DIE MESSUNG DES TOTALEN $c\bar{c}$-PHOTOPRODUKTIONS-WIRKUNGSQUERSCHNITTES DURCH DIE REKONSTRUKTION VON Λ_c-BARYONEN UNTER VERWENDUNG DER VERBESSERTEN DE/DX-TEILCHENIDENTIFIKATION AM H1 EXPERIMENT BEI HERA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
JÖRN STEINHART
aus Hamburg

Hamburg
1999

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. H. Spitzer Prof. Dr. R. Klanner
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. V. Blobel
Datum der Disputation:	09. April 1999
Dekan des Fachbereiches Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Zusammenfassung

Der Gegenstand der vorliegenden Dissertation ist die Bestimmung des totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ anhand der Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen. Sie beruht auf Daten, die im Jahr 1996 mit dem H1-Detektor am Elektronen-Protonen-Speicherring HERA aufgezeichnet wurden. Es wurden Λ_c-Baryonen in den folgenden drei Zerfallskanälen untersucht und erfolgreich rekonstruiert: 1. $\Lambda_c \to pK\pi$, 2. $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, und 3. $\Lambda_c \to K^0 p$. Die erzielten Signale wurden in unterschiedlichen kinematischen Bereichen, gegeben durch die jeweilige Akzeptanz der beiden Elektronen-Tagger des H1-Detektors, ausgewertet. Sie bilden die Grundlage für insgesamt vier Messungen der jeweiligen sichtbaren Wirkungsquerschnitte $\sigma^{vis}_{ep \to \Lambda_c X}$ für die Produktion von Λ_c-Baryonen. Mit Hilfe verschiedener Extrapolationen ist die Berechnung von vier korrespondierenden Meßwerten für den totalen $c\bar{c}$ Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ möglich. Die auf diese Weise bestimmten Werte für $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ liegen signifikant über denjenigen Werten, die bei den gleichen Schwerpunktsenergien im Kontext der Rekonstruktion von D^*-Mesonen bei H1 ermittelt wurden.

Ein wesentlicher Bestandteil der erfolgreichen Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen besteht in der Anwendung einer verbesserten *dE/dx*-Messung. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden umfassende und systematische Studien zur Bestimmung des Energieverlustes durch Ionisation *dE/dx* in der zentralen Spurkammer CJC am H1 Experiment durchgeführt. Es wurden zahlreiche Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung festgestellt, z.B. vom Polarwinkel θ, der Höhe der Ionisation selbst, der Ladung q, dem Azimutalwinkel φ sowie den verschiedenen HV-Einstellungen der CJC in den verschiedenen Runbereichen der Datennahme.

Die genannten systematischen Effekte wurden durch Korrekturfunktionen parametrisiert. Um eine optimale Beschreibung der *dE/dx*-Daten zu erreichen, wurde in einem phänomenologischen Ansatz eine neue Normfunktion $f_{dE/dx}$ entwickelt, die als Referenz für alle weiteren Korrekturen dient. Auf diese Weise konnte die Auflösung der *dE/dx*-Messung um $\approx 25 - 30\,\%$ verbessert werden. Es ergibt sich abschließend eine Auflösung für gut gemessene Spuren von besser als $7\,\%$. Insbesondere bestehen nach der Korrektur keine relevanten Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung mehr von den zuvor genannten Größen.

Abstract

The topic of this thesis is the determination of the total photo-production cross section $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ depending on the reconstruction of Λ_c-baryons. The used data have been collected in 1996 with the H1 detector at the electron-proton collider HERA. Λ_c-baryons have been investigated and successfully reconstructed in three different decay-channels: 1. $\Lambda_c \to pK\pi$, 2. $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, and 3. $\Lambda_c \to K^0 p$. The obtained signals have been analyzed in the different kinematical regimes given by the two electron tagger of the H1 experiment. They are the basis of four measurements of the visible cross sections $\sigma^{vis}_{ep \to \Lambda_c X}$ of the production of Λ_c-baryons. Using the obtained cross sections $\sigma^{vis}_{ep \to \Lambda_c X}$ it is possible to extrapolate to the corresponding four total $c\bar{c}$ photo-production cross sections $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$. The obtained values in this way of $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ are significantly higher than the results of other measurements at H1 at the same center of mass energies using the reconstruction of D^*-mesons.

An essential part of the successful reconstruction of Λ_c-baryons is the usage of an improved *dE/dx*-measurement. In this thesis extensive and systematic studies of the determination of the energy loss due to ionization *dE/dx* have been performed. Several dependencies of the *dE/dx*-measurement have been obtained, e.g. the polar angle θ, the value of the ionization itself, the charge q, the azimuthal angle φ and the different HV-settings of the CJC during the various run-ranges of data taking.

The mentioned systematic effects have been parametrisezed by means of correction functions. To reach an optimal description of the *dE/dx*-data a new norm function $f_{dE/dx}$ have been developed in a phenomenological approach. In this way the resolution have been improved by $\approx 25 - 30\,\%$. Finally the obtained resolution of well measured tracks is better than $7\,\%$. Especially after the corrections no further relevant dependencies of the parameters mentioned above are visible.

Wem sonst als Dir

Inhaltsverzeichnis

Träume sind Schriften,
und viele Schriften sind nichts als Träume.
WILLIAM VON BASKERVILLE

Kapitel 1

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik der letzten Jahre war und ist geprägt von dem überragenden Erfolg des *Standardmodells*, in dessen theoretischen Rahmenwerk die Vielzahl der in der Hochenergiephysik beobachteten Teilchen und Prozesse zurückgeführt werden kann auf wenige fundamentale Bausteine und Wechselwirkungen. Die fundamentalen *Bausteine* des Standardmodells sind dabei zum einen gegeben durch sechs Quarks, ihrer Masse nach angeordnet u, d, s, c, b, t; sowie zum anderen durch sechs Leptonen e, ν_e, μ, ν_μ, τ, ν_τ. Die fundamentalen *Wechselwirkungen* des Standardmodels werden durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. So wird die elektroschwache Wechselwirkung durch den Austausch von drei massiven Eichbosonen, W^+, W^-, Z^0, und ein masseloses Eichboson, das Photon γ, beschrieben; Die Beschreibung der starken Wechselwirkung erfolgt im Rahmen der sogenannten Quantenchromodynamik QCD durch den Austausch von masselosen Gluonen als Eichbosonen.

Mit dem Ziel der umfassenden Überprüfung der durch das Standardmodell gegebenen Vorhersagen sind in den letzten 20 bis 25 Jahren umfangreiche experimentelle Untersuchungen durchgeführt worden, die ihre Fortsetzung u.a. finden in den Forschungen im Rahmen der Elektronen-Protonen-Speicherring-Anlage HERA[1], an der die ersten Messungen im Jahr 1992 stattfinden konnten. Eines der insgesamt vier Experimente bei HERA ist das H1 Experiment, in dessen Kontext die vorliegende Arbeit enstanden ist. Ihr Thema ist die Bestimmung des totalen $c\bar{c}$-Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes, basierend auf dem Nachweis von Λ_c-Baryonen.

Das Λ_c bildet das leichteste Baryon, das ein *Charm*-Quark (c-Quark) enthält. Es wird bei HERA primär durch den Prozeß der *Boson-Gluon-Fusion* gebildet, bei dem ein $c\bar{c}$-Paar durch Wechselwirkung eines quasi-reellen Photons, das von dem einlaufenden Elektron emittiert wird, mit einem Gluon aus dem Proton erzeugt wird. In der nachfolgenden Fragmentation kann dann eines der beiden *Charm*-Quarks, zusammen mit einem u- und einem d-Quark, ein Λ_c-Baryon bilden.

Unter dem Einfluß der schwachen Wechselwirkung zerfällt das Λ_c wieder, wobei das jeweilige c-Quark unter Freisetzung eines W-Bosons in den allermeisten Fällen ein s-Quark bildet. Je nach der Art des Zerfalls des W-Bosons spricht man von einem semileptonischen oder hadronischen Zerfall des Λ_c. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden drei verschiedene hadronische Zerfallskanäle des Λ_c-Baryons untersucht: Die Zerfälle $\Lambda_c \to pK\pi$, $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, sowie $\Lambda_c \to K^0p$.

Der Zerfall $\Lambda_c \to pK\pi$ weist das höchste Verzweigungsverhältnis aller bekannten Λ_c-Zerfallskanäle auf. Aus diesem Grund ist eine Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen in diesem Zerfallsmodus am aussichtsreichsten. Allerdings gilt diese Aussage nur dann, wenn es gelingt, den enormen kombinato-

---

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage.

rischen Untergrund, der in diesem Zerfallskanal auftritt, in drastischer Weise zu reduzieren. Die jeweilige Zuordnung einer bestimmten Teilchenhypothese zu den drei finalen Zerfallsteilchen Proton, Kaon und Pion ist hierbei entscheidend. Eine solche Zuordnung ist im Rahmen des H1 Experimentes möglich aufgrund der Messung des Energieverlustes *dE/dx* der drei Zerfallsteilchen in der zentralen Spurkammer des Detektors.

Die beiden anderen untersuchten Zerfallskanäle weisen demgegenüber den Vorteil auf, daß das Λ-Baryon, bzw. das K^0-Meson eine vergleichsweise lange Lebensdauer aufweisen und sich ihre Zerfallsorte deutlich vom ursprünglichen Ort der Elektron-Proton-Wechselwirkung unterscheiden. Mit der Bestimmung eines solchen sogenannten *sekundären Vertex* sind zwei der drei finalen Λ_c-Zerfallsteilchen eindeutig bestimmt, wodurch die Anzahl der zu betrachtenden Teilchenkombinationen erheblich eingeschränkt wird. Allerdings liegen die effektiven Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \rightarrow K^0p$ um fast eine Größenordnung unter derjenigen des Zerfallskanals $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Kapitel 2 werden in knapper Form die für das Verständnis der bei HERA zu beobachtenden physikalischen Prozesse notwendigen theoretischen Grundlagen referiert. Es wird insbesondere eingegangen auf die Produktion von schweren Quarks im Rahmen der sogenannten Photoproduktion, sowie auf die verschiedenen Zerfallsmodi der Λ_c-Baryonen.

In Kapitel 3 wird zunächst der HERA-Speicherring vorgestellt. Den Hauptteil des Kapitels bildet die Beschreibung des H1 Detektors, auf dessen in der Datennahmeperiode 1996 aufgezeichneten Daten die vorliegende Arbeit beruht. Nach einer allgemeinen Vorstellung des gesamten Detektors wird detaillierter auf diejenigen Detektorkomponenten eingegangen, denen im Rahmen der vorliegenden Analyse besondere Bedeutung zukommt. Diese Komponenten sind zum einen die zentrale Spurkammer CJC, zum anderen die beiden Elektronen-Tagger, die ungefähr 33 m, bzw. 44 m vor dem H1 Detektor (bezogen auf die Flugrichtung der Strahlprotonen) installiert sind.
Die CJC ermöglicht die präzise Vermessung der Spuren geladener Zerfallsteilchen. Darüberhinaus läßt sich mit Hilfe der Messung des Energieverlustes *dE/dx*, den die Teilchen beim Durchgang durch das CJC Spurkammervolumen erfahren, eine Teilchenidentifikation durchführen. Dieser Aspekt ist für die vorliegende Analyse von fundamentaler Bedeutung, weshalb er in einem seperaten Kapitel behandelt wird. Die Elektronen-Tagger dienen der Luminositätsmessung sowie dem Nachweis der in der Photoproduktion unter sehr kleinen Winkeln gestreuten HERA-Strahlelektronen.

Das Kapitel 4 umfaßt die Ausführungen zu der bereits erwähnten Messung des Energieverlustes *dE/dx*. Es werden die experimentellen Schwierigkeiten behandelt, die sich im Hinblick auf die Messung des Energieverlustes ergeben, sowie die hierfür entwickelten Korrekturverfahren. Abschließend wird ein quantitatives Verfahren für die Zuordnung einer Teilchenhypothese zu einer bestimmten, in der CJC rekonstruierten, Spur vorgestellt.

In Kapitel 5 werden Monte-Carlo Studien präsentiert, die einerseits der Entwicklung wirksamer Analyseschnitte zur Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen dienen, und die zum anderen die quantitative Behandlung der Untersuchten Λ_c-Zerfallskanäle im Hinblick auf die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ermöglichen. Neben den Untersuchungen zu den generellen kinematischen Gegebenheiten der Λ_c-Zerfälle wird aufgezeigt, daß die Simulation des H1 Detektors eine genaue Beschreibung der realen Daten ermöglicht.

Das Kapitel 6 beschreibt die durchgeführten Ereignisselektionen hinsichtlich der verschiedenen untersuchten Λ_c-Zerfallskanäle.

In Kapitel 7 erfolgt die Berechnung von Wirkungsquerschnitten, die auf dem Nachweis von Λ_c-

Baryonen basieren. Die Grundlage bilden die in Kapitel 6 bereitgestellten Λ_c-Signale. Die genannten Berechnungen erfolgen für insgesamt vier verschiedene Datensätze in drei unterschiedlichen Λ_c-Zerfallskanälen. Das Kapitel 7 umfaßt weiterhin eine Diskussion der erzielten Ergebnisse.

In Kapitel 8 erfolgt eine abschließende Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit sowie ein Ausblick auf mögliche weiterführende Untersuchungen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Die Elektronen-Protonen-Speicherring-Anlage HERA stellt die konsequente Weiterentwicklung vorgängiger Elektronen-Streuexperimente dar. In diesen Experimenten wurden Elektronen auf ein *ruhendes* Target, d.h. also auf Nukleonen, geschossen[1], wohingegen bei HERA die Protonen selbst beschleunigt sind. Auf diese Weise wird eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,\text{GeV}$ erreicht, womit ein maximales Quadrat des Viererimpulsübertrages $Q^2_{max} \approx s$ möglich ist, das um 2 Größenordnungen über denjenigen der bisherigen Elektronen-Protonen-Streuexperimente liegt. Es können somit räumliche Auflösungen erzielt werden von $\approx 10^{-18}$ m, die um drei Größenordnungen kleiner sind als der Protonenradius selbst.

Im Rahmen von HERA findet ein umfangreiches und sehr mannigfaltiges Forschungsprogramm statt. Da die vorliegende Arbeit sich mit der Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen beschäftigt, wird im Rahmen der Darstellung wesentlicher theoretischer Grundlagen in diesem Kapitel insbesondere auf die Produktion von Hadronen mit schweren Quarks eingegangen (Abschnitt 2.2), respektive auf die speziellen Gegebenheiten der Zerfälle von Λ_c-Baryonen (Abschnitt 2.3). Einleitend werden die grundlegenden kinematischen Relationen der *e*-*p*-Streuung referiert (Abschnitt 2.1).

2.1 Die Kinematik der *e*-*p*-Streuung

In der *e*-*p*-Streuung wechselwirkt das Elektron mit dem Proton durch Austausch eines Eichbosons. Mögliche Austausch-Bosonen sind die drei massiven Bosonen W^+, W^-, Z^0, sowie das masselose Photon γ. In Abhängigkeit von der Ladung des ausgetauschten Bosons spricht man von einer Wechselwirkung des *ungeladenen Stroms* NC[2], d.h. also bei einem Z^0 oder γ Austausch; oder von einer Wechselwirkung des *geladenen Stroms* CC[3], d.h. also bei einem $W^\pm$ Austausch. Die Abbildung 2.1 zeigt die Feynmangraphen für diese beiden Prozesse. Dabei bezeichnet P_e den Viererimpuls $(E_e, \vec{p}_e)$ des einlaufenden Leptons, $P_{e'}$ den Viererimpuls $(E_{e'}, \vec{p}_{e'})$ des auslaufenden Leptons, P den Viererimpuls des Protons $(E_p, \vec{p}_p)$, sowie schließlich q den Viererimpuls $(E_q, \vec{p}_q)$ des ausgetauschten Bosons.

Die *e*-*p*-Wechselwirkung unter Austausch eines der drei massiven Eichbosonen ist aufgrund deren hoher Masse bei der HERA-Schwerpunktsenergie stark unterdrückt und die *e*-*p*-Streuung wird durch den Austausch von Photonen dominiert.

---

[1] Sogenannte *Fixed-Target*-Experimente.

[2] Englisch: **N**eutral **C**urrent.

[3] Englisch: **C**harged **C**urrent.

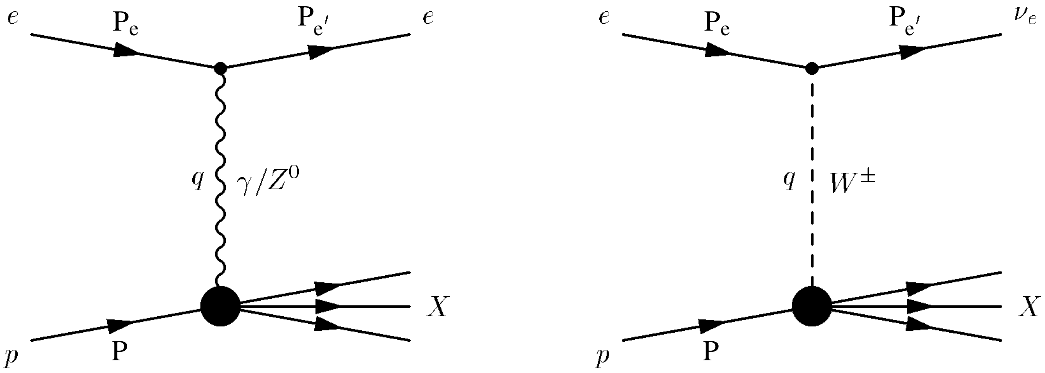


Abbildung 2.1: *Die Feynmangraphen für die e-p-Wechselwirkungen des ungeladenen Stroms NC (links), sowie des geladenen Stroms CC (rechts).*

Im Falle einer *elastischen* Streuung wechselwirkt das Eichboson mit dem Proton als Ganzem, das auch nach der Reaktion als gebundener Zustand vorliegt. Dagegen spricht man von einer (tief) *unelastischen* Streuung, wenn bei hohen Viererimpulsüberträgen das Proton nicht erhalten bleibt, und in diesem Fall den hadronischen Endzustand X bildet[4].

Die Kinematik der e-p-Streuung wird bei bekannter Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ des e-p-Systems vollständig durch zwei kinematische Variablen beschrieben. Es ist üblich, neben dem Quadrat des Viererimpulsübertrages Q^2, das die Virtualität der Wechselwirkung bezeichnet, eine der beiden dimensionslosen Skalenvariablen x oder y zu verwenden. Mit den Bezeichnungen aus Abbildung 2.1 lassen sich die folgenden Lorentz-invarianten Größen bilden:

$$s = (P + P_e)^2 \approx 4\, E_p\, E_e \tag{2.1}$$

$$Q^2 = -q^2 = -(P_e - P_{e'})^2 \tag{2.2}$$

$$W^2 = (P + q)^2 \tag{2.3}$$

$$x = \frac{Q^2}{2\, P \cdot q} \tag{2.4}$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot P_e} \tag{2.5}$$

W bezeichnet die invariante Masse des hadronischen Endzustandes X. Die Skalenvariable x wird auch als *Bjorken-x* bezeichnet und beschreibt im Rahmen des Quark-Partonmodels denjenigen Anteil am Protonimpuls, den das wechselwirkende Parton trägt[5]. Die Skalenvariable y beschreibt die Inelastizität des Streuprozesses und entspricht im Ruhesystem des Protons dem Verhältnis aus tatsächlichem und maximal möglichem Energieübertrag. Sowohl x als auch y können Werte zwischen 0 und 1 annehmen.

Unter Vernachlässigung der Elektronen- bzw. der Protonenmasse gilt zwischen den genannten Variablen die Beziehung:

---

[4] Englisch: **D**eep **I**nelastic **S**cattering: DIS.

[5] Vergleiche Abschnitt 2.1.1.

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \tag{2.6}$$

Unter Verwendung der Werte für die HERA-Strahlenergien von $E_p = 820$ GeV und $E_e = 27.6$ GeV ergeben sich die bereits genannte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \approx 300$ GeV und ein maximales Q^2_{max} von ≈ 90500 GeV^2.

Eine weitere gebräuchliche Variable zur Beschreibung eines Hadrons H im Endzustand ist die Rapidität:

$$\hat{y} = \frac{1}{2} \ln \frac{E_H + p_{z,H}}{E_H - p_{z,H}} \tag{2.7}$$

Dabei bezeichnet E_H die Energie des betreffenden Hadrons, bzw. $p_{z,H}$ dessen longitudinalen Impuls. Häufig wird die Pseudorapidität η verwendet, die definiert ist als:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p_H + p_{z,H}}{p_H - p_{z,H}} = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta_H}{2} \right) \right] \tag{2.8}$$

Dabei beschreibt p_H den Gesamtimpuls und θ_H den Polarwinkel des entsprechenden Hadrons. Läßt sich die Masse des Hadrons m_H gegenüber seiner Energie vernachlässigen $m_H \ll E_H$, so gilt $\eta \approx \hat{y}$.

Um die Kinematik einer erfolgten *e-p*-Wechselwirkung experimentell bestimmen zu können, stehen verschiedene Methoden zur Verfügung, die jeweils spezifische Vor- und Nachteile haben. Diese Methoden werden im folgenden knapp vorgestellt. Eine weiterführende Darstellung findet sich z.B. in [1].

Die Elektronen-Methode

Bei der Elektronenmethode werden die notwendigen Informationen zur Bestimmung der Ereigniskinematik allein aus den Meßgrößen des gestreuten Elektrons bestimmt. Es gelten die folgenden Zusammenhänge:

$$Q^2_e = 4\, E_e\, E_{e'} \cos^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \tag{2.9}$$

$$y_e = 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \tag{2.10}$$

Dabei bezeichnet θ_e den Polarwinkel des gestreuten Elektrons relativ zur Flugrichtung des Protons.

Die Hadronmethode

Die Hadronmethode wird auch als Methode nach Jacquet-Blondel bezeichnet [2]. Sie findet dann Anwendung, wenn das gestreute Lepton nicht oder im Hinblick auf $E_{e'}$ nur sehr schlecht in einer der H1 Detektorkomponenten gemessen werden konnte[6]. Es gilt:

---

[6] Dies gilt insbesondere für die Prozesse des geladenen Stroms CC, da hier das auslaufende Lepton ein Neutrino ist, das nicht im H1 Detektor nachgewiesen werden kann.

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e}\sum_i (E_i - p_{z,i}) \tag{2.11}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{1}{1-y_{JB}}\left(\sum_i p^2_{x,i}\right) + \left(\sum_i p^2_{y,i}\right) \tag{2.12}$$

Die jeweiligen Summen werden über alle i hadronischen Teilchen des Endzustandes gebildet, die im H1 Detektor nachgewiesen werden können. Die Variablen E_i, $p_{z,i}$ bzw. $p_{x,i}$ und $p_{y,i}$ bezeichnen die Energie, sowie den longitudinalen Impuls, bzw. die x- und y-Komponente des Impulses der einzelnen Hadronen.

Die Sigma (Σ)-Methode
Die Σ-Methode beruht sowohl auf der Rekonstruktion des gestreuten Elektrons, als auch der Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes. Da diese kombinierte Methode im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht verwendet wird, sei für eine detailliertere Darstellung auf [3] verwiesen.

Die Doppelwinkel-Methode
Die Doppelwinkel-Methode DA[7] verwendet die Polarwinkel des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustandes. Aufgrund der Tatsache, daß allein Streuwinkel zur Bestimmung der Ereigniskinematik verwendet werden, ist die Doppelwinkel-Methode in erster Näherung unabhängig von den globalen Energiekalibrationen der H1 Kalorimeter. Aus diesem Grund, zusammen mit der Tatsache, daß die erreichte Auflösung nur für einen stark eingeschränkten y-Bereich befriedigend ist, wird diese Methode primär für Kalibrationszwecke verwendet [4].

2.1.1 Tief unelastische Streuung

Wie bereits im vorherigen Abschnitt dargestellt wurde, ist die tief unelastische *e*-*p*-Streuung gekennzeichnet durch einen hohes Q^2 sowie eine hohe Masse des hadronischen Enzustandes X, d.h. das Proton verliert unter der Wechselwirkung seine hadronische Identität. Aus Gründen der Detektorakzeptanz wird häufig für die unelastische *e*-*p*-Wechselwirkung als untere Grenze für Q^2 ein Wert von ≈ 4 GeV angegeben.

Die zunächst unbekannte Struktur des Protons läßt sich durch drei Strukturfunktionen F_1, F_2 und F_3 beschreiben, wobei die Strukturfunktionen formuliert werden in Abhängigkeit von x und Q^2. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich dann schreiben als:

$$\frac{d^2\sigma^{NC}_{e^\pm p}(x,Q^2)}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2_{em}}{zQ^4}\left[y^2xF_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2) \mp (y-\frac{y^2}{2})xF_3(x,Q^2)\right] \tag{2.13}$$

Die Strukturfunktion $F_3(x,Q^2)$ umfaßt die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung. In guter Näherung kann dieser Term für $Q^2 \ll M_{W^\pm,Z^0}$ vernachlässigt werden.

Im Quark-Partonmodell wird die unelastische *e*-*p*-Streuung interpretiert als eine elastische Streuung an masselosen quasifreien Konstituenten mit Spin $1/2$ im Proton, den sogenannten Partonen. Für den

---

[7] Englisch: **D**ouble **A**ngle.

Grenzfall $Q^2 \to \infty$ und $P \cdot q \to \infty$ ergibt sich die sogenannte *Skaleninvarianz,* d.h. die Strukturfunktionen F_1 und F_2 hängen nur noch von der dimensionslosen („Skalen-losen“) Variablen x ab [5]:

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &\to F_1(x) \\ F_2(x, Q^2) &\to F_2(x) \end{aligned}$$

Die *Skalen*-Variable x läßt sich intepretieren als der Impulsanteil eines bestimmten Partons am Gesamtimpuls des Protons. Definiert man mit $q_i(x)$ die Wahrscheinlichkeit, ein Parton i mit der Ladung e_i und dem Impulsanteil x im Proton zu finden, so lassen sich die folgenden Relationen herleiten:

$$F_2(x) = x \sum_i e_i^2 (q_i(x) + \bar{q}_i(x)) \tag{2.14}$$

$$F_2(x) = 2\, x\, F_1(x) \tag{2.15}$$

Die Gleichung 2.15 wird auch als *Callan-Gross-Relation* bezeichnet [6].

Die Partonen des Protons wurden im Rahmen der Entwicklung des Quark-Partonmodells bald als Quarks identifiziert. Innerhalb des Quark-Partonmodells lassen sich verschiedene Summenregeln ableiten, die den relativen Anteil verschiedener Quarks im Proton angegeben. Allerdings zeigt sich im Rahmen der experimentellen Überprüfungen in diesem Zusammenhang, daß die Quarks nur ungefähr die Hälfte des gesamten Impulses des Protons tragen können.

Diese Beobachtung bildet ein starkes Indiz für die Existenz weiterer Bestandteile im Proton. Im Rahmen der Entwicklung der Quantenchromodynamik QCD wurde deutlich, daß insbesondere die Gluonen als Eichbosonen der starken Wechselwirkung eine entscheidende Rolle für den Aufbau des Protons spielen. Das statische Bild des Quark-Partonmodells wurde durch ein dynamisches Modell ersetzt, das die verschiedenen Prozesse zwischen Quarks und Gluonen sowie die Gluonenselbstkopplung berücksichtigt. Als unmittelbare Folge der QCD ergibt sich eine Verletzung der Callan-Gross-Relation bzw. der Bjorken-Skaleninvarianz.

Integraler Bestandteil der QCD ist das Faktorisierungstheorem, d.h. es wird eine Trennung eingeführt zwischen kurz- und langreichweitigen Effekten. Die kurzreichweitigen Effekte lassen sich störungstheoretisch behandeln, da hier die Energieskalen groß sind und aufgrund der asymptotischen Freiheit die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung klein ist[8]. Die langreichweitigen Effekte werden durch Partondichteverteilungen $p(x, Q^2)$ parametrisiert, wobei unter Partonen im Gegensatz zum Quark-Partonmodell in der QCD sowohl Quarks und Antiquarks, als auch Gluonen subsummiert werden.

Die Partondichteverteilungen $p(x, Q^2)$ lassen sich ihrerseits durch störungstheoretische Näherungsrechnungen entwickeln. Die Entwicklung der Quark bzw. Gluonendichte zu höheren Q^2 nach $t = \ln(Q^2/\Lambda_{QCD})$ wird in den sogenannten DGLAP-Gleichungen[9] durchgeführt [7], [8]:

---

[8] Die QCD-Störungsrechnung wird nach dem entsprechenden englischen Terminus auch als pQCD bezeichnet: **p**ertubative **QCD**.

[9] Die Gleichungen sind benannt nach ihren Autoren Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Paresi.

$$\frac{\partial q(x,t)}{\partial t} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[q(y,t)P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,t)P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)\right] \tag{2.16}$$

$$\frac{\partial g(x,t)}{\partial t} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[q(y,t)P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,t)P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)\right] \tag{2.17}$$

Die Gleichung 2.16 beschreibt dabei die Entwicklung der Quarkdichten, wohingegen die Gleichung 2.17 die Entwicklung der Gluonendichte angibt. Für das Proton müssen dabei die verschiedenen Quarks q_i, die im Proton auftreten, berücksichtigt werden. Die Funktionen $P_{qq}, \ldots, P_{gg}$ in Abhängigkeit von x/y geben die Wahrscheinlichkeit an, daß ein neues Parton mit Impulsanteil x aus einem Ausgangsparton mit Impulsanteil $y > x$ hervorgeht. Die Indizes q und g bezeichnen Quarks und Gluonen, wobei der erstgenannte Index für das neu gebildete Parton steht. Die vier Funktionen $P_{qq}, \ldots, P_{gg}$ werden auch als *Splitting-Funktionen* bezeichnet. Der Parameter Λ_{QCD} aus der Definition des Entwicklungsparameters t setzt die Skala für die starke Kopplungskonstante α_s fest. Er läßt sich nicht aus der QCD selbst herleiten, sondern muß aus dem Experiment bestimmt werden. Für die Partondichteverteilungen $p(x, Q^2)$ wurden, ausgehend von unterschiedlichen, experimentell gemessenen Partondichten, verschiedene Parametrisierungssätze für die Beschreibung der Protonstrukturfunktion entwickelt.

2.1.2 Photoproduktion

Die Photoproduktion ist gekennzeichnet durch den Austausch von quasi-reellen Photonen bei einem kleinen Viererimpulsübertrag $Q^2 \rightarrow 0$, wobei das einlaufende Elektron unter einem sehr flachen Winkel $\theta_e \approx 180\,°$ gestreut wird. Unter Verwendung von Gleichung 2.10 ergibt sich somit:

$$y \approx 1 - \frac{E_{e'}}{E_e} \tag{2.18}$$

Die Schwerpunktsenergie des γp-Systems $W_{\gamma p}$ ist gegeben durch:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{ys - Q^2} \approx \sqrt{ys} \tag{2.19}$$

In der Photoproduktion kann der Prozeß der *e*-*p*-Streuung beschrieben werden als Fluß quasi-reeller Photonen, die von den einlaufenden Elektronen emittiert werden, wobei die Photonen dann jeweils in einem harten Subprozeß mit den Protonen wechselwirken. Die erweiterte *Weizsäcker-Williams Approximation* WWA [9], [10], [11], stellt die Verbindung her zwischen dem (totalen) *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} und dem (totalen) Photoproduktionsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$:

$$\frac{d\sigma_{ep}}{dy} = f_{\gamma/e}(y)\,\sigma_{\gamma p} \tag{2.20}$$

Dabei ist der Photonfluß $f_{\gamma/e}$ gegeben durch:

$$f_{\gamma/e}(y) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi}\left[\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\left(\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}}\right) - 2\frac{(1-y)}{y}\right] \tag{2.21}$$

Der maximale bzw. minimale Viererimpulsübertrag im harten Subprozeß Q^2_{max} bzw. Q^2_{min} sind bestimmt durch [12]:

$$Q^2_{max} = E_e^2 \cdot (1-y) \cdot \hat{\theta}^2_{max} \tag{2.22}$$

$$Q^2_{min} = \frac{(y \cdot m_e)^2}{1-y} \quad , \tag{2.23}$$

wobei $\hat{\theta}_{\mathrm{max}}$ den maximal möglichen Streuwinkel des Elektrons bezeichnet, sowie m_e dessen Masse[10]. Durch Integration über y erhält man:

$$\sigma_{ep} = F_{\gamma/e}\,\sigma_{\gamma p} \tag{2.24}$$

mit dem integrierten Photon-Fluß:

$$F_{\gamma/e} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} f_{\gamma/e}(y)\; dy \tag{2.25}$$

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden nur Ereignisse untersucht, bei denen das gestreute Elektron in einem der beiden *e*-Tagger des H1 Detektors nachgewiesen werden konnte. Die konkrete Berechnung der oben genannten Größen wird in Abschnitt 3.4 bei der Darstellung der beiden *e*-Tagger durchgeführt.

Bei der Photoproduktion läßt sich zwischen zwei Kategorien hinsichtlich der Art der Wechselwirkung zwischen Photon und Proton unterscheiden:

1. Die direkten Prozesse.
2. Die hadronischen Prozesse.

Bei den direkten Prozessen wechselwirkt das Photon als punktförmiges Eichboson durch die elektromagnetische Wechselwirkung. In führender Ordnung[11] sind die beiden direkten Prozesse gegeben durch die *Boson-Gluon-Fusion* und den QCD-Compton Prozeß. Bei der Boson-Gluon-Fusion[12]

---

[10] Der Streuwinkel wird als $\hat{\theta}$ bezeichnet, weil er in diesem Kontext, entgegen der sonstigen H1 Konvention, sich auf die Flugrichtung des *Elektrons* bezieht.

[11] Der Terminus „In führender Ordnung" bezeichnet den Sachverhalt, daß nur die unmittelbare, jeweilige Wechselwirkung betrachtet wird. Demgegenüber werden in der nächst-führenden Ordnung auch Prozesse wie zusätzliche Gluonabstrahlung etc. berücksichtigt. Nach den englischen Termini spricht man auch von **L**eading-**O**rder LO, bzw. **N**ext-to-**L**eading-**O**rder NLO.

[12] Vergleiche die Abbildung 2.2.

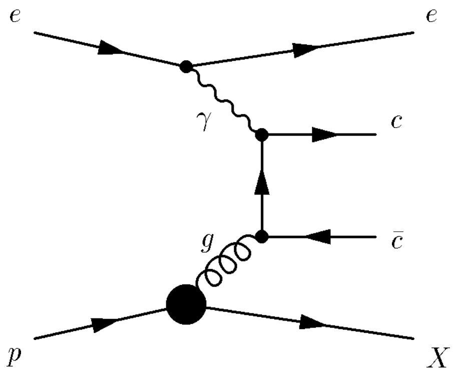


Abbildung 2.2: *Der Feynmangraph der Boson-Gluon-Fusion für die Bildung eines $c\bar{c}$-Paares.*

ist der Wechselwirkungspartner des Photons ein Gluon, bei dem QCD-Compton Prozeß findet die Wechselwirkung statt zwischen dem Photon und einem Quark. Die Boson-Gluon-Fusion wird in dem Abschnitt 2.2 ausführlich dargstellt.

Die hadronischen Prozesse werden auch als Prozesse mit *aufgelöstem* Photon bezeichnet. In diesen Prozessen zeigt das Photon eine Partonstruktur und die jeweilige Reaktion findet über die starke Wechselwirkung statt. Man unterscheidet die möglichen hadronischen Prozesse nach ihrer Virtualität. Bei kleinen Virtualitäten wird das phänomenologische *Vektor-Dominanz-Modell* zur Beschreibung der Photon-Wechselwirkung verwendet. Im Rahmen dieses Modells fluktuiert das Photon in einen *gebundenen*, virtuellen $q\bar{q}$-Zustand, d.h. in ein Vektormeson ($\rho^0, \omega, \ldots$). Das Vektormeson seinerseits ist dann der eigentliche Wechselwirkungspartner des Protons. Bei höherer Virtualität fluktuiert das Photon in ein *ungebundenes*, virtuelles $q\bar{q}$-Paar. Dieser Anteil der hadronischen Prozesse wird als *anomale Komponente* bezeichnet.

Bei der Diskussion der Produktion schwerer Quarks in dem nachfolgenden Abschnitt 2.2 wird anhand des Beispiels der $c\bar{c}$-Produktion noch einmal auf die Prozesse mit aufgelöstem Photon eingegangen.

Der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion läßt sich nach den obigen Ausführungen schreiben als Summe Summe aus direktem und aufgelöstem Anteil:

$$\sigma_{\gamma p} \ = \ \sigma_{\gamma p}^{dir} + \sigma_{\gamma p}^{res} \tag{2.26}$$

2.2 Die Produktion von Hadronen mit *charm*

Der Hauptprozeß der Produktion von *charm* in der *e*-*p*-Streuung bei HERA ist die *Photon*-Gluon-Fusion[13]. Die Photon-Gluon-Fusion ist ein Spezialfall der *Boson*-Gluon-Fusion. Allerdings kann die

---

[13] Diese Aussage gilt allgemein für die Erzeugung von schweren Quarks, also sowohl für *charm*- als auch *beauty*-Quarks. Da die vorliegende Arbeit sich mit dem Nachweis von Hadronen mit *charm* beschäftigt, wird in dem vorliegenden Abschnitt sich auf den speziellen Fall von Prozessen mit c-Quarks beschränkt.

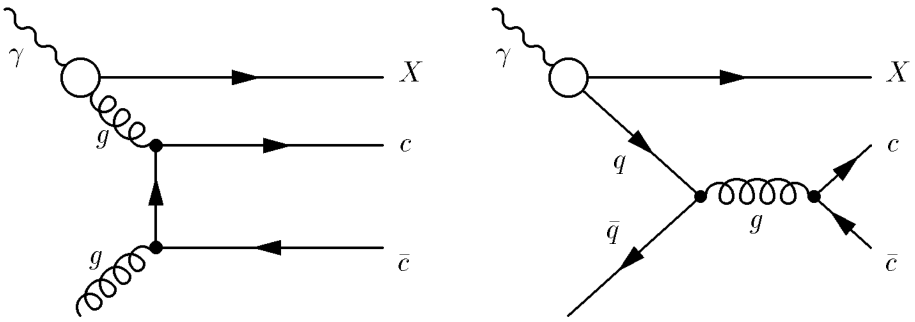


Abbildung 2.3: *Prozesse mit aufgelöstem Photon. Links: Der Feynmangraph für den Prozeß der Gluon-Gluon Fusion. Rechts: Der Feynmangraph für die Quark-Antiquark Annihilation.*

Produktion von *charm* durch die schweren Eichbosonen aufgrund deren hoher Massen vernachlässigt werden.

Der Feynmangraph der Photon-Gluon-Fusion in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_{em}, \alpha_s)$ für die Erzeugung eines $c\bar{c}$-Paares ist in der Abbildung 2.2 dargestellt. Der harte Subprozeß läßt sich formulieren als:

$$\begin{aligned} \gamma + g &\rightarrow c + \bar{c} \\ q + p_g &\rightarrow p_c + p_{\bar{c}} \end{aligned} \tag{2.27}$$

Dabei ist in der Gleichung 2.27 der Prozeß der Photon-Gluon-Fusion in der Notation der Viererimpulsvektoren dargestellt[14]. Zur vollständigen Beschreibung der Kinematik der Photon-Gluon-Fusion sind neben den bereits eingeführten Größen für die *e*-*p*-Wechselwirkung[15] im Hinblick auf den harten Subprozeß weitere Variablen notwendig. Üblicherweise werden die drei folgenden Größen gewählt:

Der Impulsanteil x_g des Gluons relativ zum Proton:

$$p_g = x_g \cdot P \tag{2.28}$$

Das Verhältnis des tatsächlichen zum maximal möglichen Impuls senkrecht zur Protonrichtung:

$$z = \frac{P \cdot p_c}{P \cdot q} \tag{2.29}$$

Der Azimutalwinkel Φ zwischen Lepton- und Hadron-Ebene:

---

[14] In Anlehnung an den Viererimpuls q werden für den harten Subprozeß kleine Buchstaben gewählt.

[15] Vergleiche Abschnitt 2.1.

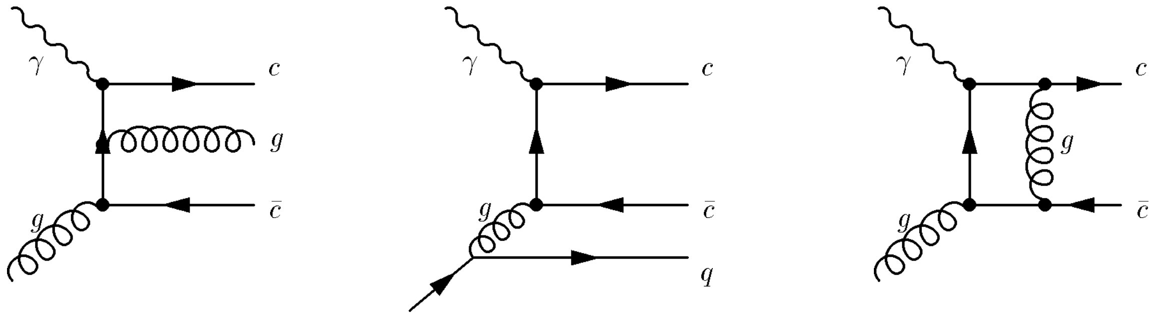


Abbildung 2.4: *Höhere Ordnungen der Photon-Gluon Fusion. Links: Die Ordnung* $\mathcal{O}(\alpha_{em}, \alpha_s^2)$ *mit* $\gamma g \to c\bar{c}g$*. Mitte: Die Ordnung* $\mathcal{O}(\alpha_{em}, \alpha_s^2)$ *mit* $\gamma g \to c\bar{c}q$*. Rechts: Die Ordnung* $\mathcal{O}(\alpha_{em}, \alpha_s^3)$ *mit* $\gamma g \to c\bar{c}$*.*

$$\cos(\Phi) \; = \; \frac{(\vec{p_g} \times \vec{p_e}) \cdot (\vec{p_g} \times \vec{p_c})}{|\vec{p_g} \times \vec{p_e}| \cdot |\vec{p_g} \times \vec{p_c}|} \tag{2.30}$$

Weiterhin läßt sich die Schwerpunktsenergie des $c\bar{c}$-Systems angeben durch:

$$\hat{s} \; = \; (p_g + q)^2 \; = \; (p_c + p_{\bar{c}})^2 \tag{2.31}$$

Der Photon-Proton Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ kann faktorisiert werden in einen Photon-Gluon Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma g}$ und eine Gluondichte im Proton g:

$$\sigma_{\gamma p} = \int dx_g \, g(x_g, \mu_f) \cdot \sigma_{\gamma g}(\hat{s}, m_c, \mu_f, \mu_r) \tag{2.32}$$

Für die Gluondichte bzw. den Photon-Gluon Wirkungsquerschnitt treten Abhängigkeiten auf von der Faktorisierungsskala μ_f und der Renormierungsskala μ_r. Hierauf soll nicht im einzelnen eingegangen werden. Eine übliche Wahl für diese beiden Größen besteht in der Photoproduktion von *charm* z.B. in den Werten $\mu_r = \sqrt{m_c^2 + p_t^2}$ oder $\mu_r = m_c$ zusammen mit $\mu_f = 2\mu_r$ [13]. Die Berechnungen des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma p}$ der Erzeugung von *charm* in der Photoproduktion wurden zuerst von Ellis und Nason durchgeführt [14]. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt der Niederschrift sind insbesondere die Arbeiten von Frixione, Mangano, Nason und Ridolfi zu beachten, z.B. [15], [16], [17], [18], [19].

In der Abbildung 2.3 sind die Feynmangraphen für Prozesse mit aufgelöstem Photon dargestellt. Bei der Produktion von *charm* in diesen Prozessen ist zu beachten, daß für den harten Subprozeß nur noch ein Teil der ursprünglichen Energie des Photons zur Verfügung steht. Dieser Effekt äußert sich z.B. darin, daß die *charm*-Hadronen aus Prozessen mit aufgelöstem Photon ein weicheres p_t-Spektrum zeigen als diejenigen, die in direkten Prozessen gebildet wurden.

Die Abbildung 2.4 zeigt Prozesse in höherer Ordnung für die Photon-Gluon-Fusion. Der entsprechende Prozeß in führender Ordnung ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Neuere Rechnungen in [17] zeigen, daß bei HERA die Korrekturen der höheren Ordnungen Beträge in der Größenordnung von $50\,\%$ zu den *charm*-Wirkungsquerschnitten liefern.

Abschließend soll in dem vorliegenden Abschnitt auf die experimentelle Bestimmung der in Gleichung 2.29 definierten Größe z eingegangen werden. Diese Größe stellt im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine wichtige Variable in der später beschriebenen Selektion von Λ_c-Baryonen dar. Sie läßt sich in Analogie zu der Skalenvariablen y aus der Gleichung 2.5 als Inelastizität im Hinblick auf den harten Subprozeß der Photon-Gluon-Fusion interpretieren.

Die Gleichung 2.29 läßt sich durch Einsetzen für die entsprechenden Vierervektoren umformen zu:

$$z \;=\; \frac{E_c - p_{z,c}}{2\,y\,E_e} \quad , \tag{2.33}$$

wobei E_c die Energie des c-Quarks bezeichnet und $p_{z,c}$ seinen longitudinalen Impuls.

Der Viererimpuls p_c des c-Quarks aus der Photon-Gluon-Fusion, der in der Definitionsgleichung 2.29 auftritt, bzw. seine Energie E_c oder sein longitudinaler Impuls $p_{z,c}$ aus der Gleichung 2.33, ist bzw. sind experimentell nicht direkt zugänglich, da das *charm*-Quark nur in einem gebundenen hadronischen Zustand auftreten kann. In der vorliegenden Analyse ist dieses Hadron das Λ_c-Baryon. Für eine experimentelle Bestimmung von z läßt sich deshalb im vorliegenden Fall, ausgehend von Gleichung 2.33, der folgende Ansatz machen:

$$z \;\approx\; \frac{(E - p_z)_{\Lambda_c}}{2\,y\,E_e} \tag{2.34}$$

Die Größe y ist nun experimentell auf verschiedene Art und Weise bestimmbar[16]. Wenn das gestreute Elektron in einem der beiden e-Tagger des H1 Detektors nachgewiesen wird, kann prinzipiell die Gleichung 2.18 verwendet werden. Die Bestimmung von y gemäß der Gleichung 2.18 setzt allerdings eine präzise Messung der Energie $E_{e'}$ des gestreuten Elektrons voraus. Dieser Sachverhalt ist aber lediglich für den e-Tagger-33, *nicht* jedoch für den e-Tagger-44 gegeben. Hierauf wird in Abschnitt 3.4 detailliert eingegangen.

Aus diesem Grund wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit das y aus der Gleichung 2.34 über die Methode von Jacquet-Blondel gemäß Gleichung 2.11 berechnet. Die auf diese Weise bestimmte Größe z wird durch einen entsprechenden Index als z_{JB} gekennzeichnet.

Durch Einsetzen ergibt sich:

$$\begin{aligned} z_{JB} \;&=\; \frac{(E - p_z)_{\Lambda_c}}{2\,y_{JB}\,E_e} && (2.35)\\ &=\; \frac{(E - p_z)_{\Lambda_c}}{\sum_i (E_i - p_{z,i})} && (2.36) \end{aligned}$$

---

[16] Vergleiche Abschnitt 2.1.

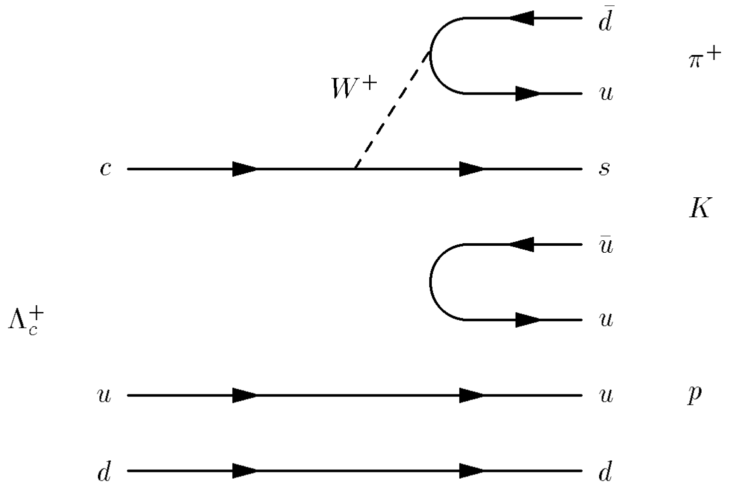


Abbildung 2.5: *Der Zerfall* $\Lambda_c \to pK\pi$ *im Zuschauer-Diagramm.*

2.3 Zerfälle von Λ_c-Baryonen

In dem vorliegenden Abschnitt soll auf den Zerfall der Λ_c-Baryonen eingegangen werden, deren Rekonstruktion der Hauptgegenstand der vorliegenden Arbeit ist. Das Λ_c ist das leichteste Baryon, das ein *charm*-Quark enthält. Das Λ_c^+ ist im Quarkbild aufgebaut als (u, d, c), das Λ_c^- entsprechend als $(\bar{u}, \bar{d}, \bar{c})$. Seine Masse beträgt $m(\Lambda_c) = (2284.9 \pm 0.6)$ MeV [20][17]. Seine Mittlere Lebensdauer ist bestimmt zu $(0.206 \pm 0.012) \times 10^{-12}$ s, womit sich eine mittlere Zerfallslänge von $c\tau(\Lambda_c) = 61.8\,\mu$m ergibt.

Wie alle Hadronen mit *charm* zerfällt das Λ_c bedingt durch den schwachen Zerfall seines *charm*-Quarks. Das c-Quark geht dabei in ein leichteres Quark sowie ein virtuelles $W^\pm$-Boson über. Das $W^\pm$ seinerseits kann ein Leptonenpaar l, ν_l oder ein $q\bar{q}$-Paar bilden. In dem ersten Fall spricht man von einem semileptonischen, in dem zweiten von einem hadronischen Zerfall. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen in verschiedenen hadronischen Zerfallskanälen.

Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines c-Quarks in ein bestimmtes anderes Quark ist proportional dem Quadrat des entsprechenden Matrixelementes der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix):

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{2.37}$$

In einem reduzierten Ansatz mit den vier leichtesten Quarks ergibt sich die Cabbibo-Matrix:

---

[17] Soweit nicht anderweitig erwähnt, sind alle Werte in diesem Kapitel der aktuellen Ausgabe der Particle Data Group entnommen.

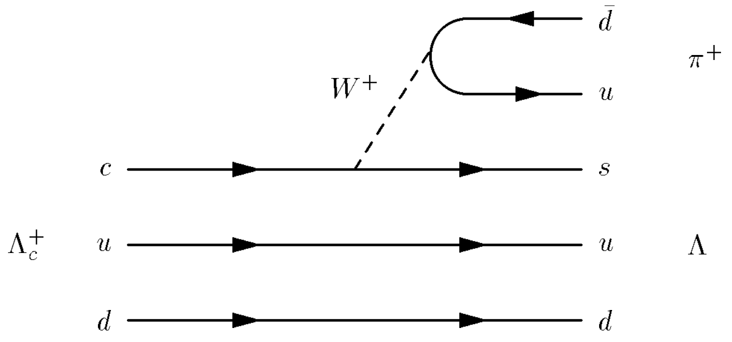


Abbildung 2.6: *Der Zerfall $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ im Zuschauer-Diagramm.*

$$\begin{pmatrix} \cos\theta_C & \sin\theta_C \\ -\sin\theta_C & \cos\theta_C \end{pmatrix} , \tag{2.38}$$

wobei θ_C den Cabbibo-Winkel bezeichnet. Damit ergeben sich z.B. die folgenden Übergangswahrscheinlichkeiten:

$$\begin{array}{ccccccccc} c & \to & sW^+ & \sim & |V_{cs}|^2 & \approx & \cos^2\theta_C & \approx & 1 \\ c & \to & dW^+ & \sim & |V_{cd}|^2 & \approx & \sin^2\theta_C & \approx & (0.22)^2 \end{array}$$

Der Übergang $c \to s$ wird als *Cabbibo-erlaubt* bezeichnet, wohingegen der Übergang $c \to d$ *Cabbibo-unterdrückt* ist.

In der Abbildung 2.5 ist als Beispiel für den Zerfall von Λ_c-Baryonen der Zerfall $\Lambda_c \to pK\pi$ als Zuschauer-Diagramm dargestellt. Man erkennt deutlich den Zerfall des c-Quarks $c \to s$, wobei das virtuelle W^+ an ein $u, \bar{d}$-Quarkpaar koppelt. Einige wichtige Zerfallskanäle des Λ_c sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt:

	Zerfallskanal	*BR* [%]	Endzustand	*BR_{eff}* [%]	rel. Fehler [%]
1	$\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$	5.0 ± 1.3	$pK^-\pi^+$	5.0 ± 1.3	26.0
2	$\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$	0.9 ± 0.28	$(p\pi^-)\pi^+$	0.58 ± 0.18	31.0
3	$\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+\pi^-\pi^+$	3.3 ± 1.0	$(p\pi^-)\pi^+\pi^-\pi^+$	2.1 ± 0.6	30.3
4	$\Lambda_c^+ \to \bar{K}^0 p$	2.5 ± 0.7	$(\pi^+\pi^-)p$	0.86 ± 0.24	27.9
5	$\Lambda_c^+ \to \bar{K}^0 p\pi^-\pi^+$	2.4 ± 1.1	$(\pi^+\pi^-)p\pi^-\pi^+$	0.82 ± 0.38	45.8

Tabelle 2.1: *Einige der Zerfallskanäle der Λ_c-Baryonen.*

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die in der Tabelle 2.1 unter den Nummern 1, 2 und 4 genannten Zerfallskanäle untersucht[18].

---

[18] Ebenso werden jeweils auch die ladungskonjugierten Zerfälle behandelt. Im nachfolgenden werden die jeweiligen

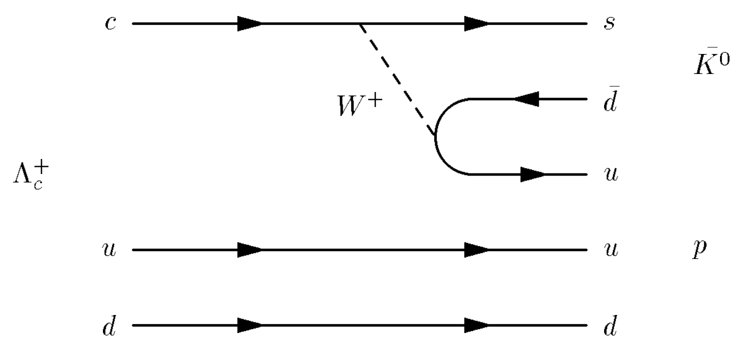


Abbildung 2.7: *Der Zerfall $\Lambda_c \rightarrow K^0 p$ im Zuschauer-Diagramm.*

Der Zerfall $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ stellt denjenigen Kanal mit dem am Abstand höchsten Verzweigungsverhältnis aller Λ_c-Zerfallskanäle dar. Aus diesem Grund ist eine Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen in diesem Zerfallsmodus besonders aussichtsreich. Dieser Kanal wird auch bei anderen Experimenten bevorzugt rekonstruiert und als Referenz für andere Zerfallsmodi verwendet [21], [22]. Tatsächlich sind alle weiteren Verzweigungsverhältnisse aller bekannten Λ_c-Zerfallskanäle unmittelbar oder mittelbar in Relation zu demjenigen des Zerfalls $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ bestimmt.

Der Nachteil im Hinblick auf die experimentelle Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen liegt für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ in der sehr hohen Kombinatorik. Eine diesbezügliche Rekonstruktion kann nur dann erfolgreich sein, wenn es gelingt, die Anzahl der prinzipiell möglichen Kombinationen durch begründete Zuordnung einer bestimmten Teilchenhypothese zu den jeweiligen Zerfallsteilchen erheblich einzuschränken. Aus diesem Grund ist eine gute Teilchenidentifikation die Grundvoraussetzung für jeden Rekonstruktionsversuch in dem Zerfallsmodus $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$.

Der zweite in der vorliegenden Arbeit untersuchte Λ_c-Zerfall ist der Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$. Er ist als Zuschauerdiagramm in Abbildung 2.6 dargestellt. Dieser Zerfallsmodus hat ein erheblich geringeres Verzweigungsverhältnis als der Hauptkanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$. Dieser Sachverhalt verstärkt sich noch dadurch, daß nur (63.9 ± 0.5) % der Λ-Baryonen so zerfallen, daß sie sich im Rahmen des H1 Detektors nachweisen lassen, d.h. gemäß des Zerfalls $\Lambda \rightarrow p\pi$. Der entscheidende Vorteil des Zerfallskanals $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ liegt allerdings in seiner erheblich eingeschränkten Kombinatorik. Das Λ weist durch seine vergleichsweise lange Lebensdauer einen Zerfallsort (sekundären Vertex) auf, der deutlich vom ursprünglichen (primären) Vertex der Produktion des Λ_c entfernt ist. Durch diesen Umstand lassen sich zwei der drei finalen Λ_c-Zerfallsteilchen eindeutig bestimmen. Darüberhinaus ist experimentell eine Unterscheidung zwischen Λ und $\bar{\Lambda}$ möglich, so daß die zu bildenden Ladungskombinationen im Hinblick auf das dritte Zerfallsteilchen des Λ_c bekannt sind.

Der in der Tabelle 2.1 als drittes aufgeführte Zerfallskanal wird in der vorliegenden Arbeit *nicht* untersucht. Er bietet zwar ebenfalls die Möglichkeit einer vergleichsweise eindeutigen Identifikation des Λ und weist ein relativ hohes Verzweigungsverhältnis auf, gleichzeitig sind aber fünf Teilchen im Endzustand zu rekonstruieren, wodurch zum einen die totale Rekonstruktionseffizienz abnimmt, zum anderen ein erheblicher kombinatorischer Untergrund entsteht.

Ladungszustände i.a. nicht explizit voneinander unterschieden. Die gebrauchten Bezeichungen $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \rightarrow K^0 p$ stehen somit für jeweils *beide* Ladungszustände.

Der dritte untersuchte Zerfallskanal schließlich ist der Zerfall $\Lambda_c \to K^0 p$, der in Abbildung 2.7 dargestellt ist . Auch in diesem Zerfall besteht die Möglichkeit, zwei der drei finalen Λ_c-Zerfallsteilchen durch die Rekonstruktion eines deutlich separierten sekundären Vertex zu bestimmen. Es ist allerdings zu beachten, daß von den unmittelbar produzierten K^0 nur $50\,\%$ nach K^0_S zerfallen, die allein im H1 Detektor nachweisbar sind, wohingegen die übrigen $50\,\%$ als K^0_L erst weit außerhalb des Detektors zerfallen würden. Von den K^0_S wiederum zerfallen lediglich $(68.61 \pm 0.28)\,\%$ durch $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, so daß sich letztlich ein niedriges effektives Verzweigungsverhältnis *BR_{eff}* ergibt. Durch den Zerfall des K^0_S in zwei Pionen ist zudem nicht unterscheidbar, ob im Ausgangszustand der Zerfallskaskade ein Λ_c^+ oder ein Λ_c^- vorgelegen hat, wodurch die Ladung des zu kombinierenden dritten Zerfallsteilchens unbekannt ist.

Der Zerfallskanal mit der Nummer 5 in der Tabelle 2.1 ist lediglich als Analogon zu dem als Nummer 3 tabellierten Modus aufgeführt. Es ist evident, daß er gegenüber den bereits diskutierten Kanälen keine Vorteile bietet.

Abschließend sei insbesondere noch einmal auf die hohen relativen Fehler der einzelnen Verzweigungsverhältnisse hingewiesen. Dieser Umstand führt bei einer quantitativen Analyse der Λ_c-Zerfälle z.B. im Kontext der Berechnung von Wirkungsquerschnitten zu erheblichen systematischen bzw. theoretischen Fehlern. Auch von theoretischer Seite sind die noch immer relativ ungenauen experimentellen Aussagen in Bezug auf Baryonen mit *charm* nicht zu präzisieren. Überlegungen im Rahmen der sogenannten HQET[19] sind ebenfalls geprägt von erheblichen Unsicherheiten und zumeist nur in sehr unbefriedigender Übereinstimmung zu experimentellen Ergebnissen [23], [24].

---

[19] Englisch: **H**eavy **Q**uark **E**ffective **T**heory.

Kapitel 3

Das H1 Experiment am Speicherring HERA

In dem folgenden Kapitel werden sowohl der Elektronen-Protonen Speicherring HERA, als auch der H1-Detektor dargestellt. Bei der Beschreibung des H1-Detektors wird nach einem allgemeinen Überblick detailliert auf diejenigen Komponenten eingegangen, die für die vorliegende Analyse von besonderer Bedeutung sind. Dies sind insbesondere die zentrale Spurkammer CJC sowie darüberhinaus die beiden Elektronen-Tagger[1].

3.1 Der Speicherring HERA

Die Speicherring-Anlage HERA (siehe Abbildung 3.1) befindet sich im Nordwesten Hamburgs und wird im Rahmen des **D**eutschen **E**lektronen-**Sy**nchrotrons DESY betrieben. Sie ist die weltweit einzige Speicherring-Anlage, in der Elektronen[2] und Protonen zur Kollision gebracht werden. Elektronen und Protonen durchlaufen jeweils zunächst eine Serie von Vorbeschleunigern, bevor sie in zwei getrennte Speicherringe von je $6.4\,\text{km}$ Umfang injiziert und dort auf ihre endgültige Energie von $27.6\,\text{GeV}$ bzw. $820\,\text{GeV}$ beschleunigt werden. Die Schwerpunktsenergie beträgt bei diesen Strahlenergien $\sqrt{s} \approx 300\,\text{GeV}$. Das Quadrat des maximalen Viererimpulsübertrages $Q^2_{max} \approx s$ liegt damit um 2 Größenordnungen über denjenigen der bisherigen *e*-*p*-Streuexperimente mit ruhenden Protonen.

Sowohl Elektronen als auch Protonen können jeweils in bis zu 210 Teilchenpaketen pro Strahl gespeichert werden. Damit ergibt sich eine Frequenz von $10.4\,\text{MHz}$ für mögliche *e*-*p*-Wechselwirkungen[3]. Eine geringe Anzahl sowohl von Elektronen- als auch Protonen-Teilchenpaketen werden ohne möglichen Kollisionspartner als sogenannte *pilot*-Pakete verwendet: Ein solches Vorgehen erlaubt Studien des Strahl-induzierten Untergrundes, hervorgerufen durch Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit Restgasatomen oder den Wänden des Strahlrohres. In Tabelle 3.1 sind einige HERA Parameter zusammengefaßt.

Die Elektronen und Protonen werden an zwei Wechselwirkungszonen in ein gemeinsames Strahl-

---

[1] Im folgenden werden diese Komponenten gegebenenfalls nach ihrer z-Postion als *e*-Tagger-33 und *e*-Tagger-44 unterschieden.

[2] In den Jahren 1995-1997 wurden *Positronen* verwendet. Soweit nicht ausdrücklich anderweitig erwähnt, wird der Ausdruck *Elektronen* synonym auch für Positronen verwendet.

[3] Die Überkreuzungen der Elektronen- und Protonen-Teilchenpakete werden im folgenden nach dem englischen Terminus zumeist als *bunch crossing*, Abk. *BC*, bezeichnet.

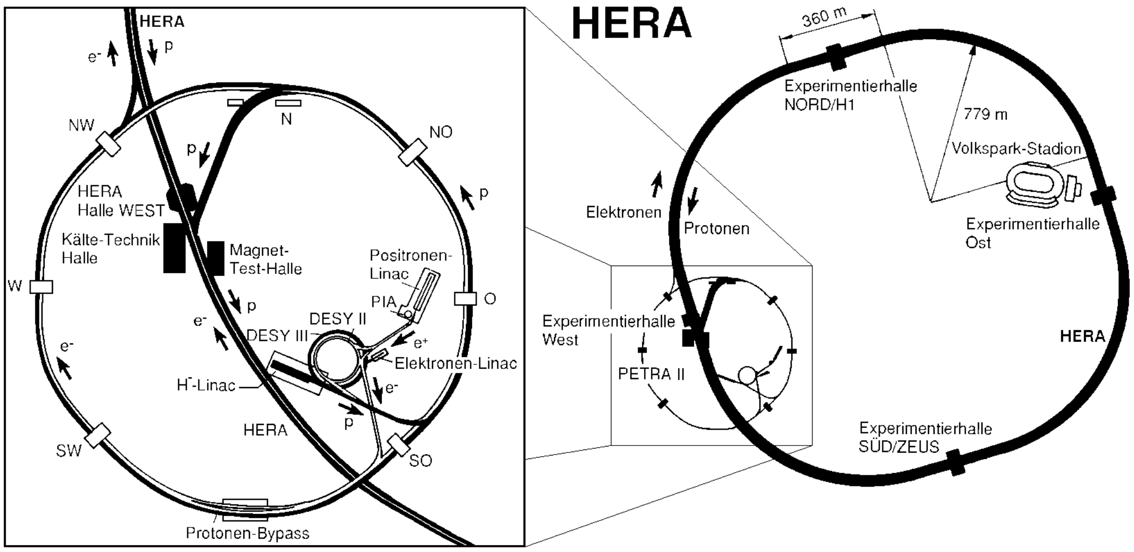


Abbildung 3.1: *Die Speicherringanlage HERA. Rechts: Skizze des HERA-Ringes mit den vier Experimenten: H1 (Nord), ZEUS (Süd), Hermes (Ost) und HERA-B (West). Links: Überblick über die Vorbeschleuniger.*

rohr geführt und zur Kollision gebracht. An diesen beiden *e*-*p*-Wechselwirkungszonen sind das ZEUS Experiment bzw. das H1 Experiment aufgebaut. Zwei weitere Experimente nutzen jeweils nur einen der beiden HERA-Speicherringe: Das Hermes Experiment führt Untersuchungen zur Spin-Struktur von Nukleonen durch. Zu diesem Zweck wird der longitudinal polarisierte Elektronen-Strahl durch ein polarisiertes Gastarget gelenkt [25], [26]. Das HERA-B Experiment hat zum Ziel, CP-Verletzungen im $B^0\bar{B}^0$ System zu untersuchen, insbesondere durch die Rekonstruktion des Zerfallskanals $B^0 \rightarrow J\!/\!\Psi\, K^0$. Zur Erzeugung der B-Mesonen wird ein Aluminium-Target in die Strahl-Halo des Protonen-Strahls gefahren [27], [28], [29].

	Design		1995		1996	
	e	p	e	p	e	p
Strahlenergie [GeV]	30	820	27.6	820	27.6	820
Mittlerer Strahlstrom [mA]	58	163	18.4	54	20.6	60.3
Teilchenpakete	210	210	175	175	175	175
Lebensdauer [h]	10	20	≈ 10	> 100	≈ 10	> 100
spez. Luminosität $\mathcal{L}_{spez}$ [cm^{-2}s^{-1}A^{-2}]	$4.0 \cdot 10^{29}$		$4.1 \cdot 10^{29}$		$4.1 \cdot 10^{29}$	
max. Luminosität $\mathcal{L}_{max}$ [cm^{-2}s^{-1}]	$16.0 \cdot 10^{30}$		$5.9 \cdot 10^{30}$		$8.4 \cdot 10^{30}$	
integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{int}$ [nb^{-1}Jahr^{-1}]	10000		11055		14366	

Tabelle 3.1: *Einige HERA Parameter.*

3.2 Der H1 Detektor

Der H1 Detektor ist ein Universal-Detektor zum Nachweis der bei den e-p-Wechselwirkungen auftretenden Teilchen. Er überdeckt nahezu den gesamten Raumwinkelbereich, wobei zusätzlich einzelne Komponenten z.T. weit außerhalb des Hauptdetektors installiert sind: In rückwärtiger Richtung z.B. die Elektronen-Tagger, in Vorwärtsrichtung z.B. das FPS [30]. Dabei definiert das H1 Koordinatensystem die Vorwärtsrichtung in Flugrichtung des Protonenstrahls: der Koordinaten-Ursprung liegt am nominellen Wechselwirkungspunkt, die z-Achse zeigt in Flugrichtung der Protonen, die x-Achse zum Zentrum des HERA-Speicherringes, die y-Achse nach oben. Der Polarwinkel θ ist definiert ausgehend von der +z-Achse von 0° bis $180°$. Der Azimutalwinkel φ ist ausgehend von der +x-Achse definiert als positiv von 0° bis $+180°$ für positive y-Werte, als negativ von 0° bis $-180°$ für negative y-Werte.

Der H1-Detektor ist in einer perspektivischen Darstellung in Abbildung 3.2 gezeigt[4]. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [31]. Man erkennt die ausgeprägtere Instrumentierung in Vorwärtsrichtung, die sich im Hinblick auf den Unterschied der Elektronen- bzw. Protonen-Strahlenergie erklärt. Bezüglich φ sind die Detektorkomponenten rotationssymmetrisch aufgebaut. Das Strahlrohr besteht innerhalb des H1 Detektors aus Aluminium mit einem Durchmesser von 45 mm bei einer Wandstärke von $2\,\%$ einer Strahlungslänge X_0[5]. Der gesamte Detektor hat die Abmessungen $12 \times 15 \times 10$ m^3 und wiegt ≈ 2800 t.

3.2.1 Das Spurkammersystem

Entsprechend des jeweiligen Akzeptanzbereiches hinsichtlich des Polarwinkels θ unterscheidet man zwischen dem *zentralen* $\boxed{1}$, dem *Vorwärts-* $\boxed{3}$, und dem *rückwärtigen* $\boxed{12}$ Spurkammersystem. Das Spurkammersystem des H1 Detektors ist zusammenfassend in Abbildung 3.3 dargestellt.

Das zentrale Spurkammersystem umfaßt die folgenden Komponenten:

- Der zentrale Vertexdetektor CST[6] besteht aus zwei Lagen aus doppelseitigen Silizium-Streifendetektoren bei den Radien $R = 57.5$ mm und $R = 97$ mm. Er überdeckt einen Polarwinkelbereich von $30° \lesssim \theta \lesssim 150°$ und umfaßt insgesamt ≈ 82000 Auslesekanäle. Er wurde 1996 abschließend eingebaut und 1997 erstmalig in die H1 Datennahme integriert[7]. Für kosmische Myonen wurden Auflösungen erreicht von u.a. $\sigma(\kappa) = 1.68 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}^{-1}$, $\sigma(\varphi) = 0.7$ mrad, $\sigma(dca) = 44.7\,\mu$m.

- Die Jetkammern CJC1 und CJC2[8] stellen die wichtigsten Komponenten für die Spurrekonstruktion dar. Sie überdecken einen Polarwinkelbereich von $11° \lesssim \theta \lesssim 169°$ (CJC1) bzw. $26° \lesssim \theta \lesssim 154°$ (CJC2). Die Einzelspurauflösung in der $r\varphi$-Ebene beträgt $\sigma_{r\varphi} \approx 150\,\mu$m und bezüglich z $\sigma_z \approx 3$ cm. Aufgrund ihrer besonderen Bedeutung im Kontext dieser Arbeit erfolgt eine ausführliche Darstellung der CJC in Abschnitt 3.3 und, soweit es den speziellen Aspekt der Messung des Energieverlustes *dE/dx* betrifft, in Kapitel 4.

---

[4] Die in Kästchen angegebenen Nummern verweisen im folgenden auf die Nummerierung in Abbildung 3.2.

[5] Diese Werte gelten für die Jahre 1995-1997. Im Jahr 1998 wurde ein neues Kohlefaser-Strahlrohr mit gleichem Radius und einer Wandstärke von lediglich 1 % einer Strahlungslänge X_0 installiert.

[6] **C**entral **S**ilicon **T**racker.

[7] Damit steht diese Detektorkomponente für die hier vorgestellte Analyse der Daten aus dem Jahre 1996 noch nicht zur Verfügung. Für eine erste Analyse basierend auf CST Daten des Jahres 1997 siehe [32]. Die im folgenden genannten Spur-Parameter werden in Abschnitt 3.3 erläutert.

[8] **C**entral **J**et **C**hamber.

1 Strahlrohr und Strahlmagnete
2 Zentrale Spurkammern
3 Vorwärtsspurkammern
4 Elektromagnetisches Kalorimeter
5 Hadronisches Kalorimeter
6 Supraleitende Spule ($B = 1.15$ T)
7 Kompensationsmagnet
8 Helium-Kälteanlage
9 Myon-Kammern
10 Instrumentiertes Eisenjoch
11 Vorwärts-Myon-Toroid ($B = 1.6$ T)
12 Rückwärtige Spurkammer und Kalorimeter
13 Plug-Kalorimeter
14 Beton-Abschirmung
15 Flüssig-Argon-Kryostat

Abbildung 3.2: *Der H1 Detektor. Die angegebenen Nummern dienen gleichzeitig als Referenz für die Erläuterungen im Text.*

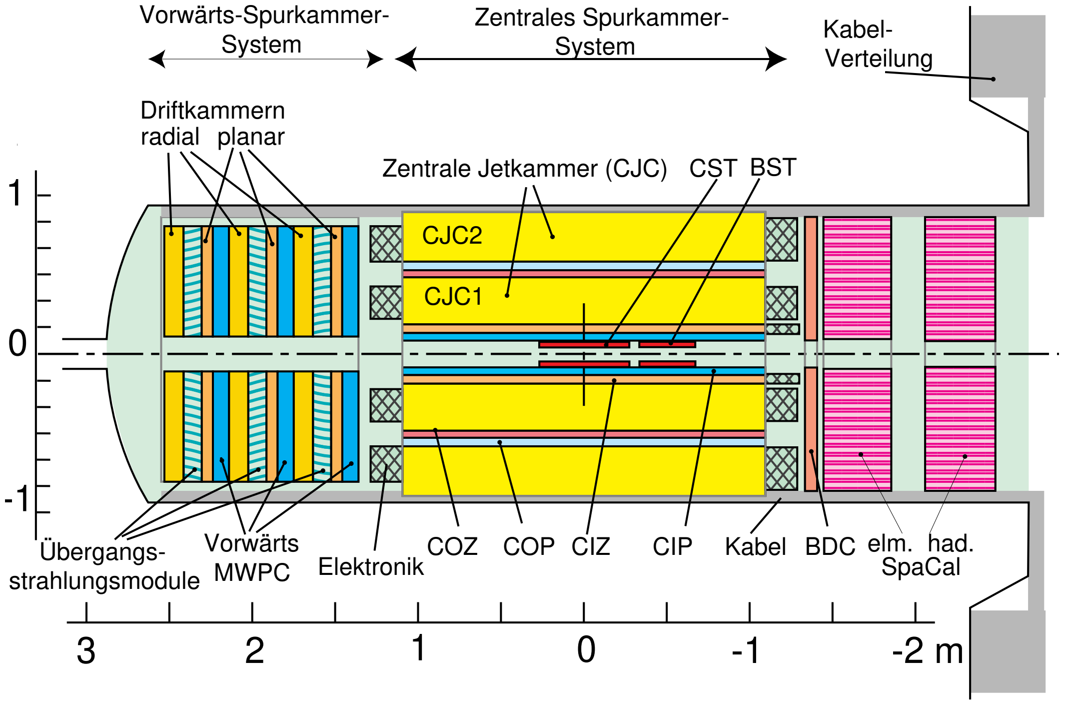


Abbildung 3.3: *Das Spurkammersystem des H1 Detektors.*

- Die Driftkammern CIZ und COZ[9] sind ausgelegt auf eine Verbesserung der Spurauflösung in z-Richtung. Ihre Signaldrähte verlaufen konzentrisch (polygonal) zur Strahlachse. Die CIZ ist in 15, die COZ in 24 Zellen mit je 4 Signaldrähten unterteilt. Die erreichte Auflösung beträgt $\sigma_{rz} \approx 350\,\mu$m. Die Signalpulse der CIZ und COZ werden im Rahmen des *RZ*-Triggers zur Ereignisselektion benutzt.

- Die Proportionalkammern CIP und COP[10] sind aufgebaut aus je zwei Kammerlagen mit parallel zur Strahlachse verlaufenden Signaldrähten. Die Auslese erfolgt über eine Segmentierung in Kathoden-Pads. Die CIP bzw. COP verfügen über 60×16 bzw 18×16 Pads in $rz \times r\varphi$. Die gewonnenen Signale dienen ausschließlich als Eingabe für die L1 und L2 Triggersysteme (Siehe Abschnitt 3.2.5).

Das Vorwärts-Spurkammersystem besteht aus drei sogenannten *Supermodulen*, die jeweils (ausgehend vom nominellen Wechselwirkungspunkt) aufgebaut sind aus drei Lagen planarer Driftkammern, einer Vieldraht-Proportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsmodul sowie abschließend einer radialen Driftkammer. Die Akzeptanz hinsichtlich des Polarwinkels θ ist gegeben durch $5° \lesssim \theta \lesssim 30°$. Die drei planaren Driftkammern eines jeden Supermoduls sind azimutal jeweils um $60°$ gegeneinander verdreht und bestehen aus jeweils 32 Zellen mit je 4 Signaldrähten, die senkrecht zur z-Achse gespannt sind. Die erzielte Auflösung beträgt $\sigma_{x,y} \approx 170\,\mu$m. Die Vieldraht-Proportionalkammern

---

[9] **C**entral **I**nner **Z**-chamber; **C**entral **O**uter **Z**-chamber.

[10] **C**entral **I**nner **P**roportional chamber; **C**entral **O**uter **P**roportional chamber.

dienen der Bereitstellung von Triggersignalen. Die Übergangsstrahlungsmodule sind konzipiert für eine Unterscheidung hochenergetischer Pionen und Elektronen. Die letzte Subkomponente in jedem Supermodul wird gebildet durch eine Driftkammer, deren Signaldrähte radial zur Strahlachse verlaufen. Man erzielt eine Auflösung von $\sigma_{r\varphi} \approx 170\,\mu$m.

