem RAPGAP Generator erzeugte Verteilungen, bei denen ausschließlich der Boson-Gluon-Fusionsprozess zugelassen wurde (MEPS-BGF), zu Vergleichen herangezogen. In Abbildung 9.7 ist neben dem gemessenen Wirkungsquerschnitt das MEPS-Modell unter Berücksichtigung aller möglichen Prozesse sowie für den BGF-Prozess alleine dargestellt.
Im Fall des BGF-Prozesses wird im RAPGAP Monte Carlo auf die auslaufenden Quarks bzw. Antiquarks ein p_T^2-Schnitt durchgeführt, um Divergenzen auszuschließen. Dieser Schnitt wurde zu 3 bzw. 1 GeV^2 gewählt. Aufgrund dieses Schnittes kann der totale Wirkungsquerschnitt nicht richtig reproduziert werden, wenn ausschließlich der BGF-Prozess zugelassen wird. Daher sind diese Verteilungen auf den Gesamtwirkungsquerschnitt in den Daten normiert.
Es fällt auf, dass das MEPS-BGF die Form der η-Verteilung des K_S^0-Wirkungsquerschnittes besser beschreiben kann als das Standard-MEPS. Auch das p_T-Spektrum ist im MEPS-BGF etwas härter, und damit näher an den Daten.

Abbildung 9.8 zeigt den entsprechenden Vergleich des Standard-MEPS- und des MEPS-BGF-Modells für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion. Auch hier ergibt sich für den BGF-Prozess eine η-Verteilung, die der des CCFM-Modells ähnelt und damit dichter an den Daten liegt als das Standard-MEPS. Der starke Anstieg des Wirkungsquerschnittes in Vorwärtsrichtung kann jedoch nicht beschrieben werden.

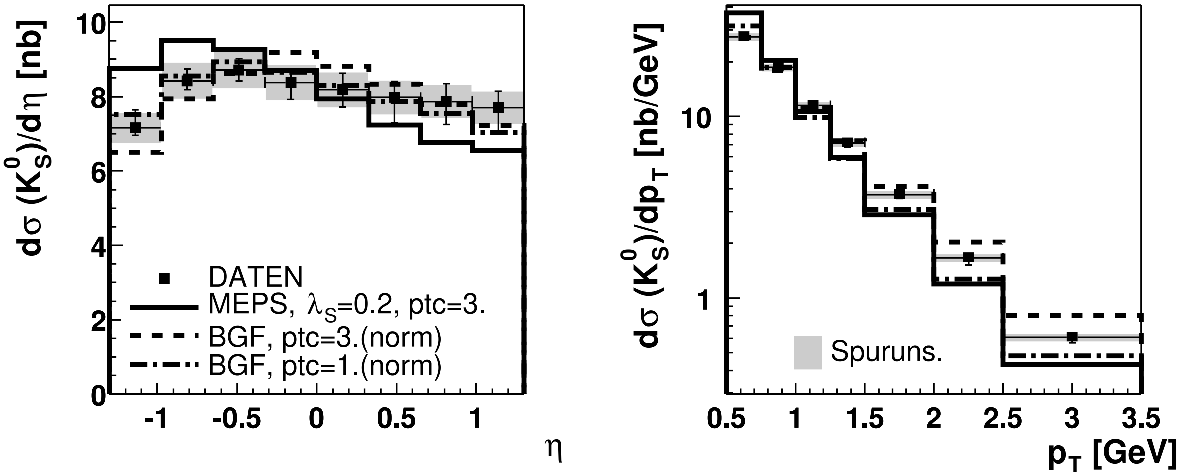


Abbildung 9.7: $\sigma(ep \to K_S^0 X)$ im Laborsystem. Vergleich der Daten mit dem MEPS-Modell mit allen Subprozessen (durchgezogene Linie) und ausschließlich mit dem BGF-Prozess, wobei zwei verschieden p_T^2-Schnitte verwendet werden (vgl. Text) bei 3 GeV^2 (gestricheltes Histogramm) und bei 1 GeV^2 (gestrichpunktetes Histogramm). Die MEPS-BGF-Verteilungen sind auf den Gesamtwirkungsquerschnitt normiert.

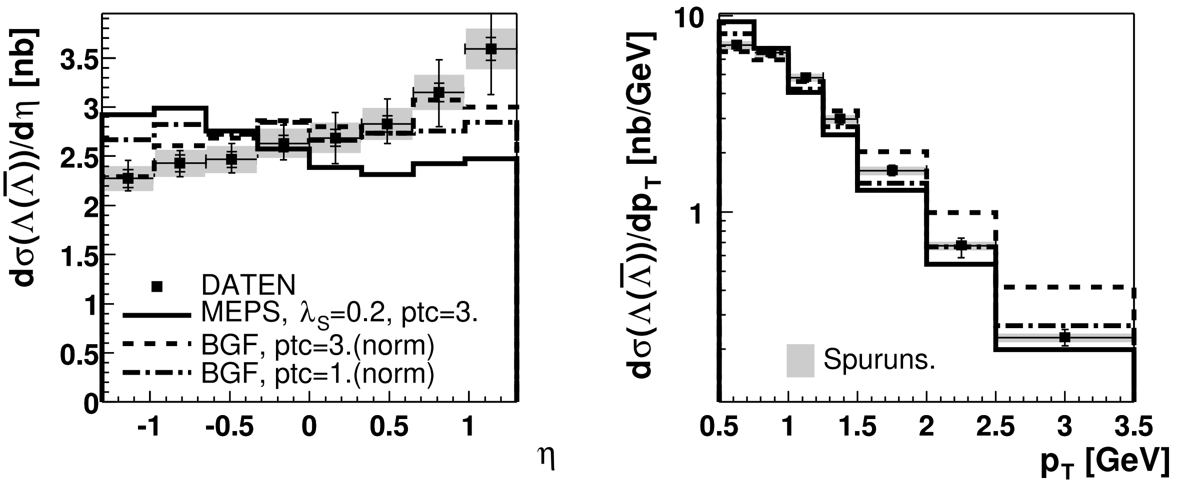


Abbildung 9.8: $\sigma(ep \to \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ im Laborsystem. Vergleich der Daten mit dem MEPS-Modell mit allen Subprozessen (durchgezogene Linie) und ausschließlich mit dem BGF-Prozess, wobei zwei verschieden p_T^2-Schnitte verwendet werden (vgl. Text) bei 3 GeV^2 (gestricheltes Histogramm) und bei 1 GeV^2 (gestrichpunktetes Histogramm). Die MEPS-BGF-Verteilungen sind auf den Gesamtwirkungsquerschnitt normiert.

Vergleich mit dem Farbdipolmodell und dem HERWIG Monte Carlo

Abschließend werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte im Laborsystem mit dem Farbdipolmodell (CDM), implementiert im DJANGO Monte Carlo, und mit

dem HERWIG Monte Carlo verglichen. Für den Hadronisierungsschritt wird in DJANGO, wie schon in CASCADE und RAPGAP, das in JETSET implementierte Lund-Stringmodell verwendet, während in HERWIG die Fragmentation auf dem *cluster*-Modell basiert (vgl. Kap. 2).
Da HERWIG die Wirkungsquerschnitte für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen stark überschätzt, wird es auf den $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Gesamtwirkungsquerschnitt in den Daten normiert, indem die Vorhersage mit einem Faktor von ca. 0.34 multipliziert wird. Das CDM (DJANGO) wird mit zwei verschiedenen *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren, $\lambda_S = 0.2$ und 0.25, verwendet.

Der Vergleich des K_S^0-Wirkungsquerschnittes mit diesen beiden Modellen ist in Abb. 9.9 dargestellt. Das CDM mit einem λ_S von 0.25 ist in der Lage, die η-Abhängigkeit der K_S^0-Produktion innerhalb der Messgenauigkeit zu beschreiben. Nur im Intervall kleinster Pseudorapiditäten kommt es zu einer Abweichung. Mit einem *strangeness*-Unterdrückungsfaktor von 0.2 werden die Daten insbesondere in Vorwärtsrichtung unterschätzt. Das HERWIG Monte Carlo kann die Form der η-Verteilung annähernd wiedergeben, sagt allerdings ein deutlich weicheres p_T-Spektrum als in den Daten beobachtet voraus, während das CDM das gemessene p_T Spektrum weitaus besser reproduzieren kann.

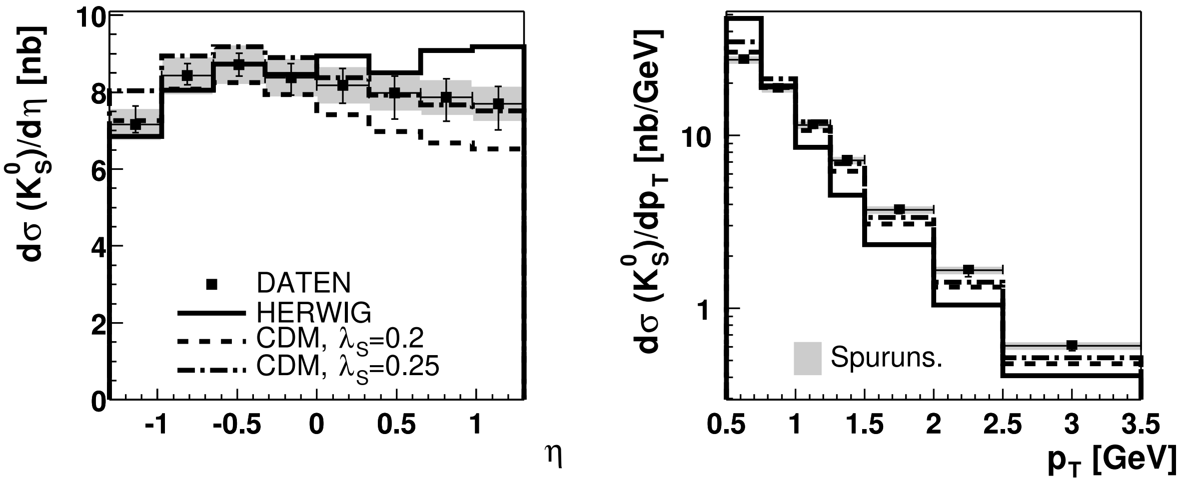


Abbildung 9.9: $\sigma(ep \to K_S^0 X)$ im Laborsystem. Vergleich der Daten mit dem HERWIG Monte Carlo (durchgezogene Linie) sowie dem CDM (DJANGO) mit zwei verschiedenen *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren $\lambda_S = 0.2$ und 0.25 (gestricheltes und gestrichpunktetes Histogramm).

Beim Betrachten des Vergleichs des $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnittes mit diesen beiden Modellen in Abbildung 9.10 fällt auf, dass das HERWIG Monte Carlo den starken Anstieg mit zunehmendem η sehr gut beschreiben kann, allerdings ein viel zu weiches

p_T-Spektrum erwarten lässt. Im Gegensatz dazu steigt die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion im CDM in Vorwärtsrichtung zu langsam an, um die Daten zu beschreiben, während das p_T-Spektrum besser mit den Daten übereinstimmt.

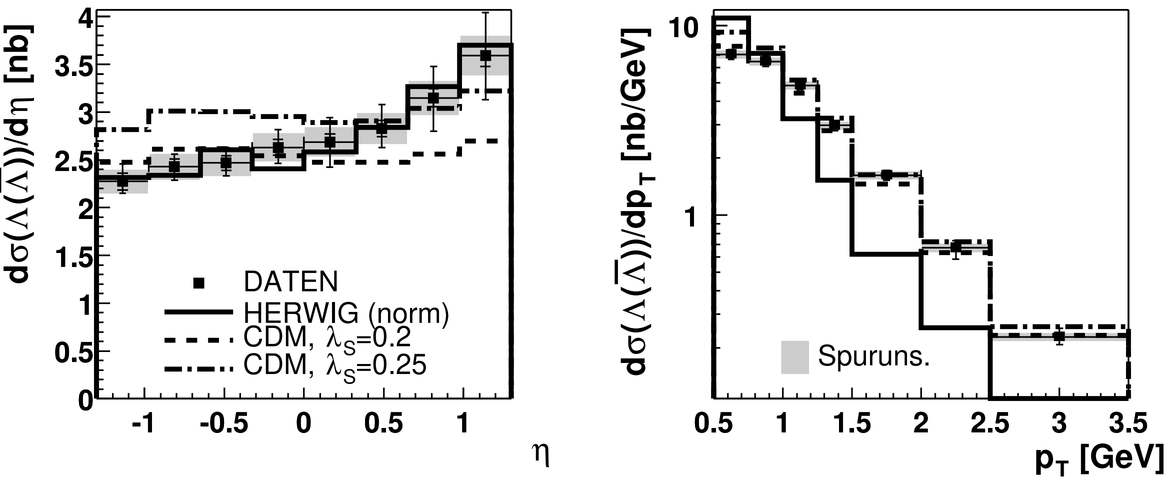


Abbildung 9.10: $\sigma(ep \to \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ im Laborsystem. Vergleich der Daten mit dem HERWIG Monte Carlo (durchgezogene Linie) sowie dem CDM (DJANGO) mit zwei verschiedenen *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren $\lambda_S = 0.2$ und 0.25 (gestricheltes und gestrichpunktetes Histogramm). Die Verteilungen für HERWIG sind auf den Gesamtwirkungsquerschnitt normiert.

9.2.1 Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte im Laborsystem

Zunächst sollen die Wirkungsquerschnitte in den kinematischen Variablen x und W in verschiedenen Bereichen des Impulsübertragsquadrats Q^2 untersucht werden. Es wird dazu zwischen dem Bereich sehr kleiner Impulsüberträge, $2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2$, und dem verbleibenden kinematischen Bereich, $7 < Q^2 < 100\mathrm{GeV}^2$, unterschieden.

In den Abbildungen 9.11 und 9.12 sind die K^0_S- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktionswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von x und W jeweils für den Bereich kleiner (oben)

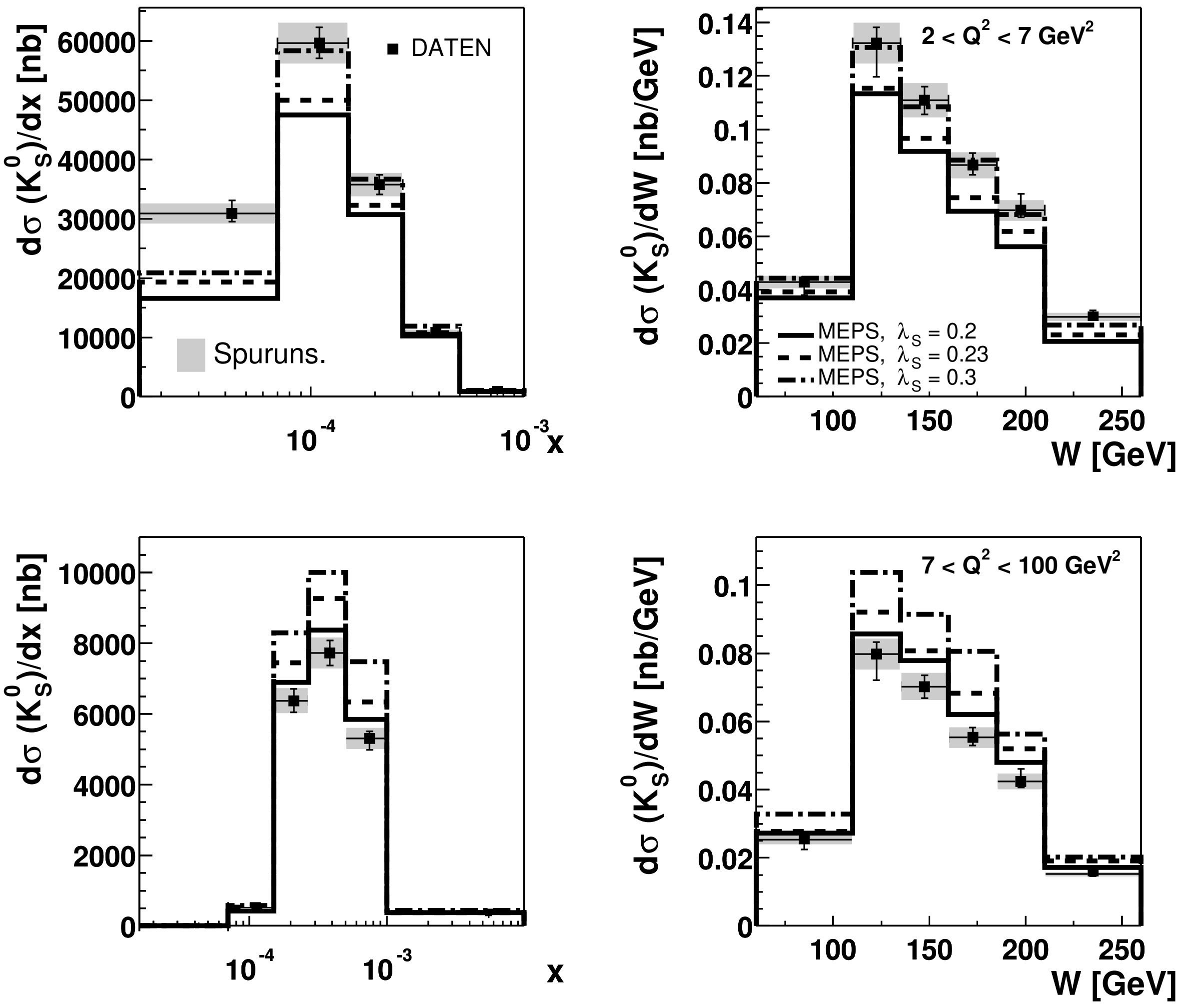


Abbildung 9.11: $\sigma(ep \rightarrow K^0_S X)$ in den kinematischen Variablen x und W für den Bereich $2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2$ (oben) und für $7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ (unten). Neben den Daten (schwarze Symbole) ist das MEPS-Modell (RAPGAP) für verschiedene *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren (Histogramme) dargestellt.

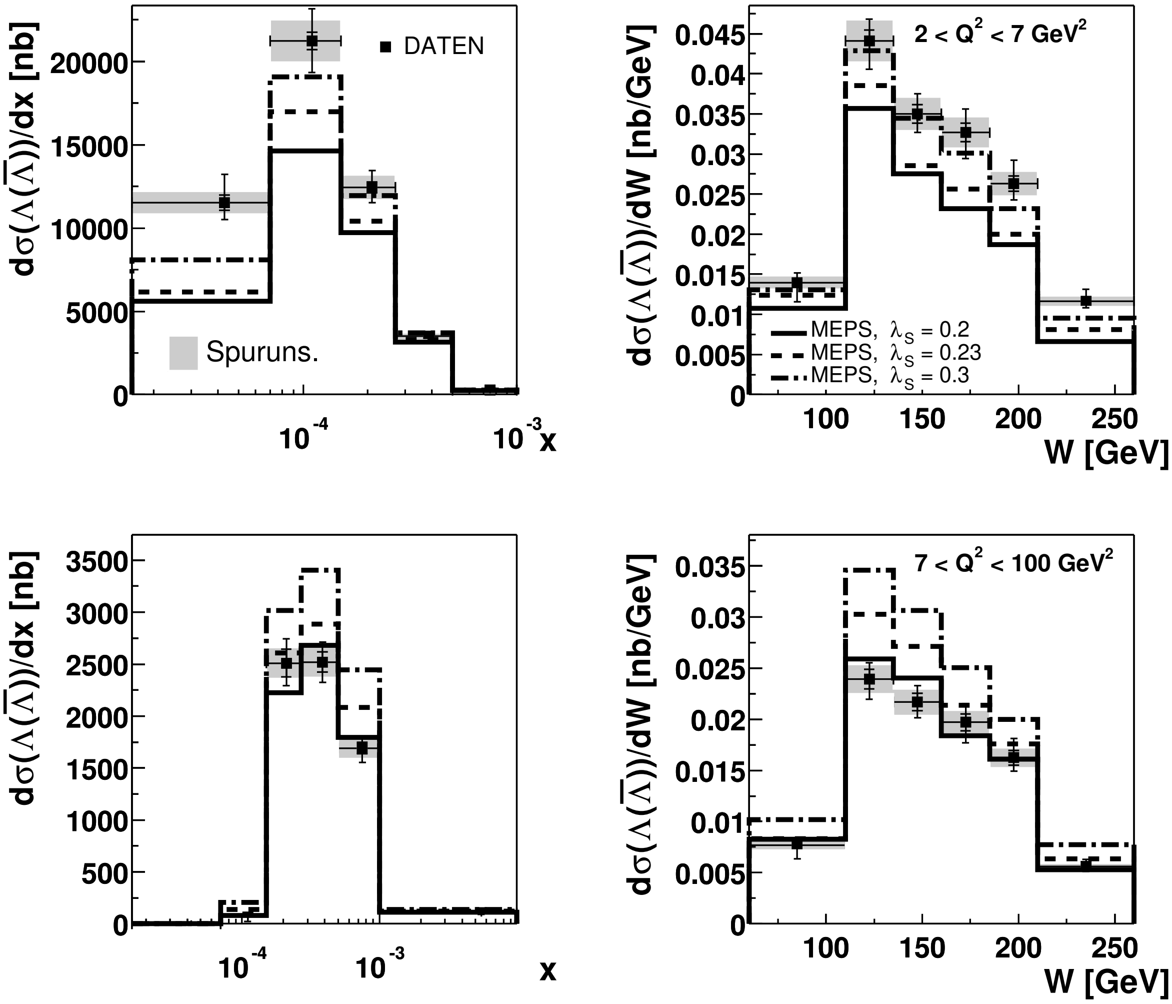


Abbildung 9.12: $\sigma(ep \rightarrow \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ in den kinematischen Variablen x und W für den Bereich $2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2$ (oben) und für $7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ (unten). Neben den Daten (schwarze Symbole) ist das MEPS-Modell (RAPGAP) für verschiedene *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren (Histogramme) dargestellt.

und größerer (unten) Q^2 dargestellt. Es wird jeweils mit dem MEPS-Modell unter Verwendung verschiedener *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren, $\lambda_S = 0.2$, 0.23 und 0.3 verglichen.

Die Form der x-Abhängigkeit des K_S^0-Wirkungsquerschnitts integriert über den gesamten Q^2-Bereich kann vom MEPS-Modell nicht beschrieben werden (Abb. 9.1), wobei bei kleinem x zu kleine Wirkungsquerschnitte vorhergesagt wurden . Betrachtet man den x-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2, so stellt man fest, dass diese Abweichung bei kleinen x im Wesentlichen bei kleinen Q^2

konzentriert ist. Dies liegt unter anderem an der starken Korrelation der beiden Größen. Die Bjorken-Skalenvariable x ist stark mit dem Impulsübertrag Q^2 korreliert. Bei kleinem Q^2 sind kleinere x-Bereiche zugänglich als bei großem Q^2.
So wird im Bereich sehr kleiner Impulsüberträge, $2 < Q^2 < 7\mathrm{GeV}^2$, der K^0_S-Wirkungsquerschnitt unterhalb von $x < 10^{-4}$ von MEPS stark unterschätzt, unabhängig vom verwendeten λ_S. Oberhalb von $x \approx 10^{-4}$ beschreibt das Monte Carlo mit dem größeren *strangeness*-Unterdrückungsfaktor von $\lambda_S = 0.3$ die Daten.
Im Bereich bereits etwas größerer Impulsüberträge, $Q^2 > 7\mathrm{GeV}^2$, in dem der Bereich sehr kleiner x, $x < 10^{-4}$ nicht zugänglich ist, stimmt die Form der x-Abhängigkeit in den Daten und im Monte Carlo weitaus besser überein.
Dieser Effekt lässt sich auch im Vergleich des K^0_S-Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie des hadronischen Systems W wiederfinden, dessen Form vom MEPS-Modell in beiden Q^2-Bereichen hinreichend gut beschrieben werden kann. Der Anstieg des Wirkungsquerschnitts zu kleinen Q^2, aber auch zu kleinen x ist in den Daten größer als im Monte Carlo.
Im Vergleich des $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitts bei kleinem und größerem Q^2 in den Variablen x und W sind ähnliche Effekte wie im Fall der K^0_S-Mesonen zu beobachten.

Es soll nun untersucht werden, inwieweit die zwischen Daten und Monte Carlo beobachteten Abweichungen in den η- und p_T-Spektren der K^0_S-Mesonen und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen sich in den beiden Bereichen des Impulsübertrages Q^2, $2 < Q^2 < 7\mathrm{GeV}^2$ und $7 < Q^2 < 100\mathrm{GeV}^2$, verhalten.
Zunächst sollen die K^0_S-Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von η und p_T in diesen Bereichen des Phasenraumes untersucht und mit dem MEPS-Modell verglichen werden, Abb. 9.13. Neben den schwarzen Symbolen für die Daten sind die Vorhersagen des MEPS-Modells (RAPGAP) bei Verwendung verschiedener *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren, $\lambda_S = 0.2$, 0.23 und 0.3, als Histogramme dargestellt. Die oberen Abbildungen zeigen den Bereich $2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2$, die unteren $7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$.

Der K^0_S-Wirkungsquerschnitt ist im Bereich kleiner Q^2 flach über η verteilt, während die η-Verteilung bei höherem Q^2 eine ähnliche Verteilung wie im gesamten betrachteten kinematischen Bereich (vgl. Abb. 9.3) aufweist.
Vergleicht man die Abweichungen zwischen den Daten und dem MC im Bereich kleiner und großer Q^2 miteinander, so fällt auf, dass bei festem λ_S der Wirkungsquerschnitt im Bereich $2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2$ unter- und im Bereich $7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ überschätzt wird. Dies ist eine Folge der nicht perfekten Beschreibung der Q^2-Abhängigkeit des K^0_S-Wirkungsquerschnittes (Abb. 9.3). Das p_T-Spektrum wird in beiden Bereichen zu weich vorhergesagt, wobei wieder die im Vergleich zu den Daten kleineren Wirkungsquerschnitte bei kleinerem Q^2 auftreten. Außerdem werden bei höherem Q^2 insgesamt höhere Transversalimpulse beobachtet, deren Form der Verteilung etwas besser als bei kleinerem Q^2 beschrieben werden kann.

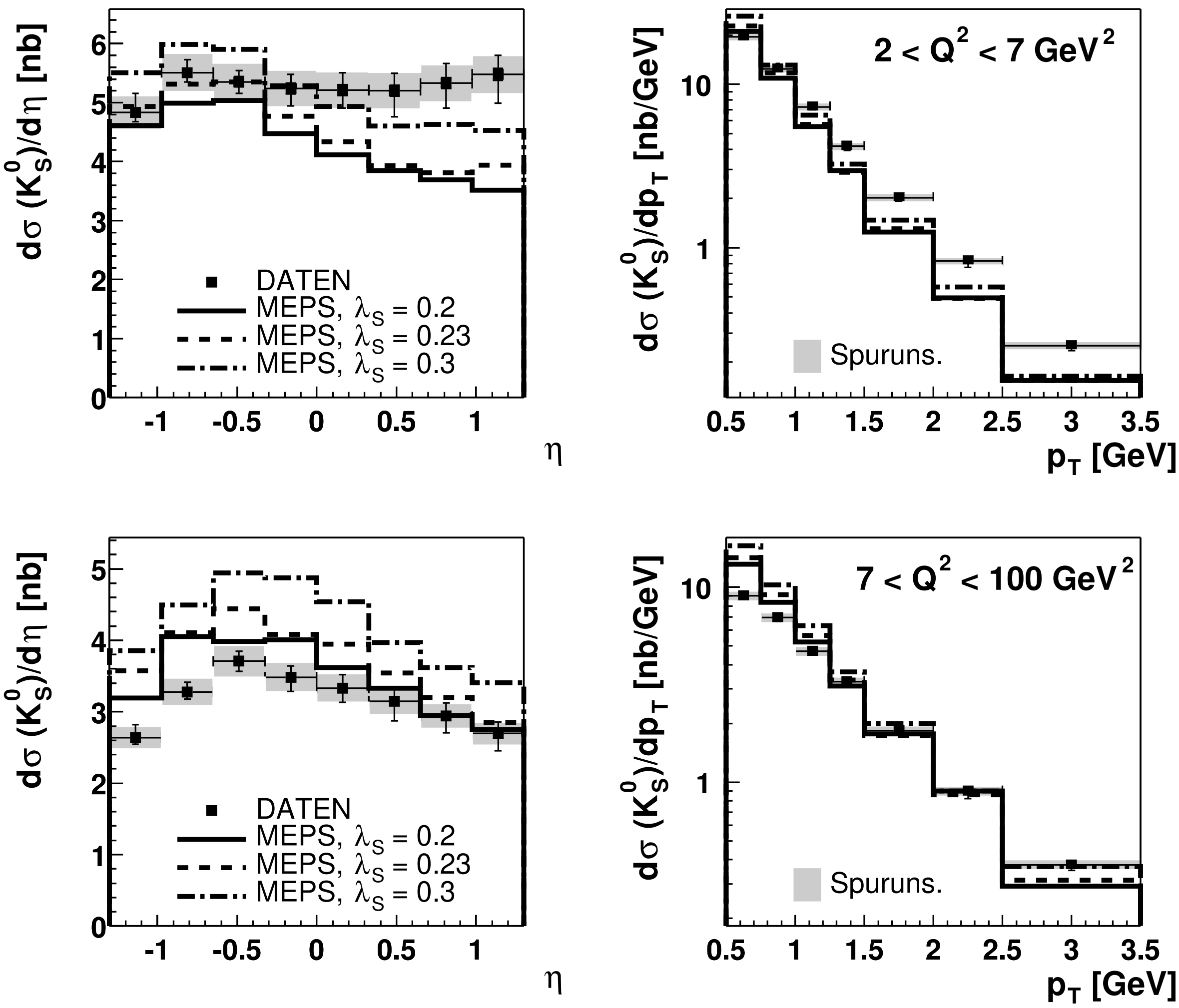


Abbildung 9.13: $\sigma(ep \rightarrow K_S^0 X)$ im Laborsystem für den Bereich $2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2$ (oben) und für $7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ (unten). Neben den Daten (schwarze Symbole) ist das MEPS-Modell (RAPGAP) für verschiedene *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren (Histogramme) dargestellt.

Der entsprechende Vergleich für den Produktionswirkungsquerschnitt der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen ist in Abb. 9.14 dargestellt. Es zeigt sich, dass der starke Anstieg im größten η-Intervall bei kleinen Werten von Q^2 konzentriert ist. Im Bereich $7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ steigt der Wirkungsquerschnitt bei den größten η-Werten flacher an. In Bezug auf die Normierung des Wirkungsquerschnittes wird ein ähnliches Verhalten wie im Fall der K^0_S-Mesonen beobachtet, nämlich ein bei höherem Q^2 größerer Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu den Daten als bei kleinerem Q^2. Diese Beobachtung wird auch für das p_T-Spektrum der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen gemacht. Wie schon im Fall der K^0_S sind die Transversalimpulse bei höherem Q^2 insgesamt größer und die Verteilung etwas besser, wenngleich immer noch zu weich beschrieben.

Die K^0_S- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitte bei kleinem und größerem Impulsübertrag wurden auch mit den Vorhersagen des CCFM-Modells (CASCADE) mit $\lambda_S = 0.2$ und 0.25 verglichen. Diese sind in den Abbildungen 9.15 und 9.16 dargestellt.
Das CCFM-Modell ist in der Lage, die η-Verteilung des K^0_S-Wirkungsquerschnittes im Bereich $7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ (Abb.9.15, links unten) annähernd zu beschreiben, wenn ein λ_S von 0.2 verwendet wird. Gleichzeitig wird der Wirkungsquerschnitt bei kleinem Q^2 (Abb. 9.13, oben) unterschätzt und auch die Form der Verteilungen in diesem Bereich kann nicht vollständig reproduziert werden.
Im Fall der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen (Abb.9.16) wird der gleiche Effekt in der Normierung der Wirkungsquerschnitte des CCFM-Modells beobachtet. Außerdem kann der Anstieg bei größtem η bei großem Q^2 etwas besser als bei kleinem Q^2 beschrieben werden.
Der Vergleich der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte mit CDM, der hier nicht abgebildet werden soll, liefert sehr ähnliche Ergebnisse wie der Vergleich mit dem MEPS-Modell.

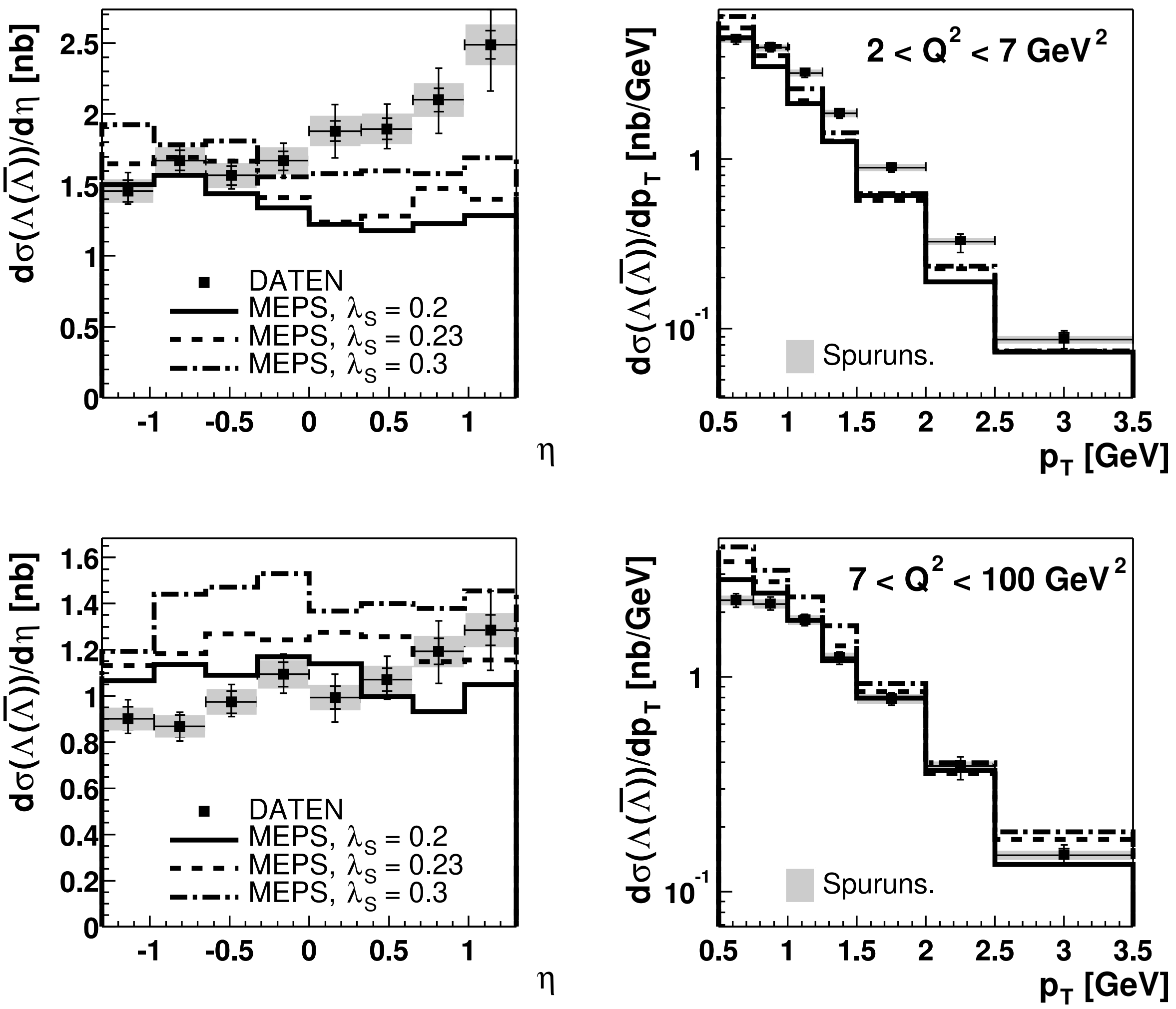


Abbildung 9.14: $\sigma(ep \to \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ im Laborsystem für den Bereich $2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2$ (oben) und für $7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ (unten). Neben den Daten (schwarze Symbole) ist das MEPS-Modell (RAPGAP) für verschiedene *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren (Histogramme) dargestellt.

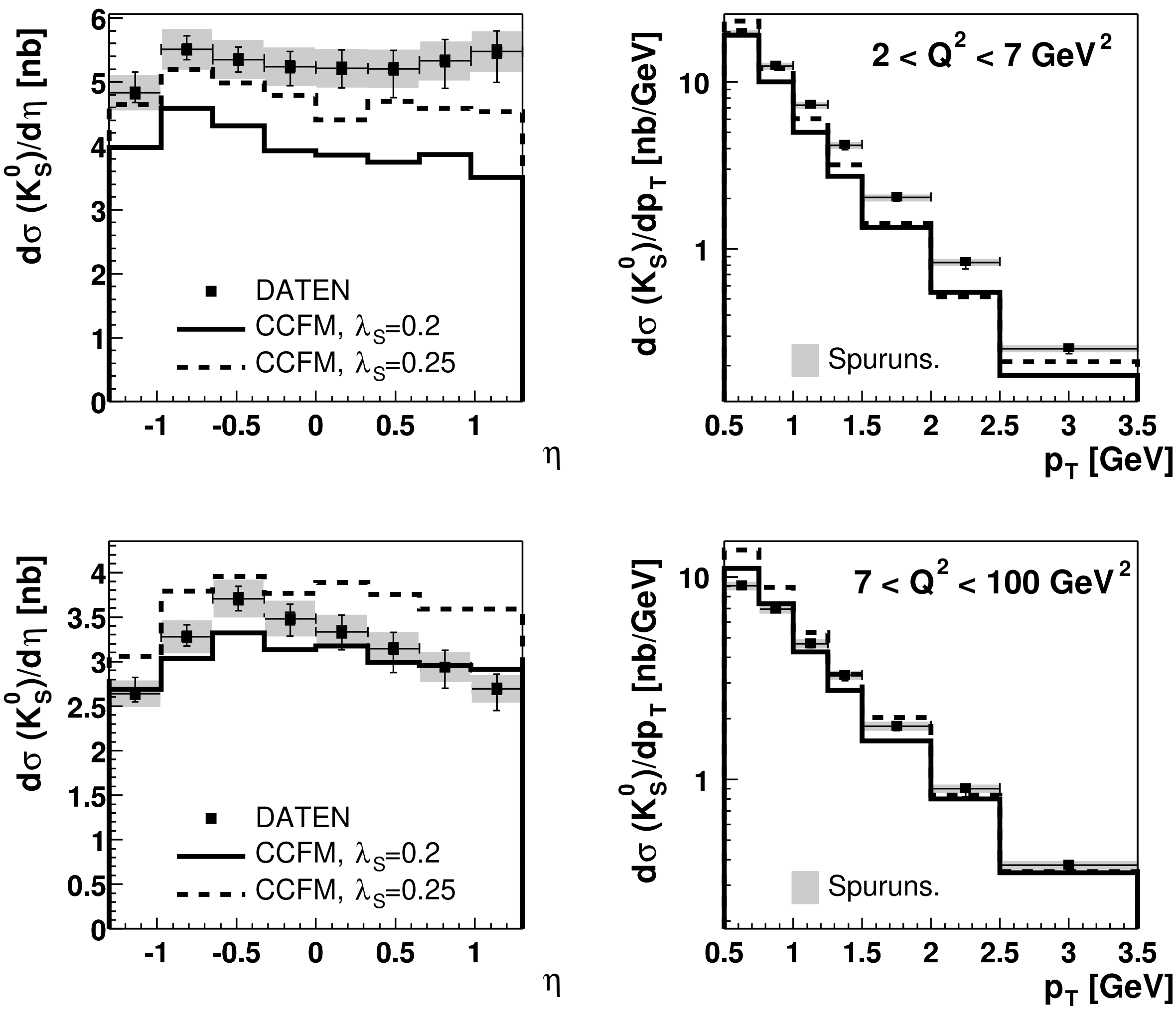


Abbildung 9.15: $\sigma(ep \to K_S^0 X)$ im Laborsystem für den Bereich $2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2$ (oben) und für $7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ (unten). Neben den Daten (schwarze Symbole) sind die Vorhersagen des CCFM-Modells (CASCADE) mit verschiedenen *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren (Histogramme) dargestellt.

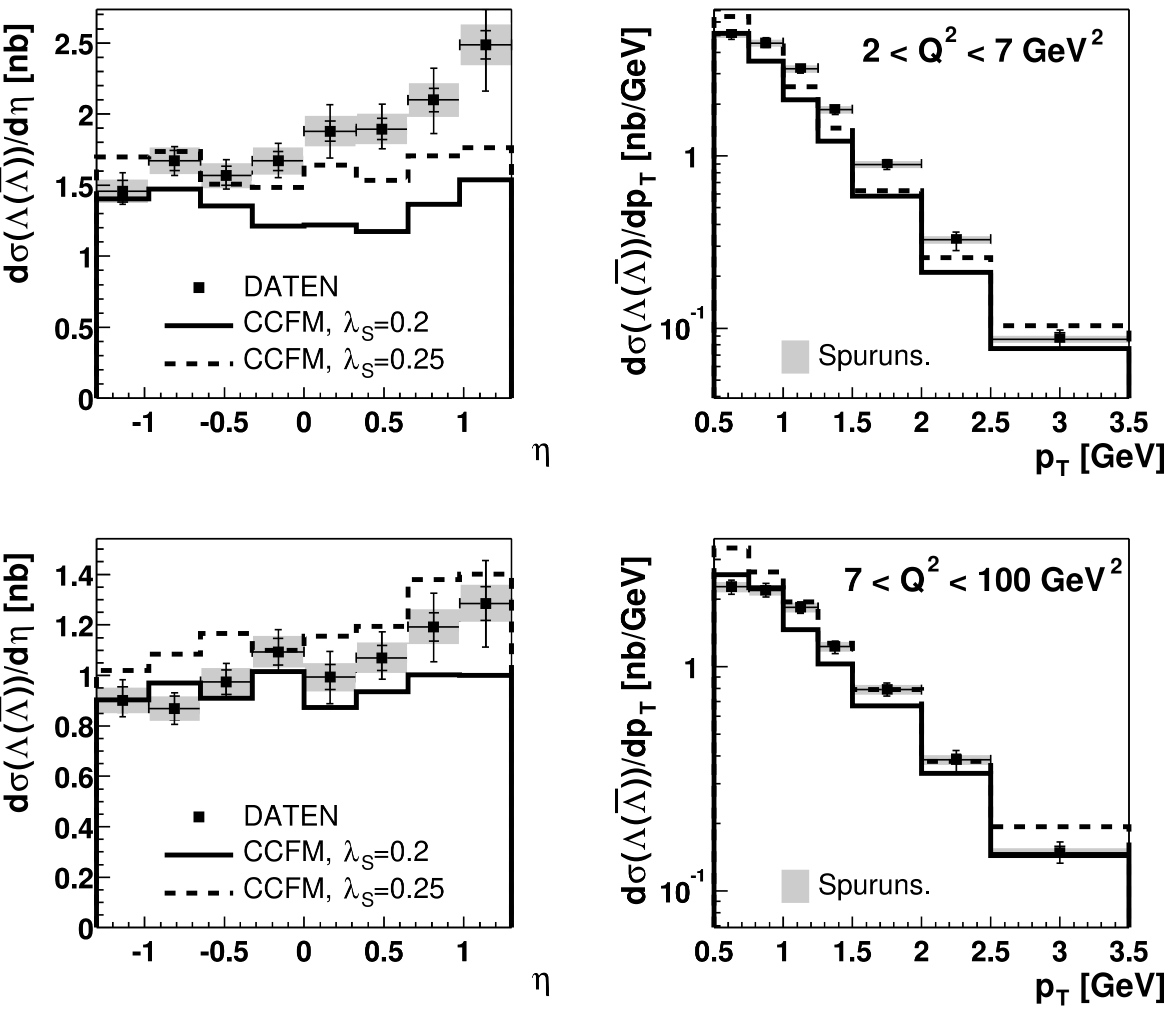


Abbildung 9.16: $\sigma(ep \to \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ im Laborsystem für den Bereich $2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2$ (oben) und für $7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ (unten). Neben den Daten (schwarze Symbole) sind die Vorhersagen des CCFM-Modells (CASCADE) mit verschiedenen *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren (Histogramme) dargestellt.

9.2.2 Vorwärts-Rückwärtsasymmetrie der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion

Aufgrund der starken Diskrepanz zwischen dem gemessenen η-Spektrum der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen und den Modellvorhersagen, ist es von Interesse die Vorwärts-Rückwärtsasymmetrie A_{FB} zu untersuchen. Diese ist definiert als

$$A_{FB} = \frac{\sigma(\eta > 0) - \sigma(\eta < 0)}{\sigma(\eta > 0) + \sigma(\eta < 0)} \quad . \tag{9.1}$$

Die beobachtete Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ist in Abbildung 9.17 für die K_S^0-Mesonen (links) und die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen (rechts) dargestellt, die y-Achse dient lediglich der Darstellung der verschiedenen Modelle.

Die Daten weisen eine leicht negative Asymmetrie für die K_S^0-Mesonen von -0.018 ± 0.005 auf, während im Fall der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen eine positive Asymmetrie von 0.11 ± 0.01 beobachtet wird. Es werden lediglich die statistischen Fehler angegeben, da sich ein Großteil der systematischen Unsicherheiten bei der Berechnung der Asymmetrie aufheben.

Es wird mit den Vorhersagen des MEPS-, des CCFM-Modells und des CDM sowie des HERWIG Monte Carlos verglichen. Die Vorhersagen für den Wert der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie sind nicht in signifikanter Weise vom im Lund-Stringmodell

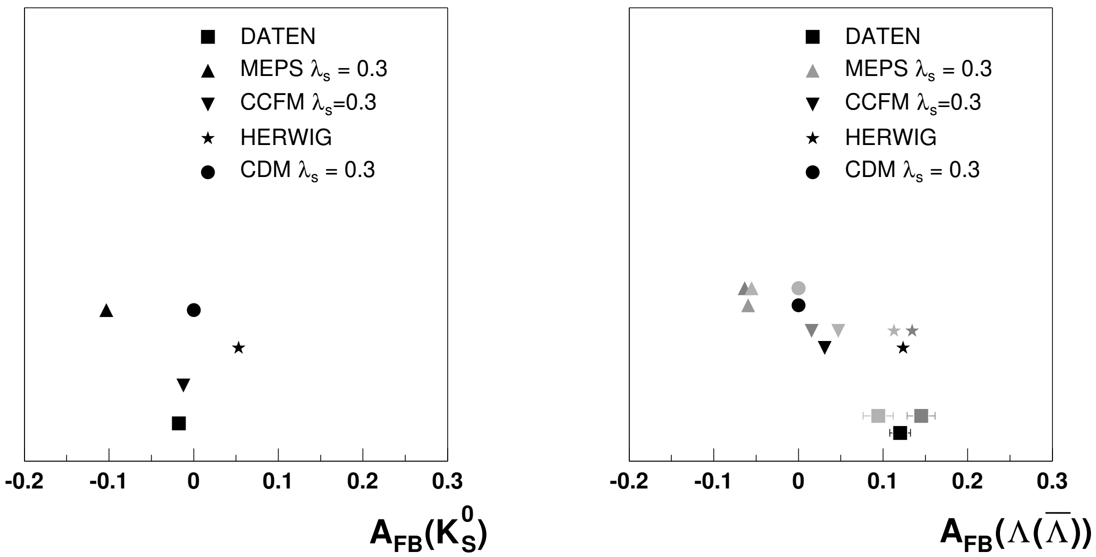


Abbildung 9.17: Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_{FB} (Glg.9.1) für die K_S^0- (links) und die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion (rechts). Die Werte für A_{FB} werden mit den verschiedenen Modellvorhersagen verglichen. Die Asymmetrie für $\Lambda(\bar{\Lambda})$ ist jeweils als gefülltes, unteres Symbol, und darüber die Asymmetrien für Λ- und $\bar{\Lambda}$-Baryonen im Einzelnen als dunkel bzw. hellgraue Symbole dargestellt.

verwendeten *strangeness*-Unterdrückungsfaktor abhängig, so dass nur jeweils ein Wert für λ_s verwendet wird. Die statistischen Fehler der Modellvorhersagen sind klein, so dass sie von den Symbolen verdeckt werden.
Im Fall der K^0_S-Mesonen liefert das MEPS-Modell eine viel zu niedrige negative, das HERWIG Monte Carlo eine zu große positive Asymmetrie. Das CCFM-Modell sowie das CDM liefern die beste Beschreibung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der K^0_S-Mesonen.

Die für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen von MEPS vorhergesagte Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie weist ein negatives Vorzeichen auf, während eine positive Asymmetrie beobachtet wird. Das CCFM-Modell liefert positive jedoch zu kleine Werte für A_{FB}, während CDM keine Asymmetrie, $A_{FB} = 0$, vorhersagt. Das HERWIG Monte Carlo, das zwar den Gesamtwirkungsquerschnitt stark überschätzt aber die Form der η-Verteilung beschreiben kann, liefert eine Asymmetrie, die mit den Daten übereinstimmt.

Zusätzlich zu der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie des gesamten $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnittes sind auch die Asymmetrien für Λ und $\bar{\Lambda}$ im Einzelnen abgebildet.
Für die Λ-Baryonen wird in den Daten ein etwas größerer Wert als für die $\bar{\Lambda}$-Baryonen beobachtet, das heißt, dass in der Richtung des auslaufenden Protonrests etwas mehr Baryonen als Antibaryonen erzeugt werden.
Im HERWIG Monte Carlo wird die etwas größere A_{FB} der Λ-Baryonen gegenüber den $\bar{\Lambda}$-Baryonen reproduziert, im CDM ergibt sich für Λ- wie für $\bar{\Lambda}$-Baryonen der gleiche Wert für A_{FB}. In den übrigen Modellen ergibt sich eine größerer Asymmetrie für Antibaryonen als für Baryonen.
Allerdings weist der Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Λ-Baryonen und -Antibaryonen, der im nächsten Abschnitt gezeigt werden soll, bei der erreichten Messgenauigkeit keine signifikante Baryon-Antibaryon-Asymmetrie auf.

Des Weiteren wird die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η untersucht. Dazu werden jeweils die vom Betrag entsprechenden Intervalle für positives und negatives η kombiniert und die Asymmetrie $A_{FB}(\eta)$ berechnet:[3]

$$A_{FB}(\eta_i) = \frac{\sigma(\eta_i) - \sigma(-\eta_i)}{\sigma(\eta_i) + \sigma(-\eta_i)}\,, \qquad i = 1,..,4 \quad . \tag{9.2}$$

In Abbildung 9.18 ist die Asymmetrie A_{FB} sowohl für K^0_S (links) als auch für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen (rechts) gegen η aufgetragen und mit den verschiedenen Modellvorhersagen verglichen, wobei die gleichen Symbole wie in Abb. 9.17 verwendet werden.
Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der K^0_S-Produktion variiert in den Daten zwischen $+0.03$ und -0.05, ist also mit Ausnahme des Bereichs $0.3 < |\eta| < 1$, in dem sie

[3]Es wird die gleiche Intervalleinteilung wie in den differentiellen Wirkungsquerschnitten verwendet.

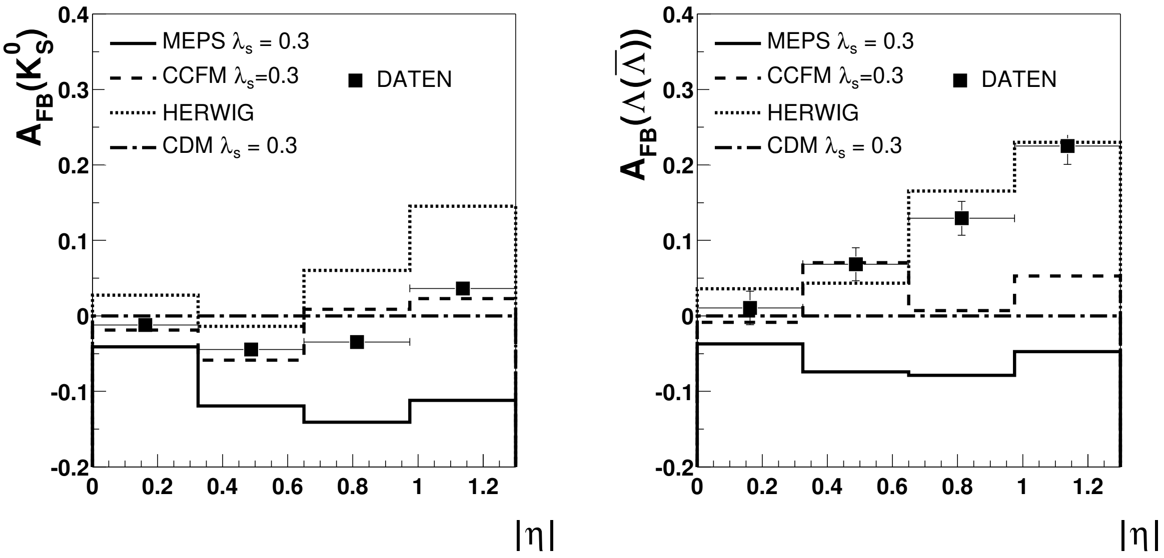


Abbildung 9.18: Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_{FB} als Funktion der Pseudorapidität η für K^0_S-Mesonen und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen in den Daten und in verschiedenen Modellen.

negative Werte annimmt, mit einer verschwindenden Asymmetrie $A_{FB} = 0$ verträglich. Sie wird am besten durch das CCFM-Modell reproduziert. Die Asymmetrie liegt im MEPS-Modell weit unterhalb der Daten und auch die Form der Verteilung kann nicht beschrieben werden. Vom CDM wird keine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der K^0_S-Mesonen vorhergesagt, sondern für den gesamten η-Bereich gilt $A_{FB} = 0$. Die Vorhersage des HERWIG Monte Carlos stimmt nicht mit den Daten überein, sondern steigt für große Beträge von η, $|\eta| > 0.65$ zu stark an.

Im Fall der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen (Abb. 9.18, rechts) beobachtet man in den Daten eine verschwindende Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie im zentralen Bereich, die nach außen hin stark zunimmt. Für $|\eta| > 1$ nimmt sie Werte von ca. 20% an. Dieser starke Anstieg kann nur vom HERWIG Monte Carlo beschrieben werden. Die Vorhersagen von MEPS und CDM ähneln denen für die K^0_S-Produktion, mit negativen Asymmetrien im Fall von MEPS und einer verschwindenden A_{FB} im CDM. Beide Modellen weichen stark von den Daten ab. Die vom CCFM-Modell vorhergesagte Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie stimmt im zentralen Bereich, $|\eta| < 0.65$, mit den Daten überein, nicht jedoch in den äußeren Bereichen, in denen das Monte Carlo eine viel kleinere Asymmetrie liefert als beobachtet wird.

9.2.3 Vergleich des Λ- und $\bar{\Lambda}$-Wirkungsquerschnittes

Es werden nun die Wirkungsquerschnitte der Λ- und der $\bar{\Lambda}$-Produktion miteinander verglichen. Diese sind in Abbildung 9.19 in Abhängigkeit von η und p_T im Laborsystem dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte in den Daten sind für Λ mit gefüllten Quadraten und für $\bar{\Lambda}$ mit Dreiecken gekennzeichnet. Die Unsicherheit der Spureffizienz ist der besseren Lesbakeit wegen nur für den Λ-Wirkungsquerschnitt eingetragen, wirkt sich aber natürlich auch auf den $\bar{\Lambda}$-Wirkungsquerschnitt aus. Zusätzlich ist die Vorhersage des CCFM-Modells für $\lambda_S = 0.2$ und 0.25 abgebildet. Da in der Simulation innerhalb des untersuchten Phasenraums kein Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten für Λ und $\bar{\Lambda}$ beobachtet werden konnte, ist nur jeweils eine der beiden Verteilungen gezeigt.

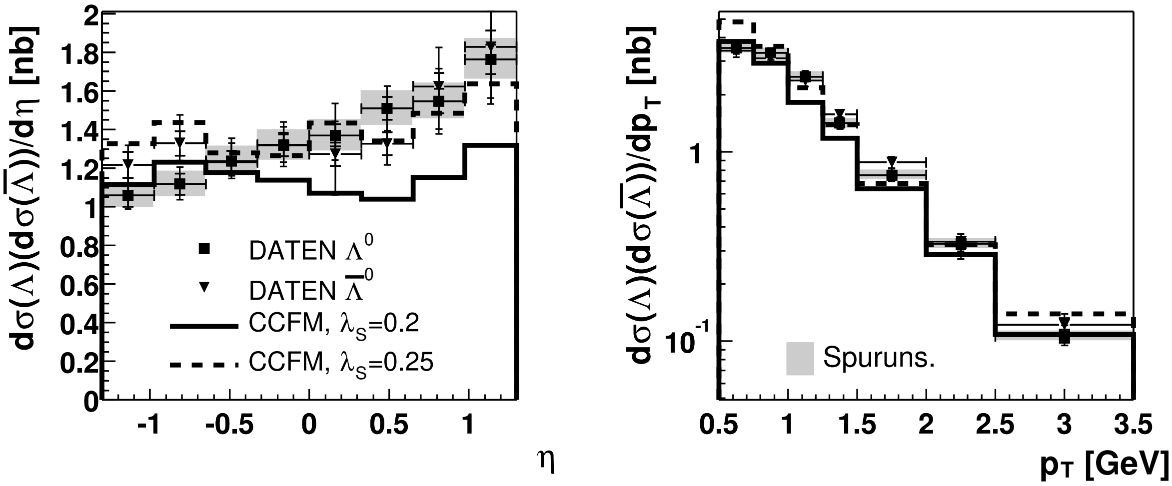


Abbildung 9.19: $\sigma(ep \to \Lambda X)$ und $\sigma(ep \to \bar{\Lambda} X)$ in Abhängigkeit von η und p_T im Laborsystem. Die Λ-Baryonen sind mit gefüllten Quadraten, die $\bar{\Lambda}$-Baryonen mit Dreiecken und die Vorhersagen des CCFM-Modells (λ_S=0.2 und 0.25) als durchgezogenes bzw. gestricheltes Histogramm dargestellt.

Innerhalb der Messgenauigkeit kann kein Unterschied in den Produktionswirkungsquerschnitten für Λ- und $\bar{\Lambda}$-Baryonen festgestellt werden.
Es ist zu beachten, dass neben der zu geringen Statistik im Wesentlichen der systematische Fehler der Spureffizienz die Messung limitiert. Um eine Baryon-Antibaryon-Asymmetrie zu messen, wäre es daher nötig, die Effizienz der Spurrekonstruktion eingehender zu studieren und insbesondere die Fälle niederenergetischer positiver und negativer Pionen zu untersuchen, da von diesen die Rekonstruktionseffizienz der Λ- bzw. $\bar{\Lambda}$-Baryonen beeinflusst wird. Die dazu nötigen Untersuchungen konnten im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht geleistet werden. Insbesondere in der Vorwärtsrichtung, also der Richtung des Protonrests, wäre eine Untersuchung einer

möglichen Asymmetrie interessant, da diese Aufschluss über den Baryonfluss vom Proton in den zentralen Bereich des Ereignisses geben kann.

9.2.4 Die relative Produktion von $\Lambda(\bar{\Lambda})/K_S^0$

Anhand des Verhältnisses der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitte soll nun die relative Produktion der K_S^0-Mesonen und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen untersucht werden. Man erwartet, dass diese Verhältnis im Lund-Stringmodell weniger sensitiv auf den *strangeness*-Unterdrückungsfaktor ist, der sowohl die K_S^0- als auch die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion beeinflusst sondern stärker auf die Parameter der Baryonproduktion (vgl. Kap. 1.4.1).
Das Verhältnis des $\Lambda(\bar{\Lambda})$- zum K_S^0-Wirkungsquerschnittes, $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K_S^0)$, ist in Abbildung 9.20 in den Variablen η und p_T im Labor dargestellt und mit den Vorhersagen des MEPS-Modells (RAPGAP) und des CCFM-Modells (CASCADE) (oben) sowie des HERWIG Monte Carlos und des Farbdipolmodells (CDM, DJANGO)(unten) verglichen. Die Daten sind lediglich mit statistischen Fehlern versehen.
Sowohl das RAPGAP und CASCADE Monte Carlo wurden mit einem *strangeness*-Unterdrückungsfaktor von $\lambda_S = 0.2$ verwendet. Zusätzlich wurde der Parameter für den Baryonproduktionsmechanismus im Lund-Stringmodell (`MSTJ(12)`) variiert. In der Standardversion (`MSTJ(12)`=2) werden sowohl der Popcorn-Mechanismus als auch die Diquark-Baryonproduktion verwendet. Es wird untersucht, wie sich die Vorhersagen ändern, wenn ausschließlich die Diquarkproduktion zugelassen wird (`MSTJ(12)`=1).
Wenn sowohl die Diquark- als auch die Popcorn-Baryonproduktion zugelassen wird, kann das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte durch das MEPS- und CCFM-Modell einigermaßen beschrieben werden, mit Ausnahme der Region großer η. In diesem Bereich, in dem der K_S^0-Wirkungsquerschnitt, nicht jedoch der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitt reproduziert werden kann, weicht auch das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte stark von den Vorhersagen ab.
Auch im p_T-Spektrum kommt es zu Abweichungen, diese fallen jedoch kleiner aus, da sowohl das p_T-Spektrum der K_S^0 als auch der $\Lambda(\bar{\Lambda})$ in ähnlicher Weise zu weich modelliert wird.
Wird im Lund-Stringmodell ausschließlich die Diquarkproduktion für Baryonen verwendet, so ergeben sich insgesamt höhere Werte für das Verhältnis $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K_S^0)$. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass im Popcorn-Mechanismus zwischen den erzeugten Baryon-Antibaryonpaaren intermediäre Mesonen erzeugt werden können, während bei der Produktion von Baryonen aus Diquarkpaaren diese benachbart im Phasenraum sind. Dadurch werden im Popcorn-Mechanismus relativ zur Anzahl der Baryonen mehr Mesonen erzeugt als in der Diquark-Produktion.
In der Vorwärtsrichtung des untersuchten η-Bereichs scheinen sowohl im Fall des MEPS- als auch des CCFM-Modells die Verteilungen ohne Popcorn-Baryonproduktion bevorzugt zu werden.

In Abb. 9.20 (unten) wird das Verhältnis $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K_S^0)$ in den Daten mit dem CDM und HERWIG Monte Carlo verglichen. Die CDM-Vorhersage ist für verschiedene *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren $\lambda_S = 0.2$ und 0.25 abgebildet. Wie erwartet unterscheiden diese Vorhersagen sich nur wenig voneinander. Das CDM ist in der

Lage, die Daten zu beschreiben, lediglich im Bereich großer Pseudorapiditäten und großer Transversalimpulse kommt es zu Abweichungen.
Das HERWIG Monte Carlo ist überhaupt nicht in der Lage, die Abhängigkeit des Verhältnisses $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K_S^0)$ von p_T zu beschreiben, aber es liefert eine bessere Beschreibung des Anstiegs des Verhältnisses in Vorwärtsrichtung.