In rückwärtiger Richtung sind zwei Spurkammern installiert[11]:

- Der BST[12] besteht aus vier Scheiben mit einseitigen Silizium-Streifendetektoren, die senkrecht zur Strahlachse montiert sind zwischen $z = -725.4$ mm und $z = -949.8$ mm. Die Anzahl der Auslese-Kanäle beträgt ≈ 40000. Der überdeckte Polarwinkelbereich umfaßt $172° \lesssim \theta \lesssim 176°$ bei einer Auflösung von $\sigma \approx 12\,\mu$m. Der BST dient insbesondere der präzisen Messung der unter einem flachen Winkel gestreuten Elektronen aus der tief unelastischen *e-p*-Streuung.
- Die BDC[13] dient, in Kombination mit dem SpaCal[14], ebenfalls primär der Identifizierung der gestreuten Elektronen, bezüglich deren Flugrichtung sie *vor* dem SpaCal installiert ist. Der überdeckte Polarwinkelbereich umfaßt $151° \lesssim \theta \lesssim 177.5°$. Die BDC besteht aus vier senkrecht zur z-Achse orientierten Doppellagen, die in jeweils 8 Sektoren mit je 32 Driftzellen unterteilt sind. Durch eine oktagonale Führung der Signaldrähte und die daraus resultierenden nahezu radialen Driftwege wird eine hohe Auflösung des Polarwinkels des getreuten Elektrons von $\sigma_\theta \lesssim 1$ mrad erreicht [34].

3.2.2 Die Kalorimeter

Der H1 Detektor ist mit den folgenden Kalorimetern ausgestattet:

- Das Flüssig-Argon Kalorimeter[15] (siehe Abbildung 3.4) ist das weitaus größte der H1 Kalorimeter. Es schließt sich nach außen an das Spurkammersystem an und überdeckt einen Polarwinkelbereich von $4° \lesssim \theta \lesssim 154°$. Das LAr Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter und gliedert sich in einen elektromagnetischen $\boxed{4}$ und einen hadronischen Teil $\boxed{5}$ mit zusammen ≈ 45000 Zellen. In beiden Fällen dient flüssiges Argon als aktives Material, wobei der elektromagnetische Teil Blei als Absorbermaterial verwendet, der hadronische Edelstahl. Die erreichte Auflösung beträgt für Elektronen $\sigma_{E_e}/E_e = 12\,\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\,\%$ und für Pionen $\sigma_{E_\pi}/E_\pi = 50\,\%/\sqrt{E_\pi} \oplus 2\,\%$.
  Das LAr Kalorimeter ist als nicht-kompensierendes Kalorimeter ausgelegt, d.h. die Energiedeposition ist bei gleicher Ausgangsenergie für Hadronen $\approx 30 - 40\,\%$ kleiner als für Elektronen. Dieser Umstand erfordert eine nachträgliche Gewichtung der gemessenen Energie. Die erreichte Genauigkeit beträgt dabei für die elektromagnetische bzw. hadronische Energie-Skala $\approx 3\,\%$ bzw. $\approx 4\,\%$ [35].
- Das SpaCal[16] $\boxed{12}$ überdeckt den rückwärtigen Bereich des H1 Detektors in einem Winkelbereich von $153° \lesssim \theta \lesssim 178°$ (siehe auch Abbildung 3.3). Seine Aufgabe ist insbesondere die präzise Messung der gestreuten Elektronen aus der tief unelastischen *e-p*-Streuung. Es

---

[11] Im Jahr 1998 erfolgte der Einbau einer zusätzlichen Detektorkomponente in rückwärtiger Richtung, des **V**ery **L**ow **Q**^{2} spectrometer VLQ, die u.a. einen Silizium-Streifendetektor zur Spurmessung umfaßt [33].

[12] **B**ackward **S**ilicon **T**racker.

[13] **B**ackward **D**rift **C**hamber.

[14] Siehe Abschnitt 3.2.2.

[15] Englisch: **L**iquid-**Ar**gon. Im folgenden wird das Flüssig-Argon Kalorimeter entsprechend auch als LAr Kalorimeter bezeichnet.

[16] Englisch: **Spa**ghetti-**Cal**orimeter.

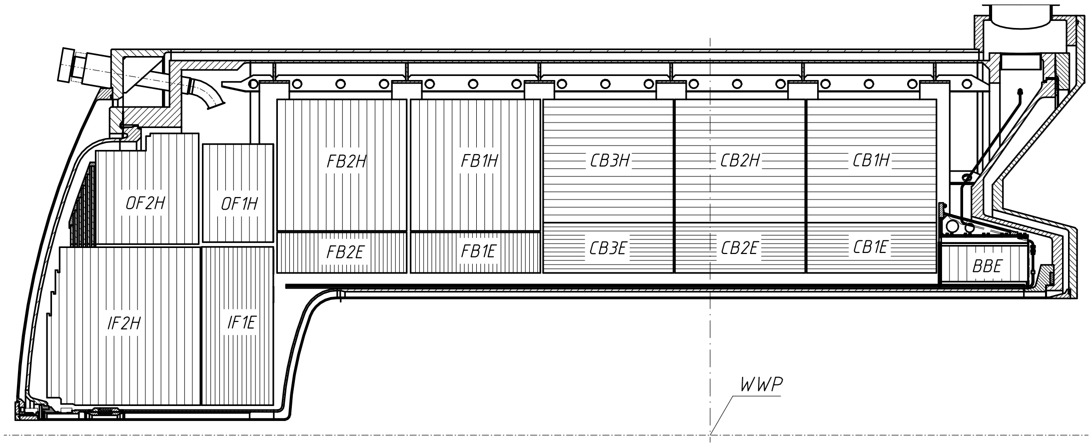


Abbildung 3.4: *Das LAr Kalorimeter des H1 Detektors. Die mit einem finalen E bezeichneten Module bilden den elektromagnetischen Anteil.*

besteht aus einem elektromagnetischen Teil mit 1192 und einem hadronischen Teil mit 136 Zellen. Beide Teile sind aufgebaut aus szintillierenden Fasern, die in eine Bleimatrix eingebettet sind. Die Fasern verlaufen parallel zur Strahlachse und werden von Photomultipliern ausgelesen. Die Segmentierung im elektromagnetischen Teil ist mit $4 \times 4\,\mathrm{cm}^2$ wesentlich feiner als im hadronischen Teil mit $12 \times 12\,\mathrm{cm}^2$. Die erreichten Energieauflösungen betragen $\sigma_{E_e}/E_e = 7.5\,\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\,\%$ und $\sigma_{E_{had}}/E_{had} = 30\,\%/\sqrt{E_{had}}$ [35], [36], [37]. Darüberhinaus erlaubt das SpaCal durch seine exzellente Zeitauflösung von weniger als $1\,\mathrm{ns}$ eine effektive Unterdrückung von Untergrund-Ereignissen.

Neben dem LAr Kalorimeter und dem SpaCal verfügt der H1 Detektor über weitere, kleinere Kalorimeter. Im rückwärtigen Bereich sind dies die bereits erwähnten Elektronen-Tagger und der Photon-Detektor des Luminositätssystems[17]. In Vorwärtsrichtung stehen das Plug-Kalorimeter $\boxed{13}$ sowie das FPS und der FNC zur Verfügung[18].

3.2.3 Der H1-Magnet und das Myonsystem

Die Spurkammern und das LAr-Kalorimeter sind umgeben von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ und einem Eisenjoch $\boxed{10}$. Zusammen bilden diese beiden Komponenten den Magneten des H1-Detektors, der im Bereich des zentralen Spurkammersystems ein Magnetfeld von $B = 1.15\,\mathrm{T}$ erzeugt. Um Einflüsse auf die Strahloptik der HERA-Speicherringe zu vermeiden, ist ein Kompensationsmagnet $\boxed{7}$ installiert.

Neben der Rückführung des magnetischen Flusses übernimmt das Eisenjoch noch weitere Funktionen: es ist als sogenanntes *instrumentiertes Eisen* Teil des Myon-Systems und ermöglicht zugleich den Nachweis nicht vollständig durch das Kalorimeter erfaßter hadronischer Energie (*tail catcher*). Das instrumentierte Eisen gliedert sich in einen Zentralbereich ($34^\circ \lesssim \theta \lesssim 127^\circ$), eine vordere ($4^\circ \lesssim \theta \lesssim 34^\circ$), sowie eine hintere Endkappe ($127^\circ \lesssim \theta \lesssim 174^\circ$). Es ist aufgebaut

---

[17] Siehe Abschnitt 3.4.1.

[18] **F**orward **P**roton **S**pektrometer [30]; **F**orward **N**eutron **C**ounter [38].

aus 10 Lagen Eisenplatten von je $7.5\,\mathrm{cm}$ Stärke mit Zwischenräumen von $2.5\,\mathrm{cm}$ (Zentralbereich) bzw. $3.5\,\mathrm{cm}$ (Endkappen). In den Zwischenräumen sind insgesamt 10 Streamerrohrkammern installiert, die durch jeweils 3 Lagen an der Ober- und Unterseite des instrumentierten Eisens ergänzt werden. Die Streamerrohrkammern besitzen einen quadratischen Querschnitt von $1 \times 1\,\mathrm{cm}^2$ sowie einen Signaldraht mit $100\,\mu\mathrm{m}$ Durchmesser, der mittig parallel zur Längsachse verläuft. Im Zentralbereich sind die Streamerrohrkammern parallel zur z-Achse montiert, in den Endkappen parallel zur x-Achse. Für Streamerrohrkammern mit streifenförmiger Segmentierung ihrer Elektroden erreicht man eine Ortsauflösung von $\approx\ 4\,\mathrm{mm}$ senkrecht und $\approx\ 12\,\mathrm{mm}$ parallel zu den Signaldrähten. Für eine eigenständige Spurrekonstruktion werden zusätzlich Streamerrohrkammern mit quadratischer Segmentierung der Elektroden zur Auflösung von Spurambiguitäten verwendet. Die erreichte Impulsauflösung beträgt $\sigma_p/p\ \approx\ 35\,\%$ im Zentralbereich und, begrenzt durch Inhomogenitäten des Magnetfeldes, $\sigma_p/p \approx 100\,\%$ in den Endkappen.

Das (zentrale) Myonsystem wird ergänzt durch den Vorwärts Myon Detektor [9] und [11].

3.2.4 Die Flugzeitsysteme

Der H1-Detektor ist mit mehreren Szintillationszählern ausgerüstet, die an verschiedenen Postionen entlang der Strahlachse installiert sind. Aufgrund ihrer sehr guten Zeitauflösung im ns-Bereich dienen sie vor allem der Unterdrückung von strahlinduziertem Untergrund. Diese Komponenten werden auch als TOF-Systeme[19] bezeichnet:

- Das FToF bei $z = 790\,\mathrm{cm}$.
- Das PToF bei $z = 540\,\mathrm{cm}$.
- Das BToF[20] bei $z = -275\,\mathrm{cm}$.
- Die Vetowand bei $z = -650\,\mathrm{cm}$ und $z = -810\,\mathrm{cm}$.

3.2.5 Das Trigger- und Datennahmesystem

Das H1 Triggersystem ist als ein mehrstufiges System realisiert, dessen Aufbau in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt ist. Es hat die Aufgabe, aus einer Vielzahl von Wechselwirkungen die physikalisch interessanten Ereignisse, z.B. die Produktion von Hadronen mit *charm*, zu selektieren. Die besonderen Herausforderungen bestehen dabei zum einen in der hohen Rate sogenannter *Untergrunderereignisse*, zum anderen in der hohen BC-Frequenz.

Die Hauptquellen für Untergrund sind:

- Der *Strahl-Wand Untergrund* durch Wechselwirkungen insbesondere von Strahl-Protonen mit Teilen des Strahlrohres, Magneten usf..
- Der *Strahl-Gas Untergrund* durch Wechselwirkungen mit Restgas-Atomen im Strahlrohr.
- *Kosmische Myonen.*
- Myonen aus der Halo des Protonenstrahls, sogenannte *Halo-Myonen*.

---

[19] **T**ime **o**f **F**light.

[20] **F**orward-, **P**lug-, **B**ackward **ToF**.

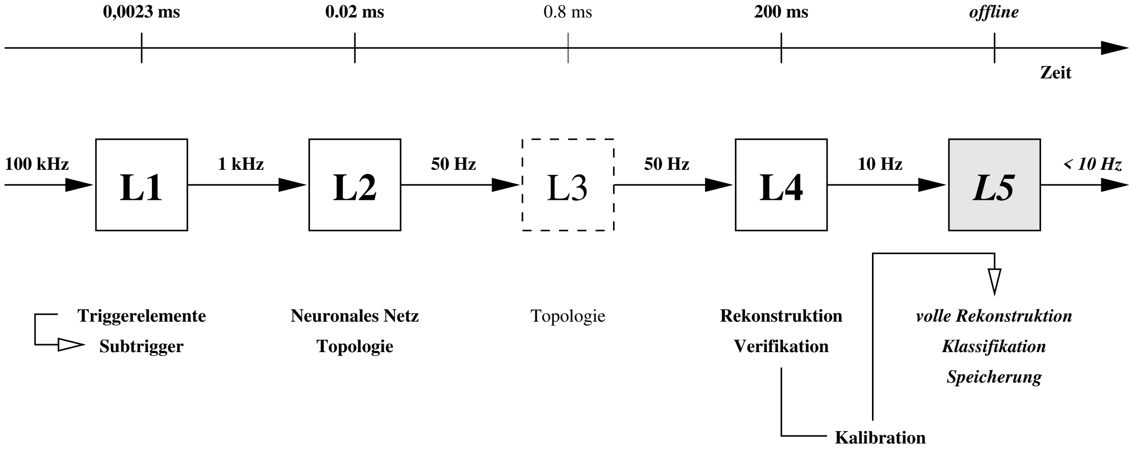


Abbildung 3.5: *Schematisierter Überblick des H1-Triggersystems.*

- *Synchrotron-Strahlung* durch das Umlenken des Elektronen-Strahls vor dem Eintritt in den H1 Detektor in ein gemeinsames Strahlrohr.

Die Tabelle 3.2 gibt eine Zusammenfassung der erwarteten Raten für Untergrundprozesse sowie derjenigen für physikalisch interessante Wechselwirkungen bei der Design-Luminosität $\mathcal{L} = 16.0 \cdot 10^{30}\,\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Wechselwirkung	erwartete Rate
Strahl-Wand Untergrund	$50\,$kHz
Strahl-Gas Untergrund	$1\,$kHz
Kosmische Myonen	$2\,$kHz
Photoproduktion	$25\,$Hz
$c\bar{c}$ gesamt	$15\,$Hz
DIS mit kleinem Q^2	$2.2\,$Hz
DIS mit hohem Q^2	$1.4\,\text{min}^{-1}$

Tabelle 3.2: *Erwartete Raten für Untergrundprozesse und physikalisch interessante Wechselwirkungen bei Design-Luminosität.*

Wie bereits in Abschnitt 3.1 erwähnt, beträgt die BC-Frequenz 10.4 MHz, d.h. alle 96 ns kann es zu einer *e*-*p*-Wechselwirkung kommen. Damit zu vergleichen sind die Auslesezeiten für die einzelnen Detektorkomponenten. So erreichen z.B. die letzten Driftelektronen einer einzelnen Wechselwirkung die Signaldrähte der CJC erst nach $\approx 1\,\mu$s, und für das LAr Kalorimeter ergeben sich Integrationszeiten der Vorverstärker von $\approx 1.5\,\mu$s. Hinzu kommen u.a. Verzögerungen aufgrund elektronischer Laufzeiten. Um totzeitfrei für jedes BC eine Entscheidung treffen zu können, ob es sich um ein pysikalisch interessantes Ereignis handelt, müssen zumindest für denjenigen Zeitraum, den die einzelnen Detektorkomponenten benötigen, ihre jeweiligen Signale für dieses Ereignis zu registrieren, diese Informationen zwischengespeichert werden. Eine solche Zwischenspeicherung ist, für jede einzelne Detektorkomponente, im H1-Datennahmesystem durch das Prinzip einer mit der HERA BC-Frequenz synchronisierten *Pipeline* realisiert. Die Tiefe der Pipelines beträgt 24 BC oder $\approx 2.3\,\mu$s. Der Vorgang der kontinuierlichen Zwischenspeicherung wird unterbrochen, wenn von der ersten Triggerstufe L1 das sogenannte *L1KEEP*-Signal gesetzt wird.

Im folgenden werden die einzelnen Stufen des H1-Triggersystems kurz skizziert.

Die *erste Triggerstufe* $\boxed{\text{L1}}$ arbeitet aufgrund des beschriebenen Pipeline-Prinzips inhärent totzeitfrei. Sie verarbeitet durch eine komplexe Hardware-Logik die von den verschiedenen Detektorkomponenten bereitgestellten insgesamt 192 *Triggerelemente*[21] zu 128 *Subtriggern*. Ist eine Subtriggerbedingung erfüllt, so wird das L1KEEP Signal gesetzt und das Auslesen der einzelnen Detektorkomponenten beginnt. Dieser Vorgang beansprucht 1-2 ms pro Ereignis. In diesem Zeitraum ist keine weitere Datennahme möglich (*Totzeit*). Die L1-Triggerstufe erreicht eine Reduktion der Datenrate auf ≈ 1 kHz.

Die *zweite Triggerstufe* $\boxed{\text{L2}}$ wird durch das L1KEEP aktiviert. Sie besteht aus zwei Komponenten, die parallel zueinander arbeiten :

- Einem Trigger beruhend auf neuronalen Netzwerken.
- Einem Trigger beruhend auf topologischen Korrelationen.

Jede Komponente stellt innerhalb von maximal $20\,\mu$s insgesamt 16 L2-Triggerelemente zur Verfügung, die logisch mit ausgewählten L1-Subtriggern verbunden werden. Dadurch können insbesondere Subtrigger mit hohen Raten zusätzlich selektiert werden. Im Rahmen dieser Analyse fanden L2-Bedingungen keine Anwendung. Die Triggerstufe L2 führt zu einer Datenrate von ≈ 50 Hz.

Die *dritte Triggerstufe* $\boxed{\text{L3}}$ war 1996 noch nicht implementiert.

Die *vierte Triggerstufe* $\boxed{\text{L4}}$ wird auch als *Filter Farm* bezeichnet. Sie besteht aus ≈ 30 parallel arbeitenden Mikroprozessoren, denen jeweils die volle Information für *ein* Ereignis zur Verfügung steht. Die bestehende Rechenleistung erlaubt es, eine vorläufige Rekonstruktion der Ereignisse durchzuführen. Die Triggerentscheidungen der vorgängigen Stufen werden verifiziert. Durch spezielle Filterprogramme identifizierte Untergrundereignisse werden verworfen. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, z.B. im Rahmen der Heavy-Quark Physik exklusive Zerfallskanäle zu selektieren[22]. Die vorläufige Rekonstruktion der Ereignisse erlaubt eine Überwachung der einzelnen Detektorkomponenten durch Erzeugung geeigneter Kontroll-Histogramme (*Monitoring*). Insbesondere ist es auch möglich, *quasi online* Kalibrationskonstanten zu bestimmen, die dann bereits für die vollständige Rekonstruktion auf L5 zur Verfügung stehen. Spezielle Kalibrations-Unterprogramme akkumulieren zu diesem Zweck die Kalibrations-Daten der einzelnen Prozessoren, die nach Beendigung eines Runs zusammengeführt, ausgewertet und auf die H1-Database geschrieben werden[23].
Die von L4 akzeptierte Datenrate liegt in der Größenordnung von ≈ 10 Hz. Die akzeptierten Daten werden über eine spezielle Datenleitung vom H1 Detektor zum DESY-Rechenzentrum übertragen und als sogenannte *Roh-Daten* auf Magnetbändern gespeichert.

Die *offline Rekonstruktion* $\boxed{\text{L5}}$ wird durch eine SGI Multiprozessor Farm durchgeführt. Dabei werden die gewonnenen Kalibrationskonstanten bei der erneuten und umfangreicheren Rekonstruktion verwendet. Zugleich wird eine Klassifikation nach Physikklassen vorgenommen, die für spätere Analysen eine Vorselektion ermöglichen. Die Daten liegen nach der Rekonstruktion als sogenannte *POT*-

---

[21] Die im Kontext dieser Analyse verwendeten Triggerelemente werden im Abschnitt 3.2.6 vorgestellt.

[22] Diese Option wird insbesondere seit 1997 in Form eines *Heavy Quark Finders* [39] eingesetzt.

[23] Ein Beispiel hierfür sind die Kalibrationskonstanten für die *dE/dx*-Messung. Dieses Beispiel wird ausführlich in Abschnitt 4.3 dargestellt.

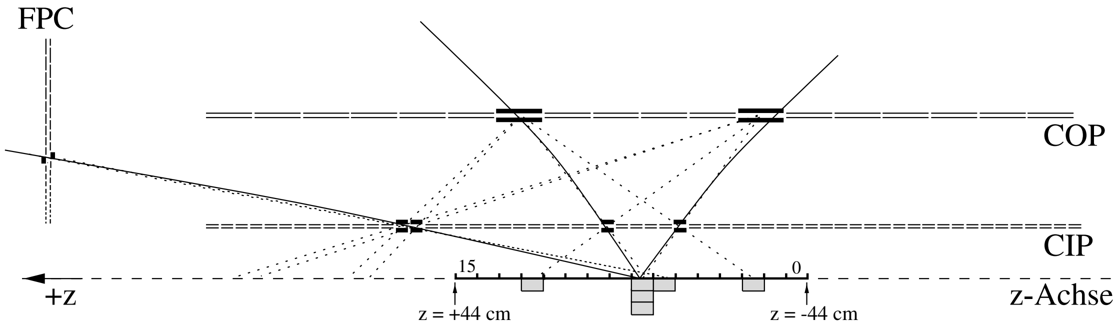


Abbildung 3.6: *Die Funktionsweise des z-Vertex Triggers (schematisiert). FPC bezeichnet die Vorwärts MWPC aus Abbildung 3.3. Die durchgezogenen Linien zeigen die angenommenen, leicht gekrümmten Spuren , die punktierten Linien diejenigen möglichen Geraden, die sich durch die Verbindung der getroffenen Kathodenpads ergeben. Der gemeinsame Ursprung der in diesem Fall drei Spuren führt zu einem Maximum in dem korrespondierenden z-Vertex Histogramm.*

Daten[24] vor. Das POT-Datenvolumen ist jedoch zu groß, um es beständig auf Festplatten speichern zu können. Während der Rekonstruktion auf L5 werden deshalb als eine komprimierte Untermenge die sogenannten DST[25] erzeugt, welche die Basis für die nachfolgenden Physikanalysen bilden.

Die Daten liegen als sogenannte *BOS*-Bänke[26] vor und sind durch spezielle I/O Programme in einfacher Weise zugänglich [40], [41]. Ein typisches H1-Ereignis hat einen Umfang von ≈ 100 kByte im Roh-Daten Format und ≈ 10 kByte als DST.

3.2.6 Spezifische Triggerelemente

Im folgenden wird in knapper Form dargestellt, wie diejenigen *Triggerelemente* bestimmt werden, welche die in der vorliegenden Analyse verwendeten *Subtrigger* konstituieren[27].

Aufgrund der spezifischen Topologie von Zerfällen mit Λ_c-Baryonen[28] werden in der vorliegenden Analyse zwei Subtrigger benutzt, die vornehmlich Vertex- bzw. Spur-orientiert sind. Darüberhinaus werden in dieser Arbeit nur Ereignisse berücksichtigt, in denen das gestreute Elektron entweder im *e*-Tagger-33 oder im *e*-Tagger-44 nachgewiesen werden konnte[29]. Bei den beiden verwendeten Subtriggern handelt es sich zum einen um den Subtrigger ST83 für Photoproduktions-Ereignisse mit einem nachgewiesenen Elektron im *e*-Tagger-33 , zum anderen um den Subtrigger ST84 für Ereignisse mit einem nachgewiesenen Elektron im *e*-Tagger-44 . Die logische Konstruktion dieser beiden Subtrigger wird im Kapitel 6 diskutiert.

z-Vertex Triggerelemente: `zVtx`
Der z-Vertex Trigger verwendet die Informationen der CIP und COP und der ersten Vorwärts

---

[24] **P**roduction **O**utput **T**apes.

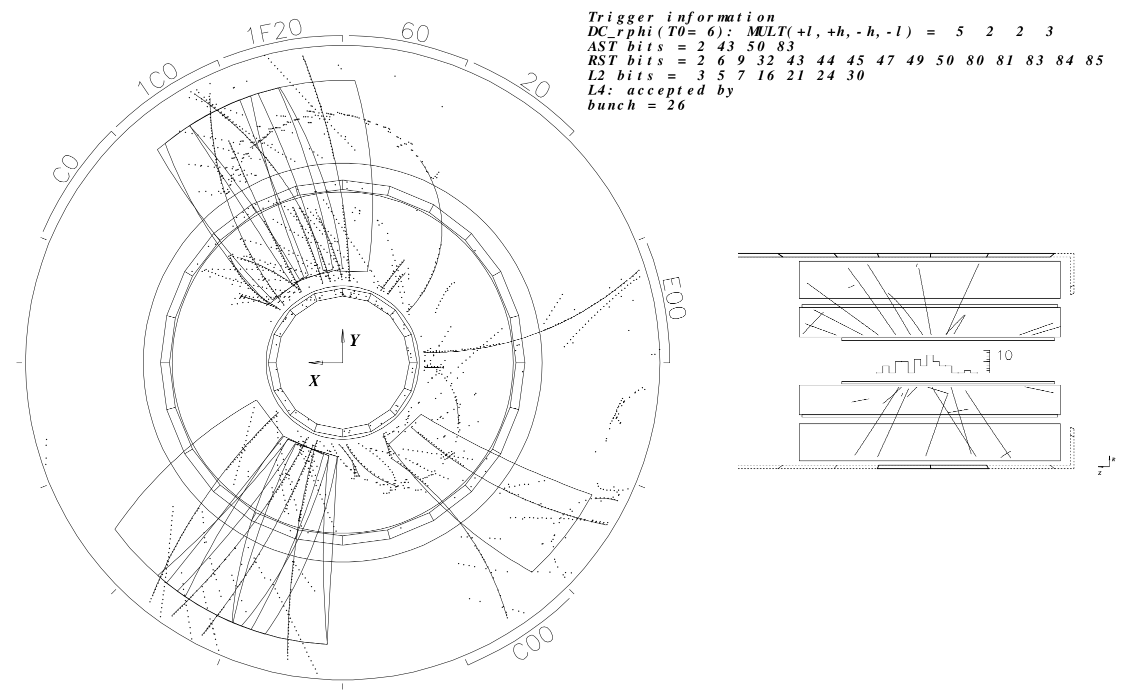
[25] **D**ata **S**ummary **T**apes.

[26] BOS-Bänke werden in erster Näherung durch 4 alphanumerische Zeichen gekennzeichnet, z.B. DTRA, C0J8 usf.. Soweit erforderlich, werden in dieser Arbeit die verwendeten BOS-Bänke in dieser Form angegeben.

[27] Die Triggerelemente der Elektronen-Tagger werden in Abschnitt 3.4 eingeführt.

[28] Siehe Kapitel 5.

[29] Ereignisse unter diesen Bedingungen werden als *tagged Photoproduktion* bezeichnet.



```
Trigger information
DC_rphi(T0= 6): MULT(+l,+h,-h,-l) = 5 2 2 3
AST bits = 2 43 50 83
RST bits = 2 6 9 32 43 44 45 47 49 50 80 81 83 84 85
L2 bits = 3 5 7 16 21 24 30
L4: accepted by
bunch = 26
```

Abbildung 3.7: *Beispiel für die Funktionsweise des DCRφ Triggers. Gezeigt ist ein Photoproduktionsereignis aus dem Jahr 1996 (Run 168060, Event 50728, actual subtrigger = AST u.a. 83) in der $r\varphi$-Ebene (links). Die vom DCRφ Trigger akzeptierten Spurkandidaten sind durch trapezförmige Kästen eingerahmt. In diesem Fall wurden 5 positive low-p_t und 2 positive high-p_t, sowie 2 negative low-p_t und 2 negative high-p_t Spurkandidaten akzeptiert. Im rechten Teil der Abbildung ist das gleiche Ereignis zusätzlich in der sz-Ebene dargestellt mit dem korrespondierenden z-Vertex Histogramm.*

Vieldraht-Proportionalkammer mit dem Ziel, bereits auf L1 eine ungefähre Bestimmung des Ereignis-Vertex zu erreichen. Zu diesem Zweck wird versucht, jeweils vier Kathodenpads der genannten Kammern durch gerade Linien miteinander zu verbinden. Die Schnittpunkte dieser Geraden mit der z-Achse werden zunächst für die 16 φ-Sektoren der Kammern getrennt in entsprechend 16 Histogramme eingetragen. Jedes dieser Histogramme umfaßt 16 Bins und erstreckt sich ± 44 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt. Die 16 Histogramme werden schließlich in ein gemeinsames *z-Vertex Histogramm* zusammengefaßt. Die Abbildung 3.6 illustriert das geschilderte Verfahren; In Abbildung 3.7, rechts, ist ein konkretes Beispiel dargestellt.

Die Triggerelemente des z-Vertex Triggers ergeben sich aus verschiedenen Kriterien bezüglich des z-Vertex Histogramms. So bezeichnet man z.B. mit `zVtx_t0` die (schwache) Bedingung, daß zumindest *eine* Gerade erfolgreich gebildet werden konnte, bzw. das z-Vertex Histogramm mindestens *einen* Eintrag aufweist.

DCRφ Triggerelemente: `DCRPh`
Während der z-Vertex Trigger den Ereignis-Vertex bezüglich z zu bestimmen versucht, arbeitet der DCRφ Trigger komplementär in der $r\varphi$-Ebene. Dazu werden 10 der insgesamt 56 radialen Signaldrahtlagen der CJC benutzt, um anhand von ≈ 10000 vordefinierten Masken Spuren mit einem Transversalimpuls von $450 < p_t < 800$ MeV (*low-p_t*) oder 800 MeV $< p_t$ (*high-p_t*) zu erkennen. Dabei

wird zusätzlich zwischen positiv bzw. negativ geladenen Teilchen unterschieden. Ein Beispiel ist in Abbildung 3.7 gezeigt.

Die Triggerelemente des DCRφ Triggers ergeben sich aus verschiedenen Anforderungen an die Anzahl bzw. die Ladung der Spurkandidaten. So bedeuten z.B.:

- `DCRPh_Tneg`: mindestens ein *negativer* Spurkandidat.
- `DCRPh_Tc`: mindestens drei Spurkandidaten.

CIP Triggerelemente: `CIP`
Die CIP Triggerelemente benutzen ausschließlich Informationen der CIP. In dieser Arbeit wird das Triggerelement `CIP_Backward` benutzt. Es fordert, daß mindestens 4 Sektoren im rückwärtigen Viertel der CIP einen Treffer registriert haben.

SpaCal Triggerelemente: `SPCLe`
Teilchen, die aus *e-p*-Wechselwirkungen herrühren und in das SpaCal zurückgestreut werden, werden dort zu einem späteren Zeitpunkt registriert als Teilchen, die aus Untergrundprozessen vor dem Detektor stammen. Aufgrund der sehr guten Zeitauflösung des SpaCal kann mit hoher Genauigkeit ein Zeitfenster von nominell 15 ± 5 ns definiert werden, innerhalb dessen z.B. das gestreute Elektron das SpaCal erreichen muß. Dieses Zeitfenster wird als *ToF-Zeitfenster* bezeichnet. Demgegenüber werden Teilchen, die außerhalb dieses Zeitfensters das SpaCal erreichen, als *AToF* bezeichnet[30].

Das Triggersystem des SpaCal gliedert sich entsprechend in eine ToF bzw. eine AToF Komponente. Im Rahmen der ToF Komponente wird der hochsegmentierte *inklusive Elektronen Trigger* bereitgestellt[31]. Die AToF Komponente führt eine grobe Summierung der im SpaCal gemessenen Energien durch und stellt Veto-Elemente zur Verfügung.

In dieser Arbeit findet das Triggerelement `SPCLe_AToF_E_1` Verwendung, das eine Energiedeposition im SpaCal außerhalb des nominellen Zeitfensters bezeichnet.

ToF Triggerelemente: `FToF`, `BToF`
Die ToF Systeme des H1 Detektors liefern zumeist zwei Triggerelemente: Eines für Signale, die innerhalb des nominellen Wechselwirkungs-Zeitfensters liegen (*IA*), das Zweite für solche, die außerhalb liegen (*BG*)[32]. In dieser Analyse werden verwendet `BToF_BG`, `FToF_BG` und `FToF_IA`.

3.3 Die zentrale Spurkammer CJC

Die zentrale Spurkammer CJC wurde bereits in Abschnitt 3.2.1 eingeführt. Sie stellt die mit Abstand wichtigste Detektorkomponente für die Spurrekonstruktion im allgemeinen, und für diese Arbeit im speziellen dar. Aus diesem Grund erfolgt in diesem Abschnitt eine ausführlichere Darstellung der CJC. Ausgehend von allgemeinen Grundlagen werden zunächst das Design der CJC vorgestellt, die Auslese und *Qt*-Analyse beschrieben sowie abschließend die wichtigsten Aspekte der Spurrekonstruktion erläutert. Soweit es den Aspekt der *dE/dx*-Messung betrifft, der einen Schwerpunkt dieser Arbeit bildet, erfolgt eine detaillierte Darstellung in Kapitel 4.

---

[30] **A**nti-**ToF**.

[31] Dieser Trigger hat für diese Analyse keine Bedeutung, da ausschließlich Photoproduktion mit nachgewiesenem Elektron in einem der Elektronen-Tagger behandelt wird.

[32] **I**nteraction **T**ime; **B**ack**G**round.

3.3.1 Allgemeine Grundlagen

Driftkammern bestehen aus gasgefüllten Volumina, die durch Signal-, Kathoden-, Feld- sowie Potentialdrähte gegliedert sind. Sie erlauben eine präzise Vermessung von Spuren geladener Teilchen und bieten darüberhinaus die Möglichkeit einer Teilchenidentifizierung über die quantitative Bestimmung des Energieverlustes. Die grundlegenden Prozesse, die einer Messung einer Teilchenspur mit Hilfe einer Driftkammer zugrundeliegen, lassen sich in drei Phasen gliedern:

1. Die Primärionisation
2. Die Driftphase
3. Die Gasverstärkung

Geladene Teilchen können beim Durchgang durch Gasvolumina die Gasatome durch elektromagnetische Wechselwirkung ionisieren. Man bezeichnet diesen Vorgang als *Primärionisation*. Er läßt sich quantitativ durch die *Bethe-Bloch Gleichung* beschreiben[33].

Die bei der Primärionisation freigesetzten Elektronen bewegen sich anschließend durch ein möglichst homogen ausgeformtes elektrisches Feld $\vec{E}_{Drift}$ auf die Signaldrähte zu, an die eine positive Hochspannung angelegt ist. Dieser Vorgang wird als *Driftphase* bezeichnet. Die Stärke des Driftfeldes $\vec{E}_{Drift}$ wird in Abhängigkeit von der Kammergeometrie und dem verwendeten Gasgemisch dahingehend optimiert, daß sich eine gleichförmige Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_{Drift}$ einstellt (Plateaubereich). Soll eine Impulsmessung der geladenen Teilchen erfolgen, wird ein äußeres Magnetfeld angelegt. Während der Drift kommt es dann aufgrund der auf die Driftelektronen wirkenden Lorentzkraft zu einer Abweichung der Driftrichtung von den Feldlinien des elektrisches Feldes. Der Winkel zwischen $\vec{v}_{Drift}$ und $\vec{E}_{Drift}$ wird als *Lorentzwinkel* α_{Lor} bezeichnet.

Nach einer Drift von bis zu mehreren Zentimetern erreichen die bei der Primärionistion freigesetzten Elektronen schließlich den Nahbereich der Signaldrähte. Durch geeignete Wahl des Durchmessers der Signaldrähte und der angelegten Hochspannung kann ein ausreichend starkes radialsymmetrisches Feld erzeugt werden, so daß die Driftelektronen weitere Gasatome ionisieren können. Die durch diese Sekundärionisation freigesetzten Elektronen führen ihrerseits zu weiteren Ionisationen, so daß es zu der Ausbildung eines lawinenartigen Prozeß kommt, der als *Gasverstärkung* bezeichnet wird. Ist die Anzahl der bei der Gasverstärkung gebildeten sekundären Elektronen proportional zu der Anzahl der bei der Primärionisation freigesetzten Elektronen, so wird die Kammer im Proportionalbereich betrieben. Dies ist eine wichtige Voraussetzung dafür, eine Teilchenidentifizierung mit Hilfe von *dE/dx* vornehmen zu können.

3.3.2 CJC Design

Die CJC besteht aus zwei Hohlzylindern (CJC1 bzw. CJC2) mit unterschiedlicher radialer Ausdehnung, die parallel zur Strahlachse einen Bereich von $z \approx \pm 1250$ mm überdecken. Die Abbildung 3.8 zeigt einen Querschnitt der CJC in der $r\varphi$ -Ebene[34].

Die CJC ist eine Jetkammer vom JADE-Typ, d.h. bei parallel mit der z -Achse verlaufenden Drähten ist die $r\varphi$-Ebene in gleichförmige Driftzellen unterteilt, die gegeneinander durch radial verlaufende

---

[33] Siehe Kapitel 4.

[34] Für einen Querschnitt entlang der Strahlachse siehe Abbildung 3.3.

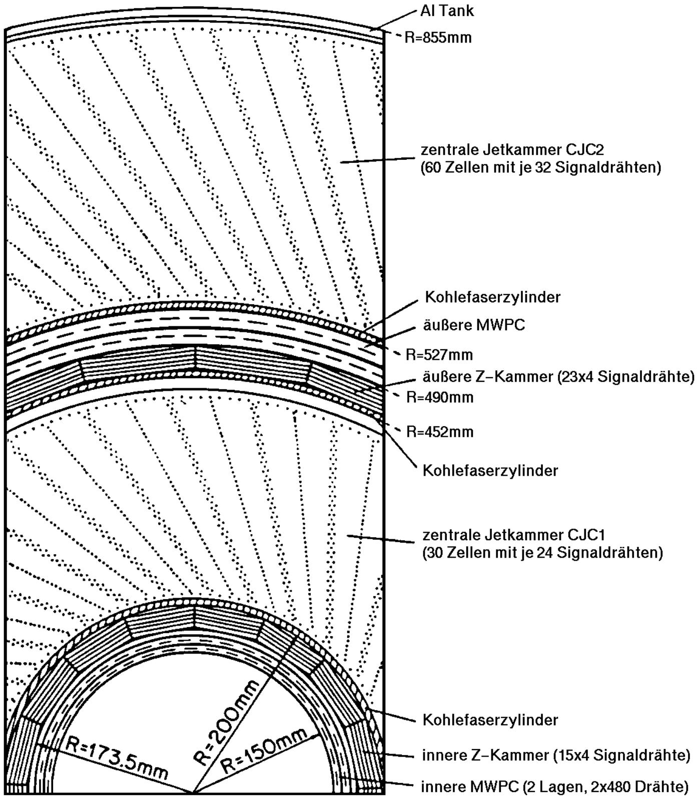


Abbildung 3.8: *Die zentrale Spurkammer CJC: Querschnitt in der $r\varphi$-Ebene.*

Ebenen von Kathodendrähten abgegrenzt sind. Die Kathodenhochspannung variiert mit dem Abstand zum nächstgelegenen Signaldraht, um ein gleichförmiges Driftfeld über die gesamte Driftzelle zu ermöglichen[35]. Die Mitte einer jeden Driftzelle wird gebildet durch eine ebenfalls radial angeordnete Ebene von Signaldrähten, die jeweils durch *zwei* Potentialdrähte voneinander getrennt sind. Durch eine solche Anordnung ist eine weitestgehend unabhängige Einstellung des Driftfeldes bzw. des Gasverstärkungsfeldes möglich. Darüberhinaus wird das Übersprechen zwischen zwei benachbarten Signaldrähten reduziert[36]. Die CJC1 besteht aus 30 Driftzellen mit je 24 (3×8) Signaldrähten, die CJC2 aus 60 Driftzellen mit je 32 (4×8) Signaldrähten. Die wichtigsten Parameter der CJC sind in Tabelle 3.3 zusammengefaßt.

Die Signaldrähte einer Driftzelle sind abwechselnd jeweils um $\pm 150\,\mu$m nach links bzw. rechts aus der nominellen Signaldrahtebene heraus versetzt angeordnet. Diese Anordnung wird als *Staggering* bezeichnet und bietet folgende Vorteile:

- Beim Übergang aus dem Ruhemodus (*stand by*) in den Betriebszustand[37] werden bei Anlegen

---

[35] Die technische Realisation erfolgt über eine Widerstandsreihe (Kathodenkette). Diese Anordnung führt leider zu unerwünschten Effekten hinsichtlich der Uniformität der Signalbildung. Siehe hierzu Abschnitt 4.4.3.

[36] Das Übersprechen wird zusätzlich durch das *Staggering* und die Neigung der einzelnen Driftzellen unterdrückt: Siehe weiter unten. Letztlich kann durch die gewählte Anordnung auf eine elektronische Kompensation dieses Effektes verzichtet werden.

[37] Z.B. nach erfolgreicher HERA-Injektion und Beginn einer neuen *Luminositäts-Füllung*.

Parameter	CJC1	CJC2
Innenradius R_I [mm]	203	530
Außenradius R_A [mm]	451	844
Aktive radiale Länge Δr [mm]	224	296
Aktive Länge Δz [mm]	2200	
Max. Driftstrecke für R_I / R_A[mm]	229 / 445	285 / 431
Winkelabdeckung θ_{R_I} [°]	$11 \lesssim \theta \lesssim 169$	$26 \lesssim \theta \lesssim 154$
Winkelabdeckung θ_{R_A} [°]	$22 \lesssim \theta \lesssim 158$	$38 \lesssim \theta \lesssim 142$
Notwendiges p_t für R_A [GeV]	≈ 80	≈ 150
Anzahl der Zellen	30	60
Signaldrähte: pro Zelle / total	24 / 720	32 / 1920
Kathodendrähte: pro Zelle / total	49 / 1470	65 / 3900
Potentialdrähte: pro Zelle / total	50 / 1500	66 / 3960
Felddrähte: pro Zelle / total	10 / 300	10 / 600
Alle Drähte	3990	10380
	14370	

Tabelle 3.3: *Einige Parameter der CJC.*

der nominellen Hochspannung an die Signaldrähte diese durch die auftretenden elektrostatischen Kräfte in immer die gleichen finalen Positionen gedrückt.

- Das Übersprechen zwischen zwei Signaldrähten wird unterdrückt, da die Signalentstehung zeitversetzt erfolgt.
- Eine Unterscheidung, auf welcher Seite des Signaldrahtes die Primärionistaion erfolgte, wird insbesondere für kurze Spuren erleichtert.

Eine Besonderheit der CJC stellt die Neigung der einzelnen Driftzellen gegenüber der radialen Ausrichtung um $\approx 30°$ dar. Diese Anordnung bietet im Falle von Spuren mit nicht zu starken Krümmungsradien die folgenden Vorteile[38]:

- Es wird eine teilweise Kompensation des Lorentzwinkel α_{Lor} erreicht, d.h. die Teilchen durchqueren die Driftzellen annähernd senkrecht zu den Feldlinien des Driftfeldes. Dadurch wird die Signalbildung auf den Signaldrähten verbessert.
- Die Teilchen kreuzen mindestens eine Signaldrahtebene. Damit ist die Bestimmung des Ereigniszeitnullpunktes t_0, der eine Grundvoraussetzung für jede weitere Spurrekonstruktion darstellt, ohne externe Referenz möglich [42].
- Die Kreuzungen der meisten Teilchen mit den Signal- und/oder den Kathodendrahtebenen ermöglicht eine Kalibration oder CJC ohne äußere Referenz.
- Die Spurambiguitäten lassen sich leichter auflösen, da die *Spiegelspuren* in der benachbarten Driftzelle keine Fortsetzung finden[39].

---

[38] In der folgenden Auflistung werden unter *Spuren* immer solche verstanden, deren p_t hinreichend groß ist (d.h. $p_t \gtrsim 400 - 500$ MeV), um die CJC1 und CJC2 annähernd gerade zu durchqueren.

[39] Siehe Abschnitt 3.3.4.

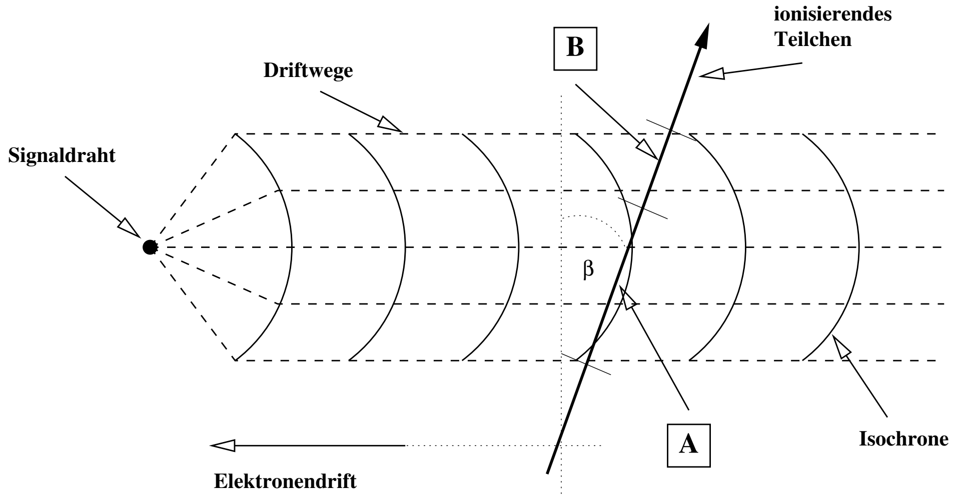


Abbildung 3.9: *Modell der Isochronen.*

- Das Übersprechen zwischen benachbarten Driftzellen wird zusätzlich zu den bereits genannten Gründen durch unterschiedliche Driftzeiten unterdrückt.

3.3.3 Auslese und Qt-Analyse

Alle Signaldrähte der CJC werden jeweils an beiden Enden getrennt ausgelesen, da für die Bestimmung der z-Position mit Hilfe der Ladungsteilung die Signalpulse an beiden Seiten benötigt werden. Die analogen Signalpulse werden zunächst durch unmittelbar mit den Signaldrähten verbundene Vorverstärker verstärkt und anschließend über Multikoaxialkabel von ≈ 28 m Länge zum Elektronik-Rucksack des H1 Detektors übertragen. Dort erfolgt eine Digitalisierung mit Hilfe von 16-kanaligen FADC[40] mit einer zur HERA Frequenz synchronisierten Abtastfrequenz von 104 MHz, d.h. alle ≈ 10 ns wird eine Digitalisierung vorgenommen. Die digitalisierten Werte werden gemäß den konzeptionellen Vorgaben der H1 Datennahme in Pipelines von 24 BC Tiefe geschrieben.

Wird durch das H1 Triggersystem das L1KEEP Signal gegeben, werden mit Hilfe von Scannerkarten die Daten des entsprechenden BC aus den einzelnen Pipelines in einen zentralen Speicher umkopiert, wobei gleichzeitig durch programmierbare Schwellen die relevanten Signale (Treffer bzw. *Hits*) in einem *Hitmemory* registriert werden. Die auf diese Weise bestimmten Signalpulse werden abschließend analysiert hinsichtlich ihrer Ladung Q bzw. Ankunftszeit t (Qt-Analyse).

Elektronen, die während der Primärionisation an Orten mit ungefähr gleichen Driftzeiten bis zum Signaldraht gebildet werden (*Isochronen*), erreichen diesen alle ungefähr zur gleichen Zeit. Dieser Vorgang ist in Abbildung 3.9 illustriert und mit $\boxed{\text{A}}$ bezeichnet. Dahingegen erreichen die unter $\boxed{\text{B}}$ freigesetzten Elektronen den Signaldraht zu sehr unterschiedlichen Zeiten.

Durchquert ein geladenes Teilchen den Driftraum senkrecht zu den Driftwegen[41], so ist der Anteil der tangential zu einer Isochronen, aufgrund von Primärionisationen produzierten Elektronen maximal. Je größer jedoch der Winkel β zwischen der Senkrechten zur Driftrichtung und einer Teilchenspur wird,

---

[40] **F**ast **A**nalog to **D**igital **C**onverter.

[41] Die Driftrichtung und die Richtung des Elektrischen Feldes $\vec{E}_{Drift}$ weichen um den Lorentzwinkel α_{Lor} voneinander ab.

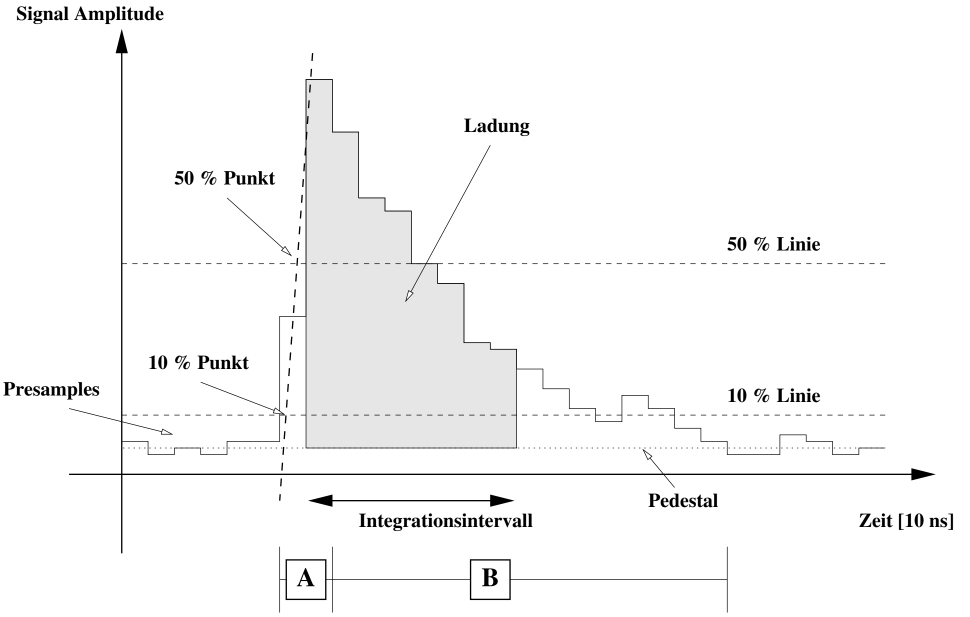


Abbildung 3.10: *Die Qt-Analyse.*

desto weniger kann von einer tangentialen Näherung an eine Isochrone ausgegangen werden. Die Folge ist, daß die freigesetzten Elektronen die entsprechenden Signaldrähte zu sehr unterschiedlichen Zeiten erreichen.

In Abbildung 3.10 ist gezeigt, wie ein typischer Signalpuls nach der Digitalisierung vorliegt. Man erkennt, daß die unter $\boxed{\text{A}}$ gebildeten Elektronen einen starken Anstieg des Signals verursachen, wohingegen diejenigen aus $\boxed{\text{B}}$ einen langsamen Abfall des Signals begründen. Nimmt der Anteil der unter der Bedingung $\boxed{\text{B}}$ erzeugten Elektronen zu, so wird die Signalform flacher: Der Anstieg ist weniger signifikant, was Unsicherheiten bei der Bestimmung der Ankunftzeit zur Folge hat. Gleiches gilt analog für die Bestimmung der Ladung. Aufgrund der Neigung der CJC Driftzellen um $\approx 30°$ wirkt sich der beschriebene Effekt für positiv und negativ geladene Teilchen unterschiedlich aus. Dies wird in Abschnitt 3.3.4 beschrieben.

Die *Qt*-Analyse verläuft in mehreren Schritten. Da die FADC in einem nicht-linearen Modus betrieben werden, wird zunächst eine Linearisierung durchgeführt. Danach wird für die im Hitmemory verzeichneten Signalpulse eine Pedestalbestimmung vorgenommen, die durch Medianbildung aus den 6 dem Signalanstieg vorhergehenden Bins (*Presamples*) erfolgt. Im nächsten Schritt wird versucht, diejenigen zwei Signalpulse von der +*z* bzw. -*z*-Seite, welche von der selben Primärionisation stammen, einander zuzuordnen. Folgen zwei Signalpulse auf dem selben Signaldraht so dicht aufeinander, daß es zu einer Überlagerung der Pulse kommt, wird eine *Pulssubtraktion* durchgeführt: Eine Standardpulsform wird an den jeweiligen Signalpuls angeglichen und von diesem subtrahiert. Durch dieses Verfahren wird die Doppelspurauflösung erheblich verbessert.

Nach erfolgreicher Zuordnung zweier Signalpulse zueinander wird in einem ersten Schritt die Ankunftszeit bestimmt. Das verwendete Verfahren wird als *Leading Edge* Algorithmus bezeichnet. Für beide Signalpulse wird zunächst getrennt durch lineare Interpolation derjenige Zeitpunkt $t_{50\,\%}$ bestimmt, an dem die jeweilige Signalamplitude den halben Maximalwert erreicht. Analog wird für beide Pulse die maximale Steigung s_{max} zwischen zwei Digitalisierungen im Bereich des Signalanstiegs bestimmt. Es werden jeweils die Mittelwerte aus den beiden Werten für $t_{50\,\%}$ bzw. s_{max} gebildet. Die auf diese Weise definierte Gerade wird benutzt, um denjenigen Zeitpunkt $t_{10\,\%}$ zu bestimmen, an dem ein durch $t_{50\,\%}$ und s_{max} bestimmter Signalpuls $10\,\%$ seiner maximalen Amplitude erreicht hätte. Der Zeitpunkt $t_{10\,\%}$ wird als Ankunftszeit t_A des Signalpulses interpretiert.

Die Bestimmung der Ladung Q_{z_+} bzw. Q_{z_-} erfolgt durch Integration über einen Teilbereich der entsprechenden Signalpulse. Bei der Wahl eines optimalen Integrationsintervalles müssen zwei gegenläufige Effekte berücksichtigt werden:

- Das Integrationsintervall darf nicht zu kurz gewählt werden, da durch Nichtberücksichtigung eines relevanten Anteils des Signalpulses der Fehler der Ladungsmessung zunimmt.
- Das Integrationsintervall darf nicht zu lang gewählt werden, da es aufgrund der sowohl insgesamt als auch binweise geringen Statistik zu erheblichen Variationen der abfallenden Flanke der Signalpulse kommt.

Der gewählte Modus besteht in einem Integrationsintervall von 8 FADC Digitalisierungen ($\approx 80\,\mathrm{ns}$) mit $t_{50\,\%}$ als Startpunkt[42].

Nach Beendigung der Auslese eines Ereignisses stehen für jeden gemessenen Treffer die Ankunftszeit t_A sowie die Ladungen von den beiden Enden des jeweiligen Signaldrahtes Q_{z_+} bzw. Q_{z_-} zur Verfügung. Sie werden in der CRJE Bank gespeichert und sind die Grundlage für die in Abschnitt 3.3.4 skizzierte Spurrekonstruktion.

3.3.4 Spurrekonstruktion

Aufgrund des äußeren Magnetfeldes, dessen Feldlinien im Bereich der CJC parallel zur Strahlachse verlaufen, erfahren geladene Teilchen in Folge der Lorentzkraft eine Ablenkung. Ihre Bahnkurven lassen sich durch eine Helix beschreiben, die durch die folgenden 5 Parameter definiert ist:

1. Der inverse Krümmungradius: $\kappa = 1/r$.
2. Der kleinste Abstand zum Ursprung in der $r\varphi$-Ebene: dca.
3. Der Azimutalwinkel am dca: φ.
4. Der Polarwinkel am dca: θ.
5. Der z-Wert am dca: $z0$.

In guter Näherung sind die Parameter in der $r\varphi$-Ebene, κ, dca und φ, unabhängig von denjenigen der rz-Ebene, θ und $z0$. Die Parameter der $r\varphi$-Ebene werden durch einen Kreisfit [43] bestimmt, diejenigen der rz-Ebene durch einen Geradenfit. Die Wertebereiche von φ, θ und $z0$ entsprechen denjenigen des H1 Koordinatensystems. Die Vorzeichenkonvention für κ und dca ist so gewählt, daß bei einer Änderung des Vorzeichens von κ dasjenige des korrespondierenden dca unverändert bleibt, was für die Spurrekonstruktion ein Vorteil ist.

---

[42] Für die Jahre 1993 und 1994 wurde ein kürzeres Integrationsintervall sowie andere Schwellenwerte für die Trefferselektion gewählt.

Die Spurrekonstruktion der CJC ist in dem Software-Modul CJCREC realisiert, das in einer schnellen Version für L4 und einer vollständigen Version für L5 vorliegt. Sie erfolgt zunächst in der $r\varphi$-Ebene, da die hier erreichte Auflösung um zwei Größenordnungen besser ist als in der rz -Ebene.

Die schnelle Spurrekonstruktion auf L4
Es lassen sich drei Schritte bei der Spurrekonstruktion unterscheiden:

1. Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes T_0 und die Berechnung der den jeweiligen Ankunftszeiten der einzelnen Treffer entsprechenden Driftstrecken.
2. Die Suche nach zusammengehörigen Tripeln von Treffern.
3. Ausgehend von den aufgefundenen Tripeln die Zuordnung der gemessenen Treffer zu einzelnen Spuren und die Berechnung der jeweiligen $3 + 2$ Spurparameter.

Die in der CRJE Bank vorliegenden Zeit-Informationen müssen zunächst gemäß Gleichung 3.1 in Orts-Informationen umgerechnet werden:

$$s_i = v_{Drift} \cdot (t_{A,i} - T_0) \tag{3.1}$$

Dabei bezeichnet s_i die Entfernung einer Teilchenspur von einem bestimmten Signaldraht i, also die Driftstrecke der bei der Primärionisation freigesetzten Elektronen, v_{Drift} die als konstant angenommene Driftgeschwindigkeit, $t_{A,i}$ die in der CRJE Bank gespeicherte Ankunftszeit des zu der genannten Primärionisation korrespondierenden Signalpulses, sowie T_0 einen Zeitoffset, der sich als Ereigniszeitnullpunkt interpretieren läßt [42]. Darüber hinaus müssen die individuellen Zeitoffsets der einzelnen Signaldrähte $t_{0,i}$ sowie Nahdrahtkorrekturen berücksichtigt werden. Die Driftrichtung ist durch das für jeden Raumpunkt bekannte elektrische Feld sowie den Lorentzwinkel α_{Lor} gegeben.

Der Ereigniszeitnullpunkt T_0 wird in erster Näherung mit Hilfe eines Driftzeithistogrammes für jedes Ereignis neu bestimmt. Für v_{Drift} und α_{Lor} werden zunächst die Kalibrationswerte der vorgängigen Runs benutzt, die dann in einem iterativen Prozess aufgrund bestehender Korrelationen korrigiert werden. Die auf diese Weise angepaßten Werte werden am Ende eines Runs als neue Kalibrationskonstanten auf die H1 Database geschrieben.

Für einen einzelnen Signaldraht alleine kann zunächst nicht entschieden werden, auf welcher Seite der Driftzelle das ursprüngliche Teilchen sich befand. Man spricht von *Spiegeltreffern*[43], die jeweils in einem Abstand $|s|$ links oder rechts vom Signaldraht liegen.

Jeweils innerhalb einer einzelnen Driftzelle wird versucht, zusammengehörige Tripel der Signaldrähte (n-2,n,n+2) zu finden. Durch diese Tripel wird in der $r\varphi$-Ebene ein Kreis gefittet mit dem Nullpunkt $(0.0, 0.0)$ als Ursprung, d.h. man erhält Startwerte für κ_{Start}, φ_{Start} unter der (vorläufigen) Annahme $dca = 0.0$. Treffer, die zu einer Spur gehören, bilden Häufungspunkte in der Ebene $\kappa_{Start}\varphi_{Start}$. Ausgehend von diesen Häufungspunkten werden in einem komplexen, iterativen Prozess Treffer zu einer gemeinsamen Spur zusammengefügt: Dabei werden unter anderem iterativ schmaler werdende Bänder um die bereits aufgesammelten Treffer sowie weitere mögliche Koordinatenpunkte, die anhand der jeweils bekannten, vorläufigen Spurparameter extrapoliert werden, berechnet. Innerhalb dieser Bänder können zusätzliche Treffer-Kandidaten zu einer spezifischen Spur aufgesammelt werden.

---

[43] Respektive *Spiegelspuren*.

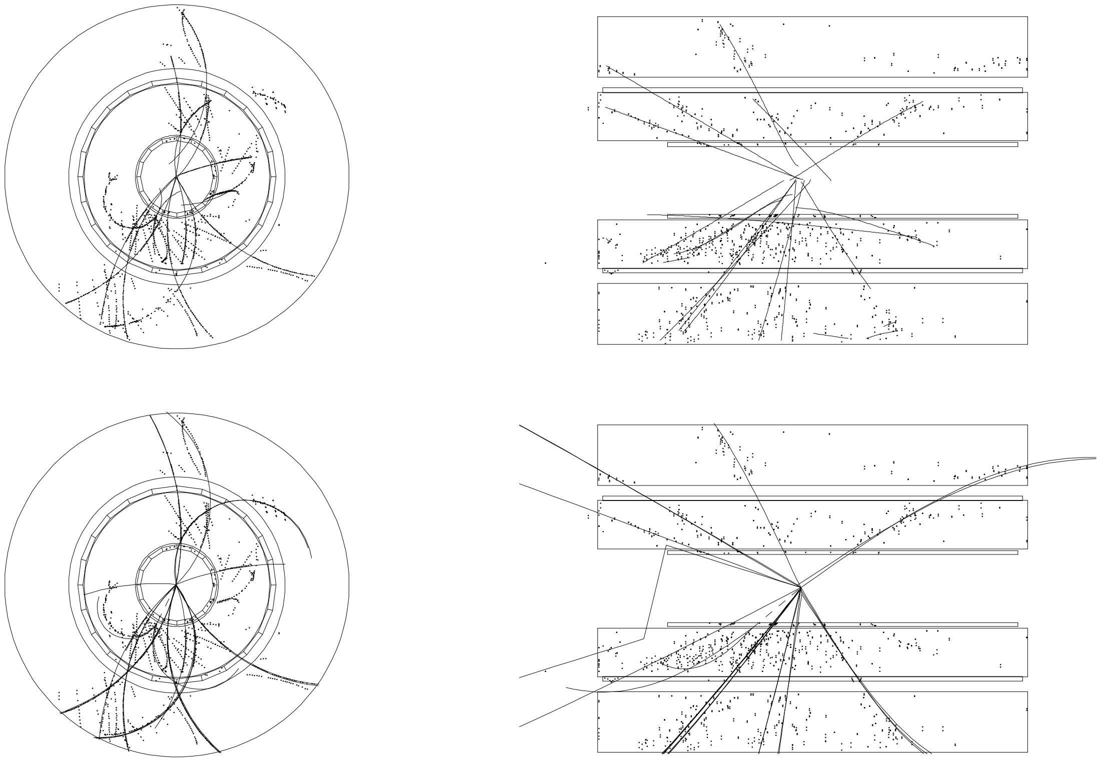


Abbildung 3.11: *Ein Beispiel für die Anwendung des Vertexfits (Run 168060, Event 51149, AST u.a. 83 (Photoproduktion, e-Tagger-33)). Die beiden oberen Abbildungen zeigen die Nicht-Vertex-gefitteten, die unteren die durch einen Vertexfit bestimmten Spuren. Insbesondere in der rz-Ebene ist deutlich zu erkennen, daß ein gemeinsamer Ereignisvertex eine wirkungsvolle Zwangsbedingung darstellt.*

Die genannten Ambiguitäten lassen sich u.a. dadurch auflösen, daß Spiegelspuren in der benachbarten Driftzelle keine Fortsetzung finden. Ist die Spurfindung in der $r\varphi$-Ebene abgeschlossen, werden die entsprechenden Spurparameter berechnet.

Die Gewinnung einer Ortsinformation entlang der z-Achse beruht auf dem Prinzip der Ladungsteilung:

$$z = z_{\mathit{Mitte}} + \frac{L}{2} \cdot \frac{Q_{z_+} - Q_{z_-}}{Q_{z_+} + Q_{z_-}} \tag{3.2}$$

Dabei bezeichnet L die Länge, bzw. z_{Mitte} den Mittelpunkt der Signaldrähte, und $Q_{z_\pm}$ die zur +z bzw. -z -Seite abfließende Ladung. Durch die in der $r\varphi$-Ebene gefundenen Spuren sind die jeweiligen Treffer vorgegeben, die in einem abschließenden Geradenfit in der rz-Ebene verwendet werden. Ein Beispiel ist in Abbildung 3.11 gezeigt.

Die aufgefundenen Spuren werden dazu benutzt, einen *Runvertex* zu bestimmen. Analog des Verfahrens für die bereits genannten Kalibrationskonstanten werden für einen Run die x-, y- und z-Koordinaten von geeigneten Spuren akkumuliert. Die Mittelwerte der x- und y-Koordinaten für

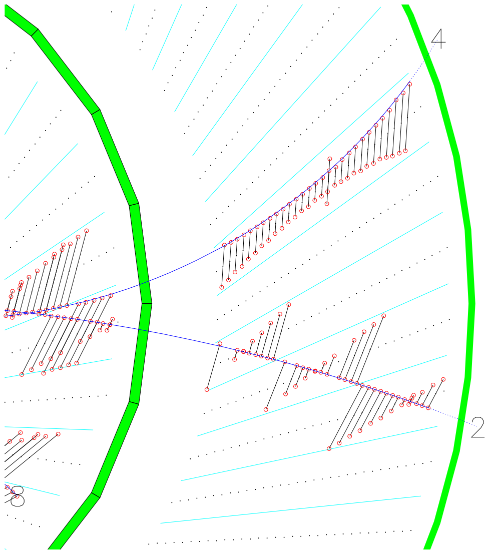


Abbildung 3.12: *Aufgrund der Neigung der CJC Driftzellen ergeben sich unterschiedliche Bedingungen für die Rekonstruktion von Spuren positiv (Spur 4) bzw. negativ (Spur 2) geladener Teilchen. Dargestellt sind Teile der CJC1 (ganz links) sowie der CJC2 (Bildmitte). Man erkennt die durch Kathodenebenen (feinpunktierte Linien) voneinander getrennten Driftzellen mit den mittig angeordneten Signaldrähten. Darüberhinaus sind Treffer und Spiegeltreffer dargestellt, die jeweils durch eine Linie miteinander verbunden sind, welche die Driftrichtung anzeigt. Siehe auch die Erläuterungen im Text.*

$z = 0$ entsprechen einem Runvertex in der $r\varphi$-Ebene, dessen Auflösung durch die Breite des HERA Elektronen- bzw. Protonenstrahls gegeben ist, d.h. $\sigma_x \approx 180\,\mu$m und $\sigma_y \approx 50\,\mu$m. Darüber hinaus wird die Neigung des HERA Elektronen- bzw. Protonenstrahls relativ zum H1 Detektor bestimmt.

Die vollständige Spurrekonstruktion auf L5

Die Spurrekonstruktion auf L5 benutzt die bereits durch das schnelle Modul aufgefundenen Spuren sowie die durch L4 aktualisierten Kalibrationskonstanten. Es wird versucht, weitere Treffer für die bekannten Spuren aufzusammeln, bzw. durch Tripel der Form (n-1,n,n+1) auch kürzere Spuren zu finden.

Die bis zu diesem Zeitpunkt bestimmten Spuren werden als *Nicht-Vertex-gefittete Spuren* bezeichnet[44]. Diese Spuren dienen als Grundlage für einen sich anschließenden Vertexfit, d.h. es wird versucht, die Spuren auf einen gemeinsamen primären *Ereignisvertex* anzupassen. Darüberhinaus besteht die Möglichkeit, jeweils zwei Spuren zu sekundären Vertizes zu fitten.

Der Vertexfit gliedert sich in mehrere Schritte:

1. Anhand der z-Werte der Nicht-Vertex-gefitteten Spuren wird durch einen spezifischen Gewichtungs-Algorithmus ein vorläufiges z_{vor} bestimmt.
2. Der durch L4 bekannte Runvertex in der $r\varphi$-Ebene wird in Abhängigkeit von z_{vor} berechnet. Man erhält einen vorläufigen Vertex $(x_{vor}, y_{vor}, z_{vor})$.

---

[44] Die entsprechenden BOS Bänke sind CJKR bzw. DTNV.

3. Jede Spur wird in der $r\varphi$-Ebene *separat* neu gefittet mit den Koordinaten (x_{vor}, y_{vor}) als Zwangsbedingung.
4. Abschließend wird ein *gemeinsamer* z-Fit aller Spuren durchgeführt, unter Verwendung der aktualisierten Parameter κ, dca und φ gemäß Schritt 3.
5. Gegebenenfalls werden die Schritte 2. bis 4. iterativ wiederholt.

Auf diese Weise wird versucht, für jedes Ereignis genau *einen* primären Vertex zu bestimmen[45]. Die erzielte Vertexauflösung beträgt $\sigma_x \approx \sigma_y \approx 250\,\mu$m bzw. $\sigma_z \approx 2\,$mm.

Nicht alle Spuren stammen jedoch notwendiger Weise von einem gemeinsamen primären Vertex. So weisen z.B. Teilchen aus Zerfällen von K^0 oder Λ sowie e^+e^--Paare aus Photokonversion einen Entstehungsort auf, der bis zu mehreren Zentimetern vom primären Vertex entfernt ist. Für diese Spuren wird versucht, sie paarweise zu einem jeweiligen sekundären Vertex zu fitten. Daraus ergibt sich die Konsequenz, das ein und dieselbe Nicht-Vertex-gefittete Spur sowohl zu dem einen primären Vertex, und/oder auch zu verschiedenen sekundären Vertizes gefittet werden kann: Es können also mehrere Vertex-gefittete Spurhypothesen existieren[46]. Dieser Umstand muß bei der Rekonstruktion von exklusiven Zerfallskanälen berücksichtigt werden, um Doppelzählungen zu vermeiden.

Ein wichtiger Aspekt bei der Spurrekonstruktion ist der systematische Unterschied hinsichtlich der Messung positiv bzw. negativ geladener Spuren. Die Neigung der CJC Driftzellen um $\approx 30°$ zu einer radialen Achse führt dazu, daß positive Spuren sich mit der Zellneigung, negative Spuren gegen die Signaldrahtebenen drehen. Die Abbildung 3.12 illustriert diese Topologie. In der Folge ist der Winkel β zwischen der Senkrechten zur Driftrichtung und der Spur[47] für positiv geladene Teilchen tendenziell größer als für negative. Für positiv geladene Teilchen bedeutet dies, daß die durch sie hervorgerufenen Signalpulse häufiger eine flache Form aufweisen, was die Bestimmung der Ankunftszeit sowie der Ladung erschwert. Durch diesen Zusammenhang ergeben sich unmittelbar Effekte für die Messung des Energieverlustes *dE/dx*, der sich direkt aus der gemessenen Ladung herleitet[48].

Insbesondere für Teilchen mit sehr kleinem Transversalimpuls tritt für positive Spuren eher der Umstand ein, daß die Spur fast parallel zur Driftrichtung verläuft. Für Spurabschnitte unter diesen Bedingungen ergeben sich eine Vielzahl von nicht oder nur ungenau bestimmten Signalpulsen, die keine Spurrekonstruktion erlauben. Darüberhinaus kreuzen negative Spuren deutlich häufiger die Signaldrahtebenen, was eine Auflösung der Spurambiguitäten und damit die Spurfindung erleichtert.

Die genannten Effekte führen dazu, daß Spuren negativ geladener Teilchen sich einfacher rekonstruieren lassen. Dies gilt insbesondere für Teilchen mit kleinem Transversalimpuls. Mit zunehmenden p_t der Spuren, d.h. wenn der Krümmungsradius größer wird, werden die Unterschiede geringer.

3.4 Die Elektronen-Tagger

Wie bereits erwähnt, beruht die vorliegende Arbeit auf der Analyse von Photoproduktions-Ereignissen, in denen das gestreute Elektron in einem der H1 Elektronen-Tagger, entweder dem *e*-Tagger-33 oder dem *e*-Tagger-44 , nachgewiesen werden konnte. Diese beiden Detektorkomponenten werden einzeln in den Abschnitten 3.4.2 und 3.4.3 dargestellt. Zuvor wird einleitend in Abschnitt 3.4.1 das H1 Luminositätssystem als Ganzes behandelt.

---

[45] Siehe als Beispiel die Abbildung 3.11.

[46] BOS-Bänke CJKT bzw. DTRA.

[47] Siehe auch die Abbildung 3.9.

[48] Siehe Kapitel 4.

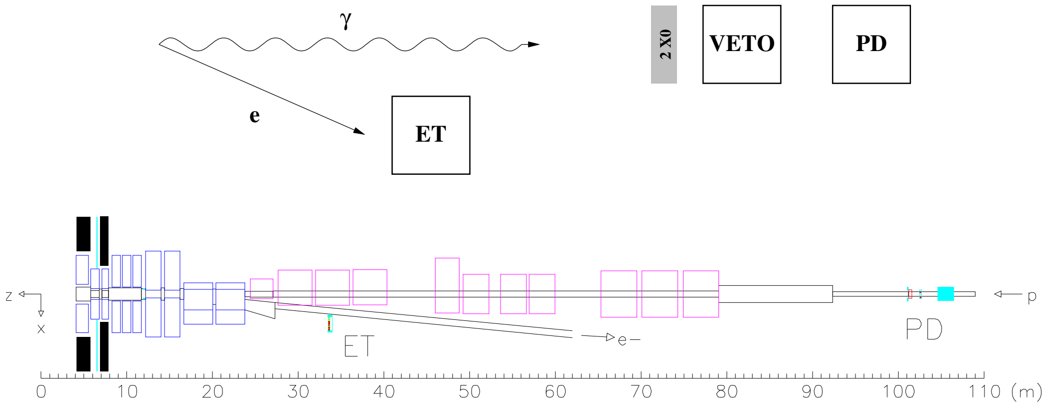


Abbildung 3.13: *Das Luminositätssystem. Gezeigt sind eine Skizze des Bethe-Heitler Bremsstrahlungsprozesses (oben), sowie eine maßstabsgerechte Aufsicht mit zusätzlichen Komponenten der HERA Speicherringe (unten). Links, im Koordinatenursprung, liegt der nominelle Wechselwirkungspunkt. Es bezeichnen ET den e-Tagger-33 , VETO den als Veto dienenden Cerenkovzähler, und PD den Photondetektor.*

3.4.1 Das Luminositätssystem

Der Nachweis von Elektronen im e-Tagger-33 dient nicht nur dem Nachweis von Photoproduktions-Ereignissen, sondern ist darüberhinaus grundlegend für die Luminositätsmessung am H1 Detektor. Das Luminositätssystem [44], [45] ist in Abbildung 3.13 dargestellt.

Die Luminosität wird berechnet aus der Rate der Bethe-Heitler Bremsstrahlungs-Ereignisse, deren Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der QED genau berechenbar ist [46]:

$$ep \longrightarrow ep\gamma$$

Das gestreute Elektron wird im e-Tagger-33 bei $z = -33.4$ m nachgewiesen, das Photon im Photondetektor bei $z = -102.9$ m. Den Hauptuntergrund bilden Wechselwirkungen der einlaufenden Elektronen mit Restgasatomen im Strahlrohr, der mit Hilfe der Elektronen Pilot-Pakete abgeschätzt werden kann. Die Luminosität $\mathcal{L}$ ergibt sich dann durch:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{vis}} \tag{3.3}$$

wobei R_{tot} die insgesamt gemessene Anzahl von Bremsstrahlungs-Ereignissen angibt, bzw. R_0 die Anzahl derjenigen aus den Pilot-Paketen. I_{tot} bzw. I_0 bezeichnen die korrespondierenden Strahlströme und σ_{vis} den sichtbaren Wirkungsquerschnitt der Reaktion $ep \longrightarrow ep\gamma$. Während der Datennahme wird die Luminosität durch die sogenannte *Koinzidenzmethode* bestimmt, d.h. *sowohl* das gestreute Elektron eines Ereignisses, *als auch* das dabei emittierte Photon müssen nachgewiesen werden. Zur offline Berechnung der finalen, integrierten Luminosität wird dagegen die Einzel-Photonen

Parameter	*e*-Tagger-33	*e*-Tagger-44	PD
z-Position [m]	-33.4	-44.0	-102.9
xy-Grundfläche [mm^2]	154×154	44×66	110×110
Granularität [Zellen, $x \times y$]	7×7	2×3	5×5
Chemische Zusammensetzung	TlCl $78\,\%$/TlBr $22\,\%$		
Strahlungslänge X_0 [cm]	0.93		
Moliere Radius R_m [cm]	2.10		
Kristall-Länge [cm]	20.0		
Energieauflösung [$\%$, E in GeV]	$1 \oplus 15/\sqrt{E}$	$1 \oplus 20/\sqrt{E}$	$1 \oplus 15/\sqrt{E}$
Ortsauflösung [mm]	$0.3 - 1.2$		
Zeitauflösung [ns]	< 3		

Tabelle 3.4: *Einige Parameter der H1 Luminositäts-Detektoren.*

Methode verwendet, die allein auf der Rate der nachgewiesenen Photonen beruht und einen geringfügig kleineren systematische Fehler aufweist.

Sowohl der *e*-Tagger-33 als auch der Photondetektor sind konzipiert als total absorbierende Cerenkov-Kalorimeter, aufgebaut aus 7×7 bzw. 5×5 TlCl/TlBr Kristallen mit einem quadratischen Querschnitt von $22 \times 22\,\mathrm{mm}^2$. Der Photondetektor ist gegen Synchrotronstrahlung geschützt durch eine Bleiabschirmung von zwei Strahlungslängen X_0 Stärke. Ein Wasser-Cerenkovzähler dient als Veto gegen Ereignisse mit Photonwechselwirkungen in der Bleiabschirmung.

Zum Luminositätssystem im weiteren Sinne gehört auch der *e*-Tagger-44 , für den als Grundeinheit die gleichen Kristalle verwendet werden wie für den *e*-Tagger-33 oder den Photondetektor. Einige wichtige Parameter der zum Luminositätssystem gehörenden Detektoren sind in Tabelle 3.4 zusammengefaßt.

3.4.2 Der *e*-Tagger-33

Der technische Aufbau des *e*-Tagger-33 ist bereits im vorherigen Abschnitt 3.4.1 beschrieben worden[49]. Neben seiner Funktion im Rahmen der Luminositätsmessung dient der *e*-Tagger-33 in der vorliegenden Analyse vor allem dem Nachweis des gestreuten Elektrons, wodurch die grundlegenden kinematischen Größen[50] der entsprechenden Ereignisse bestimmt werden können.

Eine wichtige Größe ist die Akzeptanz A_{33} des *e*-Tagger-33 in Abhängigkeit von y_{33}, wobei gilt:

$$y = y_{33} = 1 - \frac{E_{33}}{E_e} \tag{3.4}$$

mit der im *e*-Tagger-33 gemessenen Energie E_{33}, und der Energie E_e des HERA Elektronenstrahls[51]. Der funktionale Zusammenhang von A_{33} und y_{33} ist in starkem Maße abhängig von den Parametern des Elektronenstrahls im Bereich des Wechselwirkungspunktes, insbesondere der Neigung und des

---

[49] Siehe auch die schematische Darstellung in Abbildung 3.18.

[50] Um eine Unterscheidung dieser Größen hinsichtlich ihrer Bestimmung durch den *e*-Tagger-33 , bzw. den *e*-Tagger-44 zu ermöglichen, werden sie gegebenenfalls mit einem entsprechenden Index versehen: z.B. y_{33}, bzw. y_{44}.

[51] Siehe auch Abschnitt 2.1.

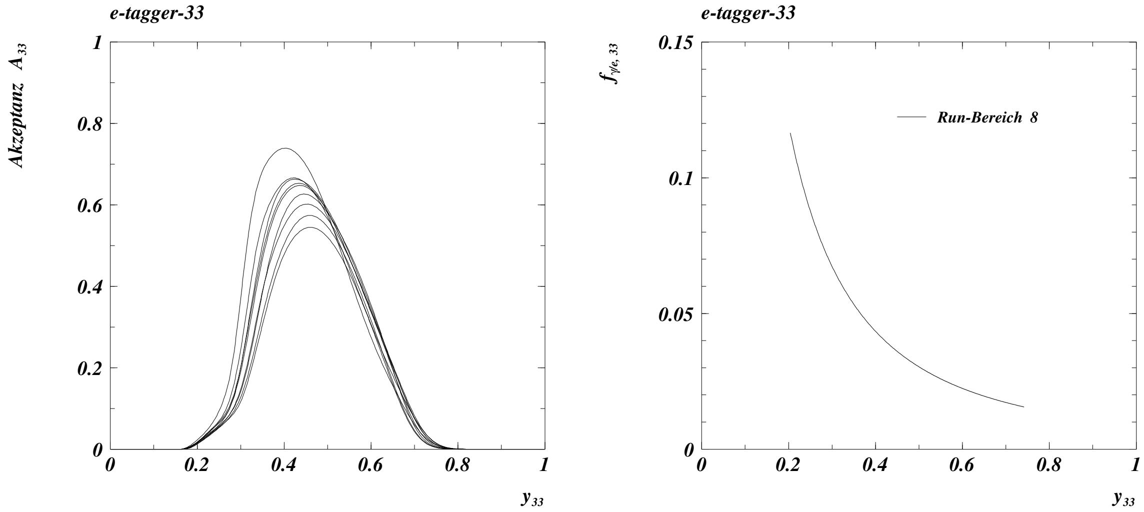


Abbildung 3.14: *Links: Akzeptanzkurven für den e-Tagger-33 für die 9 verschiedenen Parametrisierungen 1996. Rechts: Der Photon-Fluß $f_{\gamma/e}$ für den e-Tagger-33. Die Kurve ist für denjenigen Bereich gezeichnet, in dem für die Parametrisierung des Runbereiches 8 die Akzeptanz des e-Tagger-33 mindestens* $2\,\%$ *beträgt.*

Offsets hinsichtlich x: ϑ_x, bzw. d_x. Diese Parameter ändern sich im Laufe der Datennahme über ein Jahr, so daß für eine korrekte Beschreibung der Akzeptanz des e-Tagger-33 mehrere, den verschiedenen Bedingungen des Elektronenstrahls angepaßte Parametrisierungen verwendet werden müssen.

In Abbildung 3.14, links, sind die insgesamt 9 verschiedenen Parametrisierungen für die Datennahme in 1996 für die Abhängigkeit der Akzeptanz A_{33} von y_{33} dargestellt. Man erkennt den weiten Bereich in y, der vom e-Tagger-33 überdeckt wird.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist die zur Verfügung stehende Anzahl von Ereignissen in den untersuchten exklusiven Zerfallskanälen z.T. stark eingeschränkt. Diese Tatsache erlaubt keine weitergehenden Einschränkungen im Bereich von y_{33}, was im Hinblick auf die erforderlichen Akzeptanzkorrekturen von Vorteil wäre[52]. Aus diesem Grund wird der kinematische Bereich hinsichtlich der Verwendung des e-Tagger-33 im Kontext der vorliegenden Analyse lediglich durch die schwache Forderung begrenzt, daß die minimale Akzeptanz mindestens $2\,\%$ beträgt:

$$A_{33} \geq 0.02 \tag{3.5}$$

Da für 1996 verschiedene Parametrisierungen für $A_{33}(y_{33})$ vorliegen, ergeben sich aus der angeführten Forderung $A_{33} \geq 0.02$ verschiedene Paare von entsprechenden (y_{min}, y_{max}). Diese sind in Abbildung 3.15, links unten, dargestellt.

In Kapitel 2 wurde die *Weizsäcker-Williams Approximation* (WWA) vorgestellt und der Photon-Fluß $f_{\gamma/e}$ eingeführt:

---

[52] Diese Zusammenhänge werden ausführlich in dem Kapitel 7 dargestellt. Siehe auch die Anmerkungen am Ende dieses Abschnittes.

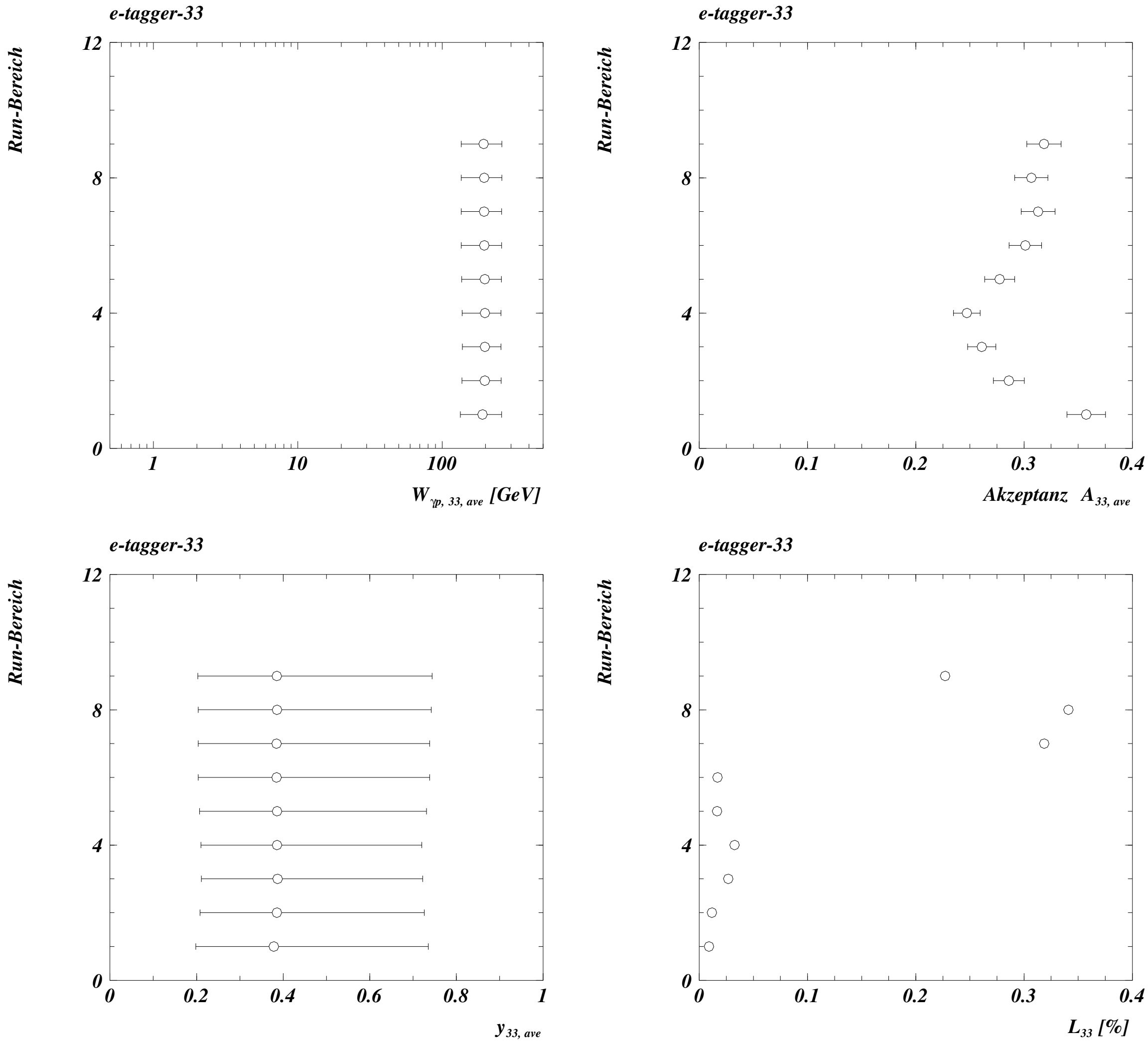


Abbildung 3.15: *Verschiedene kinematische Größen des e-Tagger-33 für die verschiedenen Parametrisierungen in 1996. Gezeigt sind jeweils die für einen Runbereich gemittelten Werte (Siehe auch die Erläuterungen im Text). Links oben: Mittlere Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p,\,33}$. *Der für jeden Mittelwert angegebene Bereich bezeichnet nicht den Fehler, sondern markiert den jeweils kleinsten, bzw. größten Wert, der sich durch* y_{min}, *bzw.* y_{max} *ergibt. Rechts oben: Die mittlere Akzeptanz* A_{33}. *Die Fehlerbalken markieren einen systematischen Fehler von* $\pm 5.0\,\%$. *Links unten: Mittleres* y_{33}. *Hier ist für jeden Mittelwert derjenige Bereich angegeben, in dem die Akzeptanz des e-Tagger-33 mindestens* $2\,\%$ *beträgt. Rechts unten: Die für die Bestimmung eines gemeinsamen, gewichteten Mittelwertes (für alle 9 Parametrisierungen des e-Tagger-33 in 1996) benutzten Gewichte: Sie ergeben sich aus der in dem jeweiligen Runbereich akkumulierten, korrigierten Luminosität des Subtriggers ST83. Man erkennt deutlich, daß im wesentlichen die letzten 3 Parametrisierungen die Mittelwertbildung bestimmen.*

$$\begin{aligned} f_{\gamma/e}(y) &= \frac{\alpha_{em}}{2\pi}\left[\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\left(\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}}\right) - 2\frac{(1-y)}{y}\right] \\ Q^2_{max} &= E_e^2 \cdot (1-y) \cdot \hat{\theta}^2_{max} \\ Q^2_{min} &= \frac{(y \cdot m_e)^2}{1-y} \end{aligned}$$

Für den *e*-Tagger-33 ergibt sich, bedingt durch seine geometrische Akzeptanz:

$$Q^2_{max,\,33} = 0.01\,\text{GeV}^2 \tag{3.6}$$

Ein Beispiel für den Photon-Fluß $f_{\gamma/e,33}$ in Abhängigkeit von y_{33} ist in Abbildung 3.14, rechts, gezeigt.

Mit Hilfe von $f_{\gamma/e}$ lassen sich schließlich, unter Berücksichtigung der jeweiligen Werte von (y_{min}, y_{max}), die folgenden kinematischen Größen bestimmen:

Der integrierte Photon-Fluß $F_{\gamma/e}$:

$$F_{\gamma/e,\,33} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} f_{\gamma/e}(y)\;dy \tag{3.7}$$

Der mittlere y-Wert, $y_{33,\,ave}$:

$$y_{33,\,ave} = \frac{\int_{y_{min}}^{y_{max}} y\; f_{\gamma/e}(y)\;dy}{\int_{y_{min}}^{y_{max}} f_{\gamma/e}(y)\;dy} \tag{3.8}$$

Die mittlere Photon-Proton Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p,\,33,\,ave}$, wobei die Akzeptanz des *e*-Tagger-33 berücksichtigt wird:

$$W_{\gamma p,\,33,\,ave} = \sqrt{4E_pE_e}\cdot\frac{\int_{y_{min}}^{y_{max}} \sqrt{y}\;A_{33}\;f_{\gamma/e}(y)\;dy}{\int_{y_{min}}^{y_{max}} A_{33}\;f_{\gamma/e}(y)\;dy} \tag{3.9}$$

Die mittlere Akzeptanz $A_{33,\,ave}$:

$$A_{33,\,ave} = \frac{\int_{y_{min}}^{y_{max}} A_{33}\;f_{\gamma/e}(y)\;dy}{\int_{y_{min}}^{y_{max}} f_{\gamma/e}(y)\;dy} \tag{3.10}$$

Parameter	*Wert*
$F_{\gamma/e,\mathit{fin}}$	$2.28 \cdot 10^{-2}$
$y_{33,\mathit{fin}}$	$0.204 \ < \ 0.385 \ < \ 0.739$
$W_{\gamma p,\,33,\mathit{fin}}$ [GeV]	$136.0 \ < \ 195.3 \ < \ 258.7$
$A_{33,\mathit{fin}}$	0.31

Tabelle 3.5: *Luminositäts-gewichtete Mittelwerte einiger kinematischer Größen für den e-Tagger-33 in 1996. Angenommen ist eine minimale Akzeptanz* $A_{33} \geq 0.02$.

Die entsprechenden Größen (bis auf $F_{\gamma/e}$) sind in Abbildung 3.15 für die verschiedenen Parametrisierungen von A_{33} dargestellt. Um Werte zu erhalten, die man als Mittelung für die *gesamte* Datennahme in 1996 ansehen kann, wird für die genannten Größen ein gewichtetes Mittel bestimmt, wobei die Gewichte sich aus der anteiligen, korrigierten Luminiosität[53] für die jeweilige Parametrisierung ergeben[54]. Diese Gewichte sind ebenfalls in Abbildung 3.15, unten rechts, dargestellt. Die sich ergebenden Werte sind in Tabelle 3.5 zusammengefaßt.

Die Frage der Akzeptanz des *e*-Tagger-33 wird noch einmal im Zusammenhang mit der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für den Zerfall $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ behandelt werden. Prinzipiell bestehen die folgenden drei Möglichkeiten:

1. Es wird eine mittlere Akzeptanz $A_{33,\mathit{fin}}$ berechnet (siehe oben).
2. Es wird jedes Ereignis der finalen (Λ_c-) Selektion individuell mit dem entsprechenden Wert von $1.0/A33(y_{\text{Ereignis}})$ gewichtet.
3. Es wird ein Mittelwert gebildet aus den individuellen Gewichten der finalen (Λ_c-) Selektion.

Im Rahmen dieser Analyse werden hinsichtlich des *e*-Tagger-33 nur Ereignisse verwendet, bei denen der Auftreffpunkt des gestreuten Elektrons auf den *e*-Tagger-33 mindestens 12 mm von dessen Rand entfernt liegt[55]. Dadurch ist eine präzise Messung von E_{33} gewährleistet, ohne daß es zu systematischen Fehlern infolge von Leckverlusten kommt. Gemäß Formel 3.4 läßt sich somit y_{33}, und über die bekannten Akzeptanzfunktionen auch A_{33} genau bestimmen. Allerdings erhalten Ereignisse mit kleiner Akzeptanz ein sehr hohes Gewicht (bei der geforderten minimalen Akzeptanz von 0.02 ergibt sich ein Ereignis-Gewicht von maximal 50). Ein einzelnes Ereignis kann also durch ein sehr hohes Gewicht die gesamte Messung verzerren, insbesondere im Hinblick auf die geringe Statistik der finalen Selektion. Aus diesem Grund eignet sich die 2. Methode für die Aufgabenstellung im Kontext der vorliegenden Analyse nur bedingt.

Gegen die 1. Methode spricht, daß über einen sehr weiten Bereich in y gemittelt werden muß und die y-Verteilung der finalen Daten-Selektion nicht der Form der Akzeptanzfunktion entspricht. Diese Methode wird deshalb primär zur Abschätzung eines systematischen Fehlers verwendet.

Die 3. Methode schließlich macht Gebrauch von der präzisen Energiemessung, läßt aber zugleich einen weiten Bereich in y zu, da durch eine Mittelwertbildung aus der finalen Datenselektion heraus hohe individuelle Gewichte kompensiert werden. Sie ist deshalb diejenige Methode, welche zur Berücksichtigung der Akzeptanz des *e*-Tagger-33 verwendet werden wird.

---

[53] Es wird die vollständig korrigierte Luminiosität hinsichtlich des Subtriggers ST83 verwendet. Für eine detaillierte Beschreibung der Vorgehensweise siehe Kapitel 7.

[54] Die Luminositäts-gewichteten Mittelwerte werden mit einem Index *fin* versehen.

[55] Dies entspricht der halben Kantenlänge eines einzelnen Kristalls.

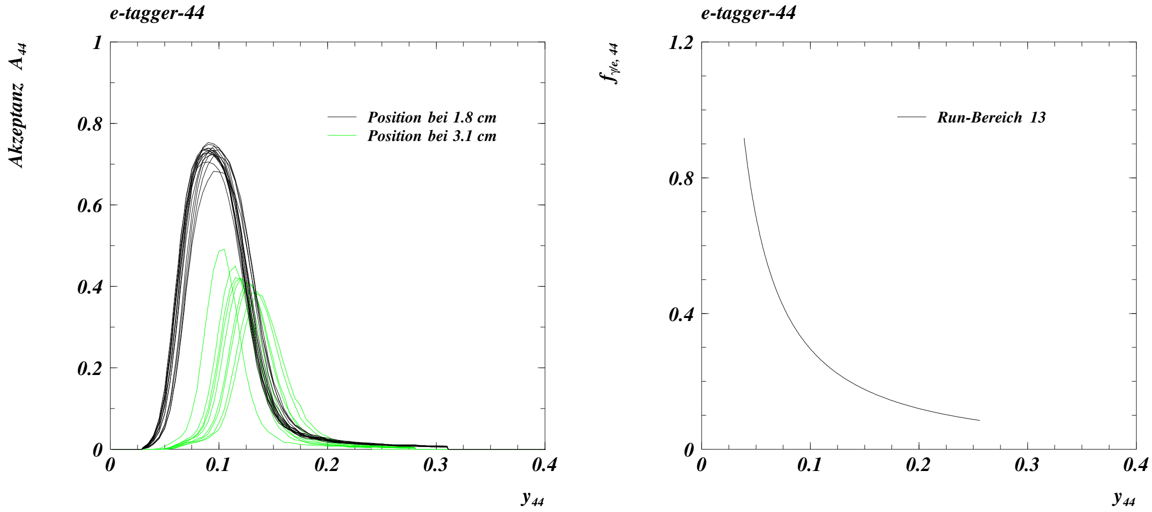


Abbildung 3.16: *Links: Akzeptanzkurven für den e-Tagger-44 für die 25 verschiedenen Parametrisierungen 1996. Man erkennt deutlich die Unterschiede zwischen den beiden Positionen des e-Tagger-44 in 1996: Der „Parkposition" mit einem Abstand von* $\sim 3.1\,\mathrm{cm}$ *zum Elektronenstrahl, und der „Arbeitsposition" mit* $\sim 1.8\,\mathrm{cm}$ *Abstand. Rechts: Der Photonfluß-Faktor* $f_{\gamma/e}$ *für den e-Tagger-44 . Die Kurve ist für denjenigen Bereich gezeichnet, in dem für die Parametrisierung des Runbereiches 13 die Akzeptanz des e-Tagger-44 mindestens* $1\,\%$ *beträgt.*

3.4.3 Der e-Tagger-44

Die hinsichlich des e-Tagger-33 gemachten Ausführungen lassen sich in Analogie in weitem Umfang auch für den e-Tagger-44 heranziehen. Auch für den e-Tagger-44 müssen für die Datennahme 1996 in diesem Fall 25 verschiedene Parametrisierungen der Abhängigkeit der Akzeptanz des e-Tagger-44 von y_{44} berücksichtigt werden, die sich aus den verschiedenen Parametern des Elektronenstrahls während der Datennahme 1996 ergeben. Die entsprechenden Akzeptanz-Funktionen sind in Abbildung 3.16, links, dargestellt. Man erkennt deutlich die beiden verschiedenen Operationsmodi für den e-Tagger-44 in 1996: Zum einen in einem größeren Abstand zum Elektronenstrahl zu Beginn des Jahres (3.1 cm, „Parkposition"), zum anderen in einem dichteren Abstand (1.8 cm, „Arbeitsposition"). Ebenso wird die im Vergleich zum e-Tagger-33 wesentlich geringere Akzeptanz hinsichtlich y deutlich: Der e-Tagger-44 überdeckt im wesentlichen den y-Bereich unterhalb desjenigen des e-Tagger-33.

Analog zum Vorgehen hinsichtlich des e-Tagger-33 werden die Größen $F_{\gamma/e,44}$, $y_{44,\,ave}$, $W_{\gamma p,\,44,\,ave}$ sowie die mittlere Akzeptanz $A_{44,\,ave}$ bestimmt[56]. Die entsprechenden Größen sind in Abbildung 3.17 dargestellt. Ausgehend von den Ausführungen in [47] werden dabei folgende Werte verwendet:

$$A_{44} \geq 0.01 \tag{3.11}$$

$$Q^2_{max,44} = 0.01\,\mathrm{GeV}^2 \tag{3.12}$$

---

[56] Vergleiche die Formeln 3.7 bis 3.10.

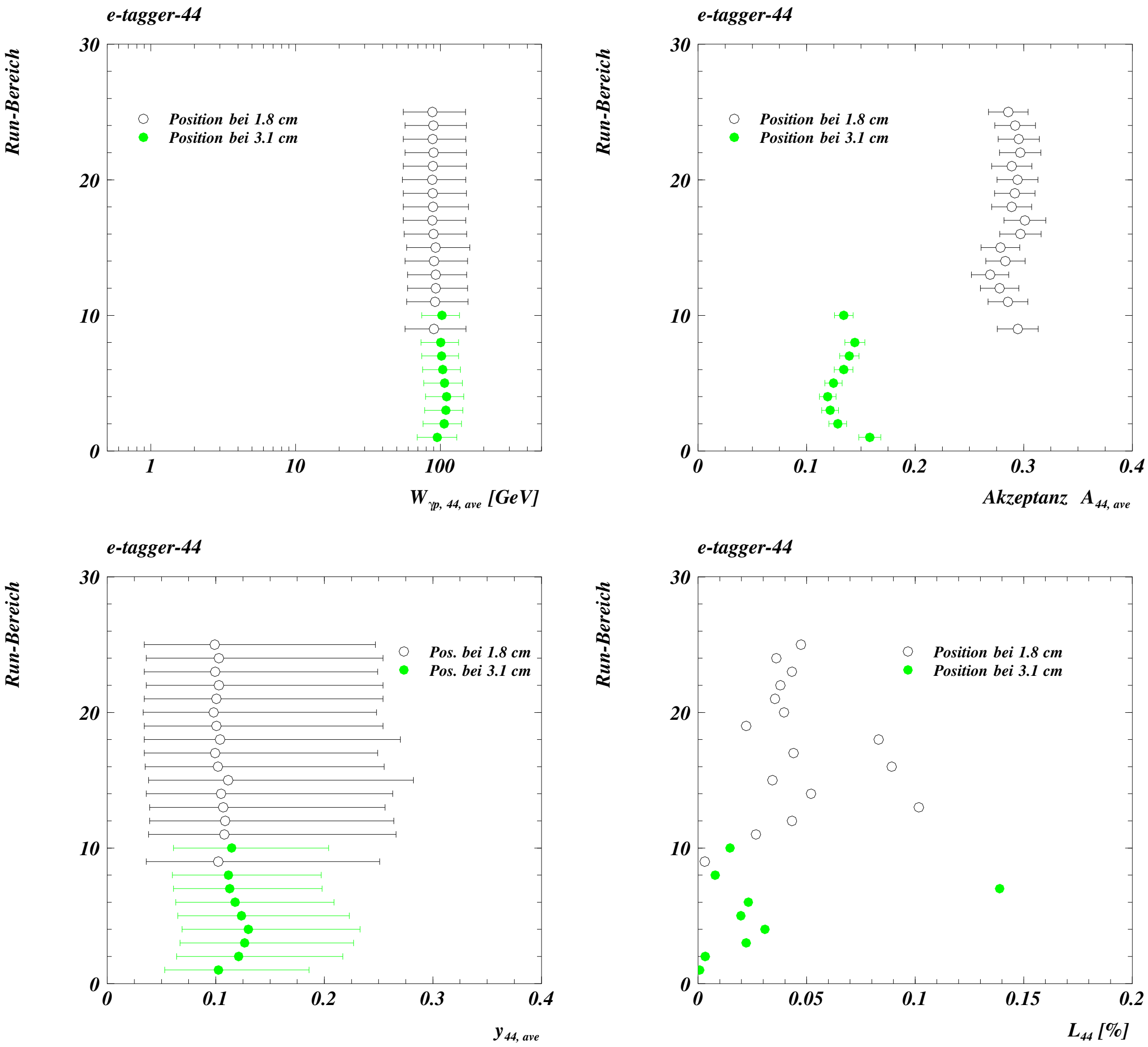


Abbildung 3.17: *Verschiedene kinematische Größen des e-Tagger-44 für die verschiedenen Parametrisierungen in 1996. Gezeigt sind jeweils die für einen Runbereich gemittelten Werte (Siehe auch die Erläuterungen im Text). Links oben: Mittlere Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p,\,44}$*. Der für jeden Mittelwert angegebene Bereich bezeichnet nicht den Fehler, sondern markiert den jeweils kleinsten, bzw. größten Wert, der sich durch* y_{min}*, bzw.* y_{max} *ergibt. Rechts oben: Die mittlere Akzeptanz* A_{44}*. Hier markieren die Fehlerbalken den mit* $\pm 6.4\,\%$ *anzusetzenden systematischen Fehler der Akzeptanzbestimmung. Links unten: Mittleres* y_{44}*. Hier ist für jeden Mittelwert derjenige Bereich angegeben, in dem die Akzeptanz des e-Tagger-44 mindestens* $1\,\%$ *beträgt. Rechts unten: Die für die Bestimmung eines gemeinsamen Mittelwertes (für alle 25 Parametrisierungen des e-Tagger-44 in 1996) benutzten Gewichte: Sie ergeben sich aus der in dem jeweiligen Runbereich akkumulierten Luminosität.*

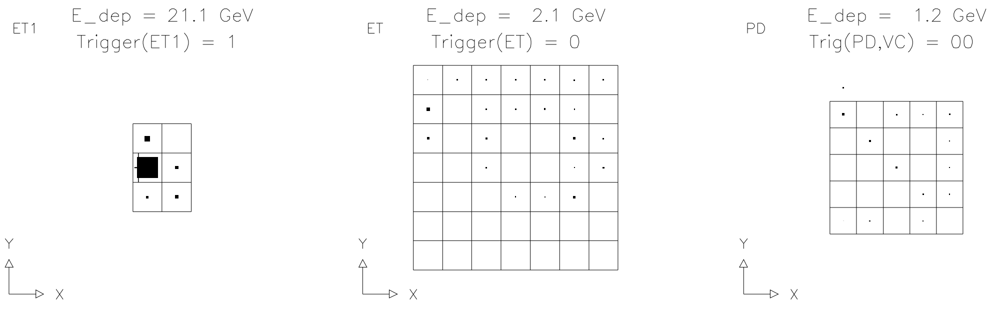


Abbildung 3.18: *Die Detektoren des Luminositätssystems: e-Tagger-44 (links), e-Tagger-33 (mitte), Photondetektor (rechts). Gezeigt sind neben dem schematischen Aufbau die gemessenen Energien für ein typisches Photoproduktionsereignis (Run 168060, Ereignis 50749). Man erkennt die signifikante Energiedeposition im e-Tagger-44 von* 21.1 *GeV, wohingegen die beiden übrigen Detektoren lediglich minimale (zufällige) Energiemessungen aufweisen. Das Ereignis wurde u.a. durch den Subtrigger des e-Tagger-44 getriggert.*

Bildet man die jeweiligen gewichteten Mittelwerte über alle 25 Parametrisierungen der Akzeptanzfunktion für den *e*-Tagger-44 mit der korrespondierenden, hinsichtlich des Subtriggers ST84 korrigierten Luminosität als Gewicht, so erhält man die in Tabelle 3.6 zusammengefaßten Werte.

Parameter	*Wert*
$F_{\gamma/e,\mathit{fin}}$	$5.23 \cdot 10^{-2}$
$y_{44,\mathit{fin}}$	$0.043 < 0.107 < 0.245$
$W_{\gamma p,\,44,\mathit{fin}}$ [GeV]	$61.7 < 93.8 < 148.7$
$A_{44,\mathit{fin}}$	0.247

Tabelle 3.6: *Luminositäts-gewichtete Mittelwerte einiger kinematischer Größen für den e-Tagger-44 in 1996. Angenommen ist eine minimale Akzeptanz* $A_{44} \geq 0.01$.

Der *e*-Tagger-44 ist lediglich aus 2×3 Kristallen aufgebaut und weist dementsprechend nur eine geringe aktive Detektorfläche auf. Die meisten Elektronen treffen deshalb den *e*-Tagger-44 nahe am Rand: Ein Teil der entsprechenden Energie kann nicht rekonstruiert werden, weil das aktive Detektormaterial nicht den gesamten möglichen Schauer auffangen kann. Eine genaue Bestimmung von y_{44} über die präzise Messung von E_{44} ist deshalb für die meisteten im *e*-Tagger-44 registrierten Elektronen nicht möglich.

Auf der anderen Seite weist der *e*-Tagger-44 eine sehr schmale Akzeptanzkurve auf. Die Tatsache, ein Elektron im *e*-Tagger-44 nachgewiesen zu haben, beinhaltet somit mehr Information, als i.a. aus der Messung der Energie des Elektrons gewonnen werden kann. Aus diesem Grund ist eine individuelle Gewichtung einzelner Ereignisse keine sinnvolle Vorgehensweise. Für den *e*-Tagger-44 wird vielmehr hinsichtlich der Korrektur seiner Akzeptanz mit dem gewichteten Mittel $A_{44,\mathit{fin}}$ gearbeitet.

3.4.4 Die Triggerelemente

Die Detektoren des Luminositätssystems stellen u.a. folgende Triggerelemente zur Verfügung, die für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Subtrigger verwendet werden:

- `eTag`: Energiedeposition im e-Tagger-33.
- `LU_ET_44`: Energiedeposition im e-Tagger-44.
- `LU_PD_low`: Energiedeposition im Photondetektor, untere Schwelle; Verwendet als Veto.
- `LU_WatVet`: Energiedepostion im Cerenkovzähler; Verwendet als Veto.

Ein typisches Photoproduktions-Ereignis ist in Abbildung 3.18 gezeigt. Aufgrund der Energiedeposition von 21.1 GeV im e-Tagger-44 ist das Triggerelement `LU_ET_44` gesetzt. Die übrigen Detektoren des Luminositätssystems weisen keine signifikante Energiedeposition auf. Dementsprechend sind ihre Triggerelemente inaktiv.

Kapitel 4

Teilchenidentifizierung durch *dE/dx*

Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie Energie im wesentlichen durch Ionisation[1]. Die Messung des Energieverlustes eines Teilchens zusammen mit der Messung seines Impulses ermöglicht eine Teilchenidentifizierung. Dies ist insbesondere für die Rekonstruktion exklusiver Zerfallskanäle von großer Bedeutung, da der kombinatorische Untergrund durch die Kenntnis der (wahrscheinlichen) Teilchenidentität i.a. stark reduziert werden kann. In diesem Kapitel wird ausgehend von der Parametrisierung des Energieverlustes durch die *Bethe-Bloch Gleichung* beschrieben, wie die Messung des Energieverlustes *dE/dx* mit Hilfe der CJC erfolgt. Es werden die Kalibration des *dE/dx*, die spezifische Parametrisierung des *dE/dx* sowie die durchzuführenden Korrekturen dargestellt. Mit Hilfe der *dE/dx*-Messung ist es abschließend möglich, unter Verwendung einer Likelihood-Methode eine Teilchen-Wahrscheinlichkeit zu berechnen.

4.1 Energieverlust durch Ionisation

Der mittlere Energieverlust eines Teilchens beim Durchgang durch Materie läßt sich näherungsweise durch die *Bethe-Bloch Gleichung* beschreiben [20].

$$-\frac{dE}{dx} = Cz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \tag{4.1}$$

mit

$$C = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \tag{4.2}$$

Hierbei bezeichnen N_A die Avogadro-Zahl, r_e den klassischen Elektronenradius, m_e die Elektronenmasse, z die Ladung des ionisierenden Teilchens, Z die Ordnungszahl sowie A die Massenzahl des Nachweismediums, weiterhin I dessen effektives Ionisationspotential. Mit δ wird eine Dichtekorrekturfunktion eingeführt. T_{max} gibt die maximale kinetische Energie an, die auf ein freies Elektron

---

[1] Dies gilt für Elektronen nur eingeschränkt. Bei Energien der nachzuweisenden Elektronen von einigen Hundert MeV erfolgt ein wesentlicher Anteil ihres Energieverlustes durch Bremsstrahlung.

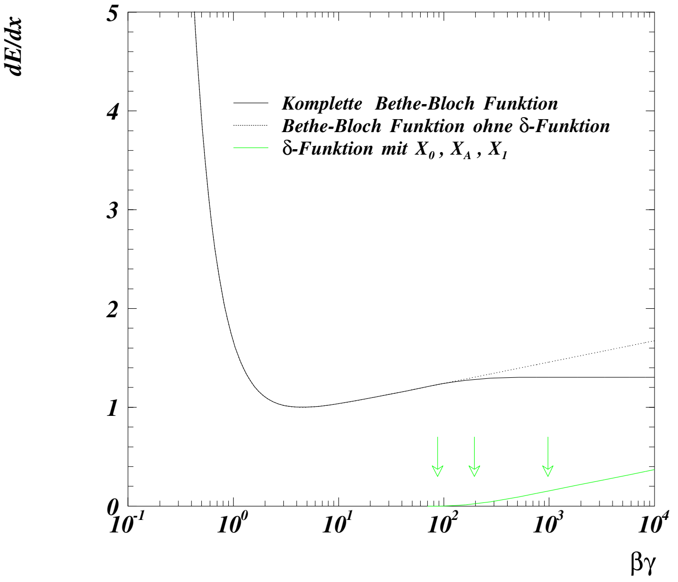


Abbildung 4.1: *Theoretischer Energieverlust dE/dx in der Darstellung dE/dx gegen* $\beta\gamma$ *gemäß der quasi-empirischen Parametrisierung nach Gleichung 4.9 für das in Phase I verwendete CJC-Gasgemisch (Funktion* f_{BB}*). Die Pfeile markieren die Werte für* X_0*,* X_A *und* X_1 *(in dieser Reihenfolge).*

während eines Stoßes übertragen werden kann. Für ein Teilchen mit der Masse M und einem Impuls $M\beta\gamma c$ gilt:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \tag{4.3}$$

Im allgemeinen wird für T_{max} eine Näherung für niedrige Energien ($2\gamma m_e/M \ll 1.0$) durchgeführt:

$$T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \tag{4.4}$$

Damit erhält man, ausgehend von Gleichung 4.1, die folgende Form:

$$-\frac{dE}{dx} = Cz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \tag{4.5}$$

Im weiteren wird unter der *Bethe-Bloch Gleichung* die Gleichung in der unter 4.5 angegebenen Form verstanden. Der Energieverlust *dE/dx* eines ionisierenden Teilchens der Masse M ist damit allein von der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ des Teilchens abhängig, und *nicht* von seiner Masse.

Parameter	CJC Phase I
ξ	0.05721
K	18.2684
X_A	2.28957
a	1.40043

Tabelle 4.1: *Werte der freien Parameter ξ, K, X_A und a für die quasi-empirische Parametrisierung des Energieverlustes dE/dx.*

Bei der Anwendung der *Bethe-Bloch Gleichung* z.B. auf den Energieverlust von geladenen Teilchen in Driftkammern mit sehr dünnen Materiebelegungen (d.h. den jeweiligen Kammer-Gasgemischen) erweist sich insbesondere die Berechnung der Dichtekorrekturfunktion δ als schwierig. Aus diesem Grund wird häufig eine quasi-empirische Parametrisierung in Analogie zur *Bethe-Bloch Gleichung* gewählt. So benutzt z.B. die OPAL Kollaboration den folgenden Ansatz [48][2]:

Zunächst wird die Dichtefunktion δ gemäß der von Sternheimer und Peierls entwickelten Parametrisierung [49] beschrieben:

$$\delta = \begin{cases} 0 & : \; X < X_0 \\ b(X - X_A) + a(X_1 - X)^m & : \; X_0 \leq X < X_1 \\ b(X - X_A) & : \; X_1 \leq X \end{cases} \tag{4.6}$$

mit $X = \log(\beta\gamma)$, $b = 2\ln(10)$ und $m = 3$. Da die Dichtekorrekturfunktion δ stetig im gesamten $\beta\gamma$-Bereich sein soll, ergeben sich als Randbedingungen für X_0 und X_1:

$$X_1 - X_0 = \left(\frac{b}{ma}\right)^{\frac{1}{m-1}} \tag{4.7}$$

$$X_0 = X_A - \frac{a(X_1 - X_0)^m}{b} \tag{4.8}$$

In Analogie zu der Formulierung der *Bethe-Bloch Gleichung* in Gleichung 4.5 wird eine Darstellung mit vier freien Parametern (ξ, K, X_A und a) für die Beschreibung des Energieverlustes *dE/dx* gewählt:

$$-\frac{dE}{dx} = \xi z^2 \frac{1}{\beta^2}\left[K + \ln(\beta^2\gamma^2) - \beta^2 - \delta(\beta, X_A, a)\right] \tag{4.9}$$

Die Bezeichnung der freien Parameter mit ξ, K, X_A und a folgt der in der Literatur üblichen Konvention. Dabei beinhaltet ξ die Konstanten, die in Gleichung 4.2 als C zusammengefaßt sind, K bestimmt das Minimum der Funktion 4.9 und X_A und a beschreiben die Dichtekorrekturfunktion δ.

Für das anfänglich verwendete CJC Gasgemisch[3] ergeben sich mit diesem Ansatz die in Tabelle 4.1 zusammengefaßten Werte[4].

---

[2] Dieser Ansatz wurde zuerst für die *dE/dx* Analyse der JADE Kollaboration entwickelt.

[3] Im ersten Betriebsjahr 1992 (Phase I) wurde für die CJC ein Gasgemisch $Ar/CO_2/CH_4$ mit einem Mischungsverhältnis von $(89.5/9.5/1)$ verwendet. Ab 1993 (Phase II) wurde dann auf ein Gasgemisch $Ar/C_2H_6 + H_2O$ mit $(50/50+0.5)$ umgestellt.

[4] Database-Bank CJBB. Die Werte wurden aus Daten des Jahres 1992, Run 31004 bestimmt. Sie werden nach wie vor für das H1-MC benutzt.

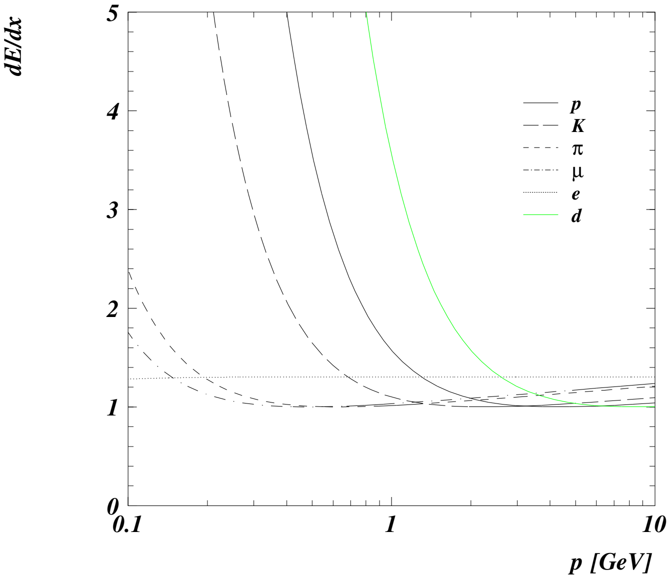


Abbildung 4.2: *Theoretischer Energieverlust dE/dx in der Darstellung dE/dx gegen den Impuls p gemäß der quasi-empirischen Parametrisierung nach Gleichung 4.9 für das in Phase I verwendete CJC-Gasgemisch (Funktion f_{BB}).*

Der Verlauf der quasi-empirischen *Bethe-Bloch Funktion* nach Gleichung 4.9 unter Verwendung der in Tabelle 4.1 gegebenen Werte ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Diese Funktion wird in dieser Arbeit im folgenden als f_{BB} bezeichnet. Das Minimum ist auf 1 normiert.

Man kann im Verlauf der Funktion vier Bereiche unterscheiden:

1. Einen Abfall der Kurve für kleine $\beta\gamma \sim 1/\beta^2$.
2. Ein Minimum bei $\sim \beta\gamma = 4$.
3. Einen „relativistischen" Anstieg $\sim \ln(\beta\gamma)$, bedingt durch eine transversale Ausdehnung des elektrischen Feldes des ionisierenden Teilchens bei zunehmender Energie.
4. Einen Sättigungsbereich (Fermi-Plateau), bedingt durch eine Polarisierung des Nachweismediums sowie vereinzelte, besonders große Energieüberträge (δ-Elektronen).

In der Abbildung 4.1 sind neben der *vollständigen* Funktion gemäß Gleichung 4.9 (durchgezogene Linie) auch die Funktion *ohne* Dichtekorrekturfunktion δ (fein gepunktete Linie) sowie δ selbst (grob gepunktete Linie) dargestellt. Ebenso sind X_0, X_A und X_1 durch Pfeile markiert. Man erkennt, daß durch die Dichtekorrekturfunktion für $X > X_0$ der „relativistische" Anstieg der Funktion zunächst gebremst wird, um dann für $X > X_1$ konstant auf dem bereits erwähnten Sättigungswert zu bleiben.

In der in Abbildung 4.1 gezeigten Darstellung *dE/dx* gegen $\beta\gamma$ ist die *Bethe-Bloch Gleichung* eine universelle Funktion für alle Teilchenarten. Die Möglichkeit der Teilchenseparation ergibt sich durch den Zusammenhang:

$$\beta\gamma = \frac{p}{M} \tag{4.10}$$

Durch die gleichzeitige Messung des Energieverlustes und des Impulses kann die Ruhemasse M eines Teilchens bestimmt, und damit das Teilchen identifiziert werden. In Abbildung 4.2 in der Darstellung *dE/dx* gegen den Impuls p erkennt man die verschiedenen Kurven entsprechend der jeweiligen Massenannahmen für verschiedene Teilchen. Protonen (durchgezogenen Linie), Kaonen (langgestrichelte Linie) und Deuteronen (grob gepunktet, ganz rechts) zeigen einen deutlichen Anstieg ihrer *dE/dx*-Werte für $p \lesssim 2-1$ GeV und eröffnen damit zumindest in diesem kinematischen Bereich die Möglichkeit einer Teilchen-Separation[5]. Für Pionen und Myonen gilt dies nur für sehr langsame Teilchen ($p \lesssim 0.2$ GeV), ansonsten fallen diese beiden Kurven zusammen. Elektronen schließlich befinden sich im gesamten gezeigten kinematischen Bereich bereits auf ihrem Plateauwert und haben einen (fast) konstanten Wert von *dE/dx* ≈ 1.3.

4.2 Messung des Energieverlustes

Bei der Beschreibung der Messung des Energieverlustes *dE/dx* wird im folgenden unterschieden zwischen zwei Größen:

1. Der Messung des Energieverlustes an einem einzelnen *Signaldraht*. Diese Größe wird nachfolgend als dE/dx_i oder $dE/dx_{Treffer}$ bezeichnet.
2. Der Messung des Energieverlustes für eine einzelne *Spur*. Diese Größe wird nachfolgend als *dE/dx* (ohne Index) oder explizit als dE/dx_{Spur} bezeichnet.

Die Messung des Energieverlustes an einem einzelnen Signaldraht ergibt sich durch Addition der Ladungen q_{z^+} und q_{z^-}[6]:

$$dE/dx_i \sim q_{i,ges} = q_{i,z^+} + q_{i,z^-} \tag{4.11}$$

Bevor die Bestimmung eines *dE/dx*-Wertes für eine Spur dE/dx_{Spur} erfolgen kann, müssen die einzelnen Werte dE/dx_i der Treffer, die dieser Spur zugeordnet werden, korrigiert werden:

- Wie bereits in der Beschreibung der Qt-Analyse erwähnt, wird eine Korrektur für einander *zeitlich* unmittelbar nachfolgende Signalpulse, die sich teilweise überlagern, durchgeführt.
- Bedingt durch kleine Unterschiede innerhalb der Ausleseelektronik variieren die Verstärkungsfaktoren leicht von Signaldraht zu Signaldraht. Um diese Effekte zu kompensieren, werden für jeden Signaldraht, jeweils für die z^+-Seite und die z^--Seite getrennt, individuelle Kalibrationskonstanten bestimmt.

---

[5] Wie im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden wird, ist auch eine Separation von z.B. Protonen und Pionen im Bereich des „relativistischen" Anstiegs möglich.

[6] Siehe auch die Beschreibung der Qt-Analyse in Abschnitt 3.3.3.

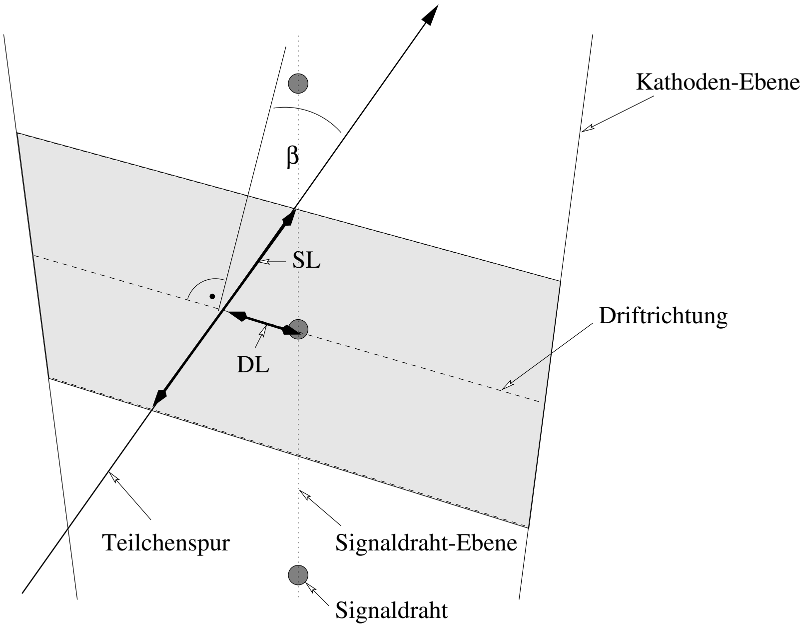


Abbildung 4.3: *Skizze zur Definition geometrischer Größen bezüglich einer Driftzelle bzw. eines Signaldrahtes. SL: Spurlänge innerhalb des zu einem Signaldraht gehörenden Volumens einer Driftzelle. DL: Abstand (Driftstrecke) der Teilchenspur in der radialen Mitte eines Signaldraht-Volumens. Die Driftrichtung ist nur in erster Näherung skizziert. In der Nähe des Signaldrahtes kommt es zu einer Verformung des Driftfeldes radial auf den Signaldraht hin. Der Winkel zwischen der Senkrechten zur Driftrichtung und der Teilchenspur wird als β bezeichnet.*

- Die auf einen Signaldraht übertragene Ladungsmenge ist abhängig von der Strecke, die ein Teilchen innerhalb des zu diesem Signaldraht gehörigen Kammervolumens zurücklegt. In ihrer Projektion auf die $r\varphi$-Ebene ist diese Strecke in der Abbildung 4.3 skizziert und wird dort als Spurlänge SL bezeichnet. Aus diesem Grund wird eine Korrektur $dE/dx_i \longrightarrow dE/dx_i/SL$ vorgenommen.

  Analog hat eine Korrektur der Spurlänge in der sz-Ebene zu erfolgen. Diese Korrektur wird allerdings *nicht* auf der Basis der Einzelmessungen dE/dx_i im Rahmen der Spurrekonstruktion durch CJCREC vorgenommen[7]. Deshalb sind alle *dE/dx*-Werte in den Ausgabebänken CJKR bzw. DTNV zunächst noch *nicht* bezüglich $\sin(\theta)$ korrigiert[8].

Die Größe der Einzelmessungen dE/dx_i ist darüber hinaus bedingt durch diverse externe Einflüsse, so z.B. den atmosphärischen Druck, den Strahlstrom, die Temperatur und die jeweiligen Hochspannungs-Einstellungen. Die Berücksichtigung dieser Einflüsse geschieht durch die Bestimmung von Run-abhängigen Kalibrationskonstanten. Dieses Verfahren wird im nachfolgenden Abschnitt 4.3 diskutiert.

---

[7] Bei der Bestimmung der *dE/dx* -Kalibrationskonstanten wird jedoch der Spur- *dE/dx*-Wert entsprechend korrigiert: $dE/dx \longrightarrow dE/dx \cdot \sin(\theta)$. Siehe Abschnitt 4.3.

[8] Der Grund für dieses Vorgehen besteht darin, daß zu diesem Zeitpunkt der best-mögliche Wert für $\sin(\theta)$ noch nicht bekannt ist: Dieser ergibt sich vielmehr erst im Rahmen des Vertexfits (Vergleiche Abschnitt 3.3.4). Soweit nicht ausdrücklich anders erwähnt, wird in dieser Arbeit unter *dE/dx* immer der auch bezüglich $\sin(\theta)$ korrigierte (Spur-) *dE/dx*-Wert verstanden. Die Einzelmessungen dE/dx_i sind hingegen nicht bezüglich $\sin(\theta)$ korrigiert.

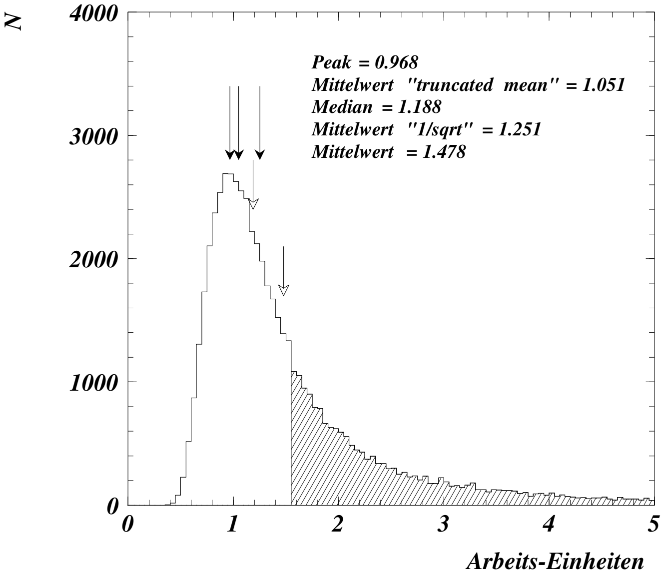


Abbildung 4.4: *MC Simulation einer Landauverteilung. Gezeigt sind verschiedene statistische Größen, die hinsichtlich der Bestimmung einer optimalen Größe für die dE/dx-Messung diskutiert werden. In der Reihenfolge von links nach rechts: Der wahrscheinlichste Wert (Peak); Der Mittelwert des „truncated mean“ bei Verwerfen der höchsten 30% der Einträge (schraffierter Anteil); Der Median der Landau-Verteilung; Der Mittelwert der* $1/\sqrt{\ }$ *-Methode (zurücktransformiert); Schließlich der Mittelwert der gesamten Landau-Verteilung.*

Die Bestimmung des Energieverlustes *dE/dx* einer einzelnen Spur erfolgt unter Verwendung der dieser Spur zugeordneten Treffer und der damit verbundenen Einzelmessungen dE/dx_i. Die Anzahl dieser Einzelmessungen ist durch die Anzahl der Signaldrahtlagen der CJC1 + CJC2 begrenzt.

Die *Bethe-Bloch Gleichung* beschreibt den *mittleren* Energieverlust durch Ionisation, den ein Teilchen beim Durchgang durch Materie erfährt. Um diesen mittleren Energieverlust herum kommt es zu statistischen Schwankungen. Durchquert ein Teilchen eine dünne Materiebelegung, z.B. das Gasvolumen der CJC, so beobachtet man für die Einzelmessungen des Energieverlustes dE/dx_i näherungsweise eine Landau-Verteilung. Abbildung 4.4 zeigt die MC Simulation einer Landau-Verteilung.

Charakteristisch für eine Landau-Verteilung ist ihre Asymmetrie mit Ausläufern hin zu großen Werten, die in diesem Fall herrühren aus der bereits erwähnten Möglichkeit der Bildung von δ-Elektronen.

Die Asymmetrie der Landau-Verteilung führt zu dem Problem, welche statistische Größe als „bester“ Meßwert für *dE/dx* anzusehen ist. Wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist, fallen z.B. der wahrscheinlichste Wert x_{peak} und der Mittelwert $\bar{x}$ nicht zusammen. Eine übliche Lösung besteht in der Bildung des sogenannten „*truncated mean*“. Dabei wird die Verteilung durch Verwerfen eines bestimmten Prozentsatzes der höchsten (eventuell zusätzlich auch der niedrigsten) Einträge eingeschränkt und der Mittelwert dieser reduzierten Verteilung als „bester“ Meßwert angenommen[9].

---

[9] Als Beispiel seien genannt: *dE/dx*-Messung der OPAL Kollaboration: Verwerfen der höchsten 30%, kein Schnitt auf die niedrigsten Werte [48]; *dE/dx*-Messung der ZEUS Kollaboration: Verwerfen der höchsten 30% sowie der niedrigsten 10% der Meßwerte einer Spur [50].

Allerdings gehen bei dieser Methode Informationen durch das Verwerfen von Meßwerten verloren. Insbesondere bei einer eingeschränkten Anzahl von möglichen Meßwerten (die gerade der Anzahl der Signaldrahtlagen entspricht) ist dieses Verfahren nicht unproblematisch.

Bei der Bestimmung des *dE/dx* der CJC wird deswegen eine andere Methode angewendet. Die Verteilung der Messungen für jeweils eine einzelne Spur wird zunächst wie folgt transformiert:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_i \to \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dE}{dx}\right)_i}} \tag{4.12}$$

Die Werte $1/\sqrt{(dE/dx)_i}$ zeigen in guter Näherung eine symmetrische Verteilung. Als „bester" Meßwert für *dE/dx* wird dann der (zurücktransformierte) Mittelwert dieser transformierten Verteilung angenommen:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{N_{\mathit{Treffer}_{\mathit{dE/dx}}}} \sum_{i=1}^{N_{\mathit{Treffer}_{\mathit{dE/dx}}}} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dE}{dx}\right)_i}}\right)^{-2} \tag{4.13}$$

Nicht alle Meßwerte bzw. Treffer, die für die Rekonstruktion einer Spur benutzt werden, werden auch für die oben beschriebene Mittelbildung des *dE/dx* herangezogen. Es werden folgende Qualitätsschnitte für Treffer im Hinblick auf die *dE/dx*-Mittelwertbildung angewendet:

- Es werden nur Treffer verwendet, die auch für die Rekonstruktion einer Spur benutzt wurden.
- Die Auslese des Signaldrahtes muß an beiden Seiten erfolgreich gewesen sein; die Ladungsmenge muß einen definierten Schwellenwert übersteigen.
- Die Integrationslänge muß dem vorgegeben Wert (8 FADC Bins) entsprechen.
- Die Spurlänge SL muß zwischen 0.7 cm und 2.0 cm betragen. Damit wird implizit auf die Driftstrecke DL[10] geschnitten: Ist die Driftstrecke zu kurz, ergeben sich Abweichungen der Signalbildung durch die Nähe zum Signaldraht. Ist die Driftstrecke zu lang, wird die Signalbildung durch Diffusionseffekte beeinträchtigt. Dies gilt auch für eine zu große Nähe zu den Kathodendrähten.
- Die Messung der z_{Treffer}-Position des Einzeldrahtes darf nicht mehr als 18.0 cm von der aus den Spurparametern extrapolierten z_{Spur}-Position abweichen.
- Der Treffer muß einen (*räumlichen*) Mindestabstand in der $r\varphi$-Ebene zum nächsten Treffer aufweisen: Ansonsten kommt es zur Überlagerung von mehreren Signalen und die Ladungsmenge eines einzelnen Treffers ist nicht mehr auflösbar.

Die genannten Qualitäts-Schnitte führen zu einem Verlust von $\sim\ 20-25\%$ der Treffer einer Spur (Siehe Abbildung 4.5). Während der Datennahme 1994 traten erhebliche Verluste von $N_{\mathit{Treffer}_{\mathit{dE/dx}}}$ für

---

[10] Siehe Abbildung 4.3. SL wird für jede Hälfte des Driftvolumens eines Signaldrahtes einzeln berechnet.

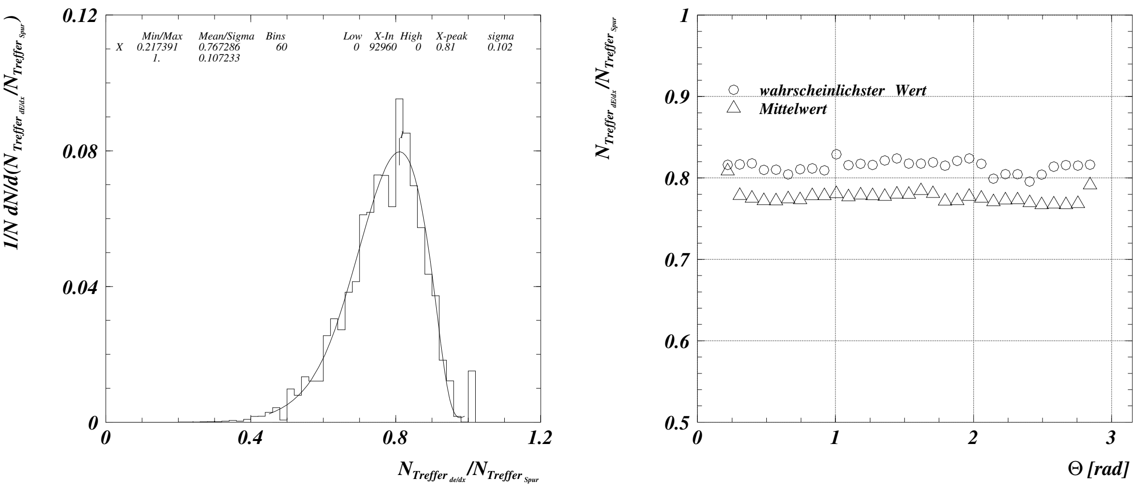


Abbildung 4.5: *Links: Verhältnis* $N_{\mathit{Treffer}_{dE/dx}}/N_{\mathit{Treffer}_{Spur}}$ *für Spuren mit* ≥ 10 *benutzten Treffern für die dE/dx Bestimmung. Der wahrscheinlichste Wert beträgt 0.81, der Mittelwert 0.77. Rechts: Das Verhältnis* $N_{\mathit{Treffer}_{dE/dx}}/N_{\mathit{Treffer}_{Spur}}$ *gegen* θ*. Es ist keine Abhängigkeit zu erkennen. Gezeigt sind Daten aus 1996.*

Spuren mit steilem Polarwinkel θ auf[11]. Die Ursache waren unzureichende Einstellungen der Integrationslänge sowie der Schwellenwerte für die Signalbestimmung in der Qt-Analyse. Für die Datennahme 1995 wurden diese Werte neu definiert und seitdem unverändert belassen. Die Darstellung $N_{\mathit{Treffer}_{dE/dx}}/N_{\mathit{Treffer}_{Spur}}$ gegen θ in Abbildung 4.5 für Daten aus 1996 zeigt keine Abhängigkeit. Dies zeigt die Richtigkeit der optimierten Einstellungen.

Die Bestimmung eines *dE/dx*-Wertes erfolgt nur, wenn nach den Qualitäts-Schnitten mindestens 5 Treffer zur Verfügung stehen.

4.3 Run-abhängige *dE/dx*-Kalibrationskonstanten

4.3.1 Die Bestimmung Run-abhängiger *dE/dx*-Kalibrationskonstanten (*online*)

Die Bestimmung der Run-abhängigen Kalibrationskonstanten bezüglich *dE/dx* wird für die CJC1 und die CJC2 getrennt durchgeführt: es handelt sich um *zwei* Kammern mit getrennten Volumina, die getrennt gesteuert werden, und in denen z.T. unterschiedliche Bedingungen (Teilchendichte, Gasfluß usf.) herrschen[12]. Man erhält zwei Werte, die i.a. unterschiedlich sind und die im folgenden als $ddx1$ (für die CJC1) und $ddx2$ (für die CJC2) bezeichnet werden.

Die Kalibration geschieht *quasi-online* auf der L4 Filterfarm im Rahmen der CJC-Rekonstruktion. Die verschiedenen, unabhängig voneinander arbeitenden Prozessoren auf L4 akkumulieren jeweils einen Teil der erforderlichen Statistik, die am Ende eines Runs zusammengeführt wird. Die verschiedenen Kalibrationskonstanten der einzelnen Detektorkomponenten (für die CJC u.a. die Drift-

---

[11] Siehe hierzu auch [51].

[12] siehe hierzu auch Abschnitt 4.3.2.

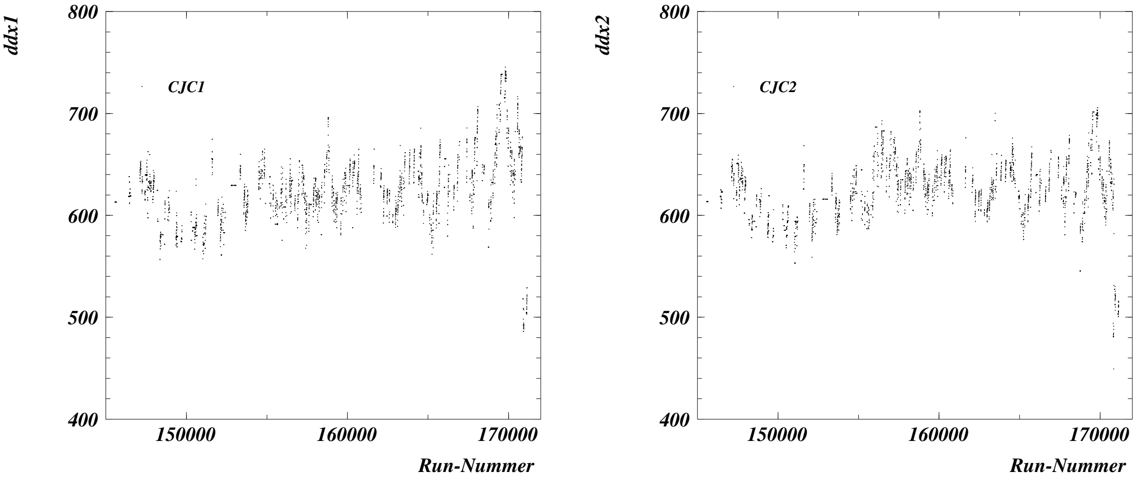


Abbildung 4.6: *Run-abhängige dE/dx-Kalibrationskonstanten der CJC für die gesamte Datennahme 1996. Links: Konstante $ddx1$ für die CJC1. Rechts: Konstante $ddx2$ für die CJC2.*

geschwindigkeit v_{Drift}, der Lorentzwinkel α_{Lor}, der Ereignis-Zeitnullpunkt t_0 und $ddx1$ und $ddx2$) werden abschließend auf die H1-Database geschrieben[13].

Zur Bestimmung der *dE/dx*-Kalibrationskonstanten werden, nachdem eine erste Spurrekonstruktion durchgeführt wurde, Teilchen berücksichtigt mit folgenden Eigenschaften:

1. $0.3 \le p \le 0.7$GeV
2. $N_{Treffer_{dE/dx}} \ge 10$

Aus Abbildung 4.2 ist ersichtlich, daß in diesem Impulsbereich der Energieverlust für Pionen sein Minimum durchläuft. Als minimal-ionisierende Teilchen[14] liegen ihre *dE/dx*-Werte unter denen von z.B. Kaonen, Protonen oder Elektronen. Die zweite Bedingung sichert die Verläßlichkeit der Messung.

Statistisch dominieren Pionen gegenüber der Summe der Anzahl aller anderen Teilchen. Aus diesem Grund ist die Hypothese gerechtfertigt, das durch die genannten Bedingungen im wesentlichen minimal-ionisierende Pionen selektiert werden. Es wird nun der *Median* der Verteilung der *dE/dx*-Meßwerte dieser Teilchen bestimmt. Wie bereits erwähnt, wird dieses Verfahren für die jeweiligen Spuranteile in der CJC1 und CJC2 getrennt durchgeführt. Man erhält zwei Werte, die jeweils die Signalhöhe im Falle einer minimalen Ionisation in der CJC1 bzw. CJC2 angeben. Die beiden Mediane werden als Kalibrationskonstanten $ddx1$ und $ddx2$ benutzt. Mit der Hilfe von $ddx1$ bzw. $ddx2$ werden alle *dE/dx*-Messungen auf 1 normiert:

$$\frac{dE}{dx} \equiv \left(\frac{dE}{dx}\right)_{kalibriert} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{gem} \cdot \frac{1}{ddx1,2} \tag{4.14}$$

---

[13] Für eine eingehendere Beschreibung siehe [52]. Die Database-Banken für die CJC-Kalibrationskonstanten sind XMO1 und XMO2.

[14] Englisch: minimal ionizing particle, Abkürzung: mip.

Durch die Kalibration liegen die minimal-ionisierenden Pionen um 1 verteilt.

In Abbildung 4.6 sind die beiden Kalibrationskonstanten für die gesamte Datennahme 1996 dargestellt. Man erkennt deutliche Fluktuationen ihres Wertes. Diese werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

4.3.2 Run-abhängige Einflüsse auf die *dE/dx*-Messung

Der Atmosphärische Druck.
Die CJC wird unter normalen Atmosphären-Druck betrieben. Ihr Design ist ausgelegt auf eine möglichst geringe Materialbelegung um die Verluste an Meßgenauigkeit z.B. durch Vielfachstreuung zu minimieren. Jede Änderung des atmosphärischen Druckes stellt somit eine Änderung der Dichte des Gasgemisches innerhalb der CJC dar. In Abbildung 4.3.2 ist dieser Effekt illustriert. Gezeigt sind Database-Werte für den Runbereich 169521-170181 aus dem Jahr 1996, und zwar, von oben nach unten: der Elektronen-Strahlstrom (*e-Strom*), der atmosphärische Druck (*Druck*), die *dE/dx*-Kalibrationskonstante für die CJC1 ($ddx1$) und schließlich die *dE/dx*-Kalibrationskonstante für die CJC2 ($ddx2$), aufgetragen gegen die Run-Nummer. Man erkennt in allen Darstellungen die jeweils durch Lücken voneinander getrennten Luminositäts-Füllungen (siehe Tabelle 4.2).

Nr.	Luminositäts-Füllung	erster Run	letzter Run
1	1198	169488	169554
2	1200	169748	169865
3	1201	169904	169927
4	1202	169976	170012
5	1203	170115	170135
6	1204	170177	170215

Tabelle 4.2: *Luminositäts-Füllungen und korrespondierende Run-Nummern für Abbildung 4.3.2.*

In dem hier gezeigten Run-Bereich durchlief der atmosphärische Druck ein Minimum zur Zeit der Datennahme um den Run 169800. Zu diesem Zeitpunkt zeigen die Meßwerte für $ddx1$ und $ddx2$ ein Maximum. Mit ansteigendem Druck nehmen die korrespondierenden Werte von $ddx1$ und $ddx2$ ab: Durch den höheren Druck wird die durchschnittliche freie Weglänge der bei der Gasverstärkung freigesetzten Elektronen kürzer. In der Folge erreichen weniger Elektronen die notwendige Geschwindigkeit, um ihrerseits weitere Sekundärelektronen freisetzen zu können. Die Gasverstärkung wird insgesamt schwächer.

Eine Zunahme des Druckes um $\sim 2.5\%$ führt zu einer mittleren Abnahme der *dE/dx*-Kalibrationskonstanten um $\sim 10\%$. Überlagert wird diese Korrelation durch die gleichzeitige Variation des Elektronen-Strahlstroms, der in den jeweiligen Luminositäts-Füllungen jeweils von seinem Startwert von ~ 40mA auf ~ 10mA abfällt.

Der Strahlstrom.
Die zeitliche Stabilität der für die Signalbildung wesentlichen Größen Driftfeld und Gasverstärkung ist begrenzt durch Raumladungseffekte. Raumladungen werden insbesondere durch die bei der Gasverstärkung freigesetzten, positiv geladenen Ionen hervorgerufen, die langsam durch den gesamten Driftraum auf die Kathodendrahtebene zudriften. Die Größe der Raumladungen ist abhängig von:

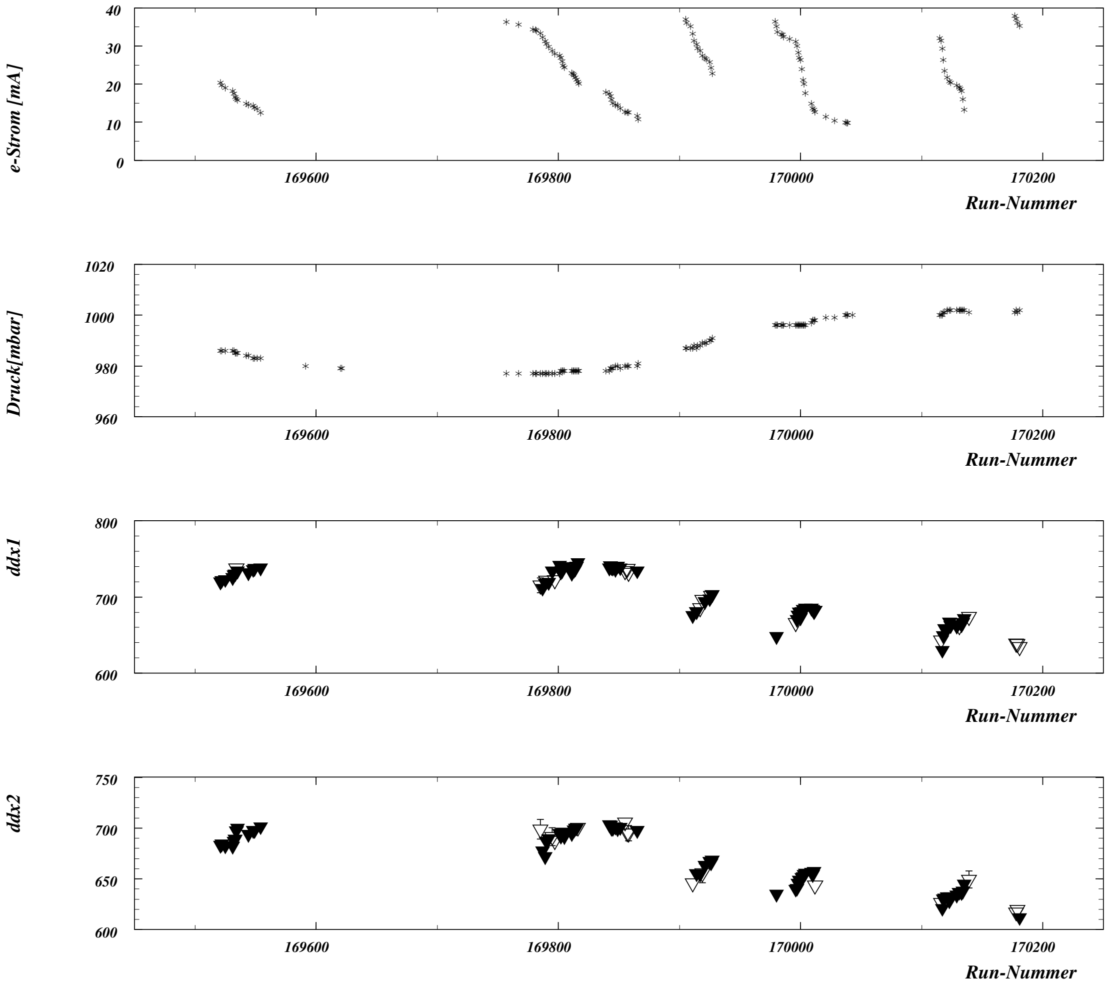


Abbildung 4.7: *Database-Werte für den Run-Bereich 169450-170250 aus dem Jahr 1996. Ganz oben: Elektronen-Strahlstrom. Mitte oben: Atmosphärischer Druck. Mitte unten: dE/dx-Kalibrationskonstante für die CJC1. Ganz unten: dE/dx-Kalibrationskonstante für die CJC2. Zur Erläuterung siehe Text.*

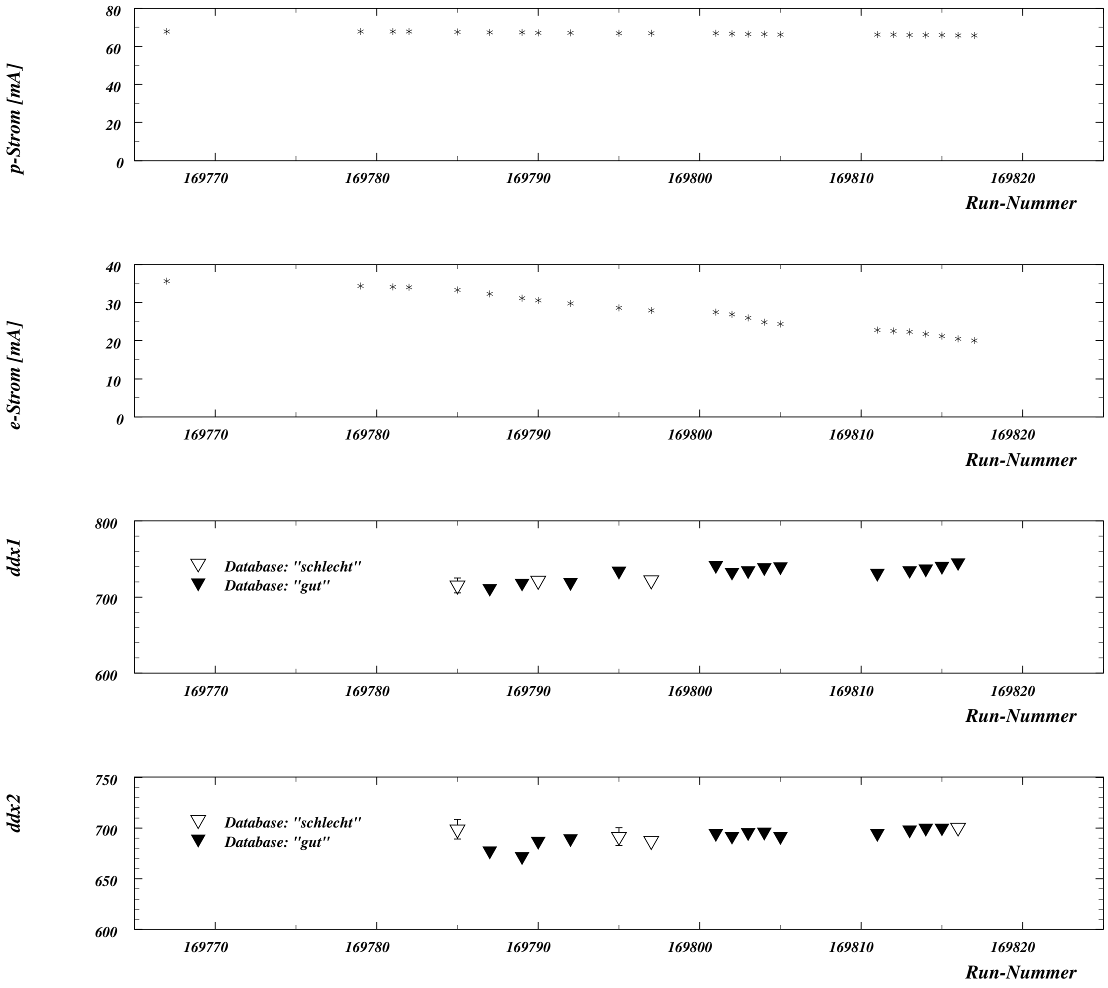


Abbildung 4.8: *Database-Werte für den Run-Bereich 169665-169820 aus dem Jahr 1996. Ganz oben: Protonen-Strahlstrom. Mitte oben: Elektronen-Strahlstrom. Mitte unten: dE/dx-Kalibrationskonstante für die CJC1. Ganz unten: dE/dx-Kalibrationskonstante für die CJC2. Zur Erläuterung siehe Text. Die unterschiedlichen Kennzeichnungen für* $ddx1$ *bzw.* $ddx2$ *beziehen sich auf eine interne Database-Klassifikation und sind in diesem Zusammenhang irrelevant.*

- Der durchschnittlichen Anzahl der geladenen Teilchen in der CJC1 bzw. CJC2.
- Der auftretenden Synchrotron-Strahlung. Durch die Umlenkung des Elektronenstrahls vor dem H1-Detektor in ein gemeinsames Strahlrohr, zusammen mit dem Protonen-Strahl, tritt eine erhebliche Belastung des Detektors durch Synchrotron-Strahlung auf, obwohl versucht wird, diese durch geeignete Masken abzuschirmen.
- Den Hochspannungs-Einstellungen, unter denen die Kammer betrieben wird.