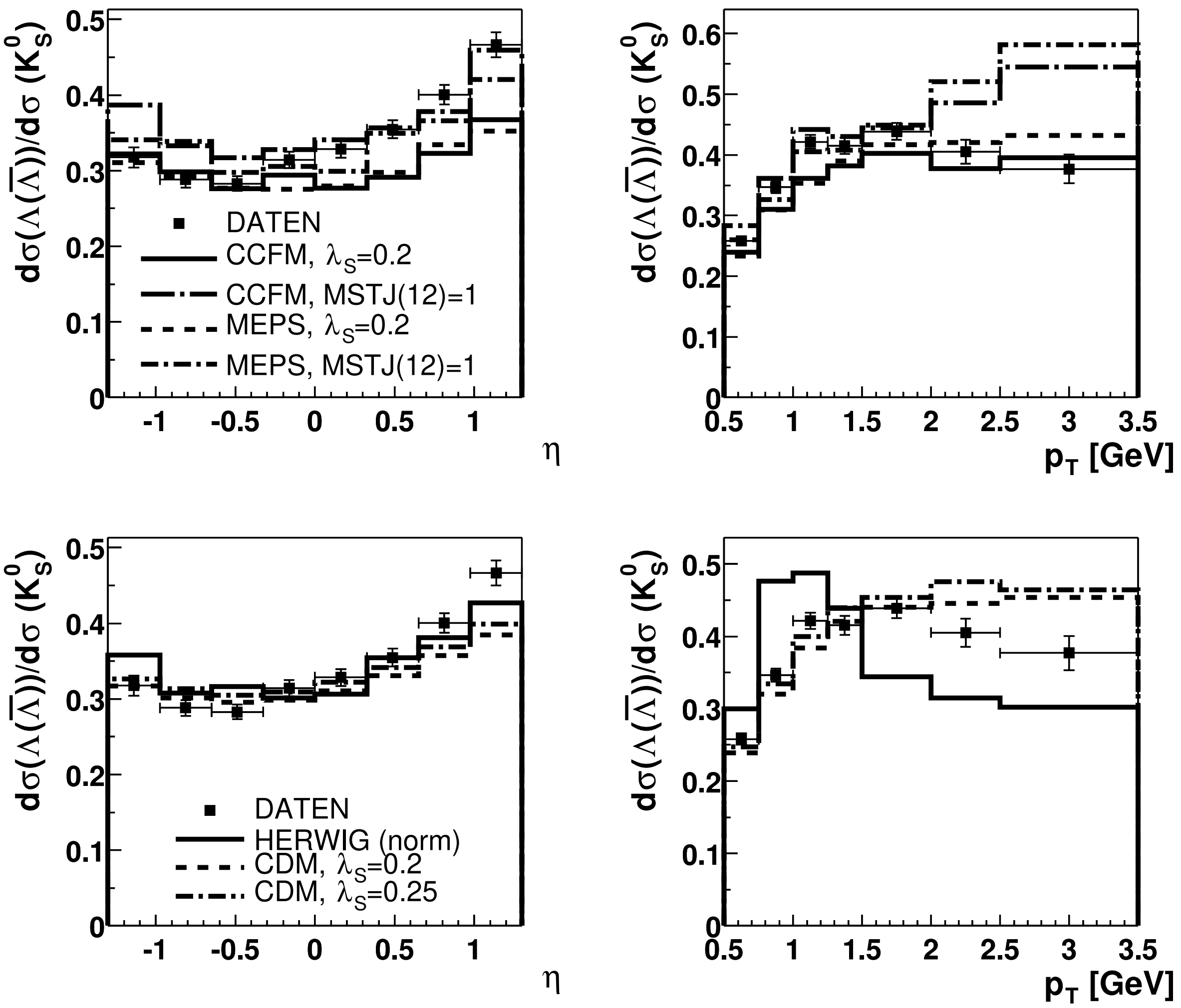


Abbildung 9.20: Verhältnis des $\Lambda(\bar{\Lambda})$- zum K_S^0-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von η und p_T im Laborsystem im Vergleich mit den Vorhersagen des MEPS- und des CCFM-Modells (oben) sowie des HERWIG Monte Carlos und CDM (DJANGO) (unten). Für das MEPS- und das CCFM-Modell wurden in JETSET der Parameter für die Wahl des Baryonproduktionsmechanismus variiert (vgl. Text).

9.2.5 Zusammenfassung der Vergleiche im Laborsystem

Bevor die K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion im hadronischen Schwerpunkt- und im Breitsystem untersucht wird, sollen die Beobachtungen im Laborsystem kurz zusammengefasst werden.
Die bei H1 beobachteten K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitte scheinen einen kleineren *strangeness*-Unterdrückungsfaktor zu bevorzugen als den bei LEP bestimmten Wert von 0.3, insbesondere im Bereich $Q^2 > 7\text{GeV}^2$.
Die differentiellen Wirkungsquerschnitte in der Pseudorapidität η und dem Transversalimpuls p_T im Laborsystem können von keinem der verwendeten Monte Carlo Generatoren zufriedenstellend beschrieben werden. Insbesondere liefern alle Modelle zu weiche p_T-Spektren, sowohl im Vergleich mit dem gemessene K_S^0- als auch dem $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitt.
Es wurde ein Zuwachs der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion in der Vorwärtsrichtung des untersuchten η-Bereichs, $0. < \eta < 1.3$, beobachtet, die von keinem der Modelle vorhergesagt wird. Die auf Gluonkaskaden basierten Modelle, das CCFM-Modell oder das MEPS-Modell(RAPGAP), wenn nur der BGF Prozess simuliert wird, reproduzieren zwar einen Anstieg mit η, dieser ist aber schwächer als der beobachtete. Einzig HERWIG kann die Form der η-Verteilung des $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitts beschreiben, allerdings nicht den Gesamtwirkungsquerschnitt oder die p_T-Abhängigkeit.
Die Untersuchung der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte in η und Q^2 bzw. p_T und Q^2 zeigen, dass sowohl die K_S^0- als auch die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion bei sehr kleinen Impulsüberträgen Q^2 mit η ansteigt, während sie bereits bei etwas größerem Q^2 weniger von η abhängt. Außerdem spiegeln die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte die Abweichung in der Q^2-Abhängigkeit der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitte wieder: die K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion steigt in den Daten zu kleinen Q^2 stärker an als in den Modellen.

Es konnte keine Asymmetrie zwischen der Produktion von Λ- und $\bar{\Lambda}$-Baryonen im untersuchten Bereich $-1.3 < \eta < 1.3$ und innerhalb der erreichten Messgenauigkeit beobachtet werden.

9.3 K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion im hadronischen Schwerpunktsystem

Im hadronischen Schwerpunktsystem (hCMS) ist der Einfluss des großen Unterschieds zwischen den Strahlenergien eliminiert, die Impulse des in den harten Subprozess einlaufenden Photons und Protons gleiche sich aus. Dadurch wird der rein kinematische Beitrag zu den Transversalimpulsen durch die Kompensation des gestreuten Elektrons ausgeschlossen, so dass die Transversalimpulse im hCMS durch perturbative und nicht-perturbative QCD-Prozesse, aber auch durch Zerfälle erzeugt werden.

Es werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den Größen $x_F = 2p_z^*/W$, η^* und p_T^* untersucht. Alle beobachteten K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Zerfälle liegen in der *current*-Hemisphäre, also dem Bereich positiver x_F bzw. η^*[4]. Die *target*-Hemisphäre des hCMS ist innerhalb des untersuchten kinematischen Bereichs zentraler Pseudorapiditäten nicht zugänglich.
Während in den Laborsystemvariablen unterschiedliche *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren zu einer unterschiedlichen Normierung der Wirkungsquerschnitte der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion führen, ist im hCMS insbesondere beim skalierten longitudinalen Impuls x_F auch die Form der Verteilungen sensitiv auf λ_S. Deshalb soll zunächst die x_F-Abhängigkeit des K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnittes mit Vorhersagen bei verschiedenen *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren verglichen werden. Der Vergleich des MEPS-Modells mit $\lambda_S = 0.2$, 0.23 und 0.3 mit den Daten findet sich in Abb. 9.21. Zur besseren Lesbarkeit sind die x_F-Wirkungsquerschnitte für K_S^0 (oben) und $\Lambda(\bar{\Lambda})$ (unten) jeweils in logarithmischer als auch linearer Darstellung gezeigt.
Man erkennt den stärkeren Einfluss des *strangeness*-Unterdrückungsfaktors bei kleinem x_F, während sowohl der K_S^0- als auch der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitt bei großem x_F unabhängig von λ_S sind.
Die Abhängigkeit des K_S^0-Wirkungsquerschnitts von x_F kann bei einem kleinem *strangeness*-Unterdrückungsfaktor von $\lambda_S \approx 0.2 - 0.23$ gut vom MEPS-Modell beschrieben werden, nur im Bereich größter x_F liegt das MC etwas unterhalb der Daten. Im Fall der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen kann mit keinem λ_S die x_F-Abhängigkeit hinreichend gut reproduziert werden. Der Wirkungsquerschnitt wird im Bereich kleiner x_F über- und im Bereich großer x_F unterschätzt, so dass es problematisch ist, einen bevorzugten Wert für λ_S anzugeben.

In den Abbildungen 9.22 und 9.23 ist der Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion im hCMS in den Größen x_F, η^* und p_T^* mit dem MEPS-, CCFM-Modell, CDM und dem HERWIG Monte Carlo abgebildet. Für die ersten drei Modelle wird das Lund-Stringmodell hier und im Folgenden mit einem

[4] Bei der η^*-Verteilung ist zu beachten, dass bei der gewählten Definition der positiven z-Achse die Protonrichtung bei negativen Werten von η^* liegt, d.h. dem η im Labor entgegengesetzt.

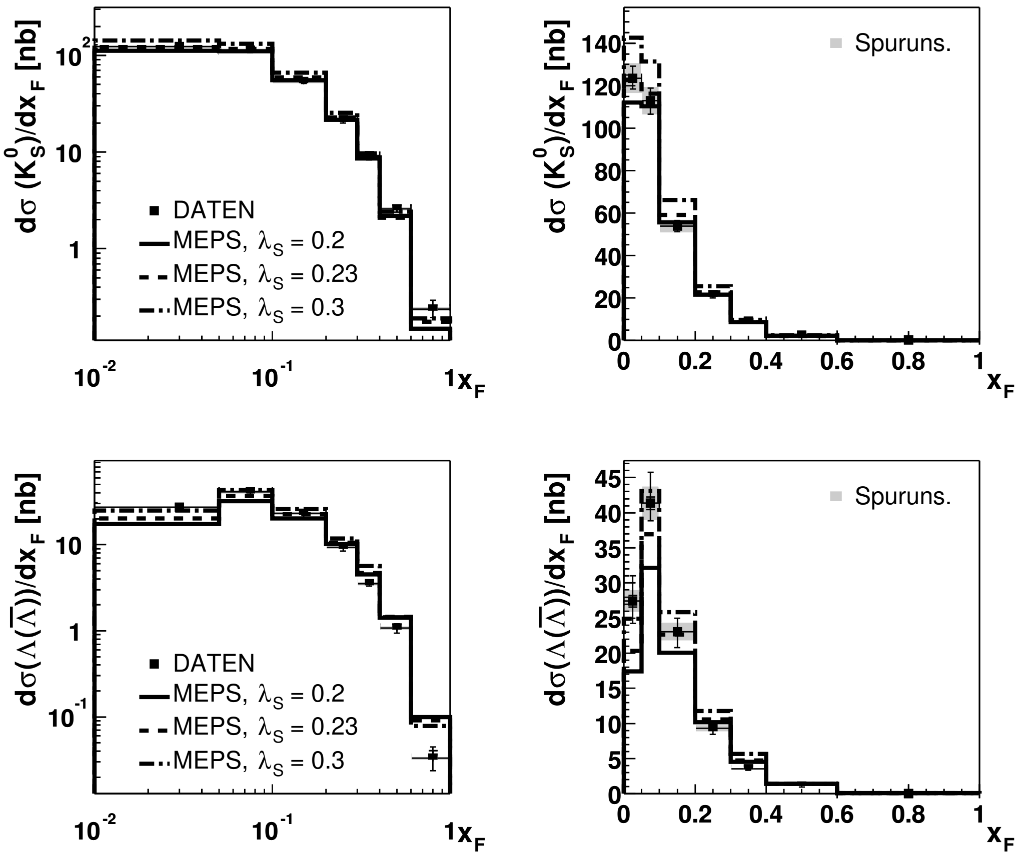


Abbildung 9.21: $\sigma(ep \to K_S^0 X)$ und $\sigma(ep \to \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ in Abhängigkeit von x_F. Vergleich der Daten mit dem MEPS-Modell im RAPGAP Monte Carlo bei verschiedenen *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren $\lambda_S = 0.2$, 0.23 und 0.3, dargestellt als durchgezogenes, gestricheltes und gestrichpunktetes Histogramm.

strangeness-Unterdrückungsfaktor von $\lambda_S = 0.2$ verwendet.

Die x_F-Verteilung des K_S^0-Wirkungsquerschnittes kann vom CCFM-Modell und CDM einigermaßen beschrieben werden, während HERWIG nicht in der Lage ist, die Form des Spektrums wiederzugeben. Im Fall der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen kann keines der Modelle die Form des x_F-Spektrum reproduzieren. Im Bereich kleiner Pseudorapiditäten, $\eta^* < 2.5$, liegen die Vorhersagen aller Modelle unterhalb der Daten sowohl für den K_S^0- als auch den $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitt, in letzterem ist dieser Effekt etwas stärker ausgeprägt. Bei größeren Werten liefert CDM die beste Beschreibung der Daten. Die p_T^*-Spektren werden grundsätzlich zu weich vorhergesagt, wobei das CCFM-Modell höhere p_T^* aufweist und damit die Daten am besten beschreiben kann, während die Form der Spektren in HERWIG am stärksten von den Daten abweicht.

Man erwartet, dass der Bereich großer x_F besonders sensitiv auf den harten Sub-

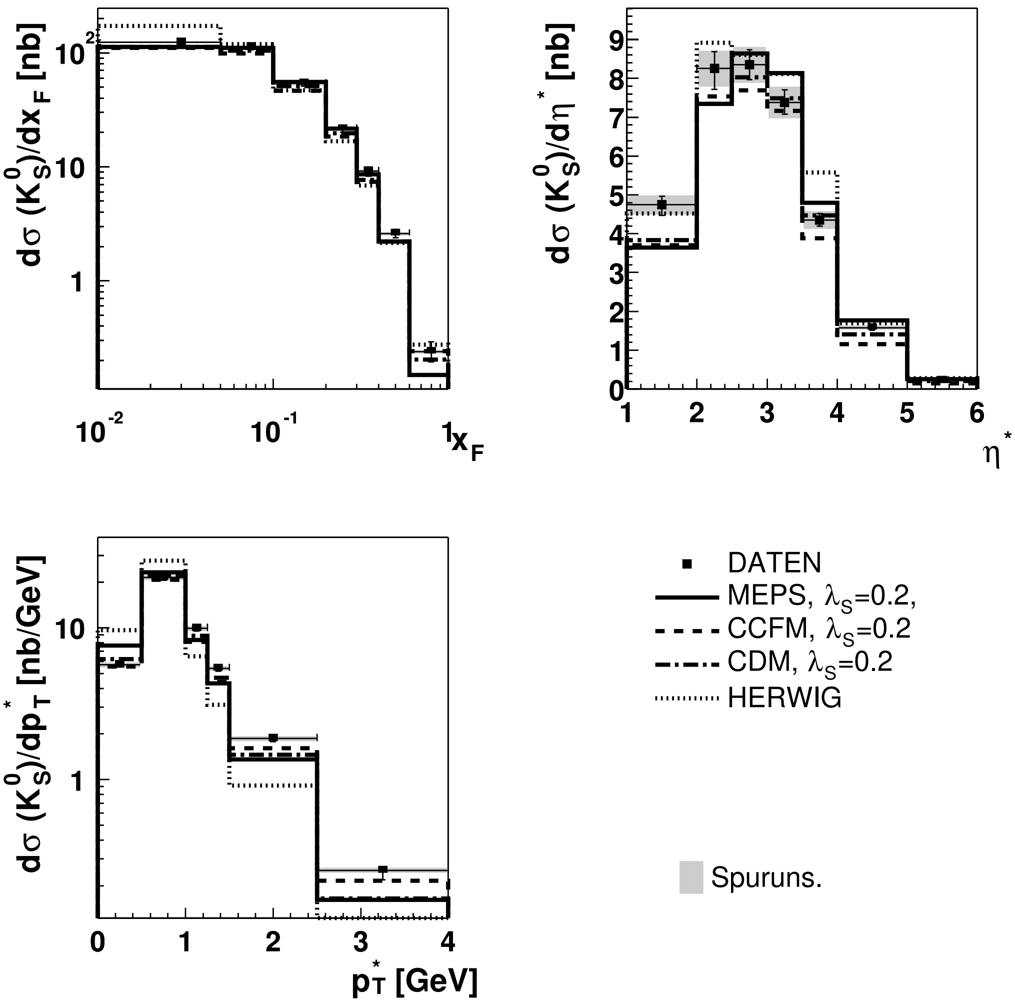


Abbildung 9.22: $\sigma(ep \to K^0_S X)$ im hadronischen Schwerpunktsystem. Vergleich der Daten mit dem MEPS-, dem CCFM-Modell, dem CDM und dem HERWIG Monte Carlo, dargestellt als durchgezogenes, gestricheltes, gestrichpunktetes und gepunktetes Histogramm. Der *strangeness*-Unterdrückungsfaktor beträgt überall 0.2.

prozess und daher auch auf die Partonverteilungen des Protons ist. Daher wurde überprüft, inwieweit sich die Modellvorhersagen in diesem Bereich ändern, wenn die *strange*-Quarkdichte des Protons verändert wird. Es wurde mit dem MEPS-Modell verglichen, in dem keine QPM- oder QCDC-Prozesse zugelassen werden, in denen ein *strange*-Quark aus dem Proton in den harten Streuprozess einläuft. Dies hat nur wenig Auswirkungen auf die Vorhersagen des MEPS-Modells, einzig im größten x_F-Intervall zeigt sich eine kleine Verringerung der Wirkungsquerschnitte. Der Λ-Wirkungsquerschnitt in diesem Intervall könnte dadurch etwas besser beschrieben werden, im Fall der K^0_S-Mesonen verschlechtert sich allerdings die Beschreibung.

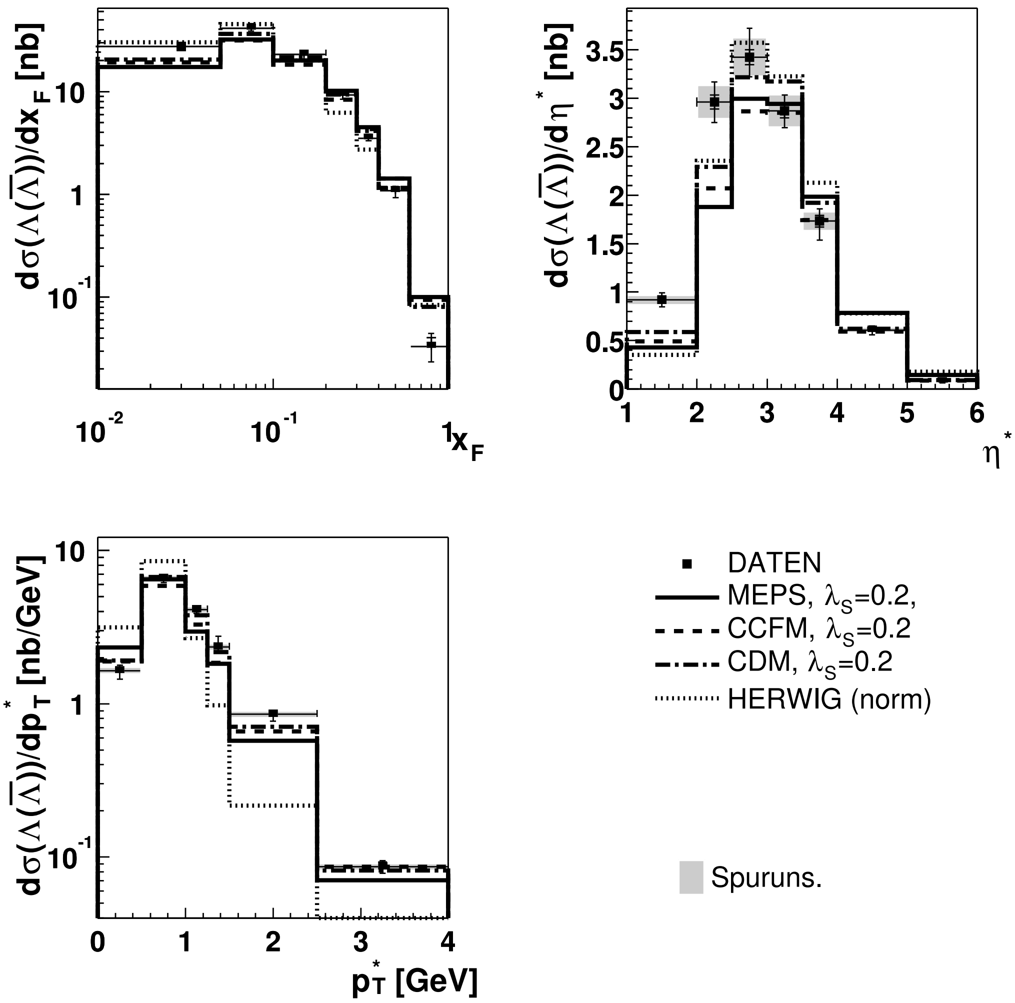


Abbildung 9.23: $\sigma(ep \to \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ im hadronischen Schwerpunktsystem. Vergleich der Daten mit dem MEPS-, dem CCFM-Modell, dem CDM und dem HERWIG Monte Carlo, dargestellt als durchgezogenes, gestricheltes, gestrichpunktetes und gepunktetes Histogramm.

Das Verhältnis $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K_S^0)$ im hadronischen Schwerpunktsystem

In Abbildung 9.24 ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K_S^0)$ in Abhängigkeit der Variablen des hadronischen Schwerpunktsystems dargestellt und mit den Modellvorhersagen von MEPS, CCFM und CDM sowie dem HERWIG Monte Carlo verglichen. Die Daten sind lediglich mit statistischen Fehlern dargestellt. Keines der Modelle ist in der Lage, die Verteilungen dieses Verhältnisses zu beschreiben. So wird das Verhältnis $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K_S^0)$ bei kleinem η^* und kleinem x_F von allen Modellen unterschätzt, während der Anstieg mit zunehmendem $\eta*$ überschätzt wird. Mit zunehmendem x_F macht sich der unterschiedlich starke Abfall des K_S^0- und des $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitts bemerkbar, der zu starken Schwankungen in $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K_S^0)$ führt, die von keinem der Modelle reproduziert werden können. Den gleichen Effekt kann man beispielsweise in der von HERWIG vorhergesagten p_T^*-Verteilung erkennen. Diese weicht sehr stark von den Daten ab. Die p_T^*-Abhängigkeit des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte kann am besten von CDM beschrieben werden.

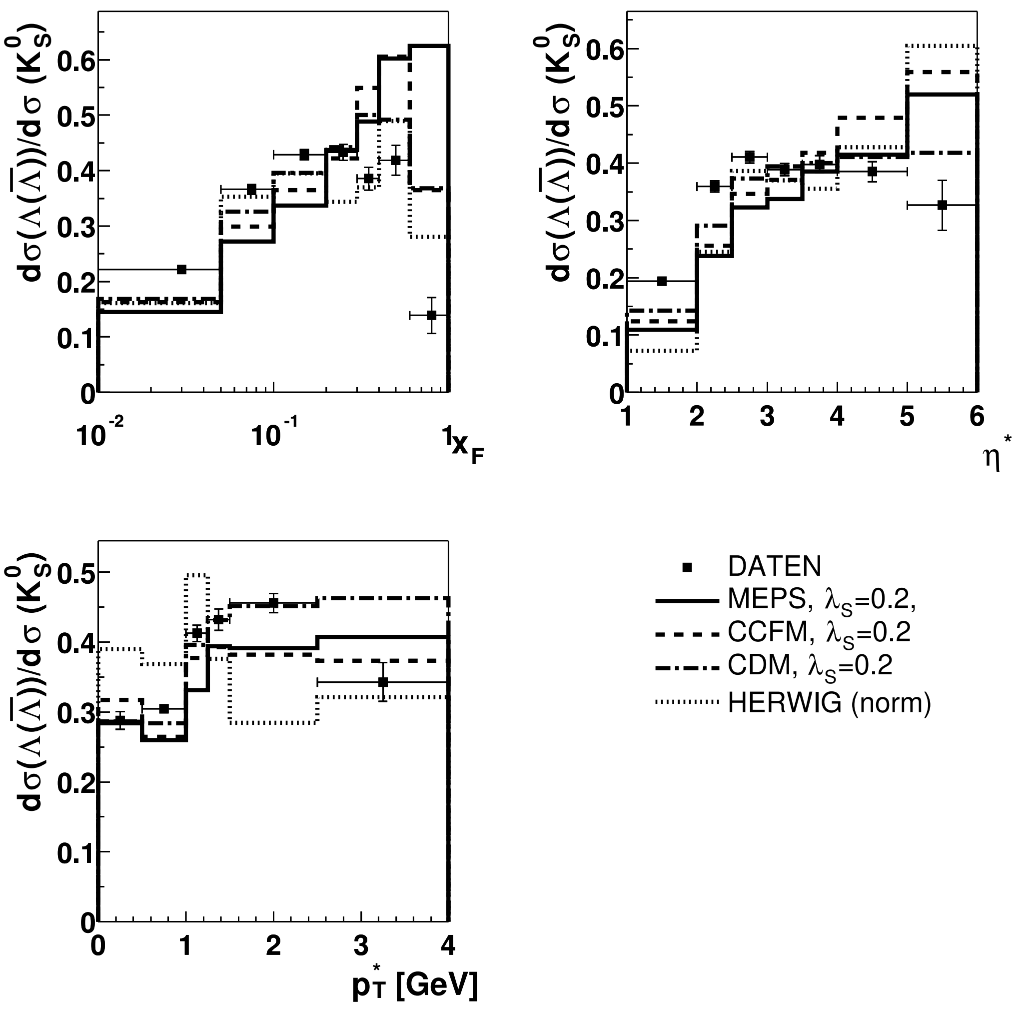


Abbildung 9.24: Verhältnis $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K_S^0)$ im hadronischen Schwerpunktsystem. Vergleich der Daten mit dem MEPS-Modell (durchgezogenes Histogramm), CCFM-Modell (gestricheltes), CDM (gestrichpunktetes) und HERWIG (gepunktetes Histogramm). Es wurde ein *strangeness*-Unterdrückungsfaktor von $\lambda_S = 0.2$ verwendet. Die Daten sind nur mit statistischen Fehlern versehen.

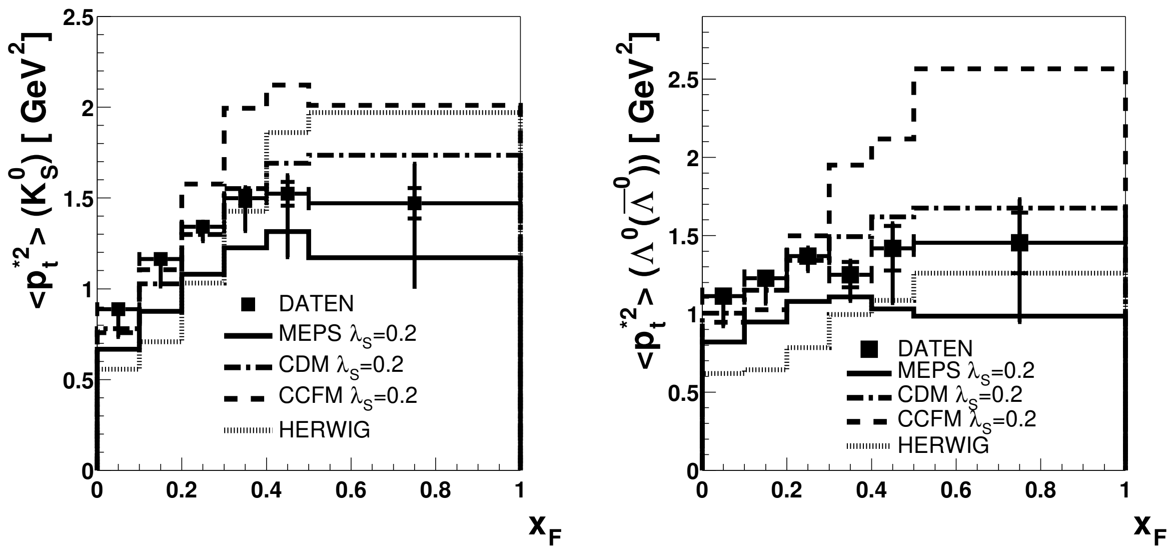


Abbildung 9.25: Die *Seagull*-Verteilungen, $\langle p_T^{*2} \rangle$ gegen x_F, für die K_S^0-Mesonen (links) und die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen (rechts). Die Daten (Symbole) werden verglichen mit den Vorhersagen des MEPS-Modells (gestrichpunktetes Histogramm), des CCFM-Modells (gestricheltes), des CDM (durchgezogenes) und des HERWIG (gepunktetes Histogramm) Monte Carlos.

Die *Seagull*-Verteilung für K_S^0 und Λ

In Kap. 7.2 wurde unter anderem beschrieben, wie die p_T^{*2}-Spektren korrigiert und so die *Seagull*-Verteilung, also die Abhängigkeit des mittleren quadratischen Transversalimpulses $\langle p_T^{*2} \rangle$ von x_F, ermittelt werden kann. Abbildung 9.25 zeigt die korrigierten *Seagull*-Verteilungen für die K_S^0-Mesonen (links) und für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen (rechts). Die gezeigten systematischen Fehler beinhalten lediglich die Beiträge der Modellabhängigkeit, der Variation der Energieskala und der Schnitte auf die Transversalimpulse und sind inbesondere bei großem x_F durch den Beitrag der Modellabhängigkeit dominiert, da die Vorhersagen in diesem Bereich stark differieren.

Die mittleren quadratischen Transversalimpulse steigen in den Daten leicht mit x_F an, dabei ist dieser Anstieg im Fall der K_S^0-Mesonen steiler als im Fall der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen. Die Verteilungen werden mit den Vorhersagen des MEPS-, des CCFM-Modells CDM und des HERWIG Monte Carlos verglichen. Da die unterschiedlichen *strangeness*-Unterdrückungsfaktoren zu fast identischen Verteilungen führen, wird für alle Monte Carlos, die sich des Lund-Stringmodells bedienen, ein Wert $\lambda_S = 0.2$ verwendet.

Die Verteilung von $\langle p_T^{*2} \rangle$ gegen x_F im MEPS-Modell liegt sowohl für K_S^0 als auch für $\Lambda(\bar{\Lambda})$ insgesamt unterhalb der Daten. Die Steigung des Anstiegs kann bei kleinem x_F beschrieben werden.

Auch das HERWIG Monte Carlo und das CCFM-Modell können die Daten nicht beschreiben, nur CDM ist in der Lage, die x_F-Abhängigkeit der Transversalimpulse $\langle p_T^{*2} \rangle$ wiederzugeben. Neben CDM kann nur von MEPS die Steigung des Anstiegs von $\langle p_T^{*2} \rangle$ mit x_F reproduziert werden, und zwar sowohl die Zunahme dieser Steigung im Fall der K_S^0-Mesonen gegenüber den $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen als auch für beide Teilchen im Einzelnen. Es fällt auf, dass die Modelle mit Ausnahme des CDM nicht in der Lage sind die mittleren Transversalimpulse in den einzelnen x_F-Intervallen zu reproduzieren, während die Abhängigkeit der Produktionswirkungsquerschnitte von x_F (Abb. 9.22 und 9.23) einigermaßen beschrieben werden kann.

9.3.1 Zusammenfassung der Beobachtungen im hadronischen Schwerpunktsystem

Die Form der x_F-Abhängigkeit des K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnittes ist besonders sensitiv auf den *strangeness*-Unterdrückungsfaktor λ_S und kann im Fall der K_S^0-Produktion vom MEPS-Modell mit $\lambda_S = 0.2 - 0.23$ gut beschrieben werden. Im Fall der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion kann jedoch mit keinem *strangeness*-Unterdrückungsfaktor die x_F-Abhängigkeit hinreichend reproduziert werden. So wird der Wirkungsquerschnitt im Bereich kleiner x_F über- und im Bereich großer x_F unterschätzt. Dies erschwert die Bestimmung des von den Daten bevorzugten Wertes für λ_S.
Sowohl in den differentiellen K_S^0- als auch $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitten in η^* und p_T^* sagen die Modelle eine zu geringe Produktion im Bereich kleiner η^* und zu weiche Transversalimpulse voraus. Diese Effekte sind stärker im Fall der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion.
Des Weiteren wurden die mittleren quadratischen Transversalimpulse $\langle p_T^{*2} \rangle$ der K_S^0-Mesonen und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen in Abhängigkeit von x_F untersucht. Allerdings treten in diesen Verteilungen große Unterschiede zwischen den verschiedenen Modellen auf, von denen lediglich das CDM die Daten ausreichend gut beschreiben kann.

9.4 K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion im Breitsystem

In diesem Abschnitt folgt der Vergleich der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion im Breitsystem mit den verschiedenen Modellen anhand der Variablen $x_p = 2 \cdot |\vec{p}^{Breit}|/Q$, η^{Breit} und p_T^{Breit}. Das Breitsystem und das hadronische Schwerpunktsystem sind zumindest in führender Ordnung durch eine longitudinale Lorentztransformation verknüpft. Wie daher zu erwarten, liefern die Vergleiche der differentiellen Wirkungsquerschnitte in x_p, p_T^{Breit} und η^{Breit} mit den Modellen sehr ähnliche Ergebnisse wie im hCMS, die hier nicht erneut im Detail gezeigt sondern nur zusammengefasst werden sollen: Sowohl für den K_S^0- als auch für den $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitt werden von den Modellen zu weiche x_p- und p_T^{Breit}-Spektren vorhergesagt. Insbesondere im Bereich großer x_p unterschätzen alle Modelle die beobachteten Wirkungsquerschnitte. Im Bereich großer η^{Breit}, der dem Bereich kleiner η^* im hCMS entspricht[5], unterschätzen das MEPS-, CCFM-Modell und CDM die Daten.
Da die Definition der Hemisphären im Breit- und im hadronischen Schwerpunktsystem nicht zusammenfallen, sind im Breitsystem anders als im hCMS sowohl die *target*- als auch die *current*- Hemisphäre bevölkert und können getrennt betrachtet werden.

9.4.1 Die *target*- und *current*-Hemisphäre im Breitsystem

Die *target*-Hemisphäre des Breitsystems, also die Hemisphäre in Richtung des fragmentierenden Protonrests, ist definiert durch $\eta^{Breit} > 0$, die *current*-Hemisphäre, die im Fall des QPM-Prozesses dem gestreuten Quark zugeordnet wird, durch $\eta^{Breit} < 0$. Es sollen nun die x_p- und p_T^{Breit}-Verteilungen in der *target*- und *current*-Hemisphäre im Einzelnen betrachtet und mit den Modellen verglichen werden.
Die differentiellen Wirkungsquerschnitte in der *target*-Hemisphäre sind in Abbildung 9.26 dargestellt, oben für die K_S^0- und unten für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion. Es wird jeweils mit dem MEPS-Modell, dem CCFM-Modell und dem CDM, sowie dem HERWIG Monte Carlo verglichen. Letzteres ist aufgrund der großen Abweichung vom Gesamtwirkungsquerschnitt für die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen auf diesen normiert.

Der K_S^0-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von x_p in der *target*-Hemisphäre kann von keinem der Modelle gut beschrieben werden. In allen verwendeten Modellen fällt der in den Daten beobachtete Wirkungsquerschnitt langsamer mit x_p ab als von den Modellen vorhergesagt. Der Vergleich der p_T^{Breit}-Spektren gibt erneut Hinweise auf zu kleine Transversalimpulse in den Modellen. Dieser Effekt ist im HERWIG Monte Carlo besonders stark ausgeprägt.

Auch die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitte in der *target*-Region des Breitsystems, Abb. 9.26 unten, kann von keinem der Modelle vollständig beschrieben werden.

[5]Es ist zu beachten, dass die Definition der positiven z-Achse der im hCMS entgegengesetzt gewählt ist, so dass die Protonrichtung mit der positiven z-Achse, also dem Bereich positiver η^{Breit} zusammenfällt.

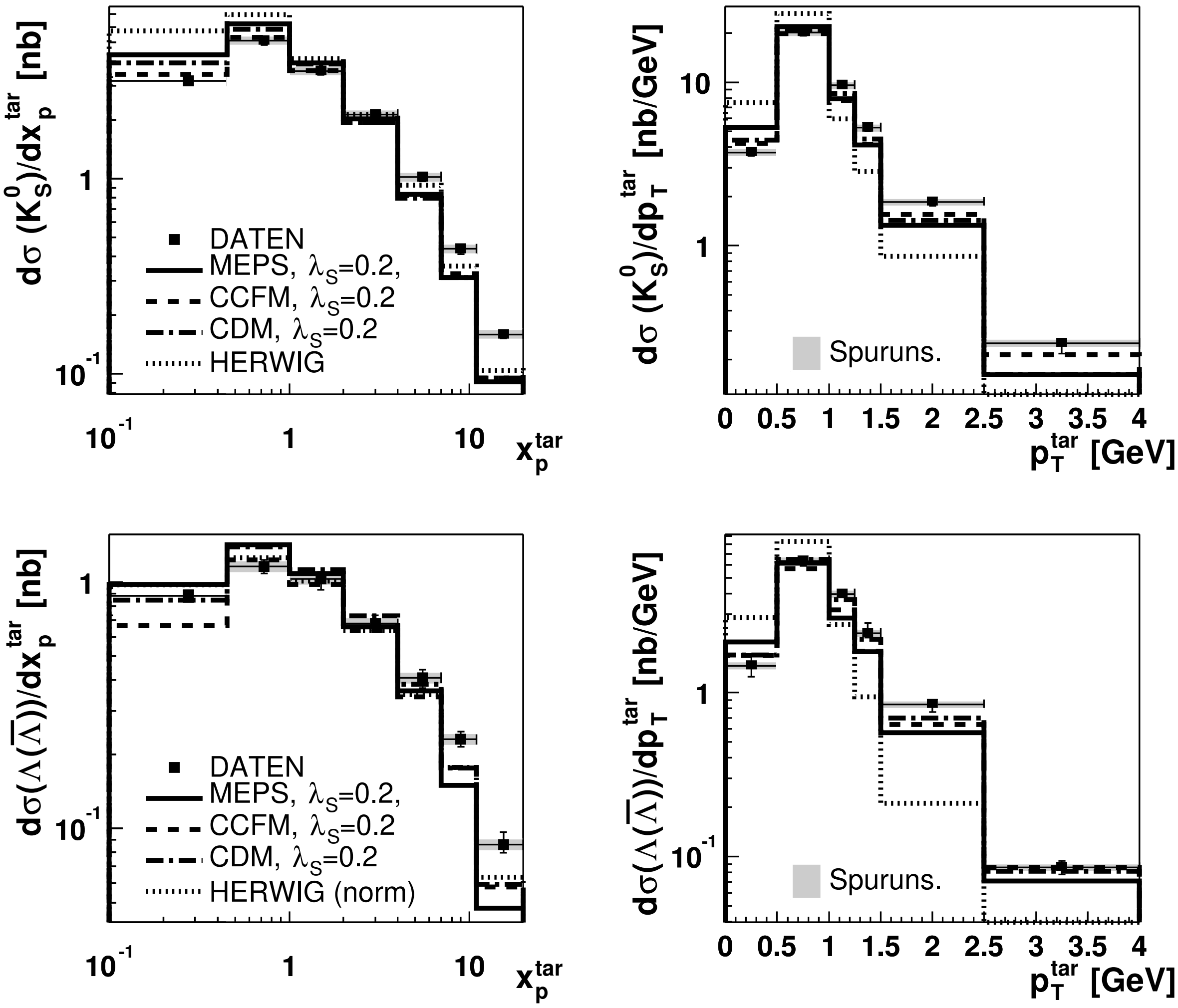


Abbildung 9.26: $\sigma(ep \to K_S^0 X)$ und $\sigma(ep \to \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ in der *target*-Hemisphäre des Breitsystems. Vergleich der Daten mit den Modellen MEPS, CCFM, CDM und HERWIG, dargestellt als durchgezogenes, gestricheltest, gestrichpunktetes und gepunktetes Histogramm. Im Fall von HERWIG sind die Λ-Verteilungen auf das Integral der Verteilung in den Daten normiert.

Es wird eine ähnliche Diskrepanz zwischen dem x_p-Spektrum der Daten und Monte Carlo Vorhersagen wie im Fall der K_S^0 beobachtet, wobei größere Unterschiede zwischen den verschiedenen Modellen auftreten.

Der weitaus kleinere Teil der Ereignisse findet sich bei negativem η^{Breit}, also in der *current*-Hemisphäre. In Abbildung 9.27 sind die x_p- und p_T^{Breit}-Spektren für diese Ereignisse dargestellt, sowohl für den K_S^0- (oben) und den $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitt (unten). Aufgrund der kleineren Statistik können die Verteilungen nur in jeweils zwei Intervalle unterteilt werden.

Die x_p-Abhängigkeit des K_S^0-Wirkungsquerschnittes in der *current*-Hemisphäre kann weder vom MEPS- noch vom CCFM-Modell wiedergegeben werden, wobei der Anstieg des Wirkungsquerschnittes zu kleinem x_p in MEPS zu groß und in CCFM zu klein ist. CDM liefert die beste Beschreibung der Daten.
Auch das p_T^{Breit}-Spektrum kann gut von CDM beschrieben werden, während MEPS ein zu weiches und CCFM ein zu hartes Spektrum liefert, im Unterschied zur *target*-Hemisphäre, in der beide Modelle zu weiche Transversalimpulse vorhersagen. Des Weiteren ist bemerkenswert, dass HERWIG, dessen p_T^{Breit}-Spektrum in der *target*-Hemisphäre sehr stark von den Daten abweicht, die Form der p_T^{Breit}-Verteilung in der *current*-Hemisphäre reproduzieren kann. Allerdings sollte berücksichtigt werden, dass diese Aussagen lediglich auf dem Vergleich zweier Intervalle beruhen.

Der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitt der *current*-Hemisphäre, der mit einem größeren statistischen Fehler als der K_S^0-Wirkungsquerschnitt behaftet ist, kann innerhalb dieser Messgenauigkeit durch das CDM und das CCFM-Modell beschrieben werden, sowohl in x_p als auch in p_T^{Breit}. Das MEPS-Modell ist nicht in der Lage die beiden Spektren zu reproduzieren, da es insgesamt zu große Wirkungsquerschnitte vorhersagt. HERWIG, dessen Vorhersagen wiederum auf den Gesamtwirkungsquerschnitt in den Daten normiert wurden, liefert in der *current*- wie auch schon in der *target*-Hemisphäre ein viel zu weiches p_T^{Breit}-Spektrum, kann aber die Form der x_p-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes beschreiben.

9.4.2 Die relative Produktion von $\Lambda(\bar{\Lambda})/K_S^0$ im Breitsystem

In den beiden Hemisphären des Breitsystems soll nun auch das Verhältnis des $\Lambda(\bar{\Lambda})$- zum K_S^0-Wirkungsquerschnitt untersucht werden. Dieses Verhältnis $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K_S^0)$ ist in Abbildung 9.28 in Abhängigkeit der Größen x_p und p_T^{Breit} für die *target*- (oben) und *current*-Hemisphäre (unten) abgebildet. Die Daten sind wieder lediglich mit statistischen Fehlern dargestellt. Der Abfall des Verhältnisses im Bereich $0.5 < p_T^{Breit} < 1.0\,\mathrm{GeV}$ rührt daher, dass die p_T-Spektren für K_S^0 und $\Lambda(\bar{\Lambda})$ eine leicht unterschiedliche Form aufweisen.
Die Verteilungen werden mit den Vorhersagen der vier Modelle MEPS, CCFM, CDM und HERWIG verglichen. Es fällt auf, dass mit zunehmendem x_p in der *target*-Hemisphäre die $\Lambda(\bar{\Lambda})$- im Vergleich zur K_S^0-Produktion zunimmt. Dieser Anstieg kann von allen Modellen, am besten jedoch vom CCFM-Modell, reproduziert werden. Bei kleinen x_p in der *target*-Region wird das Verhältnis $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K_S^0)$ von allen Modellen unterschätzt, d.h. es wird eine zu kleine $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion erwartet im

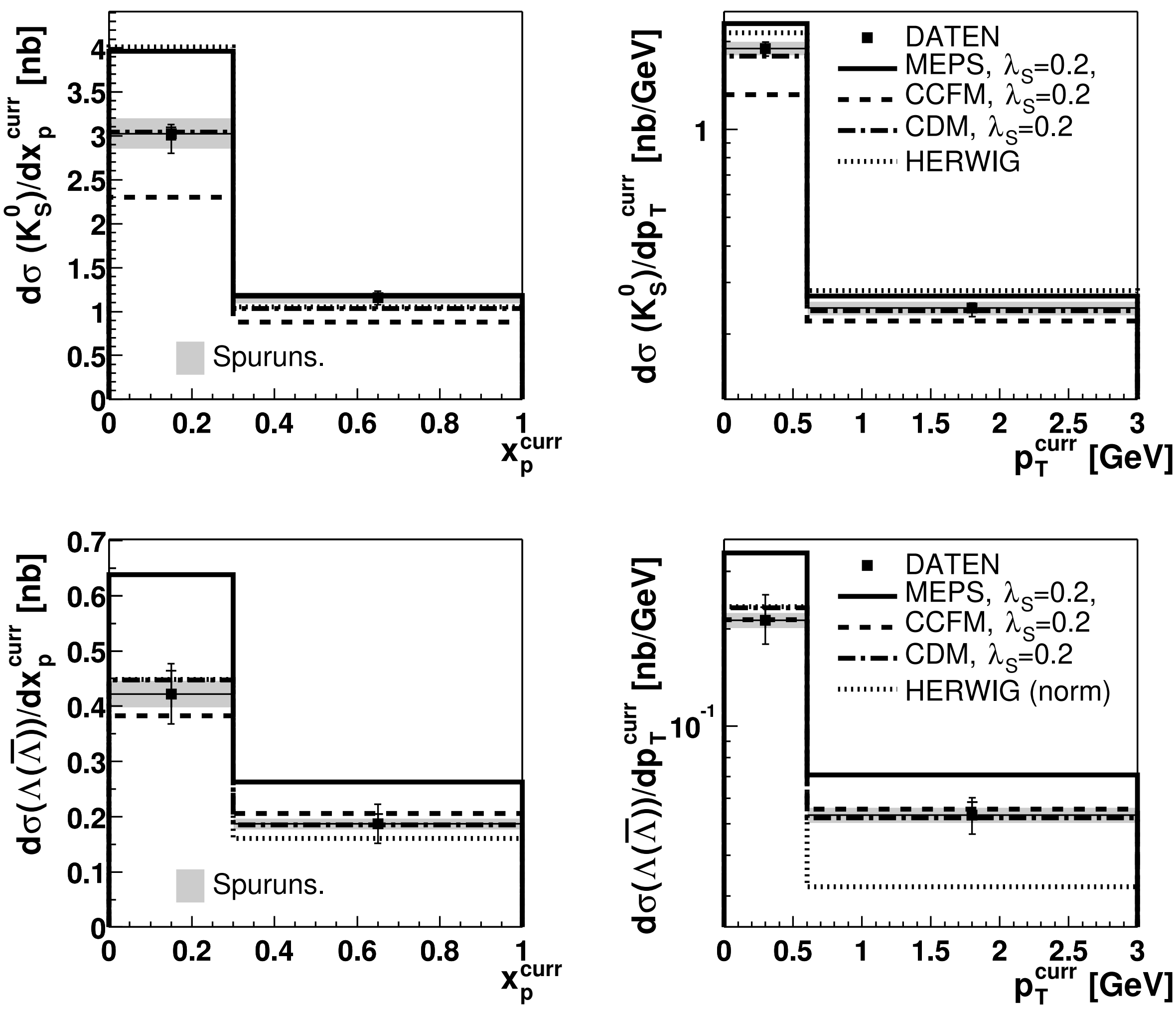


Abbildung 9.27: $\sigma(ep \to K_S^0 X)$ und $\sigma(ep \to \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ in der *current*-Hemisphäre des Breitsystems. Vergleich der Daten mit den Modellen MEPS, CCFM, CDM und HERWIG, dargestellt als durchgezogenes, gestricheltes, gestrichpunktetes und gepunktetes Histogramm. Im Fall von HERWIG sind die Λ-Verteilungen auf das Integral der Verteilung in den Daten normiert.

Vergleich zur K^0_S-Produktion.
Der Wert des Verhältnisses $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K^0_S)$ nimmt in der *current*-Hemisphäre nur leicht mit x_p zu. Die Vorhersagen von CDM und HERWIG stimmen hier mit den Daten überein, während MEPS und CCFM insgesamt zu große Werte liefern.

Beim Betrachten der p_T^{Breit}-Verteilungen in der *target*-Hemisphäre fällt die merkwürdige Form der Verteilungen auf. Dies rührt daher, dass p_T-Spektren mit teilweise unterschiedlicher Form und Maximumposition durcheinander dividiert wurden.
Keines der Modelle kann die Abhängigkeit von p_T^{Breit} in der *target*-Hemisphäre beschreiben, wobei die Vorhersagen des CDM am dichtesten an den Daten liegen.
In der *current*-Hemisphäre liefert ebenfalls das CDM die beste Beschreibung der Daten.

9.4.3 Zusammenfassung der Beobachtungen im Breitsystem

Das x_p-Spektrum der K^0_S- und der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Teilchenproduktion kann von keinem der verwendeten Modelle perfekt beschrieben werden, da diese zu weiche Spektren erwarten lassen. Das gleiche gilt für die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Transversalimpuls im Breitsystem.
Auch im Breitsystem treten in der Verteilung der Pseudorapidität η^{Breit} Abweichungen auf. Die Modelle tendieren dazu, die Wirkungsquerschnitte in Richtung großer η^{Breit} zu unterschätzen.
Die getrennte Untersuchung der *target*- und *current*-Hemisphären, ergaben ein sehr ähnliches Verhalten der Wirkungsquerschnitte für $\eta^{Breit} > 0$ wie für den gesamten Phasenraum. In der *current*-Region, $\eta^{Breit} < 0$, in der sich nur ein kleiner Bruchteil aller Ereignisse befindet, ist die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von x_p und p_T^{Breit} im Allgemeinen besser durch die Modelle reproduzierbar, dies mag daran liegen, dass die Abweichungen bei großem η hier keinen Einfluss haben.

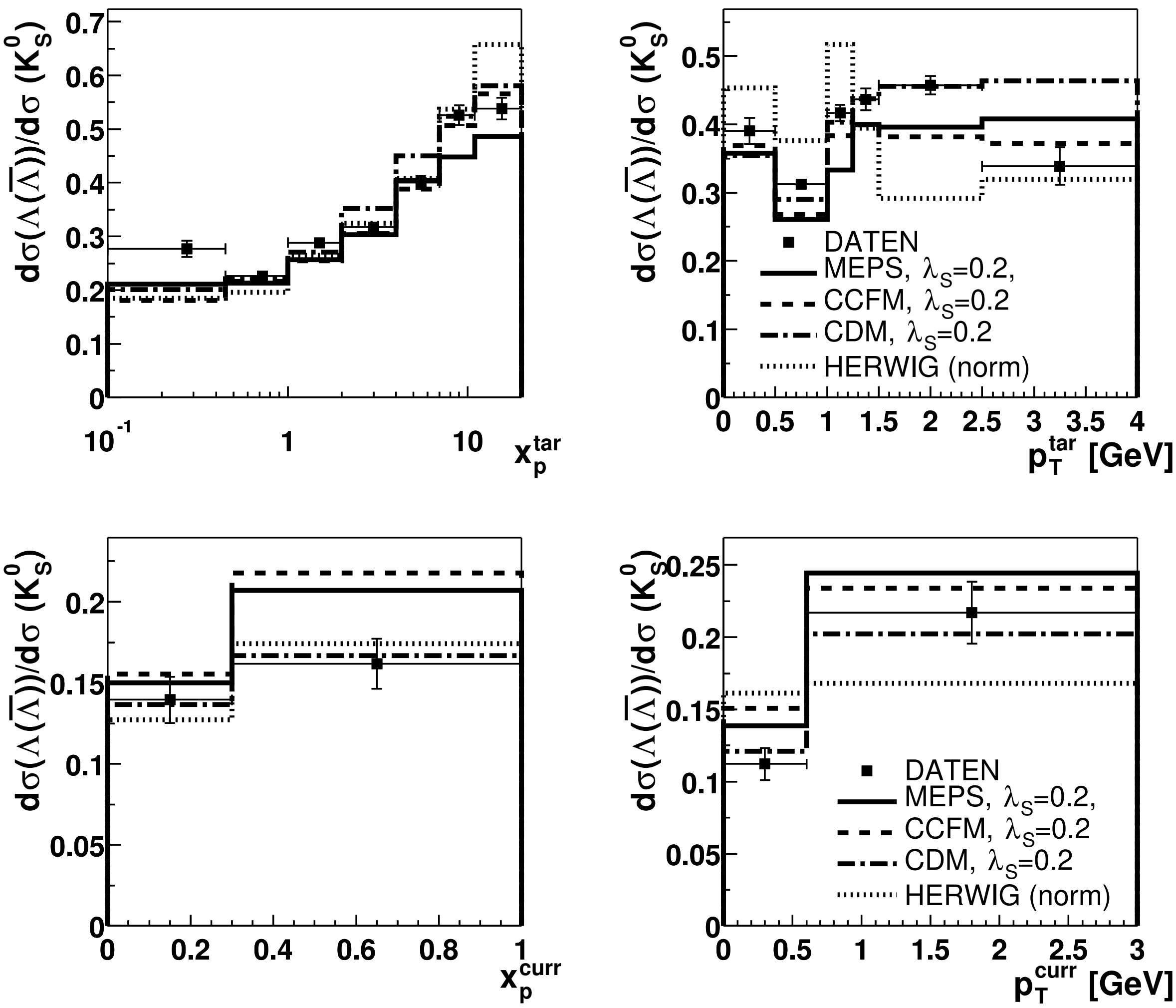


Abbildung 9.28: Verhältnis der $\Lambda(\bar{\Lambda})$- zur K_S^0-Produktion in der *target*-Hemisphäre (oben) und *current*-Hemisphäre (unten) des Breitsystems. Vergleich der Daten, die lediglich mit statistischen Fehlern versehen sind, mit den Modellen MEPS, CDM, CCFM und HERWIG, dargestellt als durchgezogenes, gestricheltes, gestrichpunktetes und gepunktetes Histogramm. Im Fall von HERWIG sind die Verteilungen auf das Integral der Verteilung in den Daten normiert.

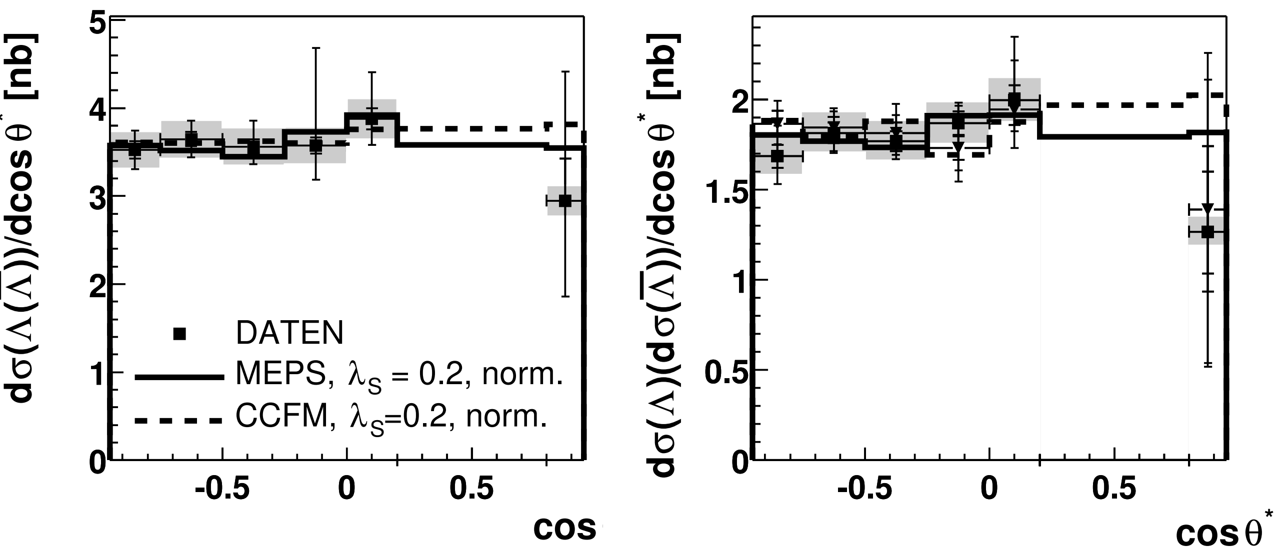


Abbildung 9.29: $\sigma(ep \to \Lambda(\bar{\Lambda})X)$ (links) sowie $\sigma(ep \to \Lambda X)$ und $\sigma(ep \to \bar{\Lambda}X)$ (rechts) in Abhängigkeit vom Zerfallswinkel $\cos\theta^*$. Die Verteilungen des MEPS- und CCFM-Modells sind auf den Gesamtwirkungsquerschnitt der Daten normiert.

9.5 Messung der longitudinalen Polarisation der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen

Die longitudinale Polarisation der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen lässt sich gemäß Glg. 3.7 aus der Steigung des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom Zerfallswinkel $\cos\theta^*$ bestimmen. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion sowie der Λ- und $\bar{\Lambda}$-Produktion im Einzelnen sind in Abb. 9.29 dargestellt. Der Bereich $0.2 < \cos\theta^* < 0.8$ ist, wie in Kap. 7.2.3 begründet, von der Messung ausgeschlossen. Die Vorhersagen des MEPS- und CCFM-Modells sind auf den Gesamtwirkungsquerschnitt der Daten normiert, da für die Bestimmung der Polarisation nur die Form nicht aber die Normierung der Verteilungen relevant ist. Diese stimmt in beiden Modellen mit der beobachteten Form der Zerfallswinkelverteilung überein.

Es ist dabei zu beachten, dass die Abhängigkeit des Zerfallswinkels von der Polarisation der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen in den Monte Carlos nicht implementiert ist, da bei der Simulation nicht zwischen verschiedenen Spineinstellungen unterschieden wird. Die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen im Monte Carlo müssen also immer als unpolarisiert betrachtet werden.
Die Übereinstimmung der Daten mit den Monte Carlo Verteilungen sowie die flache beobachtete Zerfallswinkelverteilung deuten auf eine verschwindende Polarisation in den Daten hin, allerdings beruht diese Annahme lediglich auf den Messungen

im Bereich $\cos\theta^* < 0.2$. Es wurde untersucht, ob nach einem Schnitt auf den skalierten longitudinalen Impuls x_F und den Transversalimpuls p_T^* im hadronischen Schwerpunktsystem, Anzeichen für eine endliche Polarisation beobachtet werden können. Dies ist nicht der Fall, im Bereich $x_F > 0.1$ und $p_T^* > 0.5$ werden sehr ähnliche, flache Zerfallswinkelverteilungen beobachtet. Eine genauere Messung der Polarisation ist aufgrund der Probleme bei der Rekonstruktion des Zerfallswinkel im Bereich positiver $\cos\theta^*$ nicht möglich.

Kapitel 10

Untersuchung verschiedener K^0_S- und Λ-Endzustände

Die in diesem Kapitel vorgestellten Möglichkeiten, die rekonstruierten K^0_S- und Λ-Zerfälle für weiterführenden Untersuchungen zu nutzen, stellen einen Ausblick auf eine zukünftige Erweiterung der Analyse dar.
Zunächst können anhand der rekonstruierten K^0_S-Mesonen und Λ-Baryonen Ereignisse mit mehreren $K^0_S(\Lambda)$-Kandidaten untersucht werden (Kap. 10.1). Diese Ereignisse eröffnen unter anderem die Möglichkeit, Korrelationen in der Produktion seltsamer Mesonen und Baryonen zu studieren.
Anschließend wird versucht, mit Hilfe der rekonstruierten Λ-Baryonen die Zerfälle der Hyperonen $\Sigma^{\pm}(1385)$ und Ξ^- zu rekonstruieren (Kap.10.2). Außerdem wird anhand der K^0_S-Zerfälle das invariante pK^0_S-Massenspektrum betrachtet, in dem Signale möglicher exotischer Baryonzustände, den Pentaquarks, erwartet werden (Kap. 10.3).

10.1 Ereignisse mit mehreren Λ-Baryonen oder K^0_S-Mesonen

Ausgehend von den rekonstruierten Λ- und K^0_S-Zerfällen können Ereignisse gesucht werden, in denen mehrere Zerfälle seltsamer Teilchen auftreten. Es wurden alle möglichen Kombinationen der Teilchen Λ, $\bar{\Lambda}$ und K^0_S untersucht. Dies ist von Interesse, wenn man beispielsweise Korrelationen in der Produktion seltsamer Teilchen untersuchen möchte. Des Weiteren könnten die invarianten Massenspektren der Kombinationen unter Umständen Hinweise auf Zerfälle neuer, noch nicht beobachteter Teilchen geben, wie z.B. das $K^0_S K^0_S$-Spektrum, in dem man Signale von gebundenen Gluonzuständen, den sogenannten *glueballs*, vermutet.

In den Daten der Jahre 1996 und 1997 werden insgesamt 2028 Ereignisse mit zwei K^0_S-Kandidaten beobachtet, deren invariante Masse $M_{\pi\pi}$ allerdings noch von der nominellen K^0_S-Masse abweichen kann. Verlangt man für beide Kandidaten, dass die

	Anzahl an Ereignissen vor Massenschnitten auf $M_{\pi\pi}$ bzw. $M_{p\pi}$	Anzahl an Ereignissen nach Massenschnitten auf $M_{\pi\pi}$ bzw. $M_{p\pi}$
$K^0_S K^0_S$	2028	1198
$K^0_S \Lambda$	1159	297
$K^0_S \bar{\Lambda}$	1120	285
$\Lambda\bar{\Lambda}$	485	126
$\Lambda\Lambda$	162	13
$\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$	161	16

Tabelle 10.1: Anzahl an Ereignissen mit zwei V^0-Kandidaten vor und nach den Schnitten auf die invarianten Massen.

invariante Masse innerhalb eines Bereichs von 25 MeV um die nominelle K^0_S-Masse liegt,

$$|M_{\pi\pi} - 0.4977| < 25\text{MeV} \quad , \tag{10.1}$$

reduziert sich diese Zahl auf 1198 Ereignisse.[1] In 485 Ereignissen konnte sowohl ein Λ- als auch ein $\bar{\Lambda}$-Kandidat rekonstruiert werden, von denen in 126 Ereignissen beide innerhalb eines Massenfensters von 9 MeV um die nominelle Masse lagen,

$$|M_{p\pi} - 1.11568| < 9\text{MeV} \quad , \tag{10.2}$$

dies entspricht eine Breite von drei Standardabweichungen. Es wurden auch die Kombinationen $K^0_S\Lambda(\bar{\Lambda})$, $\Lambda\Lambda$ und $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ untersucht. Die Anzahl der Ereignisse für alle Kombinationen je zweier V^0-Kandidaten sind in Tabelle 10.1 zusammengefasst.