Die beiden erstgenannten Größen sind unmittelbar umgekehrt proportional zum Strahlstrom des Elektronenstrahls. In Abbildung 4.8 ist diese gegenläufige Entwicklung gut zu erkennen. Dargestellt ist ein Ausschnitt aus dem bereits in Abbildung 4.3.2 selektierten Run-Bereich. Gezeigt sind Database-Werte aus dem Lumifill 1202[15] für denjenigen Bereich, wo der atmosphärische Druck annähernd konstant ist, und zwar, von oben nach unten: der Protonen-Strahlstrom (*p-Strom*), der Elektronen-Strahlstrom (*e-Strom*) , $ddx1$ und schließlich $ddx2$, aufgetragen gegen die Run-Nummer.

Während der Strom des Protonenstrahls für mehrere Stunden im wesentlichen konstant bleibt, nimmt der Strom des Elektronenstrahls kontinuierlich ab. Mit seiner Abnahme nimmt auch die Anzahl der erfolgenden Wechselwirkungen und damit die Anzahl der auftretenden Teilchen ab, ebenso wie die Intensität der Synchrotron-Strahlung. Die infolgedessen reduzierten Raumladungen führen zu einer Zunahme der Signalbildung (geringere Verluste bei der Elektronendrift durch Rekombination, geringere Abschirmung des Gasverstärkungsfeldes), die sich in einer Erhöhung der Meßwerte für $ddx1$ und $ddx2$ ausdrückt. Zu beachten ist dabei, daß dieser Effekt in der CJC1 stärker ausfällt als in der CJC2: Durch die größere Nähe zur Wechselwirkungszone ist die Teilchendichte in der CJC1 höher als in der CJC2[16]. Weiterhin besteht eine Asymmetrie in der Teilchendichte bezüglich θ, hervorgerufen durch die unterschiedlichen Strahlenergien des Proton- bzw. des Elektronen-Strahls. Dieser Effekt wird in Abschnitt 4.4.2 diskutiert.

Die Hochspannungs-Einstellungen.
Die Signalbildung auf den Signaldrähten einer Driftkammer ist grundsätzlich zunächst durch die gewählten Hochspannungen bestimmt. Sie bestimmen die Ausprägung des Drift- bzw. des Gasverstärkungs-Feldes. Es gilt hierbei, einander entgegengesetzte Tendenzen zu optimieren: Wählt man z.B. die Hochspannungen der Signaldrähte zu klein, so nimmt die Einzeldraht-Effizienz ab: Durch die nicht optimale Gasverstärkung gehen mögliche Treffer verloren. Wählt man andererseits diese Spannungen zu hoch, kommt es zu unkontrollierten Entladungen.

Während des Betriebes der CJC in den bisherigen Datennahmeperioden war mehrmals eine Neujustierung der Hochspannungs[17]-Einstellungen notwendig. Der Effekt einer solchen Adjustierung auf die *dE/dx*-Messung ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Gegen die Run-Nummer ist der Quotient $ddx1/ddx2$ aufgetragen. Nach Run 155901 bzw. 167882 wurden neue HV-Einstellungen benutzt. Während in den beiden Einzeldarstellungen[18] der resultierende Effekt in den auftretenden Schwankungen zunächst nicht signifikant zu sein scheint, ist in der Darstellung des Verhältnisses $ddx1/ddx2$ ein deutlicher Sprung zu sehen. Daß *nach* der HV-Adjustierung das Verhältnis nicht konstant bleibt,

---

[15] siehe Tabelle 4.2.

[16] Ein zusätzliches technisches Problem besteht in der HV-Versorgung der Kathodendrähte. Um eine Anpassung der jeweiligen Kathodenhochspannung an die variierenden Abstände zum „korrespondierenden“ Signaldraht zu realisieren, sind die Kathodendrähte in Reihe geschaltet, wodurch sich der Effekt eines Spannungsteilers ergibt. Bei höheren Strahlströmen verändert sich der Widerstand der einzelnen Kammerzellen. Es kommt zu einer (unbeabsichtigten) Abnahme der Kathodenspannungen und somit zu einer effektiven Abnahme der Gasverstärkung.

[17] Englisch: high voltage, Abkürzung HV.

[18] Siehe Abbildung 4.6.

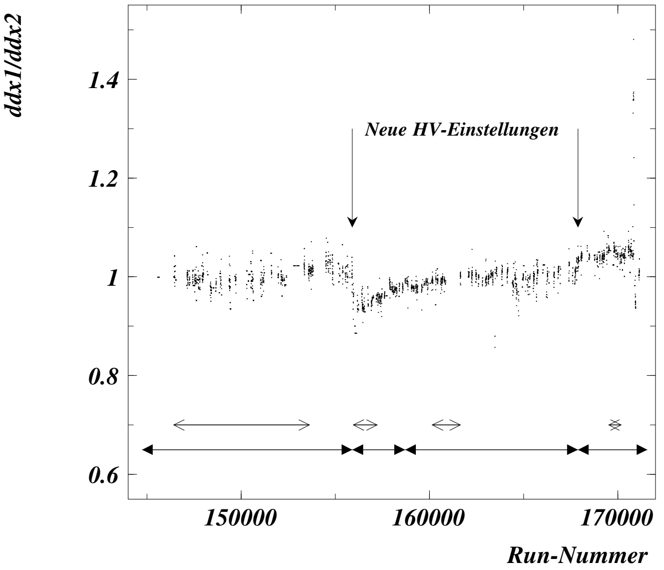


Abbildung 4.9: *Das Verhältnis* $ddx1/ddx2$ *für die gesamte Datennahme 1996. Deutlich ist jeweils als Folge veränderter HV-Einstellungen ein Sprung in der Verteilung zu erkennen.*
Die Markierungen in der unteren Hälfte beziehen sich auf Run-Bereiche, für die dE/dx - Korrekturfunktionen bestimmt wurden (Siehe hierfür insbesondere Abschnitt 4.5). Die Pfeile mit offener Spitze markieren diejenigen Run-Bereiche, die benutzt wurden, um die notwendige Statistik für die Bestimmung der dE/dx-Korrekturfunktionen zu akkumulieren. Man erkennt deutlich, daß zum Ende des Jahres die Effizienz der H1-Datennahme deutlich ansteigt: Die benötigten Run-Bereiche werden kleiner.
Die waagerechten Pfeile mit ausgefüllter Spitze ganz unten im Bild geben diejenigen Run-Bereiche an, für die in der Database-Bank CJDX unterschiedliche Parametrisierungen zur Verfügung stehen.

läßt auf sukzessive Veränderungen in einer der beiden Kammern schließen[19].

Durch das in Abschnitt 4.3.1 beschriebene Kalibrationsverfahren werden die in diesem Abschnitt erörterten Abhängigkeiten berücksichtigt. Es treten allerdings Fälle auf, bei denen das *online*-Kalibrationsverfahren nicht korrekt arbeitet. In diesem Fall muß *offline* versucht werden, eine korrekte Kalibration zu erreichen.

---

[19] Tatsächlich kam es aufgrund von fortschreitenden Ablagerungen auf den Signaldrähten der CJC2 zu einer sukzessiven Verringerung der Einzeldraht-Effizienzen vor allem in der unteren Hälfte der CJC2. Dieser Effekt verstärkte sich insbesondere während der Datennahme 1997 und führte zu der Notwendigkeit, die Signaldrähte der CJC2 während des Winter-Shutdown $97/98$ vollständig auszutauschen. Dabei bestätigten elektronenmikroskopische Aufnahmen die These signifikanter Ablagerungen auf den Signaldrähten. Als ursprünglicher Auslöser wird eine frühere, kurzfristige Gasverunreinigung vermutet.

4.3.3 Modifikationen bei der Bestimmung Run-abhängiger *dE/dx*-Kalibrationskonstanten (*offline*)

Das automatische *online* Kalibrationsverfahren arbeitet i.a. erfolgreich. Unter zwei spezifischen Umständen ist dies nicht der Fall:

1. Die Runs sind zu kurz, um genügend Statistik zu akkumulieren.

2. Im Zuge von Modifikationen an der CJC-Rekonstruktions-Software im Jahre 1995 wurde irrtümlicher Weise das HV-Statusbit einer anderen Detektorkomponente als Bedingung für die *dE/dx*-Kalibration abgefragt[20].

Für Runs, in denen keine *dE/dx*-Kalibrationskonstanten berechnet wurden, wird für die Bestimmung der *dE/dx*-Werte der einzelnen Spuren im Rahmen der CJC-Spurrekonstruktion auf einen Standardwert zurückgegriffen. Dieser Wert liegt für Daten seit 1994 bei $ddx1 = ddx2 = 824.4$ [21]. Vergleicht man diesen Wert mit dem Wertebereich für $ddx1$ und $ddx2$ in Abbildung 4.6, so ergibt sich sofort, daß durch eine Kalibration gemäß Gleichung 4.14 alle *dE/dx*-Werte um einen Faktor a_{C0J8} zu *niedrig* liegen, mit:

$$a_{C0J8} \approx \frac{ddx1,2}{824.4} \tag{4.15}$$

In Abbildung 4.10 ist eine solche Situation exemplarisch für vier Runs aus der bisher bereits benutzten Run-Periode gezeigt. Jedes Teilbild umfaßt alle vollständig rekonstruierten (und kalibrierten) Spuren eines einzelnen Runs, wie sie nach der Standard CJC-Rekonstruktion vorliegen[22], die als Pion-Kandidaten gemäß des Kalibrationsverfahrens angesehen werden können. Jeweils über 250 Ereignisse werden diese Spuren aufgesammelt und dann analog zur Kalibration ihr Median bestimmt. Der Median sollte im Falle einer korrekt erfolgten Kalibration bei 1 liegen.

Am Beispiel des Runs 169535 (links oben in Abbildung 4.10) bedeutet dies: 19 mal wurde innerhalb dieses Runs für je 250 Ereignisse der Median gemäß der genannten Bedingungen ermittelt. Die Werte liegen um 1, wobei eine leicht ansteigende Tendenz zu erkennen ist. Dies zeigt, daß für diesen Run die Kalibration korrekt verlaufen ist. Allerdings werden die sich verändernden Bedingungen während der Dauer eines *einzelnen* Runs (und nicht lediglich, wie bisher diskutiert, innerhalb einer *Abfolge* von Runs, z.B. in einer Luminositäts-Füllung) nicht vollständig durch eine Run-weise Kalibration erfaßt. In diesem Fall ergibt sich eine Abweichung der Werte zwischen Anfang und Ende des Runs von $\sim \pm 1\%$.

Für Run 169539 ist der Fall 2 der obigen Auflistung eingetreten: Wie durch Kontrolle des entsprechenden HV-Statusbits verifiziert werden kann, wurde fälschlicher Weise für diesen Run keine korrekte Kalibration aus den Daten heraus durchgeführt. Durch den verwendeten Standardwert liegen alle Median-Werte zu niedrig (offene Dreiecke in Abbildung 4.10, rechts oben). Um diesen Fehler zu korrigieren, wird wie folgt verfahren:

---

[20] Dieser Fehler konnte erst während der Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit festgestellt und korrigiert werden (nach der Datennahme 1996).

[21] Database-Bank C0J8.

[22] In den Bänken CJKR bzw. DTNV.

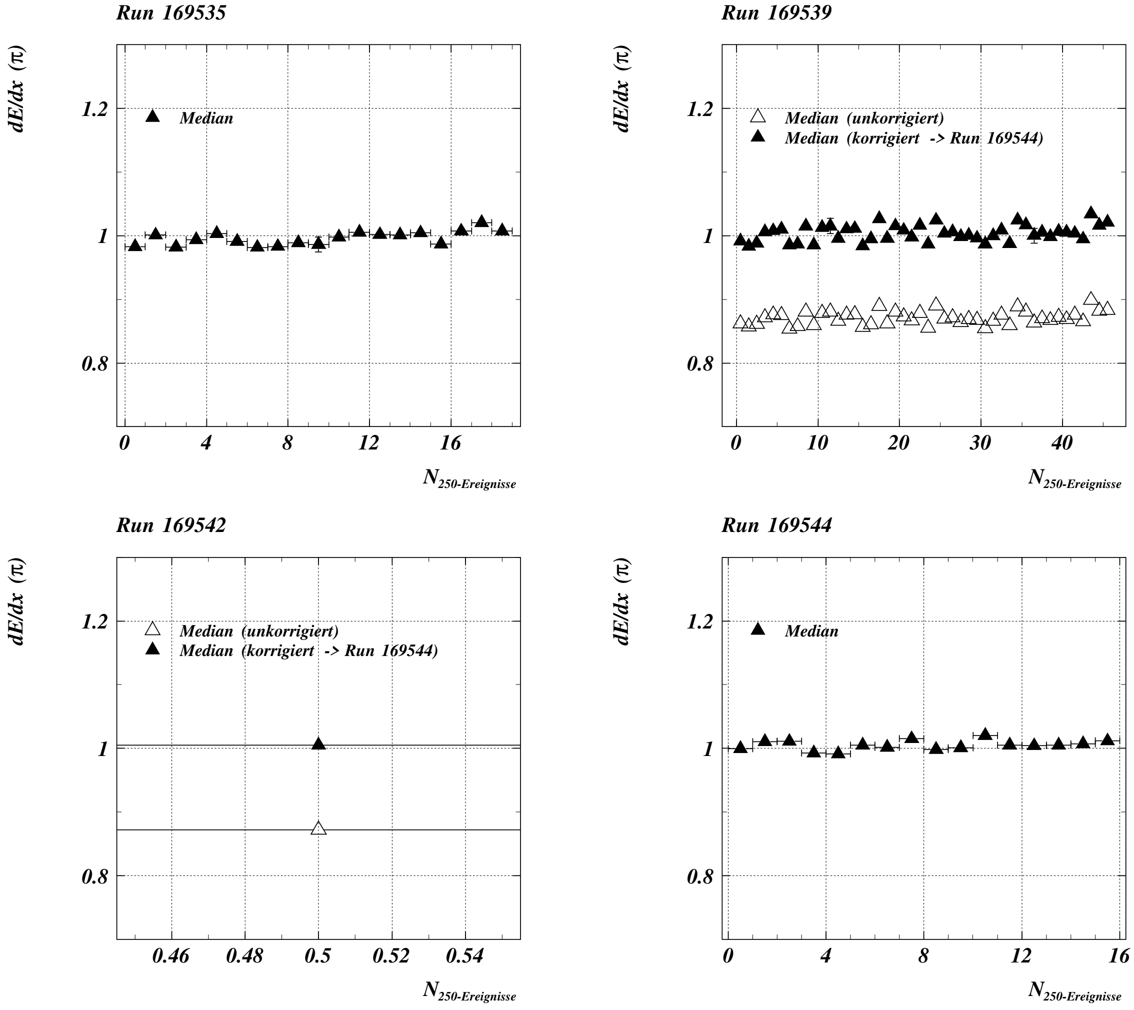


Abbildung 4.10: *Vier aufeinander folgende Runs aus dem Jahr 1996. Ein Bin entspricht 250 Ereignissen, für die der Median, gemäß den Kalibrations-Bedingungen, berechnet wurde. Zur Erläuterung siehe Text.*

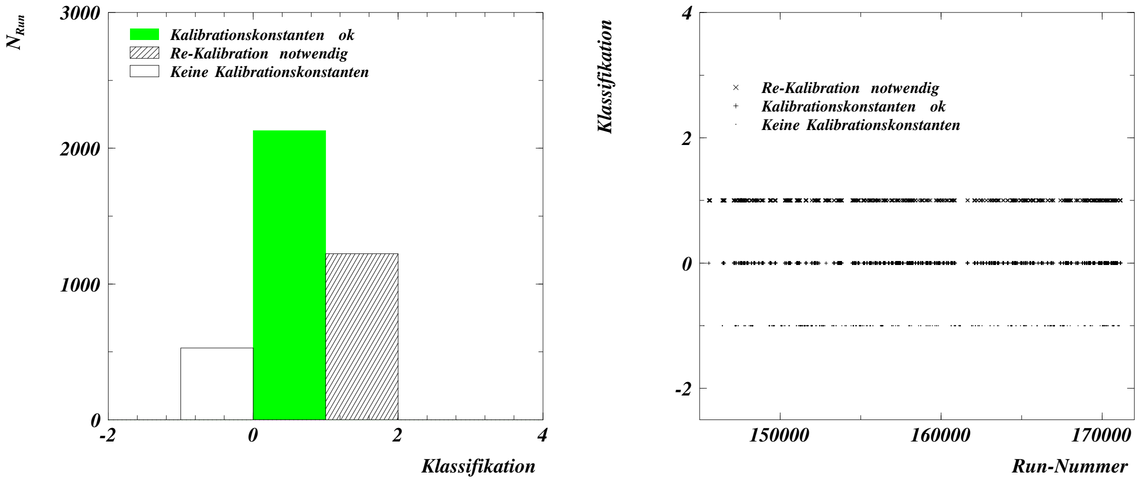


Abbildung 4.11: *Links: Klassifikation bezüglich der Kalibrationskonstanten der CJC für dE/dx (1996) Rechts: Ebenso, aber dargestellt gegen die Run-Nummer. Man erkennt, daß alle drei Klassifikationen gleichverteilt über die gesamte Datennahme 1996 auftreten.*

1. Es wird innerhalb der vorliegenden Database-Werte für die verschiedenen Runs nach den *nächsten* verfügbaren Werten von $ddx1$ bzw. $ddx2$ gesucht.
2. Diese Suche geschieht nur innerhalb der gleichen Luminositäts-Füllung. Ist die Suche bei späteren Runs nicht erfolgreich, wird nach vorgängigen Runs gesucht.
3. Werden auf diese Weise Werte für $ddx1$ bzw. $ddx2$ gefunden, werden die einzelnen Spuren des Runs ohne Kalibration re-kalibriert gemäß Gleichung 4.15. Da zu diesem Zeitpunkt keine Information mehr darüber vorliegt, welche Treffer, die in die *dE/dx*-Bestimmung eingegangen waren, in der CJC1 bzw. in der CJC2 lagen, werden $ddx1$ und $ddx2$ gemäß den radialen Spuranteilen in CJC1 bzw. CJC2 gewichtet.
4. Werden keine geeigneten *dE/dx*-Kalibrationskonstanten gefunden, kann dieser Run nicht für eine Analyse verwendet werden, die auf *dE/dx*-Informationen beruht.

Das Ergebnis dieses Verfahrens am Beispiel des Runs 169539 ist ebenfalls in Abbildung 4.10, rechts oben, in Form gefüllter Dreiecke dargestellt. Die erforderlichen Werte für die Re-Kalibration wurden der Database-Bank XMO1 für den Run 169544 (Abbildung 4.10, rechts unten) entnommen. Man erkennt, daß nach der Re-Kalibration die Werte, wie gefordert, bei 1 liegen.

Für Run 169542 ergibt sich eine Situation gemäß Punkt 1 der Auflistung vom Anfang dieses Abschnittes. Obwohl das entsprechende HV-Statusbit diesmal positiv gesetzt war, konnten nicht genügend Spuren akkumuliert werden, um eine Kalibration durchzuführen. Die Korrektur erfolgt analog zu derjenigen des Runs 169539.

Das hier beschriebene Verfahren ist generell nur dann gerechtfertigt, wenn die Bedingungen, unter denen die zur Re-Kalibration verwendeten Werte gewonnen wurden, nicht zu sehr von denen abweichen, die zur Zeit des zu re-kalibrierenden Runs vorlagen. Da nur innerhalb einer Luminositäts-Füllung nach entsprechenden Werten gesucht wird, ist diese Annahme i.a. hinreichend erfüllt.

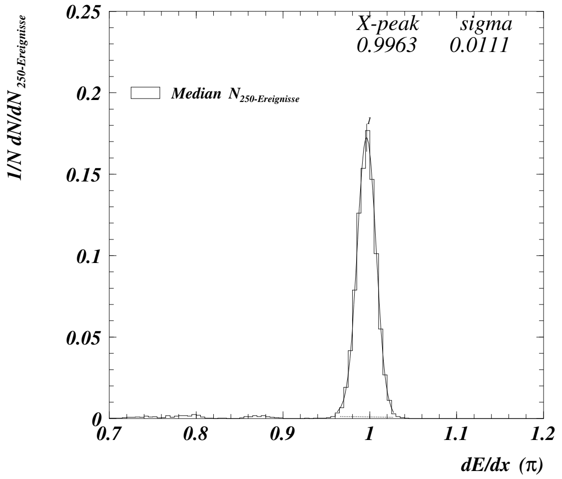


Abbildung 4.12: *Mediane für* $N_{250\text{-}Ereignisse}$ *für den Runbereich 169521-170181 aus dem Jahr 1996. In die Peak-Verteilung gehen nur Runs mit der Klassifikation = 0 ein.*

Die Überprüfung des Kalibrationsstatus führt zu verschiedenen Klassifikationen:

1. Die Kalibration war *online* erfolgreich $\rightarrow$ Klassifikation $= 0$.
2. Die Kalibration war *online* nicht erfolgreich, es konnte aber eine Re-Kalibration durchgeführt werden $\rightarrow$ Klassifikation $= 1$.
3. Die Kalibration war *online* nicht erfolgreich, und es konnte auch *offline* keine Re-Kalibration durchgeführt werden $\rightarrow$ Klassifikation $= -1$.

In Abbildung 4.11 ist die Klassifikation des *dE/dx* -Kalibrationsstatus dargestellt. In der Abbildung links ist die absolute Häufigkeit histogrammiert. Von den insgesamt 3821 Runs der Datennahme 1996, für die eine XMO1 Bank vorlag, war für 2130 die Kalibration *online* erfolgreich, 1223 hatten die Klassifikation $= 1$, und für 528 Runs war keine Re-Kalibration möglich. Bei diesen Zahlen ist allerdings zu bedenken, daß die Klassifikationen 1 und -1 vor allem für sehr kurze Runs auftreten.

Aussagekräftiger ist deswegen die Anzahl der Ereignisse, die für eine Physik-Analyse verwendet werden, d.h. nach Anwendung grundlegender Schnitte bezüglich der Verfügbarkeit der zentralen Detektorkomponenten (HV-Statusbits), der Run-Qualität etc.. Man erhält z.B. für den bisher bereits verwendeten Run-Bereich im Hinblick auf den Kalibrationsstatus die folgenden Zahlen: Das beschriebene Verfahren der Median-Überprüfung führt zu 5337 $N_{250\text{-}Ereignisse}$-Bins mit einer Klassifikation $= 0$. Eine Klassifikation $= 1$ weisen 188 $N_{250\text{-}Ereignisse}$-Bins auf[23]. Dies entspricht einem Anteil zu re-kalibrierender Ereignisse von $\sim 3.5\%$.

Abbildung 4.12 zeigt die Verteilung aller Median-Werte für $N_{250\text{-}Ereignisse}$-Bins. Man erkennt den klaren Peak bei 0.9963. In den Peak gehen nur $N_{250\text{-}Ereignisse}$-Werte ein mit der Klassifikation $= 0$. Die Einträge derjenigen Runs mit der Klassifikation $= 1$ sind schwach bei Werten zwischen 0.7 und 0.9 zu erkennen. Es wird deutlich, daß die *online*-Kalibration sehr erfolgreich arbeitet.

---

[23] Die Klassifikation -1 tritt nur einmal auf: für den Run 170268, bei dem keine Detektorkomponente vollständig einsatzbereit war und der offenbar zu einer nicht erfolgreichen Luminositäts-Füllung gehörte.

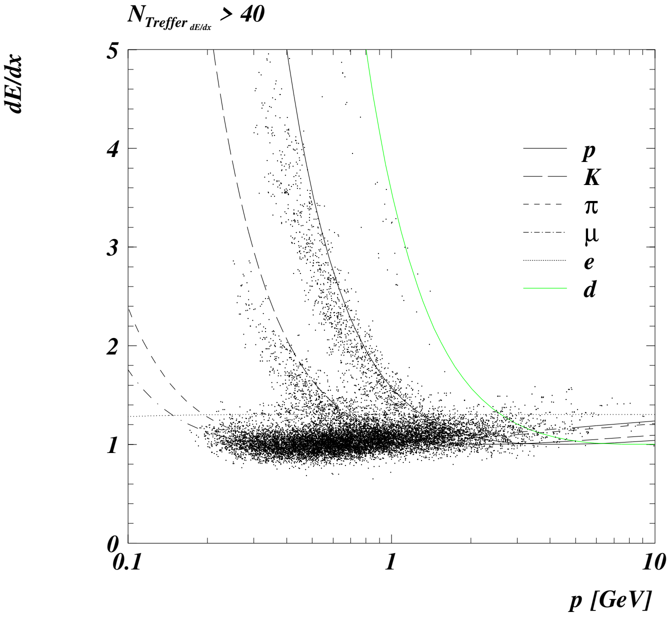


Abbildung 4.13: *Daten aus der Datennahmeperiode 1996. Gezeigt sind dE/dx gegen den Impuls für Teilchen mit* $N_{\mathit{Treffer}_{dE/dx}} \geq 40$*. Die Kurven ergeben sich aus der Parametrisierung des Jahres 1992, Funktion* f_{BB}.

Aus der Breite der Peak-Verteilung kann man den Fehler der *online*-Kalibration abschätzen. Er beträgt $\sim 1\%$.

4.4 *dE/dx*-Parametrisierung

4.4.1 Schwierigkeiten der bisherigen *dE/dx*-Parametrisierungen

Die in Abschnitt 4.1 vorgestellte Parametrisierung des Energieverlustes *dE/dx* nach Gleichung 4.9 wurde für die CJC angewendet auf Daten des Jahres 1992. Da seitdem sowohl das CJC-Gasgemisch verändert wurde, als auch die anderen Betriebsparameter sich verändert haben (HV-Einstellungen, Strahl-Bedingungen etc.), muß für Daten aus späteren Runperioden ein erneuter Versuch einer Parametrisierung der *dE/dx*-Daten unternommen werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit geschieht dies für die Jahre 1995 und 1996. Dabei wird gezeigt werden, daß das hierbei verwendete Verfahren auch für zukünftige Datennahmen anwendbar ist[24].

Bereits im Kontext der Analyse der *dE/dx*-Daten aus dem Jahr 1992 zeigte sich die Schwierigkeit, den Anstieg (respektive den Abfall $\sim 1/\beta^2$) bei niedrigen $\beta\gamma$, bzw. Impulsen, wie er mit Hilfe der CJC gemessen wurde, richtig zu beschreiben [53]. Die in der genannten Arbeit erstmals beobachtete

---

[24] Eine analoge Untersuchung für die Jahre 1993 und 1994 ist in der vorliegenden Arbeit nicht vorgenommen worden. Der Grund hierfür liegt u.a. in den Schwierigkeiten bei der Signal-Bestimmung (im Rahmen der Qt-Analyse) für diese Jahre (Siehe auch Abschnitt 4.2).

Tendenz, daß die CJC-*dE/dx* -Werte für höhere Ionisationen *unter* den erwarteten Werten liegen, zeigt sich auch für die späteren Datennahmen.

In Abbildung 4.13 sind *dE/dx*-Werte des Jahres 1996 in der Darstellung gegen den Impuls p gezeigt. Für die *dE/dx*-Werte wurden jeweils mindestens 40 Einzelmessungen ($N_{Treffer_{dE/dx}}$) gefordert. Die gezeigten Kurven entsprechen denen aus Abbildung 4.2 für die Parametrisierung des Jahres 1992. Man erkennt, daß diese Parametrisierung die Daten nur schlecht beschreibt:

1. Für das Pion-Band sind die Erwartungswerte für kleine Impulse im Vergleich zu den Daten zu groß, für höhere Impulse dagegen zu niedrig.
2. Der Anstieg z.B. für Kaonen und Protonen wird als steiler angenommen, als die Daten ihn zeigen.

Eine genauere Untersuchung zeigt, daß die *dE/dx*-Messung systematisch abhängig ist von weiteren Parametern, die im Zusammenhang der bisherigen Diskussion z.B. der Kalibration noch nicht behandelt wurden. Bevor in Abschnitt 4.4.4 eine Parametrisierung vorgestellt werden wird, die eine bessere Beschreibung der Daten ermöglicht, sollen diese systematischen Abhängigkeiten[25] dargestellt (Abschnitt 4.4.2), und, soweit möglich, deren Ursachen aufgezeigt werden Abschnitt (4.4.3).

4.4.2 Systematische Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung

Das Ergebnis der *dE/dx*-Messung einer Spur zeigt (systematische) Abhängigkeiten von den folgenden Parametern:

1. dem Polarwinkel θ.
2. der Größe der Ionisation bzw. des *dE/dx*-Wertes.
3. der Ladung q des ionisierenden Teilchens.

Wie später in diesem Abschnitt gezeigt werden wird, variieren diese Abhängigkeiten ihrerseits mit:

(a) dem Azimutalwinkel φ.

(b) unterschiedlichen Run-Bereichen innerhalb einer Datennahmeperiode.

(c) den unterschiedlichen HV-Einstellungen.

Es werden zunächst die Abhängigkeiten gemäß 1., 2. und 3. diskutiert. In Abschnitt 4.5 wird dann eine Parametrisierung dieser Abhängigkeiten vorgenommen. Diese Parametrisierung wiederum wird durchgeführt in Abhängigkeit von den Punkten (a), (b) und (c).

Um die Abhängigkeiten hinsichtlich θ, *dE/dx* und q beschreiben zu können, wird wie folgt vorgegangen:

---

[25] In erster Näherung ist die *dE/dx*-Messung einer Spur natürlich bestimmt durch den Impuls und die Masse des ionisierenden Teilchens. Allerdings unterscheidet sich der gemessene *dE/dx*-Wert z.B. eines negativ geladenen Pions mit einem bestimmten Impuls unter einem flachem Polarwinkel θ von demjenigen eines Pions mit identischem Impuls, das die CJC annähernd senkrecht durchquert. Eben diese *systematischen* Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung sind gemeint, wenn im folgenden der Terminus „Abhängigkeiten“ mit Bezug auf die *dE/dx*-Messungen benutzt wird.

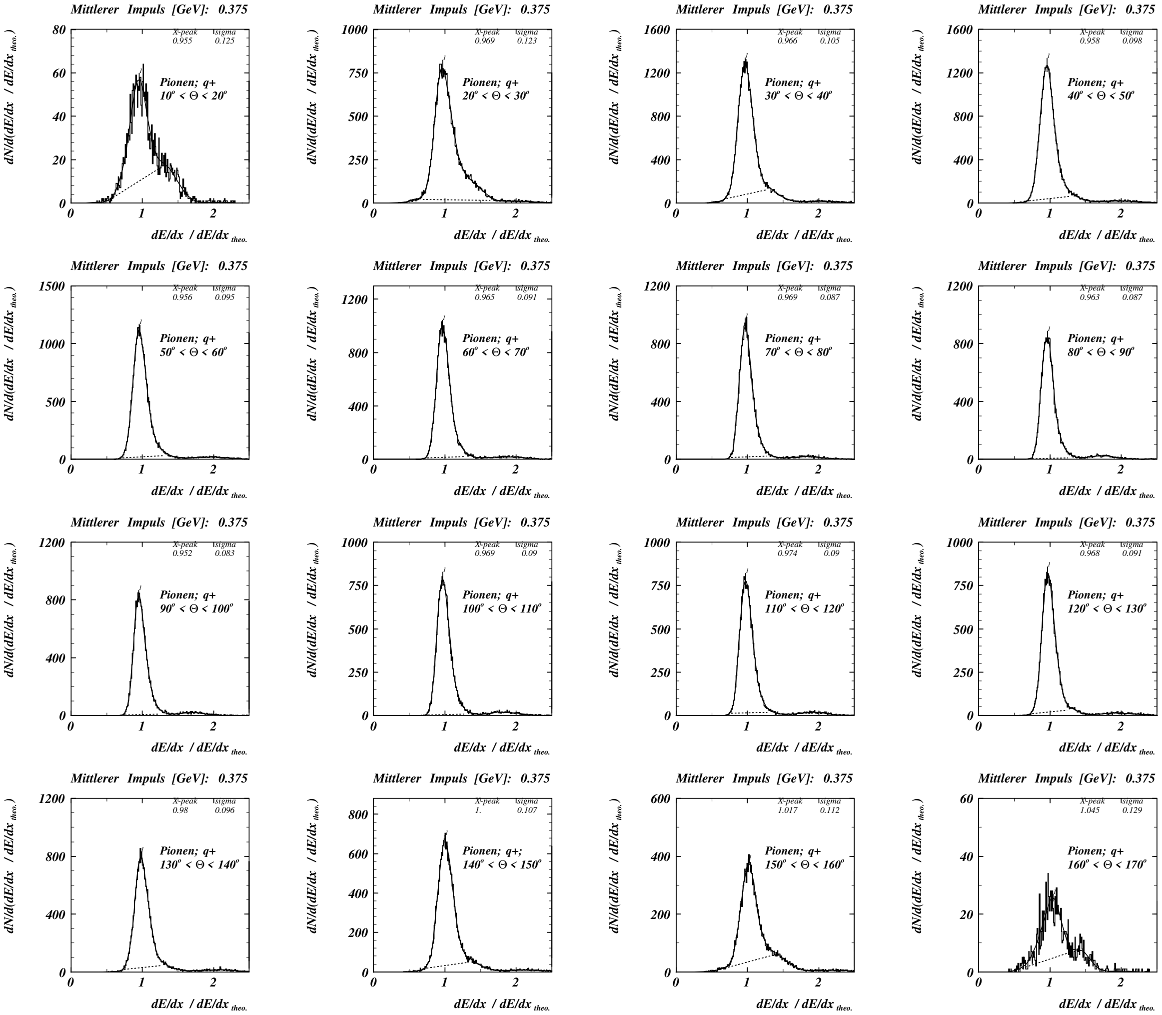


Abbildung 4.14: *Das Verhältnis aus gemessenem dE/dx und für Pionen erwarteten dE/dx* $(dE/dx)/(dE/dx_{theo,\,Pion})$ *für das Impuls-Bin* $0.350 - 0.400$ GeV. *Es sind nur positiv geladene Pionen histogrammiert. Jede Teilabbildung entspricht einem anderen* θ*-Bin. Die Peak-Werte der Verteilungen liegen, wie erwartet, ungefähr bei 1. Bei* ~ 2 *lassen sich die fälschlich als Pionen behandelten Protonen erkennen.*

Für einen bestimmten Abschnitt der Datennahme (z.B. den bereits benutzten Run-Bereich 169521-170181 aus dem Jahr 1996) werden alle Spuren mit einer Mindestanzahl $N_{Treffer_{dE/dx}} \geq 15$ von benutzten Treffern für die *dE/dx*-Messung aufgesammelt[26]. Sie werden nach Ladung getrennt und dann entsprechend ihres Impulses in je $50\,\text{MeV}$ umfassende Impuls-Bins sortiert[27]. In einem dritten Schritt werden sie zusätzlich nach θ sortiert; und zwar für:

- Pion-Kandidaten in 18 θ-Bins von je 10°.
- Proton- und Kaon-Kandidaten in 6 θ-Bins[28].

Die auf diese Weise eingeteilten *dE/dx*-Werte werden nun jeweils durch die theoretisch erwarteten Werte für Pionen, Kaonen bzw. Protonen geteilt, wie sie sich ergeben, wenn man den Mittelwert eines jeden Impuls-Bins der jeweiligen Berechnung zugrunde legt:

1. $dE/dx \longrightarrow \frac{dE/dx}{dE/dx_{theo,Pion}} = r_{Pion}$: Pion-Kandidat.
2. $dE/dx \longrightarrow \frac{dE/dx}{dE/dx_{theo,Kaon}} = r_{Kaon}$: Kaon-Kandidat.
3. $dE/dx \longrightarrow \frac{dE/dx}{dE/dx_{theo,Proton}} = r_{Proton}$: Proton-Kandidat.

Wenn es sich bei dem gemessenen Teilchen z.B. um ein Pion gehandelt hat, so sollte der Wert für r_{Pion} ungefähr bei 1 liegen[29].

Ein Beispiel für dieses Vorgehen ist in Abbildung 4.14 gezeigt. Für das Impuls-Bin von $0.350 - 0.400\,\text{GeV}$ mit dem Mittelwert $0.375\,\text{GeV}$ ist r_{Pion} dargestellt, und zwar für diejenigen 16 θ-Bins, die aufgrund der eingeschränkten geometrischen Akzeptanz der CJC Einträge aufweisen. Es sind nur positiv geladene Teilchen selektiert. Es wird das jeweilige Maximum der Verteilungen bestimmt. Man erkennt einen deutlichen Peak bei ~ 1. Zugleich wird auch die Breite der jeweiligen Verteilungen ermittelt, die dem Sigma σ der korrespondierenden Einzelmessungen entspricht.

Auf diese Weise wird nun für alle Impuls-Bins verfahren: getrennt jeweils nach r_{Pion}, r_{Kaon} bzw. r_{Proton}, und nach der Ladung q. Die gewonnenen Peak-Werte werden zurück-transformiert nach *dE/dx* und dann gegen $\cos(\theta)$ dargestellt. Für ein Impuls-Bin erhält man somit z.B. für Pionen maximal 16 Einträge. Dies ist in Abbildung 4.15 für positive Pionen, und in Abbildung 4.16 für negative Pionen dargestellt. Ausgewählt sind die ersten 20 Impuls-Bins.

Die Verteilungen werden jeweils durch eine quadratische Funktion mit drei freien Parametern a, b und c gefittet:

$$a + b \cdot \cos(\theta) + c \cdot \cos^2(\theta) \tag{4.16}$$

---

[26] Um eine verläßliche *dE/dx*-Bestimmung sicherzustellen.

[27] Insgesamt werden 40 Impuls-Bins im Bereich von $0.1 - 100.0\,\text{GeV}$ gebildet. Aufgrund der für höhere Impulse geringeren Statistik werden ab $1.5\,\text{GeV}$ die Bins sukzessive größer gewählt.

[28] $10^\circ < \theta \leq 40^\circ, 40^\circ < \theta \leq 70^\circ, 70^\circ < \theta \leq 90^\circ, 90^\circ < \theta \leq 110^\circ, 110^\circ < \theta \leq 140^\circ, 140^\circ < \theta \leq 170^\circ$. Die unterschiedliche Einteilung nach θ für Pionen und Kaonen/Protonen ergibt sich aus der sehr unterschiedlichen Statistik, die zur Verfügung steht.

[29] Abweichungen ergeben sich u.a. durch die nur annähernde Beschreibung der Daten durch die hier verwendete bisherige *dE/dx*-Parametrisierung. Diese Abweichungen sind allerdings nicht relevant, da die Berechnung von r_{Pion} etc. nur einen Zwischenschritt darstellt: Auf diese Weise ist es möglich, den wahrscheinlichsten Wert für Pionen, Kaonen und Protonen für bestimmte Impuls-Bins, wie ihn die Daten zeigen, zu bestimmen, ohne durch die Steigung der Verteilungen beeinflußt zu sein. Nachdem der Peak-Wert bestimmt wurde, wird die Transformation wieder rückgängig gemacht.

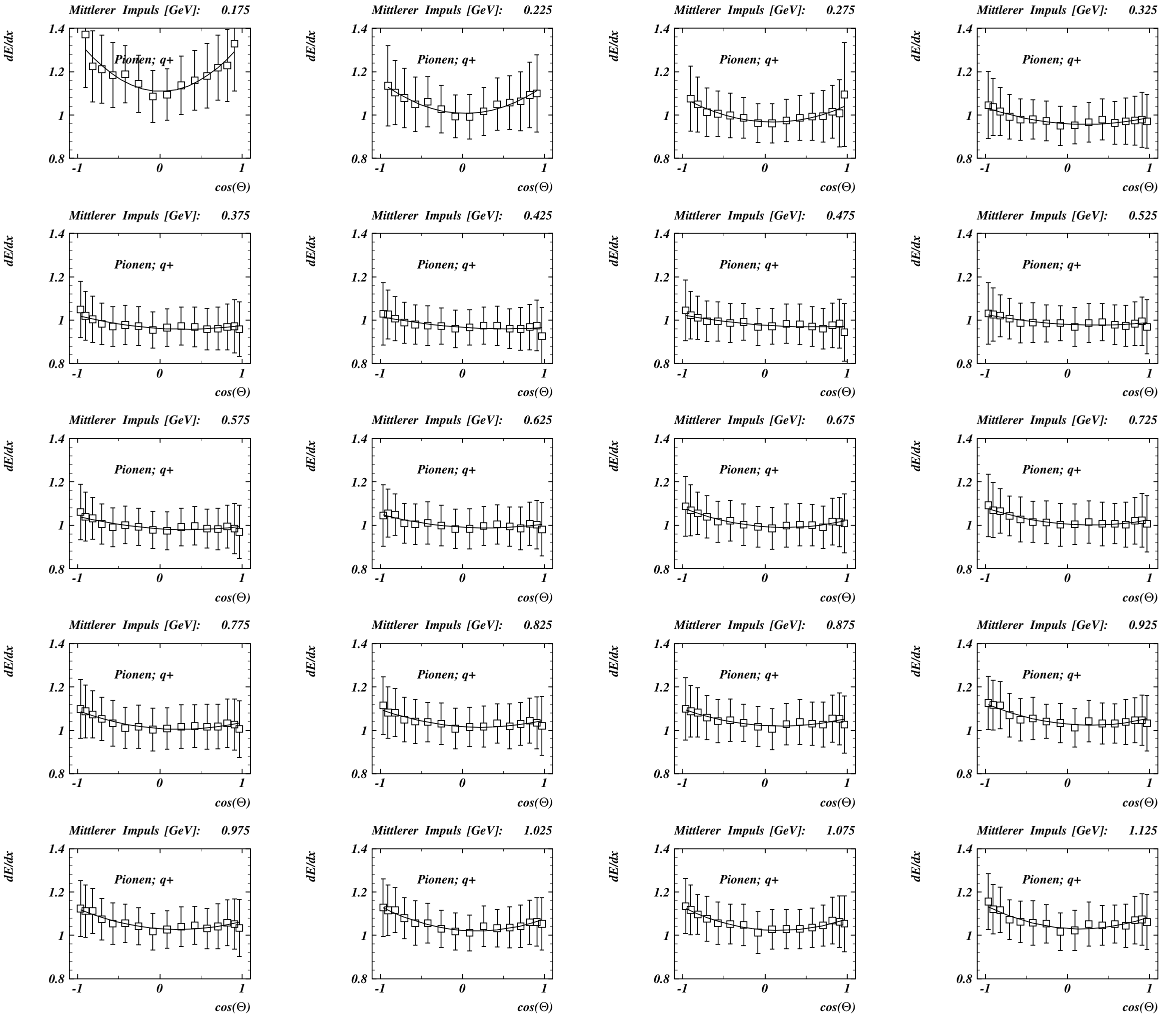


Abbildung 4.15: *dE/dx in der Darstellung gegen* $\cos(\theta)$ *für positiv geladene Pionen. Jede Teilabbildung entspricht einem anderen Impuls-Bin. Die angegebenen vertikalen Balken entsprechen der Breite der Verteilung aus Abbildung 4.14, und damit dem* σ *der entsprechenden Einzelmessungen.*

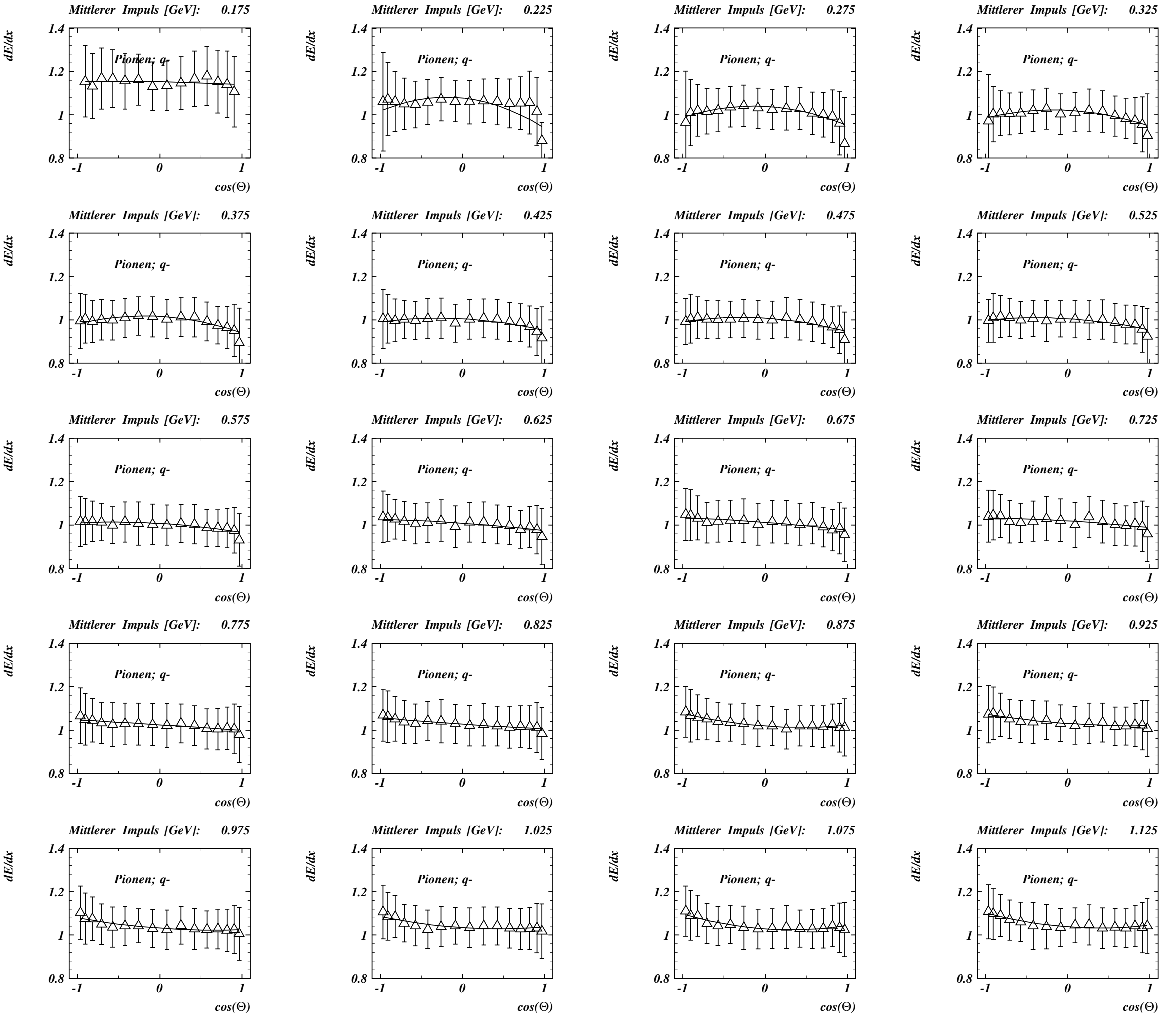


Abbildung 4.16: *dE/dx in der Darstellung gegen* $\cos(\theta)$ *für negativ geladene Pionen. Jede Teilabbildung entspricht einem anderen Impuls-Bin. Die angegebenen vertikalen Balken entsprechen dem* σ *der entsprechenden Einzelmessungen.*

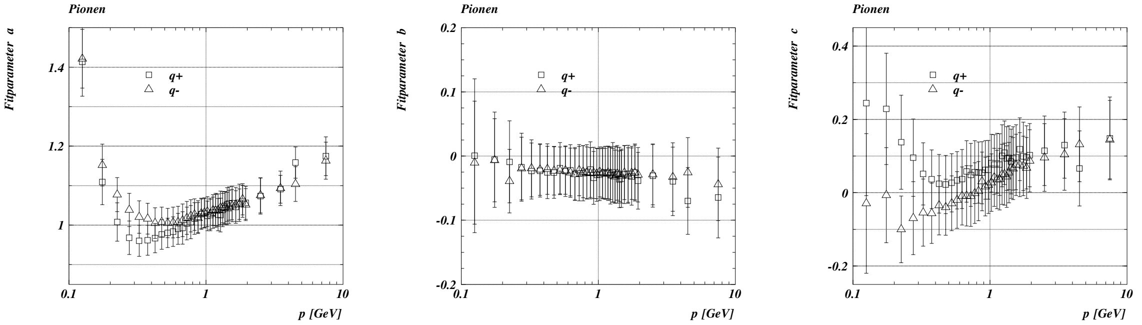


Abbildung 4.17: *Die Fitparameter a, b und c aus dem Fit einer quadratischen Funktion an die Verteilungen dE/dx gegen* $\cos(\theta)$ *für positiv (Quadrate) und negativ (Dreiecke) geladene Pionen, dargestellt gegen den Mittelwert des jeweiligen Impuls-Bins.*

Der Parameter a entspricht dem Wert der Fit-Funktion bei $\cos(\theta) = 0$, b der Asymmetrie der Fit-Funktion in dem Intervall $-1 \leq \cos(\theta) \leq 1$, und c der Krümmung. Das Ergebnis des Fits ist ebenfalls in den Abbildungen 4.15 bzw. 4.16 dargestellt. Die Parameter a, b und c sind in Abbildung 4.17 gezeigt.

Man erkennt, daß die *dE/dx*-Werte in Abhängigkeit von $\cos(\theta)$ variieren. Ihre Abweichungen voneinander sind unterschiedlich für die verschiedenen Impuls-Bins und hinsichtlich der Ladung. So weisen die positiven Pionen bei niedrigen Impulsen zunächst eine positive Krümmung auf, die sich dann abschwächt, um bei höheren Impulsen erneut zuzunehmen. Negativ geladenen Pionen hingegen zeigen zunächst eine negative Krümmung, die dann sukzessive in eine positive Krümmung übergeht.

Für a zeigt sich, daß für niedrige Impulse positive und negative Teilchen unterschiedliche Werte aufweisen. Die Unterschiede betragen zum Teil mehr als 5%. Bei höheren Impulsen sind keine Abweichungen festzustellen.

Für b zeigen positive und negative Teilchen das gleiche Verhalten. Die Asymmetrie ist durchgängig negativ, d.h. daß die *dE/dx*-Werte in Vorwärtsrichtung tendenziell niedriger liegen als in Rückwärtsrichtung[30].

Hinsichtlich des Fitparameters c zeigen positive und negative Pionen ein ähnliches Verhalten wie für a. Allerdings sind hier die Werte fast über den gesamten Impulsbereich deutlich verschieden und laufen erst bei den höchsten hier dargestellten Impulsen zusammen.

Das ähnliche Verhalten der Parameter a und c läßt darauf schließen, daß das Verhalten der Krümmung c nicht primär durch den Impuls bestimmt ist, wie z.B. die Abbildungen 4.15 bzw. 4.16 zunächst vermuten lassen, sondern von der Höhe der Ionisation abhängt: Je größer der gemessene Wert für *dE/dx* ist, desto stärker ist die Abhängigkeit von $\cos(\theta)$.

In Abbildung 4.18 ist die Korrelation von a und c dargestellt. Es ist deutlich ein linearer Zusammenhang zu erkennen. Die Werte für die Pionen liegen sehr dicht gedrängt bei relativ kleinen Werten von a bzw. c. Sie fügen sich gut ein in den Verlauf der Verteilung, wie sie durch die Werte der Protonen und Kaonen bei höheren a bzw. c gegeben ist. Es ist kein prinzipieller Unterschied zwischen positiven und negativen Teilchen feststellbar.

---

[30] Aufgrund der H1-Konvention bedeutet ein kleines θ eine Spur in Vorwärtsrichtung; ein kleines θ entspricht einem großem $\cos(\theta)$.

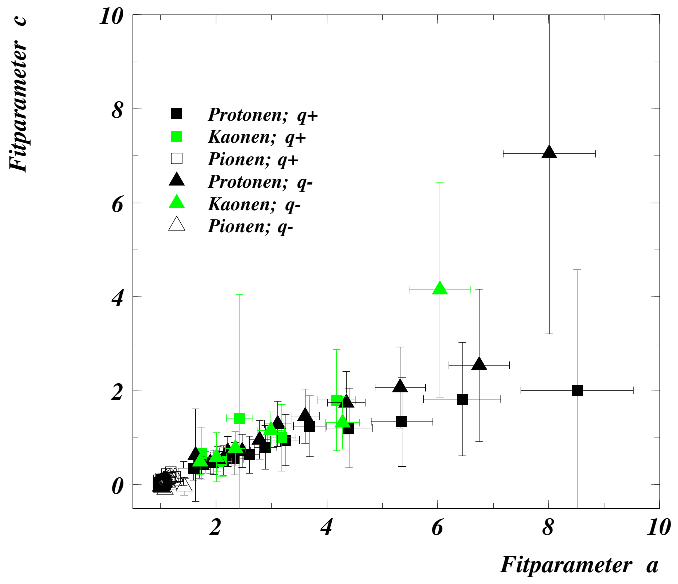


Abbildung 4.18: *Korrelation der Fitparameter a und c. Es ist ein linearer Zusammenhang zu erkennen. Die eingetragenen Fehlerbalken entsprechen realen Fehlern.*

Die Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung hinsichtlich θ, *dE/dx* selbst und q lassen sich nach den bisherigen Ausführungen dieses Abschnittes beschreiben durch:

1. eine quadratische Funktion bezüglich *dE/dx*$(\cos(\theta))$.
2. eine lineare Funktion bezüglich $c(a)$.

Es ergibt sich die Frage, ob eine solche Beschreibung allgemein möglich ist oder nur für die bisher dargestellten Umstände Gültigkeit besitzt. Um diese Frage zu klären, wurden die obigen Untersuchungen auf die am Anfang dieses Abschnittes angeführten Bedingungen (a), (b) und (c) hin durchgeführt. D.h. es wurden

(a) für verschiedene Winkelbereiche φ,
(b) für verschiedene Run-Bereiche der Jahre 1995 und 1996,
(c) sowie damit implizit für verschiedene HV-Einstellungen

die Daten in der genannten Weise untersucht.

Als erstes sollen im folgenden die Untersuchungen hinsichtlich verschiedener Winkelbereiche φ dargestellt werden.

Wie bereits in Abschnitt 4.3.2 erwähnt, ergab sich insbesondere für die Datennahme 1997 eine zunehmende Verringerung der Einzeldraht-Effizienz in der CJC2, insbesondere in der unteren Hälfte.

Diese Tendenz konnte in Anfängen bereits 1996 beobachtet werden. Um mögliche Einflüsse dieser variierenden Ineffizienzen zu untersuchen, wurden die oben dargestellten Untersuchungen getrennt nach 4 Bereichen in φ durchgeführt:

Bereich Nr.	φ	Bezeichnung
φ_1	$45° \leq \varphi < 135°$	Oben
φ_2	$-45° \leq \varphi < 45°$	Links
φ_3	$135° \leq \varphi$ oder $\varphi < -135°$	Rechts
φ_4	$-135° \leq \varphi < -45°$	Unten

Tabelle 4.3: *Definition der φ-Bereiche.*

Neben den bereits erwähnten Ineffizienzen können auch unterschiedliche Raumladungsdichten, die infolge unterschiedlicher Belastung durch Synchrotron-Strahlung auftreten, eine Rolle spielen (siehe Abschnitt 4.3.2).

Tatsächlich treten Unterschiede der *dE/dx*-Messung für die 4 verschiedenen φ-Bereiche auf. In Abbildung 4.19 sind die Verhältnisse der *dE/dx*-Messungen für die verschiedenen φ-Bereiche gegen $\cos(\theta)$ dargestellt. In der oberen Reihe für positiv-, in der unteren für negativ geladene Pionen. Links ist das Verhältnis $dE/dx_{oben}/dE/dx_{links}$ dargestellt, in der Mitte $dE/dx_{oben}/dE/dx_{rechts}$, und rechts $dE/dx_{oben}/dE/dx_{unten}$. Man erkennt in allen Darstellungen leichte Abhängigkeiten, wobei die Unterschiede für den Vergleich dE/dx_{oben}, dE/dx_{unten} besonders signifikant sind. Insbesondere für Spuren in Vorwärtsrichtung ergeben sich Abweichungen von bis zu 10%.

In der Abbildung 4.20 sind die gleichen Verhältnisse dargestellt wie in Abbildung 4.19, allerdings gegen den Impuls p. Auch hier erkennt man insbesondere für den Vergleich Oben / Unten starke Unterschiede. Generell sind die Abweichungen für den Impulsbereich, in dem die *dE/dx*-Werte ein Minimum aufweisen, geringer als z.B. für höhere Impulse.

Die zum Teil erheblichen Unterschiede in den Meßwerten für *dE/dx* in den verschiedenen φ-Bereichen führen dazu, daß bei der Korrektur dieser Abhängigkeiten unterschiedliche Parametrisierungen für die verschiedenen φ-Bereiche bestimmt werden (Siehe Abschnitt 4.5).

Die bisher diskutierten Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messungen hängen ihrerseits von den Veränderungen des CJC-Status ab, wie er in den verschieden Run-Bereichen bei z.T. unterschiedlichen HV-Einstellungen vorliegt. Wie bereits erwähnt, werden aus diesem Grund verschiedene Run-Bereiche der Jahre 1995 und 1996 untersucht. Dies wird ebenfalls in Abschnitt 4.5 genauer dargestellt.

Nachdem in diesem Abschnitt verschiedene Abhängigkeiten der *dE/dx*- Messung behandelt wurden, werden im nächsten Abschnitt Gründe für die aufgezeigten Unterschiede diskutiert.

4.4.3 Ursachen für die systematischen Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung

Als Ursachen für die im vorherigen Abschnitt 4.4.2 dargestellten Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung von dem Polarwinkel θ, dem Betrag der *dE/dx*-Messung und der Ladung q werden in diesem Abschnitt behandelt:

1. Abschirmungs- bzw. Sättigungseffekte.

2. Raumladungen.

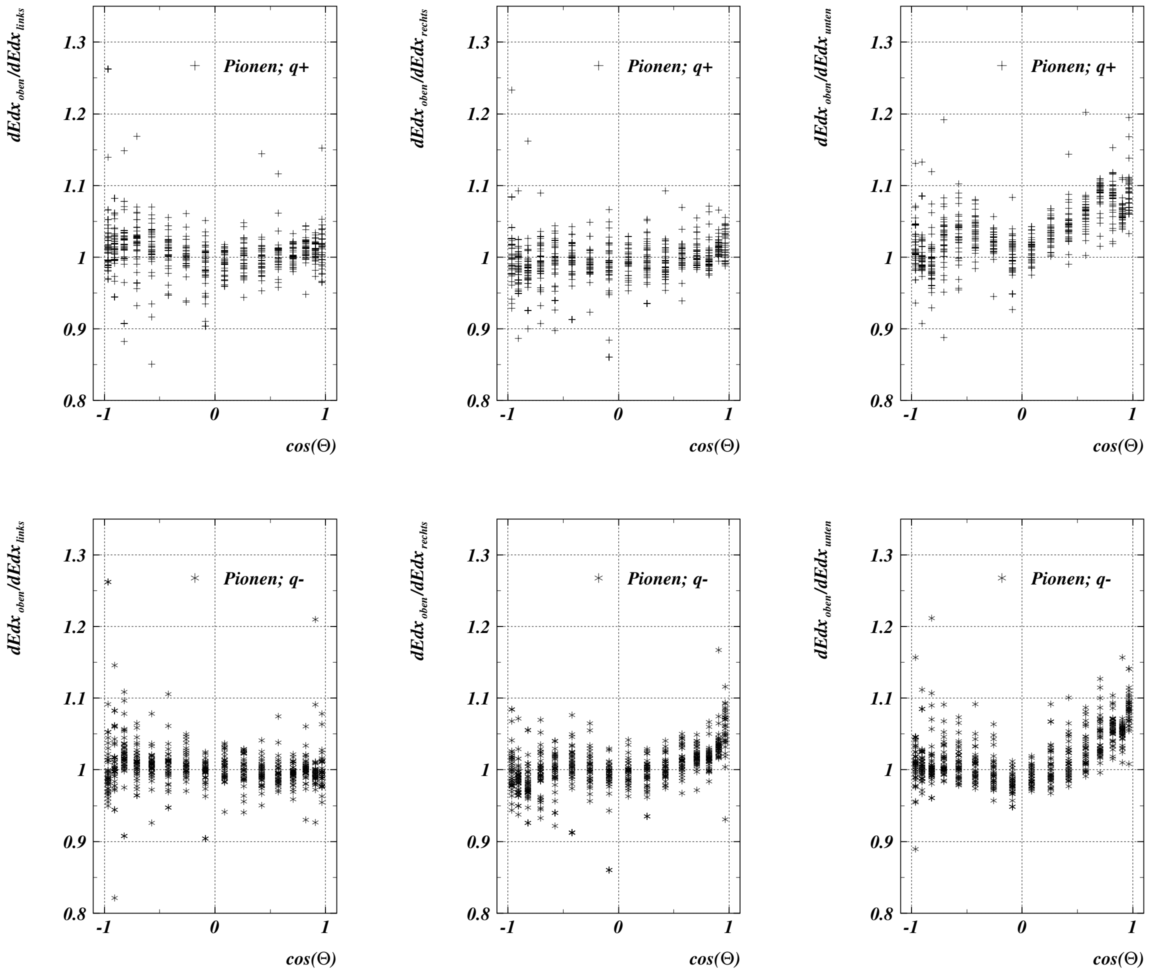


Abbildung 4.19: *Vergleich der dE/dx-Werte der verschiedenen* φ*-Bereiche in der Darstellung gegen* $\cos(\theta)$*. Oben: Positive Pionen; Unten: negative Pionen. Jeweils links:* $dE/dx_{oben}/dE/dx_{links}$*, mitte:* $dE/dx_{oben}/dE/dx_{rechts}$*, rechts:* $dE/dx_{oben}/dE/dx_{unten}$*. Man erkennt insbesondere für den Vergleich* dE/dx_{oben}*,* dE/dx_{unten} *eine starke Abhängigkeit der dE/dx-Messungen gegen* $\cos(\theta)$*. Die dargestellten Datenpunkte ergeben sich aus der Einteilung in 40 Impuls- ,bzw. in 18* θ *-Bins (für Pionen). Bei festem* $\cos(\theta)$ *treten also bis zu 40 Werte für die entsprechenden Impuls-Bins auf.*

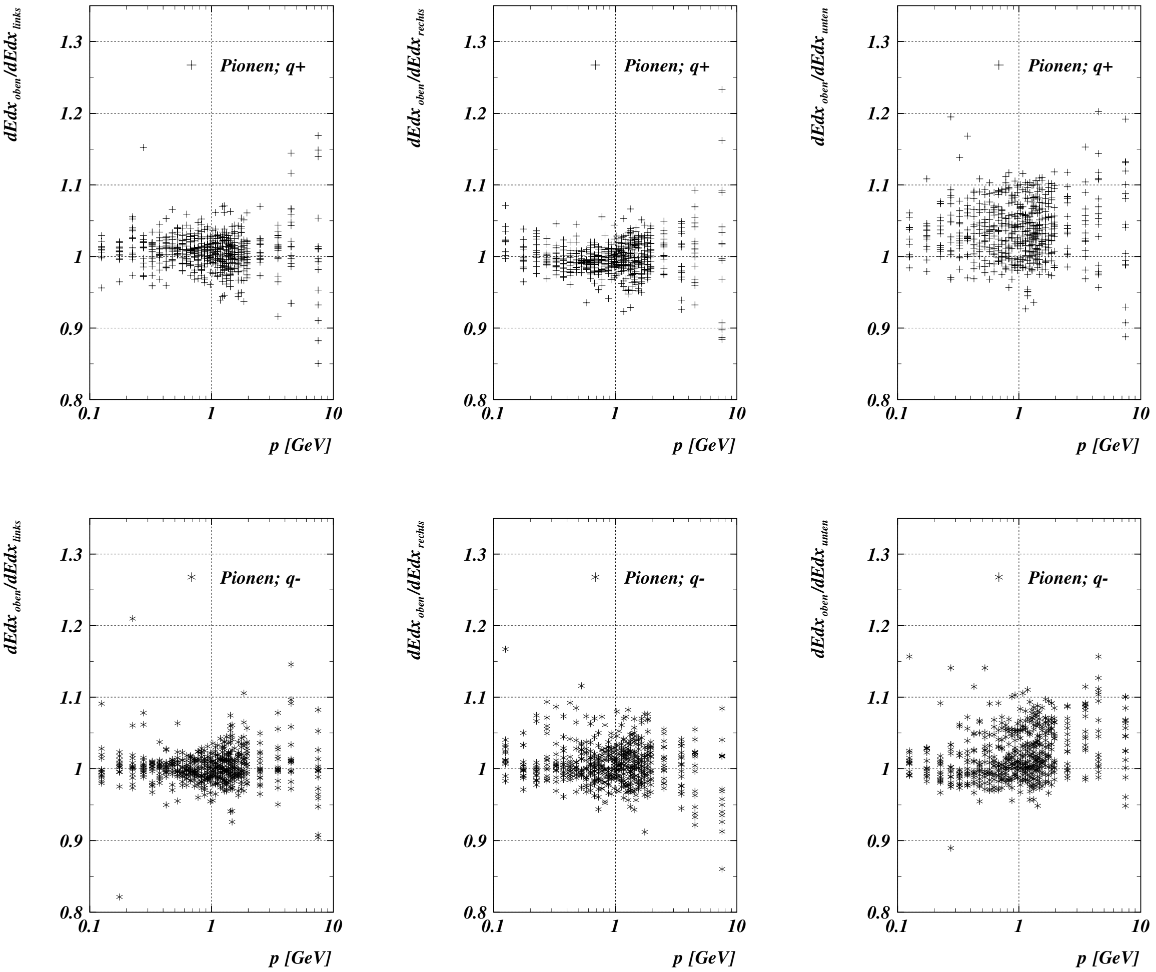


Abbildung 4.20: *Vergleich der dE/dx-Werte der verschiedenen φ-Bereiche in der Darstellung gegen p. Oben: Positive Pionen; Unten: negative Pionen. Jeweils links: $dE/dx_{oben}/dE/dx_{links}$, mitte: $dE/dx_{oben}/dE/dx_{rechts}$, rechts: $dE/dx_{oben}/dE/dx_{unten}$. Man erkennt insbesondere für den Vergleich dE/dx_{oben}, dE/dx_{unten} einen starken Unterschied der dE/dx-Messungen. Die Unterschiede nehmen mit höherem Impuls p zu. Die dargestellten Datenpunkte ergeben sich aus der Einteilung in 40 Impuls- ,bzw. in 18 θ -Bins (für Pionen). Für ein spezifisches Impuls-Bin treten also bis zu 18 Werte für die entsprechenden θ -Bins auf.*

3. Asymmetrie des CJC-Aufbaus.

Abschirmungs- bzw. Sättigungseffekte.
Während der Gasverstärkung kommt es im Rahmen der Lawinenbildung zur Freisetzung von positiv geladenen Ionen[31]. Diese Ionen bewirken eine Abschirmung des elektrischen Feldes des Signaldrahtes und damit eine Verringerung der Gasverstärkung.

Die Größe dieses Effektes hängt ab von der Dichte der Verteilung der den jeweiligen Signaldraht erreichenden Driftelektronen. Er sollte am stärksten ausgeprägt sein für Spuren, die senkrecht zu den Signaldrähten, d.h. mit $\cos(\theta) = 0$, die Driftzelle durchqueren: Für solche Spuren erreichen die bei der Primärionisation freigesetzten Elektronen den Signaldraht alle ungefähr zur gleichen Zeit.

Ein solcher Effekt wurde auch bei anderen Experimenten beschrieben[48], [50]. Bei der OPAL Kollaboration wurde eine lineare Abhängigkeit sowohl von $\cos(\theta)$ als auch von der Höhe der Einzelmessungen dE/dx_i beobachtet:

$$dE/dx_{i,kor} = dE/dx_i \cdot \frac{1+a}{1+a\cdot|\cos(\theta)|} \tag{4.17}$$

wobei a einen freien Parameter darstellt, der in Abhängigkeit von dE/dx_i aus den Daten bestimmt wurde. Man beachte, daß die Verteilung bezüglich $\cos(\theta)$ durch den Betrag als symmetrisch behandelt wird.

Eine analoge Parametrisierung bezüglich des (Spur-) *dE/dx* wurde auch im Rahmen der in dieser Arbeit dargestellten Untersuchungen versucht. Allerdings waren gerade im Hinblick auf die Asymmetrie in $\cos(\theta)$ Anpassungen mit Hilfe einer quadratischen Funktion besser in der Lage, die Daten zu beschreiben.

Raumladungen.
Im Gegensatz z.B. zu Experimenten an e^+-e^--Beschleunigern mit symmetrischen Strahlenergien operiert HERA mit e- und p-Strahlenergien, die extrem unsymmetrisch sind. Aus diesem Grund weisen die typischen Ereignisse im H1-Detektor einen starken Boost in Vorwärtsrichtung auf. Damit ist auch die Teilchendichte in der CJC in Vorwärtsrichtung erheblich höher als in rückwärtiger Richtung.

Als Folge davon ist die Raumladungsdichte im Vorwärtsbereich höher als im rückwärtigen Bereich. Dies beeinflußt die Ausformung des elektrischen Feldes und führt zu unterschiedlichen Gasverstärkungen in Abhängigkeit von $\cos(\theta)$.

Die Raumladungsdichte ist darüberhinaus abhängig von der Stärke der Synchrotron-Strahlung[32].

Asymmetrie des CJC-Aufbaus.
Wie in Abschnitt 3.3.2 dargestellt, weisen die CJC-Driftzellen eine Neigung von 30° gegenüber einer radialen Achse auf. Dies führt zu einem unterschiedlichen Verhalten hinsichtlich der Messung von positiv und negativ geladenen Teilchen: Während negative Teilchen sich gegen die Signaldrahtebenen drehen, verlaufen positive Spuren eher tangential zu den Signaldrahtebenen[33].

Damit sind z.B. die folgenden Größen für positive bzw. negative Spuren unterschiedlich:

- Der Winkel β zwischen der Spur und der Normalen zur Driftrichtung[34] ist für negative Spuren

---

[31] Siehe auch Abschnitt 3.3.1.

[32] Vergleiche Abschnitt 4.3.2.

[33] Vergleiche Abschnitt 3.3.4.

[34] Vergleiche Abbildung 4.3.

im Mittel kleiner als für positive.

- Positive Spuren zeigen eine breitere Verteilung bezüglich der Driftstrecke DL.
- Positive Spuren legen im Mittel eine größere Strecke innerhalb einer einzelnen Driftzelle zurück.

Diese Größen zeigen eine Abhängigkeit von der Krümmung der Spur, d.h. von dem Impuls: Je größer der Impuls des Teilchens ist, desto kleiner ist die Krümmung. Deshalb ist zu erwarten, daß mit zunehmenden Impuls die Unterschiede zwischen positiven und negativen Teilchen abnehmen.

Die genannten Größen haben Einfluß auf die Signalbildung, respektive die Einzelmessung dE/dx_i. Für Spuren zeigt sich, daß positive Teilchen weniger Treffer pro Spur und damit auch eine geringere Anzahl für die *dE/dx*-Messung benutzter Treffer $N_{Treffer_{dE/dx}}$ aufweisen als negative Teilchen.

Die genannten Ursachen beschreiben in qualitativer Hinsicht die beobachteten Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung:

1. Aufgrund der Abschirmungs- bzw. Sättigungseffekte erwartet man ein Ansteigen der *dE/dx*-Meßwerte mit zunehmenden Betrag von $\cos(\theta)$. Dieser Anstieg sollte mit größerem *dE/dx* zunehmen. Genau dieser Sachverhalt wird beobachtet. Da z.T. negative Krümmungen für die $\cos(\theta)$-Abhängigkeit auftreten, kann eine Überlagerung mit anderen Effekten vermutet werden.
2. Für alle untersuchten Daten hinsichtlich aller Ladungen, Run-Bereiche und Bereiche in φ ergibt sich eine negative Steigung in der Parametrisierung der $\cos(\theta)$-Abhängigkeit. Dies ist ein starkes Indiz für die Annahme, daß in Vorwärtsrichtung die Signalbildung in der CJC durch Raumladungen stärker beeinflußt wird, als in rückwärtiger Richtung.
3. Die Unterschiede im Verhalten der *dE/dx*-Messung hinsichtlich positiv und negativ geladener Teilchen lassen sich durch den asymmetrischen Aufbau der CJC in der $r\varphi$-Ebene erklären. Aufgrund dieser Annahme läßt sich auch begründen, daß die Unterschiede mit abnehmender Krümmung der Spuren ebenfalls abnehmen.

Im Rahmen der Untersuchungen zu dieser Arbeit wurden Versuche unternommen, bereits durch Korrekturen z.B. in Abhängigkeit von $\cos(\beta)$ auf der Basis der Einzelmessungen dE/dx_i eine Korrektur der Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung zu erreichen. Allerdings zeigte sich dabei, daß allein durch einen Parameter die beobachteten Effekte nicht zu beschreiben sind. Offenbar liegt ein komplexes Zusammenspiel verschiedenster Ursachen vor.

Aus diesem Grund wird ein phänomenologischer Ansatz gewählt. Ziel ist es, die beobachteten Abhängigkeiten durch Korrekturfunktionen zu beschreiben, die durch Anpassungen an die Daten selbst gewonnen werden[35].

4.4.4 Neue *dE/dx*-Parametrisierung

Um eine optimale Beschreibung der *dE/dx*-Meßwerte zu erreichen, die insbesondere auch die in Abschnitt 4.4.2 dargestellten Abhängigkeiten berücksichtigt, wird in zwei Schritten verfahren:

---

[35] Ein solches Vorgehen hat auch den Vorteil, daß die bereits vorliegenden, umfangreichen Daten benutzt werden können.

1. Im ersten Schritt wird versucht, eine Funktion $f_{dE/dx}$ zu finden, die in möglichst optimaler Weise die *dE/dx*-Daten beschreibt, wie sie *vor* irgendeiner möglichen Korrektur der bestehenden Abhängigkeiten vorliegen.
2. Im zweiten Schritt werden Korrekturfunktionen entwickelt, welche die beschriebenen Abhängigkeiten parametrisieren und die Daten auf die Funktion $f_{dE/dx}$ hin korrigieren. Dieser Schritt wird in Abschnitt 4.5 beschrieben.

Um eine „Norm-Funktion“ $f_{dE/dx}$ zu bestimmen, die als Bezug für alle weiteren Korrekturen dienen kann, wird wie folgt verfahren:

Wie in Abschnitt 4.4.2 beschrieben, werden in Impuls-Schritten von 50 MeV die wahrscheinlichsten *dE/dx*-Werte zunächst für Pionen, Kaonen und Protonen (soweit eine Trennung der Teilchenbänder möglich ist) bestimmt. Es wird allerdings *nicht* wie in Abschnitt 4.4.2 nach der Ladung der Teilchen unterschieden. Ziel ist es vielmehr, eine gemeinsame Funktion $f_{dE/dx}$ für q^+ und q^- zu erhalten. Die Bestimmung der wahrscheinlichsten *dE/dx*-Werte geschieht für verschiedene θ-Bins. Aus diesen Werten werden für jedes Impuls-Bin und jede Teilchenhypothese diejenigen für $\cos(\theta) = 0$ ausgewählt[36].

In Abbildung 4.21 sind die auf diese Weise gefundenen *dE/dx*-Datenpunkte dargestellt. Um insbesondere auch bei hohen Werten von $\beta\gamma$ Datenpunkte zur Verfügung zu haben, werden in einer speziellen Selektion kosmische Myonen akkumuliert[37]. Hier wird als θ-Bereich gewählt $70^\circ < \theta < 110^\circ$.

Für die Bestimmung der Funktion $f_{dE/dx}$ stehen damit Datenpunkte über 5 Größenordnungen in $\beta\gamma$ zur Verfügung. Als Fitfunktion $f_{dE/dx}$ wird folgende Funktion gewählt[38]:

$$f_{dE/dx} = p_1 \cdot \frac{1}{\beta^{p_2}} \left\{ 1.0 + \left[p_3 \cdot e^{-p_4 \cdot \log(0.25+\beta\gamma)} \right] \right\} \tag{4.18}$$

Diese Form unterscheidet sich von den bisher diskutierten Parametrisierungen[39] in zwei Punkten:

1. Der Abfall der Funktion bei kleinen $\beta\gamma$ wird nicht durch einen festen Exponenten $= 2$ für β beschrieben[40], sondern der Exponent ist freier Parameter (p_2).
2. Um Schwierigkeiten mit der Parametrisierung der Dichtekorrekturfunktion zu umgehen, wird nicht der Ansatz von Sternheimer und Peierls (siehe Gleichung 4.6) gewählt. Vielmehr wird der „relativistische“ Anstieg mit dem anschließenden Plateau-Bereich durch eine Exponentialfunktion mit einem Argument $\log(0.25 + \beta\gamma)$ beschrieben. Da es in diesem Zusammenhang um eine phänomenologische Beschreibung der CJC- *dE/dx*-Daten geht, ist ein solcher Ansatz gerechtfertigt.

---

[36] Die Einteilung der θ-Bins umfaßt kein Bin, welches 90°als Mittelwert enthält. Deswegen wird der Mittelwert der beiden zentralen θ-Bins als Wert für $\theta = 90^\circ \Leftrightarrow \cos(\theta) = 0$ angenommen.

[37] Englisch: Cosmics. Um äquivalente Bedingungen bei der Datennahme von Cosmics und ep-Daten zu haben, werden die Myonen aus normalen Daten-Runs selektiert; Hier bilden sie lediglich einen unvermeidbaren Untergrund. Es werden *keine* speziellen „Cosmic-Runs“ benutzt.

[38] In der vorliegenden Arbeit bezeichnet $\log$ durchgängig den Logarithmus zur Basis 10, $\ln$ dagegen den natürlichen Logarithmus. In der gegebenen Formel wurde bewußt der Logarithmus als Argument der Exponentialfunktion belassen, um den phänomenologischen Ansatz zu zeigen.

[39] Vergleiche die Gleichungen 4.5 und 4.9.

[40] In der Literatur [20] wird ausdrücklich darauf hingewiesen, daß *dE/dx* nicht mit β^{-2} abfällt: „It is often stated that ... *dE/dx* falls as β^{-2}.... In fact, the slope is nowhere this great, and *dE/dx* $\propto \beta^{-5/3} \approx \beta^{-1.67}$ provides a very good approximation to the actual function“.