In Abbildung 10.1 sind die rekonstruierten Massen der Λ- bzw. K^0_S-Kandidaten für alle möglichen Kombinationen gegeneinander sowie die jeweiligen Massenfenster aufgetragen.
Insbesondere im Fall der am häufigsten vorzufindenden $K^0_S K^0_S$-Kombination erkennt man eine deutliche Anhäufung in der Signalregion beider Zerfälle. Der Untergrund ist in den Regionen des Signals jeweils eines der Teilchen konzentriert und nimmt in den Bereichen, die zu keinem der beiden K^0_S-Signale gehören, schnell ab. Ähnlich verhält es sich in den Paaren eines K^0_S und eines $\Lambda(\bar{\Lambda})$ oder in den Baryon- und Antibaryonpaaren $\Lambda\bar{\Lambda}$. Die Kombinationen $\Lambda\Lambda$ bzw. $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ treten insgesamt sehr selten auf.

Für die Λ/K^0_S-Paare können nun die invarianten Massen der verschiedenen Kombinationen berechnet werden. Dazu werden lediglich Zerfälle verwendet, die im jeweiligen Massenfenster um die nominelle Λ oder K^0_S-Masse liegen. Für die Berechnung der

[1] Die Breite dieses Massenfensters ergibt sich aus der Breite der beiden Gaußfunktionen (vgl. Kap.6.5.1) von 7 und 18 MeV und deren relativen Gewichten von 0.425 und 0.575, so dass sich eine mittlere Breite von 12 MeV ergibt, es wird ein Bereich von ca. zwei Standardabweichungen verwendet.

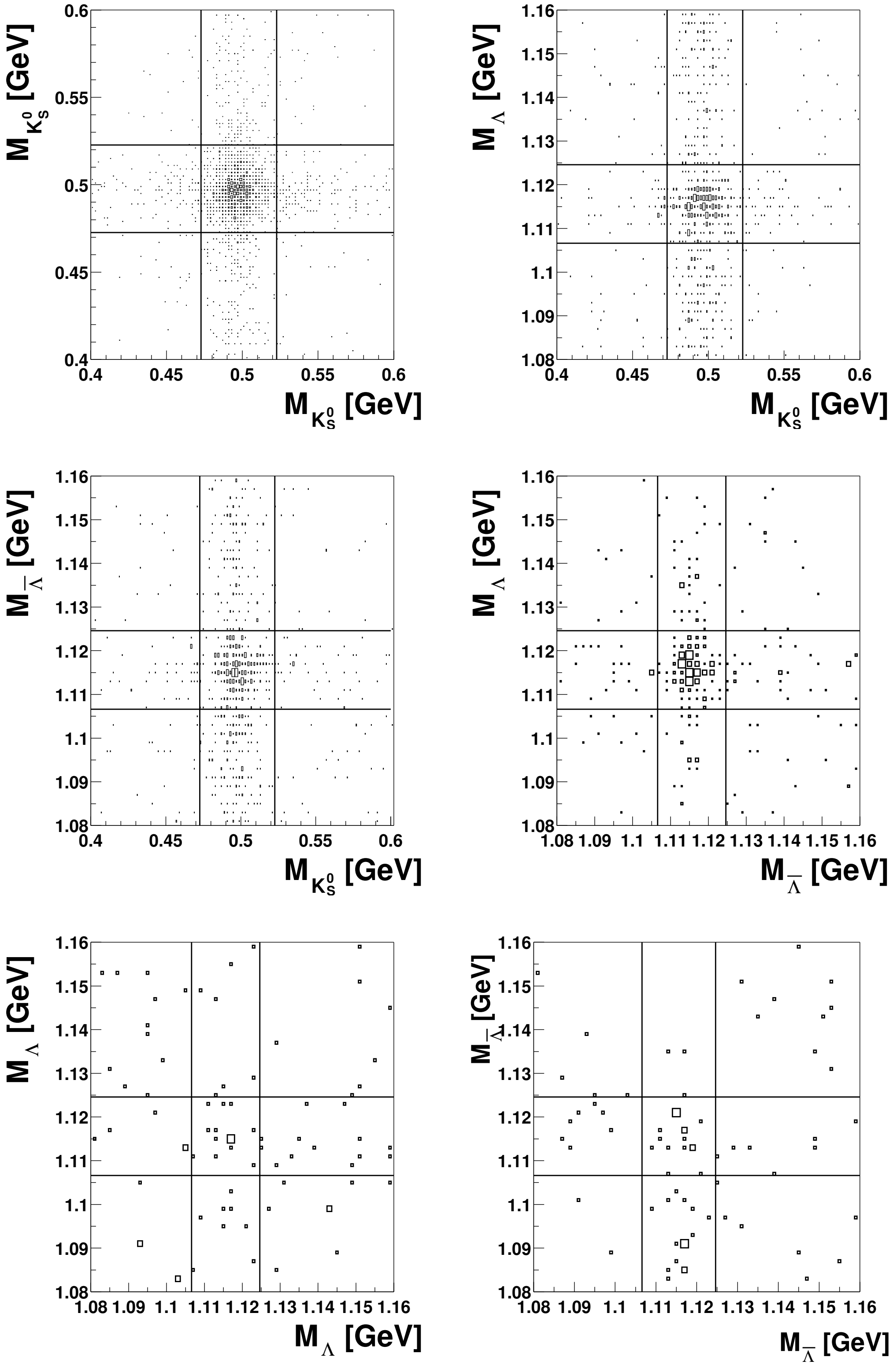


Abbildung 10.1: Zweidimensionale Darstellung der rekonstruierten Massen in den Kombinationen $K_S^0K_S^0$, $K_S^0\Lambda$ und $K_S^0\bar\Lambda$, $\Lambda\bar\Lambda$, $\Lambda\Lambda$ und $\bar\Lambda\bar\Lambda$.

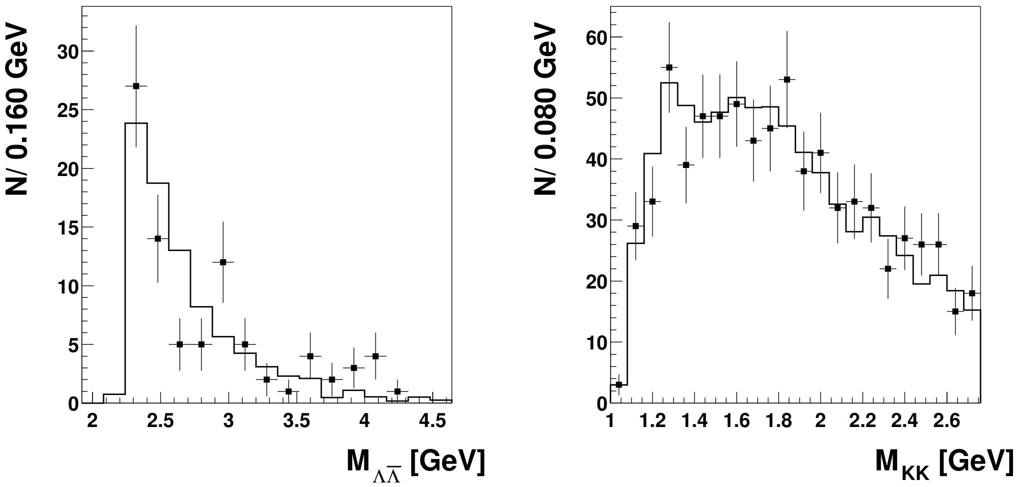


Abbildung 10.2: Invariante Massen der Kombinationen $\Lambda\bar{\Lambda}$ und $K_S^0 K_S^0$.

invarianten Masse wird nicht die rekonstruierte K_S^0- bzw. Λ Masse sondern deren Literaturwert verwendet. Von den $K_S^0 K_S^0$-Paaren wird des Weiteren verlangt, dass der Winkel zwischen den beiden Mesonen nicht zu klein ist, $|\cos\theta_{KK}| < 0.9$. Dadurch kann ein großer, resonanter Beitrag an der unteren Schwelle des Spektrums verworfen werden, der den Mesonen $f_0(980)$ bzw. $a_0(980)$ zugeschrieben werden kann ([43] und Referenzen hierin).
Abbildung 10.2 zeigt das Spektrum der invarianten $\Lambda\bar{\Lambda}$-Masse (links) sowie der $K_S^0 K_S^0$-Masse (rechts). Es sind sowohl die Verteilungen in den Daten als auch im RAPGAP Monte Carlo dargestellt. Man erkennt, dass bei der verwendeten Statistik keine signifikanten Effekte beobachtet werden können. Insbesondere reicht die Statistik nicht aus, um die Beobachtungen des ZEUS Experiments einer Resonanz im $K_S^0 K_S^0$-Spektrum bei 1726 MeV, die mit dem *glueball*-Kandidaten $f_0(1710)$ identifiziert werden könnte [43], zu überprüfen.
Da die Statistik des verwendeten Datensatzes für eine eingehende Analyse der Eigenschaften der Ereignisse mit mehreren Zerfällen zu gering ist, soll im folgenden Abschnitt lediglich demonstriert werden, wie mit Hilfe der Pseudorapidität der Zerfälle im Laborsystem die Korrelationen der Λ- und K_S^0-Produktion untersucht werden können.

10.1.1 Pseudorapiditätsdifferenzen in Ereignissen mit mehreren Λ oder K_S^0

Korrelationen in der Produktion der K_S^0-Mesonen und Λ-Baryonen oder der Λ-$\bar{\Lambda}$-Baryonen können mit Hilfe der Pseudorapiditätsdifferenzen $\Delta\eta$ z.B. im Laborsystem

untersucht werden. Dabei erwartet man bei einer starken Korrelation, bei der die Teilchen benachbart im Phasenraum produziert werden, kleine Abstände $\Delta\eta$.
In Abbildung 10.3 sind die Pseudorapiditätsunterschiede der $K_S^0 K_S^0$-Paare und $\Lambda\bar{\Lambda}$-Paare, aber auch der Kombinationen $K_S^0\Lambda$ und $K_S^0\bar{\Lambda}$ in den unkorrigierten Daten sowie im rekonstruierten RAPGAP Monte Carlo dargestellt.

Diese unkorrigierten $\Delta\eta$-Verteilungen werden mit Hilfe generierter Ereignisse auf Detektor- sowie QED-Effekte und Rekonstruktionseffizienzen korrigiert. Dazu wird für jedes $\Delta\eta$-Intervall das Verhältnis der generierten zur rekonstruierten Verteilung gebildet und mit den Daten multipliziert. Allerdings ist zu beachten, dass die so erhaltenen Korrekturfaktoren große statistische Fehler aufweisen, da auch im

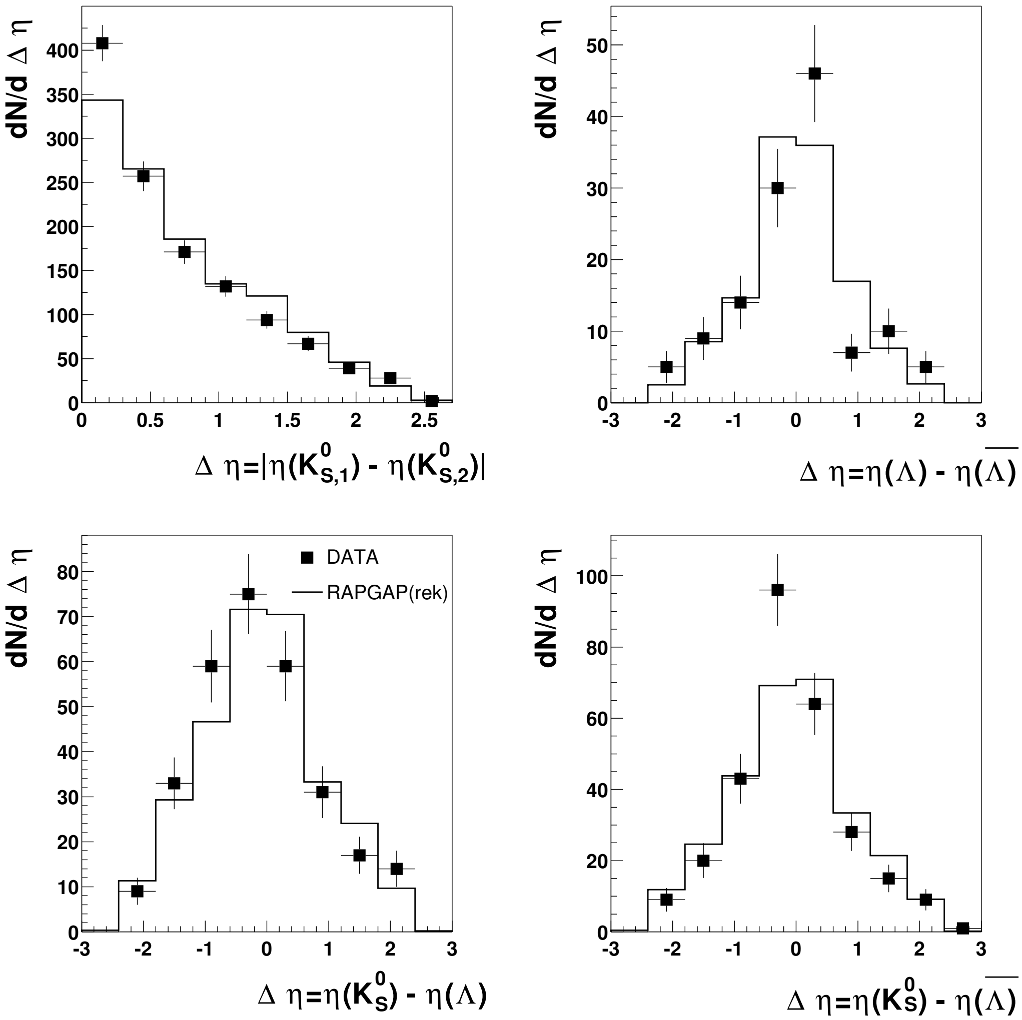


Abbildung 10.3: Verteilung der Pseudorapiditätsdifferenzen $\Delta\eta$ im Laborsystem für $K_S^0 K_S^0$-, $\Lambda\bar{\Lambda}$- und $K_S^0\Lambda(\bar{\Lambda})$-Paare in den unkorrigierten Daten (Symbole) und im rekonstruierten RAPGAP Monte Carlo (Histogramm).

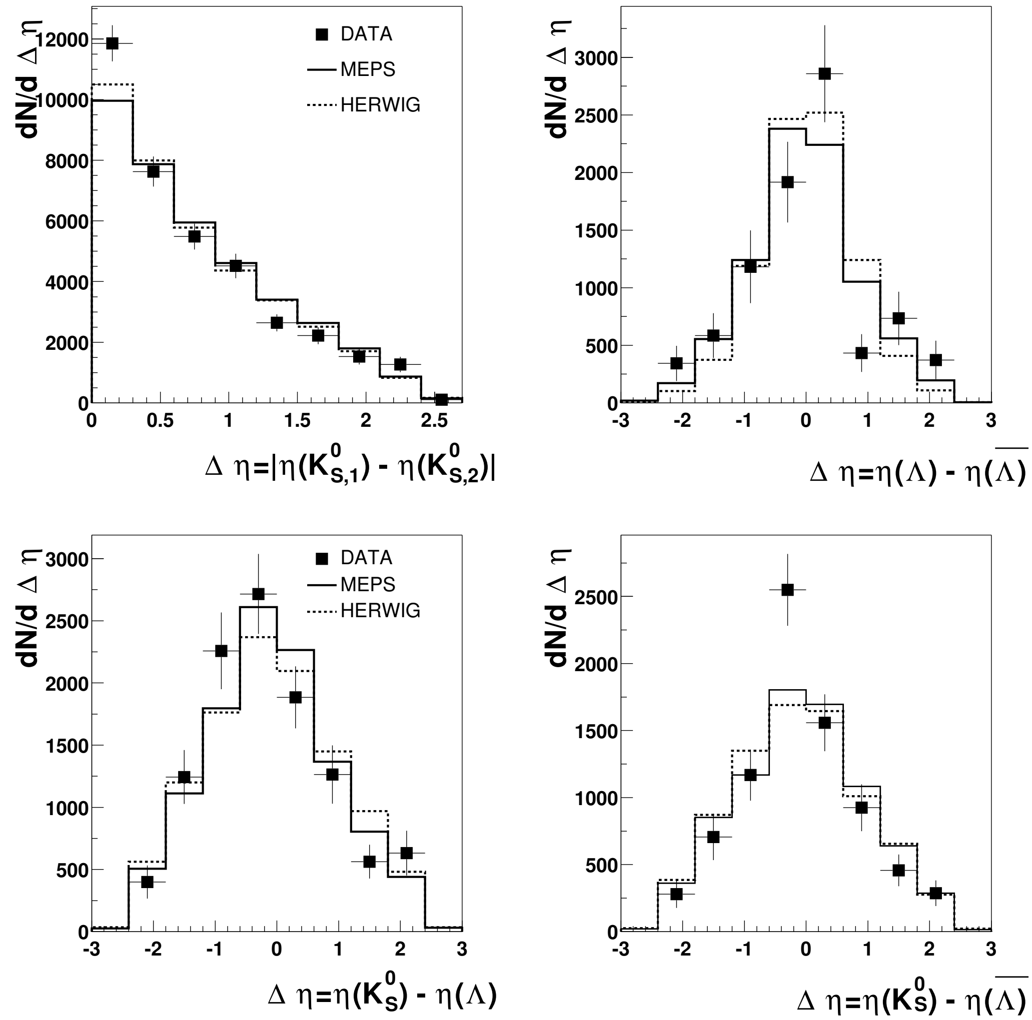


Abbildung 10.4: Korrigiertes $\Delta\eta$ im Laborsystem für die Kombinationen $K_S^0K_S^0$, $\Lambda\bar{\Lambda}$ sowie $K_S^0\Lambda(\bar{\Lambda})$ in den Daten (Symbole) und im MEPS-Modell (durchgezogenes Histogramm) und HERWIG Monte Carlo (gepunktetes Histogramm).

rekonstruierten Monte Carlo die Statistik durch das Verlangen zweier rekonstruierter Λ- oder K_S^0-Kandidaten stark reduziert wird.
Die so korrigierten $\Delta\eta$-Verteilungen für die Kombinationen $K_S^0K_S^0$, $\Lambda\bar{\Lambda}$ sowie $K_S^0\Lambda(\bar{\Lambda})$ sind in Abbildung 10.4 für die Daten und für das generierte RAPGAP Monte Carlo (MEPS-Modell), das zur Korrektur verwendet wurde, zu sehen. Des weiteren ist die Verteilung des HERWIG Monte Carlos abgebildet. Die Form der Verteilungen ändert sich bei der Korrektur nur wenig, während die absolute Normierung aufgrund der geringen Rekonstruktionseffizienz für zwei V^0-Kandidaten stark zunimmt.
Die Daten sind lediglich mit statistischem Fehler abgebildet. Es sei bemerkt, dass aufgrund der statistisch begrenzten Bestimmung der Korrekturfaktoren sowie der

Rekonstruktion zweier V^0-Kandidaten große systematische Fehler erwartet werden.

Die Form der $\Delta\eta$-Verteilungen kann vom MEPS-Modell nicht perfekt beschrieben werden. Insbesondere im Fall der $K^0_S K^0_S$-Paare scheint in den Daten eine stärkere Korrelation als vom Modell vorhergesagt beobachtet zu werden. Dies trifft auch auf das HERWIG Monte Carlo zu. Um signifikante Abweichungen in den Korrelationen der K^0_S- und Λ-Produktion beobachten zu können, wäre eine Untersuchung dieses Effektes mit größerer Statistik (sowohl in den Daten als auch im Monte Carlo) und eine detaillierte Analyse der systematischen Effekte in Ereignissen mit zwei V^0-Kandidaten notwendig.

$\Sigma^-(1385)$	$\Sigma^+(1385)$	Ξ^-
$\Sigma^- \to \Lambda\,\pi^-$	$\Sigma^+ \to \Lambda\,\pi^+$	$\Xi^- \to \Lambda\,\pi^-$
$\bar{\Sigma}^- \to \bar{\Lambda}\,\pi^+$	$\bar{\Sigma}^+ \to \bar{\Lambda}\,\pi^-$	$\bar{\Xi}^- \to \bar{\Lambda}\,\pi^+$
$BR = 88 \pm 2\%$	$88 \pm 2\%$	$99.89 \pm 0.04\%$
$\Gamma = 39.4 \pm 2.1$MeV	35.8 ± 0.8MeV	$c\tau = 4.91$cm
$M = 1387.2 \pm 0.5$MeV	1382.8 ± 0.4MeV	1321.31 ± 0.13MeV

Tabelle 10.2: Zerfälle, Verzweigungsverhältnisse, Breiten bzw. Zerfallslängen und Massen der Hyperonen Ξ und $\Sigma(1385)$ [35]

10.2 Rekonstruktion der Zerfälle der Hyperonen $\Sigma(1385)$ und Ξ

Ausgehend von den rekonstruierten Λ-Baryonen können auch Zerfälle schwerer Hyperonen rekonstruiert werden. Im Zerfallskanal $\Lambda\pi$ können die Zerfälle des $\Sigma^+(1385)$, $\Sigma^-(1385)$ und des Ξ^- sowie deren Antiteilchen auftreten. Das Ξ^-, das aus den Nettoquarks dss besteht und die *strangeness* $S = -2$ trägt, zerfällt schwach in Λ und π. Aus dem schwachen, die *strangeness* nicht erhaltenden Zerfall, folgen große Zerfallslängen, $c\tau(\Xi) = 8.71$cm [35], die im Detektor zu Zerfallvertizes führen, die deutlich vom Ereignisvertex separiert sein können. Das bedeutet, dass der Λ-Zerfallsvertex einem tertiären Vertex entspricht, die bislang bei der Rekonstruktion der H1 Daten nicht berücksichtigt wurden. Im Unterschied dazu führt der starke Zerfall des $\Sigma^+(1385)$ und $\Sigma^-(1385)$, die den Zuständen uus und dds entsprechen und die Seltsamkeit $S = -1$ tragen, zu kurzen Zerfallszeiten. Die Massen, Zerfallskanäle und Breiten bzw. Zerfallslängen dieser Teilchen sind in Tabelle 10.2 zusammengefasst.
Um diese Zerfälle zu rekonstruieren, werden die selektierten $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen mit weiteren Spuren des Ereignisses kombiniert, und die invariante Masse des Zerfalls in $\Lambda\pi$ berechnet. Dabei werden alle in Kapitel 6 vorgestellten Schnitte auf die Λ-Baryonen, sowie ein Schnitt auf die invariante $M_{p\pi}$-Masse durchgeführt, $1.066 < M_{p\pi} < 1.1246$GeV. Die Spur des zusätzlichen Pions muss die folgenden Bedingungen erfüllen: mehr als 10 Treffer in der Spurkammer, eine radiale Spurlänge von mehr als 10 cm sowie ein p_T von mehr als 150 MeV. Des weiteren wird verlangt, dass der resultierende Vierervektors des $\Sigma(1385)$ bzw. Ξ einen Transversalimpuls $p_T(\Sigma, \Xi) > 0.8$GeV und eine zentrale Pseudorapidität, $|\eta| < 1.3$, aufweist. Die größere Zerfallslänge der Ξ-Hyperonen wird dabei ignoriert. Abbildung 10.5 zeigt die invariante Masse $M_{(p\pi)\pi}$ für alle Kombinationen $\Lambda(\bar{\Lambda})\pi^\pm$ in den Daten des Jahres 1996 und 1997. Neben der invarianten Masse aller Kanäle (oben links) sind die Kanäle in $\Lambda\pi^-$, $\Lambda\pi^+$, $\bar{\Lambda}\pi-$ und $\bar{\Lambda}\pi^+$ einzeln dargestellt. In der gesamten Verteilung sind ansatzweise die Signale der $\Sigma^\pm(1385)$ bei ca. 1.38 GeV und der Ξ^--Hyperonen bei 1.32 GeV zu erkennen.
In den Verteilungen der einzelne Zerfallskanäle reicht die Statistik nicht aus, um die Signale erkennen zu können.
Diese Signale könnten durch eine Rekonstruktion der tertiären Vertizes im Fall des

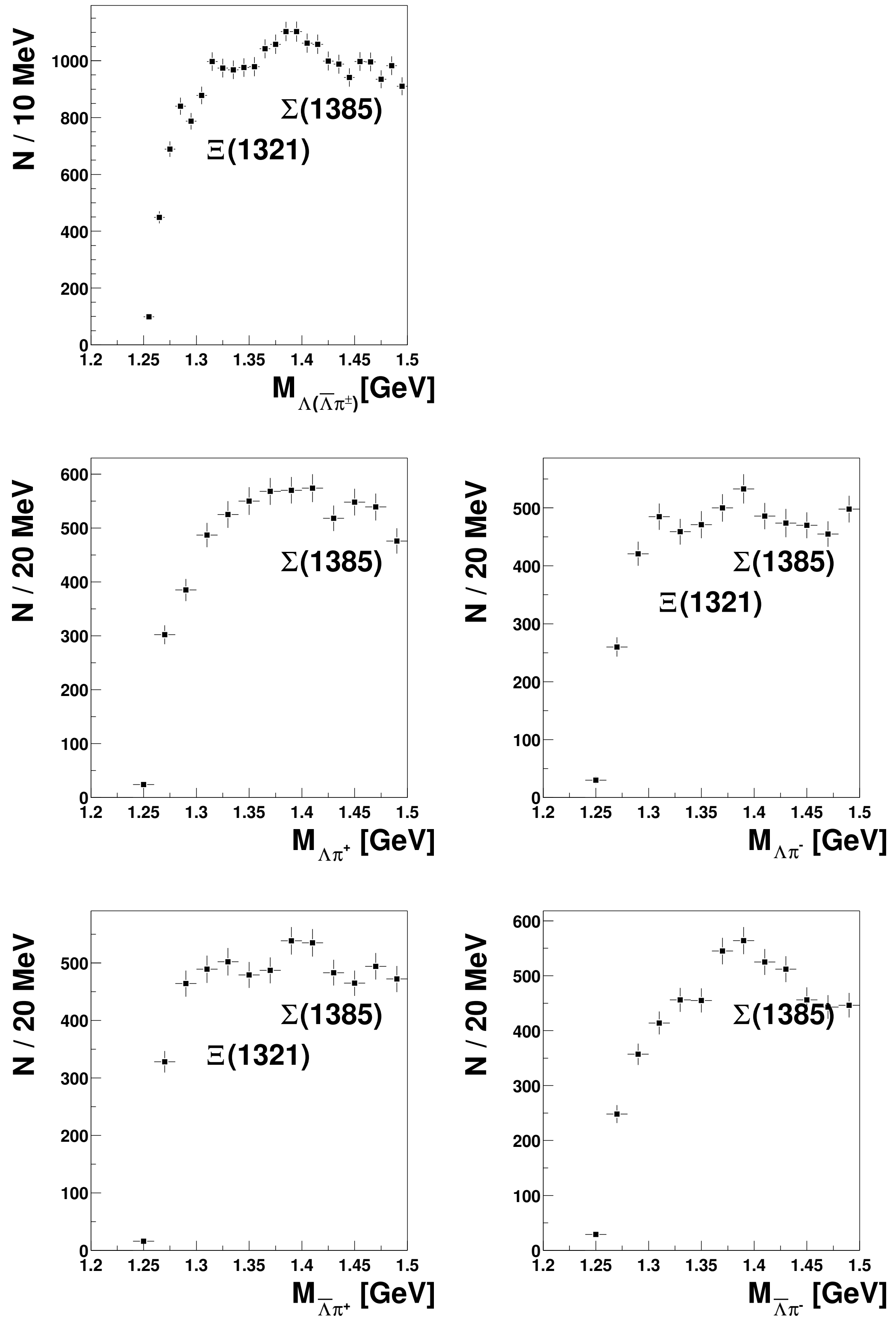


Abbildung 10.5: Invariante $\Lambda\pi$-Masse für die Zerfälle in $\Lambda\pi^-$, $\Lambda\pi^+$, $\bar{\Lambda}\pi-$ und $\bar{\Lambda}\pi^+$.

Ξ-Zerfalls verbessert werden. Allerdings reicht die Statistik des verwendeten Datensatzes nicht aus, um eine detailliertere Analyse dieser Zerfälle durchzuführen.
Die Rekonstruktion der Zerfälle und Bestimmung der Wirkungsquerschnitte des $\Sigma(1385)$ und des Ξ könnten einen weiteren Beitrag zum besseren Verständnis seltsamer Teilchen im besonderen während des Hadronisationsprozesses beitragen. So enthält das Lund-Stringmodell beispielsweise Parameter zur Unterdrückung der Produktion von seltsamer Spin-1-Diquarks gegenüber Spin-0-Diquarks, die durch Verhältnisse verschiedener seltsamer Baryonen überprüft werden können. Außerdem stammt ein nicht zu vernachlässigender Anteil der Λ-Baryonen aus Hyperonzerfällen, wodurch die Eigenschaften der Produktion und insbesondere der Polarisation der beeinflusst werden kann. Daher ist es wichtig, den Anteil der Λ aus Zerfällen zu bestimmen, wenn man beispielsweise den Spintransfer eines s-Quarks zum Λ-Baryon betrachten möchte (vgl. auch [49]). Des weiteren könnten die Ξ-Hyperonen bei der Suche nach Pentaquarks eine Rolle spielen, die im Folgenden kurz vorgestellt werden soll.

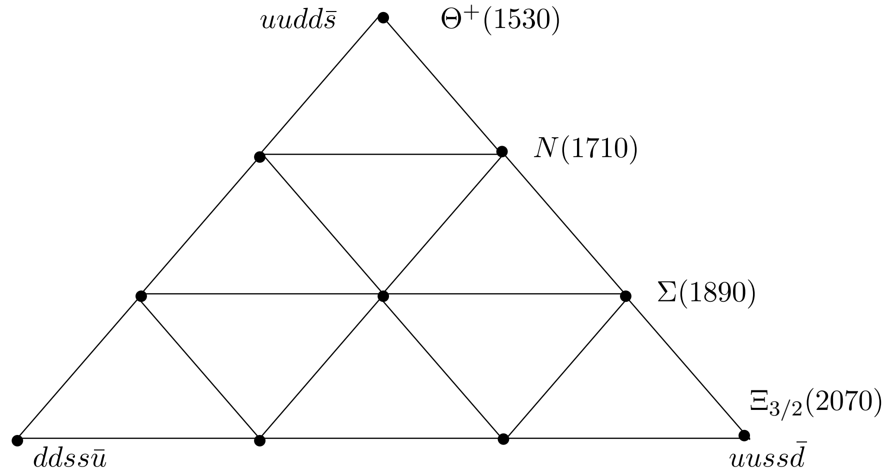


Abbildung 10.6: Das Antidekuplett der Baryonen.

10.3 Suche nach Pentaquarks

In der jüngsten Vergangenheit wurden von mehreren Experimenten Hinweise auf die Existenz gebundener Zustände aus fünf Quarks, den Pentaquarks, beobachtet. Bisher ging man davon aus, dass alle hadronische Materie in Zuständen aus drei Quarks (qqq) oder $q\bar{q}$-Paaren gebunden ist. Exotische Baryonzustände, $qqqq\bar{q}$, die man als Pentaquarks bezeichnet, können zwar nicht im Quarkmodell erklärt werden, sind aber innerhalb der QCD zugelassen und böten eine weitere Möglichkeit die starke Wechselwirkung zwischen Quarks bei kleinen Energien zu untersuchen. Das Modell chiraler Solitonen[2], in dem Baryonzustände als Anregungen chiraler Felder beschrieben werden, sagt neben dem bekannten Baryonoktett und -dekuplett, auch als nächsthöhere Anregung ein Antidekuplett mit dem Quarkinhalt $qqqq\bar{q}$ voraus. Das leichteste Mitglied dieses in Abb. 10.6 dargestellten Antidekupletts ist das Θ^+ mit Seltsamkeit $S = +1$ und Baryonzahl $+1$, das dem Zustand $uudd\bar{s}$ entspricht [84]. Auch die Zustände in den unteren Ecken des Diagramms tragen exotische Quantenzahlen: Baryonzahl $+1$ und Seltsamkeit $S = -2$ und Ladung $Q = -2$, die nicht durch qqq-Zustände erklärt werden können. Identifiziert man eines der Mitglieder des Antidekupletts mit der Nukleonresonanz $N(1710)$, so können auch die Massen und Breiten dieser Zustände vorhergesagt werden, im Falle des Θ M=1530 MeV und $\Gamma \leq 15$ MeV.
Neben dem chiralen Solitonenmodell gibt es aber auch konkurrierende theoretische Modelle zur Beschreibung exotischer Baryonzustände, z.B. das von Jaffe und Wilczek vorgeschlagene Diquarkmodell, in dem das Θ^+ als gebundener Zustand eines Antiquarks und zwei stark korrelierter ud-Diquarks aufgefasst werden kann [85]. Die vorhergesagten Massen, Breiten, Isopspin- und Paritätszustände in den unterschied-

[2]Als Solitonen bezeichnet man im Wesentlichen Lösungen klassischer Felder, die Teilcheneigenschaften aufweisen

lichen Modellen sind Gegenstand aktueller Diskussionen.