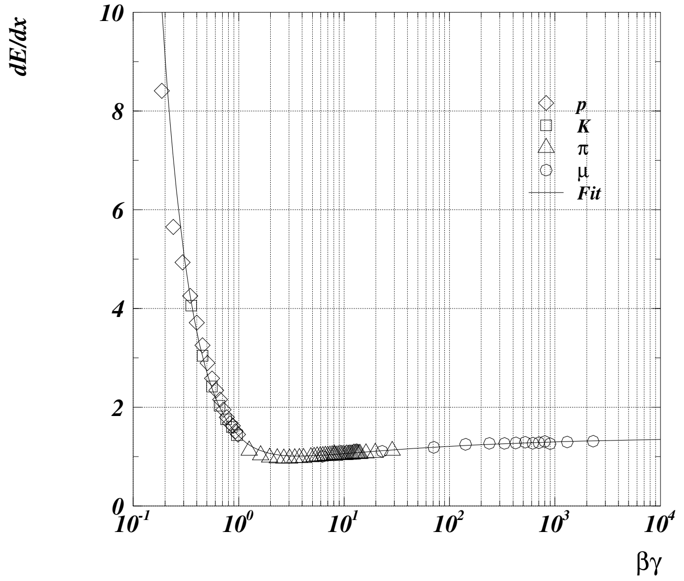


Abbildung 4.21: *Neue dE/dx-Parametrisierung mit Eingabewerten für Protonen, Kaonen, Pionen und Myonen. Die eingetragene Funktion entspricht einem Fit an alle Datenpunkte gemäß Gleichung 4.18.*

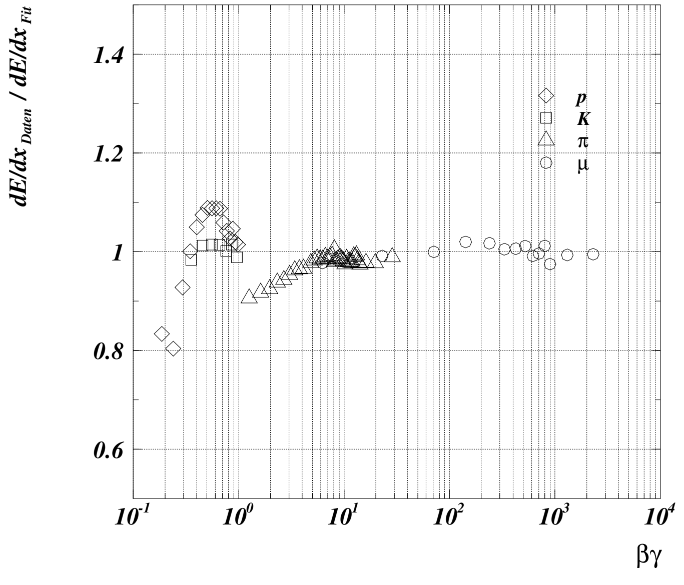


Abbildung 4.22: *Verhältnis $dE/dx_{Daten}/dE/dx_{Fit}$ für die neue dE/dx-Parametrisierung für Protonen, Kaonen, Pionen und Myonen.*

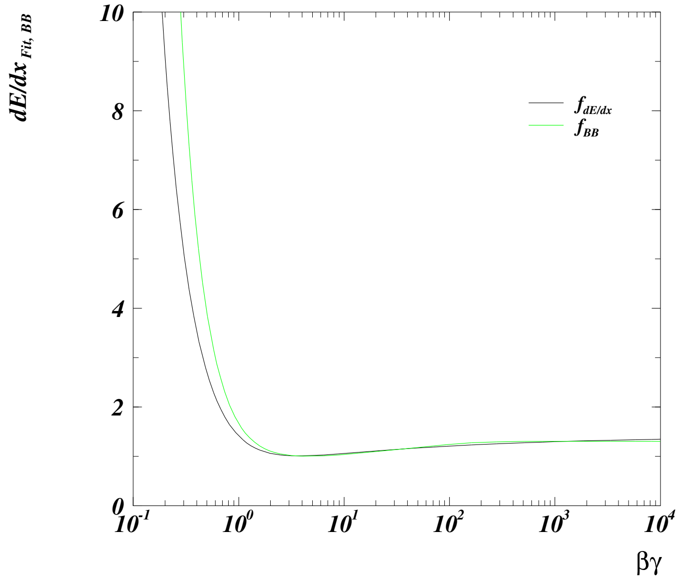


Abbildung 4.23: *Vergleich der neuen Parametrisierung $f_{dE/dx}$ mit der quasi-empirischen Parametrisierung f_{BB} nach Gleichung 4.9.*

Die Funktion enthält 4 freie Parameter $p1, ..., p4$, die aus den Daten der Jahre 1995 bzw. 1996 bestimmt wurden[41]. Ihre Werte sind in Tabelle 4.4 gegeben.

Parameter	
p_1	1.4139
p_2	1.6504
p_3	-0.4610
p_4	0.56924

Tabelle 4.4: *Werte der freien Parameter $p1, ..., p4$ für die neue Parametrisierung $f_{dE/dx}$ des Energieverlustes dE/dx.*

In Abbildung 4.21 ist die Funktion $f_{dE/dx}$ dargestellt. Man erkennt, daß die Datenpunkte insgesamt sehr gut beschrieben werden. Um Abweichungen zwischen den Datenpunkten und den entsprechenden Funktionswerten von $f_{dE/dx}$ deutlicher zu kennzeichnen, wird in Abbildung 4.22 das Verhältnis $dE/dx_{Daten}/dE/dx_{Fit}$ gegen $\beta\gamma$ dargestellt:

1. Insbesondere für den Bereich des Minimums der Funktion, d.h. für Pionen mit einem $\beta\gamma < 5$, treten Abweichungen auf. Je kleiner der Impuls der Pionen ist, desto größer werden die

---

[41] Das beschriebene Verfahren wurde für verschiedene Run-Bereiche aus den Jahren 1995 und 1996 durchgeführt (Vergleiche Tabelle 4.5 in Abschnitt 4.5.1.). Die dabei erzielten Ergebnisse zeigen keine systematischen Abweichungen voneinander. Die im Rahmen dieser Arbeit benutzten Zahlenwerte stammen aus einem Fit an die Daten der Runperiode 128222-130607 des Jahres 1995.

Abweichungen.

2. Ebenso werden die Datenpunkte der Protonen nicht optimal beschrieben: Die Steigung allein bestimmt aus den *dE/dx*-Werten der Protonen weicht von derjenigen der Fitfunktion ab.

In Abbildung 4.23 ist zum Vergleich die neue Parametrisierung $f_{dE/dx}$ mit der quasi-empirischen Parametrisierung f_{BB} nach Gleichung 4.9 zusammen dargestellt. Man erkennt, daß die Funktionen sich insbesondere im Bereich des Abfalls bei kleinen $\beta\gamma$ unterscheiden, ansonsten jedoch einen fast identischen Verlauf zeigen.

Die Grundidee bei dem hier vorgestellten Verfahren ist, möglichst viele Datenpunkte für eine Anpassung zu benutzen und eine universelle „Normfunktion“ für alle Teilchenarten und Ladungen zur Verfügung zu stellen. Offenbar ist es nicht möglich, Protonen, Kaonen und Pionen in dem Bereich des Anstiegs ihrer *dE/dx*-Werte konsistent zu beschreiben. Aus diesem Grund wird versucht, in dem bereits erwähnten zweiten Schritt des Verfahrens Korrekturfunktionen zu bestimmen, welche nicht nur die in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Abhängigkeiten parametrisieren, sondern die zusätzlich dieses unterschiedlichen Verhalten kompensieren.

4.5 *dE/dx*-Korrekturfunktionen

4.5.1 Bestimmung der *dE/dx*-Korrekturfunktionen

Nachdem im vorherigen Abschnitt 4.4.4 eine „Normfunktion“ $f_{dE/dx}$ entwickelt wurde unter Verwendung derjenigen *dE/dx* -Datenpunkte mit $\cos(\theta) = 0$, werden in diesem Abschnitt Korrekturfunktionen bestimmt unter Verwendung *aller* vorliegenden *dE/dx*-Werte. Ziel ist es dabei,

1. die beschriebenen Abhängigkeiten zu parametrisieren, und
2. eine Korrektur auf die Funktion $f_{dE/dx}$ durchzuführen.

Dabei wird wiederum in mehreren Schritten verfahren[42]:

1. Es werden Korrekturen entwickelt für die Abhängigkeiten der *dE/dx* -Messungen bezüglich $\cos(\theta)$, der Größe des *dE/dx*-Wertes, und q.
2. Die Korrekturen werden jeweils für die 4 verschiedenen φ-Bereiche, wie sie in Abschnitt 4.4.2 definiert wurden, durchgeführt.
3. Die Schritte 1. und 2. werden für verschiedene Runperioden durchgeführt: siehe Tabelle 4.5 sowie die Markierungen in Abbildung 4.9 in Abschnitt 4.3.2.

In Abbildung 4.24, linke Spalte, sind die *dE/dx*-Eingabewerte dargestellt, wie sie zur Bestimmung der Korrekturfunktionen vorliegen. Es sind als Beispiel die positiv geladenen Teilchen aus dem φ -Bereich φ_1 für den Runbereich 4-96 dargestellt. Die eingezeichneten Kurven entsprechen der „Normfunktion“ $f_{dE/dx}$ für die jeweiligen Massen-Hypothesen. Für jedes 50 MeV-Impuls-Bin liegen bis zu 6 (Kaonen/Protonen) bzw. bis zu 16 (Pionen) *dE/dx*$(\cos(\theta))$ -Werte vor.

---

[42] Vergleiche auch die Einleitung von Abschnitt 4.4.2.

[43] Ohne die Runs mit „shifted vertex“ 129465-130277.

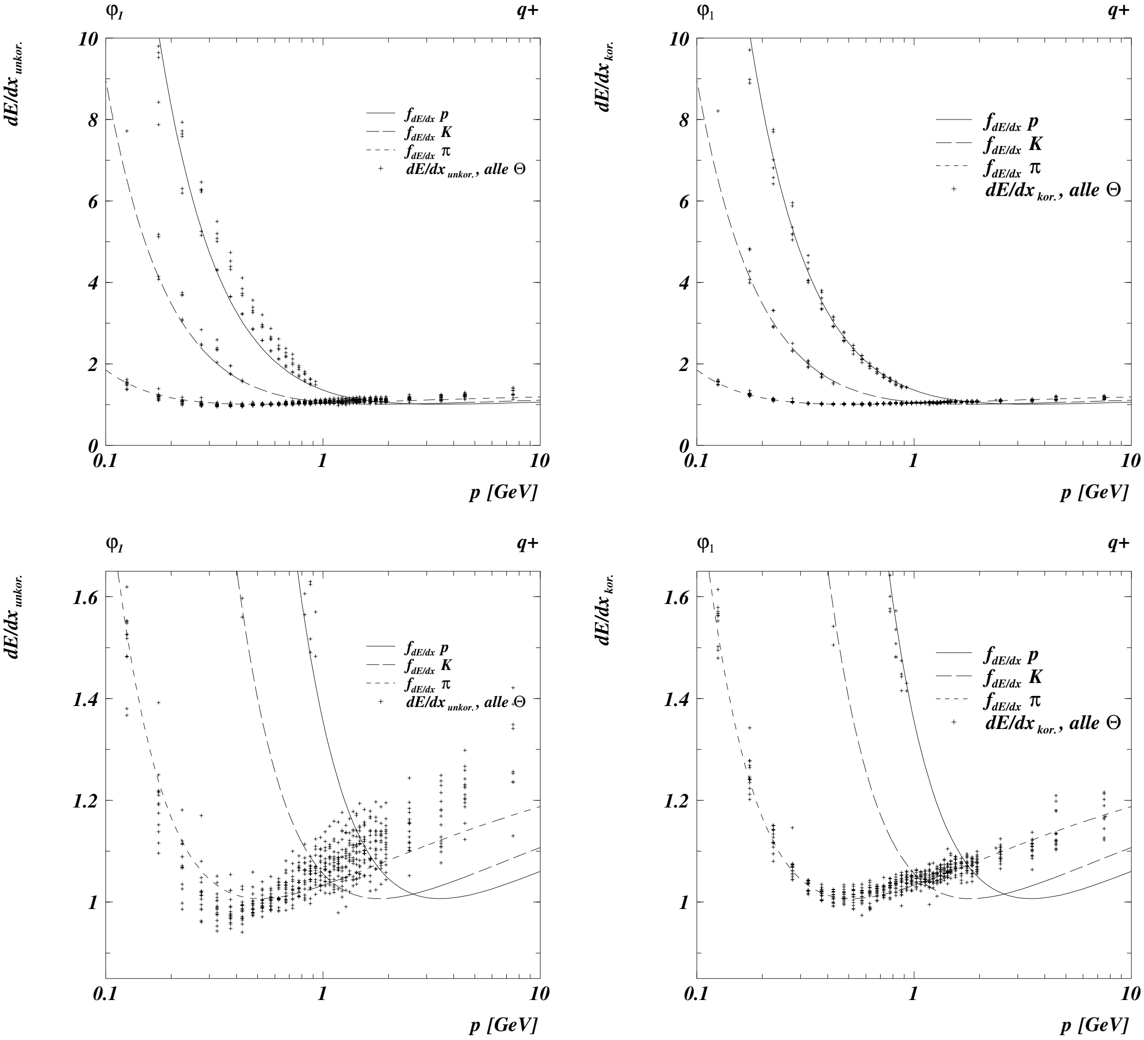


Abbildung 4.24: *Linke Spalte: Unkorrigierte dE/dx-Werte als Eingabewerte für die Bestimmung der Korrekturfunktionen (alle θ-Bins). Unten mit vergrößerter y-Skalierung zur Darstellung des Pion-Bandes. Dargestellt sind positive Teilchen aus dem Winkelbereich φ_1, Run-Bereich 4-96.*
Rechte Spalte: Gezeigt sind die gleichen Daten nach Anwendung der Korrekturfunktionen. Man erkennt, daß für dE/dx_{kor} für alle Teilchenarten die Breite der Verteilungen signifikant abnimmt und die korrigierten Werte durch die „Normfunktion“ $f_{dE/dx}$ gut beschrieben werden. Die dargestellten Datenpunkte ergeben sich aus der Einteilung in 40 Impuls-, sowie in 18 (für Pionen), bzw. 6 θ -Bins (für Protonen und Kaonen). Für ein spezifisches Impuls-Bin treten also bis zu 18, bzw. 6 Werte für die entsprechenden θ -Bins auf.

Jahr	Nr.	erster Run	letzter Run	Events [$\cdot 10^6$]	erster Run CJDX	letzter Run CJDX
1995	1-95	110946	114900	1.0	101007	115269
1995	2-95	118481	119899	1.5	115270	120594
1995	3-95	125960	127526	1.5	120595	124115
1995	4-95	128222	130607[43]	1.5	124116	144731
1996	1-96	146416	153624	1.5	144732	155900
1996	2-96	155950	157221	1.5	155901	158708
1996	3-96	160149	161646	1.5	158709	167881
1996	4-96	169521	170181	1.5	167882	176421

Tabelle 4.5: *Run-Bereiche der Jahre 1995 und 1996, für die eine Bestimmung der Korrekturfunktionen durchgeführt wurde. Die Database-Bank CJDX enthält die Parameter der Korrekturfunktionen.*

In der Abbildung 4.24, links oben, erkennt man deutlich, daß die Funktion $f_{dE/dx}$ die Daten für die jeweils niedrigsten *dE/dx*-Werte (bei $\cos(\theta) = 0$) für Protonen und Kaonen i.a. gut beschreibt. Allerdings weichen die *dE/dx*-Werte für andere θ-Werte erheblich von der „Normfunktion“ ab.

In der Abbildung 4.24, links unten, in einer bezüglich der y-Achse vergrößerten Darstellung, ist insbesondere das Pion-Band zu erkennen. Auch hier liegt die Funktion $f_{dE/dx}$ für Impulse $\gtrsim 0.8$ GeV am unteren Rand der *dE/dx*-Werte, wie man es z.B. nach Abbildung 4.15 erwarten würde. Allerdings ergeben sich für Pionen mit kleinen Impulsen gerade die umgekehrten Verhältnisse[44]. Wie sich bei der Berechnung der Korrekturfunktionen zeigt, läßt sich dieser Effekt nur durch eine spezielle Korrektur für Teilchen mit kleinem Impuls beschreiben.

In Abbildung 4.24, rechte Spalte, sind die gleichen Daten *nach* der Anwendung der Korrekturfunktionen, wie sie im folgenden dieses Abschnittes erläutert werden, dargestellt.

Bereits in Abschnitt 4.4.2 wurde gezeigt, daß für die Beschreibung der Abhängigkeit der *dE/dx*-Messung von $\cos(\theta)$ eine quadratische Funktion $dE/dx(\cos(\theta))$ und eine lineare Funktion bezüglich $c(a)$, mit $a = dE/dx(\cos(\theta = 0))$, benutzt werden können. Um die Abweichungen von der „Normfunktion“ $f_{dE/dx}$ zu parametrisieren, wird eine Funktion benutzt, die als Summe einer Exponential-Funktion und einer quadratischen Funktion aufgebaut ist.

In Abbildung 4.25, links, ist das Verhältnis von *dE/dx* -Datenpunkten und dem jeweiligen Wert von $f_{dE/dx}$, also $dE/dx_{unkor}/dE/dx_{f_{dE/dx}}$, gegen dE/dx_{unkor} gezeigt. Dargestellt sind alle *dE/dx* -Datenpunkte. Für Pionen und Myonen (bei kleinen Werten von dE/dx_{unkor}) betragen die Abweichungen $\sim \pm 10\%$. Für Kaonen und Protonen (Werte bei größeren dE/dx_{unkor}) liegen die Abweichungen für die Werte bei $\cos(\theta) = 0$ (unteres Band von Einträgen) in der gleichen Größenordnung. Für die anderen $\cos(\theta)$-Bins jedoch zeigen sich relative Abweichungen von z.T. über 30%.

Die Verteilung zeigt in anderer Form die bereits bei der Entwicklung der neuen *dE/dx*-Parametrisierung gemachte Beobachtung, daß die Steigung insbesondere der Protonen *dE/dx*-Werte nicht konsistent mit den übrigen Datenpunkten in einer Funktion zu parametrisieren ist, die allein von $\beta\gamma$ abhängt.

In Abbildung 4.25, rechts, sind die gleichen Daten gezeigt *nach* der Anwendung der Korrekturfunktionen. Man erkennt deutlich, daß über den gesamten Wertebereich von dE/dx_{kor} die Funktion $f_{dE/dx}$ die Daten gut beschreibt. Die relativen Abweichungen sind für alle Teilchenarten signifikant kleiner

---

[44] Vergleiche die Abbildung 4.22.

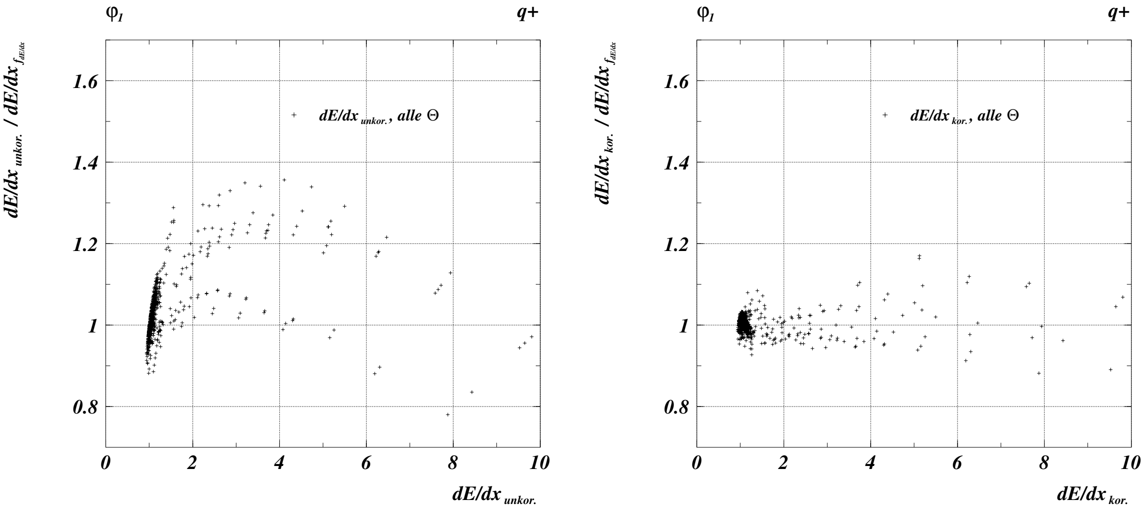


Abbildung 4.25: *Links: Das Verhältnis von* dE/dx_{unkor} *und dem nach* $f_{dE/dx}$ *erwarteten dE/dx-Wert gegen* dE/dx_{unkor}. *Man erkennt einen funktionalen Zusammenhang, der durch eine Funktion* $f_{kor,\,2}$ *beschrieben werden kann (Siehe Text). Die Werte bei kleinen Werten* dE/dx_{unkor} *stammen von Pionen und Myonen, die Werte bei größeren* dE/dx_{unkor} *von Kaonen und vor allem Protonen.*
Rechts: Die gleichen Daten nach Anwendung der Korrekturfunktionen. Für dE/dx_{kor} *besteht für den gesamten Wertebereich keine Abhängigkeit mehr bezüglich der Beschreibung durch* $f_{dE/dx}$.

geworden[45].

Die bisherigen Ausführungen können in einer Korrekturfunktion f_{kor} zusammengefaßt werden. Um die beschriebenen Abhängigkeiten zu parametrisieren, hat die Korrekturfunktion f_{kor} die folgende Form:

1. **Korrektur der θ-Abhängigkeit** (quadratische Funktion):

$$f_{kor,\,1} \;=\; dE/dx_{unkor} - b\cdot\cos(\theta) - c\cdot\cos^2(\theta) \tag{4.19}$$

   mit:

2. **Lineares Verhalten von c mit dE/dx**:

$$c \;=\; c(dE/dx_{unkor}) \;=\; p_1 + p_2\cdot dE/dx_{unkor} \tag{4.20}$$

$$b \;=\; p_8 \;=\; const. \tag{4.21}$$

3. **Korrektur auf $f_{dE/dx}$** (Funktion von dE/dx_{unkor}):

$$f_{kor,\,2} \;=\; -e^{p_3+p_4\cdot dE/dx_{unkor}} + p_5 + p_6\cdot dE/dx_{unkor} + p_7\cdot(dE/dx_{unkor})^2 \tag{4.22}$$

---

[45] Vergleiche Abschnitt 4.5.2.

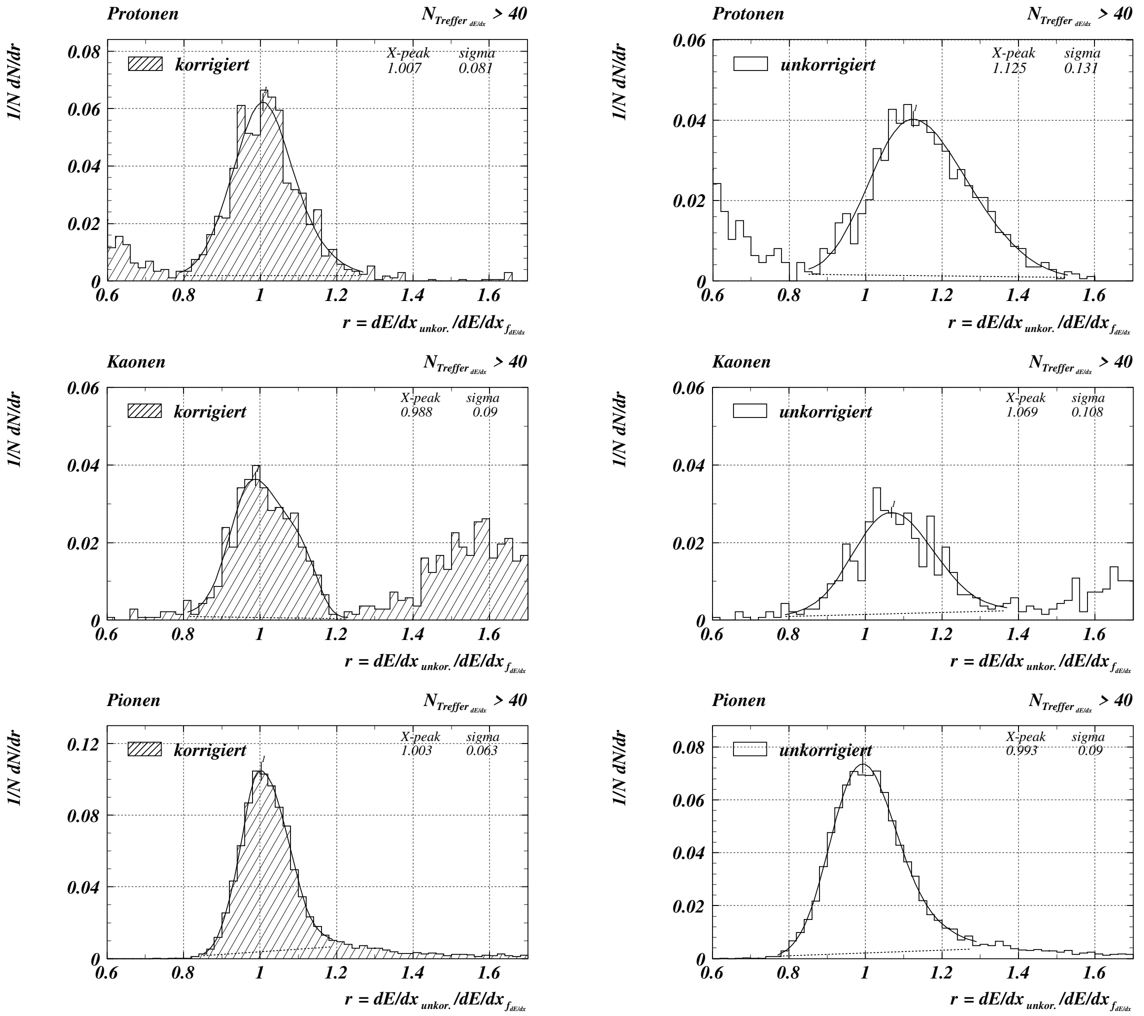


Abbildung 4.26: *Vergleich der Verhältnisse links: $dE/dx_{kor}/dE/dx_{f_{dE/dx}}$ und rechts: $dE/dx_{unkor}/dE/dx_{f_{dE/dx}}$ für Protonen, Kaonen und Pionen. Die Daten stammen aus dem Run-Bereich 4-96. Sie sind nicht nach φ-Bereichen, Ladung oder $\cos(\theta)$ selektiert. Für Protonen und Kaonen wurden nur Teilchen mit einem dE/dx-Wert > 1.3 akzeptiert. Der Impulsbereich für Kaonen ist durch die Bedingung $p < 0.8\,\mathrm{GeV}$ eingeschränkt. Für alle Spuren wurden mindestens 40 Treffer für die dE/dx-Bestimmung gefordert. Nach der Korrektur liegen die Peak-Werte für alle drei Teilchenarten bei 1. Die Breite der Verteilungen hat signifikant abgenommen (Siehe auch Text).*

4. **Korrektur für Teilchen mit sehr kleinem Impuls p:**

$$f_{kor,\,3} \;=\; p_9 - e^{p_{10}+p_{11}\cdot p} \tag{4.23}$$

Damit ergibt sich f_{kor} als[46]:

$$\boxed{f_{kor} \;=\; f_{kor,\,1} \cdot \frac{1}{f_{kor,\,2}} \cdot \frac{1}{f_{kor,\,3}}} \tag{4.24}$$

Die Korrekturfunktion f_{kor} ist abhängig von θ, dE/dx_{unkor} und dem Impuls p:

$$f_{kor} \;=\; f_{kor}(\theta, dE/dx_{unkor}, p) \tag{4.25}$$

Zusätzlich ergeben sich die genannten Abhängigkeiten von q, φ und den Run-Bereichen bzw. HV-Einstellungen:

$$f_{kor}(\theta, dE/dx_{unkor}, p) \longrightarrow f_{kor}(\theta, dE/dx_{unkor}, p, q, \varphi, Run) \tag{4.26}$$

Der korrigierte *dE/dx*-Wert ergibt sich durch:

$$\boxed{dE/dx_{kor} \equiv f_{kor}(\theta, dE/dx_{unkor}, p, q, \varphi, Run)} \tag{4.27}$$

Die Funktion f_{kor} hat 11 freie Parameter $p_1, ..., p_{11}$. Um ein optimales Ergebnis zu erzielen, werden diese Parameter in einem *simultanen Fit* aller Eingabewerte bestimmt[47]. Im Falle des hier dargestellten Beispiels positiv geladener Teilchen aus dem φ-Bereich φ_1 des Runbereiches 4-96 sind dies 624 Eingabewerte.

Die Speicherung der Parameter geschieht in der neuen Database-Bank CJDX. Im Rahmen des Programm-Paketes DDXMOD wird auf diese Parameter zugegriffen und für jede einzelne Spur ein korrigierter *dE/dx*-Werte berechnet. Das Modul DDXMOD wird in [55] beschrieben.

4.5.2 Korrigierte *dE/dx*-Werte

Nachdem im vorherigen Abschnitt 4.5.1 die Bestimmung der *dE/dx*-Korrekturfunktionen dargestellt wurde, gilt es nun, die Resultate bei Anwendung dieser Funktionen zu überprüfen.

In Abbildung 4.24, rechte Spalte, in Abschnitt 4.5.1 wurden bereits diejenigen *dE/dx*-Werte korrigiert gezeigt, die der Bestimmung der Korrekturfunktion als Eingabewerte dienen. Wie in dieser Abbildung gut zu erkennen ist, liegen nach Anwendung der Korrekturfunktionen die *dE/dx*-Werte sehr gut

---

[46] Um die jeweiligen Beiträge separieren zu können, wurde auf eine mögliche Zusammenfassung der einzelnen Terme verzichtet.

[47] Mit Hilfe des Programmes VALLEY [54].

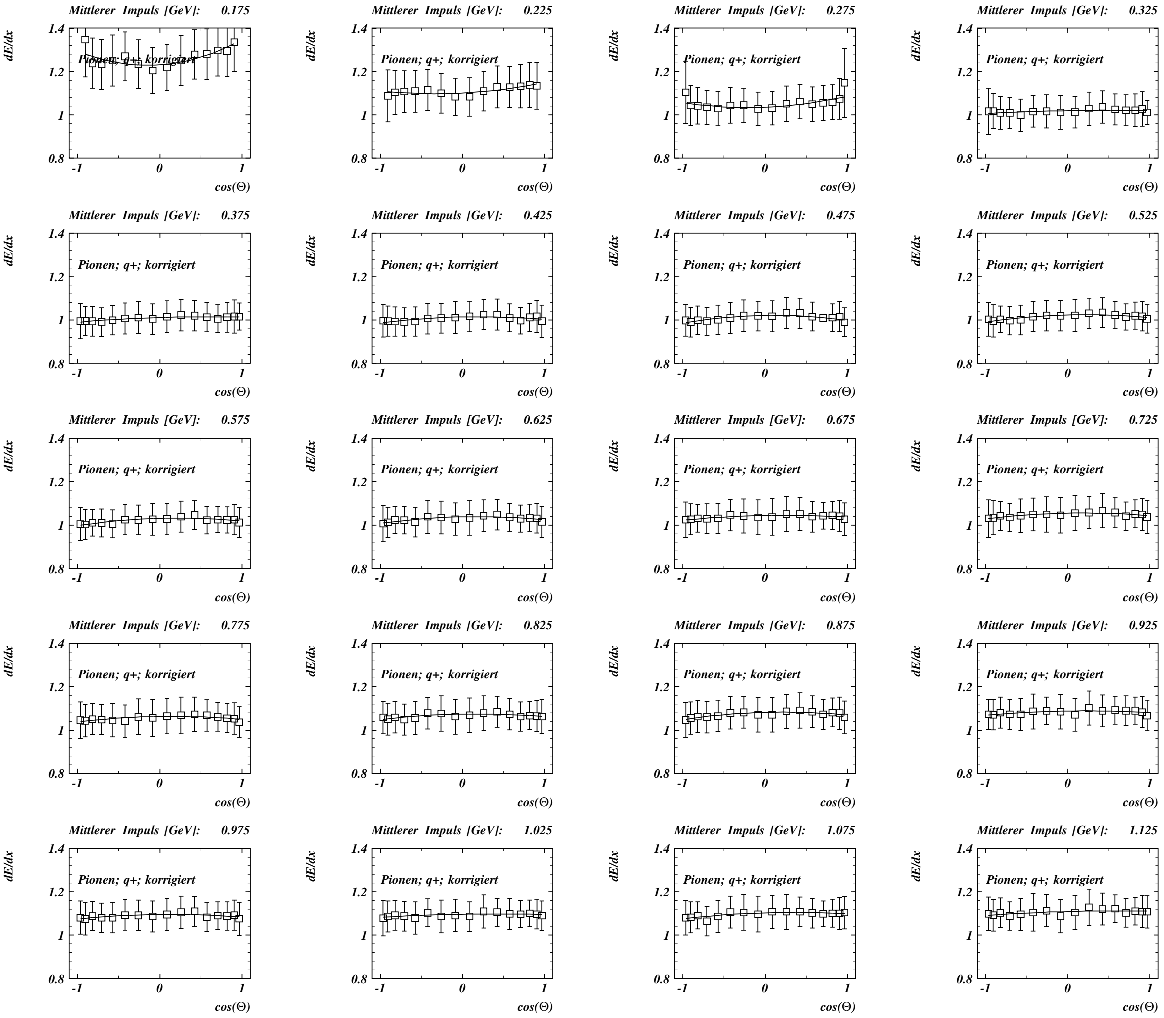


Abbildung 4.27: *Korrigiertes dE/dx in der Darstellung gegen* $\cos(\theta)$ *für positiv geladene Pionen. Jede Teilabbildung entspricht einem anderen Impuls-Bin. Der Runbereich (4-96) entspricht demjenigen der Abbildung 4.15. Die angegebenen vertikalen Balken entsprechen dem* σ *der entsprechenden Einzelmessungen.*

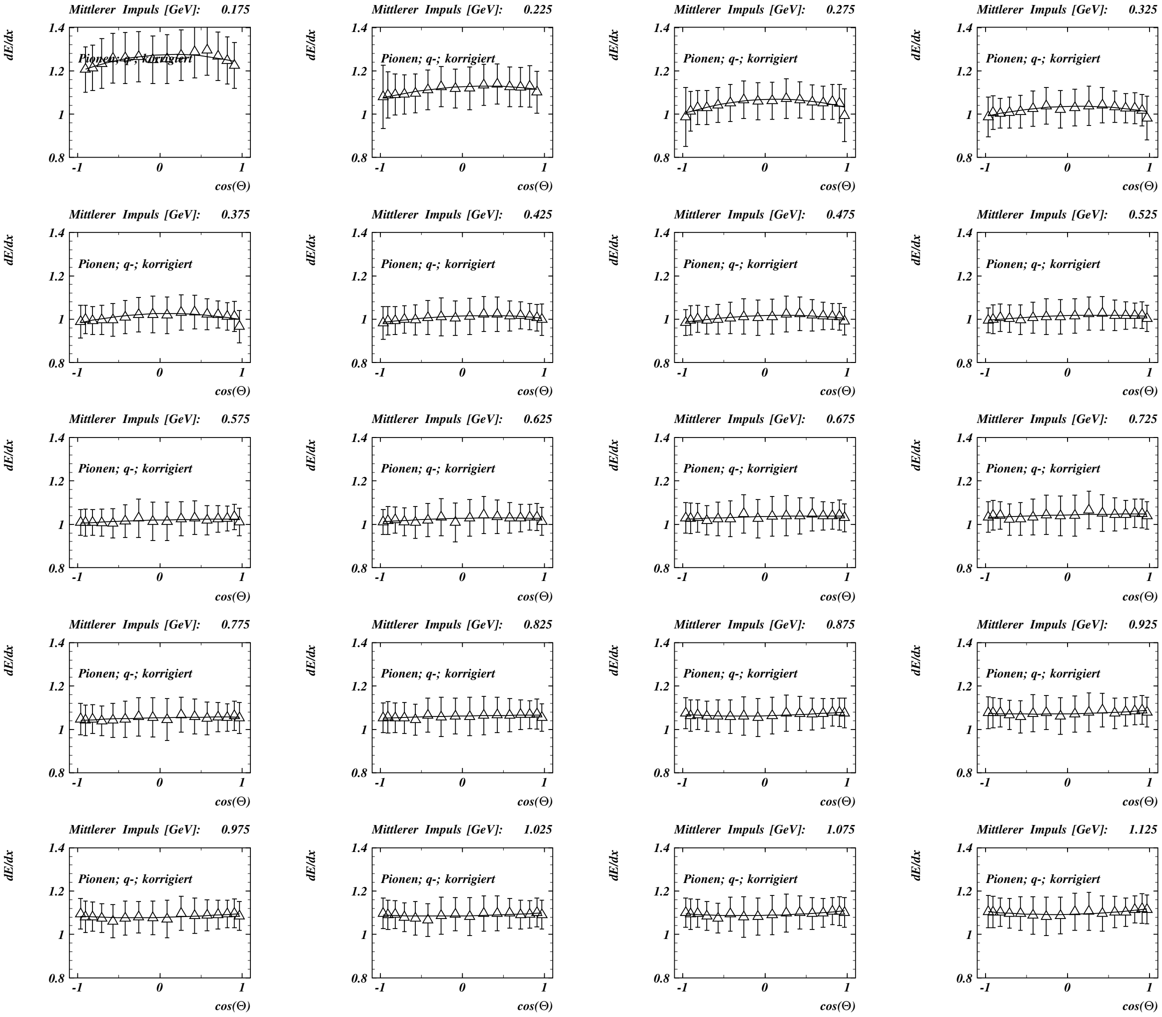


Abbildung 4.28: *Korrigiertes dE/dx in der Darstellung gegen* $\cos(\theta)$ *für negativ geladene Pionen. Jede Teilabbildung entspricht einem anderen Impuls-Bin. Der Runbereich (4-96) entspricht demjenigen der Abbildung 4.16. Die angegebenen vertikalen Balken entsprechen dem* σ *der entsprechenden Einzelmessungen.*

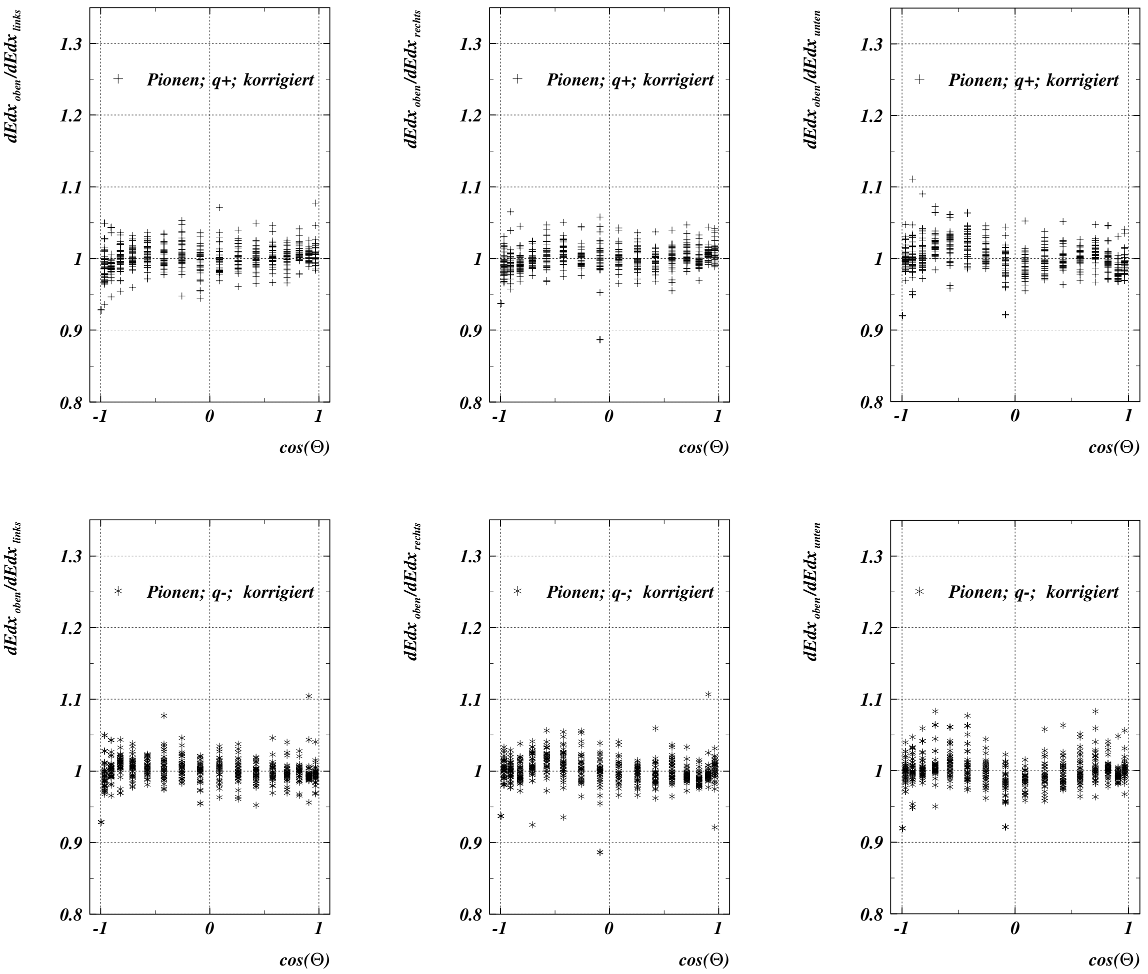


Abbildung 4.29: *Vergleich der dE/dx-Werte der verschiedenen φ-Bereiche in der Darstellung gegen* $\cos(\theta)$*. Oben: Positive Pionen; Unten: negative Pionen. Jeweils links:* $dE/dx_{oben}/dE/dx_{links}$*, Mitte:* $dE/dx_{oben}/dE/dx_{rechts}$*, rechts:* $dE/dx_{oben}/dE/dx_{unten}$*. Alle Verteilungen liegen in guter Übereinstimmung bei 1, d.h. es treten keine Unterschiede der dE/dx -Werte in Abhängigkeit von* φ *und* $\cos(\theta)$ *mehr auf (Vergleiche insbesondere auch die unkorrigierten dE/dx-Werte in Abbildung 4.19). Die dargestellten Datenpunkte ergeben sich aus der Einteilung in 40 Impuls- ,bzw. in 18* θ *-Bins (für Pionen). Bei festem* $\cos(\theta)$ *treten also bis zu 40 Werte für die entsprechenden Impuls-Bins auf.*

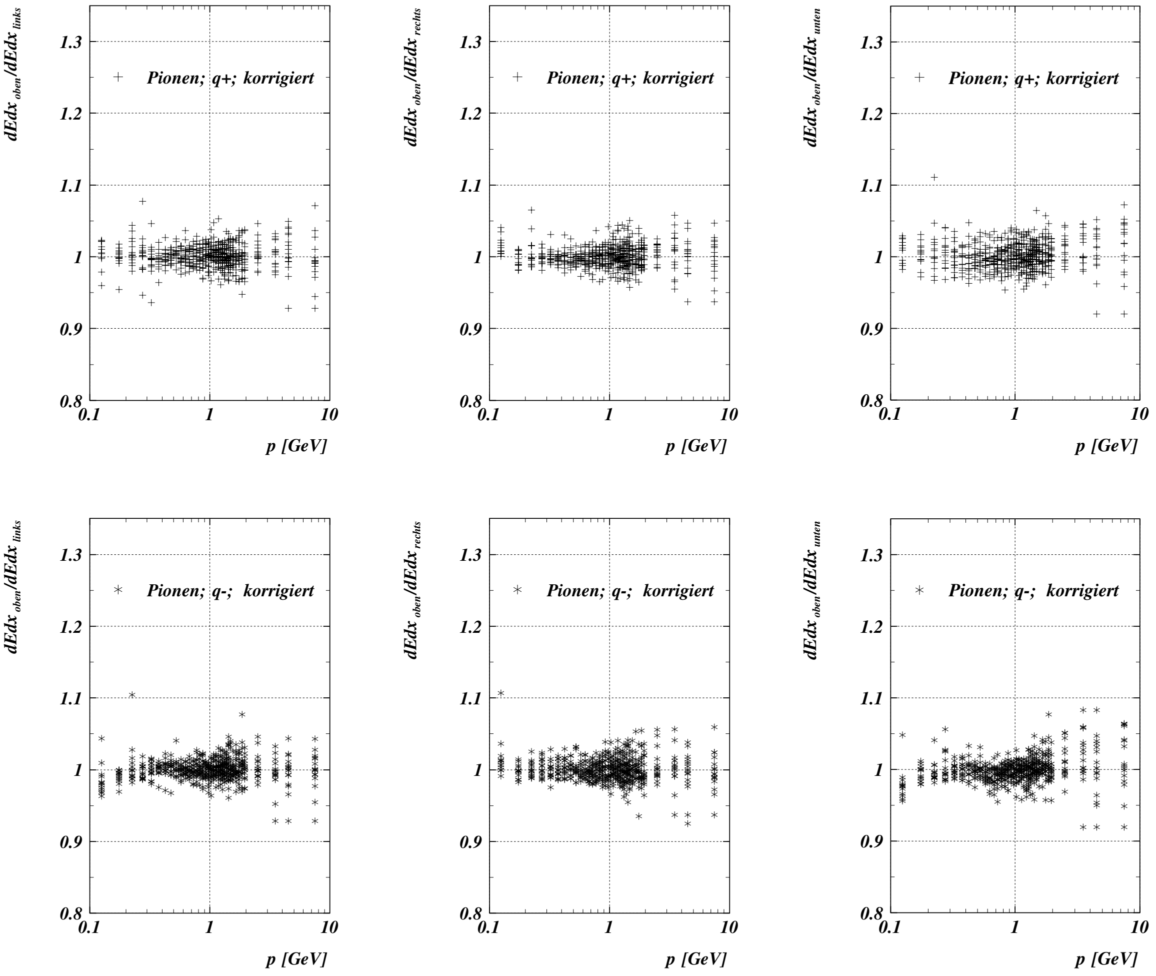


Abbildung 4.30: *Vergleich der korrigierten dE/dx-Werte der verschiedenen φ-Bereiche in der Darstellung gegen p. Oben: Positive Pionen; Unten: negative Pionen. Jeweils links: $dE/dx_{oben}/dE/dx_{links}$, Mitte: $dE/dx_{oben}/dE/dx_{rechts}$, rechts: $dE/dx_{oben}/dE/dx_{unten}$. Alle Verteilungen liegen in guter Übereinstimmung bei 1, d.h. es treten keine Unterschiede der dE/dx -Werte in Abhängigkeit von φ und p mehr auf (Vergleiche insbesondere auch die unkorrigierten dE/dx-Werte in Abbildung 4.20). Die dargestellten Datenpunkte ergeben sich aus der Einteilung in 40 Impuls- ,bzw. in 18 θ -Bins (für Pionen). Für ein spezifisches Impuls-Bin treten also bis zu 18 Werte für die entsprechenden θ -Bins auf.*

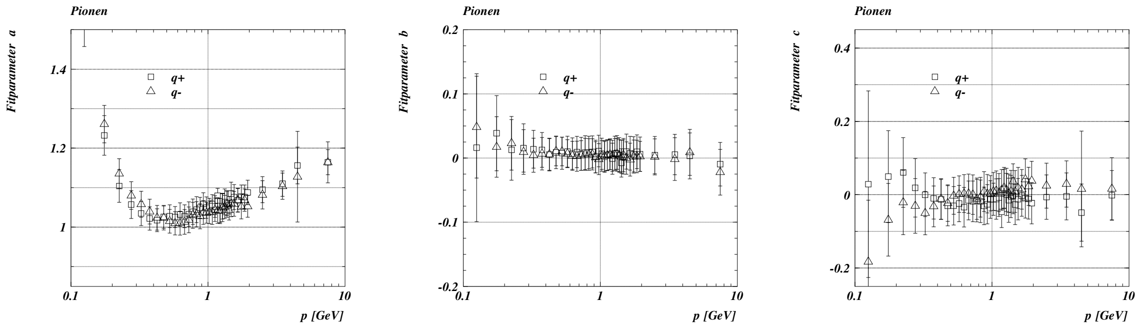


Abbildung 4.31: *Die Fitparameter a, b und c aus dem Fit einer quadratischen Funktion an die Verteilungen dE/dx gegen $\cos(\theta)$ für positiv (Quadrate) und negativ (Dreiecke) geladene Pionen, korrigiertes dE/dx, dargestellt gegen den Mittelwert des jeweiligen Impuls-Bins.*

auf den durch die Funktion $f_{dE/dx}$ bestimmten Kurven. Dies gilt auch für die Pionen mit langsamen Impuls, die sich besonders schwierig an eine allgemein-gültige Parametrisierung anpassen ließen.

Um die Verbesserung in der Beschreibung der korrigierten *dE/dx*-Werte abschätzen zu können, werden für die korrigierten und unkorrigierten *dE/dx*-Werte die jeweiligen Verhältnisse zum erwarteten Wert $dE/dx_{f_{dE/dx}}$ gebildet. Diese Darstellungen sind in Abbildung 4.26 gezeigt. In der linken Spalte sind die korrigierten, in der rechten die unkorrigierten Werte gezeigt. Die angegebenen Bedingungen dienen dazu, die Teilchen deutlich voneinander trennen zu können.

Benutzt man die Ergebnisse der „Anpassungs“-Funktion und korrigiert die ermittelten Breiten auf Peak-Werte von 1, so erhält man die in Tabelle 4.6 zusammengefaßten Ergebnisse:

σ_{kor}	σ_{unkor}	$\sigma_{kor}/\sigma_{unkor}$
0.078	0.115	$\sim 70\%$
0.086	0.100	$\sim 85\%$
0.062	0.091	$\sim 70\%$

Tabelle 4.6: *Abschätzung für die Verbesserung der Beschreibung der dE/dx-Werte durch die Anwendung der Korrekturfunktionen.*

Eine genaue Parametrisierung der erzielten Auflösung findet sich in Abschnitt 4.6.1.

Nach Anwendung der Korrekturfunktionen sollten sich für die Darstellungen der *dE/dx*-Werte gegen $\cos(\theta)$ flache Verteilungen ergeben. Diese Darstellungen sind in den Abbildungen 4.27 und 4.28 (für korrigierte *dE/dx*-Werte) gezeigt.

Mit Ausnahme der kleinsten Impuls-Bins[48] ist keine Abhängigkeit der *dE/dx*-Messungen mit $\cos(\theta)$ mehr zu erkennen. Zusätzlich eingetragen ist das Ergebnis eines Fits mit einer quadratischen Funktion, analog dem Vorgehen für unkorrigierte *dE/dx*-Werte. Die entsprechenden Darstellungen für unkorrigierte *dE/dx*-Werte sind die Abbildungen 4.15 und 4.16. Die Fitparameter a, b und c sind in Abbildung 4.31 dargestellt, die entsprechende Darstellung für unkorrigierte *dE/dx*-Werte ist die Abbildung 4.17.

---

[48] Im Hinblick auf eine Teilchen-Separation ist eine solche geringfügige Abhängigkeit in diesem Impulsbereich nicht relevant, da insbesondere für kleine Impulse Kaonen und Protonen deutlich höhere *dE/dx*-Werte aufweisen als Pionen.

Während die unkorrigierten Werte für die absolute Höhe (Fitparameter a) für positive und negative Teilchen bei niedrigen Impulsen bis zu $\sim 5\%$ voneinander abweichen, zeigen die korrigierten *dE/dx*-Werte für den gesamten Impulsbereich eine gute Übereinstimmung. Die Verteilung in a folgt der „Normfunktion“ $f_{dE/dx}$.

Für die Steigung b zeigen die unkorrigierten *dE/dx*-Messungen durchgängig negative Werte, d.h. die unkorrigierten *dE/dx*-Messungen in Vorwärtsrichtung liegen unter denjenigen in rückwärtiger Richtung. Für die korrigierten *dE/dx*-Werte liegt b im wesentlichen bei Null.

Für den Parameter c für das unkorrigierte *dE/dx* treten deutliche Unterschiede zwischen positiven und negativen Spuren auf. Auch hier ergibt sich nach der Korrektur eine gute Übereinstimmung von positiven und negativen Teilchen mit 0.

In den Abbildungen 4.29 und 4.30 werden für die korrigierten *dE/dx*-Werte die analogen Darstellungen zu 4.19 und 4.20 für unkorrigierte *dE/dx*-Werte aus Abschnitt 4.4.2 gezeigt. Es zeigt sich, daß durch die φ-abhängige Bestimmung der Korrekturfunktionen die Unterschiede der *dE/dx*-Messungen hinsichtlich φ korrigiert werden können. So ist insbesondere auch der deutliche Unterschied im Vergleich der Bereiche φ_1 (oben) und φ_4 (unten) kompensiert.

4.6 Likelihood-Wahrscheinlichkeit

4.6.1 Auflösung der *dE/dx*-Messung

Zur Bestimmung der Auflösung der korrigierten *dE/dx*-Werte[49] wird ein analoges Verfahren zu demjenigen der Bestimmung der Kalibrationskonstanten angewendet. Es werden Teilchen selektiert in einem Impulsbereich, in dem die Pionen ihr Minimum für *dE/dx* aufweisen:

- $0.4 < p < 0.6\,\mathrm{GeV}$

Aufgrund der sehr viel höheren Statistik liegen in diesem kinematischen Bereich bei *dE/dx* ≈ 1 fast nur Pionen vor. Die auf diese Weise selektierten Teilchen werden nach der Anzahl der benutzten Treffer für die *dE/dx*-Messung in Bins von je 5 Treffern sortiert. In guter Näherung ist ein Fit durch eine Gauß-Funktion möglich. Das σ der Gauß-Funktion wird als σ_{dedx} der *dE/dx*-Messung angenommen.

In Abbildung 4.32 sind die entsprechenden Histogramme gezeigt. Man erkennt, daß mit zunehmender Anzahl von $N_{Treffer_{dE/dx}}$ die Verteilungen schmaler werden, d.h. die Auflösung besser.

Dieses Verfahren wird für die in Tabelle 4.5 gegebenen Run-Bereiche getrennt durchgeführt. Die Werte für die Daten aus 1996 sind in Tabelle 4.8 zusammengefaßt und in Abbildung 4.33 dargestellt. Die Abbildung zeigt $\sigma_{dE/dx}$ gegen $N_{Treffer_{dE/dx}}$. Die Werte zeigen für die einzelnen Runbereiche eine gute Übereinstimmung, so daß eine gemeinsame Funktion an die vorliegenden Daten der 4 Run-Bereiche aus 1996 gefittet wird:

$$\sigma_{dE/dx} = p_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{N_{Treffer_{dE/dx}}}} + p_2 + p_3 \cdot N_{Treffer_{dE/dx}} \qquad (4.28)$$

---

[49] Unter *dE/dx* wird in den nachfolgenden Darstellungen in dieser Arbeit immer das korrigierte *dE/dx* verstanden. Das unkorrigierte *dE/dx* wird explizit als dE/dx_{unkor} bezeichnet.

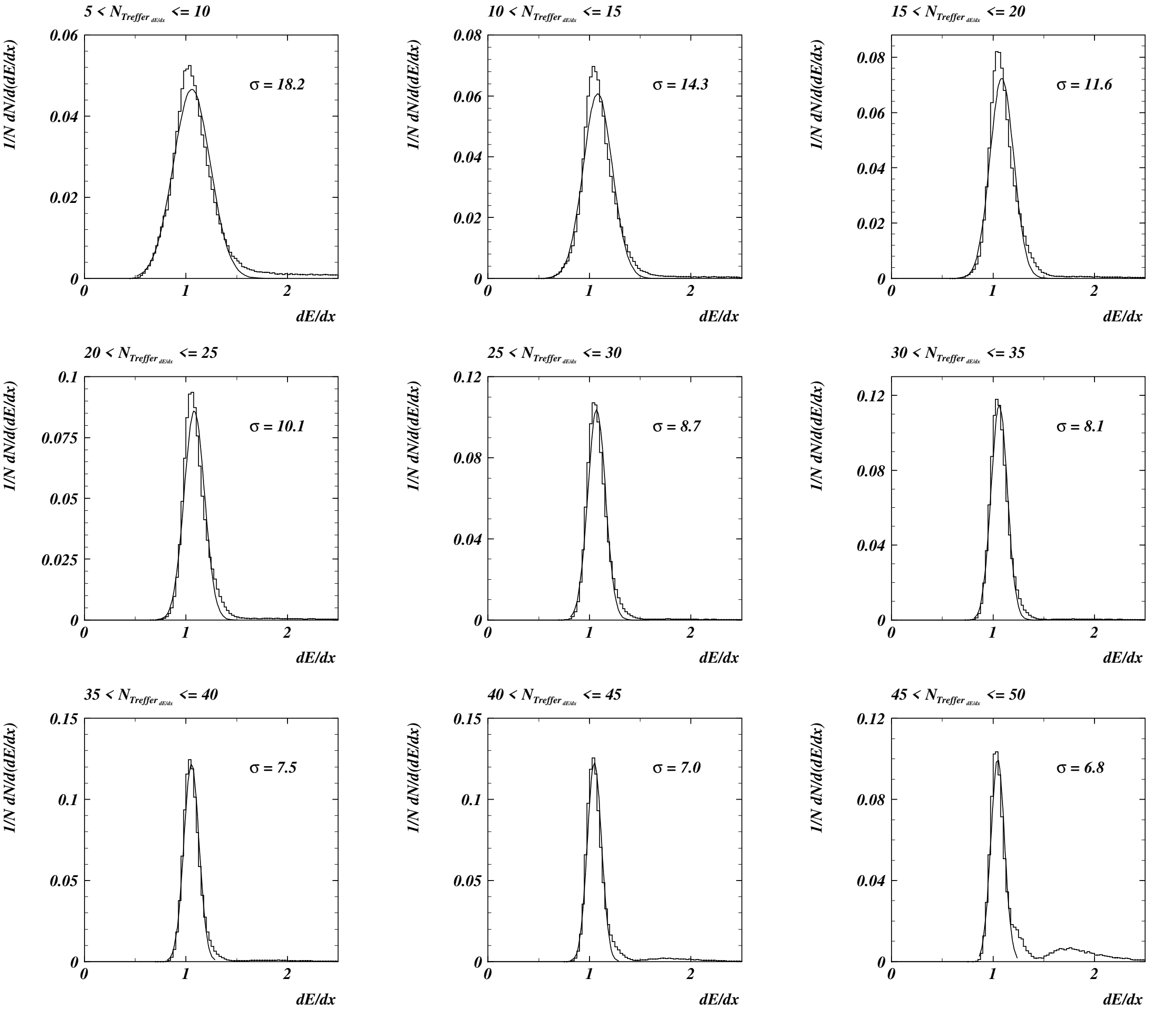


Abbildung 4.32: *Bestimmung der Auflösung der korrigierten dE/dx-Werte mit Hilfe von Pionen aus dem Impulsbereich* $0.4 < p < 0.6$ GeV. *Jede Teilabbildung entspricht einem anderen Bin der Anzahl der benutzten Treffer für die dE/dx-Messung. Das gezeigte jeweilige* σ *ist in Prozent angegeben und Ergebnis eines Fits einer Gaußfunktion an die entsprechenden Verteilungen.*

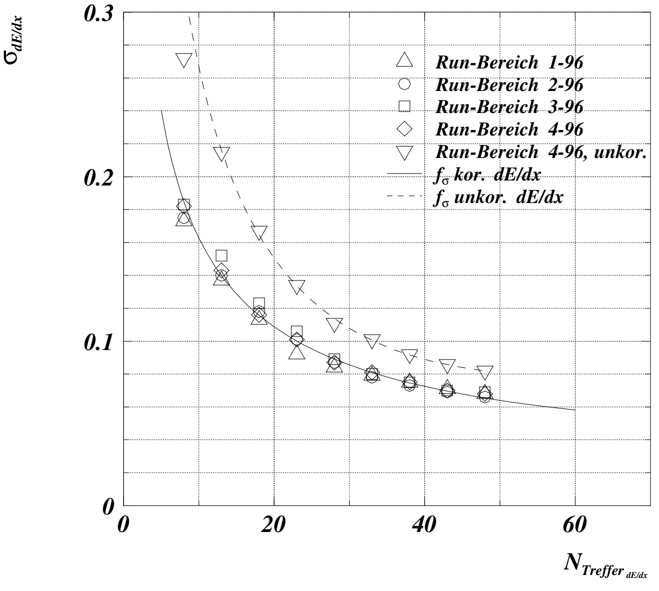


Abbildung 4.33: *Auflösung der korrigierten dE/dx-Werte in Abhängigkeit der benutzten Treffer für die dE/dx-Messung. Gezeigt sind die Ergebnisse der verschiedenen untersuchten Run-Bereiche für 1996 sowie das Ergebnis der gemeinsamen Anpassung an die Daten gemäß Gleichung 4.28. Zum Vergleich die entsprechenden Darstellungen für die unkorrigierten dE/dx-Werte aus 4-96.*

Die drei freien Parameter p_1, p_2 und p_3 sind in Tabelle 4.7 zusammengefaßt[50].

Parameter	Wert
p_1	0.600
p_2	-0.0287
p_3	$157 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 4.7: *Werte der freien Parameter* p_1, p_2 *und* p_3 *der Funktion* $\sigma_{dE/dx}$ *für 1996.*

Zum Vergleich sind in Abbildung 4.33 auch Punkte für die unkorrigierten *dE/dx*-Werte für den Run-Bereich 4-96 eingetragen. Diese Daten wurden ebenfalls durch eine Funktion der Form nach Gleichung 4.28 gefittet. Man erkennt die signifikante Verbesserung der erzielten Auflösung für die korrigierten *dE/dx*-Werte.

In Tabelle 4.8 sind die Werte für einen Vergleich der korrigierten und unkorrigierten *dE/dx*-Werte für den Run-Bereich 4-96 angegeben. Es ist eine Abhängigkeit der erzielten Verbesserung von der Anzahl der benutzten Treffer zu erkennen: Dies beruht darauf, daß ein Schnitt auf die Anzahl der benutzten Treffer implizit ein Schnitt auf θ ist. Spuren mit einer geringen Anzahl $N_{Treffer_{dE/dx}}$ weisen in der Mehrzahl flache Polarwinkel auf, so daß die entsprechenden Teilchen aus Gründen der geometrischen

---

[50] Üblicherweise wird eine Funktion der Form $p_1/\sqrt{N} \oplus p_2$ verwendet. Die hier vorliegenden Daten konnten durch eine solche Funktion jedoch nicht beschrieben werden. Aus diesem Grund wurde zusätzlich ein linearer Term eingeführt.

	$\sigma_{dE/dx}$				σ_{unkor}	σ/σ_{unkor}
$N_{Treffer_{dE/dx}}$	*1-96*	*2-96*	*3-96*	*4-96*	*4-96*	*4-96*
$5 < N \leq 10$	0.173	0.175	0.183	0.182	0.272	0.69
$10 < N \leq 15$	0.137	0.140	0.152	0.143	0.215	0.67
$15 < N \leq 20$	0.113	0.118	0.123	0.116	0.167	0.70
$20 < N \leq 25$	0.092	0.101	0.106	0.101	0.134	0.75
$25 < N \leq 30$	0.084	0.087	0.089	0.087	0.111	0.78
$30 < N \leq 35$	0.079	0.078	0.080	0.081	0.101	0.80
$35 < N \leq 40$	0.075	0.073	0.075	0.075	0.092	0.82
$40 < N \leq 45$	0.071	0.069	0.070	0.070	0.086	0.81
$45 < N \leq 50$	0.068	0.066	0.069	0.068	0.082	0.83

Tabelle 4.8: *Auflösung der (korrigierten) dE/dx-Daten aus den verschiedenen Run-Bereichen 1996 in Abhängigkeit der Anzahl der für die dE/dx-Messsung verwendeten Treffer. Zum Vergleich sind für den Run-Bereich 4-96 zusätzlich die Werte für das unkorrigierte dE/dx angegeben.*

Akzeptanz z.B. nur die CJC1 durchqueren können. Gerade für diese Winkel ergeben sich jedoch besonders starke Abhängigkeiten, respektive Korrekturen.

Bildet man den Mittelwert der Daten aus der letzten Spalte der Tabelle 4.8, so erhält man eine „mittlere“ Verbesserung der *dE/dx*-Auflösung auf $\sim 75\%$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert von $\sim 70\%$ aus Tabelle 4.6: Es ist zu bedenken, daß die meisten Spuren den H1-Detektor unter flachen Polarwinkel durchqueren. Damit treten größere Korrekturen häufiger auf als die geringeren Korrekturen für Spuren mit steilem Polarwinkel, bzw. einer größeren mittleren Anzahl von benutzten Treffern für die *dE/dx*-Messung.

Daraus ergibt sich: Die relative Verbesserung der *dE/dx*-Auflösung durch Anwendung der Korrekturfunktionen läßt sich mit $\sim 25\%$ bis $\sim 30\%$ abschätzen.

Mit der auf diese Weise bestimmten Auflösung läßt sich die Möglichkeit zur Separation verschiedener Teilchen voneinander berechnen. Die Möglichkeit der Separation zweier Teilchen A und B ist definiert als:

$$S = \frac{dE/dx_A - dE/dx_B}{\sigma_{dE/dx}} \tag{4.29}$$

In Abbildung 4.34 sind die Werte für S gegen den Impuls p aufgetragen, und zwar für:

1. Protonen - Kaonen (oben links)
2. Pionen - Protonen (oben rechts), und
3. Pionen - Kaonen (unten)

Gezeigt sind jeweils zwei Kurven für die Auflösungen entsprechend 20 bzw. 40 benutzten Treffern für die *dE/dx*-Messung. Man erkennt, daß insbesondere Pionen und Protonen sich auch im Bereich des „relativistischen“ Anstiegs für $p \gtrsim 2.5$ GeV noch mit $S = 1$ - 2 separieren lassen[51].

---

[51] Diese Tatsache wird bei der Rekonstruktion des Zerfallskanals $\Lambda_c \to pK\pi$ für die Protonen-Identifizierung ausgenutzt. Auf diese Weise ist eine signifikante Erhöhung der Ereignisanzahl im Λ_c-Signal möglich.

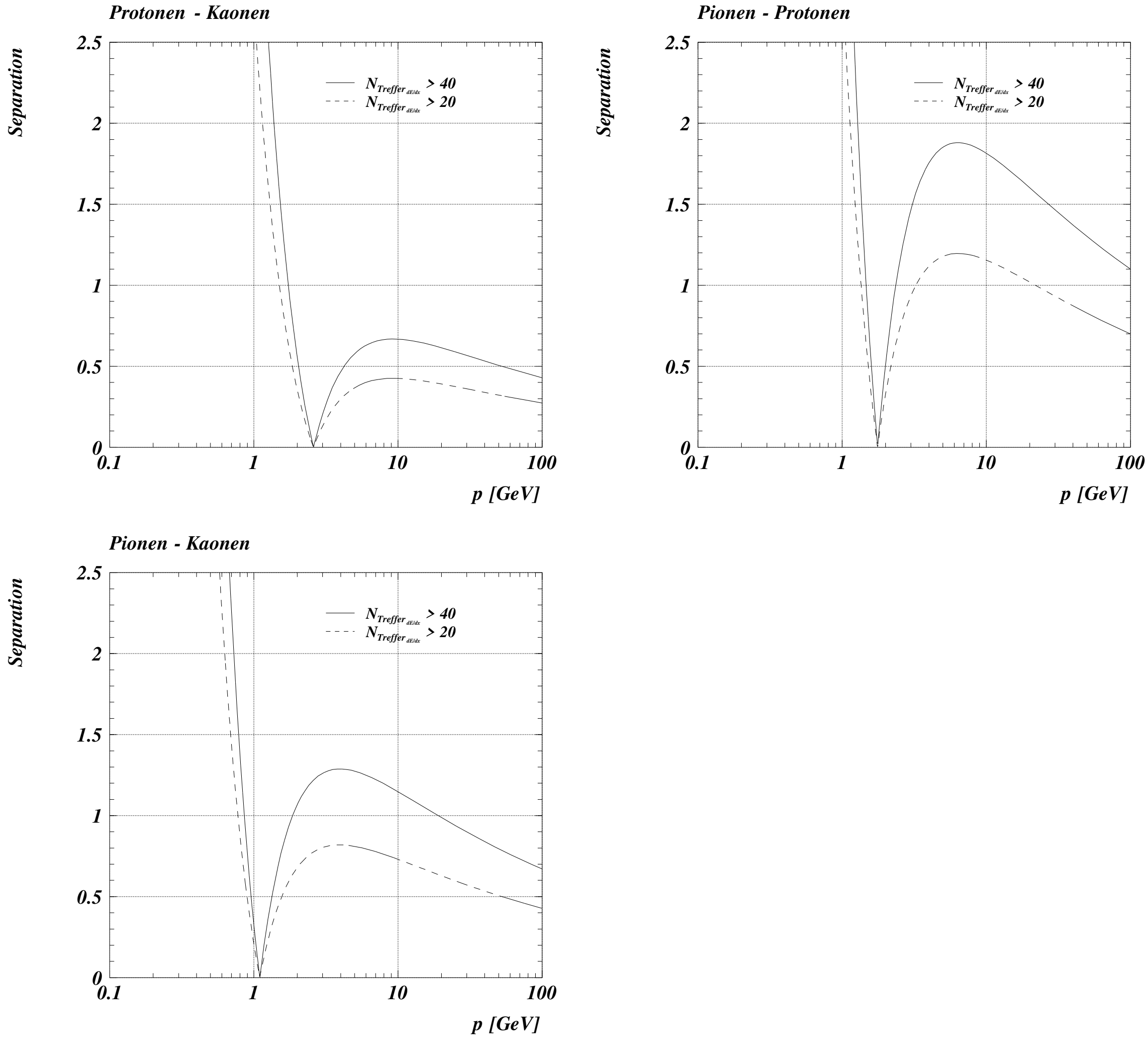


Abbildung 4.34: *Mit der ermittelten Auflösung für 1996 unter der Annahme von 20 (gestrichelte Kurve), bzw. 40 (durchgezogene Kurve) Treffern erzielte Separation S zweier Teilchen A und B in der Darstellung gegen den Impuls. Man erkennt, daß die Unterscheidung insbesondere von Pionen und Protonen (oben rechts) auch im Bereich des „relativistischen“ Anstiegs bei* $p \gtrsim 2.5\,\mathrm{GeV}$ *noch möglich ist.*

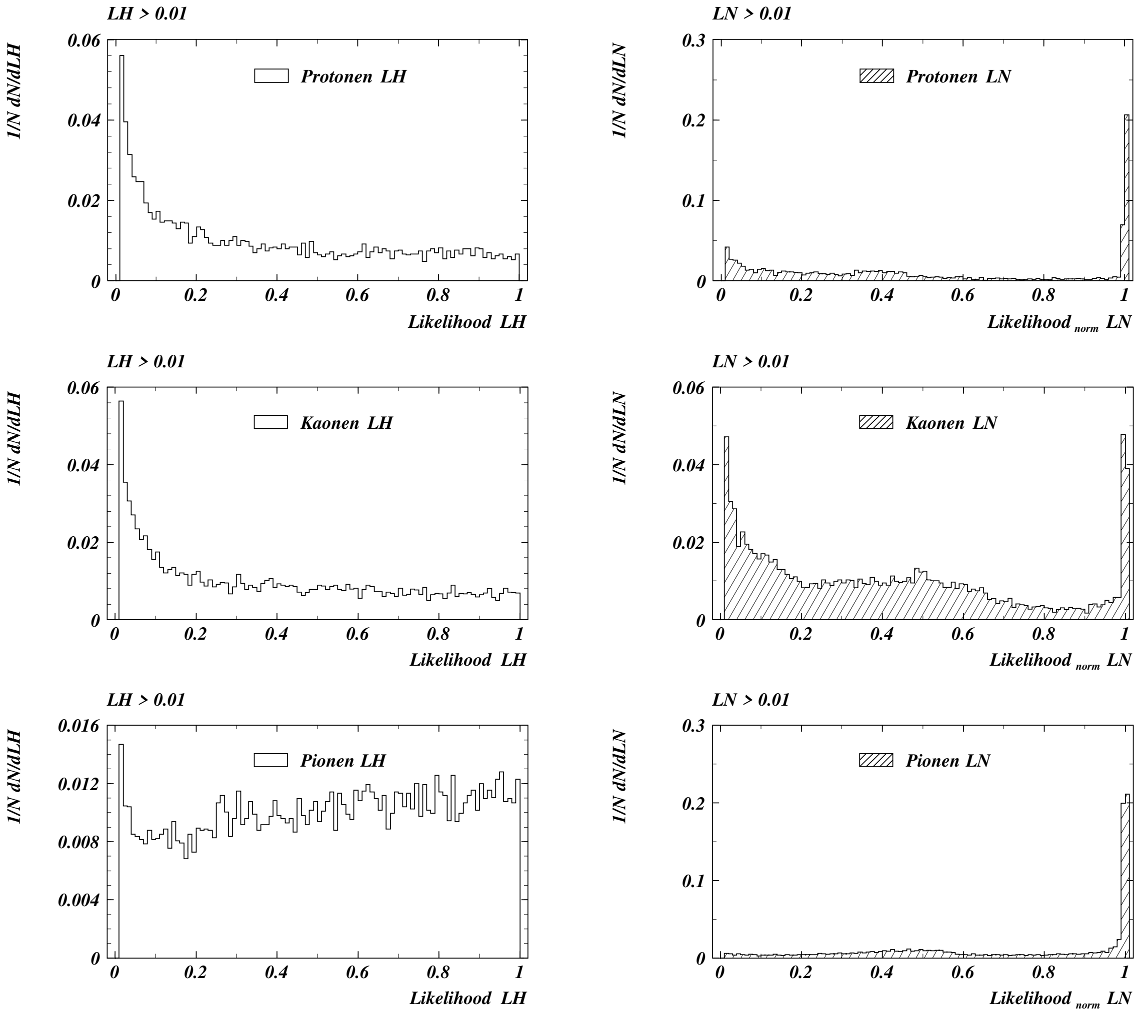


Abbildung 4.35: *Likelihood-Wahrscheinlichkeit (LH, links) und normierte Testgröße (LN, rechts) für Protonen, Kaonen und Pionen. Es sind jeweils die Einträge für LH, LN* < 0.01 *unterdrückt, die ansonsten die Histogramme dominieren würden. Ein Schnitt LH, LN* < 0.1 *unterdrückt somit insbesondere diesen dominanten Anteil der Verteilung.*

4.6.2 Bestimmung der Wahrscheinlichkeit einer Teilchenhypothese

Für die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit einer Teilchenhypothese wird in zwei Schritten verfahren:

1. Berechnung einer Wahrscheinlichkeit, inwieweit bei einer bestimmten Massenhypothese der *dE/dx*-Wert eines Teilchens kompatibel ist mit dem durch die „Normfunktion" $f_{dE/dx}$ gegebenen Erwartungswert. Diese Wahrscheinlichkeit wird im folgenden als „Likelihood-Wahrscheinlichkeit" *LH* bezeichnet.
2. Normierung dieser Wahrscheinlichkeit auf die Anzahl der angenommenen Teilchen-Hypothesen. Diese Größe wird im folgenden als „normierte Testgröße" *LN* bezeichnet.

Für die Berechnung von *LH* wird die folgende Gleichung verwendet[52]:

$$LH_i \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}\,\Gamma(1/2)} \int_{\chi_i^2}^{\infty} e^{-\frac{t}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}}\, dt \tag{4.30}$$

Dabei ist das χ_i^2 gegeben durch:

$$\chi_i^2 \;=\; \frac{[dE/dx - f_{dE/dx,\,i}]^2}{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_p^2} \tag{4.31}$$

wobei der Index i andeutet, daß das χ_i^2 für i verschiedene Massen-Hypothesen M_i berechnet werden kann. *dE/dx* bezeichnet den gemessenen (und korrigierten), $f_{dE/dx,\,i}$ den erwarteten *dE/dx*-Wert. Die Größe $\sigma_{dE/dx}$ ist der Fehler, wie er sich für die *dE/dx*-Messung aus der Anzahl der benutzten Treffer $N_{Treffer_{dE/dx}}$ ergibt[53]. Durch σ_p wird der Fehler der Impulsmessung[54] berücksichtigt.

Für die verschiedenen Massen-Hypothesen M_i stehen zunächst sinnvoller Weise Protonen, Kaonen, Pionen, Elektronen, Myonen und Deuteronen zur Auswahl. Da im Rahmen dieser Arbeit exklusive Zerfallskanäle mit Protonen, Kaonen und Pionen im Endzustand untersucht werden, wird der Index i in den folgenden Darstellungen auf diese 3 Teilchen-Hypothesen eingeschränkt.

Die normierte Testgröße LN_i für die Teilchenhypothese i ergibt sich dann mit:

$$LN_i \;=\; \frac{LH_i}{\sum\limits_{j=1}^{3} LH_j} \tag{4.32}$$

Die Verteilungen für LH_i und LN_i mit $i = p, K, \pi$ sind in Abbildung 4.35 gezeigt. Es ist keine Einschränkung des Impuls- oder θ -Bereiches vorgenommen. Die Likelihood-Wahrscheinlichkeit *LH*

---

[52] Dies ist die Form der χ^2-Funktion für den Fall $f = 1$, wobei f der Anzahl der Freiheitsgrade entspricht.

[53] Vergleiche den Abschnitt 4.6.1.

[54] Der Fehler der Impulsmessung ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der Meßgrößen p_t und θ. Dieser Beitrag ist insbesondere für den Bereich des Abfalls der neuen *dE/dx*-Parametrisierung $f_{dE/dx}$ relevant.

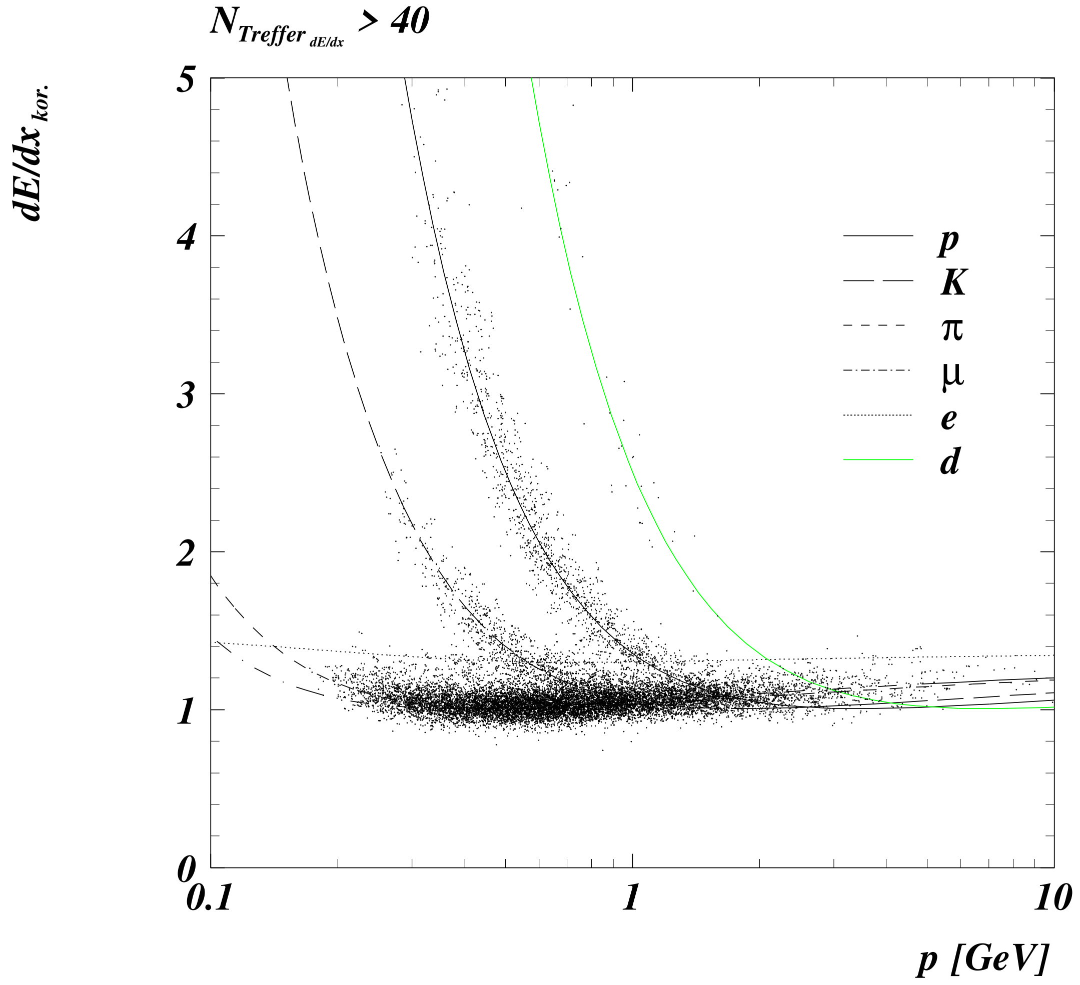


Abbildung 4.36: *Korrigierte dE/dx-Werte in der Darstellung gegen den Impuls* p *für Spuren mit mindestens 40 verwendeten Treffern für die dE/dx -Messung. Daten aus der Datennahmeperiode 1996. Die gezeigten Funktionen für die verschiedenen Massenhypothesen ergeben sich aus der neuen dE/dx-Parametrisierung* $f_{\mathrm{dE/dx}}$*. Der leichte Abfall der Elektronen-Funktion bei kleinen Impulsen ergibt sich aus der Korrekturfunktion für niedrige Impulse, die insbesondere im Hinblick auf die Beschreibung der Pionen dE/dx-Meßwerte entwickelt wurde.*

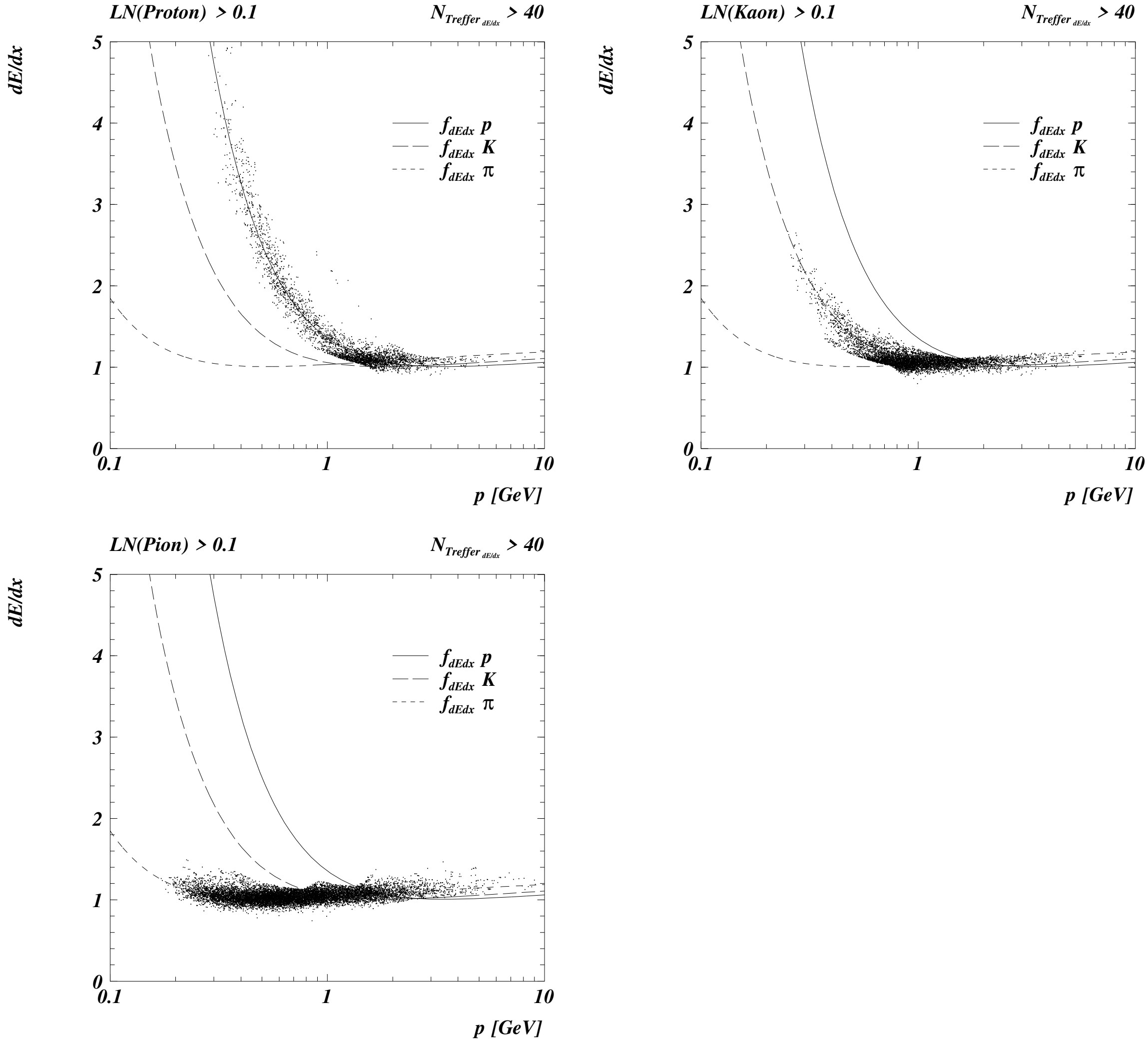


Abbildung 4.37: *Mit Hilfe der normierten Testgröße LN lassen sich u.a. Protonen (oben, links), Kaonen (oben, rechts) und Pionen (unten, links) selektieren. Gefordert ist jeweils* $LN_i > 0.1$. *Der Darstellung liegt der gleiche Datensatz zugrunde wie Abbildung 4.36.*

zeigt die erwartete flache Verteilung für größere Werte. Für die normierten Wahrscheinlichkeiten liegen die eindeutig als Proton, Kaon oder Pion identifizierten Teilchen bei 1. Die Einträge bei ~ 0.5 stammen von Spuren, deren *dE/dx*-Wert im Überschneidungsbereich der Norm-Kurven liegt und für die deswegen keine eindeutige Zuordnung möglich ist.

Im Verlauf der weiteren Analysen im Rahmen dieser Arbeit wird zur Spuridentifizierung mit Hilfe der *dE/dx*-Messung ein Standard-Schnitt durch $LN_i > 0.1$ vorgenommen. Ein Schnitt auf LN_i hat den Vorteil, daß insbesondere auch die Protonen und Kaonen im abfallenden Teil des Spektrums sicher identifiziert werden.

In Abbildung 4.36 sind die korrigierten *dE/dx* -Werte für den gleichen Datensatz dargestellt, für den bereits in Abbildung 4.13 die unkorrigierten *dE/dx*-Werte gezeigt wurden. Die aus diesem Datensatz durch den Standard-Schnitt $LN_i > 0.1$ selektierten Teilchenbänder sind in Abbildung 4.37 dargestellt. Man erkennt deutlich, daß durch $LN_i > 0.1$ diejenigen Teilchen akzeptiert werden, die mit der entsprechenden Massenhypothese M_i verträglich sind: Mit Hilfe der normierten Testgröße *LN* werden diejenigen Massenhypothesen zurückgewiesen, die nicht kompatibel mit dem entsprechenden *dE/dx*-Wert sind.

4.7 Zusammenfassung

In dem Kapitel 4 wurden die Methoden der Bestimmung des Energieverlustes durch Ionisation *dE/dx* im Rahmen der CJC umfassend dargestellt. Ausgehend von den bereits vorliegenden Messungen und der entsprechenden Software wurde versucht, die *dE/dx*-Messung in einer konsistenten Weise aufzubereiten, um sie als Standardmethode für die Analyse der H1-Daten benutzen zu können.

In einem ersten Schritt wurde die Bestimmung der *dE/dx* -Kalibrationskonstanten untersucht. Es zeigte sich, daß die Bestimmung eines korrekten *dE/dx*-Wertes durch fehlende Kalibrationskonstanten für manche Runs nicht gegeben war. Es wurde eine entsprechende Korrekturroutine entwickelt, die für solche Runs innerhalb der H1-Database nach geeigneten Konstanten sucht und, wenn möglich, eine Re-Kalibration durchführt.

Ausgehend von den Schwierigkeiten einer Beschreibung der *dE/dx*-Daten der CJC wurde in einem phänomenologischen Ansatz eine neue Parametrisierung in Form einer Normfunktion $f_{dE/dx}$ bestimmt. In diesem Zusammenhang wurden zahlreiche Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messungen festgestellt, z.B. vom Polarwinkel θ, der Höhe der Ionisation selbst, der Ladung q, dem Azimutalwinkel φ sowie den verschiedenen HV-Einstellungen der CJC in den verschiedenen Runbereichen der Datennahme.

Diese Abhängigkeiten wurden durch Korrekturfunktionen parametrisiert. Durch Anwendung dieser Korrekturen kann die Auflösung der *dE/dx*-Messung um $\sim 25 - 30\%$ verbessert werden. Es ergibt sich eine Auflösung für gut gemessene Spuren von besser als 7%. Insbesondere bestehen nach der Korrektur keine relevanten Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung mehr von den genannten Größen.

Durch die Berechnung einer normierten Testgröße *LN* ist eine effektive Methode zur Unterscheidung verschiedener Teilchen-Hypothesen gegeben. So ist u.a. auch eine Separation für den Bereich des „relativistischen Anstiegs“ z.B. für Pionen und Protonen aussichtsreich.

Die genannten Korrekturen und Berechnungen wurden in einem Software-Modul realisiert, das eine einfache Anwendung der *dE/dx*-Daten ermöglicht.

Kapitel 5

Monte-Carlo-Studien

Ein wichtiges Hilfsmittel im Rahmen der vorliegenden Arbeit sind Monte-Carlo-Studien[1], und zwar sowohl hinsichtlich einer Beschreibung der zugrundeliegenden physikalischen Wechselwirkungen, z.B. der Kinematik der verschiedenen untersuchten Λ_c-Zerfälle (MC-*Generator*-Studien); als auch hinsichtlich einer realistischen Beschreibung von Detektoreffekten (Studien zur MC-*Detektor-Simulation*). Im folgenden Kapitel wird in einer Einführung zunächst u.a. der in der vorliegenden Arbeit verwendete MC-Generator vorgestellt. Im zweiten Abschnitt werden die Verteilungen einiger zentraler kinematischer Variablen für die verschiedenen untersuchten Λ_c-Zerfallskanäle gezeigt. Anhand dieser Verteilungen wird der sogenannte „sichtbare“ kinematische Bereich definiert, der für die weiteren Untersuchungen im Hinblick auf die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten von Bedeutung ist. Danach werden die im Laufe der nachfolgenden Ereignisselektionen[2] verwendeten Schnitte motiviert anhand eines Vergleichs von generierten kinematischen Größen und den entsprechenden Verteilungen der vorliegenden (vorselektierten) Daten. Die Verläßlichkeit der MC-Datensätze wird in mehrfacher Hinsicht überprüft: Zum einen wird gezeigt, daß die anhand der MC-Simulation *rekonstruierten* kinematischen Größen in guter Weise mit den korrespondierenden MC-*generierten* Größen übereinstimmen. Zum anderen wird die *Simulation* des H1-Detektors selbst vor dem Hintergrund der speziellen Gegebenheiten der Datennahme des Jahres 1996 untersucht. Es wird insbesondere dargestellt, daß auch die Simulation des Energieverlustes *dE/dx* in der MC-Detektor-Simulation (nach entsprechenden Korrekturen) die Verhältnisse in den Daten korrekt beschreibt.

5.1 Einleitung

Die Bereitstellung geeigneter MC-Datensätze läßt sich in drei Arbeitsschritte unterteilen:

1. Mit Hilfe eines MC-Generators, der in der Lage ist, die zu untersuchenden physikalischen Wechselwirkungen zu beschreiben, werden *Generator*-Datensätze erzeugt. Diese enthalten im wesentlichen pro erzeugtem Ereignis die Vierer-Vektoren aller an der entsprechenden Wechselwirkung beteiligten Teilchen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der MC-Generator `AROMA` verwendet [56], [57].

2. In einem zweiten Schritt werden die auf diese Weise generierten (stabilen) Teilchen hinsichtlich ihres Verhaltens innerhalb des H1-Detektors untersucht. Es erfolgt im Rahmen des Programm-

---

[1] Der Terminus „Monte-Carlo“ wird im folgenden als „ MC “ abgekürzt.

[2] Siehe Kapitel 6.

paketes H1SIM eine detaillierte *Simulation*, die als Ausgabe die simulierten Detektorwerte (z.B. Treffer auf den Signaldrähten der CJC etc.) in der gleichen Form bereitstellt, wie diese auch bei der Datennahme vorliegen.

3. Im letzten Schritt werden auf die simulierten Datensätze die gleichen Programmpakete zur Ereignis*rekonstruktion* angewendet (z.B. H1REC), wie sie auch für reale Daten benutzt werden. Damit liegen am Ende dieses dritten Arbeitsschrittes MC-Datensätze vor, welche u.a. die gleichen Datenbänke[3] umfassen wie die Datensätze aus der H1-Datennahme. Auf diese Weise ist es möglich, den gleichen Analysecode sowohl für simulierte, als auch für reale Datensätze zu verwenden. Darüberhinaus ermöglichen spezielle, sogenannte „Pointer-Bänke“ eine Zuordnung von generierten, simulierten und abschließend rekonstruierten Teilchen.

In Form des MC-Generators `AROMA` steht ein Programm zur Verfügung, das speziell entwickelt wurde, um die Produktion von schweren Quark-Antiquarkpaaren $q\bar{q}$ durch Boson-Gluon-Fusion im Rahmen der *e*-*p*-Streuung zu beschreiben. Dabei werden alle elektroschwachen Prozesse sowie die Quarkmassen berücksichtigt und sowohl Prozesse der tief-unelastischen *e*-*p*-Streuung, als auch der Photoproduktion erfaßt. In den Versionen `AROMA2.1` sowie `AROMA2.2`, die sich insbesondere im Kontext dieser Analyse nur in technischer Hinsicht unterscheiden, stellt es das Standard-MC für alle H1-Analysen im Bereich der schweren Quarks dar.

Wie bereits in Kapitel 2 dargestellt wurde, dominiert die Boson-Gluon-Fusion die Produktion schwerer Quarks in der *e*-*p*-Streuung. Mit Hilfe der entsprechenden Vierer-Vektoren läßt sich der Prozeß der Boson-Gluon-Fusion schreiben als[4]:

$$q + p_g \to p_q + p_{\bar{q}} \tag{5.1}$$

Dieser harte Subprozeß auf Parton-Level wird in `AROMA` in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s, \alpha^2)$ berechnet. QCD Korrekturen in NLO werden im Falle der Photoproduktion durch einen konstanten Faktor K berücksichtigt, da für Photoproduktions-Ereignisse die korrespondierenden Verteilungen für LO und NLO sich nicht in ihrer Form, sondern nur in ihrer absoluten Höhe unterscheiden.

Um den kompletten Prozeß der *e*-*p*-Streuung zu beschreiben:

$$p_e + P \to p_{e'} + p_q + p_{\bar{q}} + p_X \quad , \tag{5.2}$$

in Gleichung 5.2 dargestellt mit Hilfe der entsprechenden Vierer-Vektoren, verwendet `AROMA` insgesamt 5 Parameter. Zum einen zwei der i.a. verwendeten Variablen zur Beschreibung der tief-unelastischen *e*-*p*-Streuung:

$$x = \frac{Q^2}{2\,P\cdot q} \tag{5.3}$$

$$y = \frac{P\cdot q}{P\cdot P_e} \tag{5.4}$$

Zum anderen drei weitere Parameter, und zwar den Impulsanteil x_g des Gluons relativ zum Proton:

---

[3] Z.B. die Spurbank DTRA, die Vertexbank DVER, etc..

[4] Vergleiche Kapitel 2 für die Notation der Vierer-Vektoren.

$$p_g = x_g \cdot P \tag{5.5}$$

Die Variable z mit:

$$z = \frac{P \cdot p_q}{P \cdot q} \tag{5.6}$$

Und schließlich den Azimutalwinkel Φ zwischen Lepton- und Hadron-Ebene:

$$\cos(\Phi) = \frac{(\vec{p_g} \times \vec{p_e}) \cdot (\vec{p_g} \times \vec{p_q})}{|\vec{p_g} \times \vec{p_e}| \cdot |\vec{p_g} \times \vec{p_q}|} \tag{5.7}$$

Für eine korrekte Beschreibung der gesamten Ereignis-Topologie müssen Abweichungen, hervorgerufen durch Prozesse höherer Ordnung, berücksichtigt werden. So werden in `AROMA` Effekte der Gluonbremsstrahlung näherungsweise berechnet durch Parton-Schauer-Simulationen. Darüberhinaus werden Abweichungen in der p_t-Balance der produzierten schweren Quark-Antiquarkpaare $q\bar{q}$ simuliert.

Weitere Produktionsmechanismen für schwere Quarks neben der Boson-Gluon-Fusion werden in `AROMA` aufgrund der erwarteten wesentlich niedrigeren Wirkungsquerschnitte nicht berücksichtigt. Dies sind z.B. CC-Prozesse mit einer Mischung in LO, die Streuung an intrinsischem Charm im Proton, Beiträge aus Prozessen mit aufgelöstem Photon sowie diffraktive Prozesse.

Für die Hadronisation der generierten Partonen wird von `AROMA` ein separates MC-Programm aufgerufen (`JETSET` [58]). In `JETSET` stehen verschiedene phänomenologische Modelle für die Hadronisation zur Verfügung, wobei für die im Rahmen dieser Arbeit erzeugten MC-Datensätze die Standardeinstellung des Lund-String-Models benutzt wurde.

In der vorliegenden Analyse werden die mit Hilfe des Generators `AROMA` erzeugten, anschließend simulierten und rekonstruierten Ereignisse in mehrfacher Weise verwendet:

- Zur Überprüfung der Funktionalität des verwendeten Analysecodes.
- Zur Entwicklung von geeigneten Schnitten zur Unterdrückung von Untergrund-Kombinationen durch Vergleiche zwischen den kinematischen Verteilungen der Λ_c-Zerfälle im MC und den entsprechenden Verteilungen der (vorselektierten) Daten.
- Zur Bestimmung der Rekonstruktionsefffizienzen ϵ_{rec} und der Triggereffizienzen ϵ_{trig} für die verschiedenen Λ_c-Zerfallskanäle.
- Zur Bestimmung der Extrapolationsfaktoren *EF* für die Extrapolation der jeweiligen Wirkungsquerschnitte $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ für den korrespondierenden sichtbaren kinematischen Bereich auf $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$ für den vollen kinematischen Bereich.
- Zur Bestimmung von systematischen Fehlern.

Da insgesamt drei Λ_c-Zerfallskanäle untersucht werden:

1. $\Lambda_c \to pK\pi$
2. $\Lambda_c \to \Lambda\pi$
3. $\Lambda_c \to K^0 p$

müssen entsprechend drei Gruppen von MC-Datensätze erzeugt werden. Als weiterer Punkt ist zu beachten, daß im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur Photoproduktionsereignisse analysiert werden. Um einen effizienten Gebrauch von der MC-Statistik zu machen, werden deshalb nur Ereignisse in den durch die Akzeptanz des e-Tagger-33, bzw. des e-Tagger-44 eingeschränkten Bereichen hinsichtlich y und Q^2 *generiert*[5]. Für den e-Tagger-33 ergibt sich somit:

$$0.20 < y < 0.80 \quad \text{und} \quad Q^2 < 0.01\text{GeV}^2 \tag{5.8}$$

Sowie für den e-Tagger-44:

$$0.03 < y < 0.32 \quad \text{und} \quad Q^2 < 0.01\text{GeV}^2 \tag{5.9}$$

Da die MC-Detektor-Simulation sehr aufwendig ist, werden darüber hinaus insbesondere für die Bestimmung von it ϵ_{rec} bzw. ϵ_{trig} lediglich diejenigen MC-Generator-Ereignisse *simuliert*, welche im sichtbaren kinematischen Bereich liegen[6]. Die verwendeten MC-Datensätze für die verschiedenen Λ_c-Zerfallskanäle sind jeweils in den entsprechenden Abschnitten 5.2.1 bis 5.2.3 zusammenfassend aufgeführt. Soweit für spezielle Untersuchungen weitere MC-Datensätze erzeugt worden sind, wird auf diese in den jeweiligen Kontexten eingegangen.

5.2 Allgemeine Ereignis-Verteilungen

In diesem Abschnitt werden für die drei untersuchten Λ_c-Zerfallskanäle Verteilungen zentraler kinematischer Größen wie $p_t(\Lambda_c)$, $\eta(\Lambda_c)$ etc. gezeigt. Insbesondere wird der jeweilige sichtbare kinematische Bereich definiert[7].

5.2.1 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$

Die im Rahmen der vorliegenden Analyse untersuchten Daten (Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996) erlauben für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ die Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes sowohl für den e-Tagger-44 (mit relativ gesehen höherer Statistik), als auch für den e-Tagger-33 (mit relativ gesehen geringerer Statistik)[8]. Aus diesem Grund werden in diesem Abschnitt MC-Verteilungen sowohl für den e-Tagger-44 als auch für den e-Tagger-33 gezeigt.

---

[5] Vergleiche dazu die Werte der gewichteten Mittel für $y_{33,fin}$ in Tabelle 3.5 sowie die Akzeptanzfunktionen des e-Tagger-33 in Abbildung 3.14, bzw. $y_{44,fin}$ in Tabelle 3.6 und die Akzeptanzfunktionen des e-Tagger-44 in Abbildung 3.16. Die y-Bereiche für die MC-Produktion sind bewußt weiter gefaßt, um Randeffekte hinsichtlich des Phasenraumes zu vermeiden.

[6] Vergleiche Abschnitt 5.2.

[7] Größen für den *sichtbaren* kinematischen Bereich werden gegebenenfalls mit dem Index *vis*, englisch: *visible*, bezeichnet. Größen für den *vollen* kinematischen Bereich werden gegebenenfalls mit dem Index *tot*, englisch: *total*, gekennzeichnet.

[8] Vergleiche Kapitel 7.

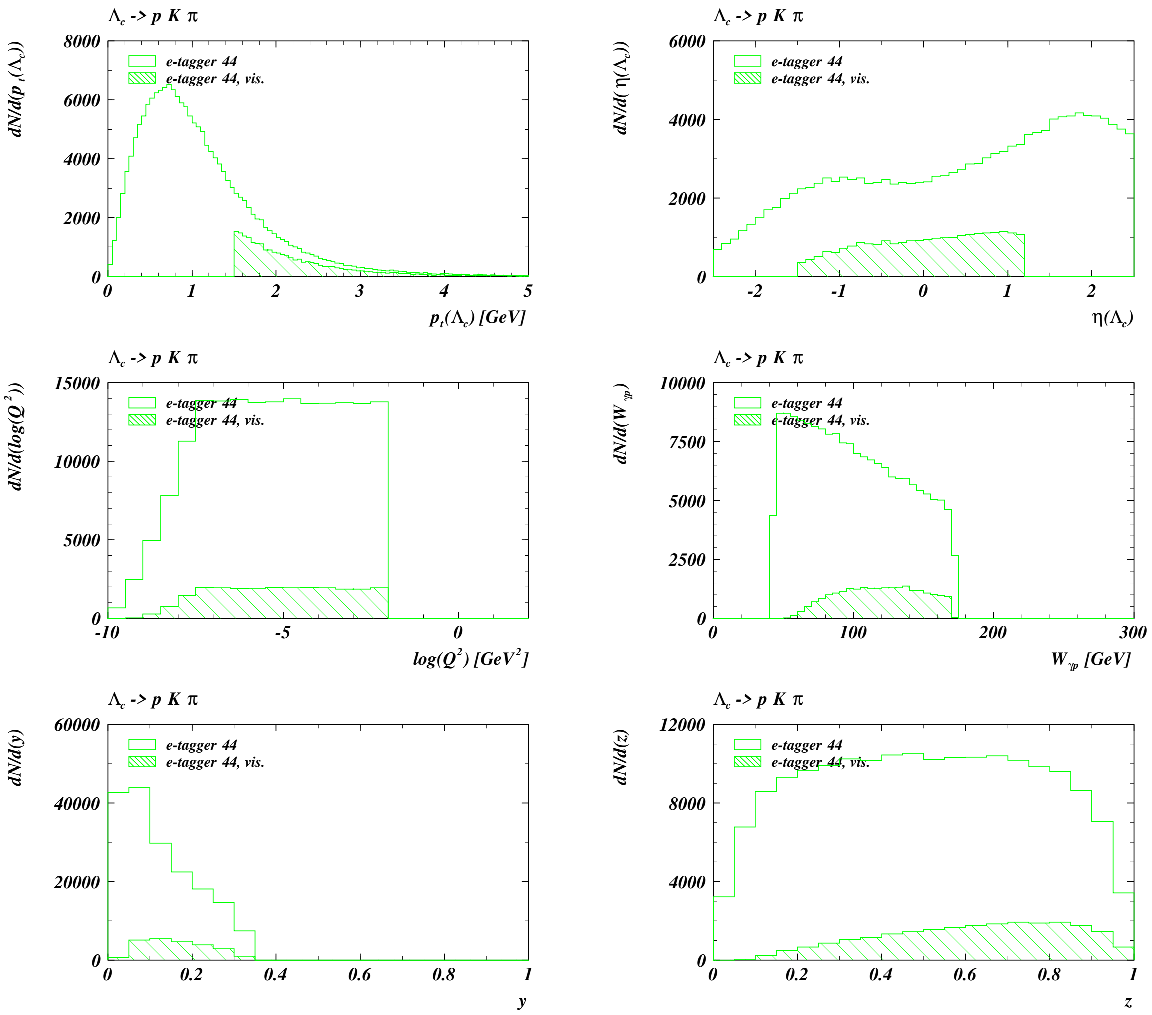


Abbildung 5.1: *Zur Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$*, e-Tagger-44. Die gezeigten kinematischen Größen entsprechen den generierten Größen (ohne Simulation und Rekonstruktion) aus dem Datensatz* `MC1`*. Dargestellt sind der Transversalimpuls* $p_t(\Lambda_c)$*, die Pseudorapidität* $\eta(\Lambda_c)$*, das Quadrat des Viererimpulsübertrages* Q^2*, die Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$ *im Photon-Proton System, die Skalenvariable* y*, sowie die Variable* z*. Die Definition von* z *entspricht Gleichung 5.6. Die ungefüllten Histogramme zeigen jeweils alle generierten Zerfälle* $\Lambda_c \to pK\pi$*. Die gestreiften Histogramme zeigen diejenigen Zerfälle* $\Lambda_c \to pK\pi$*, welche zusätzlich innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches liegen.*

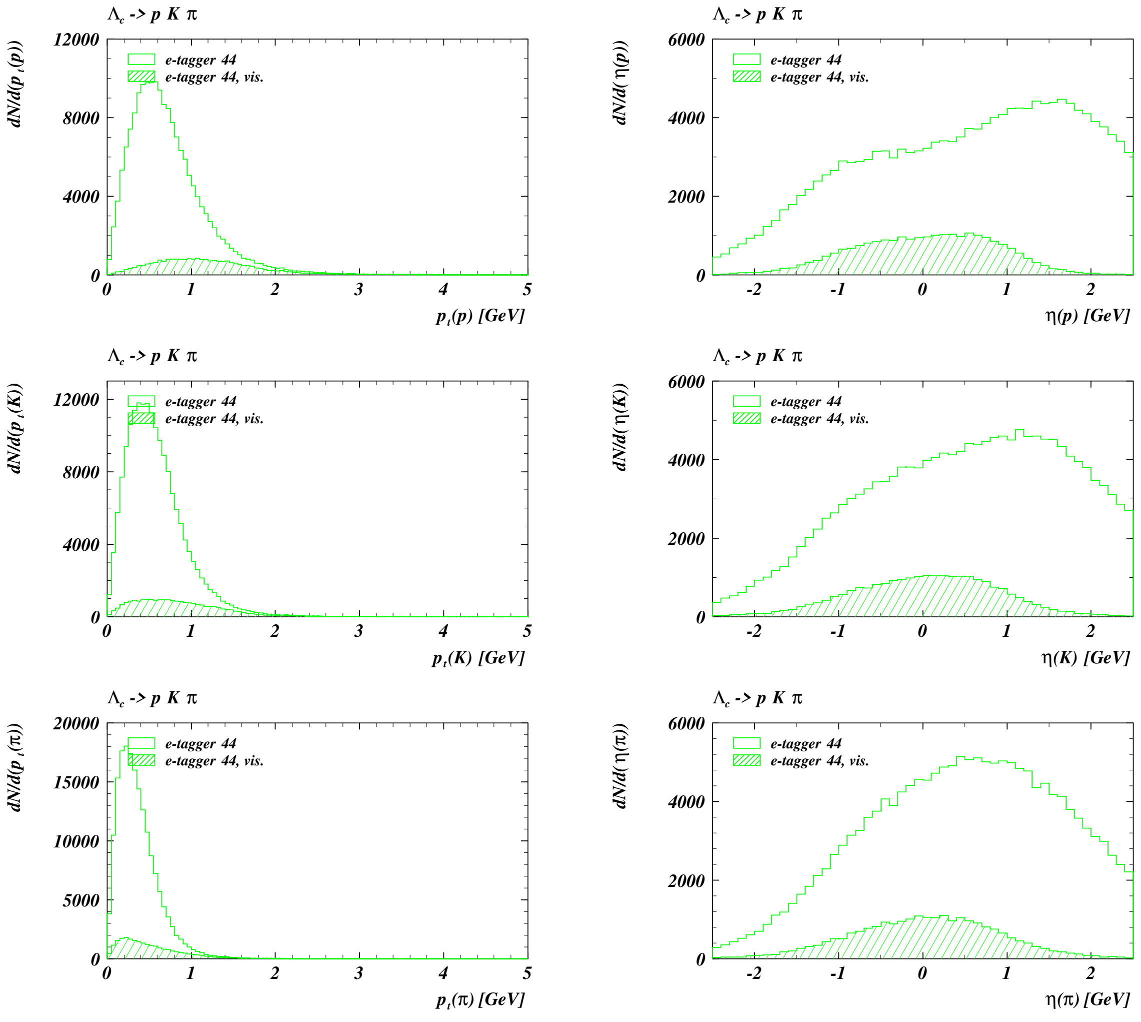


Abbildung 5.2: *Zur Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$*, e-Tagger-44. Die gezeigten kinematischen Größen entsprechen den generierten Größen (ohne Simulation und Rekonstruktion) aus dem Datensatz* `MC1`*. Dargestellt sind die Transversalimpulse der Zerfallsteilchen der* Λ_c*-Baryonen, Proton, Kaon und Pion, sowie deren Pseudorapidität. Die ungefüllten Histogramme zeigen jeweils alle generierten Zerfälle* $\Lambda_c \to pK\pi$*. Die gestreiften Histogramme zeigen diejenigen Zerfälle* $\Lambda_c \to pK\pi$*, welche zusätzlich innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches liegen.*

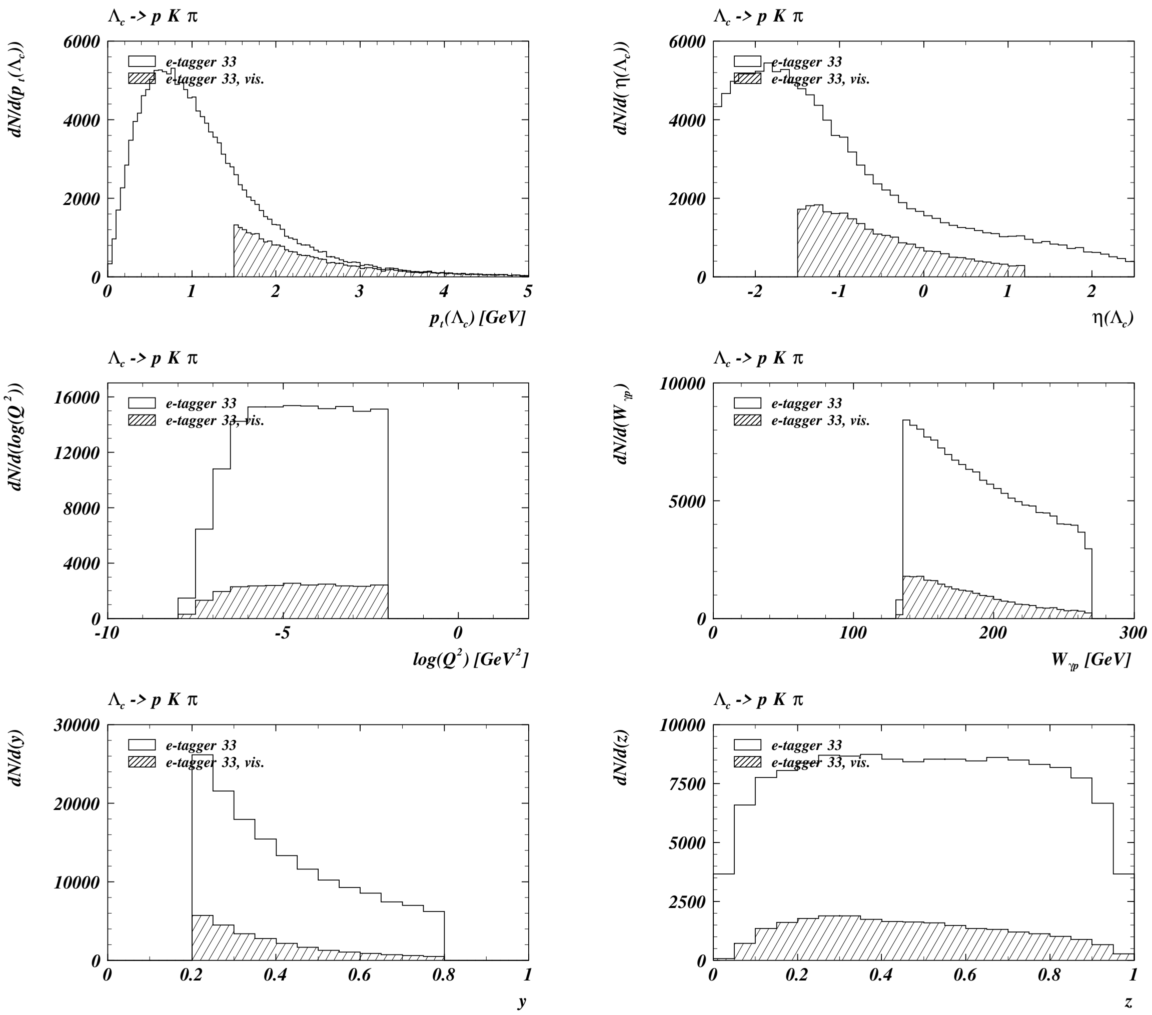


Abbildung 5.3: *Zur Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$*, e-Tagger-33. Die gezeigten kinematischen Größen entsprechen den generierten Größen (ohne Simulation und Rekonstruktion) aus dem Datensatz* `MC2`*. Dargestellt sind der Transversalimpuls* $p_t(\Lambda_c)$*, die Pseudorapidität* $\eta(\Lambda_c)$*, das Quadrat des Viererimpulsübertrages* Q^2*, die Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$ *im Photon-Proton System, die Skalenvariable* y*, sowie die Variable* z*. Die Definition von* z *entspricht Gleichung 5.6. Die ungefüllten Histogramme zeigen jeweils alle generierten Zerfälle* $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$*. Die gestreiften Histogramme zeigen diejenigen Zerfälle* $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$*, welche zusätzlich innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches liegen.*

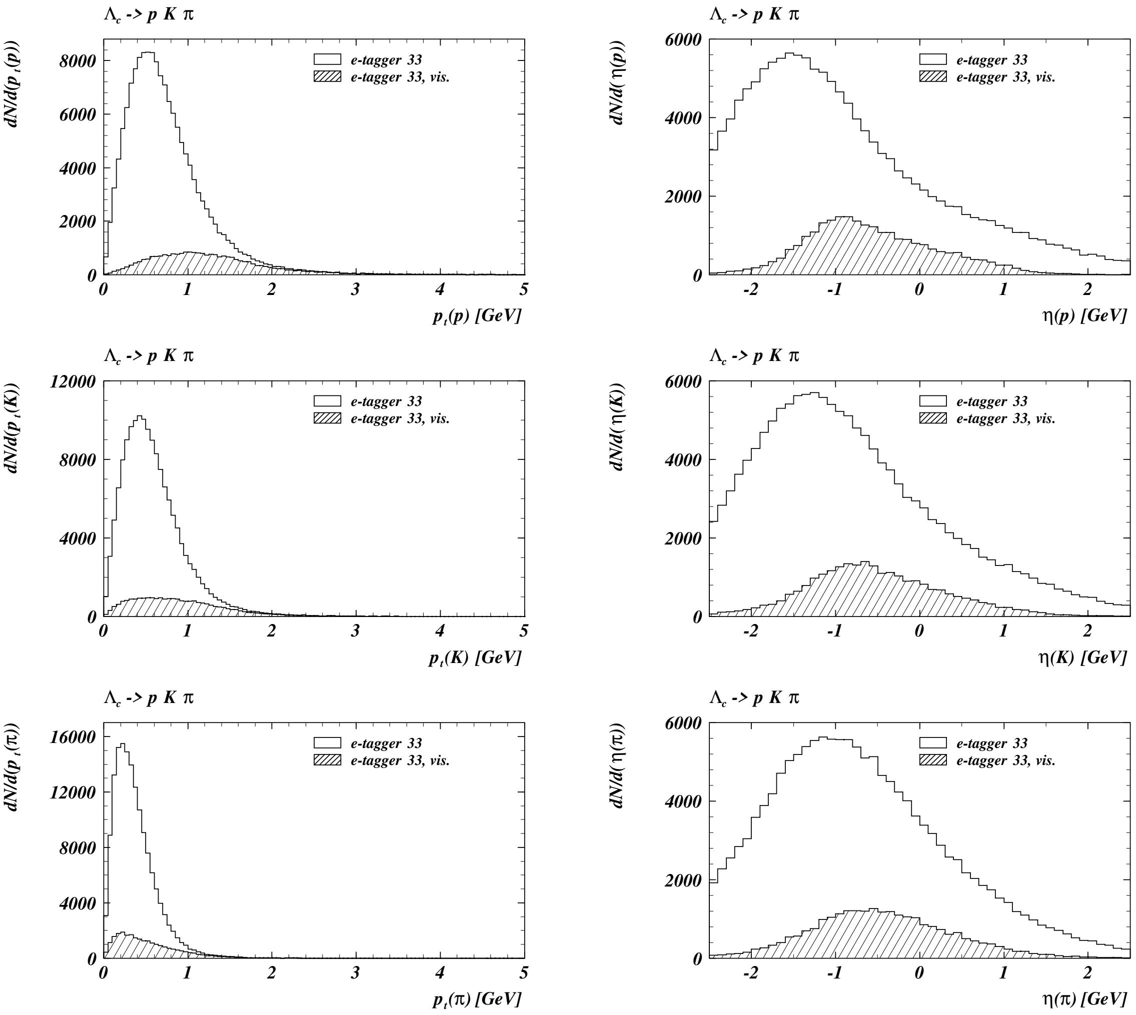


Abbildung 5.4: *Zur Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, *e-Tagger-33. Die gezeigten kinematischen Größen entsprechen den generierten Größen (ohne Simulation und Rekonstruktion) aus dem Datensatz* `MC2`. *Dargestellt sind die Transversalimpulse der Zerfallsteilchen der* Λ_c*-Baryonen, Proton, Kaon und Pion, sowie deren Pseudorapidität. Die ungefüllten Histogramme zeigen jeweils alle generierten Zerfälle* $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$. *Die gestreiften Histogramme zeigen diejenigen Zerfälle* $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, *welche zusätzlich innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches liegen.*

In den Abbildungen 5.1 und 5.2 sind Verteilungen hinsichtlich des e-Tagger-44 dargestellt, in den Abbildungen 5.3 und 5.4 die analogen Verteilungen hinsichtlich des e-Tagger-33. Gezeigt sind jeweils die *generierten* Größen ohne Simulation und Rekonstruktion. Die ungefüllten Histogramme umfassen jeweils alle generierten Zerfälle $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, die gestreiften Histogramme zeigen diejenigen dieser Zerfälle, die innerhalb des sichtbaren Bereiches liegen. Die Definition des sichtbaren kinematischen Bereichs ergibt sich primär aus dem Akzeptanzbereich des H1-Detektors (bzw. insbesondere der CJC). In der vorliegenden Arbeit wird der sichtbare kinematische Bereich für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ definiert[9] durch folgende Schnitte bezüglich des Transversalimpulses $p_t(\Lambda_c)$ und der Pseudorapidität $\eta(\Lambda_c)$:

$$\begin{aligned} p_t(\Lambda_c) &> 1.5\text{GeV} \\ -1.5 < \eta(\Lambda_c) &< 1.2 \end{aligned} \tag{5.10}$$

Die Asymmetrie bezüglich $\eta(\Lambda_c)$ in der Definition 5.10 ergibt sich aus der starken Asymmetrie der entsprechenden Verteilung für Λ_c-Kandidaten in den Daten. In Abschnitt 5.3 wird dieser Aspekt ausführlich diskutiert.

Einige Größen der im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstellten MC-Datensätze für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

	e-Tagger-44	e-Tagger-33
Zerfallskanal	$\Lambda_c \rightarrow pK\pi$	$\Lambda_c \rightarrow pK\pi$
Bezeichnung	`MC1`	`MC2`
$N^{gen}_{c\bar{c}}$	35×10^6	30×10^6
σ_{AROMA}[nb]	237.3	139.6
$\mathcal{L}_{\text{AROMA}}$[pb^{-1}]	147.5	214.9
$N^{gen}_{\Lambda_c}$	159462	154720
$N^{gen}_{\Lambda_c,vis}$	23683	25217

Tabelle 5.1: *MC-Datensätze für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$.

In den Abbildungen 5.1 für den e-Tagger-44 bzw. 5.3 für den e-Tagger-33 sind deutlich die Schnitte bezüglich $p_t(\Lambda_c)$ und $\eta(\Lambda_c)$, sowie die jeweiligen Einschränkungen bezüglich Q^2 und y zu erkennen. Die Berechnung der Variablen z folgt der Definition aus Gleichung 5.6.

Die Abbildungen 5.2 für den e-Tagger-44 bzw. 5.4 für den e-Tagger-33 zeigen in Bezug auf die Verteilungen der Transversalimpulse der Zerfallsteilchen der Λ_c-Baryonen ein analoges Verhalten. Das p_t-Spektrum für die Zerfalls-Protonen ist für beide e-Tagger signifikant härter als dasjenige der Zerfalls-Kaonen, d.h.die Transversalimpulse der Zerfalls-Protonen sind im Mittel deutlich höher als die Transversalimpulse der Zerfalls-Kaonen. Ein ähnlicher Unterschied zeigt sich in Bezug auf die Zerfalls-Kaonen und Zerfalls-Pionen. Diese Unterschiede treten insbesondere auch für die Verteilungen hinsichtlich des sichtbaren kinematischen Bereiches auf.

In den Verteilungen der Pseudorapididäten für die Zerfallsteilchen der Λ_c-Baryonen zeigt sich, daß insbesondere für die Verteilungen aller generierten Λ_c-Zerfälle das Spektrum der Zerfalls-Protonen am ausgeprägtesten dem entsprechenden Spektrum der Λ_c-Baryonen folgt. Für den sichtbaren kinematischen Bereich schwächen sich die Unterschiede zwischen den Verteilungen der einzelnen Zer-

---

[9] Diese Definition gilt für beide e-Tagger.

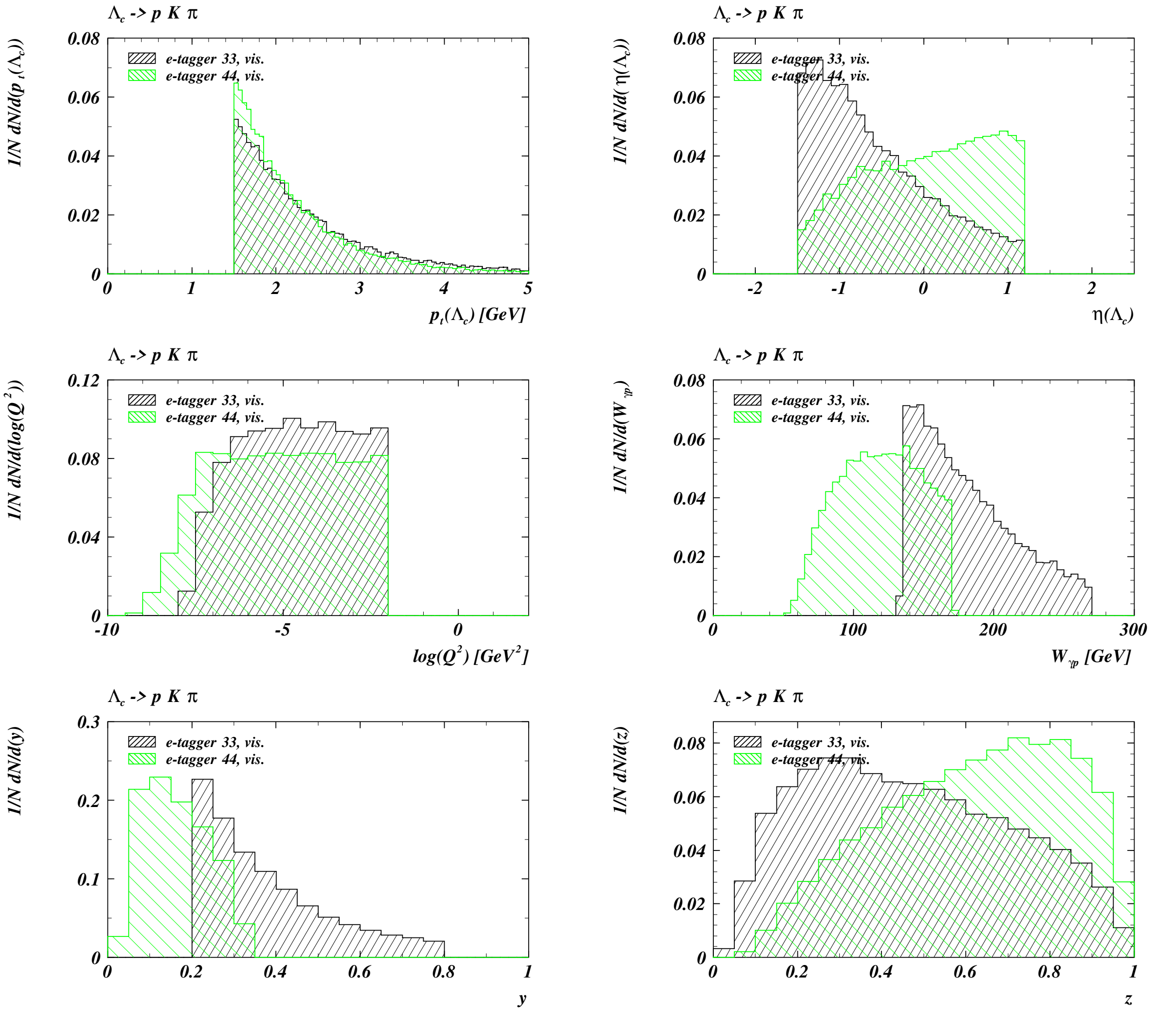


Abbildung 5.5: *Vergleich kinematischer Größen des sichtbaren kinematischen Bereiches hinsichtlich des e-Tagger-33, bzw. des e-Tagger-44, jeweils für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$. Die Verteilungen sind jeweils auf 1 normiert und entsprechen den Darstellungen für den sichtbaren kinematischen Bereich aus den Abbildungen 5.1 bzw. 5.2. Neben den Unterschieden, die sich unmittelbar aus den unterschiedlichen Akzeptanzbereichen der beiden e-Tagger ergeben (Q^2, y, $W_{\gamma p}$), fällt insbesondere das abweichende Verhalten in den Verteilungen für $\eta(\Lambda_c)$ und z auf.*

fallsteilchen ab. Dieser Umstand gilt insbesondere für den e-Tagger-44, da hier der bezüglich $\eta(\Lambda_c)$ asymmetrische Schnitt zur Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches stärker in die Verteilung der Pseudorapididäten der Λ_c-Baryonen schneidet, als dies hinsichtlich des e-Tagger-33 der Fall ist.

In Abbildung 5.5 werden in normierten Histogrammen die jeweiligen Verteilungen für die beiden e-Tagger miteinander verglichen. Gezeigt sind die Λ_c-Zerfälle im sichtbaren kinematischen Bereich. Das $p_t(\Lambda_c)$-Spektrum zeigt vergleichsweise geringe Unterschiede. Aufgrund der durchschnittlich etwas höheren zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie für den e-Tagger-33 ist dessen $p_t(\Lambda_c)$-Spektrum geringfügig härter, d.h. die Transversalimpulse der Λ_c-Baryonen für den MC-Datensatz des e-Tagger-33 sind im Mittel geringfügig größer als für die Λ_c-Baryonen des MC-Datensatzes für den e-Tagger-44 .

Die anderen dargestellten Verteilungen zeigen jedoch deutliche Unterschiede. Aus den Verteilungen für $\eta(\Lambda_c)$ wird deutlich, daß diejenigen Λ_c-Baryonen, bei denen das gestreute Elektron im Akzeptanzbereich des e-Tagger-44 liegt, vorzugsweise in Vorwärtsrichtung produziert werden. Dahingegen werden diejenigen Λ_c-Baryonen, bei denen das gestreute Elektron in den Akzeptanzbereich des e-Tagger-33 fällt, vorzugsweise in Rückwärtsrichtung produziert. Analog verhält es sich in Bezug auf die Variable z. Da bei der in Kapitel 6 beschriebenen Ereignisselektion es sich als notwendig erweist, einen harten Schnitt bezüglich einer z entsprechenden Variablen einzuführen, läßt sich bereits hier festhalten, daß die durch den e-Tagger-33 akzeptierten Λ_c-Kandidaten durch einen solchen Schnitt in wesentlich größerem Umfang verworfen werden, als dieses im Hinblick auf den e-Tagger-44 der Fall ist.

5.2.2 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$

Im Gegensatz zum Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ ist für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ die Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes für die in dieser Arbeit analysierten Daten aufgrund der vorliegenden Statistik nur im Rahmen des e-Tagger-44 möglich. Im vorliegenden Abschnitt 5.2.2 werden deshalb nur Verteilungen aus MC-Datensätzen gezeigt, die unter den Bedingungen des e-Tagger-44 erstellt wurden.

In den Abbildungen 5.6 und 5.7 sind die gleichen Variablen dargestellt, die bereits für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ gezeigt wurden. Die ungefüllten Histogramme umfassen jeweils alle generierten Zerfälle $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, die gestreiften Histogramme zeigen diejenigen dieser Zerfälle, die innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches liegen. Der sichtbare kinematische Bereich ist für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ in der vorliegenden Arbeit wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} p_t(\Lambda_c) &> 1.5\,\text{GeV} \\ -1.5 < \eta(\Lambda_c) &< 1.5 \end{aligned} \tag{5.11}$$

Im Vergleich zum Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ wird der zugelassene Bereich bezüglich der Pseudorapidität $\eta(\Lambda_c)$ in Vorwärtsrichtung erweitert. Dies ist aufgrund der im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ vergleichsweise geringeren Kombinatorik möglich[10].

Ein Vergleich von Abbildung 5.6 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ mit Abbildung 5.1 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ zeigt, wie zu erwarten ist, außer der unterschiedlichen Definition des sichtbaren kinematischem Bereiches keine relevanten Unterschiede.

---

[10] Vergleiche Abschnitt 5.3.

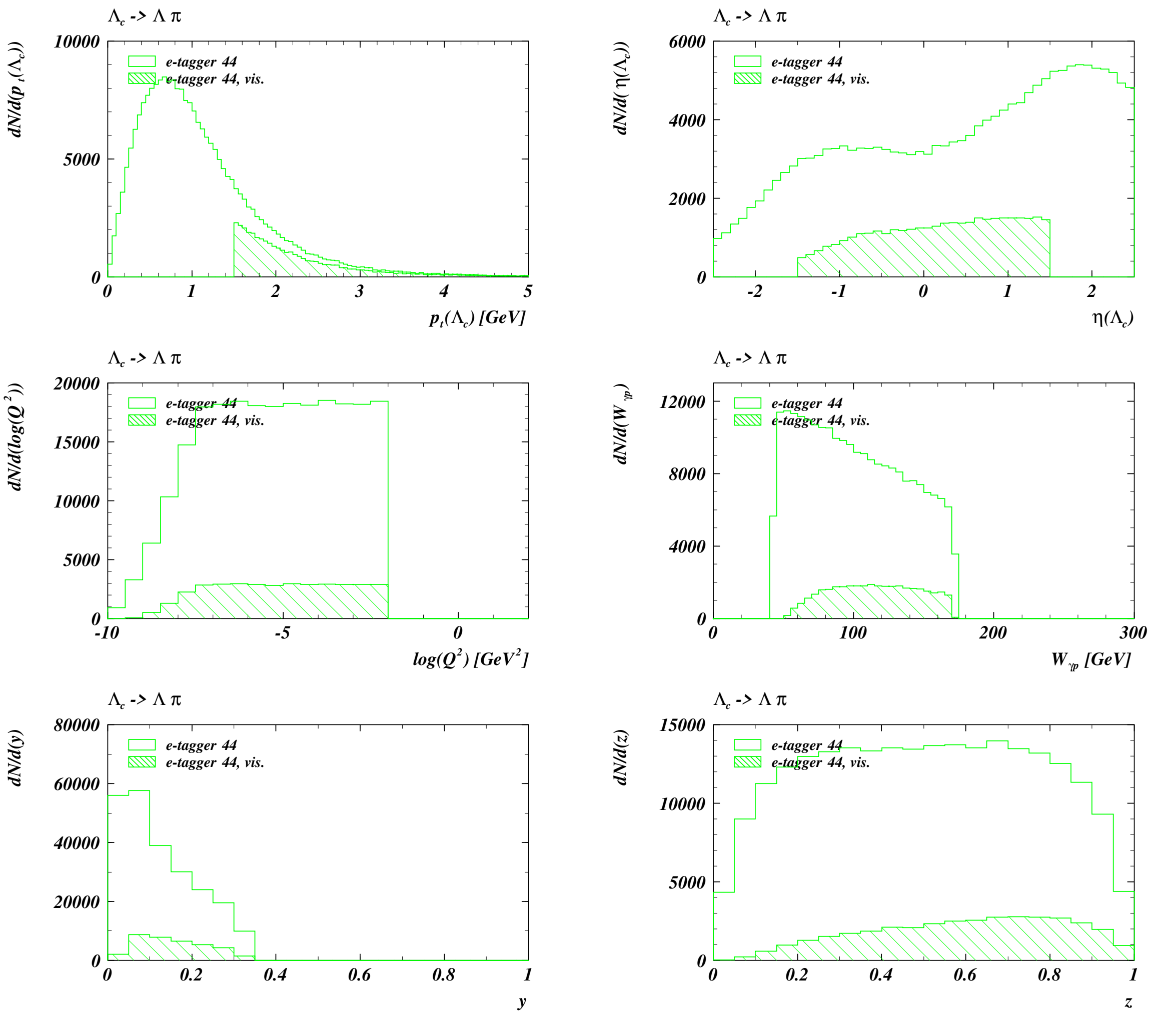


Abbildung 5.6: *Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, *e-Tagger-44. Die gezeigten kinematischen Größen entsprechen den generierten Größen (ohne Simulation und Rekonstruktion) aus dem Datensatz* `MC3`*. Dargestellt sind der Transversalimpuls* $p_t(\Lambda_c)$*, die Pseudorapidität* $\eta(\Lambda_c)$*, das Quadrat des Viererimpulsübertrages* Q^2*, die Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$ *im Photon-Proton System, die Skalenvariable* y*, sowie die Variable* z*. Die Definition von* z *entspricht Gleichung 5.6. Die ungefüllten Histogramme zeigen jeweils alle generierten Zerfälle* $\Lambda_c \to \Lambda\pi$*. Die gestreiften Histogramme zeigen diejenigen Zerfälle* $\Lambda_c \to \Lambda\pi$*, welche zusätzlich innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches liegen.*

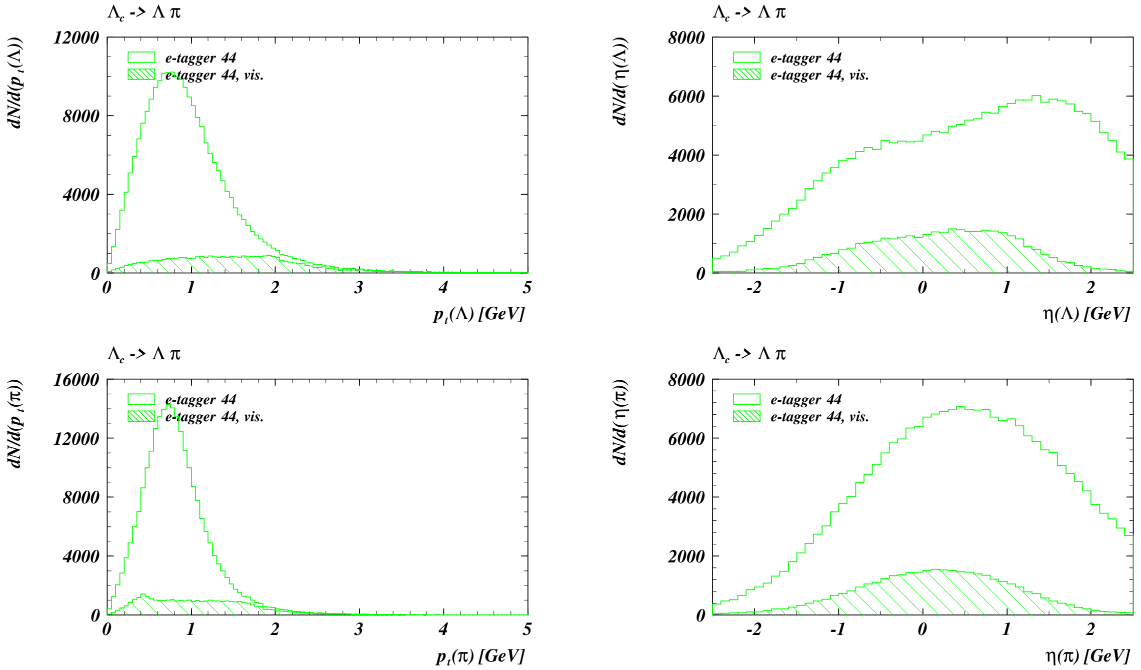


Abbildung 5.7: *Zur Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \to \Lambda\pi$*, e-Tagger-44. Die gezeigten kinematischen Größen entsprechen den generierten Größen (ohne Simulation und Rekonstruktion) aus dem Datensatz* `MC3`*. Dargestellt sind die Transversalimpulse der Zerfallsteilchen der* Λ_c*-Baryonen,* Λ *und Pion, sowie deren Pseudorapidität. Die ungefüllten Histogramme zeigen jeweils alle generierten Zerfälle* $\Lambda_c \to \Lambda\pi$*. Die gestreiften Histogramme zeigen diejenigen Zerfälle* $\Lambda_c \to \Lambda\pi$*, welche zusätzlich innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches liegen.*

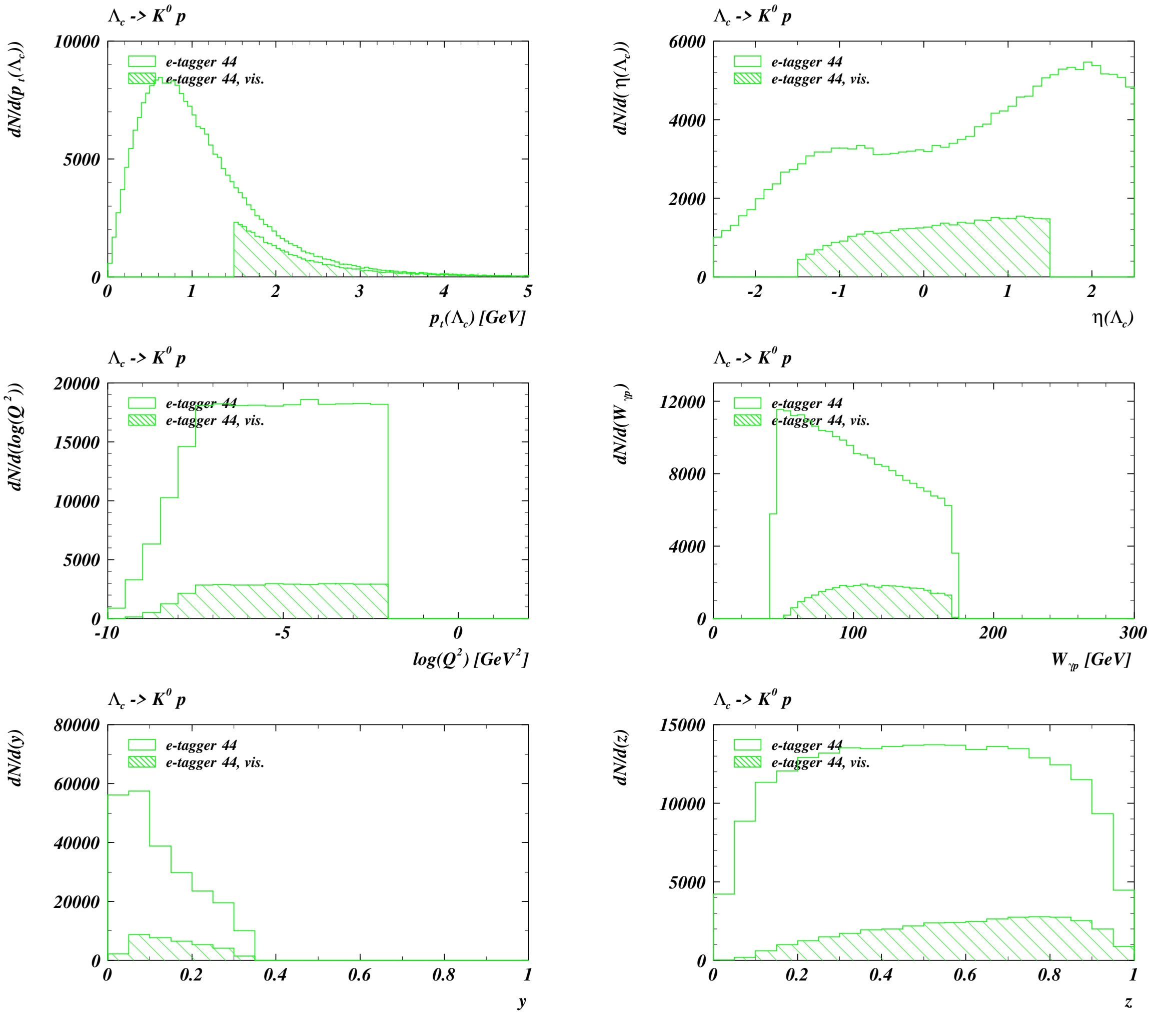


Abbildung 5.8: *Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \to K^0 p$*, e-Tagger-44. Die gezeigten kinematischen Größen entsprechen den generierten Größen (ohne Simulation und Rekonstruktion) aus dem Datensatz* `MC4`*. Dargestellt sind der Transversalimpuls* $p_t(\Lambda_c)$*, die Pseudorapidität* $\eta(\Lambda_c)$*, das Quadrat des Viererimpulsübertrages* Q^2*, die Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$ *im Photon-Proton System, die Skalenvariable* y*, sowie die Variable* z*. Die Definition von* z *entspricht Gleichung 5.6. Die ungefüllten Histogramme zeigen jeweils alle generierten Zerfälle* $\Lambda_c \to K^0 p$*. Die gestreiften Histogramme zeigen diejenigen Zerfälle* $\Lambda_c \to K^0 p$*, welche zusätzlich innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches liegen.*

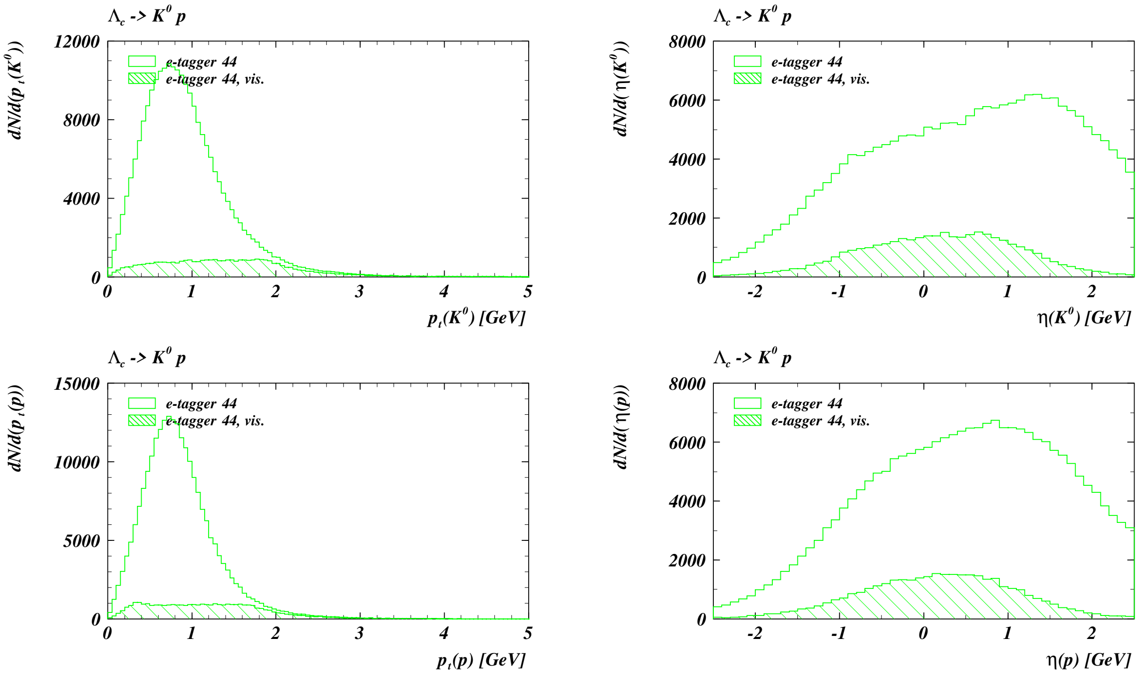


Abbildung 5.9: *Zur Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \rightarrow K^0 p$*, e-Tagger-44. Die gezeigten kinematischen Größen entsprechen den generierten Größen (ohne Simulation und Rekonstruktion) aus dem Datensatz* `MC4`*. Dargestellt sind die Transversalimpulse der Zerfallsteilchen der* Λ_c*-Baryonen,* K^0 *und Proton, sowie deren Pseudorapidität. Die ungefüllten Histogramme zeigen jeweils alle generierten Zerfälle* $\Lambda_c \rightarrow K^0 p$*. Die gestreiften Histogramme zeigen diejenigen Zerfälle* $\Lambda_c \rightarrow K^0 p$*, welche zusätzlich innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches liegen.*

	e-Tagger-44	e-Tagger-44
Zerfallskanal	$\Lambda_c \to \Lambda\pi$	$\Lambda_c \to K^0 p$
Bezeichnung	`MC3`	`MC4`
$N_{c\bar{c}}^{gen}$	1.5×10^6	1.5×10^6
$\hat{N}_{c\bar{c}}^{gen}$	167×10^6	60×10^6
$\sigma_{\mathtt{AROMA}}$[nb]	237.3	237.3
$\hat{\mathcal{L}}_{\mathtt{AROMA}}$[pb^{-1}]	700	252.8
$N_{\Lambda_c}^{gen}$	216619	215847
$N_{\Lambda_c,\, vis}^{gen}$	36000	36076
$N_{\Lambda_c,\, vis}^{gen,\, V^0}$	22506	24601

Tabelle 5.2: *MC-Datensätze für die Zerfallskanäle $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \to K^0 p$. Für diese Zerfallskanäle besteht die Möglichkeit, jedes generierte Λ_c-Baryonen ausschließlich gemäß $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ bzw. $\Lambda_c \to K^0 p$ zerfallen zu lassen und jeweils alle andere Λ_c-Zerfallsmodi auszuschalten. Setzt man die Verzweigungsverhältnisse an mit BR$(\Lambda_c \to \Lambda\pi) = 0.9\%$, bzw. BR$(\Lambda_c \to K^0 p) = 2.5\%$ [20], so ergibt sich eine „effektive" Anzahl produzierter $c\bar{c}$-Paare $\hat{N}_{c\bar{c}}^{gen} = N_{c\bar{c}}^{gen}$/BR, und daraus abgeleitet eine „effektive" Luminosität $\hat{\mathcal{L}}_{\mathtt{AROMA}}$. Unter $N_{\Lambda_c}^{gen,\, V^0}$ werden diejenigen Ereignisse gezählt, bei denen das Λ bzw. K^0 in dem gewünschten Modus zerfällt: $\Lambda \to p\pi$, bzw. $K^0 \to \pi\pi$.*

Die Abbildung 5.7 zeigt die Verteilungen für die Transversalimpulse bzw. Pseudorapiditäten der Zerfallsteilchen Λ und π des Zerfalls $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. Beide Zerfallsteilchen zeigen ein ähnliches Verhalten, wobei die Transversalimpulse der Zerfalls-Λ im Mittel größer sind als diejenigen der Zerfalls-Pionen.

Einige Größen für den im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstellten MC-Datensatz für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ (e-Tagger-44) sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

5.2.3 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$

Analog zur Situation beim Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ ist auch für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ eine Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes für die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten aufgrund der verfügbaren Statistik nur hinsichtlich des e-Tagger-44 möglich. Aus diesem Grund werden auch für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ nur MC-Datensätze vorgestellt, die unter den Bedingungen des e-Tagger-44 erstellt wurden. Die Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches entspricht derjenigen des Zerfallskanales $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ aus Gleichung 5.11.

Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen die bereits für die beiden zuvor diskutierten Zerfallskanäle dargestellten Variablen. Insbesondere der Vergleich mit den Verteilungen aus den Abbildungen 5.6 und 5.7 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ zeigt erwartungsgemäß fast vollständige Übereinstimmung.

5.3 Kinematik der Λ_c -Zerfälle

Im vorherigen Abschnitt 5.2 wurden allgemeine kinematische Variablen gezeigt, wie sie auf *Generator*-Niveau vorliegen, d.h. ohne anschließende Simulation und Rekonstruktion. In dem vorliegenden Abschnitt 5.3 werden nun die *simulierten* und *rekonstruierten* MC-Größen der verschiedenen Λ_c-Zerfälle dargestellt und mit den entsprechenden Verteilungen für reale Daten verglichen.

	erweiterte Photoproduktion		
Zerfallskanal	$\Lambda_c \to pK\pi$	$\Lambda_c \to \Lambda\pi$	$\Lambda_c \to K^0p$
Bezeichnung	`MC5`	`MC6`	`MC7`
$N_{c\bar{c}}^{gen}$	5.0×10^6	150000	150000
$\hat{N}_{c\bar{c}}^{gen}$	5.0×10^6	16.7×10^6	6×10^6
$\sigma_{\texttt{AROMA}}$[nb]	580.2	580.2	580.2
$\hat{\mathcal{L}}_{\texttt{AROMA}}$[pb^{-1}]	8.6	28.8	10.3
$N_{\Lambda_c}^{gen}$	25229	23675	23421
$N_{\Lambda_c}^{gen,\,V^0}$	25229	14384	15753
$N_{\Lambda_c}^{gen}(Q^2 < 0.01)$	18067	16953	16787
$N_{\Lambda_c}^{gen,\,V^0}(Q^2 < 0.01)$	18067	10266	11301

Tabelle 5.3: *Spezielle MC-Datensätze für die Zerfallskanäle* $\Lambda_c \to pK\pi$, $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ *und* $\Lambda_c \to K^0p$. *Für diese MC-Datensätze gilt:* $0.0 < y < 1.0$ *und* $Q^2 < 4\mathrm{GeV}^2$. *Für die Abbildungen in der vorliegenden Arbeit werden hinsichtlich der hier tabellierten MC-Datensätze nur diejenigen Ereignisse berücksichtigt, die die Bedingung* $Q^2 < 0.01\mathrm{GeV}^2$ *erfüllen.*
Die Größen $\hat{N}_{c\bar{c}}^{gen}$ *und* $\hat{\mathcal{L}}_{\texttt{AROMA}}$ *sind im Rahmen der Ausführungen zu Tabelle 5.2 definiert. Für die Zerfallskanäle* $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ *und* $\Lambda_c \to K^0p$ *werden unter* $N_{\Lambda_c}^{gen,\,V^0}$ *diejenigen Ereignisse gezählt, bei denen das* Λ *bzw.* K^0 *in dem gewünschten Modus zerfällt:* $\Lambda \to p\pi$ *, bzw.* $K^0 \to \pi\pi$.

Das Ziel ist es dabei, geeignete Schnitte zu motivieren, die (in den Daten) kombinatorischen Untergrund möglichst umfassend unterdrücken und gleichzeitig diejenigen Λ_c-Kombinationen selektieren, die aus tatsächlichen Λ_c-Zerfällen stammen.

Während der Entwicklung geeigneter Schnitte zur Herausarbeitung von Λ_c-Signalen in den Daten zeigt es sich, daß für die (realen) Datensätze beider *e*-Tagger die gleichen Schnitte verwendet werden können[11]. Aus diesem Grund erfolgt die Darstellung der simulierten und rekonstruierten MC-Größen anhand von speziellen MC-Datensätzen (generiert, simuliert und rekonstruiert), die den gesamten Bereich der Variablen y umfassen und nicht nach den entsprechenden y-Bereichen des *e*-Tagger-33 bzw. *e*-Tagger-44 getrennt sind. Um die Schnitte zur Definition der kinematischen Bereiche zu motivieren, dürfen die zugrundeliegenden Datensätze nicht bereits hinsichtlich $p_t(\Lambda_c)$ oder $\eta(\Lambda_c)$ eingeschränkt sein. Die oben genannten MC-Datensätze sind deshalb darüber hinaus nicht bezüglich $p_t(\Lambda_c)$ oder $\eta(\Lambda_c)$ vorselektiert. Sie werden für jeden der drei untersuchten Λ_c-Zerfallskanäle erstellt und als `MC5`, `MC6` bzw. `MC7` bezeichnet. Sie sind zusammenfassend in Tabelle 5.3 beschrieben.

Zum Vergleich mit diesen MC-Datensätzen werden (Teil-)Mengen der Photoproduktionsereignisse 1996 verwendet, d.h. also Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron in einem der beiden *e*-Tagger nachgewiesen werden konnte. Da *beide* *e*-Tagger bezüglich Q^2 in ihrer Akzeptanz durch $Q^2 < 0.01\mathrm{GeV}^2$ begrenzt sind, werden aus den MC-Datensätzen `MC5`, `MC6` und `MC7` nur diejenigen Ereignisse für die Abbildungen in der vorliegenden Arbeit verwendet, die der Bedingung $Q^2 < 0.01\mathrm{GeV}^2$ genügen.

Für die Zerfallskanäle $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \to K^0p$ muß beachtet werden, daß nur ein Teil der Λ bzw. K^0 in den gewünschten Zerfallsmodi zerfällt. Der Zerfall der Λ bzw. K^0 läßt sich nach H1-Konvention nicht durch geeignete Parameter des MC-*Generators* steuern, da diese Teilchen auf Generator-Niveau als stabil definiert sind. Erst in der *Simulation* erfolgt dann der Zerfall der Λ-

---

[11] Vergleiche Kapitel 6 und 7.