Erste Hinweise auf einen exotischen Baryonzustand mit Seltsamkeit S=1, wurden vom LEPS Experiment in Neutron-photoproduktion in der Reaktion $\gamma n \rightarrow K^-\Theta^+ \rightarrow K^-K^+n$ in Form eine schmalen Resonanz bei 1.54 ± 0.01 GeV beobachtet [86]. Diese Beobachtung konnte unter anderem [87, 88] von der DIANA Kollaboration, einem Blasenkammerexperiment, bei dem Kollisionen geladener Kaonen mit Xenon untersucht wurden, bestätigt werden [89]. Es wurde ein Signal im Spektrum der invarianten K^0p-Masse bei 1539 ± 2MeV beobachtet, das dem Zerfall $\Theta^+ \rightarrow K^0p$ zugeordnet werden kann. Allerdings gibt der Zerfallskanal in K^0p keinen Aufschluss über die Quantenzahl S, so dass allein aus diesem Zerfall nicht die exotischen Quantenzahlen bestätigt werden können, anders als bei dem eingangs erwähnten Zerfall in K^+n.
Hinweise auf ein weiteres Mitglied des exotischen Baryon-Antidekuplett mit Seltsamkeit $S = -2$ und der Ladung $Q = -2$ konnten am CERN SPS [90] beobachtet werden. Dieser Zustand, bezeichnet mit $\Xi_{3/2}^{--}$, entspricht dem Quarkinhalt $dsds\bar{u}$ und zeigt sich als schmale Resonanz im invarianten $\Xi^-\pi^-$-Massenspektrum.
Inzwischen konnten auch bei HERA von den Experimentan HERMES und ZEUS Hinweise auf Signale des Θ^+-Zustandes beobachtet werden, allerdings bei einer niedrigeren Masse von ca. 1525 MeV.

Angeregt durch diese Beobachtungen wurde ausgehend von den rekonstruierten K_S^0-Kandidaten das invariante K_S^0p-Massenspektrum auf mögliche Signale hin untersucht. Dazu werden die K_S^0-Mesonen mit allen weiteren Spuren des Ereignisses, denen die Protonmasse zugewiesen wird kombiniert und die invariante Masse $M_{pK_S^0}$ berechnet. Auf die K_S^0-Kandidaten werden alle in Kapitel 6 vorgestellten Selektionsschnitte durchgeführt. Die zusätzliche Protonspur muss Bedingungen an die Spurqualität sowie an das $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ erfüllen. Des Weiteren wird verlangt, dass der Winkel zwischen Proton und K_S^0 die Bedingung $\cos\theta < 0.97$ erfüllt. Es wurde auch ein Schnitt auf die Inelastizität $y < 0.4$ untersucht. Diese Bedingung ist dadurch motiviert, dass die ersten experimentellen Hinweise des Θ^+ in γp-Ereignissen bei niedrigen Photonenergien beobachtet wurden. Ein oberer Schnitt auf die Inelastizität y ermöglicht es, Ereignisse der tiefinelastischen Streuung mit kleinen Photonenergien auszuwählen, auch wenn diese größer als in den erwähnten Experimenten sind.
Die Massendifferenz der erwarteten Pentaquarkmasse von 1530 MeV zu der Summe der Proton- und Kaonmasse, $M_{K_S^0p} - M_p - M_{K_S^0}$, beträgt nur etwa 100 MeV. Daher kann es hilfreich sein, anstelle des Massenspektrums $M_{K_S^0p}$ die Massendifferenz $M_{K_S^0p} - M_{\pi\pi} + M_{K_S^0}$ der rekonstruierten K_S^0p- und K_S^0-Massen zu untersuchen, da dadurch die Auflösungseffekte des K_S^0-Zerfalls weniger Einfluss haben. Die nominelle K_S^0-Masse wird addiert, so dass ein mögliches Signal bei der gleichen Masse wie im Massenspektrum auftreten sollte. Die Verteilung dieser Massendifferenz ist in Abbildung 10.7 für die Daten der Jahre 1996 und 1997 und für das rekonstruierte RAPGAP Monte Carlo dargestellt. In der Verteilung vor dem Schnitt auf die Inela-

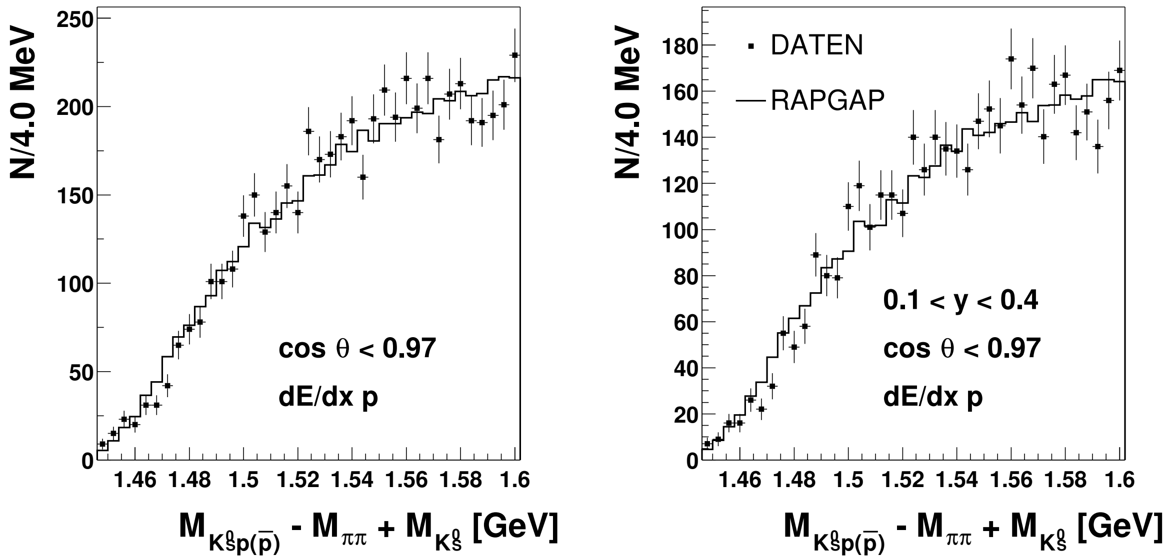


Abbildung 10.7: Massendifferenz $M_{pK^0_S} - M_{\pi\pi} + M_{K^0_S}$ in den Daten der Jahre 1996 und 1997 (Symbole) und im rekonstruierten RAPGAP Monte Carlo nach den Schnitten auf die $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Information des Protons, den Winkel zwischen Proton und Kaon (links) sowie die Inelasitizität y (rechts).

stizität (Abb. 10.7, links) ist zwar andeutungsweise eine Struktur bei 1525 MeV zu erkennen, allerdings liegt auch bei ca. 1505 MeV ein mögliches Signal. Keines dieser Signale ist statistisch signifikant. Der zusätzliche Schnitt auf die Inelastizität liefert keine Verbesserung. Es bleibt zu untersuchen, inwieweit der Untergrund dieses Verteilung weiter unterdrückt und die statistische Signifikanz erhöht werden kann z.B indem die Untergrundverteilung durch Kombination der Spuren verschiedener Datenereignisse subtrahiert wird und welchen Ursprungs die Anhäufung bei ca. 1505 MeV ist. Es erscheint in jedem Fall lohnend, diese Analyse auf den gesamten zur Verfügung stehenden Datensatz der Jahre 1996 bis 2000 auszuweiten.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Messung der Produktionswirkungsquerschnitte der seltsamen neutralen Teilchen K_S^0 und Λ in der tiefinelastischen Streuung bei HERA mit dem H1 Detektor vorgestellt. Die analysierten Daten der Jahre 1996 und 1997 entsprechen einer Luminosität von 17.8 pb^{-1}. Die Analyse wurde im Phasenraum kleiner Impulsübertragsquadrate, $2\,\text{GeV}^2 < Q^2 < 100\,\text{GeV}^2$, und der Inelastizität $0.1 < y < 0.6$ durchgeführt. Demzufolge ist insbesondere der Bereich kleiner Bjorkenskalenvariablen, $x > 10^{-5}$, zugänglich. Die Messung der Wirkungsquerschnitte beschränkt sich auf den zentralen, sichtbaren Bereich des Detektors, der durch die folgenden Schnitte in der Pseudorapidität und dem Transversalimpuls definiert ist, $-1.3 < \eta < 1.3$ und $0.5\,\text{GeV} < p_T < 3.5\,\text{GeV}$.
Es wurde ein K_S^0-Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{vis}(K_S^0) = 20.25 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 1.47(\text{syst.})\,\text{nb}$ und ein $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{vis}(\Lambda(\bar{\Lambda})) = 6.96 \pm 0.09(\text{stat.})\,^{+0.64}_{-0.56}(\text{syst.})\,\text{nb}$ gemessen, sowie $\sigma_{vis}(\Lambda) = 3.44 \pm 0.06(\text{stat.})\,^{+0.31}_{-0.28}(\text{syst.})\,\text{nb}$ bzw. $\sigma_{vis}(\bar{\Lambda}) = 3.53 \pm 0.06(\text{stat.})\,^{+0.32}_{-0.28}(\text{syst.})\,\text{nb}$ für die Λ- bzw. $\bar{\Lambda}$-Produktion im Einzelnen.

Die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion wurden in mehreren Variablen sowohl des Labor- als auch des hadronischen Schwerpunkt- und des Breitsystems untersucht und mit verschiedenen Modellvorhersagen verglichen. Für diese Vergleiche wurden sowohl das MEPS-Modell (Matrixelement und Partonschauer) in Form des RAPGAP Monte Carlo Generators herangezogen, als auch das Farbdipolmodell (CDM) in Form des DJANGO-CDM-Monte Carlos, sowie die Implementierung der CCFM-Näherung im CASCADE Monte Carlo. Es wurde mit den unterschiedlichen Modellen der Fragmentation, dem in den genannten Generatoren verwendeten Lund-Stringmodell sowie der *cluster*-Fragmentation im Monte Carlo Programm HERWIG verglichen.

Der Vergleich der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktionswirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen der Modelle, die für die Fragmentation das Lund-Stringmodell verwenden, bestätigt die früheren Beobachtungen, dass bei HERA ein kleinerer *strangeness*-Unterdrückungsfaktor, $\lambda_S \approx 0.23 - 0.25$, als bei LEP ($\lambda_S = 0.3$) bevorzugt wird. Die Bestimmung des "besten" Wertes für λ_S wird allerdings dadurch erschwert, dass die differentiellen Produktionswirkungsquerschnitte von keinem der Modelle perfekt beschrieben werden können. Des Weiteren darf nicht außer Acht gelassen werden, dass das Lund-Stringmodell viele weitere freie Parameter enthält und daher die Messung von K_S^0 und $\Lambda(\bar{\Lambda})$ allein nicht zur Bestimmung dieser Parameter ausreicht. Außerdem kann der Einfluss des *strangeness*-Unterdrückungsfaktors nicht von dem der übrigen Modellannahmen getrennt betrachtet werden.

Beim Vergleich der Abhängigkeit der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitte von den kinematischen Variablen Q^2 und x mit den Modellvorhersagen fällt auf, dass der Anstieg der Wirkungsquerschnitte zu kleinem Q^2 nicht beschrieben werden kann. Bei kleinem Q^2 und im Bereich kleiner x unterschätzen alle Modelle die Daten, sowohl für den K_S^0- als auch für den $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitt.
Die Abhängigkeit der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitte in der Pseudorapidität und dem Transversalimpuls im Laborsystem konnte ebenfalls von keinem der Modelle in zufriedenstellender Weise reproduziert werden. Insbesondere sagen alle Modelle zu weiche p_T-Spektren voraus, wobei CDM die beste Beschreibung der Daten liefert. Die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion in Abhängigkeit von η weist einen starken Anstieg in der Vorwärtsrichtung des untersuchten zentralen Bereichs auf, der von keinem der Modelle erklärt werden kann. Einzig das HERWIG Monte Carlo kann die Form dieses Anstiegs beschreiben, liefert allerdings im Vergleich der Form des p_T-Spektrums die größte Abweichung.
Es wurden auch die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von η und p_T im Bereich sehr kleiner, $(2 < Q^2 < 7\,\mathrm{GeV}^2)$, und etwas größerer Impulsüberträge, $(7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2)$, untersucht. Die Abweichungen der Modelle von den Daten nehmen mit Q^2 ab, eine perfekte Beschreibung kann jedoch auch im Bereich $7 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ nicht erreicht werden.

Auch in den differentiellen K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitten im hadronischen Schwerpunkt- und im Breitsystem zeigte sich, dass kein Modell in der Lage ist die Produktion von K_S^0 und $\Lambda(\bar{\Lambda})$ vollständig zu beschreiben.
Neben den Größen x_F, x_P und η, p_T in beiden Systemen wurde auch das *Seagull*-Diagramm, die Abhängigkeit der mittleren quadratischen Transversalimpulse im hadronischen Schwerpunktsystem von x_F untersucht. Dabei treten zwischen den verschiedenen Modellvorhersagen starke Unterschiede auf, lediglich CDM kann die Daten ausreichend gut beschreiben.

Anhand der Pseudorapidität η^{Breit} können im Breitsystem die *target*- und *current*-Hemisphäre eines Ereignisses unterschieden werden. In der *target*-Hemisphäre, $\eta^{Breit} > 0$, in dem der Großteil der K_S^0- und $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Zerfälle beobachtet wird, werden tendenziell zu weiche p_T- und x_p-Spektren von den Modellen vorhergesagt. Außerdem wird in diesem Bereich die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion von allen Modellen unterschätzt, während die Verteilungen in der *current*-Region besser modelliert werden können, in der allerdings eine viel geringere Statistik zur Verfügung steht.

Im Labor- und im Breitsystem wurde neben den differentiellen Wirkungsquerschnitten der beiden Teilchensorten auch das Verhältnis des $\Lambda(\bar{\Lambda})$- zum K^0_S-Wirkungsquerschnittes, $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K^0_S)$, untersucht. Dabei ist man insbesondere auf das Verhältnis der Produktion seltsamer Baryonen zu Mesonen sensitiv. Der Anstieg der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Produktion in den Daten mit η im Laborsystem führt zu einem Anstieg des Verhältnisses des $\Lambda(\bar{\Lambda})$- zum K^0_S-Wirkungsquerschnittes, der ebenfalls nicht vollkommen von den Modellen reproduziert werden kann. Dieser Anstieg kann etwas besser beschrieben werden, wenn im Lund-Stringmodell ausschließlich die Diquarkbaryonproduktion nicht aber der Popcorn-Mechanismus verwendet wird. Allerdings kann nicht einzig aufgrund der Messung des Verhältnisses $\sigma(\Lambda(\bar{\Lambda}))/\sigma(K^0_S)$ auf den bevorzugten Baryonproduktionsmechanismus geschlossen werden.

Es wurden auch die $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Wirkungsquerschnitte der Baryon- und Antibaryonproduktion im Einzelnen miteinander verglichen. Dabei konnte im untersuchten kinematischen Bereich keine Asymmetrie zwischen der Produktion von Λ- und $\bar{\Lambda}$-Baryonen innerhalb der erreichten Messgenauigkeit beobachtet werden. Ausblickend kann man bemerken, dass eine Erhöhung der Statistik des zugrundeliegenden Datensatzes sowie ein eingehenderes Studium der Spureffizienzen und insbesondere ein besseres Verständnis der Messung niederenergetischer positiver und negativer Pionen, die Messung einer Baryon-Antibaryon-Asymmetrie ermöglichen könnte. Dies ist insbesondere in der Vorwärtsrichtung in Zusammenhang mit dem Baryonfluss vom Proton in den zentralen Bereich des Ereignisses von Interesse.

Neben den differentiellen Wirkungsquerschnitten im Labor-, hCMS und Breitsystem wurde auch die Verteilung des Zerfallswinkel $\cos\theta^*$ der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Zerfälle gemessen, da diese Aufschluss über die Polarisation der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen geben kann. Bei der Messung der Zerfallswinkel treten insbesondere im Bereich positiver $\cos\theta^*$ erhebliche Probleme bei der Untergrundunterdrückung und der Bestimmung der Größe des Signals auf. Trotz dieser Probleme wurde die Polarisation der $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Baryonen bestimmt. Diese ist mit einer Polarisation $P(\Lambda(\bar{\Lambda})) = 0$ verträglich.

Zusätzlich wurden Ereignisse, in denen zwei K^0_S- oder $\Lambda(\bar{\Lambda})$-Zerfälle rekonstruiert werden konnten, untersucht und die invarianten Massen der Kombination $\Lambda\bar{\Lambda}$ und $K^0_S K^0_S$ sowie die Rapiditätsunterschiede der Paare untersucht. Durch das Studium der invarianten Massen erhofft man sich zum einen Hinweise auf mögliche neue gebundene Zustände, wie z.B. *glueballs* im Fall der $K^0_S K^0_S$-Masse. Durch die Rapiditätsunterschiede ist man zum anderen sensitiv auf Korrelationen in der Produktion von z.B. Λ- und K^0_S-Mesonen oder Λ- und $\bar{\Lambda}$-Baryonen im Fragmentationsprozess.
Allerdings reicht die Statistik des untersuchten Ereignissatzes nicht aus, um eine detaillierte Analyse dieser Aspekte durchzuführen. Insbesondere in Hinblick auf die vom ZEUS Experiment beobachteten möglichen Signale neuer gebundener Zustände im invarianten $K^0_S K^0_S$-Spektrum und die Probleme bei der Beschreibung der Produktion seltsamer Teilchen durch die Modelle sind von beiden Untersuchungen interessante Ergebnisse zu erwarten, wenn diese Analyse auf die gesamte zur Verfügung stehende

Statistik der Jahre 1996 bis 2000 ausgedehnt wird. Des Weiteren konnte ein Ausblick auf eine Rekonstruktion der Zerfälle der Hyperonen Ξ und $\Sigma(1385)$ sowie auf eine Suche nach Pentaquarks gegeben werden.

Wie gezeigt werden konnte ist die Produktion seltsamer neutraler Teilchen in der tiefinelastischen Streuung bei kleinen Impulsüberträgen und kleinem x noch nicht sehr gut verstanden, sowohl in Bezug auf den Fragmentationsprozess als auch auf den harten Streuprozess. Die Beobachtungen eines Hinweises auf Resonanzen im $K_S^0 K_S^0$-Spektrum bei ZEUS, die möglicherweise mit Kandidaten für gebundene Gluonzustände, also *glueballs*, identifiziert werden könnten, aber auch die Diskussion um die mögliche Existenz gebundener Zustände aus fünf Quarks, den sogenannten Pentaquarks, die in seltsame Teilchen zerfallen sollen, zeigen, dass ein gutes Verständnis der Produktion seltsamer Teilchen wichtig ist. Des Weiteren kann in polarisierter tiefinelastischer Streuung der selbstanalysierende Zerfall des Λ-Baryons eine wichtige Rolle spielen, da mit seiner Hilfe Aspekte des Spintransfers studiert werden können. Ausgehend von der vorliegenden Analyse ist ein detaillierteres Studium der erwähnten Prozesse möglich und wünschenswert.

Anhang A

Ausgeschlossene Runbereiche

Die einzelnen Datennahmeläufe oder Runs werden bei der Datennahme mit einem Hinweis auf die Qualität versehen. In der Analyse werden schlechte Runs, die mit dem Hinweis *poor* versehen wurden, ausgeschlossen. Des Weiteren werden die in Tabelle A.1 und A.2 angeführten Runbereiche aus den angegebenen Gründen verworfen.

Runbereiche 1996	Ausschlussgrund
151601, 151602	Ausleseproblem und einige Subdetektoren aus
152808, 153357	CIZ, COZ, FPC aus
154727 - 154729	CJC1 aus, L2/L4 trans. Runs
154871, 155633	FPC aus, Ausleseprobleme
157938, 160172	CJC1 aus
155528, 160698	CJC aus
160341 - 160343	keine SpaCal-Trigger
160345 - 160346	Ausleseprobleme
162488 - 162489	Probleme des DCRPhi-Triggers
einige Runs in 164410 - 164432	verringerte CJC-Hochspannung (HV)
166606	Ausleseprobleme, CIP aus
168471	SpaCal aus
168481, 168484	FT, CST, BST aus
169979, 169980	FT, BDC, COP aus
165244 - 165252	instabile CJC
165697	CJC2 aus
166072	Probleme der SpaCal-Trigger
168471 - 168488	Probleme der CJC-HV
169186 - 169222	Probleme der SpaCal-Trigger auf L4
170864 - 170866	L4-Testschema

Tabelle A.1: Zusätzlich ausgeschlossene Runbereiche sowie der jeweilige Ausschlussgrund in den Daten des Jahres 1996

Runbereiche 1997	Ausschlussgrund
177924	instabile Spurdetektoren
176421 - 179400	L4-Problem der SpaCal-Energien
einige Runs in 179563 - 180075	L2-Problem, einige Runs korrupt
180034 - 180043	COZ aus
183675 - 183686	COZ,COP aus
184462 - 184469	Phase 2, MWPC Ausleseprobleme
186020 - 186021	COP aus, BDC Auslesetest
189796	COZ aus
191550 - 191579	MWPC Ausleseproblem
191585 - 191596	MWPC Ausleseproblem
einige Runs in 191984 - 192115	Probleme des z-Vertextrigger korrupte Datennahme
192815 - 192964	Ausleseproblem
193128 - 93235	instabile IET Trigger
193479 - 193524	"
193434	FPS, BST aus
194643 - 194644	MWPC Ausleseprobleme
195682 - 195686	"
196000 - 196360	Problem des IET Triggers
196367 - 196370	COZ-HV instabil
197936	CJC2 aus
197876	schlechte Elektronrekonstruktion
198345 - 198376	instabile Spurdetektoren
201369	COZ aus
201320 - 201343, 201373 - 201383	L4 Tests

Tabelle A.2: Zusätzlich ausgeschlossene Runbereiche sowie der jeweilige Ausschlussgrund in den Daten des Jahres 1997

Anhang B

Ausgeschlossene Triggerzellen im SpaCal

Die folgenden geometrischen Schnitte wurden im SpaCal durchgeführt, um Triggerzellen, die während längerer Teile der Datennahme nicht funktionierten, von der Analyse auszuschließen. Die in Tabelle B.1 aufgeführten Bereiche wurden in den jeweils angegebenen Runbereichen ausgeschlossen, d.h. Ereignisse, bei denen das Elektron innerhalb dieser x, y-Bereiche im SpaCal rekonstruiert wurde, werden verworfen.

x_{Spacal}	y_{SpaCal}	betroffener Runbereich
$-20.5 < x_{SpaCal} < -25.0$cm	$-33.0 < y_{SpaCal} < -27.5$cm	144732-176321
$-38.5 < x_{SpaCal} < -32.0$cm	$-24.5 < y_{SpaCal} < -20.5$cm	144732-176321
$-46.1 < x_{SpaCal} < -48.0$cm	$-25.0 < y_{SpaCal} < -28.0$cm	176321-210000
$-16.25 < x_{SpaCal} < -12.5$cm	$-21.0 < y_{SpaCal} < -16.0$cm	190000-195290
$-25.5 < x_{SpaCal} < -31.5$cm	$33.1 < y_{SpaCal} < 39.1$cm	197000-210000
$27.0 < x_{SpaCal} < 38.1$cm	$-28.0 < y_{SpaCal} < -27.0$cm	176321-210000

Tabelle B.1: Ausgeschlossene Zellen im SpaCal

Anhang C

Ereignisse im H1 Detektor

Die folgenden Abbildungen zeigen K_S^0- und Λ-Zerfälle in den Ereignissen der tiefinelastischen Streuung im H1 Detektor. Es ist jeweils links die $r\phi$- und rz-Ansicht aller Spuren im zentralen Spurdetektor dargestellt, die die Bedingungen $|\eta| < 1.3$ und $p_T > 0.15$ erfüllen, sowie für die Zerfallsprodukte alleine (rechts). Die Flugrichtung des K_S^0 oder Λ ist als gestrichelte Linie abgebildet. In der rz-Ansicht ist außerdem das gestreute Elektron im SpaCal zu erkennen.

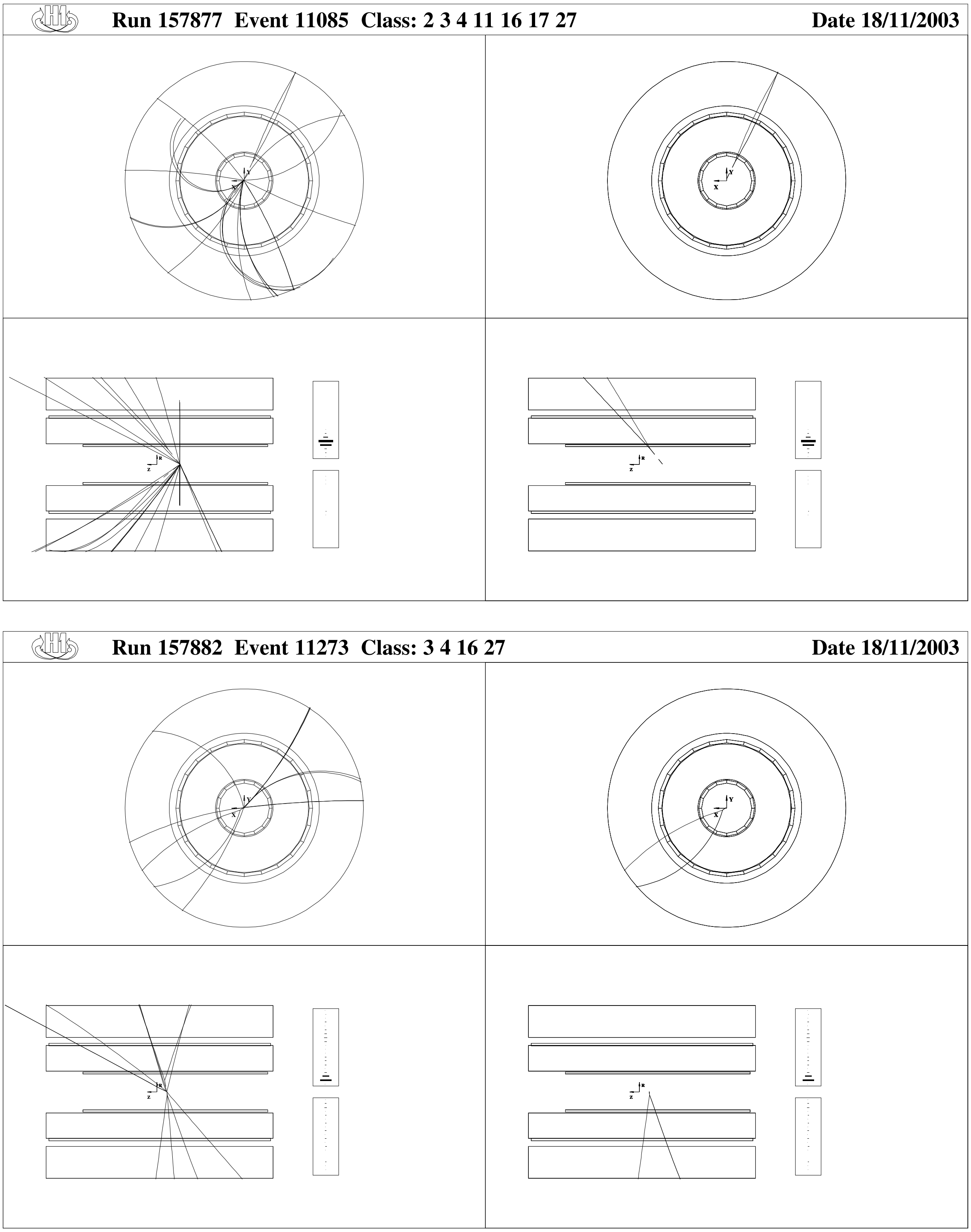


Abbildung C.1: K^0_S-Ereignisse in den zentralen Spurkammern des H1 Detektors. Es sind jeweils links alle Spuren des Ereignisses, und rechts der Zerfall des K^0_S-Mesons dargestellt.

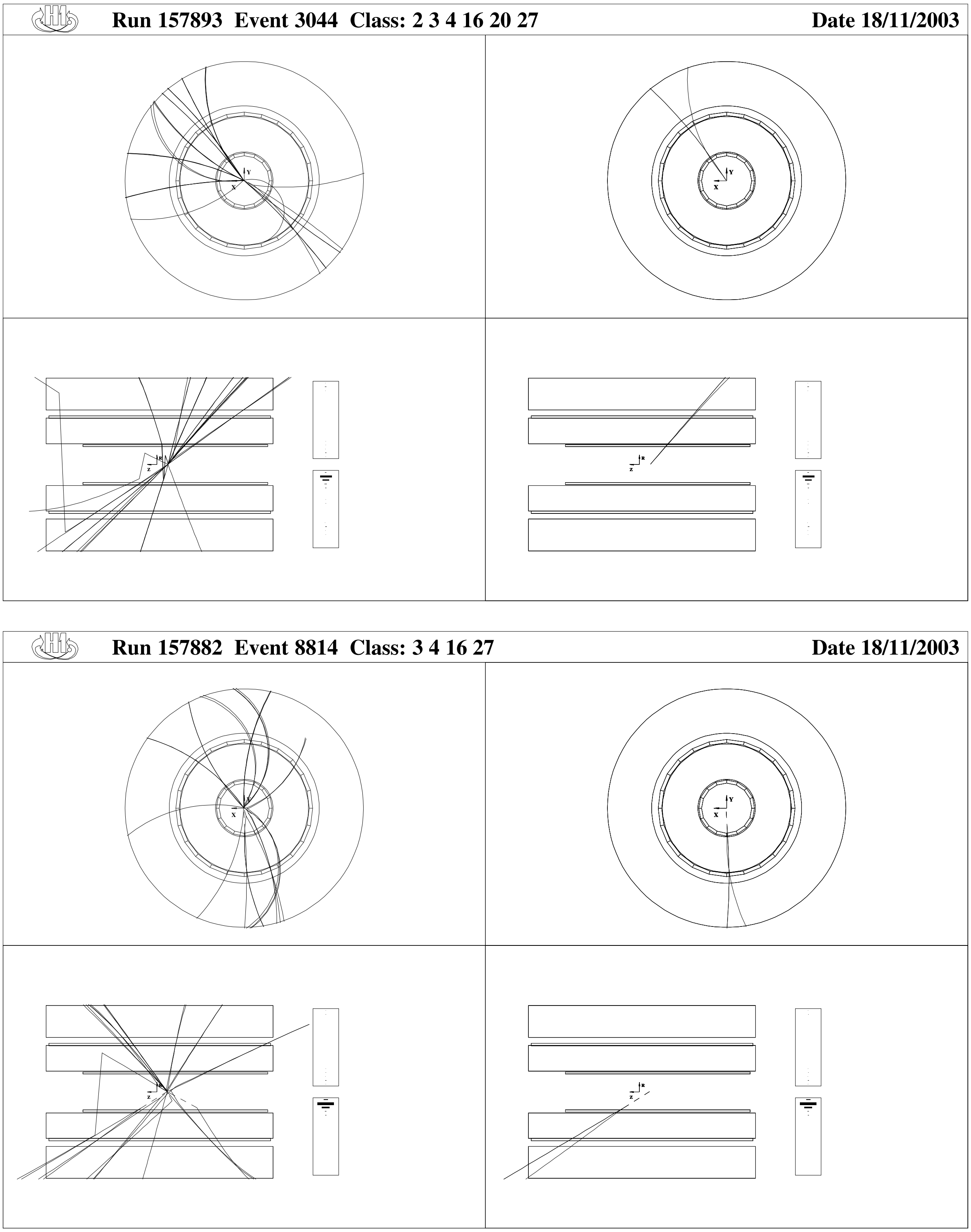


Abbildung C.2: Λ-Ereignisse in den zentralen Spurkammern des H1 Detektors. Es sind jeweils links alle Spuren des Ereignisses, und rechts der Zerfall des Λ-Baryons dargestellt.