Selektionsstufe	$\Lambda_c \to pK\pi$	$\Lambda_c \to \Lambda\pi$	$\Lambda_c \to K^0p$
`SEL1`	Keine Selektion	Lose, gemeinsame V^0-Selektion	
`SEL2`	Lose Λ_c-Selektion	Lose Λ_c-Selektion	Lose Λ_c -Selektion
`SEL3`	Strenge Λ_c-Selektion	Strenge Λ_c-Selektion	Strenge Λ_c-Selektion
`SEL4`	Finale Λ_c-Selektion	Finale Λ_c-Selektion	Finale Λ_c -Selektion

Tabelle 5.4: *Übersicht der verwendeten Selektionsstufen. Die Kriterien der jeweils vorgängigen Selektionsstufe sind in der Nachfolgenden implizit mitenthalten. Der Terminus V^0 steht als Synonym für Λ oder K^0 (Vergleiche Abschnitt 5.3.2). Allen Selektionsstufen liegt eine identische Basis-Ereignis-Selektion zugrunde.*

Baryonen bzw. K^0-Mesonen.

Die verwendeten MC-Datensätze sowie die analysierten realen Daten werden verschiedenen Selektionsstufen unterworfen. Diese Selektionsstufen variieren hinsichtlich der verschiedenen Λ_c-Zerfallskanäle. Sie werden in den folgenden Abschnitten bzw. Kapiteln definiert und sind für MC-Datensätze und reale Daten identisch. Sie sind in Tabelle 5.4 zusammnengefaßt. Alle Selektionsstufen verwenden gemeinsam eine Basis-Ereignis-Selektion, die in Kapitel 6 definiert wird.

5.3.1 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$

Das Hauptproblem für die Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ besteht in der sehr großen Anzahl der kombinatorischen Möglichkeiten. Jeweils drei Spuren S_1, S_2, S_3 werden miteinander zu einem Proton-Kaon-Pion Triplett kombiniert, wobei die Zuordnung einer bestimmten Teilchenhypothese zu einer Spur (z.B. $S_1 \to$ Proton) zunächst willkürlich ist und *alle* möglichen Permutationen getestet werden müssen. In Abschnitt 5.4.1 ist ein anschauliches Beispiel gegeben.

Um die Anzahl der kombinatorischen Möglichkeiten einschränken zu können, ist von entscheidender Bedeutung, die Zuordnung der Teilchenhypothesen zu den verschiedenen Spuren einzuschränken. Dies ist mit Hilfe der *dE/dx* -Messung möglich. Das Grundprinzip besteht darin, für die Berechnung der verschiedenen Proton-Kaon-Pion Tripletts nur noch solche Spuren als Protonen, Kaonen, Pionen zu akzeptieren, deren *dE/dx*-Messungen mit den erwarteteten *dE/dx*-Werten für Protonen, Kaonen, Pionen kompatibel sind. Dieses Prinzip ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch die Verwendung der normierten Testgröße *LN* realisiert[12].

Neben den expliziten Schnitten bezüglich *LN* werden für alle Darstellungen in dem vorliegenden Abschnitt weitere Schnitte angewendet, die insbesondere sicherstellen, daß die benutzten Spuren hinreichend verläßlich gemessen sind. Die Gesamtheit der verwendeten Schnitte definiert die Selektionsstufe `SEL2` für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$. Eine Zusammenfassung ist in Tabelle 5.5 gegeben.

In den Abbildungen 5.10 bis 5.12 sind in normierten Histogrammen für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ kinematische Größen dargestellt, die relevant sind für die Herausarbeitung eines Λ_c-Signals in diesem Zerfallsmodus. Es sind simulierte und rekonstruierte MC-Größen aus dem MC-Datensatz `MC5` mit den entsprechenden Verteilungen für reale Daten vergleichend dargestellt. Aus den realen Daten sind ~ 25000 Photoproduktionsereignisse aus den Runs $160698 - 160700$ selektiert. Für die MC-Ereignisse sind jeweils nur diejenigen Spuren oder Teilchenkombinationen zugelassen, die tatsächlich aus den genuinen Λ_c-Zerfällen stammen; alle weiteren Spuren oder Teilchenkobinationen sind *nicht*

---

[12] Vergleiche Abschnitt 4.6.2.

Parameter	Selektion `SEL2`
$r_{Start}(p, K, \pi)$[cm]	≤ 40
$r_{len}(p, K, \pi)$[cm]	≥ 10
$p_t(p, K, \pi)$[GeV]	≥ 0.1
$\eta(p, K, \pi)$	$-2.5 \leq \eta \leq 2.5$
$Treffer_{dE/dx}(p, K, \pi)$	≥ 10
$LN(p, K, \pi)$	≥ 0.1
$p_t(\Lambda_c)$[GeV]	≥ 0.5
$m_{pK\pi}$[GeV]	$2.05 \leq m_{pK\pi} \leq 2.55$

Tabelle 5.5: *Übersicht der verwendeten Schnitte für die Selektionsstufe* `SEL2`*, Zerfallskanal* $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$.

dargestellt. Die MC-Verteilungen entsprechen also denjenigen Verteilungen, wie sie sich allein für die generierten, simulierten und rekonstruierten Λ_c-Zerfälle ergeben. In den Verteilungen für die realen Daten sind dagegen *alle* Spuren oder Teilchenkombinationen erfaßt, die nach der Anwendung der Selektionsschnitte `SEL2` zugelassen sind.

Die in der finalen Selektion `SEL4` verwendeten Schnitte für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ sind in den einzelnen Darstellungen entsprechend markiert[13]. Dabei muß beachtet werden, daß die einzelnen Schnitte nicht unabhängig voneinander sind. Ein Schnitt z.B. bezüglich $p_t(\Lambda_c) > 1.5$GeV verändert die übrigen MC- und Daten-Verteilungen sowie ihr jeweiliges Verhältnis zueinander. Dieser Aspekt ist insbesondere für die Darstellungen von z_{JB} und $R_{p_t(\Lambda_c)}$ bedeutsam.

In der Abbildung 5.10 sind die p_t-Spektren der Λ_c -Kombinationen sowie der drei zugehörigen Zerfallsteilchen Proton, Kaon und Pion gezeigt. Die Spektren für die genuinen MC-Λ_c-Baryonen und die entsprechenden Spektren der nur lose selektierten realen Daten zeigen einen sehr ähnlichen Verlauf. Durch einen Schnitt auf den Transversalimpuls des Λ_c mit $p_t(\Lambda_c) > 1.5$GeV läßt sich eine Anreicherung des damit selektierten realen Datensatzes erreichen. Insgesamt sind die Unterschiede allerdings insbesondere für die Spektren der Protonen, Kaonen bzw. Pionen nicht sehr ausgeprägt.

Die η-Spektren der Λ_c-Baryonen und ihrer drei Zerfallsteilchen Proton, Kaon und Pion sind in der Abbildung 5.11 dargestellt. Hier sind signifikante Unterschiede zwischen den MC-Verteilungen und den entsprechenden Verteilungen der realen Daten zu erkennen. Während die MC-Verteilungen in allen 4 Darstellungen annähernd symmetrisch bezüglich η sind, zeigen die Daten eine deutliche Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie. Die zufälligen Spurkombinationen in den Daten, die zum überwiegenden Teil keine tatsächlichen Λ_c-Baryonen darstellen, sondern die sich durch die permutativ möglichen Kombinationen der rekonstruierten Spuren in den jeweiligen Ereignissen, unter Berücksichtigung der Selektionsschnitte `SEL2`, ergeben, weisen eine deutliche Ausrichtung in Vorwärtsrichtung auf[14]. Die Ursache hierfür liegt in der ausgeprägten Asymmetrie der HERA-Strahlenergien, die zu einer deutlich höheren Teilchenmultilizität in Vorwärtsrichtung führt.

Aus diesem Grund wird in der finalen Selektion ein asymmetrischer Schnitt bezüglich $\eta(\Lambda_c)$ gewählt, der insbesondere den kombinatorischen Untergrund in Vorwärtsrichtung unterdrückt. Für die Zerfallsteilchen wird lediglich eine schwache Forderung gestellt, die sich aus der geometrischen Akzeptanz der CJC ergibt.

---

[13] Für eine Zusammenfassung der Kriterien der Selektionsstufe `SEL4` des Zerfallskanals $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ vergleiche Tabelle 6.1.

[14] Diese zufälligen Kombinationen bilden den sogenannten *kombinatorischen Untergrund.*

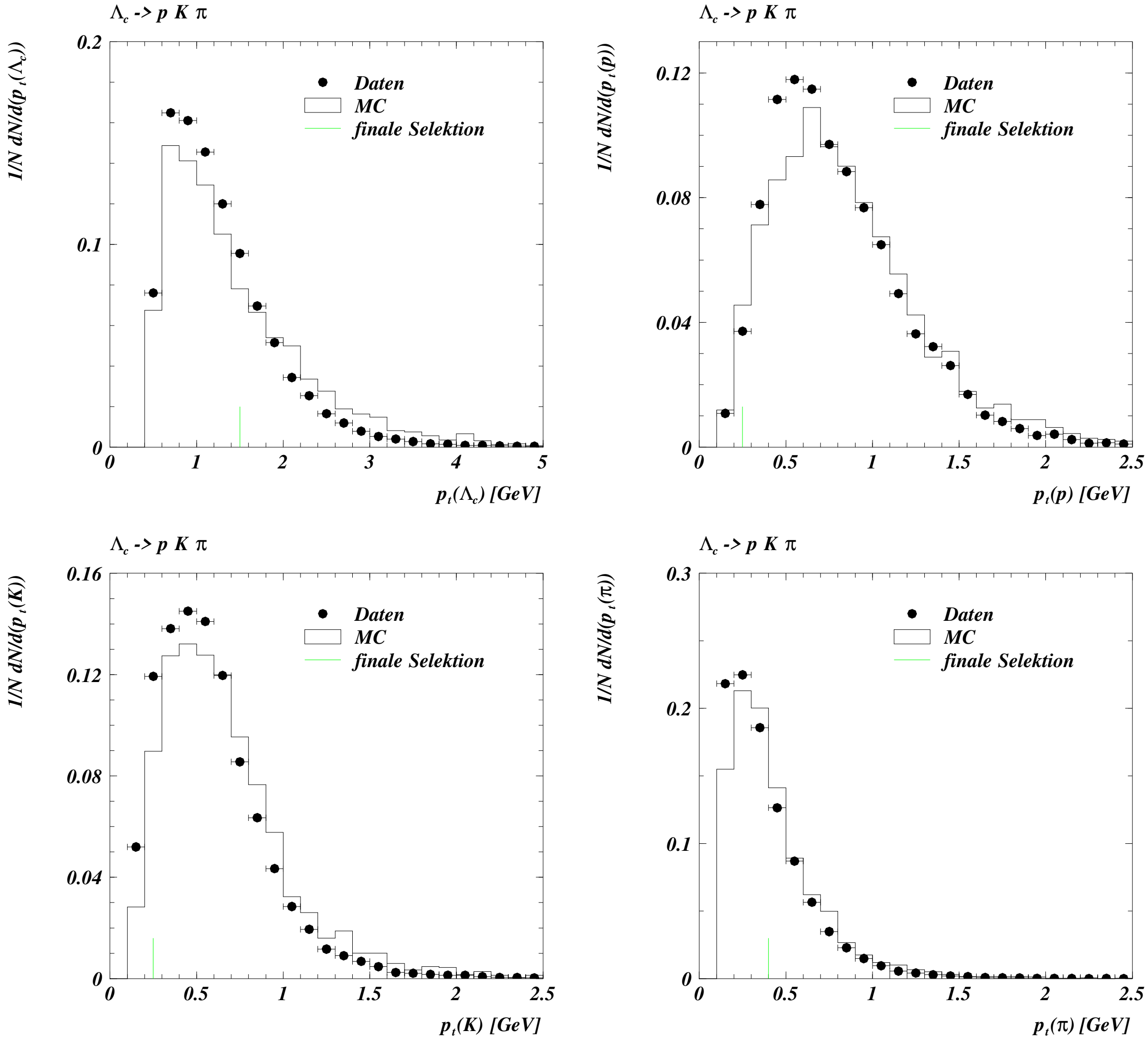


Abbildung 5.10: *Zur Motivation kinematischer Schnitte für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$. *Gezeigt sind die* p_t*-Spektren der* Λ_c *sowie der drei Zerfallsteilchen Proton, Kaon und Pion. Für die MC-Histogramme sind nur die genuinen* Λ_c*-Baryonen sowie deren Zerfallsteilchen akzeptiert (Datensatz* `MC5`*). Die Markierung „finale Selektion“ entspricht den Schnitten gemäß* `SEL4`. *Der finale Schnitt bezüglich* $p_t(\Lambda_c)$ *ist mit der Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$ *identisch.*

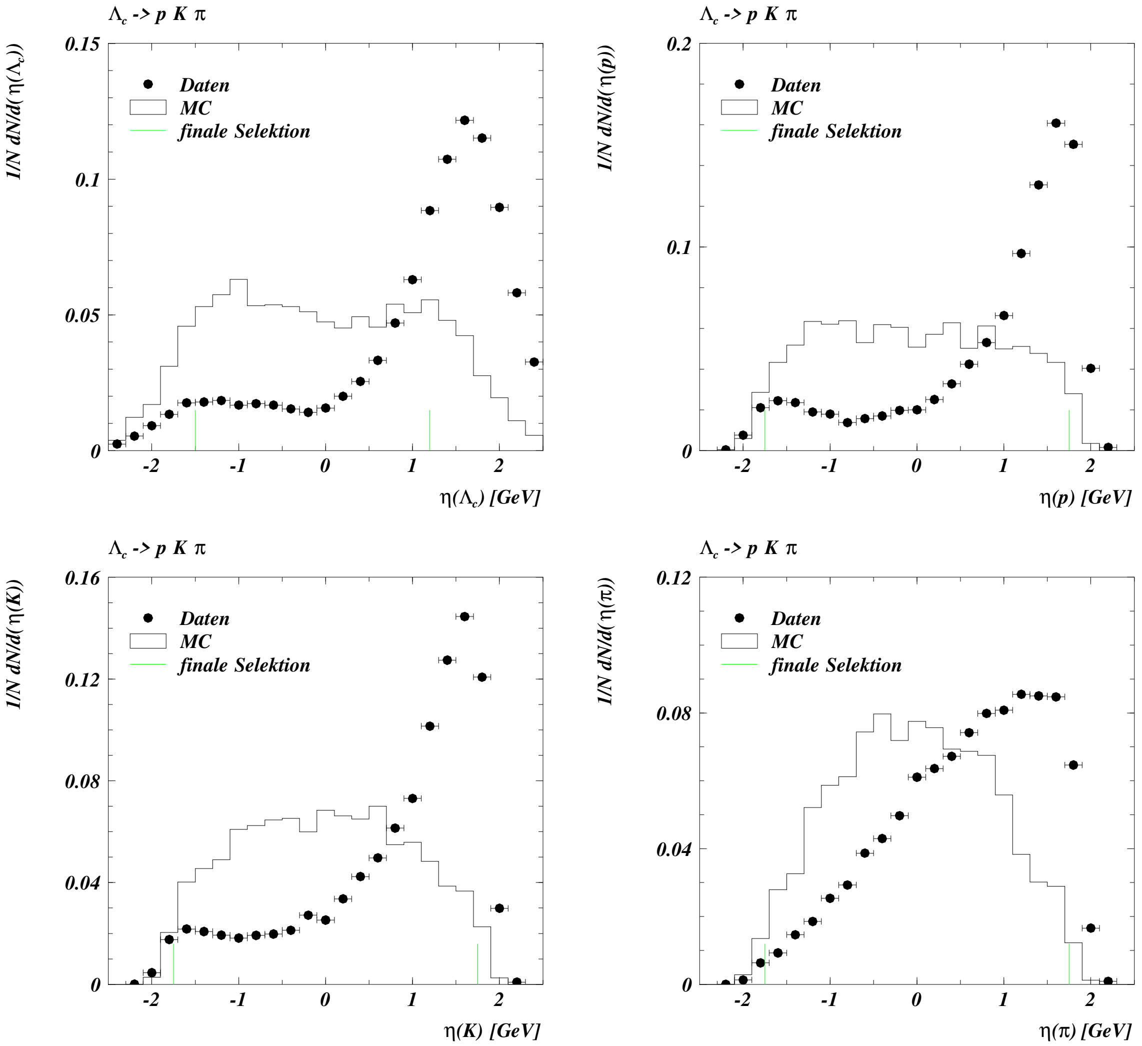


Abbildung 5.11: *Zur Motivation kinematischer Schnitte für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$. Gezeigt sind die η- Spektren der Λ_c sowie der drei Zerfallsteilchen Proton, Kaon und Pion. Für die MC-Histogramme sind nur die genuinen Λ_c-Baryonen sowie deren Zerfallsteilchen akzeptiert (Datensatz* `MC5`*). Die Markierung „finale Selektion" entspricht den Schnitten gemäß* `SEL4`*. Der Schnitt bezüglich $\eta(\Lambda_c)$ ist mit der Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ identisch.*

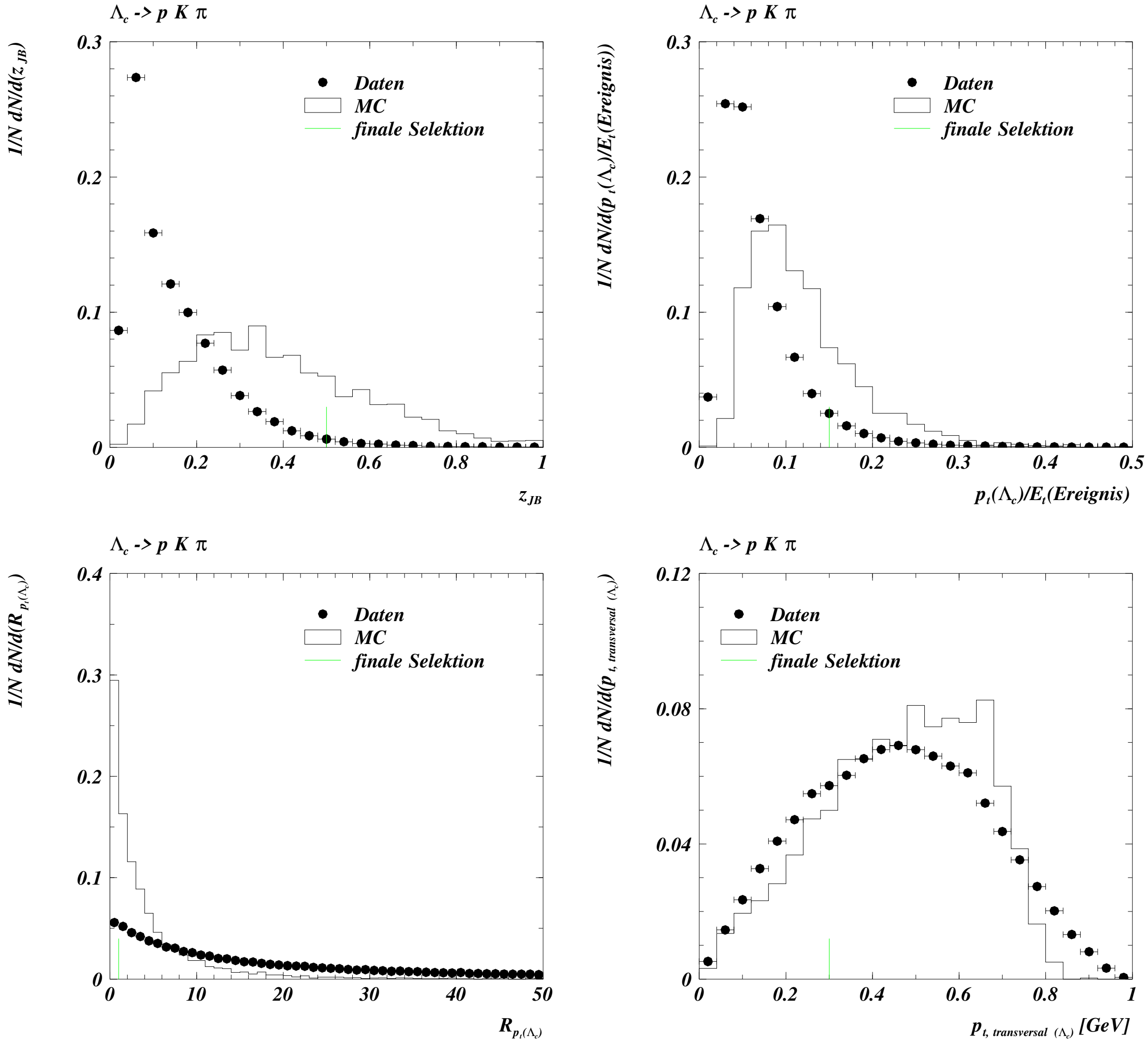


Abbildung 5.12: *Zur Motivation kinematischer Schnitte für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$. *Gezeigt sind die Variable* z_{JB}*, gemäß Definition in Gleichung 2.35, der Quotient* $p_t(\Lambda_c)/E_t(\mathit{Ereignis})$*, die Rangfolge* $R_{p_t(\Lambda_c)}$ *bezüglich des Transversalimpulses des* Λ_c*, sowie der Transversalimpuls* $p_{t,\mathit{transversal}}(\Lambda_c)$ *relativ zur Flugrichtung des* Λ_c*. Für die MC-Histogramme sind nur die genuinen* Λ_c*-Baryonen sowie deren Zerfallsteilchen akzeptiert (Datensatz* `MC5`*). Die Markierung „finale Selektion“ entspricht den Schnitten gemäß* `SEL4`.

Zerfallskanal	$p_{t,\mathit{transversal}\,(\Lambda_c),\mathit{max}}$[GeV]
$\Lambda_c \rightarrow pK\pi$	822
$\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$	863
$\Lambda_c \rightarrow K^0p$	872

Tabelle 5.6: *Der maximale kinematisch zulässige Transversalimpuls relativ zur Flugrichtung des Λ_c-Baryons für die verschiedenen untersuchten Zerfallskanäle [20].*

Die Abbildung 5.12 umfaßt die Verteilungen weiterer kinematischer Größen, die für die erfolgreiche Selektion von Λ_c -Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ von entscheidender Bedeutung sind. In der Darstellung links oben ist die Variable z_{JB} gezeigt, die gemäß Gleichung 2.35 definiert ist:

$$z_{JB} = \frac{E(\Lambda_c) - p_z(\Lambda_c)}{\sum_i E_i - p_{z,i}}$$

Die Darstellung zeigt die deutliche Separation der Verteilungen von realen Daten und der genuinen Λ_c-Baryonen. Der Schnitt für die finale Selektion `SEL4` liegt bei $z_{JB} \geq 0.5$. Aus der gezeigten Verteilung erscheint dieser Wert sehr hoch angesetzt. Allerdings verändern sich die gezeigten z_{JB}-Verteilungen für MC und reale Daten sowie ihr Verhältnis zueinander durch die anderen angewendeten Schnitte, die implizit insbesondere hohe z_{JB}-Werte selektieren. Wie sich bei der Herausarbeitung der Signale in den verschiedenen Λ_c-Zerfallskanälen zeigt, ist der Schnitt bezüglich z_{JB} von besonderer Wichtigkeit.

Eine ähnliche Größe wie z_{JB} ist in Abbildung 5.12, rechts oben, mit $p_t(\Lambda_c)/E_t(\mathit{Ereignis})$ gezeigt. $E_t(\mathit{Ereignis})$ ist dabei definiert als:

$$E_t(\mathit{Ereignis}) = \sum_i E_{t,i}$$

Auch hinsichtlich $p_t(\Lambda_c)/E_t(\mathit{Ereignis})$ ist ein signifikanter Unterschied der Verteilungen für MC und reale Daten zu erkennen.

Die Darstellung links unten zeigt die Rangfolge $R_{p_t(\Lambda_c)}$. Zur Bestimmung dieser Größe wird wie folgt verfahren: Für ein einzelnes Ereignis werden alle möglichen Λ_c-Kombinationen gebildet, die nach den Selektionsbedingungen `SEL2` zulässig sind. Diese Kombinationen werden nach der Größe des korrespondierenden $p_t(\Lambda_c)$ sortiert. Diejenige Teilchenkombination mit dem höchsten $p_t(\Lambda_c)$ erhält die Rang-Nummer $R_{p_t(\Lambda_c)} = 1$, usf.. Es ist ein deutlicher Unterschied zwischen MC-Verteilung und der $R_{p_t(\Lambda_c)}$-Verteilung der realen Daten erkennbar. Der finale Selektionsschnitt fordert $R_{p_t(\Lambda_c)} = 1$. Dabei ist zu bedenken, daß durch die anderen Schnitte der Selektion `SEL4` die Anzahl der zugelassenen Λ_c-Kombinationen deutlich abnimmt.

Als letzte Verteilung in Abbildung 5.12 ist rechts unten der Transversalimpuls $p_{t,\mathit{trans}\,(\Lambda_c)}$ relativ zur Flugrichtung des Λ_c dargestellt[15]. Diese Größe zeigt für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ keine so deutliche Separation, wie dies für die Zerfallskanäle $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \rightarrow K^0p$ der Fall ist[16]. Der

---

[15] Es wird der Transversalimpuls des Zerfalls*protons* relativ zur Flugrichtung des Λ_c genommen.

[16] Vergleiche die Abbildungen 5.15 und 5.18.

Grund liegt darin, daß bei dem Zerfall $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ das Λ_c-Baryon direkt in *drei* Teilchen zerfällt, wohingegen in den anderen beiden Zerfallskanälen zunächst nur *zwei* Zerfallsteilchen vorliegen. Die kinematisch maximal zulässigen Größen für $p_{t,\mathit{transversal}(\Lambda_c)}$ für die drei untersuchten Zerfallskanäle sind in Tabelle 5.6 angegeben.

5.3.2 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$

Die Analyse der Zerfallskanäle $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \rightarrow K^0p$ besitzt gegenüber derjenigen des direkten Zerfalls des Λ_c-Baryons in drei Zerfallsteilchen mit $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ den Vorteil, daß zwei der Zerfallsteilchen zunächst einen gebundenen Zustand, d.h. das Λ bzw. das K^0, bilden. Sowohl das Λ als auch das K^0 weisen eine hinreichend große Lebensdauer auf, um, im Rahmen der Auflösung der CJC, erst deutlich separiert vom Primärvertex zu zerfallen. Nach ihrer Zerfallssignatur in der $r\varphi$-Ebene, die dem Buchstaben „V“ gleicht, sowie ihrer Ladung ($Q = 0$), werden das Λ-Baryon und das K^0-Meson zusammenfassend auch als V^0 bezeichnet.

Mit der Selektion eines V^0-Kandidaten sind für die Rekonstruktion der entsprechenden Λ_c-Zerfälle bereits zwei der drei finalen Zerfallsprodukte festgelegt. Die V^0-Kandidaten müssen dann in einem zweiten Schritt lediglich mit *einem* weiteren, dem dritten Teilchen, kombiniert werden. Dem Spur-Triplett (S_1, S_2, S_3) des Zerfallskanals $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ korrespondiert also eine Spurkombination (V^0, S_3) mit $(S_A^{V^0}, S_B^{V^0}, S_3)$. Durch die zuerst erfolgende Identifikation der V^0-Kandidaten ist der kombinatorische Untergrund für die Zerfallskanäle $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \rightarrow K^0p$ vor allen Schnitten signifikant geringer als für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ [17].

Die $V^0 \longleftrightarrow \Lambda$-Selektion
Im Rahmen der vorliegenden Analyse wird ausgehend von dem oben beschriebenen Prinzip für die Rekonstruktion der Zerfallskanäle $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \rightarrow K^0p$ zunächst wie folgt verfahren: In einem ersten Schritt wird in Bezug auf die durch den Vertexfit des Moduls CJCREC rekonstruierten V^0-Kandidaten eine erste, gemeinsame Selektion durchgeführt. Diese Selektion wird als `SEL1` bezeichnet. Dabei wird noch nicht zwischen Λ und K^0 unterschieden. Die Tabelle 5.7 faßt die Selektionskriterien für `SEL1` zusammen.

Parameter	Selektion `SEL1`
$r_{\mathit{Start}}(A, B)$[cm]	≤ 40
$r_{\mathit{len}}(A, B)$[cm]	≥ 10
d_{V^0}[cm]	≥ 1.0
$p_t(A, B)$[GeV]	≥ 0.12
$p_t(V^0)$[GeV]	≥ 0.30
$\eta(A, B)$	$-2.5 \leq \eta \leq 2.5$
$\mathit{Treffer}_{dE/dx}(A, B)$	≥ 10

Tabelle 5.7: *Übersicht der verwendeten Schnitte für die Selektionsstufe* `SEL1` *(Selektion der V^0-Kandidaten). Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ entspricht (A, B) (p, π_Λ). Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow K^0p$ entspricht (A, B) (π, π).*

Bei der Wahl der in Tabelle 5.7 zusammengefaßten Schnitte muß beachtet werden, daß es sich um eine erste, lose Vorselektion handelt. Für die später erfolgende Bildung der Λ_c-Kombinationen (Λ, S_3) werden im Rahmen der Selektion `SEL2` und den weiteren, nachfolgenden Selektionstufen `SEL3` und

---

[17] Vergleiche die Abbildungen 5.20 für $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, 5.22 für $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$, und 5.24 $\Lambda_c \rightarrow K^0p$.

`SEL4` strengere Kriterien zur Identifizierung der Λ verwendet[18]. Die Darstellungen in Abbildung 5.13 dienen der Motivation dieser strengeren Schnitte.

Für die MC-Darstellungen in der Abbildung 5.13 werden die Verteilungen derjenigen Λ, die aus dem Zerfall der genuinen Λ_c-Baryonen stammen, sowie die Verteilungen der korrespondierenden Zerfallsprodukte verwendet. Gundlage ist der MC-Datensatz `MC6`. Die Verteilungen für die realen Daten basieren auf einer V^0-Analyse sämtlicher Photoproduktionsereignisse der Datennahme in 1996. Es ist jeweils die Selektion `SEL1` angewendet. Die Schnitte der finalen Λ-Selektion im Rahmen der finalen Λ_c-Selektion `SEL4` für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ sind in den jeweiligen Histogrammen markiert. Das Proton aus dem Λ -Zerfall wird in diesem Kontext kurz als p bezeichnet, das Pion aus dem Λ-Zerfall dagegen als π_Λ, um es von dem dritten Zerfallsteilchen des Λ_c-Zerfalls, dem als π bezeichneten Pion, zu unterscheiden.

Für alle Darstellungen ist zusätzlich gefordert, daß die Λ-Kandidaten innerhalb eines Massenfensters $\Delta(m_{p\pi})$ um $m(\Lambda) = 1.115683$GeV [20], der nominellen Masse des Λ, liegen[19]:

$$\Delta(m_{p\pi}) \;=\; m(\Lambda) \pm 10\text{MeV} \tag{5.12}$$

Aus der Abbildung für die radiale Zerfallslänge d_Λ der Λ-Baryonen ist ersichtlich, daß durch eine Erhöhung der geforderten Mindestzerfallslänge eine Anreicherung des realen Datensatzes mit tatsächlichen Λ-Zerfällen möglich ist. Auch die Darstellungen für die Transversalimpulse $p_t(\Lambda)$ und $p_t(p)$ zeigen für den MC-Datensatz Verteilungen mit durchschnittlich höheren Werten, als sie für die realen Daten auftreten. Damit bieten sie eine weitere Möglichkeit zur Unterdrückung von V^0-Kombinationen, die vermutlich keine Λ darstellen. Dagegen zeigt die Verteilung für $p_t(\pi_\Lambda)$ sowohl für Daten als auch für MC jeweils kleine Werte. Aus diesem Grund wird für die finalen Selektionskriterien nur ein minimaler Transversalimpuls $p_t(\pi_\Lambda) \geq 0.12$GeV gefordert, der lediglich sicherstellt, daß das Zerfallspion des Λ mit hinreichender Genauigkeit gemessen ist.

Der Transversalimpuls $p_{t,transversal\,(\Lambda)}$ der Zerfallsteilchen des Λ relativ zu dessen Flugrichtung zeigt für die genuinen MC-Zerfallsteilchen ein ausgeprägtes Maximum zu dem kinematisch erlaubten Maximalwert von $p_{t,transversal\,(\Lambda),max} = 0.101$GeV für den Zerfall $\Lambda \to p\pi$. Die korrespondierende Verteilung für Daten weist dagegen relativ mehr Einträge auch für kleine Werte auf. Der finale Schnitt verwirft alle Kombinationen mit $p_{t,transversal\,(\Lambda)} < 0.03$GeV.

Im Rahmen des Vertexfits des Spurrekonstruktionsmoduls CJCREC besteht die Möglicheit, daß ein und dieselbe Nicht-Vertex-gefittete Spur mehrfach verwendet wird, d.h. von dieser Spur mehrere Fit-Hypothesen zu verschiedenen Vertizes existieren[20]. Diese verschiedenen Fithypothesen werden nur dann in den Spurbänken gespeichert, wenn der entsprechende Fit den geforderten Konvergenzbedingungen entspricht, d.h. die Spur im Rahmen vernünftiger Grenzen zu einem bestimmten Vertex paßt. Im Rahmen der vorliegenden Analyse wird nun versucht, im Falle von mehreren Fithypothesen einer Nicht-Vertex-gefitteten Spur zu verschiedenen *sekundären* Vertizes die beste dieser Hypothesen zu bestimmen. Dabei dient das χ^2 der jeweiligen Fithypothesen als Entscheidungskriterium. Die verschiedenen χ^2_i der i verschiedenen Fithypothesen einer Nicht-Vertex-gefitteten Spur zu den entsprechenden i verschiedenen sekundären Vertizes werden ihrer Größe nach sortiert. Diejenige Fithypothese mit dem kleinsten χ^2_i erhält die Rangnummer $R_{\chi^2,V^0} = 1$. Existiert nur *genau eine* Fithy-

---

[18] Vergleiche Tabelle 5.8 sowie Kapitel 6.3. Diese Aussage gilt analog für die Identifizierung der K^0.

[19] Ein solches Massenfenster entspricht $\approx 3\sigma$ des Λ -Signals (Vergleiche Abschnitt 6.3.1).

[20] Vergleiche Abschnitt 3.3.4. Von einer Nicht-Vertex-gefitteten Spur können *höchstens eine* Fithypothese zum primären Vertex, und/oder mehrere Fithypothesen zu verschiedenen sekundären Vertizes auftreten.

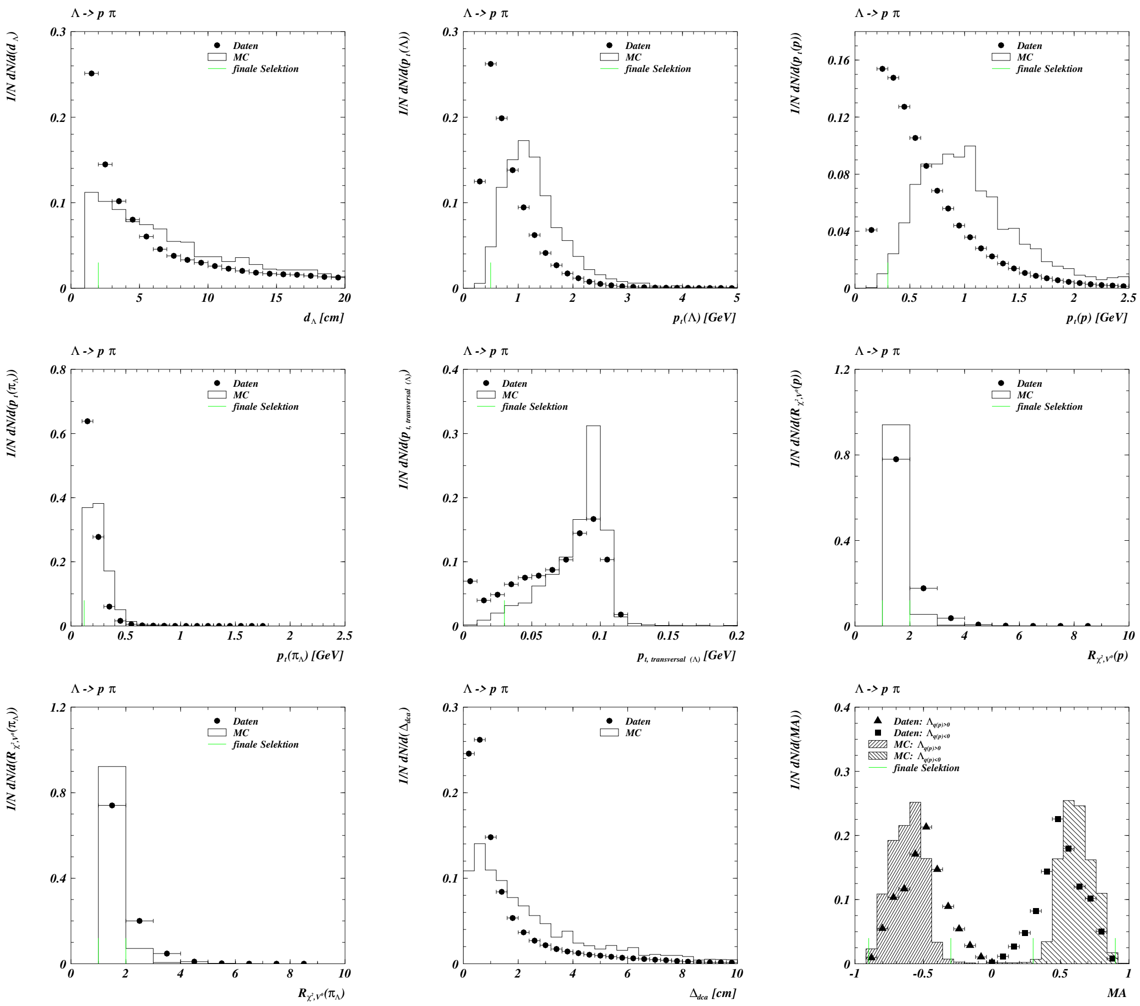


Abbildung 5.13: *Zur Motivation kinematischer Schnitte für den Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi$ im Kontext des Λ_c-Zerfallskanals $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$. Gezeigt sind in der oberen Reihe: Die Zerfallslänge d_Λ des Λ in der $r\varphi$-Ebene (links), der Transversalimpuls $p_t(\Lambda)$ (mitte), der Transversalimpuls $p_t(p)$ des Zerfallsprotons des Λ (rechts); In der mittleren Reihe: Der Transversalimpuls $p_t(\pi_\Lambda)$ des Zerfallspions des Λ (links), der Transversalimpuls $p_{t,\mathit{transversal}}(\Lambda)$ der Zerfallsteilchen des Λ relativ zu dessen Flugrichtung (mitte), die Rangfolge $R_{\chi^2,V^0}(p)$ der Fithypothesen des Zerfallsprotons (rechts); In der unteren Reihe: Die Rangfolge $R_{\chi^2,V^0}(\pi_\Lambda)$ der Fithypothesen des Zerfallspions (links), der Abstand Δ_{dca} (mitte), und abschließend (rechts) das Verhältnis MA zur Unterscheidung von Λ (MA < 0.0) und $\bar{\Lambda}$ (MA > 0.0). Für die MC-Histogramme sind nur die genuinen Λ sowie deren Zerfallsteilchen akzeptiert (Datensatz* `MC6`*). Die Markierung „finale Selektion“ entspricht den Schnitten gemäß* `SEL2 - SEL4`*. Akzeptiert sind darüber hinaus für Daten und MC nur Λ-Kandidaten innerhalb eines Massenfensters* $\Delta(m_{p\pi}) = m(\Lambda) \pm 10\text{MeV}$.

pothese einer bestimmten Nicht-Vertex-gefitteten Spur zu genau einem sekundären Vertex, so ist per Definition $R_{\chi^2,V^0} = 1$.

Bei dem genannten Verfahren spielt es keine Rolle, ob die Nicht-Vertex-gefittete Spur außer zu verschiedenen sekundären Vertizes zusätzlich auch zum primären Vertex des Ereignisses gefittet wurde. Wird allerdings eine der Spurhypothesen zu einem der sekundären Vertizes für die Rekonstruktion eines V^0 im Kontext der Λ_c-Rekonstruktion verwendet, wird die zur gleichen Nicht-Vertex-gefitteten Spur gehörende Fithypothese zum primären Vertex für die weiteren Berechnungen konsequenterweise nicht herangezogen.

Die Verteilungen der Rangnummern bezüglich χ^2 für die Zerfallsteilchen des Λ sind in Abbildung 5.13 als $R_{\chi^2,V^0}(p)$ und $R_{\chi^2,V^0}(\pi)$ bezeichnet. Für die MC-Verteilungen ergibt sich, daß sowohl für die Zerfallsprotonen als auch die Zerfallspionen der genuinen Λ jeweils deutlich über 90% die Rangnummer 1 erhalten. Aus diesem Grund werden für die weiteren Selektionsstufen `SEL2` bis `SEL4` nur diejenigen Λ-Kandidaten zugelassen, bei denen für beide zugehörigen Spuren $R_{\chi^2,V^0} = 1$ gilt. Damit ergibt sich, daß für die Rekonstruktion des Zerfallskanals $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für jede Nicht-Vertex-gefittete Spur nur *genau eine* Vertex-gefittete Spurhypothese akzeptiert wird[21].

Die Größe Δ_{dca} stellt eine weitere Möglichkeit zur Unterdrückung von Untergrundkombinationen im Rahmen der V^0-Selektion dar. Zerfällt ein V^0 in zwei Teilchen A und B, so ergibt sich für Δ_{dca} die folgende Definition:

$$\Delta_{dca} \;=\; \Delta_{dca}(V^0) \;=\; \left|\vec{dca}(A) - \vec{dca}(B)\right| \tag{5.13}$$

Der Δ_{dca} stellt damit ein Maß für den Öffnungswinkel der beiden Zerfallsteilchen im Laborsystem dar. Insofern die zur Verfügung stehende Zerfallsenergie im Zerfall $\Lambda \to p\pi$ nur relativ kleine Transversalimpulse relativ zur Flugrichtung des Λ zuläßt[22], sind die Öffnungswinkel bei den hier untersuchten Λ-Zerfällen ebenfalls relativ klein. Aus diesem Grund wurde auf einen Schnitt bezüglich Δ_{dca} verzichtet. Diese Größe ist aus Gründen des Vergleichs zum K^0-Zerfall dargestellt[23].

Die letzte Einzeldarstellung in Abbildung 5.13 zeigt eine Möglichkeit auf, zwischen Λ und $\bar{\Lambda}$ zu unterscheiden. Die betreffende Variable wird als *MA* bezeichnet und ist definiert als:

$$MA \;=\; \frac{p(Q_-) - p(Q_+)}{p(Q_-) + p(Q_+)} \tag{5.14}$$

wobei $p(Q_+)$ den Betrag des Gesamtimpules des positiv geladenen Zerfallsteilchens, und analog $p(Q_-)$ den Gesamtimpuls des negativ geladenen Zerfallsteilchens des Λ darstellt. Die Variable *MA* definiert damit eine (relative) Impulsbalance der Zerfallsteilchen. Es ergeben sich folgende Konstellationen:

1. $\Lambda \to p^+ \, \pi^-$
2. $\bar{\Lambda} \to p^- \, \pi^+$

---

[21] Der gleiche Sachverhalt gilt auch für die beiden anderen untersuchten Zerfallskanäle. Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ wird auf die gleiche Art und Weise wie für den Zerfall $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ verfahren. Für den Zerfallsmodus $\Lambda_c \to pK\pi$ werden für die drei Zerfallsteilchen nur die jeweiligen (eindeutigen) Fithypothesen zum Primärvertex verwendet.

[22] Siehe weiter oben die Ausführungen zu der Größe $p_{t,transversal}(\Lambda)$.

[23] Vergleiche Abbildung 5.16.

Parameter	Selektion `SEL2`
$r_{Start}(p,\pi_\Lambda)$[cm]	≤ 40
$r_{len}(p,\pi_\Lambda)$[cm]	≥ 15
d_Λ[cm]	≥ 2.0
$p_t(p)$[GeV]	≥ 0.30
$p_t(\pi_\Lambda)$[GeV]	≥ 0.12
$p_t(\Lambda)$[GeV]	≥ 0.50
$\eta(p,\pi_\Lambda)$	$-1.75 \leq \eta \leq 1.75$
$Treffer_{dE/dx}(p,\pi_\Lambda)$	≥ 15
$LN(p,\pi_\Lambda)$	≥ 0.1
$MA(\Lambda)$ $MA(\bar{\Lambda})$	$-0.9 \leq MA \leq -0.3$ $0.3 \leq MA \leq 0.9$
$R_{\chi^2,V^0}(p,\pi_\Lambda)$	1
$\Delta(m_{p\pi})$[MeV]	$m(\Lambda) \pm 10$
$p_{t,transversal}(\Lambda)$[GeV]	≥ 0.03
$r_{Start}(\pi)$[cm]	≤ 40
$r_{len}(\pi)$[cm]	≥ 10
$p_t(\pi)$[GeV]	≥ 0.20
$\eta(\pi)$	$-2.5 \leq \eta \leq 2.5$
$Treffer_{dE/dx}(\pi)$	≥ 10
$p_t(\Lambda_c)$[GeV]	≥ 0.5
$m_{\Lambda\pi}$[GeV]	$2.05 \leq m_{\Lambda\pi} \leq 2.55$

Tabelle 5.8: *Übersicht der verwendeten Schnitte für die Selektionsstufe* `SEL2`*, Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$. In dem oberen Teil sind die spezifizierten (und verschärften) Kriterien für die $V^0 \longleftrightarrow \Lambda$-Selektion angegeben. In dem unteren Teil sind die ersten (losen) Schnitte für die Λ_c-Selektion tabelliert.*

In der Darstellung für *MA* sind für das MC Λ und $\bar{\Lambda}$ getrennt aufgeführt. Es sind zwei eindeutig voneinander separierte Maxima zu erkennen: Die Λ-Zerfälle bei $MA < 0$, die $\bar{\Lambda}$ -Zerfälle bei $MA > 0$. Der Grund liegt darin, daß die Zerfalls- (Anti-) Protonen einen in der Regel deutlich größeren Impuls besitzen als die korrespondierenden Zerfalls-Pionen. Eine deutliche Trennung läßt sich auch für die realen Daten beobachten. Diejenigen Λ -Kandidaten, bei denen das positiv geladene Zerfallsteilchen als Proton behandelt wird, ergeben negative Einträge für *MA*, und umgekehrt. Auch in den Daten läßt sich also klar zwischen Λ und $\bar{\Lambda}$ unterscheiden. Dieser Umstand hat für die weitere Rekonstruktion des Λ_c-Baryons im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ besondere Bedeutung, da auf diese Weise mit der Identfikation eines Λ ($\bar{\Lambda}$)-Kandidaten die Ladung des zu kombinierenden dritten Teilchens festgelegt ist.

Die Λ_c Selektion

Für die Selektion der Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ werden zum einen die Selektionskriterien für das Λ nach der ersten V^0-Selektion `SEL1` spezifiziert und verschärft. Zum anderen werden erste (lose) Schnitte eingeführt, die sich auf das dritte Zerfallsteilchen sowie das Λ_c selbst beziehen. Die Gesamtheit dieser Schnitte wird als `SEL2` bezeichnet. Eine Zusammenfassung findet sich in Tabelle 5.8.

Diejenigen kinematischen Größen, die sich auf die Rekonstruktion des Λ beziehen, wurden bereits

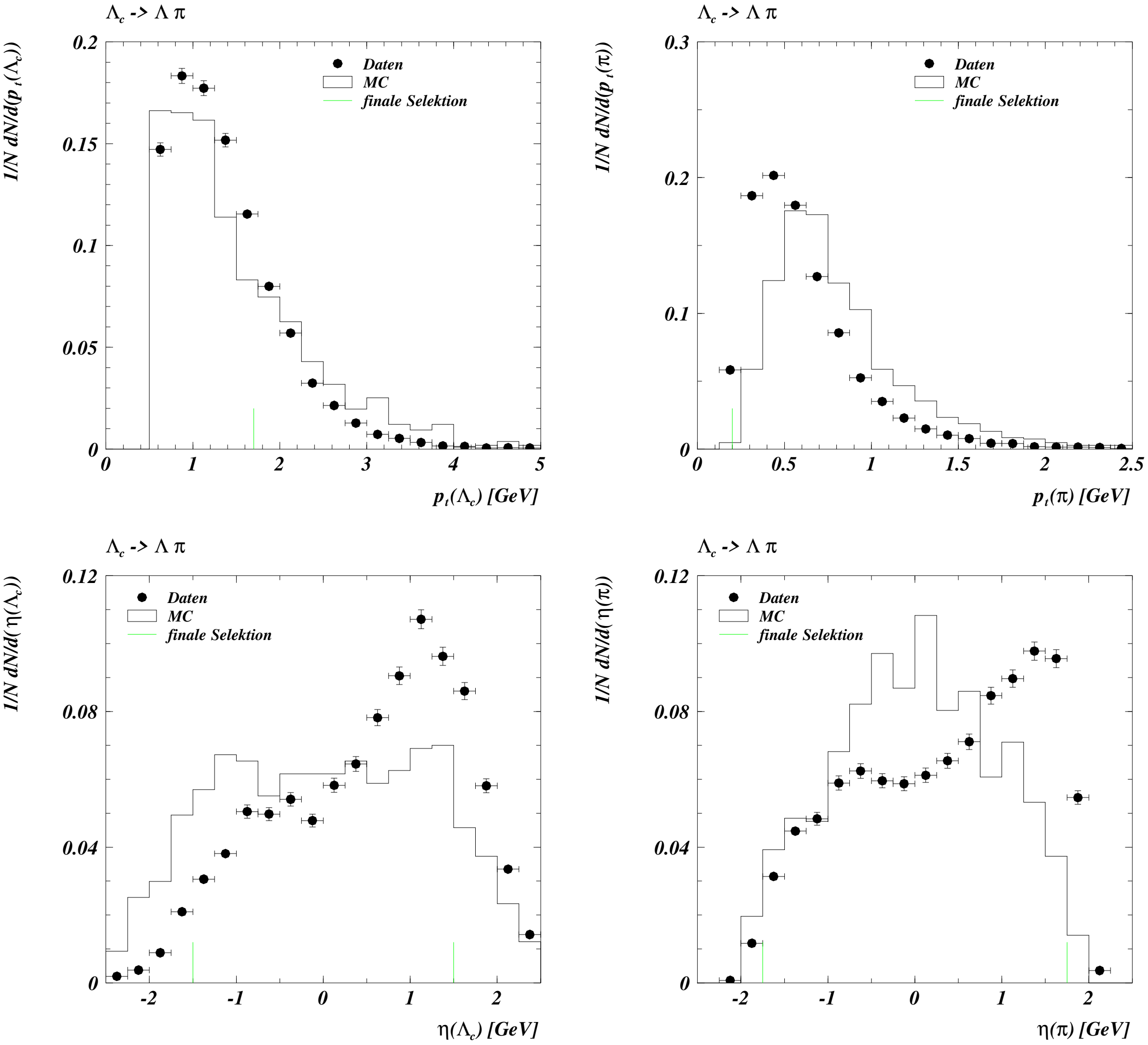


Abbildung 5.14: *Zur Motivation kinematischer Schnitte für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. Gezeigt sind die p_t- und η-Spektren der Λ_c sowie der dritten Zerfallsteilchen π. Für die MC-Histogramme sind nur die genuinen Λ_c-Baryonen sowie deren korrespondierende Zerfallsteilchen akzeptiert (Datensatz* `MC6`*). Die Markierung „finale Selektion“ entspricht den Schnitten gemäß* `SEL4`*. Der finale Schnitt bezüglich $\eta(\Lambda_c)$ ist mit der Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ identisch.*

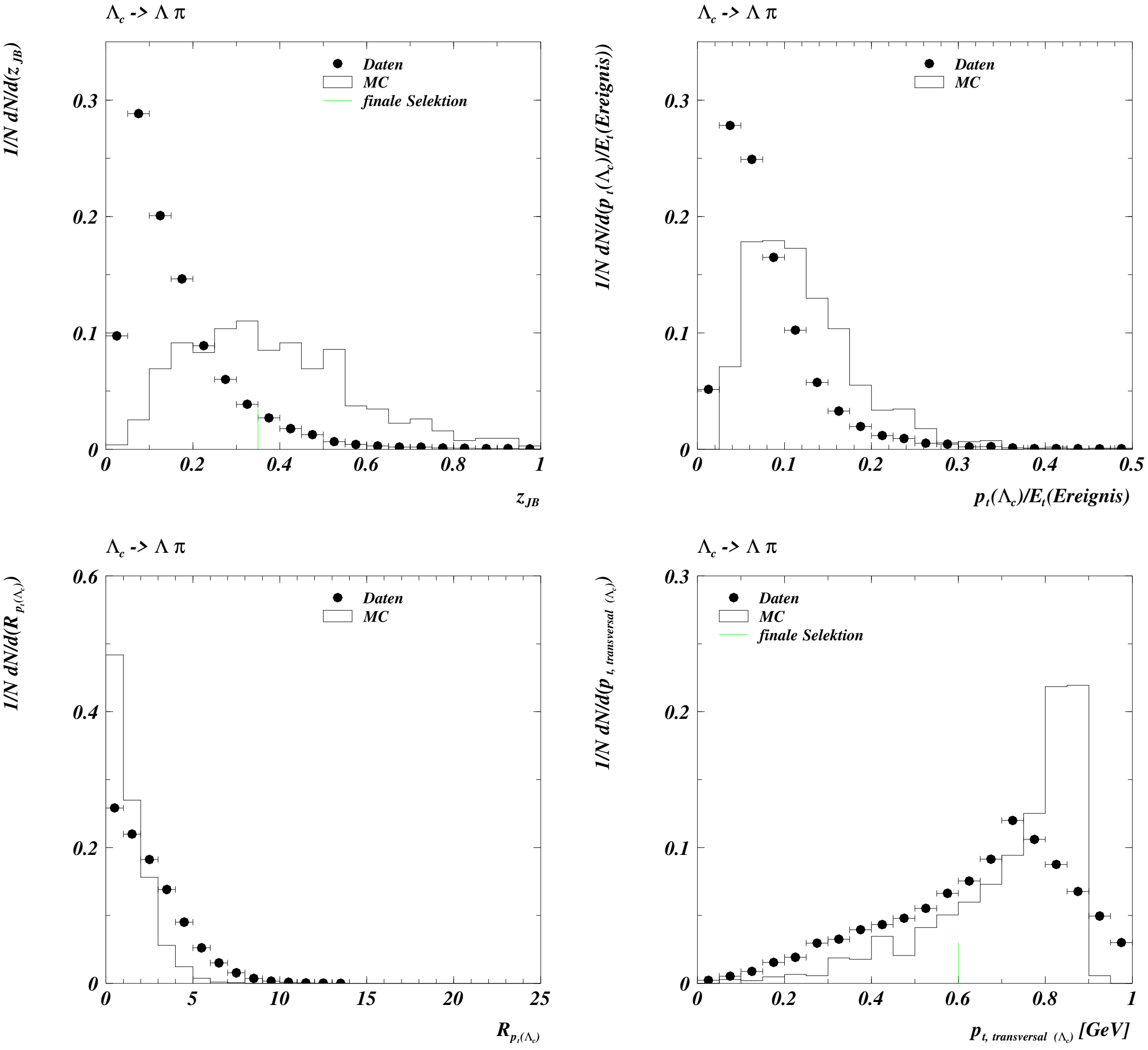


Abbildung 5.15: *Zur Motivation kinematischer Schnitte für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. *Gezeigt sind die Variable* z_{JB}, *der Quotient* $p_t(\Lambda_c)/E_t(\mathit{Ereignis})$, *die Rangfolge* $R_{p_t(\Lambda_c)}$ *bezüglich des Transversalimpulses des* Λ_c, *sowie der Transversalimpuls* $p_{t,\mathit{transversal}}(\Lambda_c)$ *relativ zur Flugrichtung des* Λ_c. *Für die MC-Histogramme sind nur die genuinen* Λ_c*-Baryonen sowie deren Zerfallsteilchen akzeptiert (Datensatz* `MC6`*). Die Markierung „finale Selektion“ entspricht den Schnitten gemäß* `SEL4`*. Die Größen* $p_t(\Lambda_c)/E_t(\mathit{Ereignis})$ *und* $R_{p_t(\Lambda_c)}$ *werden in* `SEL4` *nicht verwendet.*

in Abbildung 5.13 gezeigt. In den Abbildungen 5.14 sowie 5.15 sind weitere Variablen dargestellt, die für die Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ verwendet werden. Die MC-Verteilungen beruhen auf allen genuinen Λ_c-Zerfällen des MC-Datensatzes `MC6`. Die Verteilungen für reale Daten beruhen auf allen Photoproduktionsdaten der Datennahme 1996. Zugrundegelegt ist jeweils eine Selektion nach den Kriterien `SEL2`. Die finalen Schnitte nach `SEL4` sind jeweils markiert.

Analog zur Situation im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ zeigt das p_t-Spektrum der Λ_c-Baryonen im Vergleich zwischen MC und Daten keine signifikanten Unterschiede. Der finale Schnitt liegt bei $p_t(\Lambda_c) > 1.7$GeV, also etwas oberhalb der Schwelle für die Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches von 1.5GeV. Das p_t-Spektrum des dritten Zerfallsteilchens, des π, zeigt dagegen für die MC-Verteilung ein deutlich härteres Spektrum als für die realen Daten. Allerdings ergibt sich hinsichtlich des finalen Rekonstruktionsschnittes für $p_t(\pi)$, daß bereits durch die anderen Schnitte im Kontext von `SEL4` dieser Unterschied implizit berücksichtigt wird. Aus diesem Grund bleibt der finale Schnitt vergleichsweise niedrig[24].

Wie bereits dargestellt wurde, ist der kombinatorische Untergrund in dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ wesentlich geringer als in dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$. Dies zeigt sich unmittelbar in den η-Verteilungen. Die Asymmetrie in der Verteilung des $\eta(\Lambda_c)$ ist für den Zerfall $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ bei weitem nicht so dominant in Vorwärtsrichtung ausgeprägt, als dies in der entsprechenden Verteilung für den Zerfall $\Lambda_c \to pK\pi$ in Abbildung 5.11 der Fall ist. Aus diesem Grund ist der zugelassene Bereich bezüglich $\eta(\Lambda_c)$ mit $-1.5 \leq \eta(\Lambda_c) \leq 1.5$ auch symmetrisch definiert und geringfügig größer als für den Zerfall $\Lambda_c \to pK\pi$. Für das direkte Zerfallspion wird wie für alle endgültigen Zerfallsteilchen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Zerfälle lediglich eine schwache Bedingung gestellt, die sich aus der Akzeptanz der CJC ergibt.

In Abbildung 5.15 sind für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ die analogen Darstellungen zu Abbildung 5.12 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ gezeigt. Die Verteilungen der Größe z_{JB} für MC und Daten bezüglich $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ entsprechen weitgehend denjenigen für den Zerfall $\Lambda_c \to pK\pi$. Aufgrund der geringeren Kombinatorik kann jedoch ein schwächerer Schnitt von $z_{JB} \geq 0.35$ für `SEL4` gewählt werden. Es zeigt sich darüberhinaus, daß ein Schnitt bezüglich $p_t(\Lambda_c)/E_t(\mathit{Ereignis})$ für die Herausarbeitung des finalen Λ_c-Signals nicht zwingend erforderlich ist. Das gleiche gilt für die Rangfolge $R_{p_t(\Lambda_c)}$. Die Effektivität eines Schnittes bezüglich $R_{p_t(\Lambda_c)}$ ist in dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ aufgrund der insgesamt sehr viel niedrigeren Anzahl von zulässigen Λ_c-Kombinationen pro Ereignis eingeschränkt.

Die Transversalimpulse relativ zur Flugrichtung der Λ_c-Baryonen erlauben hingegen für den Zerfall $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ einen wesentlich effektiveren Schnitt als für den Zerfall $\Lambda_c \to pK\pi$. Dieser Aspekt wurde bereits am Ende von Abschnitt 5.3.1 diskutiert.

5.3.3 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$

Analog zum Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ läßt sich die Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ in zwei Teilschritte gliedern:

1. Die $V^0 \longleftrightarrow K^0$ Rekonstruktion, bzw. Selektion.

2. Die Λ_c-Selektion.

---

[24] Vergleiche auch Abschnitt 6.3.

Die $V^0 \longleftrightarrow K^0$-Selektion

Wie bereits in dem vorherigen Abschnitt 5.3.2 beschrieben wurde, erfolgt die Selektion der V^0-Kandidaten hinsichtlich der beiden Zerfallskanäle mit einem Λ bzw. K^0 zunächst gemeinsam mit Hilfe der Selektionskriterien `SEL1`[25]. Ausgehend von dieser Basisselektion werden spezielle Schnitte zur Identifikation von K^0-Mesonen bestimmt. Die Darstellungen in Abbildung 5.16, die denen der Abbildung 5.13 für die Λ-Selektion entsprechen, dienen der Motivation dieser spezifizierenden Schnitte.

Für die MC-Darstellungen in der Abbildung 5.16 werden die Verteilungen derjenigen K^0, die aus dem Zerfall der genuinen Λ_c -Baryonen stammen, sowie die Verteilungen der korrespondierenden Zerfallsprodukte verwendet. Gundlage ist der MC-Datensatz `MC7`. Die Verteilungen für die realen Daten basieren auf einer V^0-Analyse sämtlicher Photoproduktionsereignisse der Datennahme in 1996. Es ist jeweils die Selektion `SEL1` angewendet. Die Schnitte der finalen K^0 -Selektion im Rahmen der finalen Λ_c-Selektion `SEL4` für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ sind in den jeweiligen Histogrammen markiert.

Für alle Darstellungen ist zusätzlich gefordert, daß die K^0-Kandidaten innerhalb eines Massenfensters $\Delta(m_{\pi\pi})$ um $m(K^0) = 0.497672$GeV [20], der nominellen Masse des K^0, liegen[26]:

$$\Delta(m_{\pi\pi}) \quad = \quad m(K^0) \pm 25\text{MeV} \tag{5.15}$$

Die Tabelle 5.9 zeigt die mittlere Zerfallslänge $c\tau$ für K^0 und Λ:

$c\tau(V^0)$	
$c\tau(\Lambda)$[cm]	7.89
$c\tau(K^0)$[cm]	2.6762

Tabelle 5.9: *Mittlere Zerfallslänge $c\tau$ für K^0 und Λ[20].*

Die kürzere mittlere Zerfallslänge der K^0 im Vergleich zu den Λ zeigt sich deutlich in den MC-Verteilungen für d_{K^0} bzw. d_Λ in den Abbildungen 5.16 bzw. 5.13. Eine Unterdrückung von zufälligen K^0-Kombinationen durch eine Verschärfung des Schnittes auf die gemessene radiale Zerfallslänge ist deshalb nicht so effizient möglich, wie dies bei der Selektion von Λ-Kandidaten der Fall ist. Deshalb wird für die K^0-Selektion durch `SEL2` keine größere radiale Zerfallslänge gefordert. Erst im Zuge der finalen (`SEL4`) Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen im Zerfallsmodus $\Lambda_c \to K^0 p$ wird der Schnitt auf $d_{K^0} > 2.0$cm erhöht.

Die p_t-Spektren des K^0 sowie der beiden Zerfallspionen zeigen zwischen MC und Daten keine signifikanten Unterschiede. Aus diesem Grund werden lediglich schwache Bedingungen für die nachfolgenden Selektionsstufen gefordert. Der Transversalimpuls $p_{t,transversal(K^0)}$ der Zerfallsteilchen des K^0 relativ zu dessen Flugrichtung zeigt sowohl für die genuinen MC-Zerfallsteilchen als auch die realen Daten ein ausgeprägtes Maximum zu dem kinematisch erlaubten Maximalwert von $p_{t,transversal(K^0),max} = 0.206$GeV für den Zerfall $K^0 \to \pi\pi$. Für die Verteilung der realen Daten ist zusätzlich ein (schwaches) Nebenmaximum bei ≈ 0.10GeV zu erkennen, das durch Λ hervorgerufen wird. Bei diesen Λ-Zerfällen wurde fälschlicherweise dem Zerfallsproton die Massenhypothese für ein Pion zugeordnet. Durch einen Schnitt, der oberhalb der kinematischen Grenze von

---

[25] Vergleiche Tabelle 5.7.

[26] Ein solches Massenfenster entspricht $\approx 2.5\sigma$ des K^0 -Signals (Vergleiche Abschnitt 6.4.1).

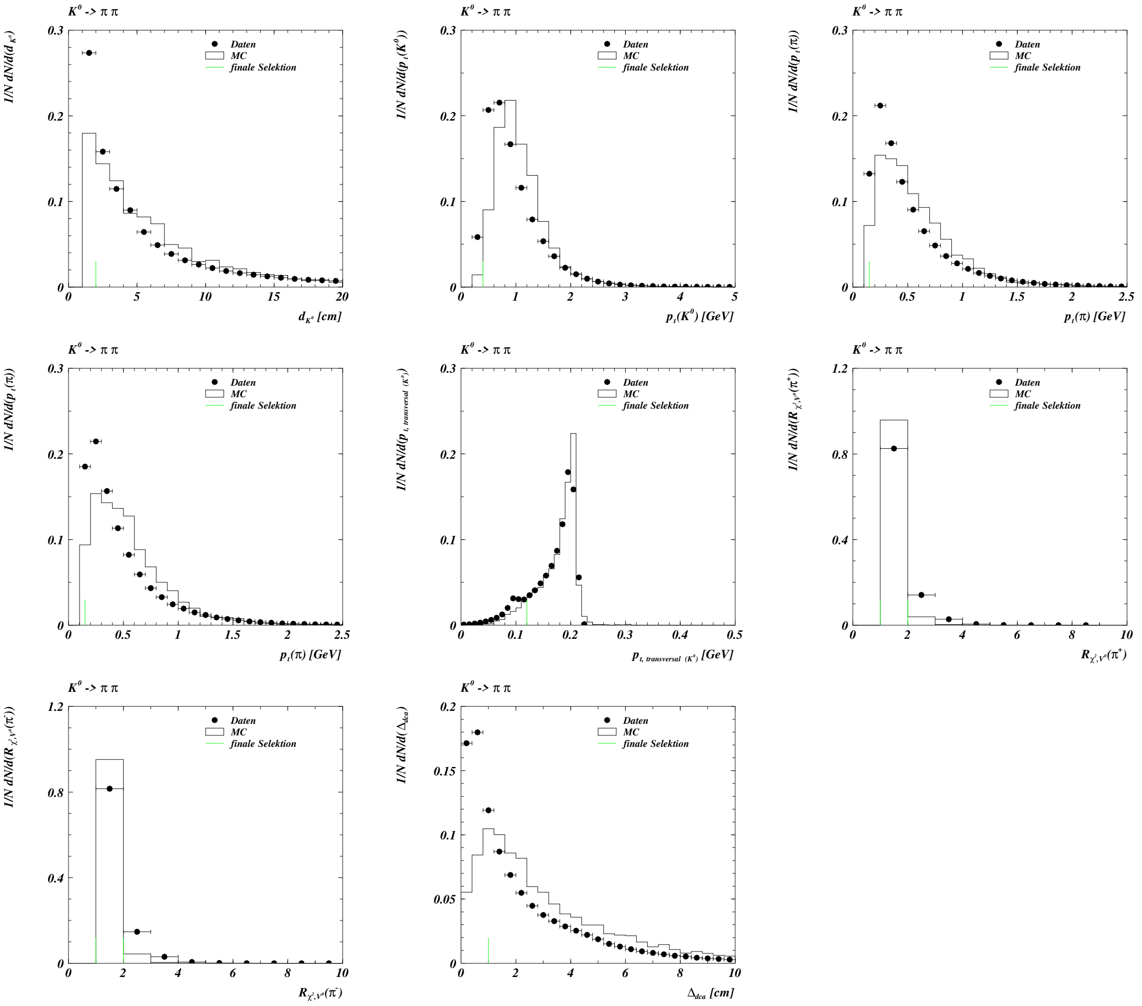


Abbildung 5.16: *Zur Motivation kinematischer Schnitte für den Zerfall $K^0 \rightarrow \pi\pi$ im Kontext des Λ_c-Zerfallkanals $\Lambda_c \rightarrow K^0 p$. Gezeigt sind in der oberen Reihe: Die Zerfallslänge d_{K^0} des K^0in der $r\varphi$-Ebene (links), der Transversalimpuls $p_t(K^0)$ (mitte), der Transversalimpuls $p_t(\pi^+)$ des positiv geladenen Zerfallspions des K^0(rechts); In der mittleren Reihe: Der Transversalimpuls $p_t(\pi^-)$ des negativ geladenen Zerfallspions des K^0(links), der Transversalimpuls $p_{t,transversal\,(K^0)}$ der Zerfallsteilchen des K^0 relativ zu dessen Flugrichtung(mitte), die Rangfolge $R_{\chi^2,V^0}(\pi^+)$ der Fithypothesen des positiv geladenen Zerfallspions (rechts); In der unteren Reihe: Die Rangfolge $R_{\chi^2,V^0}(\pi^-)$ der Fithypothesen des negativ geladenen Zerfallspions (links), und abschließend der Abstand Δ_{dca} (mitte). Für die MC-Histogramme sind nur die genuinen K^0 sowie deren Zerfallsteilchen akzeptiert (Datensatz* `MC7`*). Die Markierung „finale Selektion“ entspricht den Schnitten gemäß* `SEL4`*. Akzeptiert sind darüber hinaus für Daten und MC nur Λ -Kandidaten innerhalb eines Massenfensters* $\Delta(m_{\pi\pi}) = m(K^0) \pm 25$MeV.

Parameter	Selektion `SEL2`
$r_{Start}(\pi)$[cm]	≤ 40
$r_{len}(\pi)$[cm]	≥ 15
d_{K^0}[cm]	≥ 1.0
$p_t(\pi)$[GeV]	≥ 0.15
$p_t(K^0)$[GeV]	≥ 0.40
$\eta(\pi)$	$-1.75 \leq \eta \leq 1.75$
$Treffer_{dE/dx}(\pi)$	≥ 15
$LN(\pi)$	≥ 0.1
$R_{\chi^2,V^0}(\pi)$	1
$\Delta(m_{\pi\pi})$[MeV]	$m(K^0) \pm 25$
$p_{t,transversal\,(K^0)}$[GeV]	≥ 0.12
Δ_{dca}[cm]	≥ 1.0
$r_{Start}(p)$[cm]	≤ 40
$r_{len}(p)$[cm]	≥ 10
$p_t(p)$[GeV]	≥ 0.20
$\eta(p)$	$-2.5 \leq \eta \leq 2.5$
$Treffer_{dE/dx}(p)$	≥ 10
$p_t(\Lambda_c)$[GeV]	≥ 0.5
m_{K^0p}[GeV]	$2.05 \leq m_{K^0p} \leq 2.55$

Tabelle 5.10: *Übersicht der verwendeten Schnitte für die Selektionsstufe* `SEL2`*, Zerfallskanal* $\Lambda_c \rightarrow K^0p$*. In dem oberen Teil sind die spezifizierten (und verschärften) Kriterien für die* $V^0 \longleftrightarrow K^0$*-Selektion angegeben. In dem unteren Teil sind die ersten (losen) Schnitte für die* Λ_c*-Selektion tabelliert.*

$p_{t,transversal\,(\Lambda),max} = 0.101$GeV liegt, ist eine vollständige Unterdrückung von falsch identifizierten Λ im Bereich des K^0-Massenpeaks möglich[27].

Die Bestimmung der Rangnummern $R_{\chi^2,V^0}(\pi^+)$ und $R_{\chi^2,V^0}(\pi^-)$ bezüglich χ^2 für die Zerfallsteilchen des K^0 erfolgt in Analogie zum Vorgehen beim Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi$. Es ergibt sich, daß die genuinen Zerfallspionen zu deutlich über 90% die Rangnummer 1 erhalten. Aus diesem Grund werden für die weiteren Selektionsstufen `SEL2` bis `SEL4` nur diejenigen K^0-Kandidaten zugelassen, bei denen für beide zugehörigen Spuren $R_{\chi^2,V^0} = 1$ gilt.

Die letzte Verteilung in Abbildung 5.16 zeigt die Größe Δ_{dca}. Aufgrund der größeren zur Verfügung stehenden Zerfallsenergie treten beim Zerfall $K^0 \rightarrow \pi\pi$ höhere Werte für Δ_{dca} auf als bei dem Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi$. Es ist ein deutlicher Unterschied in den Verteilungen für MC und Daten zu erkennen. Der finale Schnitt liegt bei $\Delta_{dca}(K^0) \geq 1.0$cm.

Die Λ_c -Selektion

Für die Selektion der Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow K^0p$ werden, in Analogie zum Vorgehen hinsichtlich des Zerfalls $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$, zum einen die Selektionskriterien für das K^0 nach der ersten V^0-Selektion `SEL1` spezifiziert und verschärft. Darüberhinaus werden lose Schnitte eingeführt, die sich auf das dritte Zerfallsteilchen, das Zerfallsproton, sowie das Λ_c selbst beziehen. Die Gesamtheit dieser Schnitte wird als `SEL2` bezeichnet. Eine Zusammenfassung findet sich in Tabelle 5.10.

---

[27] Umgekehrt können auch falsch identifizierte K^0 im Λ-Massenpeak liegen. Auf dieses Problem wird in Abschnitt 6.3 eingegangen.