Anhang D

p_T^{*2}-Spektren im hadronischen Schwerpunktsystem

Wie in Kap. 7.2.2 beschrieben, werden die mittleren quadratischen Transversalimpulse im hadronischen Schwerpunktsystem $\langle p_T^{*2} \rangle$ in Abhängigkeit von x_F anhand der untergrundkorrigieten p_T^{*2}-Spektren ermittelt. In Abbildung D.1 sind als Beispiel die p_T^{*2}-Spektren der Λ-Baryonen in den ersten beiden x_F-Intervallen dargestellt. Neben den Daten sind die Verteilungen des rekonstruierten und des generierten RAPGAP Monte Carlos, die zur Korrektur der Mittelwerte verwendet werden, abgebildet. Die Verteilungen sind auf eins normiert. Zunächst erkennt man, dass die unkorrigierten Daten ein härteres p_T^{*2}-Spektrum als das Monte Carlo aufweisen. Wie in Kap. 9 gezeigt,

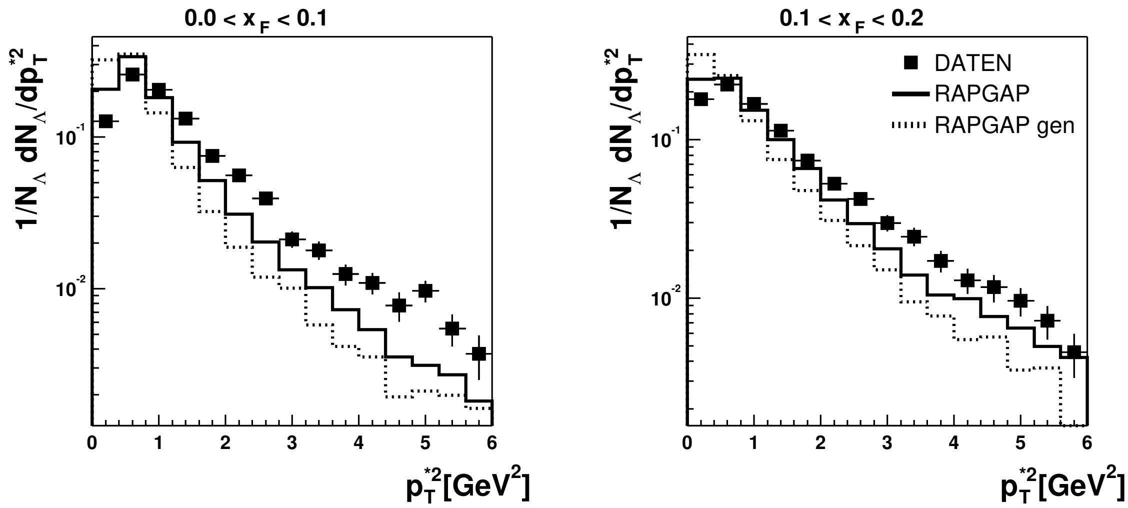


Abbildung D.1: Untegrundkorrigierte p_T^{2*}-Verteilung der Λ-Baryonen im ersten und zweiten x_F-Intervall in den Daten (Symbole) und im rekonstruierten RAPGAP Monte Carlo (durchgezogenes Histogramm). Des Weiteren sind die p_T^{*2}-Spektren im generierten Monte Carlo dargestellt (gepunktetest Histogramm). Alle Verteilungen sind auf eins normiert.

ist dies ein grundsätzliches Problem bei der Beschreibung der K_S^0- und Λ-Produktion durch die verschiedenen Modelle. Das Monte Carlo weist auf Generatorniveau ein weicheres Spektrum als nach der Rekonstruktion auf. Dieser Effekt ist auf die Schnitte in den Transversalimpulsen der Töchterteilchen und in der radialen Zerfallslänge zurückzuführen.

Anhang E

Intervalleinteilungen in den Observablen der Λ- und K_S^0-Produktion

In den Tabellen E.1 bis E.4 werden die Intervalleinteilungen, die zur Messung der differentiellen K_S^0- und Λ-Produktionswirkungsquerschnitte verwendet wurden, aufgeführt.

	Variable			
Intervall	Q^2[GeV2]	x	y	W[GeV]
1	$2.0 - 3.0$	$(0.158 - 0.7)10^{-4}$	$0.1 - 0.16$	$60. - 110.$
2	$3.0 - 5.0$	$(0.7 - 1.5)10^{-4}$	$0.16 - 0.22$	$110. - 135.$
3	$5.0 - 7.0$	$(1.5 - 2.7)10^{-4}$	$0.22 - 0.28$	$135. - 160.$
4	$7.0 - 10.0$	$(2.7 - 5.0)10^{-4}$	$0.28 - 0.34$	$160. - 185.$
5	$10.0 - 13.0$	$(0.5 - 1.0)10^{-3}$	$0.34 - 0.405$	$185. - 210.$
6	$13.0 - 18.0$		$0.405 - 0.47$	$210. - 260.$
7	$18.0 - 25.0$		$0.47 - 0.535$	
8	$25.0 - 35.0$		$0.535 - 0.6$	
9	$35.0 - 100.0$			

Tabelle E.1: Intervalleinteilung in den kinematischen Variablen Q^2, x, y und W

	Variable											
Intervall	η			p_T[GeV]			$\cos\theta^*_\Lambda$			$\cos\theta^*_{K^0_S}$		
1	-1.3	-	-0.975	0.5	-	0.75	-0.95	-	-0.75	-0.95	-	-0.75
2	-0.975	-	-0.65	0.75	-	1.	-0.75	-	-0.5	-0.75	-	-0.5
3	-0.65	-	-0.325	1.	-	1.25	-0.5	-	-0.25	-0.5	-	-0.25
4	-0.325	-	0.0	1.25	-	1.5	-0.25	-	0.0	-0.25	-	0.0
5	0.0	-	0.325	1.5	-	2.0	0.0	-	0.2	0.0	-	0.25
6	0.325	-	0.65	2.0	-	2.5		—-		0.25	-	0.5
7	0.65	-	0.975	2.5	-	3.5		—-		0.5	-	0.75
8	0.975	-	1.3				0.8	-	0.95	0.75	-	0.95

Tabelle E.2: Intervalleinteilung in den Variablen η, p_T und $\cos\theta^*$

	Variable								
Intervall	η^*			p_T^*[GeV]			x_F		
1	1.	-	2.	0.	-	0.5	0.	-	0.05
2	2.	-	2.5	0.5	-	1.0	0.05	-	0.1
3	2.5	-	3.	1.0	-	1.25	0.1	-	0.2
4	3.	-	3.5	1.25	-	1.5	0.2	-	0.3
5	3.5	-	4.	1.5	-	2.5	0.3	-	0.4
6	4.	-	5.	2.5	-	4	0.4	-	0.6
7	5.	-	6.				0.6	-	1.0

Tabelle E.3: Intervalleinteilung im hadronischen Schwerpunktsystem

	Variable														
Intervall	η^{br}			p_T^{br}[GeV]			x_p			p_T^{br}[GeV]$_{cur}$			$x_{p,cur}$		
1	-1.	-	0.35	0.	-	0.5	0.	-	0.45	0.	-	0.6	0.	-	0.3
2	0.35	-	1.35	0.5	-	1.0	0.45	-	1.	0.6	-	3.0	0.3	-	1.0
3	1.35	-	2.0	1.0	-	1.25	1.	-	2.						
4	2.0	-	2.7	1.25	-	1.5	2.	-	4.						
5	2.7	-	3.3	1.5	-	2.	4.	-	7.						
6	3.3	-	4.05	2.5	-	4.	7.	-	11.						
7							11.	-	20.						

Tabelle E.4: Intervalleinteilung im Breitsystem

Anhang F

Die Bestimmung der Größe des Λ-Signals in Intervallen des $\cos\theta^*$

Die Bestimmung der Signalgröße der Λ-Baryonen in den Intervallen des Zerfallswinkels $\cos\theta^*$ wird durch die Korrelation dieses Winkels und der $\pi\pi$-Massenhypothese erschwert, da der Untergrund von K_S^0-Zerfällen im Bereich positiver $\cos\theta^*$ in der Signalregion der Λ-Massenverteilung konzentriert ist.
In Abbildung F.1 sind die Λ-Signale in Abhängigkeit vom Winkel $\cos\theta^*$ dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis der Parameteranpassung der Funktion (Glg. 6.11) an die Daten. In den Intervallen, die an den von der Messung ausgeschlossenen Bereich, $0.2 < \cos\theta^* < 0.8$, angrenzen, ist deutlich der Einfluss des Schnittes auf die $\pi\pi$-Massenhypothese zu erkennen, der die Löcher in der Massenverteilungen rechts bzw. links des Signals erzeugt. Durch den Vergleich der beiden Methoden zur Signalbestimmung erhalten die Signale in diesen Intervallen einen größeren systematischen Fehler, der diesem Problem Rechnung trägt.

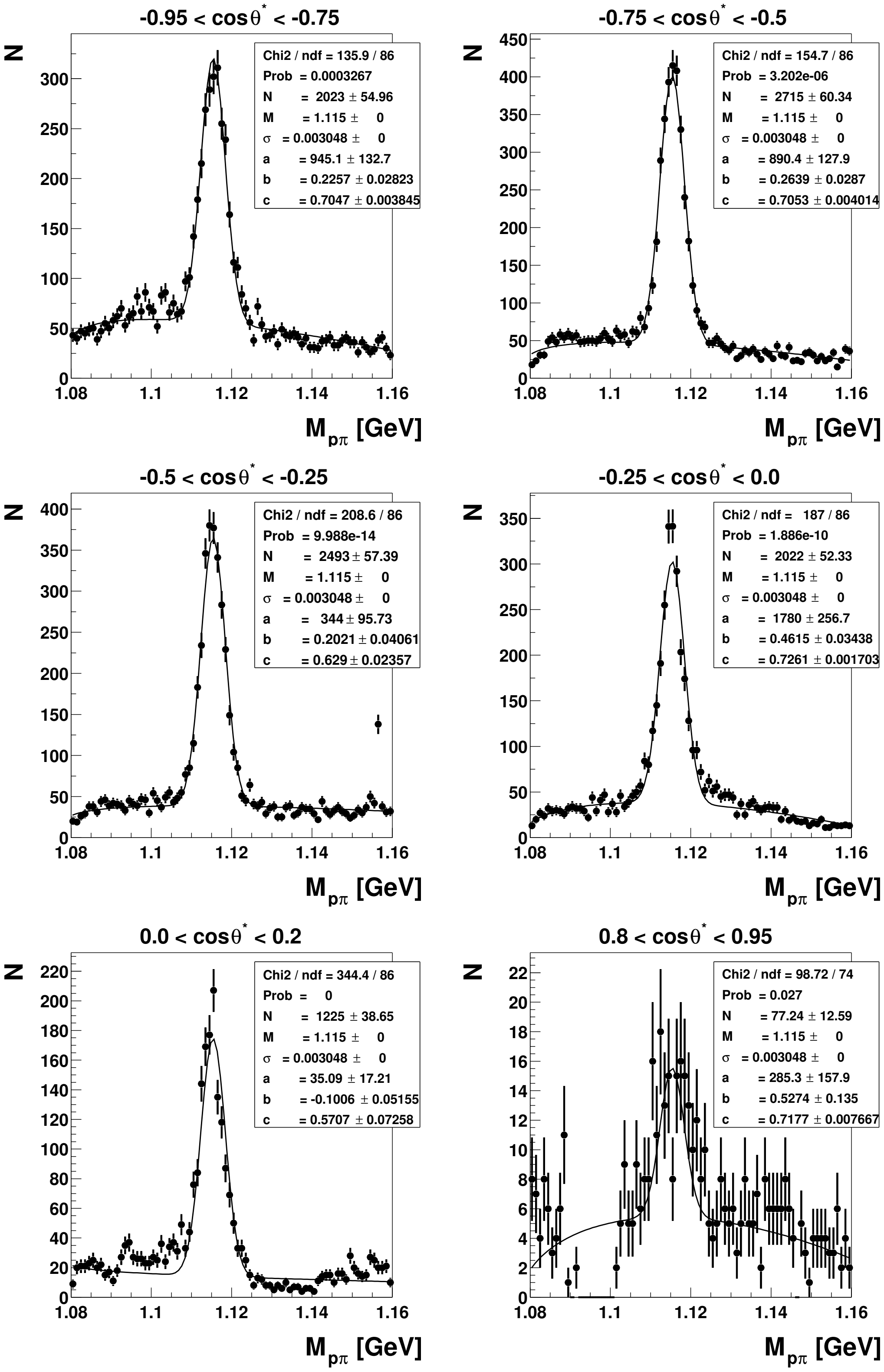


Abbildung F.1: Invariante $p\pi$-Massenverteilung in den Intervallen des Zerfallswinkels $\cos\theta^*$. Dargestellt sind die Verteilungen in den Daten sowie das Ergebnis der Anpassung der Parameter einer Gaußfunktion und eines Untergrundpolynoms.

Anhang G

Spurtreffer der Λ- und K_S^0-Töchterteilchen in der oberen und unteren CJC

Um die Monte Carlo Simulation der Akzeptanzen in der Spurkammer CJC zu überprüfen, werden die Treffer der Spuren der Pionen und Protonen der K_S^0- und Λ-Zerfälle in den Daten und im rekonstruierten RAPGAP Monte Carlo verglichen. In der Monte Carlo Simulation für das Jahr 1997 wurde eine neue Simulation der zentralen Spurkammer verwendet, die in Kap. 4.4 vorgestellt wurde, während in der Simulation des Jahres 1996 noch mit der vorhergehenden Version der Spurkammersimulation gearbeitet wurde. Die Vergleiche der Verteilungen der Treffer der positiven und negativen Zerfallsprodukte sind in den Abbildungen G.1 bis G.6 gezeigt. Sie werden jeweils für die Jahre 1996 und 1997 sowie für den oberen und unteren Bereich der CJC getrennt betrachtet.

Im unteren Bereich der CJC wurden im Jahr 1997 weniger Treffer pro Spur als im vorangegangenen Jahr oder im oberen Bereich der CJC beobachtet. Dies ist eine Folge der verringerten Ansprechwahrscheinlichkeit im unteren Bereich der Spurkammer.[1] Es ist jedoch kein systematischer Unterschied in der Qualität der Beschreibung durch die Simulation zwischen der oberen und unteren Spurkammer zu beobachten.
Für alle betrachteten Teilchenarten liefert die neue Simulation eine bessere Beschreibung der Verteilung der Spurtreffer als die alte Simulation. Insbesondere die Unterschiede im Verhalten negativer und positiver Spuren können von der neuen Simulation wiedergegeben werden, während in der alten Simulation positive und negative Teilchen die gleiche Detektorantwort liefern.
Beide Simulationen liefern eine hinreichend gute Beschreibung der Spurtreffer, allerdings wäre es wünschenswert, auch für die Daten des Jahres 1996, die etwa ein Viertel der Statistik des verwendeten Datensatzes ausmachen, die neue Simulation zu verwenden. Dies war, da die neue Version erst gegen Ende der Analyse zur Verfügung stand, nicht möglich, sollte allerdings für eine Fortsetzung und spätere Veröffentlichung der Analyse geändert werden.

[1]Dieser Effekt wurde in Kap. 4.4 beschrieben

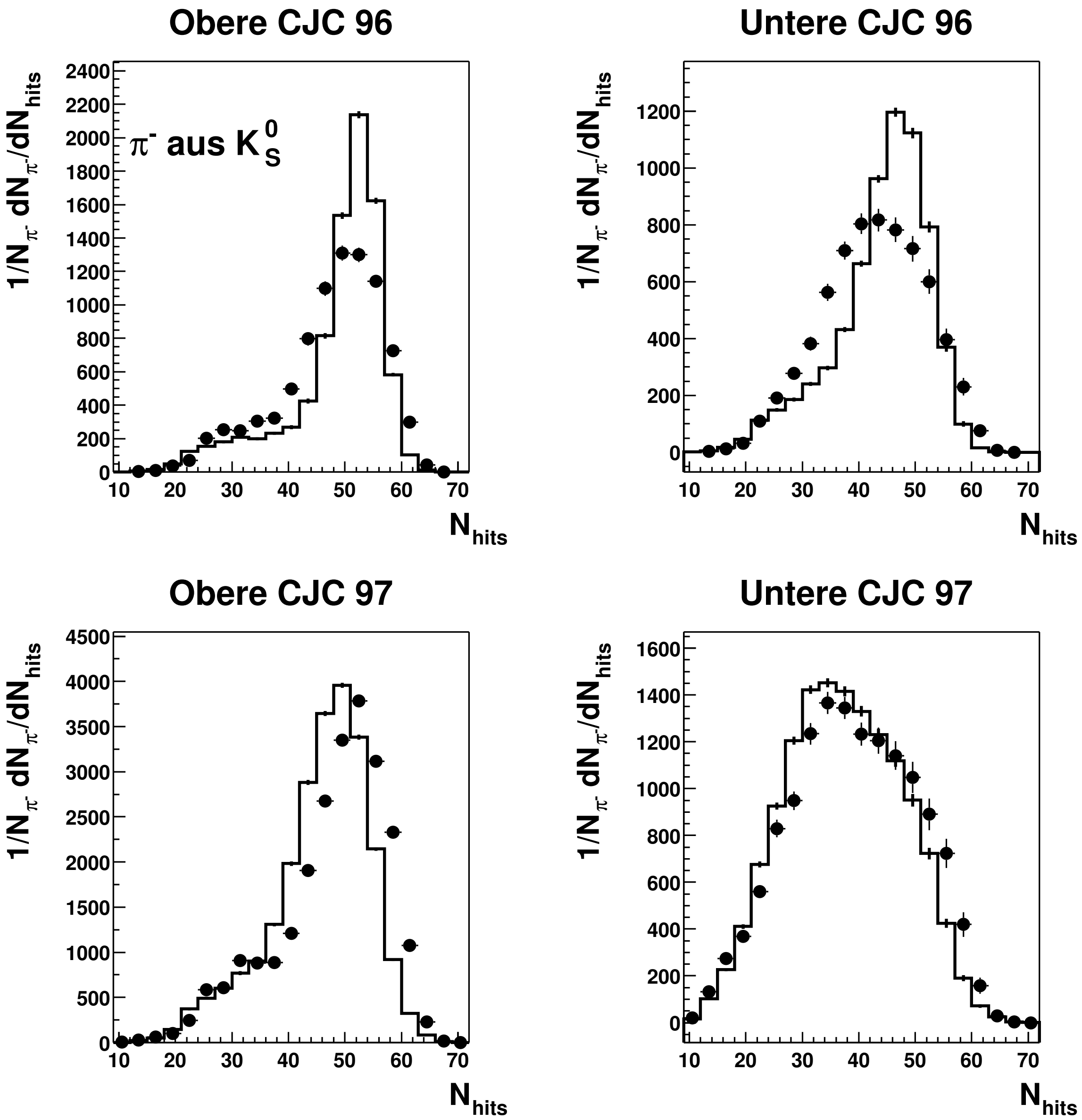


Abbildung G.1: Anzahl der Treffer der Spuren der negativen Pionen aus K_S^0-Zerfällen in den Jahren 1996 und 1997 (oben und unten) und in der oberen und unteren Spurkammer CJC (links und rechts) für die Daten (Symbole) und das RAPGAP Monte Carlo (Histogramm).

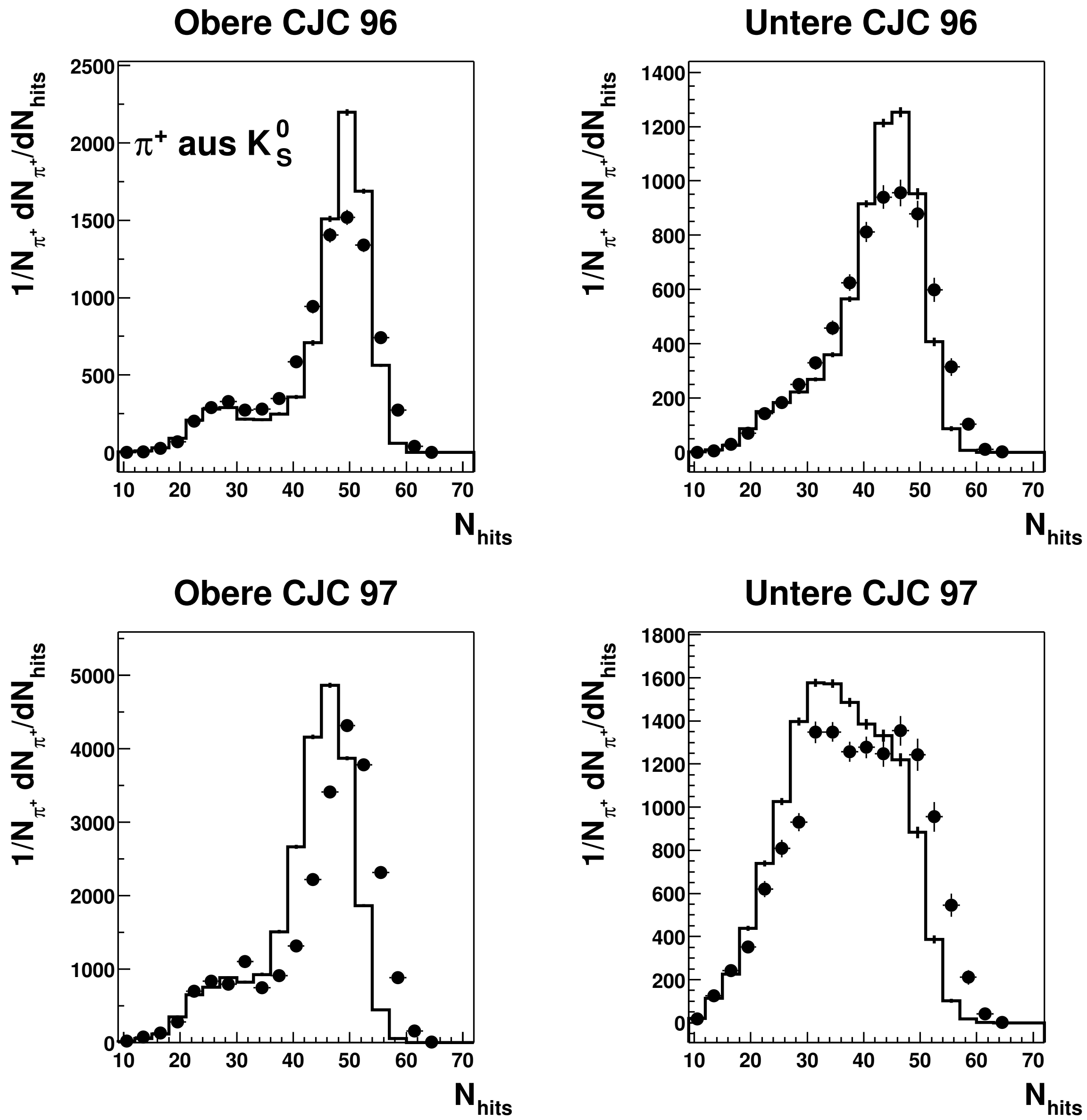


Abbildung G.2: Anzahl der Treffer der Spuren der positiven Pionen aus K_S^0-Zerfällen in den Jahren 1996 und 1997 (oben und unten) und in der oberen und unteren Spurkammer CJC (links und rechts) für die Daten (Symbole) und das RAPGAP Monte Carlo (Histogramm).

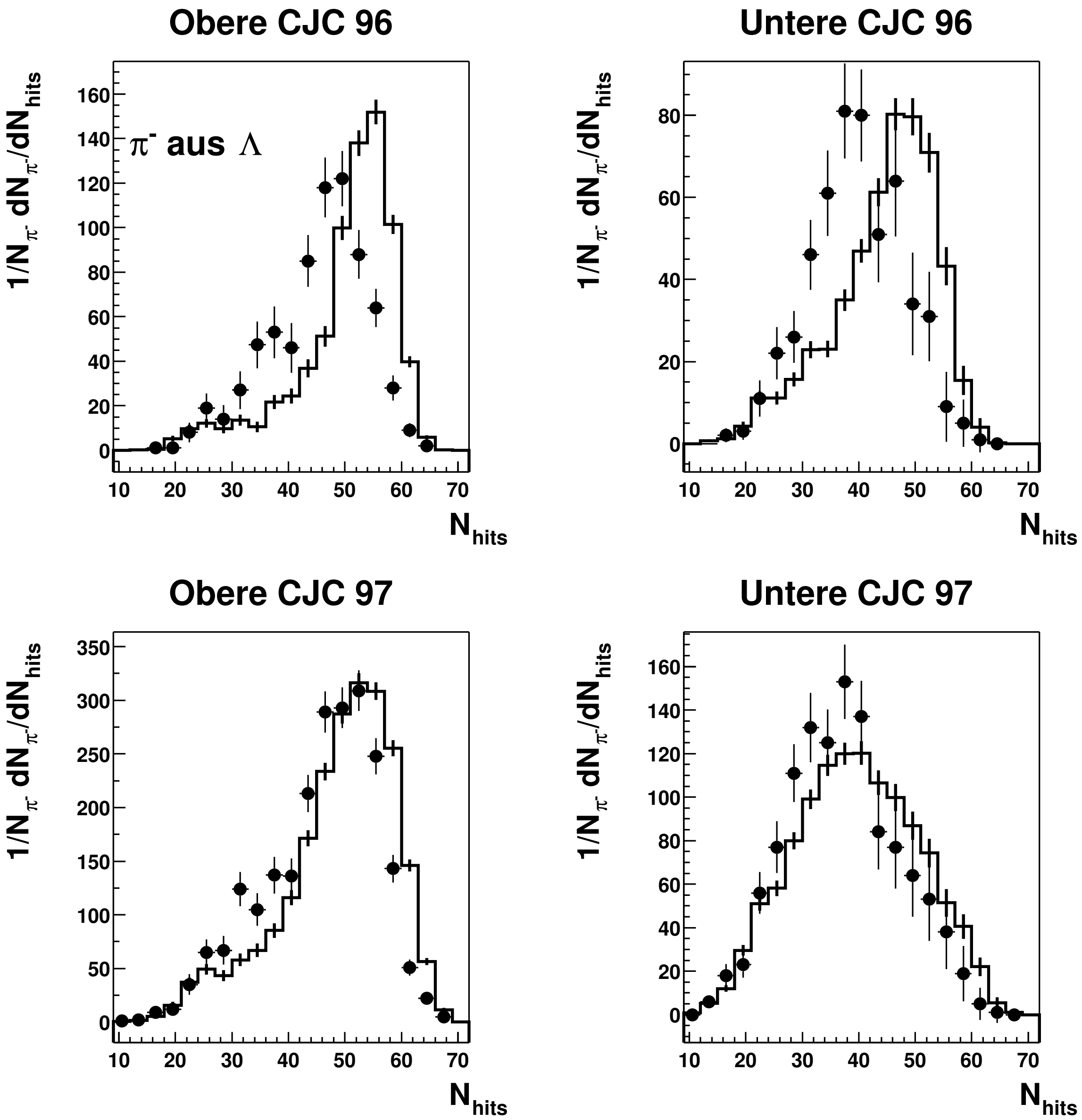


Abbildung G.3: Anzahl der Treffer der Spuren der negativen Pionen aus Λ-Zerfällen in den Jahren 1996 und 1997 (oben und unten) und in der oberen und unteren Spurkammer CJC (links und rechts) für die Daten (Symbole) und das RAPGAP Monte Carlo (Histogramm).

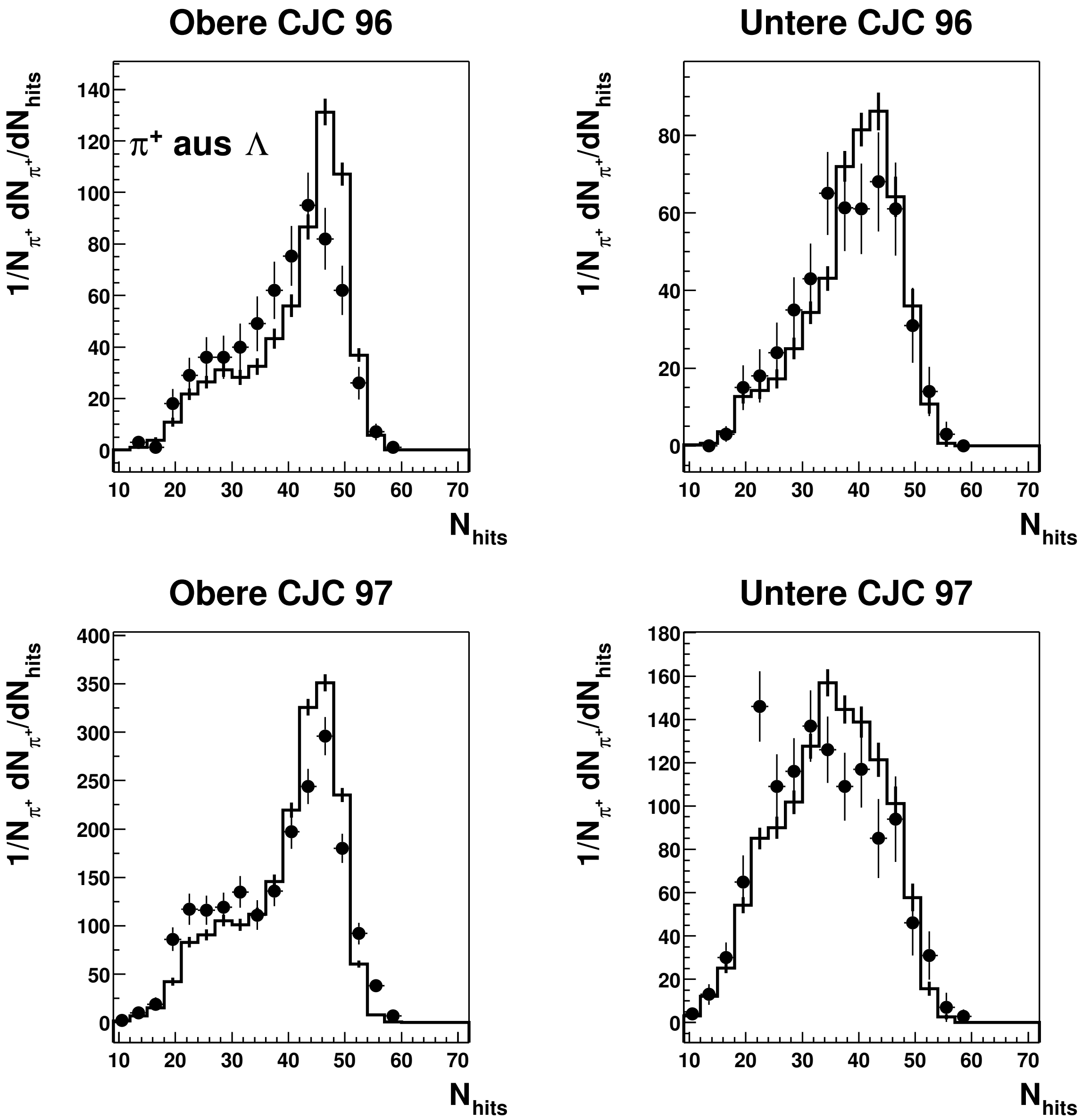


Abbildung G.4: Anzahl der Treffer der Spuren der positiven Pionen aus Λ-Zerfällen in den Jahren 1996 und 1997 (oben und unten) und in der oberen und unteren Spurkammer CJC (links und rechts) für die Daten (Symbole) und das RAPGAP Monte Carlo (Histogramm).

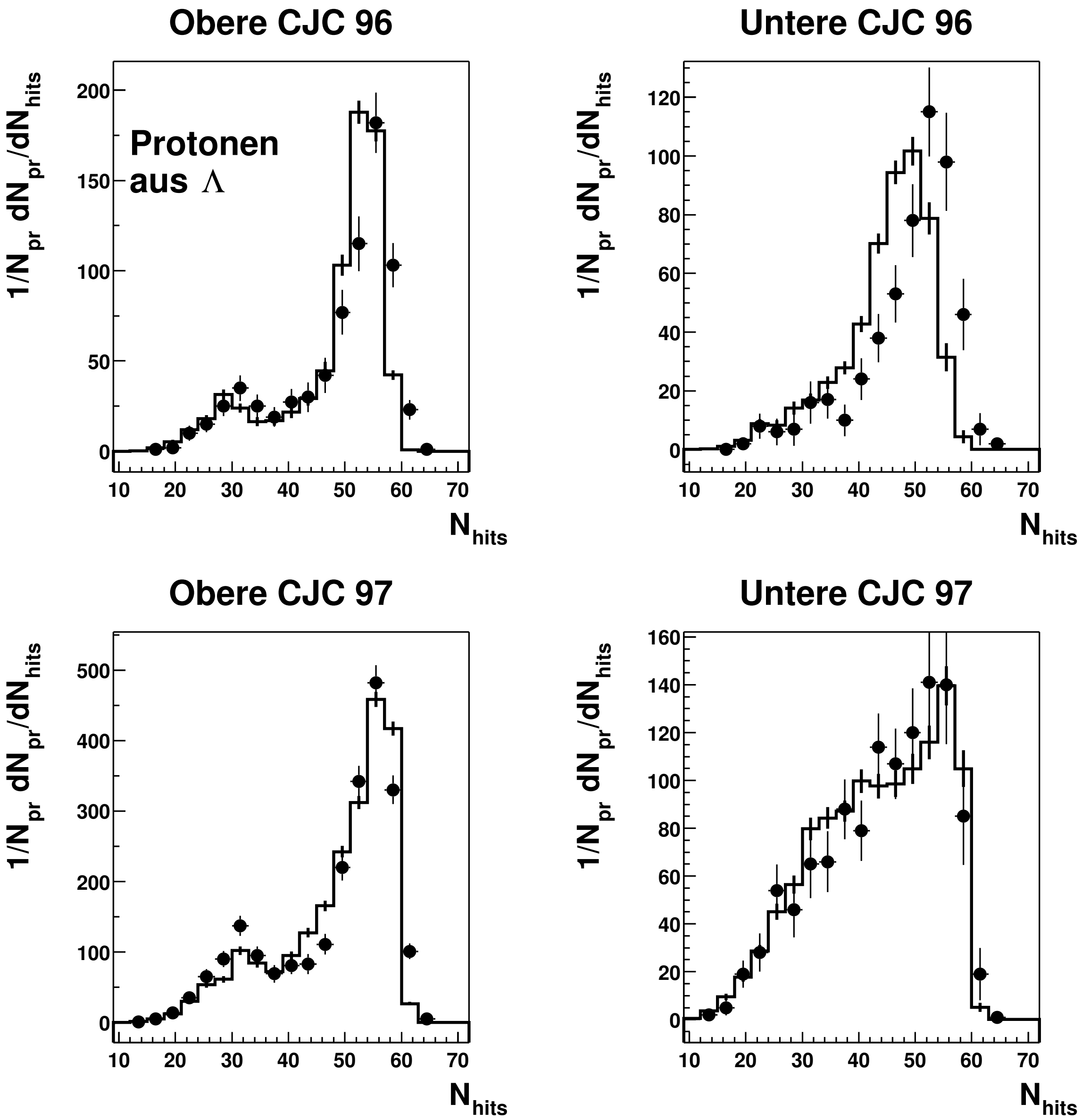


Abbildung G.5: Anzahl der Treffer der Spuren der Protonen aus Λ-Zerfällen in den Jahren 1996 und 1997 (oben und unten) und in der oberen und unteren Spurkammer CJC (links und rechts) für die Daten (Symbole) und das RAPGAP Monte Carlo (Histogramm).

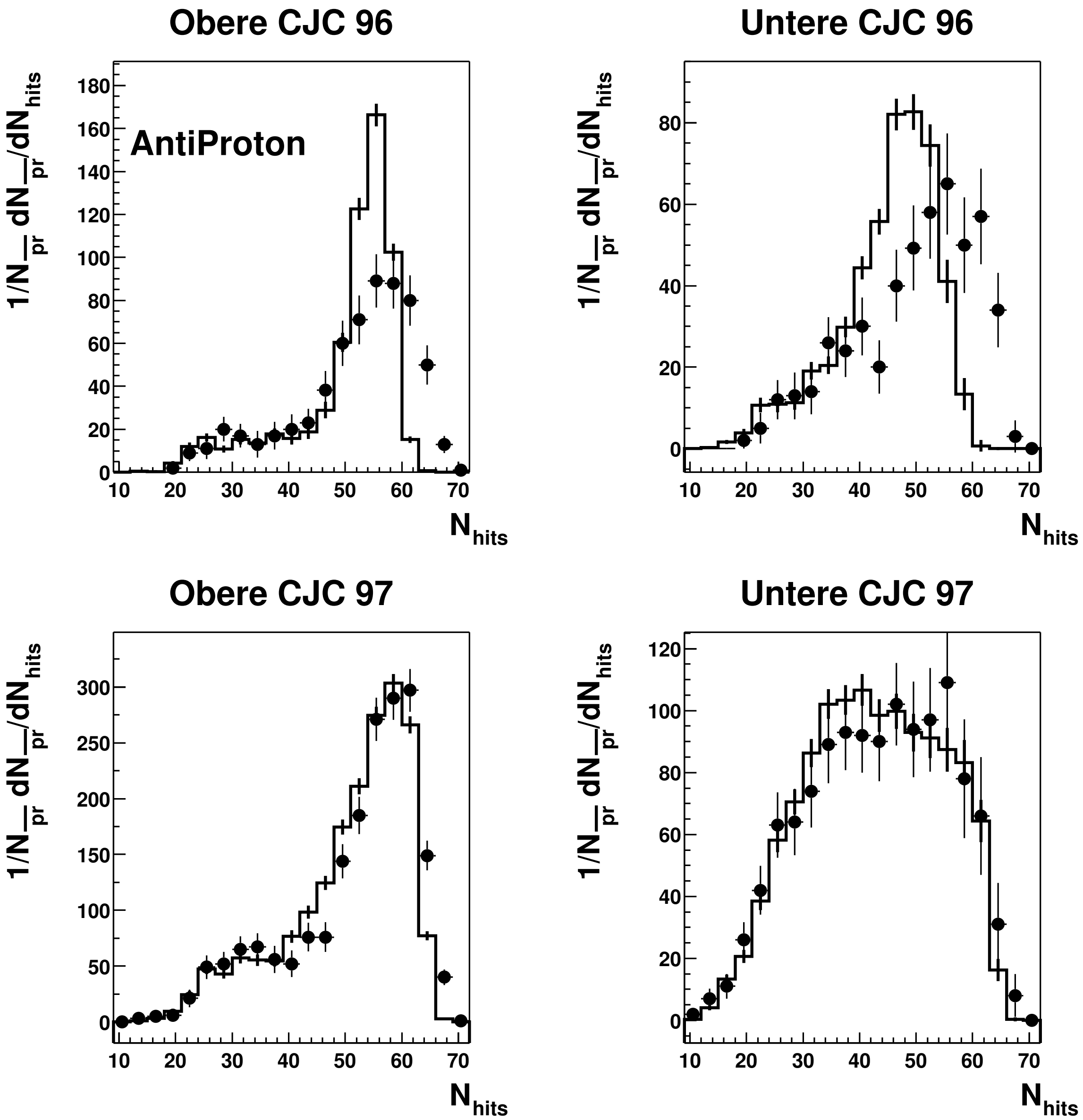


Abbildung G.6: Anzahl der Treffer der Spuren der Antiprotonen aus Λ-Zerfällen in den Jahren 1996 und 1997 (oben und unten) und in der oberen und unteren Spurkammer CJC (links und rechts) für die Daten (Symbole) und das RAPGAP Monte Carlo (Histogramm).

Literaturverzeichnis

[1] R.K. Ellis, W.J. Stirling, B.R Webber, *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press, Cambridge (1996).

[2] F. Halzen und A.D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course to Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, New York (1984).

[3] C.G. Callan und D.J. Gross, *High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current*, Phys. Eur. Lett. **22** (1969) 156.

[4] J. D. Bjorken, *Asymptotic Sum Rules At Infinite Momentum*, Phys. Rev. **179** (1969) 1547.

[5] M. Breidenbach *et al.*, *Observed Behavior Of Highly Inelastic Electron - Proton Scattering*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935.

[6] R.P. Feynman, *Photon Hadron Interactions*, W.A. Benjamin, New York (1972).

[7] CHARM Collaboration, M. Jonker *et al.*, *Experimental Study of Neutral Current and Charged Current Neutrino Cross Sections*, Phys. Lett. **B99** (1981) 265.

[8] J. Collins, *The Problem of Scales: Renormalization and All That*, hep-ph/9510276.

[9] S. Bethke, α_S2002, Vortrag bei der QCD 02 High-Energy Physics International Conferenc in Quantium Chromodynamics, Montpellier(France), July 2002, hep-ex/0211012.

[10] D.J. Fox, *Test of Scale Invariance in High-Energy Muon Scattering*, Phys. Rev. Lett.**33** (1974) 1504.

[11] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, *Measurement and QCD Analysis of Neutral and Charged Current Cross Sections at HERA* , Eur. Phys. J. **C30** (2003) 1.

[12] V.N. Gribov und L.N. Lipatov, *Deep Inelastic ep Scattering in Perturbative Theory*, Sov. J. Nucl. Phsy. **15** (1972) 438 und e^+e^- *Pair Annihilation and Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 675. Y.L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in quantum chromodynamics*,

Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.
G. Altarelli und G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[13] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, *Radiatively Generated Parton Distributions for High-Energy Collisions*, Z. Phys. **C48**(1990) 471.

[14] A.D. Martin *et al.*, *Parton Distributions and the LHC: W and Z Production*, Eur. Phys. J. **C14** (2000) 133.
M. Glück, E. Reya und A. Vogt, *Dynamical Parton Distributions Revisited*, Eur. Phys. J. **C5** (1998) 461.
M. Botje, *Error Propagation in QCD Fits*, hep-ph/0006193.

[15] H.L. Lai *et al.*, *Global QCD Analysis of the Parton Structure of the Nucleon: CTEQ5 Parton Distributions*, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 375.

[16] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, *Dynamical parton distributions of the proton and small x physics*, Z. Phys. **C67** (1995) 433.

[17] E. Kuraev, L.N. Lipatov und V.S. Fadin, *The Pomeranchuck Singularity in Non-Abelian Gauge Theories*, Sov. Phys. JETP **45** (1977) 199.
Y.Y. Balitsky und L.N. Lipatov, *The Pomeranchuck Singularity in Quantum Chromodynamics*, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 822.

[18] M. Ciafaloni, *Coherence effects in initial jets at small Q^2/s*, Nucl. Phys. **B296** (1988) 49.
S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini, *QCD coherence in initial state radiation*, Phys. Lett. **B234** (1990) 339; *Small x behaviour of initial state radiation in perturbative QCD*, Nucl. Phys. **B336** (1990) 18.
A.D. Martin, *Phenomenology of BFKL and CCFM*, Proceedings des Workshops *Deep Inelastic Scattering and Related Phenomena*, Rom (1996) 156.

[19] T. Sjöstrand und M. Bengtsson, Comp. Phys. Commun. **43** (1987) 367. T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, Comp. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[20] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour and L. Stanco, *HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991*, Comput. Phys. Commun. **67** (1992) 465;
G. Corcella *et al.*, *HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **0101** (2001) 010 [arXiv:hep-ph/0011363].

[21] X. Artru und G. Mennessier, *String Model and Multiproduction*, Nucl. Phys. **B70** (1974) 93.

M.G. Bowler, e^+e^- *Production of Heavy Quarks in the String Model*, Z. Phys. **C11** (1981) 169.
B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelmann und T. Sjöstrand, *Parton Fragmentation and String Dynamics*, Phys. Rep. **97** (1983) 33.
B. Andersson, G. Gustafson und B. Söderberg, *A General Model for Jet Fragmentation*, Z. Phys. **C20** (1983) 317 und *A Probability measure on Parton and String States*, Nucl. Phys. **B264** (1986) 29.

[22] JADE Collaboration, W. Bartel *et al.* , *Experimental Study Of Jets In Electron - Positron Annihilation*, Phys. Lett. B **101** (1981) 129.

[23] B. Andersson, G. Gustafson and T. Sjöstrand, *Baryon Production in Jet Fragmentation and Upsilon Decay*, Physica Scripta **32** (1985) 574 ;
P. Edén and G. Gustafson, *Baryon production in the string fragmentation picture*, Z. Phys. C **75** (1997) 41;
P. Edén, *A Program for Baryon Generation and Its Applications to Baryon Fragmentation in DIS* , LU TP 96-29, hep- LUTP 96–29 [hep-ph/9610246].

[24] R.D. Field und S. Wolfram, *A QCD Model for* e^+e^- *Annihilation*, Nucl. Phys. **B213** (1983) 65.
B.R. Webber, *A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference*, Nucl. Phys. **B238** (1984) 492.

[25] A. Ringwald and F. Schrempp, in the proceedings of *Quarks '94*, volume 1 (Vladimir, Russia, 1994), V. Matveev *et al.*, Eds., (World Scientific, Singapore, 1995) pp 170–193; hep-ph/9411217.
A. Ringwald and F. Schrempp in the proceedings on *Workshop on New Trends in HERA Physics 1999*, Lecture Notes in Physics, Springer (Tegernsee, Germany, 1999), G. Grindhammer, B. Kniehl and G. Kramer, Eds., pp. 203; DESY 99-136; hep-ph/9909338.
F. Schrempp, in the proceedings on *New Trends in HERA Physics 2001* (Tegernsee, Germany, 2001), G. Grindhammer, B. Kniehl G. Kramer and W. Ochs, Eds., DESY-01-125; hep-ph/0109032, to be published in *J. Phys* **G**.

[26] S. Godfrey, J. Napolitano *Light-meson spectroscopy*, Rev. Mod. Phys. **71** (1999) 1411.
C. J. Morningstar, M. Peardon *Glueball spectrum from an anisotropic lattice study*, Phys. Rev. **D60** (1999) 034509.
C. Michael, M. Teper *The glueball spectrum in SU(3)* , Nucl. Phys. **B314** (1989) 347.

[27] H. Jung, *The RAPGAP Monte Carlo for deep inelastic scattering - version 2.07/00*, Comp. Phys. Commun. **86** (1995) 147; `http://www-h1.desy.de/ jung/rapgap.html`

[28] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger und H.J. Mohring, *HERACLES: An event generator for ep interactions at HERA energies including radiative processes: Version 1.0*, Comp. Phys. Commun. **69** (1992) 155.

[29] L. Lönnblad, *ARIADNE version 4: A program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model, revision 8*, Comp. Phys. Commun. **71** (1992) 15.

[30] K. Charchula, G. Schuler und H. Spiesberger, *Combined QED and QCD radiative effects in deep inelastic lepton-proton scattering: The Monte Carlo generator DJANGO6*, Comp. Phys. Commun. **81** (1994) 381.

[31] G. Gustafson und Ulf Petterson, *Dipole formulation in QCD cascades*, Nucl. Phys. B306 (1988) 741.
B. Anderson und G. Gustafson, *An infrared stable multiplicity measure on QCD parton states*, Phys. Lett. B241 (1988) 604; *Fluctuations and anomalous dimensions in QCD cascades*, Z. Phys. C49 (1991) 79; *Multiplicity distributions in QCD cascades*, Nucl. Phys. B392 (1993) 251.
B. Anderson *et al.*, *Coherence effects in deep inelastic scattering*, Z. Phys. C43 (1989) 625.
G. Gustafson, *Dual description of a confined colour field*, Phys. Lett B175 (1986) 453.

[32] H. Jung, G.P. Salam, *Hadronic final state predictions from CCFM: the hadron-level Monte Carlo generator CASCADE*, Eur. Phys. J. **C19** (2001) 351, hep-ph/0012143.
H. Jung, *The CCFM Monte Carlo generator CASCADE*, hep-ph/0109102.

[33] M.Hansson, H. Jung, *Status of CCFM - Unintegrated Gluon Densities*, Vortrag auf dem XI Int. Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS2003) in St. Petersburg, Russland, April 2003, hep-ph/0309009.

[34] R. Engel, *Photoproduction within the two-component dual parton model: amplitudes and cross sections*, Z. Phys. **C66** (1995) 203;
R. Engel, J. Ranft, *Hadronic photon-photon interactions at high energies*, Phys. Rev. **D54** (1996) 4244.

[35] K. Hagiwara *et al.*, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. **D66** (2002) 1

[36] H1 Collaboration, S. Aid *et al. Strangeness Production in Deep Inelastic Positron-Proton Scattering at HERA*, Nucl. Phys. **B480** (1996) 3.
D. Milstead, *The production of neutral kaons and Λ in deep-inelastic scattering at H1 and an upper limit on the production of instantons* , Dissertation, Univ. of Liverpool, 1996.

[37] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, *Photoproduction of K_S^0 and Λ at HERA and a Comparison with Deep Inelastic Scattering*, Z. Phys. C **76** (1997) 213

[38] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al. Neutral strange particle production in deep inelastic scattering at HERA*, Z. Phys. C **68** (1995) 29

[39] A. Ziegler für die ZEUS Collaboration, *Strange Particle Production in DIS at HERA*, Vortrag auf dem XI Int. Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS2003) in St. Petersburg, Russland, April 2003.

[40] A. Ziegler, *Measurement of Inclusive Xi- and Sigma(1385)ś Baryon Production in Neutral Current Deep Inelastic Scattering at HERA* , Dissertation, Universität Hamburg, 2002, DESY-THESIS-2002-050 ;
Ar. Ziegler, *Investigation of the Scintillating Fiber SCSF-38M for the 6m-Tagger and Measurement of Inclusive K(0S) Meson and Lambda Baryon Production in Neutral Current Deep Inelastic Scattering at HERA* , Dissertation, Universität Hamburg, 2003, DESY-THESIS-2003-012.

[41] S. T. Boogert für die ZEUS Collaboration, *Strangeness Production at HERA*, Vortrag auf dem X. Int. Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS2002) Krakau, Polen, Mai 2002.

[42] S. T. Boogert, *Photoproduction of K^0_S and Λ baryons in electron proton collision at ZEUS*, Dissertation, University of Oxford, 2002.

[43] B. Levtchenko für die ZEUS Collaboration, *Observation of $K^0_S K^0_S$ resonances in deep inelastic scattering at HERA*, Vortrag bei der *International Europhysics Conference on High Energy Physics,EPS*, Aachen, Juli 2003.

[44] OPAL Collaboration, P. D. Acton *et al. A Measurement of strange baryon production in hadronic Z0 decays*, Phys. Lett. B **291** (1992) 503;
OPAL Collaboration, G. Alexander *et al.*, *Strange Baryon Production in Hadronic Z^0 Decays*, Z. Phys. C **73** (1997) 569;
OPAL Collaboration, G. Alexander *et al.*, *Σ^+, Σ^0 and Σ^- Hyperon Production in Hadronic Z^0 Decays*, Z. Phys. C **73** (1997) 587.

[45] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, *Production of Strange Particles in the Hadronic Decays of the Z^0*, Phys. Lett. B **275** (1992) 231;
DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, *Strange Bayron Production in Z Hadronic Decays* Z. Phys. C **67** (1995) 543;
DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, *$pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p and $\bar{p}$ production in $Z^0 \to q\bar{q}$, $Z^0 \to b\bar{b}$, $Z^0 \to u\bar{u}$,$d\bar{d}$, $s\bar{s}$* , Eur. Phys. J. C **5** (1998) 585;

[46] OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, *Leading Particle Production in Light Flavour Jets*, Eur. Phys. J. C16 (2000) 407-421.

[47] OPAL Collaboration,G. Abbiendi *et al.*, *A Study of Parton Fragmentation in Hadronic Z^0 Decays Using $\Lambda\bar{\Lambda}$ Correlations*, Eur. Phys. J. C **13** (2000) 185;

DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, *Production of* Λ *and* $\Lambda\bar{\Lambda}$ *Correlations in the Hadronic Decays of the* Z^0, Phys. Lett. B **318** (1993) 249;
DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, *Rapidity Correlations in* Λ *Baryon and Proton Production in Hadronic* Z^0 *Decays*, Phys. Lett. B **416** (1998) 247.

[48] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, *Polarization and Forward Backward Asymmetry of* Λ *Baryons in Hadronic* Z^0 *Decays*, Eur. Phys. J. C **2** (1998) 49;
ALPEH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, *Measurement of* Λ *polarization from Z decays*, Phys. Lett. B **374** (1996) 319.

[49] B. Andersson, G. Gustafson und G. Ingelman, *A Semiclassical Model for the Polarization on Inclusively Produced* Λ*-Particles at High Energies*, Phys. Lett. **B85** (1979) 417;
G. Gustafson und J. Häkkinen, Λ*-polarization in* e^+e^-*-annihilation at the* Z^0*-pole*, Phys. Lett. **B303** (1993) 350.

[50] EMC Collaboration, J. Ashman *et al.*, *An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarised muons on polarised protons* , Nucl. Phys. **B328** (1989)1.

[51] M. R. Adams *et al.*, Λ *and* $\bar{\Lambda}$ *polarization from deep inelastic muon scattering* Eur. Phys. J. **C17** (2000) 263.

[52] A. Lesnik *et al.*, *Observation of a Difference between Polarization and Analyzing Power in* Λ*-Production with 6GeV/c Polarized Protons*, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 770.
G. Bunce *et al.*, Λ *Hyperon Polarization in Inclusive Production by 300-GeV Protons on Beryllium* , Phys. Rev. Lett. 36,1113 (1976).

[53] J. Duryea *et al.*, *Polarization of* Ξ^- *Hyperons Produced by 800-GeV Protons*, Phys. Rev. Lett 67, 1193 (1991).
R. Rameika *et al.*, *Measurements of production polarization and decay assymmetry or* Ξ^- *hyperons*, Phys Rev D33, 3172 (1986).
C. Wilkonson *et al.*, *Polarization and Magnetic Moment of the* Σ^+ *Hyperon*, Phys. Rev. Lett. 58, 855 (1987).

[54] J. Felix *et al.*, *Study of* Λ *Polarization in* $pp \to p\Lambda K^+\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ *at 27.5 GeV*, Phys. Rev. Lett. 76, 22(1996).
J. Felix *et al.*, *Study of* Λ *Polarization in Four Different Exclusive pp Reactions at 27.5 GeV/ c*, Phys. Rev. Lett. 82,5213(1999)

[55] P. Schmüser, *The Electron Proton Colliding Beam Facility HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A235** (1984) 201.

[56] H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 310.

[57] H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, *The tracking calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 310 und 348.

[58] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993) 460.

[59] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons*, Nucl. Instr. and Meth **A350** (1994) 57.

[60] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations*, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993) 499.

[61] R.D. Appuhn *et al.*, *The H1 Lead / Scintillating Fiber Calorimeter* , Nucl.Instr. and Meth. **A386** (1997) 397.

[62] T. Nicholls *et al.*, *Performance of an electromagnetic Lead / Scintillating Fiber Calorimeter for the H1 Detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A374** (1996) 149.

[63] R.D. Appuhn *et al.*, *Hadronic Response and e/pi Separation with the H1 Lead/Fiber Calorimeter*, Nucl.Instr. and .Meth **A382** (1996) 395.

[64] P. Marage *et al.*, *Construction of a cylindrical MWPC for the central tracking detector of H1*, Nucl. Phys.,**B16** (1990) 518.

[65] S. Egli *et al.*, *The Central Inner z Drift Chamber of the H1 Experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 487.

[66] J. Bürger *et al.*, *The Central Jet Chamber of the H1 Experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 217.

[67] K. Müller *et al.*, *Construction and performance of a thin cylindrical multi wire proportional chamber with cathode pad readout for the H1 Experiment*, Nucl. Instr. and Meth. **A312** (1992) 457.

[68] B. Schwab, *Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1-Experiments*, Dissertation, Universität Heidelberg, 1996.

[69] S. Burke *et al.*, *Track finding and fitting in the H1 Forward Track Detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A373** (1996) 227.

[70] G.A. Beck *et al.*, *Radial Wire Drift Chambers for the H1 Forward Track Detector at HERA: Design, Construction and Performance*, Nucl. Instr. and Meth **A283** (1989) 471.

[71] H. Bethe and W. Heitler, *On the Stopping of fast Particles and on the Creation of Positive Electrons*, Proc. Roy. Soc. **A146** (1934) 83.

[72] H1 Collaboration, *Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA*, In Proceedings of the International Conference on High Energy Physics pages 17-26, DESY, 1996.

[73] K. Daum, private Mitteilung.

[74] S. Benveltsen, J. Engelen und P. Kooijman, *Reconstruction of* (x, Q^2) *and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA*, in Band I der Proceedings des Workshops *Physics at HERA*, Hamburg (1991) 23.

[75] K. Hoeger, *Measurement for* x, y *and* Q^2 *in neutral current events*, in Band I der Proceedings des Workshops *Physics at HERA*, Hamburg (1991) 43.

[76] U. Bassler, G. Bernardi, *Structure function measurements and kinematic reconstruction at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. **A426** (1998) 583.

[77] R. D. Appuhn *et al.* H1 SPACAL GROUP Collaboration, *Hadronic response and e/pi separation with the H1 lead/fibre calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. A **382** (1996) 395.

[78] J. Steinhart, *Die Messung des totalen* $c\bar{c}$*-Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes durch die Rekonstruktion von* Λ_c*-Baryonen unter Verwendung der verbesserten* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$*-Teilchenidentifikation am H1 Experiment bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, 1999.

[79] J. Podolanski und R. Armenteros, *Analysis of V-Events*, Phil. Mag. **45** (1954) 13.

[80] TASSO Collaboration, W. Braunschweig *et al.*, *Measurement Of The Average Lifetime Of B Hadrons*, Z. Phys. C **44** (1989) 1.

[81] S.V. Chekanov, *Issues in leading particle and charm production in DIS at HERA*, in den Proceedings des Workshops *Monte Carlo Generators for HERA Physics*, Hamburg (1999) 309.

[82] R. Pöschl, Univ. Dortmund, *Measurement of the Double Differential Dijet Rate in Deep Inelastic Scattering at HERA and Comparison to NLO QCD Calculations*, Dissertation, Universität Dortmund, 2000.

[83] K. Daum, private Mitteilung.

[84] D. Diakonov, V. Petrov and M. V. Polyakov, *Exotic anti-decuplet of baryons: Prediction from chiral solitons*, Z. Phys. A **359** (1997) 305, hep-ph/9703373.

[85] R. Jaffe und F. Wilczek, *Diquarks and Exotic Spectroscopy*, hep-ph/0307341.

[86] T. Nakano *et al.*, *Evidence for Narrow* $S = +1$ *Baryon Resonance in Photoproduction from Neutron*, hep-ex/0301020.

[87] S. Stepanyan *et al.*, CLAS Collaboration, *Observation of an Exotic $S = +1$ Baryon in Exclusive Photoproduction from the Deuteron*, hep-ex/0307018.

[88] J. Barth *et al.*, *Evidence for the positive-strangeness pentaquark Θ^+ in photoproduction with the SAPHIR detector at ELSA*, hep-ex/0307083.

[89] DIANA Collaboration, V.V. Barmin *et al.*, *Observation of a baryon resonance with positive strangeness in K^+ collisions with Xe nuclei*, hep-ex/0304040.

[90] C. Alt *et al.*,NA49 Collaboration, *Observation of an Exotic S = -2, Q = -2 Baryon Resonance in Proton-Proton Collisions at the CERN SPS*, hep-ex/0307083.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei den Menschen bedanken, die mich während der vergangenen Jahre unterstützt und ermutigt haben.

Diese Arbeit wurde innerhalb der Arbeitsgruppe des Max-Plack-Instituts für Physik, München (Werner-Heisenberg-Institut) am H1 Experiment durchgeführt. Ich bin Prof. Dr. G. Buschhorn für die Aufnahme in diese Arbeitsgruppe und das Interesse an den Fortschritten meiner Arbeit sowie Dr. Günter Grindhammer für die Betreuung, die ständige Begleitung und Unterstützung meiner Arbeit zu Dank verpflichtet.
An der Universität Hamburg danke ich Herrn Prof. Dr. V. Blobel, der sich bereit erklärt hat, Erstgutachter dieser Dissertation zu sein, und Frau Prof. Dr. B. Naroska für ihre freundliche Unterstützung. Herrn Prof. Dr. F.-W. Büßer und Herrn Prof. Dr. R.-D. Heuer danke ich für ihre Bereitschaft, als Zweitgutachter die Dissertation bzw. Disputation zu beurteilen.

Des Weiteren möchte ich Dr. Ekaterini Tzamariudaki für die Anleitung und Betreuung bei der Arbeit innerhalb des H1 Experiments und die gute Zusammenarbeit meinen Dank aussprechen sowie Dr. Karin Daum, die mit vielen wertvollen Tips und Diskussionen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Beide haben mir nicht nur durch die vielen fachlichen Ratschläge, sondern auch durch ihre verständnisvolle und ermutigende Unterstützung sehr geholfen.
Für das Korrekturlesen dieser Arbeit danke ich Dr. Günter Grindhammer, Dr. Ekaterini Tzamariudaki und Prof. Dr. V. Blobel.
Zur Qualität der vorliegenden Analyse haben auch die Mitglieder der HaQ-Arbeitsgruppe bei H1 durch viele konstruktive Kommentare und Diskussionen beigetragen. Namentlich erwähnen möchte ich Dr. Hannes Jung, Dr. David Milstead und Dr. Stacek Mikocki.

Zu der angenehmen Arbeitsatmosphäre in der MPI-Gruppe haben unter anderem Juraj Bracinik, Ana Dubak, Susanne Hellwig, Ludger Janauschek, Birger Koblitz, Andrey Nikiforov, Adrian Perieanu, Ringailė Plačakytė, Burkard Reisert, Zuzanna Rurikova, Sebastian Schmidt, Thomas Schörner-Sadenius und Biljana Vujičić beigetragen.

Für fachliche aber auch ganz unfachspezifische Unterstützung, Aufmunterung und Freundschaft danke ich Ana, Susanne, Birger, Nicole Werner, Olaf Scheel, Max Risler, Corinna Schönfeldt, Julia Košinár, Anna Pedretti, Sabine Wenk und Britta Neumann.

Mein letzter und ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, Wolfgang und Helga Risler, für ihre Unterstützung und ihr Vertrauen. Helga danke ich außerdem für die gründliche, neue deutsche Rechtschreibkorrektur.