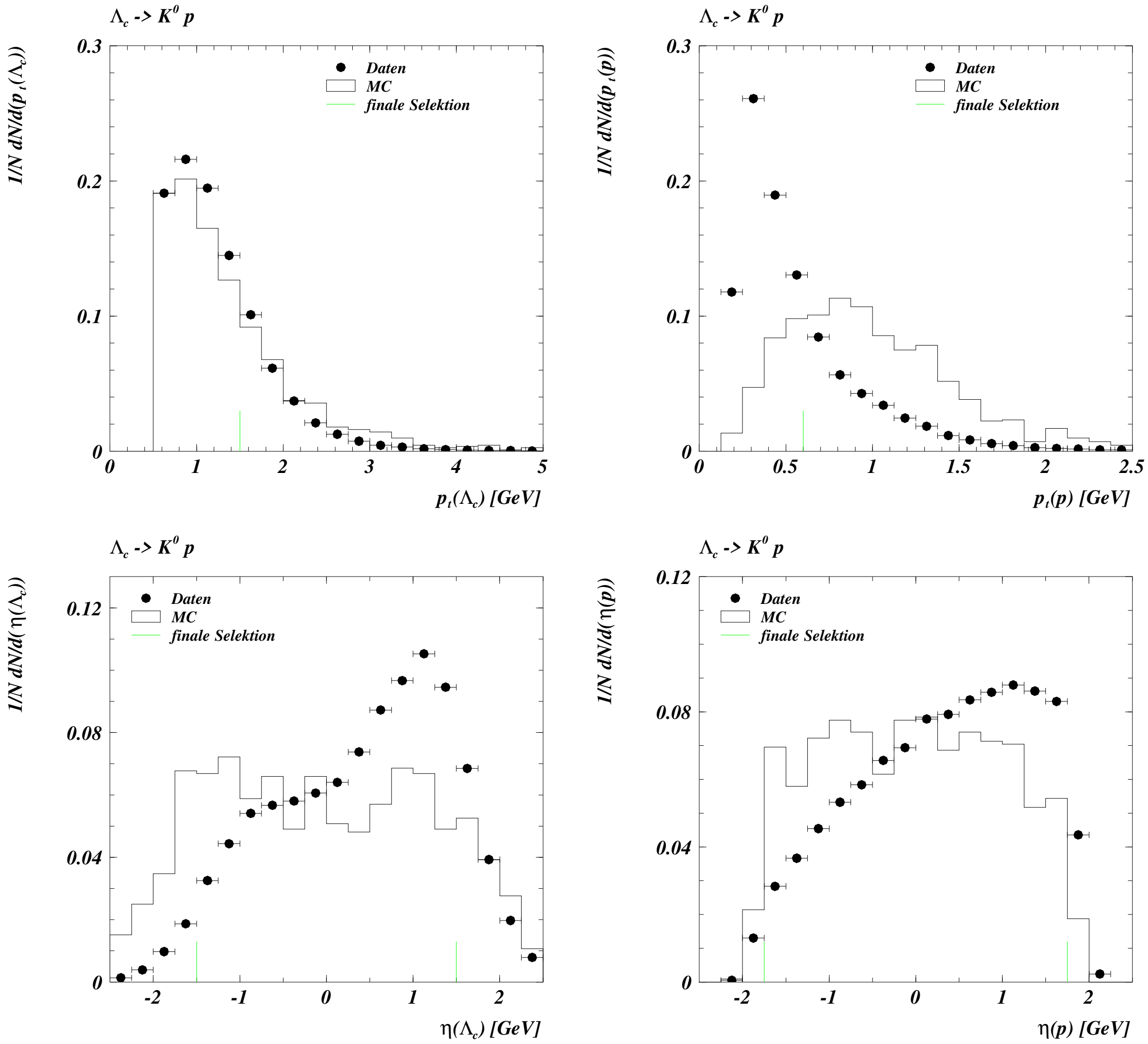


Abbildung 5.17: *Zur Motivation kinematischer Schnitte für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$. Gezeigt sind die p_t- und η-Spektren der Λ_c sowie der dritten Zerfallsteilchen p. Für die MC-Histogramme sind nur die genuinen Λ_c-Baryonen sowie deren korrespondierende Zerfallsteilchen akzeptiert (Datensatz* `MC7`*). Die Markierung „finale Selektion“ entspricht den Schnitten gemäß* `SEL4`*. Die finalen Schnitte bezüglich $p_t(\Lambda_c)$ und $\eta(\Lambda_c)$ sind mit der Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ identisch.*

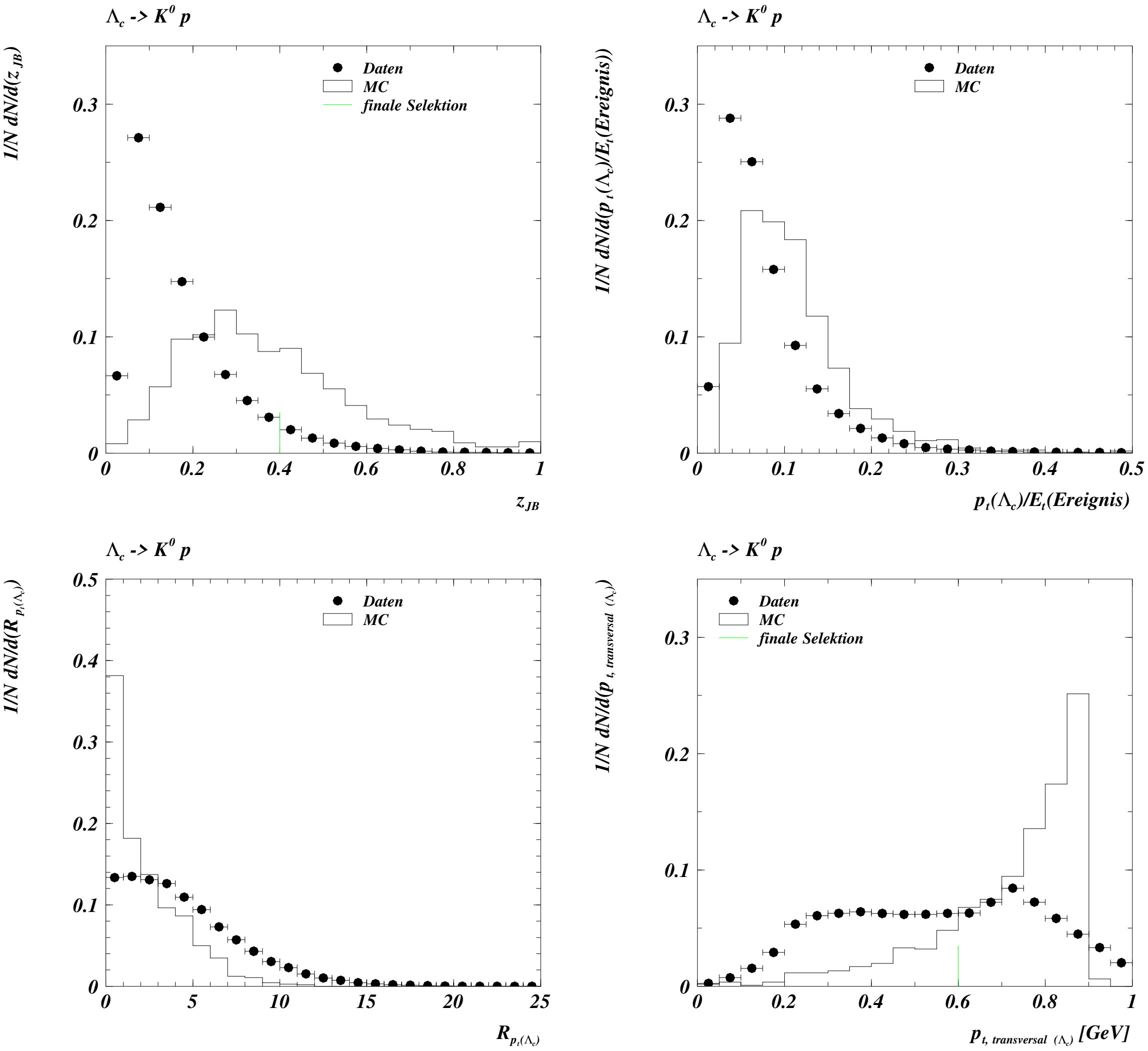


Abbildung 5.18: *Zur Motivation kinematischer Schnitte für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$. Gezeigt sind die Variable z_{JB}, der Quotient $p_t(\Lambda_c)/E_t$(Ereignis), die Rangfolge $R_{p_t(\Lambda_c)}$ bezüglich des Transversalimpulses des Λ_c, sowie der Transversalimpuls $p_{t,\text{transversal}}(\Lambda_c)$ relativ zur Flugrichtung des Λ_c. Für die MC-Histogramme sind nur die genuinen Λ_c-Baryonen sowie deren Zerfallsteilchen akzeptiert (Datensatz* `MC7`*). Die Markierung „finale Selektion“ entspricht den Schnitten gemäß* `SEL4`*. Die Größen $p_t(\Lambda_c)/E_t$(Ereignis) und $R_{p_t(\Lambda_c)}$ werden in* `SEL4` *nicht verwendet.*

Sowohl der Zerfall der Λ_c^+-, als auch der Λ_c^--Baryonen führt im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ zu einem Zerfall $k_S^0 \to \pi\pi$, so daß es sich anhand des rekonstruierten Endzustandes nicht unterscheiden läßt, ob zwischenzeitlich ein K^0 (d.h. ursprünglich ein Λ_c^+), oder ein $\bar{K^0}$ (d.h. ursprünglich ein Λ_c^-), aufgetreten ist[28]. Damit müssen für die Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ nach der Identifikation des K^0 für das dritte Teilchen jeweils sowohl positive als auch negative (zum Primärvertex gefittete) Spuren herangezogen werden. Dadurch ergibt sich ein vergleichsweise höherer kombinatorischer Untergrund für die Λ_c-Rekonstruktion.

Diejenigen kinematischen Größen, die sich auf die Rekonstruktion des K^0 beziehen, wurden bereits in Abbildung 5.16 gezeigt. In den Abbildungen 5.17 sowie 5.18 sind weitere Variablen dargestellt, die für die Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ verwendet werden. Die Darstellungen entsprechen denjenigen in den Abbildungen 5.14 sowie 5.15. Die MC-Verteilungen beruhen auf allen genuinen Λ_c-Zerfällen des MC-Datensatzes `MC7`. Die Verteilungen für reale Daten beruhen auf allen Photoproduktionsdaten der Datennahme 1996. Zugrundegelegt ist jeweils eine Selektion nach den Kriterien `SEL2`. Die finalen Schnitte nach `SEL4` sind entsprechend markiert.

Die MC- und Daten-Verteilungen für $p_t(\Lambda_c)$ zeigen keine signifikanten Unterschiede. Es wird der entsprechende Schnitt zur Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches übernommen. Die Spektren für den Transversalimpuls $p_t(p)$ des dritten Zerfallsteilchens, das Zerfallsprotons, zeigen dagegen einen deutlichen Unterschied für MC und reale Daten. Der Grund liegt darin, daß die Verteilungen für die Daten dominiert sind von vergleichsweise niederenergetischen Pionen aus der Fragmentation. Ein Schnitt bei $p_t(p) \geq 0.6$GeV führt zu einer deutlichen Verringerung des kombinatorischen Untergrundes bei der Rekonstruktion des Λ_c. Bezüglich η werden die üblichen Schnitte verwendet.

In Abbildung 5.18 sind für den Zerfall $\Lambda_c \to K^0 p$ die analogen Verteilungen zu 5.15 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ gezeigt. Die MC-Verteilungen für z_{JB}, $p_t(\Lambda_c)/E_t(\mathit{Ereignis})$ und $p_{t,\mathit{transsversal}(\Lambda_c)}$ zeigen für beide Zerfallskanäle einen fast identischen Verlauf. Aufgrund der größeren Anzahl erlaubter Λ_c-Kombinationen durch die Unkenntnis der Ladung des Zerfallsprotons zeigt sich für $R_{p_t(\Lambda_c)}$ im Zerfall $\Lambda_c \to K^0 p$ ein weicheres Spektrum als für $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. Der Schnitt $p_{t,\mathit{transversal}(\Lambda_c)} \geq 0.6$GeV ist für beide Λ_c-Zerfallskanäle mit einem V^0 gleich gewählt.

5.4 Konsistenz der MC-Beschreibungen

In dem vorliegenden Abschnitt 5.4 wird die Konsistenz der verwendeten MC-Datensätze überprüft. In diesem Kontext wird dargestellt, daß der verwendete Analysecode korrekt arbeitet. Die genannten Untersuchungen erfolgen getrennt für die drei verwendeten Zerfallskanäle.

5.4.1 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$

Eine wichtige Kontrolluntersuchung ist in den Darstellungen der Abbildung 5.19 für die Λ_c-Baryonen gezeigt. Dargestellt sind die Korrelation von (a) generierten, sowie (b) simulierten und rekonstruierten Größen, und zwar in der oberen Reihe für den Transversalimpuls $p_t(\Lambda_c)$, in der unteren Reihe für die Pseudorapidität $\eta(\Lambda_c)$. Jeweils links ist ein zweidimensionales Histogramm, rechts die relative Abweichung der beiden jeweiligen Größen voneinander gezeigt. Die Übereinstimmung ist für beide Variablen sehr gut, d.h. die anhand der *generierten* Vierervektoren errechneten Werte für $p_{t,gen}(\Lambda_c)$ bzw. $\eta_{gen}(\Lambda_c)$ stimmen in der Größenordnung von $1-2\%$ mit den *simulierten* und *rekonstruierten*

---

[28] Im Gegensatz dazu ist für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ eine Unterscheidung von Λ_c^+ bzw. Λ_c^- möglich durch die Unterscheidung von Λ bzw. $\bar{\Lambda}$.

Parameter	Bedeutung	Legende
p_1	Integral über die Gaußfunktion	Signal
p_2	Position der Gaußfunktion	Peak
p_3	Sigma der Gaußfunktion	Breite
p_4	konstanter Term	a_0
p_5	linearer Term	a_1

Tabelle 5.11: *Freie Parameter der verwendeten Standard-Fitfunktion f_{Fit}. In der Spalte „Legende“ ist diejenige Bezeichnung aufgeführt, unter der der entsprechende Parameter in den gezeigten Massenverteilungen angegeben ist.*

Werten $p_{t,rec}(\Lambda_c)$ bzw. $\eta_{rec}(\Lambda_c)$ überein. Letztere ergeben sich aus der (korrekten) Kombination der entsprechenden Werte für die drei Zerfallsteilchen der Λ_c-Baryonen, d.h. $p_{t,rec}(i)$ bzw. $\eta_{rec}(i)$, mit $i = p, K, \pi$[29].

Eine weitere Kontrolle ist die Verteilung der invarianten Masse $m_{pK\pi}$ für die rekonstruierten Λ_c-Baryonen. Zur Berechnung der invarianten Masse werden nur die *rekonstruierten* Größen der Zerfallsteilchen der Λ_c-Baryonen verwendet. Generator-Informationen werden nur insofern berücksichtigt, als daß die Λ_c-Kombinationen als genuine Λ_c-Zerfälle identifiziert werden können. Die entsprechende Darstellung für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ findet sich in der Abbildung 5.20, oben rechts. In dieser Darstellung sind die Massenkombinationen aller rekonstruierter, genuiner Λ_c-Baryonen gezeigt. Die Grundlage bildet der MC-Datensatz `MC5`. Es sind keine weiteren kinematischen Schnitte angewendet.

Der gezeigte Fit beruht auf der Summe einer normierten Gaußfunktion mit einer linearen Funktion:

$$f_{Fit}(x) \;=\; r_{Bin} \cdot \frac{1}{p_3\sqrt{2\pi}} \cdot \left[p_1 \cdot e^{-\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{x-p_2}{p_3}\right)^2} \right] + p_4 + p_5 \cdot x \qquad (5.16)$$

Es treten 5 freie Parameter $p_1, \ldots, p_5$ auf, deren jeweilige Bedeutung in der Tabelle 5.11 beschrieben ist.

Durch die Verwendung des Normierungsfaktors $1/(p_3\sqrt{2\pi})$ und der Binbreite r_{Bin} (in GeV) liefert der Fit als Resultat für den Parameter p_1 unmittelbar das Integral über die Gaußfunktion, d.h. die Anzahl der Einträge im Signal. Bei dieser Methode zur Bestimmung der Anzahl der Einträge im Signal wird die Form des Untergrundes direkt durch den Fit selbst mitberücksichtigt.

Die Funktion f_{Fit} wird im Rahmen dieser Arbeit als Standardfunktion für die Bestimmung der Anpassungsfunktionen für die verschiedenen Λ_c-Massenverteilungen verwendet. Als Anzahl der Einträge im Signal wird der Wert für p_1 verwendet. Soweit nicht ausdrücklich anderweitig angegeben, sind jeweils alle 5 Parameter für den entsprechenden Fit frei gelassen.

Für die Abbildung 5.20, oben rechts, ergeben sich für das Signal der rekonstruierten Λ_c-Baryonen Werte von $m_{pK\pi} = 2.290 \pm 0.020$GeV[30]. Die vom MC-Generator verwendete Λ_c-Masse liegt bei

---

[29] Die Verteilungen der generierten bzw. rekonstruierten Größen $p_t(i)$ bzw. $\eta(i)$, mit $i = p, K, \pi$, zeigen die gleichen Korrelationen und Auflösungen, wie sie sich für $p_t(\Lambda_c)$ bzw. $\eta(\Lambda_c)$ ergeben.

[30] Generell erfolgen die Angaben bezüglich des Λ_c-Signals in der vorliegenden Arbeit in der Form Peak(Fit) ± Breite(Fit), wobei die entsprechenden Werte des jeweiligen Fits verwendet werden. Eine Zusammenfassung der Fitergebnisse für die Abbildung 5.20 ist in Tabelle 5.12 gegeben

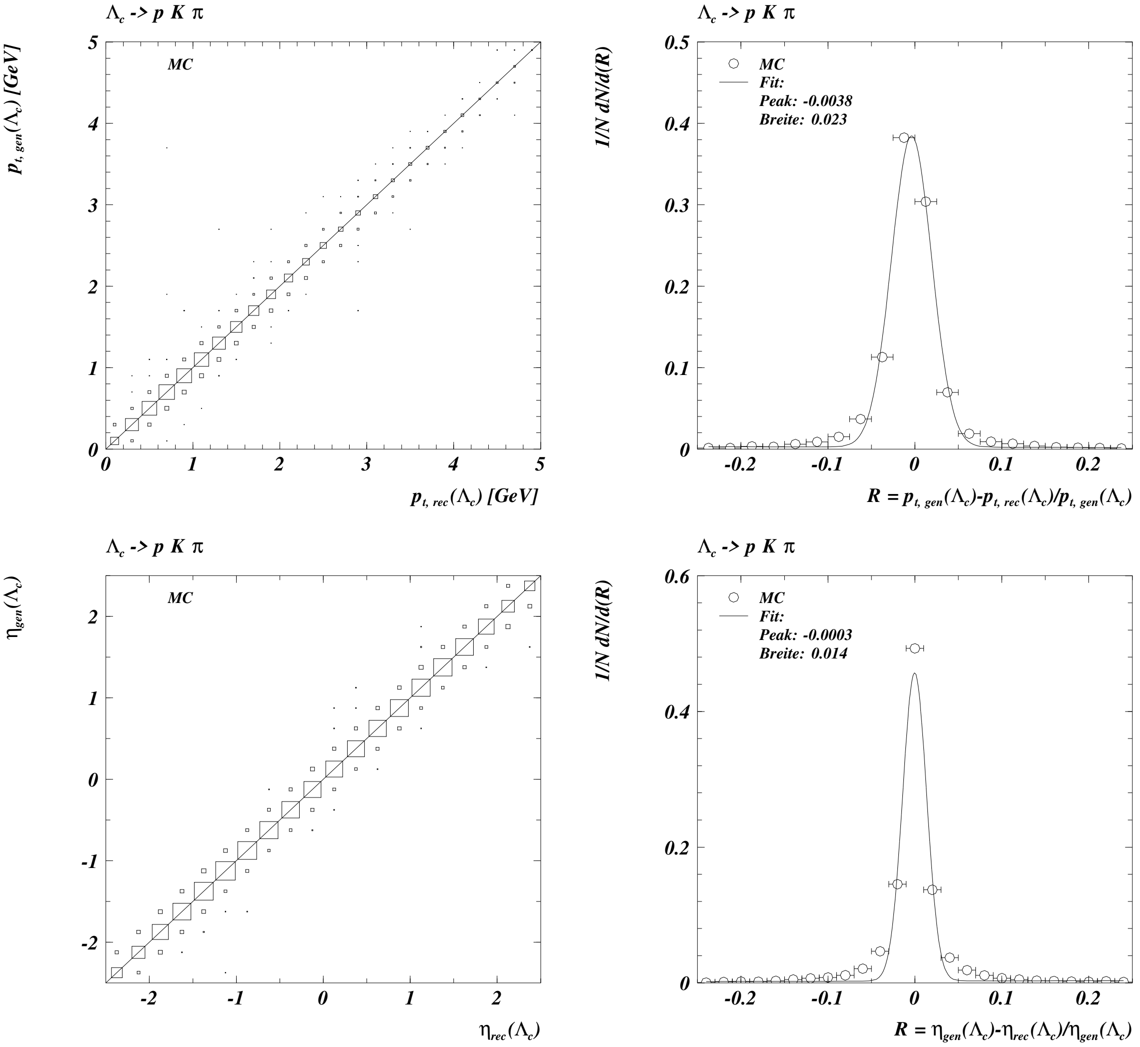


Abbildung 5.19: *Zum Vergleich generierter und rekonstruierter Größen der Λ_c-Baryonen für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$. Dargestellt sind: $p_t(\Lambda_c)$ (oben) und $\eta(\Lambda_c)$ (unten). In der linken Spalte sind zweidimensionale Histogramme gezeigt, in der rechten Spalte die jeweilige relative Abweichung R von generierter und rekonstruierter Größe. Die Grundlage bildet der MC-Datensatz* `MC5`. *Es sind nur diejenigen Λ_c-Baryonen ausgewählt, die in der Simulation bzw. Rekonstruktion als genuine Λ_c-Baryonen ausgewiesen sind. Es sind keine weiteren Schnitte angewendet (Selektionsstufe* `SEL1`*).*

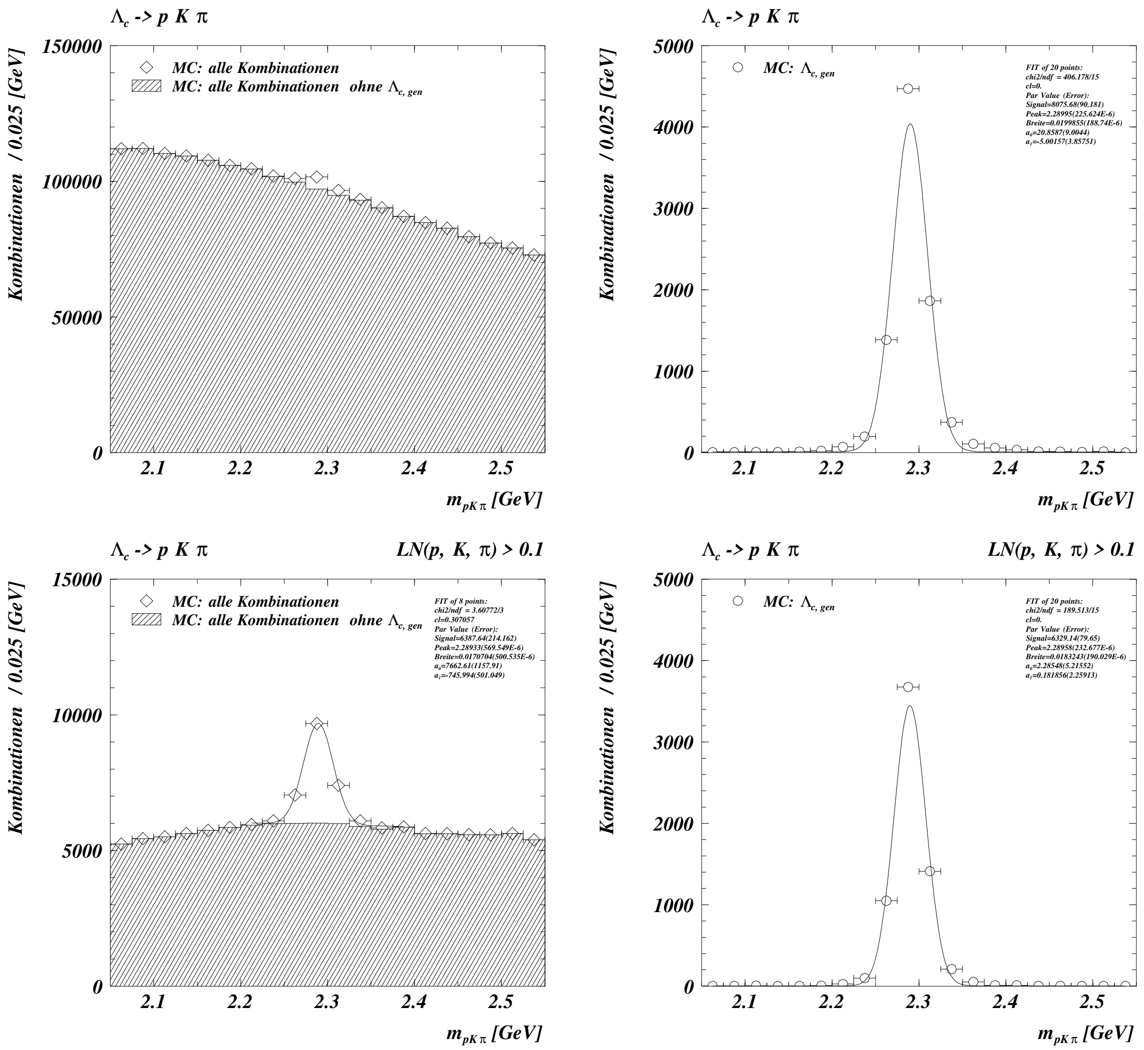


Abbildung 5.20: *Die Rekonstruktion der invarianten Masse* $m_{pK\pi}$ *in dem Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$ *für den MC-Datensatz* `MC5`. *In der oberen Reihe sind dargestellt: alle möglichen* Λ_c*-Kombinationen (inklusive der genuinen* Λ_c*-Baryonen, links, offenes Histogramm), sowie alle möglichen* Λ_c*-Kombinationen ohne die genuinen* Λ_c*-Baryonen (links, gestreiftes Histogramm). In der Abbildung oben rechts sind nur die genuinen* Λ_c*-Kombinationen dargestellt (Histogramm A). Für die Darstellungen in der oberen Reihe sind keine Schnitte hinsichtlich der Bildung der* Λ_c*-Kombinationen angewendet.*
In der unteren Reihe sind die analogen Darstellungen unter Verwendung der normierten Testgröße LN mit LN$(p, K, \pi) \geq 0.1$ *gezeigt (links: Histogramm B; rechts: Histogramm C). Zusätzlich ist gefordert* $N_{\mathit{Treffer}_{dE/dx}}(p, K, \pi) \geq 10$. *Mit Hilfe dieser Schnitte kann die extrem große Kombinatorik in dem Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$ *um mehr als eine Größenordnung reduziert werden.*

Zerfallskanal	Histogramm	Bins	Binbreite Δ_{Bin} [GeV]	Peak [GeV] ± Breite [GeV]
$\Lambda_c \to pK\pi$	A	20	0.0250	2.290 ± 0.020
$\Lambda_c \to pK\pi$	B	20	0.0250	2.289 ± 0.017
$\Lambda_c \to pK\pi$	C	20	0.0250	2.290 ± 0.018

Tabelle 5.12: *Ergebnisse der Fits des Λ_c-Signals für die verschiedenen Darstellungen (A - C) in Abbildung 5.20.*

$m_{\Lambda_c} = 2.2849$GeV. Die Binbreite von $r_{Bin} = 0.025$GeV entspricht dem im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Standard-Bining. Als Folge der Einteilung der Histogrammbreite von 2.05 - 2.55GeV in 20 Bins ergibt sich, daß das Signal eine leichte Asymmetrie aufweist. Aus diesem Grund wird die Signalposition durch den Fit leicht zu höheren Werten gezogen. Diese Tendenz zeigt sich im MC auch für die übrigen Zerfallskanäle. Auch in den Daten ist eine analoge Signalform zu beobachten[31].

Die Darstellung oben links in Abbildung 5.20 zeigt die $m_{pK\pi}$-Verteilung für den gleichen Datensatz `MC5` unter den gleichen Bedingungen, d.h. ohne weiteren kinematischen Schnitte. Nur sind diesmal die Einträge *aller* möglichen Λ_c -Kombinationen gezeigt, die sich allein durch die mögliche Kombinatorik ergeben (offenes Histogramm). In dem gestreiften Histogramm sind die genuinen Λ_c-Zerfälle ausgenommen. Man beachte die Skala: pro Bin ergeben sich z.T. über 100000 Einträge, obwohl lediglich ≈ 8700 genuine Λ_c-Baryonen zur Verfügung stehen. Insbesondere im Vergleich mit beiden übrigen untersuchten Λ_c-Zerfallskanälen zeigt sich die besondere Schwierigkeit, die sich für die Rekonstruktion in dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ durch die sehr große Kombinatorik stellt[32].

Um die extreme Anzahl der kombinatorischen Möglichkeiten insbesondere im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ zu reduzieren, wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Zuordnung einer Teilchenhypothese zu einer bestimmten Spur mit Hilfe der normierten Testgröße *LN*, d.h. unter Verwendung der *dE/dx*-Messungen, eingeschränkt. In den Darstellungen in der unteren Reihe der Abbildung 5.20 ist gezeigt, welchen Einfluß der Standardschnitt von *LN*$(p, K, \pi) \geq 0.1$ auf die Anzahl der Λ_c-Kombinationen hat. Um die Zuverlässigkeit der *dE/dx*-Messung sicherzustellen, ist zusätzlich gefordert $N_{Treffer_{dE/dx}}(p, K, \pi) \geq 10$, d.h. es werden nur Λ_c-Kombinationen zugelassen, bei denen alle 3 Zerfallsteilchen mindestens 10 Treffer aufweisen, die für die *dE/dx*-Messung berücksichtigt sind[33]. Diese Forderung bedeutet implizit auch einen Schnitt bezüglich η, da sich aus der Anzahl der geforderten Treffer implizit eine geforderte minimale radiale Spurlänge ergibt, die für Spuren mit flachem Polarwinkel nicht erreicht werden kann.

Durch beide Schnitte zusammen verringert sich die Anzahl der akzeptierten *genuinen* Λ_c- Kombinationen von ≈ 8700 auf ≈ 6600. Dabei verursacht der implizite Schnitt auf die Akzeptanz der CJC durch $N_{Treffer_{dE/dx}} \approx 92\%$, der Schnitt auf *LN* $\approx 8\%$ der Differenz.

In der Darstellung links unten in der Abbildung 5.20 sind alle Λ_c-Kombinationen aus dem MC-Datensatz `MC5` im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ gezeigt, die die im vorherigen Absatz beschriebenen Schnitte bezüglich *LN* und $N_{Treffer_{dE/dx}}$ erfüllen. Die Anzahl der Einträge pro Bin sinkt von ≈ 100000 auf ≈ 5000, d.h. um einen Faktor ≈ 20. Sie entspricht damit nach der Anwendung der Standardschnitte bezüglich *LN* ungefähr derjenigen Kombinatorik, welche die Zerfallskanäle $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \to K^0 p$ ohne alle Schnitte aufweisen.

---

[31] Vergleiche die finalen Verteilungen für $m_{pK\pi}$ in den Kapiteln 6 und 7.

[32] Vergleiche die Abbildungen 5.22 und 5.24 .

[33] Zur Bestimmung von $N_{Treffer_{dE/dx}}$ im MC vergleiche Abschnitt 5.6.

Zerfallskanal	Histogramm	Bins	Binbreite Δ_{Bin} [GeV]	Peak [GeV] ± Breite [GeV]
$\Lambda_c \to \Lambda\pi$	A	20	0.0250	2.292 ± 0.023
$\Lambda_c \to \Lambda\pi$	B	20	0.0250	2.291 ± 0.026
$\Lambda_c \to \Lambda\pi$	C	20	0.0250	2.291 ± 0.027
$\Lambda_c \to K^0 p$	A	20	0.0250	2.292 ± 0.019
$\Lambda_c \to K^0 p$	B	20	0.0250	2.291 ± 0.022
$\Lambda_c \to K^0 p$	C	20	0.0250	2.292 ± 0.026

Tabelle 5.13: *Ergebnisse der Fits des Λ_c-Signals für die verschiedenen Darstellungen (A - C) in den Abbildungen 5.22 und 5.24.*

5.4.2 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$

Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ wird analog zum Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ verfahren. Der Vergleich der generierten und rekonstruierten Größen miteinander ist in Abbildung 5.21 gezeigt. Auch für den Zerfall $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ ergibt sich jeweils eine sehr gute Übereinstimmung von $p_{t,gen}(\Lambda_c)$ und $p_{t,rec}(\Lambda_c)$, bzw. $\eta_{gen}(\Lambda_c)$ und $\eta_{rec}(\Lambda_c)$.

Die Rekonstruktion der invarianten Masse $m_{\Lambda\pi}$ ist in Abbildung 5.22 gezeigt. Die Grundlage bildet der MC-Datensatz `MC6`. Es sind keine kinematischen Schnitte hinsichtlich der Bildung der Λ_c -Kombinationen angewendet. In der Darstellung oben links sind alle möglichen Λ_c-Kombinationen (*inklusive* der genuinen Λ_c-Baryonen, offenes Histogramm), sowie alle möglichen Λ_c-Kombinationen *ohne* die genuinen Λ_c-Baryonen (gestreiftes Histogramm) dargestellt. Die Darstellung oben rechts zeigt die analogen Verteilungen, wenn für die Kombination von Λ und dem dritten Teilchen nur die genuinen Λ aus dem Λ_c-Zerfall zugelassen sind. Im Vergleich zu Abbildung 5.20 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ zeigt sich die um eine Gröënordnung geringere Kombinatorik. Zusätzlich zu der Reduktion der möglichen Λ_c-Kombination durch die Identifizierung des Λ trägt die Kenntnis der Ladung des dritten Λ_c-Zerfallsteilchens dazu bei, falsche Λ_c-Kombination auszuschließen. Dieser Effekt zeigt sich insbesondere im Vergleich zum Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$.

In der Darstellung unten links in Abbildung 5.22 schließlich sind nur die genuinen Λ_c-Kombinationen histogrammiert. Der Fit mit f_{Fit} ergibt Werte von $m_{\Lambda\pi} = 2.291 \pm 0.027$GeV, in sehr guter Übereinstimmung sowohl mit dem durch den MC-Generator verwendeten Wert, als insbesondere auch mit dem analogen Wert für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ [34].

5.4.3 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$

Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ wird analog zu den beiden zuvor behandelten Zerfallskanälen verfahren. Die Grundlage bildet der MC-Datensatz `MC7`, wobei für die gezeigten Histogramme keine kinematischen Schnitte angewendet sind. Der Vergleich der generierten und rekonstruierten Größen miteinander ist in Abbildung 5.23 gezeigt. Auch für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ ergibt sich jeweils eine sehr gute Übereinstimmung von $p_{t,gen}(\Lambda_c)$ und $p_{t,rec}(\Lambda_c)$, bzw. $\eta_{gen}(\Lambda_c)$ und $\eta_{rec}(\Lambda_c)$.

Die Rekonstruktion der invarianten Masse $m_{K^0 p}$ ist in Abbildung 5.24 gezeigt. Die Darstellungen entsprechen denjenigen für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ in Abbildung 5.22. Gegenüber diesem Zerfall ist die Anzahl der möglichen Λ_c-Kombinationen durch die fehlende Kenntnis der Ladung des dritten Zerfallsteilchens des Λ_c erhöht. Sie liegt allerdings noch immer deutlich unter derjenigen für den

---

[34] Vergleiche die Tabellen 5.12 und 5.13.

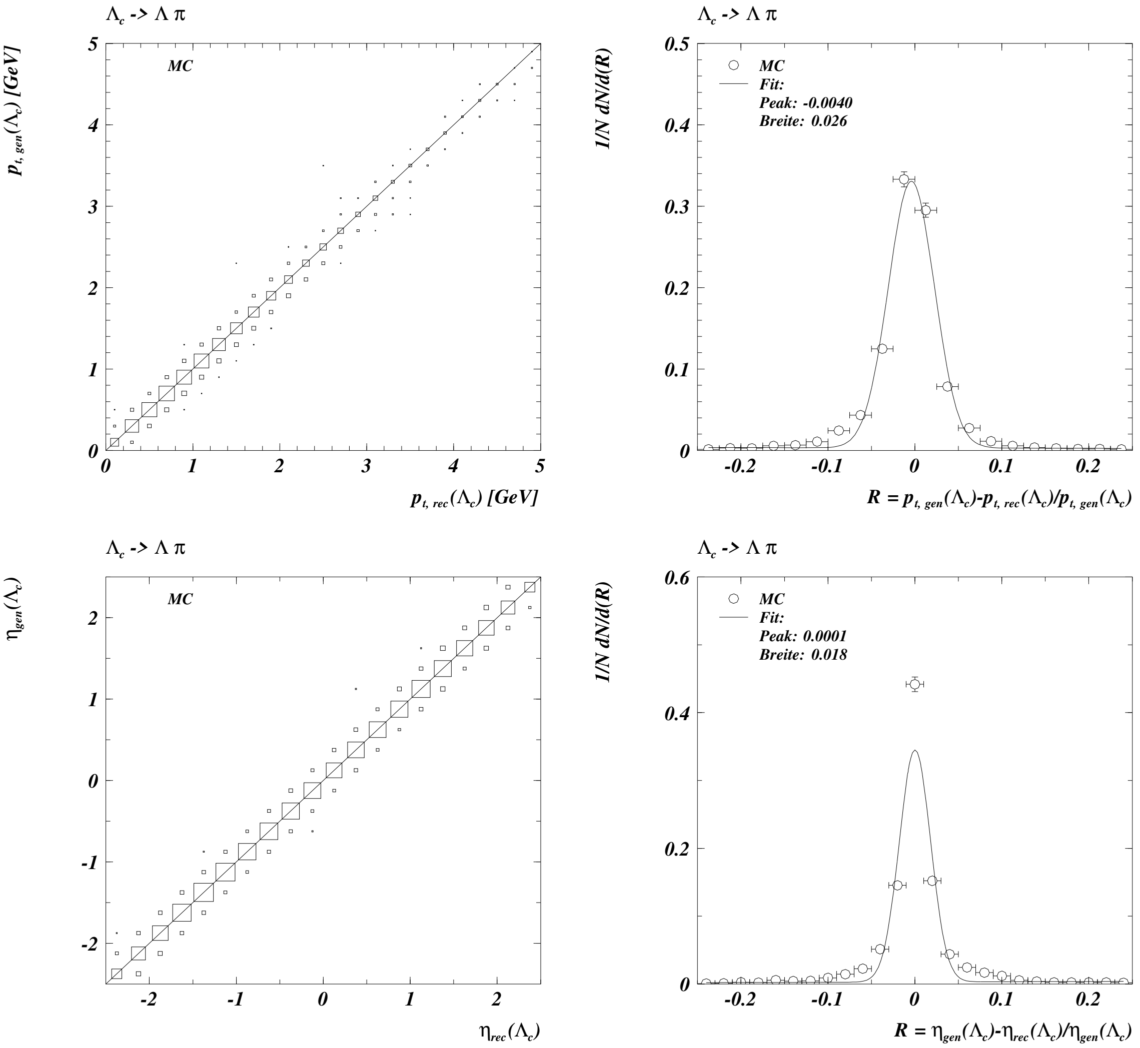


Abbildung 5.21: *Zum Vergleich generierter und rekonstruierter Größen der Λ_c-Baryonen für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$. Dargestellt sind: $p_t(\Lambda_c)$ (oben) und $\eta(\Lambda_c)$ (unten). In der linken Spalte sind zweidimensionale Histogramme gezeigt, in der rechten Spalte die jeweilige relative Abweichung R von generierter und rekonstruierter Größe. Die Grundlage bildet der MC-Datensatz* `MC6`. *Es sind nur diejenigen Λ_c-Baryonen ausgewählt, die in der Simulation bzw. Rekonstruktion als genuine Λ_c-Baryonen ausgewiesen sind. Es sind keine weiteren Schnitte angewendet, d.h. auch keine V^0-Selektion gemäß Selektionsstufe* `SEL1`.

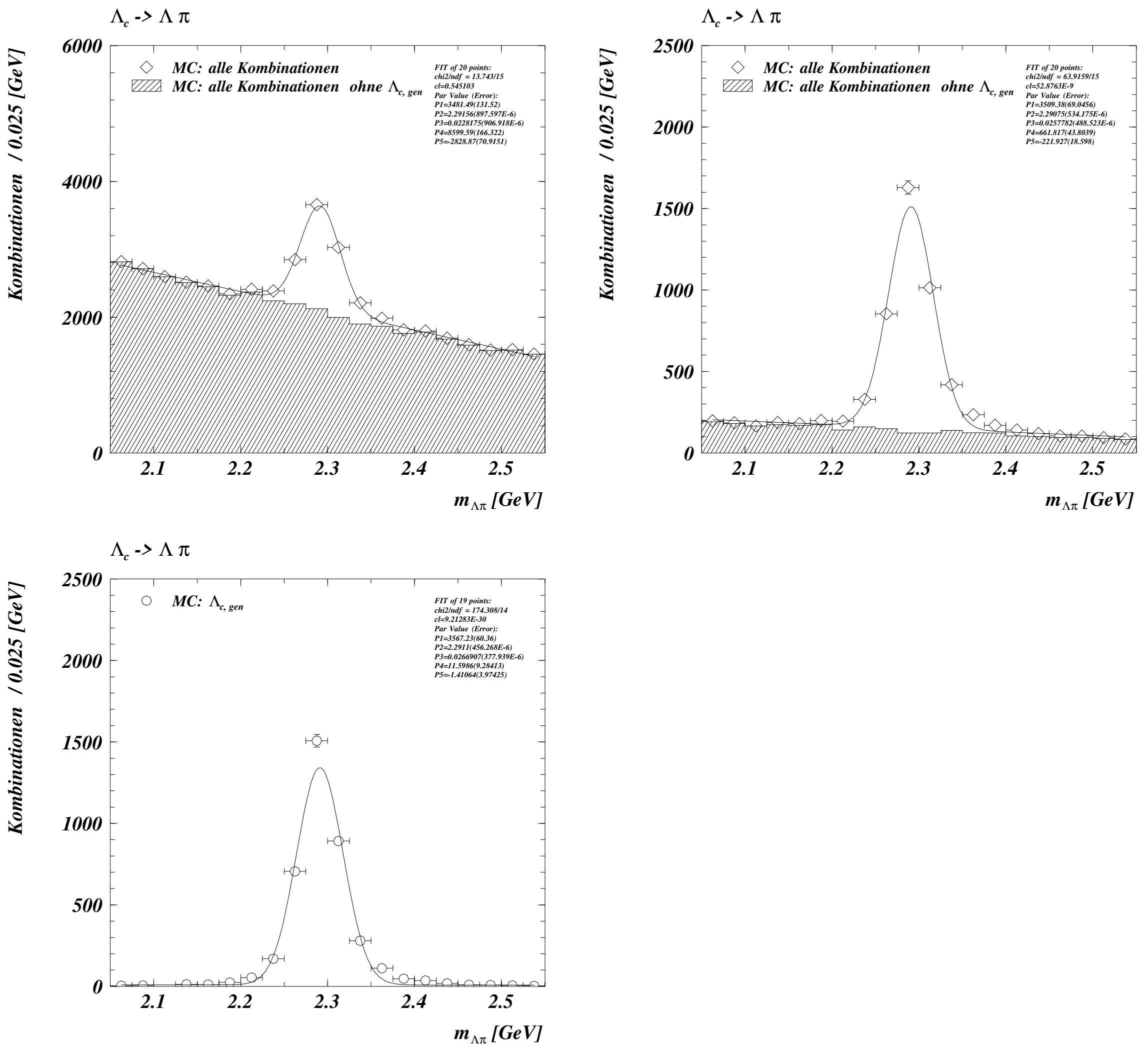


Abbildung 5.22: *Die Rekonstruktion der invarianten Masse $m_{\Lambda\pi}$ in dem Zerfallskanl $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ für den MC-Datensatz* `MC6`. *Es sind keine kinematischen Schnitte hinsichtlich der Bildung der Λ_c-Kombinationen angewendet. In der Abbildung oben links sind dargestellt (Histogramm A): alle möglichen Λ_c-Kombinationen (inklusive der genuinen Λ_c-Baryonen, offenes Histogramm), sowie alle möglichen Λ_c-Kombinationen ohne die genuinen Λ_c-Baryonen (gestreiftes Histogramm). In der Abbildung oben rechts sind die analogen Verteilungen gezeigt für den Fall, daß nur das genuine Λ aus dem Λ_c-Zerfall für die Kombinationen (Λ, S_3) zugelassen ist (Histogramm B). In der Abbildung unten links sind nur die genuinen Λ_c-Kombinationen dargestellt (Histogramm C).*

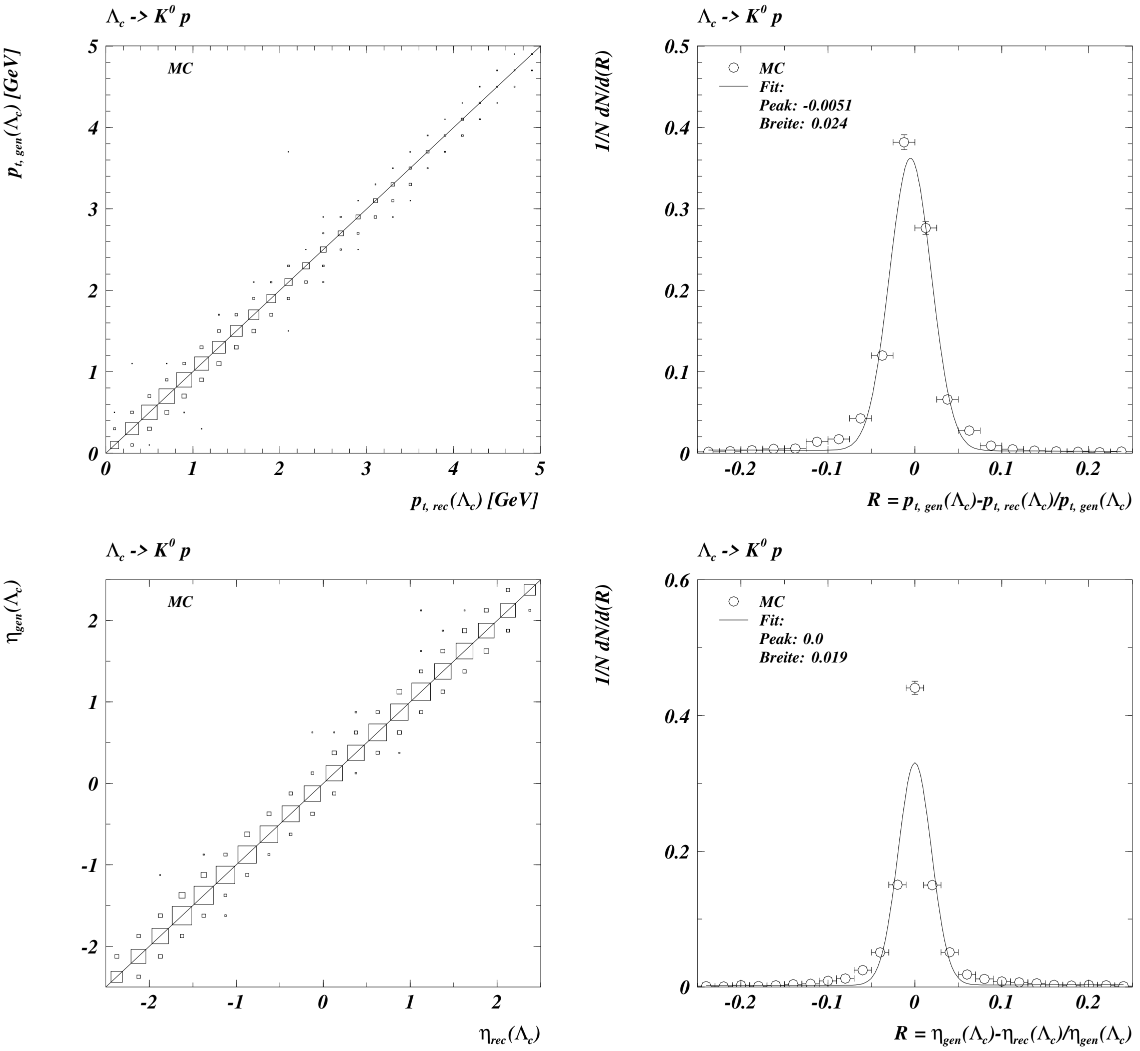


Abbildung 5.23: *Zum Vergleich generierter und rekonstruierter Größen der Λ_c-Baryonen für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$. Dargestellt sind: $p_t(\Lambda_c)$ (oben) und $\eta(\Lambda_c)$ (unten). In der linken Spalte sind zweidimensionale Histogramme gezeigt, in der rechten Spalte die jeweilige relative Abweichung R von generierter und rekonstruierter Größe. Die Grundlage bildet der MC-Datensatz* `MC7`. *Es sind nur diejenigen Λ_c-Baryonen ausgewählt, die in der Simulation bzw. Rekonstruktion als genuine Λ_c-Baryonen ausgewiesen sind. Es sind keine weiteren Schnitte angewendet, d.h. auch keine V^0-Selektion gemäß Selektionsstufe* `SEL1`.

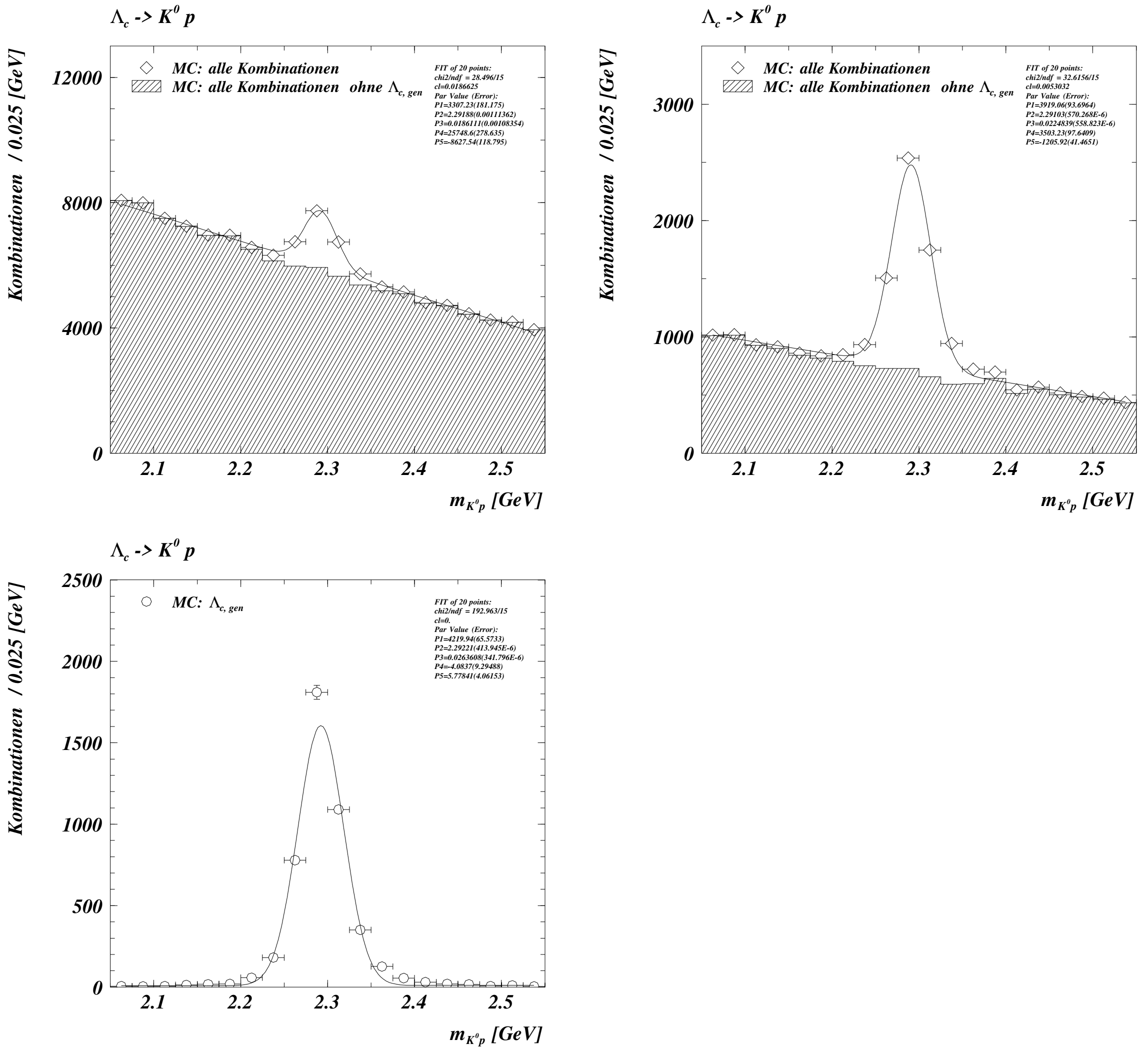


Abbildung 5.24: *Die Rekonstruktion der invarianten Masse* $m_{K^0\pi}$ *in dem Zerfallskanl* $\Lambda_c \rightarrow K^0 p$*. Gezeigt sind Verteilungen für den MC-Datensatz* `MC7`*. Es sind keine kinematischen Schnitte hinsichtlich der Bildung der* Λ_c*-Kombinationen angewendet. In der Abbildung oben links sind dargestellt (Histogramm A): alle möglichen* Λ_c*-Kombinationen (inklusive der genuinen* Λ_c*-Baryonen, offenes Histogramm), sowie alle möglichen* Λ_c*-Kombinationen ohne die genuinen* Λ_c*-Baryonen (gestreiftes Histogramm). In der Abbildung oben rechts sind die analogen Verteilungen gezeigt für den Fall, daß nur das genuine* K^0 *aus dem* Λ_c*-Zerfall für die Kombinationen (*K^0, S_3*) zugelassen ist (Histogramm B). In der Abbildung unten links sind nur die genuinen* Λ_c*-Kombinationen dargestellt (Histogramm C).*

Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$. Für die rekonstruierten genuinen Λ_c-Baryonen ergibt sich als Wert der invarianten Masse $m_{K^0p} = 2.292 \pm 0.026$GeV in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der beiden anderen untersuchten Zerfallskanäle[35].

5.5 Die Simulation des H1-Detektors

Die Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen erfolgt im Rahmen der vorliegenden Analyse unter Verwendung der mit Hilfe der CJC gemessenen und rekonstruierten Spuren. Für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen mit Hilfe von MC-Datensätzen ist deshalb die korrekte MC-Simulation insbesondere der CJC von entscheidender Bedeutung. Wichtige Meßgrößen sind in diesem Zusammenhang der Azimutalwinkel φ und die radiale Spurlänge r_{len}. Darüberhinaus ist für die vorliegende Analyse die korrekte Beschreibung der *dE/dx*-Messung in der MC-Simulation von Bedeutung. Die Simulation der *dE/dx*-Messung wird im Abschnitt 5.6 diskutiert.

Neben der generellen Beschreibung der CJC in dem Simulationsmodul H1SIM sind für das Jahr 1996 besondere Gegebenheiten zu berücksichtigen, die speziell für dieses Jahr gelten. Zum einen konnten einige wenige Teilbereiche der CJC aufgrund von gerissenen Signaldrähten nicht betrieben werden (sogenannte „tote“ Zellen bzw. Zellbereiche); Zum anderen zeigten die Signaldrähte vor allem in der unteren Hälfte der CJC2 verringerte Einzeldraht-Effizienzen[36]. Diese beiden Effekte müssen innerhalb der CJC-Simulation des MC durch entsprechende, aus den Daten bestimmte Korrekturparameter berücksichtigt werden.

Die Abbildung 5.25 zeigt die Simulation der CJC hinsichtlich des Azimutalwinkels φ für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. Grundlage für die MC-Verteilungen[37] ist der Datensatz `MC6`. Für die Verteilungen der realen Daten sind alle Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996 berücksichtigt. In der oberen Reihe sind die φ-Verteilungen der Λ-Baryonen (links), sowie von deren Zerfallsprotonen (mitte), bzw. Zerfallspionen (rechts), dargestellt. Die Selektionsbedingung ist die V^0-Selektion `SEL1`, d.h. die Selektion ist nicht hinsichtlich Λ, K^0oder e^+e^--Paaren spezifiziert.

Betrachtet man zunächst nur die Daten-Verteilungen, so erkennt man eine sehr ausgeprägte Struktur, die für die untere Hemisphäre eine deutlich geringere Anzahl von V^0-Kandidaten zeigt. Die φ-Verteilungen der V^0-Zerfallsteilchen zeigen einen analogen Verlauf. Die verringerte Einzeldraht-Effizienz in der unteren Hälfte insbesondere der CJC2 führt offenbar auf der Selektionsstufe `SEL1` zu einer signifikanten Verringerung der V^0-Rekonstruktionseffizienz in diesem Bereich. Dieser durch Hardware-Ineffizienzen bedingte Effekt in den Daten wird durch die MC-Simulation sehr gut beschrieben. Sowohl für die Λ, als auch die jeweiligen Zerfallsteilchen ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung der φ-Verteilungen.

In der mittleren und unteren Reihe der Abbildung 5.25 sind Verteilungen des Azimutalwinkels φ gezeigt für die spezifizierten Λ-Selektionskriterien `SEL2`. Auch für diese Darstellungen ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Daten und MC. Die hinsichtlich der Selektionskriterien `SEL1` (obere Reihe) zunächst signifikante Abhängigkeit der V^0-Rekonstruktionseffizienz von φ wird durch die härteren Schnitte deutlich abgeschwächt. Die Abbildungen in der mittleren Reihe korrespondieren

---

[35] Vergleiche die Tabellen 5.12 und 5.13.

[36] Vergleiche u.a. Abschnitt 4.3.2.

[37] Für die MC-Verteilungen in dem vorliegenden Abschnitt 5.5 sind jeweils *alle* MC-Spuren verwendet, die den jeweils geforderten Selektionsbedingungen entsprechen. Es sind *nicht* allein diejenigen Spuren oder Spurkombinationen dargestellt, die sich einem genuinen Λ_c-Zerfall zuordnen lassen. Damit ist eine erhebliche Erweiterung der Statistik möglich, ohne daß die Aussagekraft der Verteilungen eingeschränkt ist, da die kinematischen Unterschiede zwischen den Daten und den Zerfallsteilchen aus genuinen Λ_c-Zerfällen gerade nicht in einen Vergleich der Detektorbeschreibung eingehen sollen.

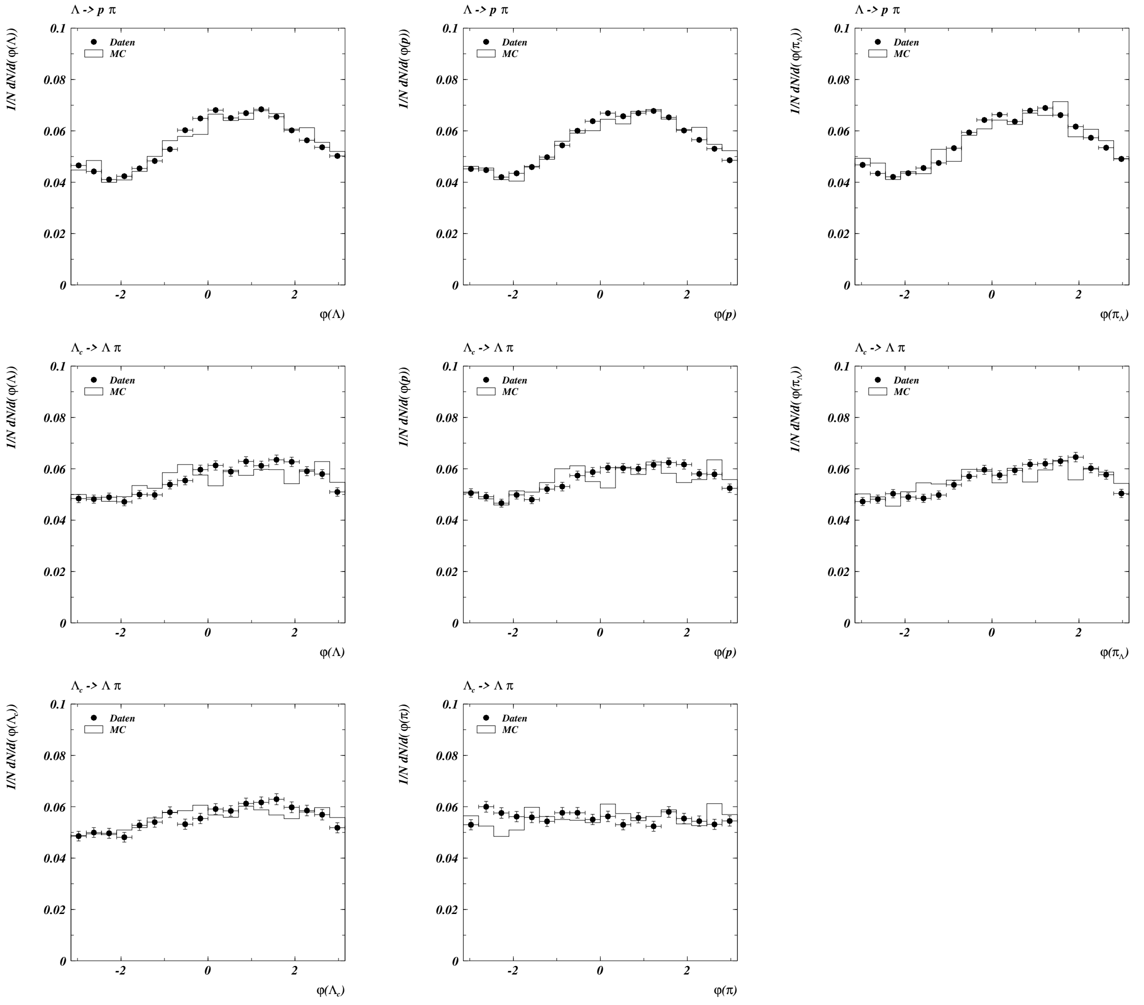


Abbildung 5.25: *Die Simulation des Azimutalwinkels φ für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. Die MC-Darstellungen beruhen auf dem MC-Datensatz* `MC6`*, die Darstellungen für reale Daten auf allen Photoproduktionsereignissen der Datennahme 1996. Für die MC-Verteilungen sind alle MC-Spuren oder Spurkombinationen verwendet, die den geforderten Selektionsbedingungen entsprechen. Dargestellt sind in der oberen Reihe: Der Azimutalwinkel $\varphi(\Lambda)$ aller gemäß Selektion* `SEL1` *zugelassenen V^0, bzw. Λ-Kandidaten (links), der Azimutalwinkel $\varphi(p)$ der korrespondierenden Zerfallsprotonen (mitte), und der Azimutalwinkel $\varphi(\pi)$ der korrespondierenden Zerfallspionen.*
In der mittleren Reihe sind die analogen Darstellungen für die Selektion `SEL2` *gezeigt. In der unteren Reihe sind abschließend die Verteilungen für $\varphi(\Lambda_c)$ (links) und den Azimutalwinkel des dritten Zerfallsteilchens, $\varphi(p)$ (rechts), dargestellt, ebenfalls für die Selektionsbedingungen* `SEL2`.
Die Verteilungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung von Daten und MC. Die geringere Anzahl von Einträgen vor allem in der unteren Hemisphäre ergibt sich aus der verringerten (Einzeldraht-) Effizienz in diesem Bereich . Zusätzlich wirken sich defekte Driftzellen auf die φ-Verteilungen aus.

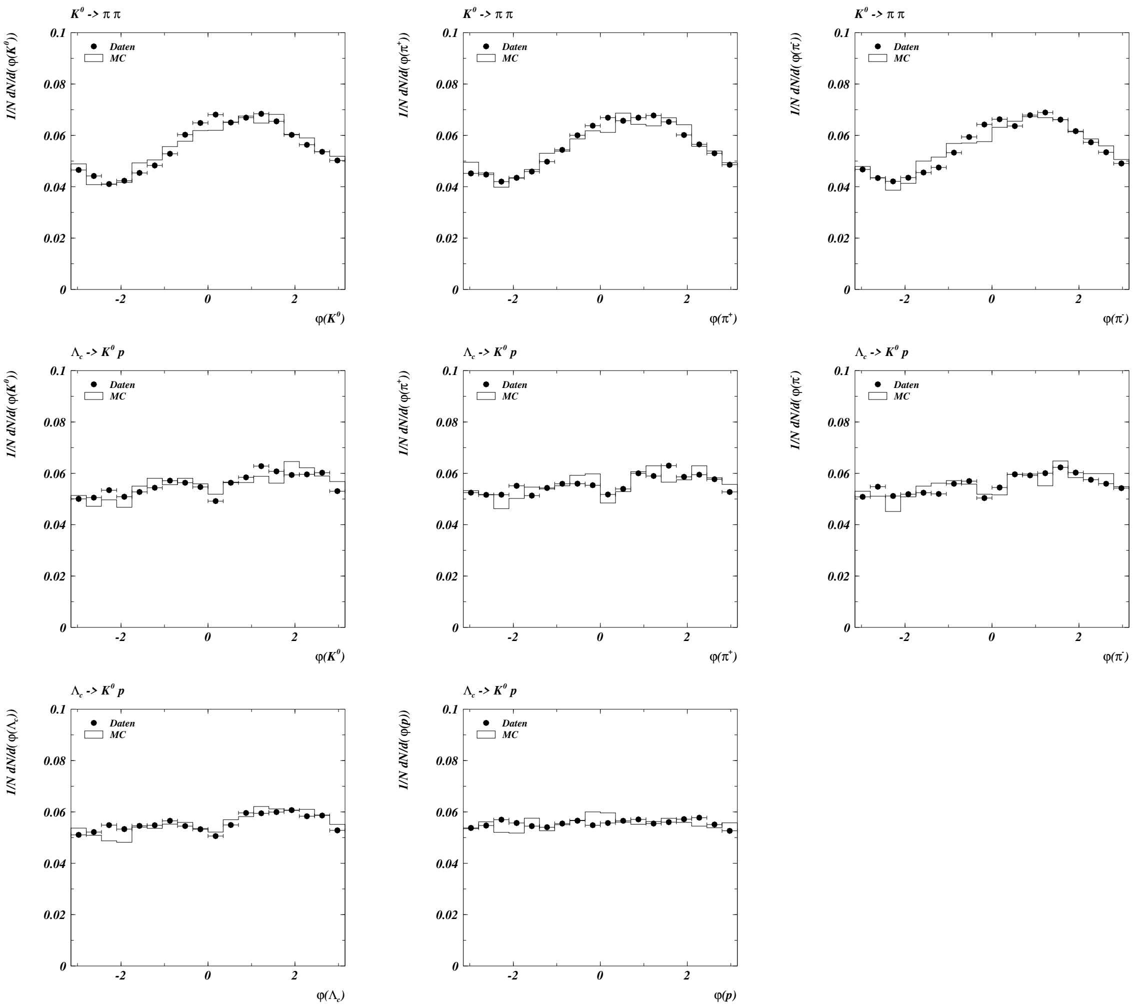


Abbildung 5.26: *Die Simulation des Azimutalwinkels φ für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$. Die MC-Darstellungen beruhen auf dem MC-Datensatz* `MC7`*, die Darstellungen für reale Daten auf allen Photoproduktionsereignissen der Datennahme 1996. Für die MC-Verteilungen sind alle MC-Spuren verwendet, die den geforderten Selektionsbedingungen entsprechen. Dargestellt sind in der oberen Reihe: Der Azimutalwinkel $\varphi(K^0)$ aller gemäß Selektion* `SEL1` *zugelassenen V^0, bzw. K^0-Kandidaten (links), der Azimutalwinkel $\varphi(\pi^+)$ der korrespondierenden positiv geladenen Zerfallspionen (mitte), und der Azimutalwinkel $\varphi(\pi^-)$ der korrespondierenden negativ geladenen Zerfallspionen (Die Darstellungen für die realen Daten sind mit denjenigen der oberen Reihe aus Abbildung 5.25 identisch). In der mittleren Reihe sind die analogen Darstellungen für die Selektion* `SEL2` *gezeigt. In der unteren Reihe sind abschließend die Verteilungen für $\varphi(\Lambda_c)$ (links) und den Azimutalwinkel des dritten Zerfallsteilchens, $\varphi(\pi)$ (rechts), dargestellt, ebenfalls für die Selektionsbedingungen* `SEL2`*.*
Die Verteilungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung von Daten und MC. Die geringere Anzahl von Einträgen vor allem in der unteren Hemisphäre ergibt sich aus der verringerten (Einzeldraht-) Effizienz in diesem Bereich . Zusätzlich wirken sich defekte Driftzellen auf die φ-Verteilungen aus.

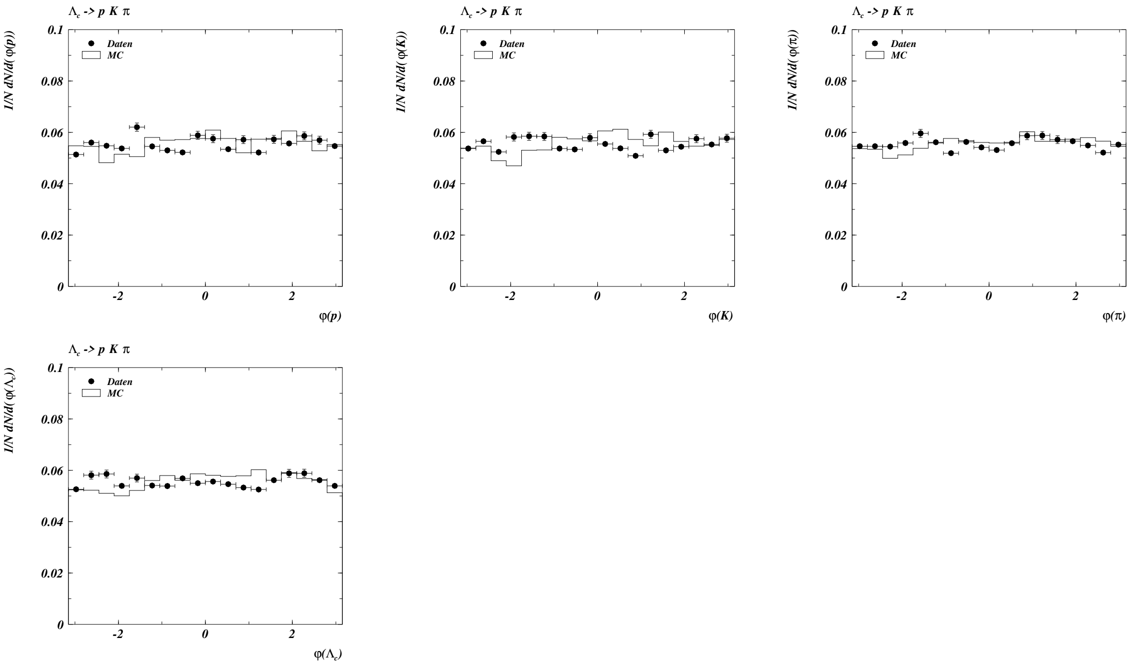


Abbildung 5.27: *Die Simulation des Azimutalwinkels φ für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$. Die MC-Darstellungen beruhen auf dem MC-Datensatz* `MC5`*, die Darstellungen für reale Daten auf allen Photoproduktionsereignissen der Datennahme 1996. Die Selektionsbedingung ist* `SEL2`*. Für die MC-Verteilungen sind alle MC-Spuren verwendet, die den geforderten Selektionsbedingungen entsprechen. Die Verteilungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung von Daten und MC.*

zu denjenigen der oberen Reihe.

Die φ-Verteilung der Λ_c-Baryonen (untere Reihe links) folgt derjenigen der Λ-Baryonen. Dagegen zeigt die φ-Verteilung der dritten Zerfallsteilchen einen flachen Verlauf. Dieses Verhalten ist für ein *einzelnes* Teilchen unter losen Selektionsbedingungen zu erwarten. Die genannten Ineffizienzen wirken sich offenbar erst aus, wenn *zwei* Spuren mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden müssen, die zusätzlich einer weiteren Zwangsbedingung, einem gemeinsamen sekundären Vertex, genügen sollen.

Die sehr gute Reproduktion der φ-Verteilungen der realen Daten durch das MC zeigt sich auch für den zweiten untersuchten Λ_c -Zerfallsmodus mit einem V^0-Zerfall, den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$. Die Abbildung 5.26 zeigt für diesen Zerfallskanal die analogen Darstellungen zu denjenigen aus Abbildung 5.25 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. Der verwendete MC-Datensatz ist `MC7`. Die Verteilungen für Daten beruhen auf allen Photoproduktionsereignissen der Datennahme 1996. Die im vorherigen Absatz gemachten Ausführungen lassen sich in vollem Umfang übertragen.

Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ zeigt die Abbildung 5.27 die Verteilungen hinsichtlich des Azimutalwinkels. Die Darstellungen basieren auf dem MC-Datensatz `MC5` bzw. allen Photoproduktionsdaten der Datennahme 1996. Die Selektionsbedingung ist `SEL2`. In diesem Zerfallskanal entfällt die Forderung nach der Rekonstruktion eines sekundären Vertex. Die φ-Verteilung $\varphi(\Lambda_c)$ ergibt sich direkt aus den φ-Verteilungen der entsprechenden drei Zerfallsteilchen. Die Anzahl der akzeptierten Spurkandidaten für Protonen, Kaonen oder Pionen zeigt keine Abhängigkeit von φ. Dieses Verhal-

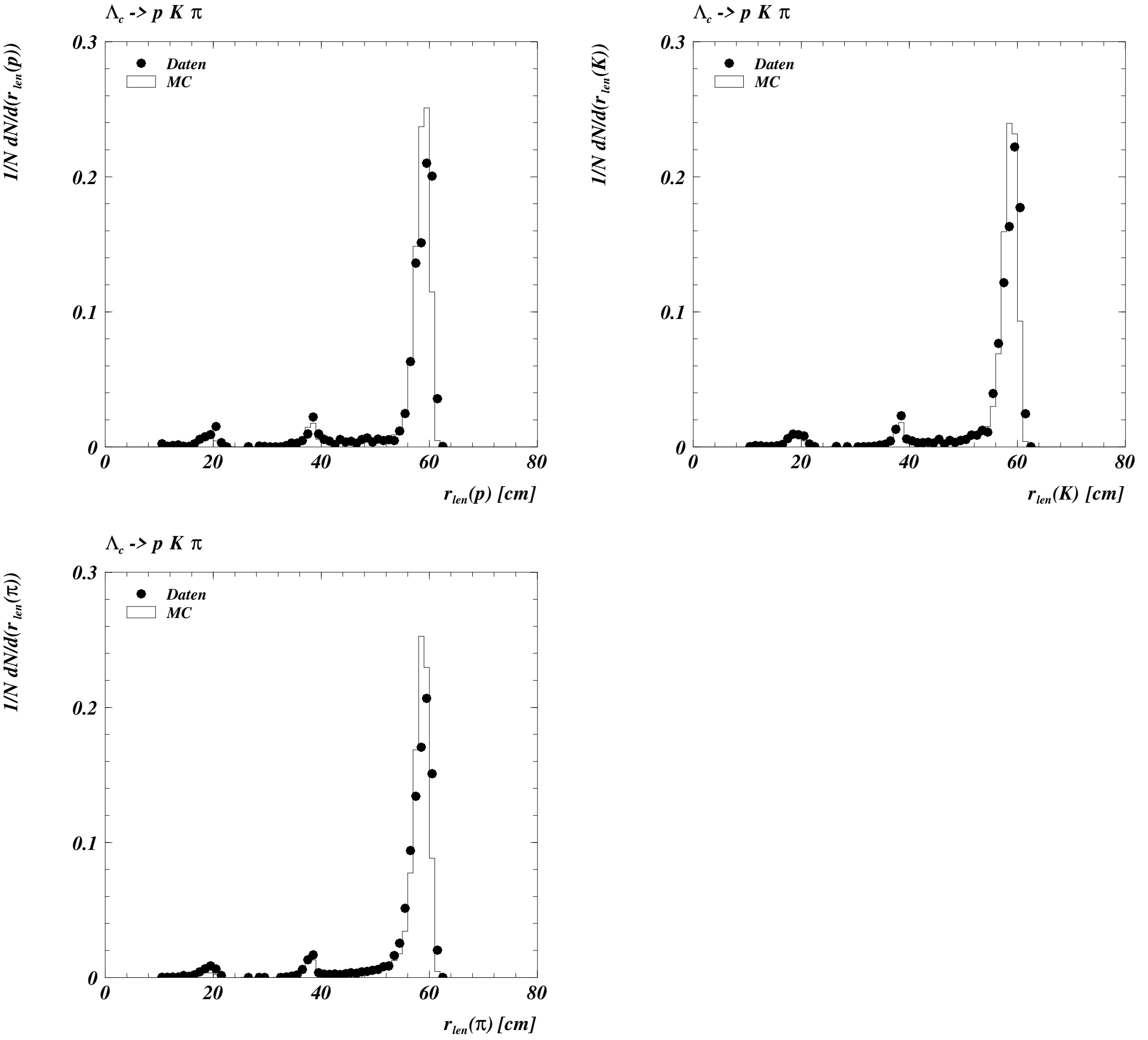


Abbildung 5.28: *Die Simulation der Zerfallslänge r_{len} für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$. Die MC-Darstellungen beruhen auf dem MC-Datensatz* `MC5`*, die Darstellungen für reale Daten auf allen Photoproduktionsereignissen der Datennahme 1996. Die Selektionsbedingung ist* `SEL2`*.Für die MC-Verteilungen sind alle MC-Spuren verwendet, die den geforderten Selektionsbedingungen entsprechen. Um nicht durch die unterschiedlichen p_t-, bzw. θ-Verteilungen für MC-Datensätze und Daten beeinflußt zu sein, sind zwei zusätzliche Spurbedingungen gestellt: $p_t > 0.25\mathrm{GeV}$ und $40^\circ < \theta < 140^\circ$. Diese Bedingungen stellen sicher, daß die verglichenen Teilchen auch die kinematische Möglichkeit besitzen, die CJC1 und die CJC2 zu durchqueren.*
Die Verteilungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung von Daten und MC. Die Einträge bis $r_{len} \approx 20\mathrm{cm}$ stammen von Spuren, die nur innerhalb der CJC1 gemessen sind. Die meisten Spuren zeigen die volle mögliche Spurlänge für eine Durchquerung von CJC1+CJC2 und führen zu dem Hauptmaximum bei $r_{len} \approx 60\mathrm{cm}$. Das kleinere Maximum bei etwas weniger als $40\mathrm{cm}$ radialer Spurlänge wird von Teilchen hervorgerufen, deren meßbare Spurlänge durch den Eintritt in einen Bereich mit inaktiven Driftzellen reduziert ist.

ten entspricht denjenigen der jeweiligen dritten Zerfallsteilchen in den Λ_c-Zerfallskanälen $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ bzw. $\Lambda_c \to K^0 p$. Auch für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung von Daten und MC-Simulation für den Azimutalwinkel φ.

Die Abbildung 5.28 zeigt, ebenfalls für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$, Verteilungen für die zweite wichtige Variable zum Vergleich der MC-Simulation der CJC mit realen Daten, der radialen Spurlänge r_{len}. Die Darstellungen basieren auf dem MC-Datensatz `MC5` sowie allen Photoproduktionsdaten der Datennahme 1996. Die Selektionsbedingung ist `SEL2`.

Die Akzeptanz der CJC hinsichtlich des Polarwinkels θ ist für den Außenradius R_A gegeben durch $38° \lesssim \theta \lesssim 142°$. Spuren unter einem flacheren Winkel θ können aus diesem Grund nicht die maximal mögliche radiale Spurlänge erreichen. Dies gilt ebenso für Teilchen, deren Transversalimpuls zu gering ist[38]. Um nicht durch Unterschiede der p_t- oder der θ-Spektren von MC-Datensätzen und realen Daten beeinflußt zu sein, werden für die Abbildung 5.28 zwei zusätzliche Schnitte benutzt, die sicherstellen, daß alle verwendeten Spuren die kinematische Möglichkeit besitzen, die CJC1+CJC2 zu durchqueren:

1. $p_t > 0.25$GeV
2. $40° < \theta < 140°$

Die erreichte Übereinstimmung von Daten- und MC-Verteilungen ist sehr gut. Die meisten Spuren zeigen die maximal mögliche Spurlänge für eine Durchquerung von CJC1+CJC2 und führen zu dem Hauptmaximum bei $r_{len} \approx 60cm$. Teilchen, die z.T. inaktive Driftzellen durchqueren, führen zu einem kleineren Maximum bei etwas weniger als 40cm radialer Spurlänge. Zusätzlich treten einige Teilchen auf, die nur in der CJC1 nachgewiesen werden konnten ($r_{len} \lesssim 20cm$).

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die speziell an die Bedingungen des Jahres 1996 angepaßte MC-Simulation der CJC die Daten dieses Jahres sehr gut beschreibt. Diese Aussage gilt sowohl für die Beschreibung des Azimutalwinkels φ, als auch der radialen Spurlänge r_{len}, und zwar für unterschiedliche Selektionsbedingungen und verschiedene Zerfallskanäle.

5.6 *dE/dx* im MC

In dem vorliegenden letzten Abschnitt des Kapitels 5 wird die MC-Simulation des Energieverlustes *dE/dx* behandelt. Insbesondere wird dargestellt, daß die Beschreibung der *dE/dx*-Messung im Rahmen der MC-Simulation der CJC in guter Näherung mit den realen Daten übereinstimmt.

5.6.1 Die *dE/dx*-Messung im MC

Die Simulation des Energieverlustes *dE/dx* erfolgt im Rahmen der MC-Simulation der CJC im mehreren Schritten. Sie wird für jeden MC-Treffer einzeln durchgeführt. Die für die jeweiligen Berechnungen notwendigen Variablen sind:

1. Der Impuls des simulierten Teilchens.
2. Die Teilchenidentität.

---

[38] Vergleiche Tabelle 3.3.

3. Die Nummer des zu simulierenden Signaldrahtes.
4. Die Spurlänge des Teilchens in demjenigen Driftzellenvolumen, das dem zu simulierenden Signaldraht geometrisch zuzuordnen ist.

Mit Hilfe der Kenntnis des Impulses und der Teilchenidentität wird der theoretisch erwartete *dE/dx*-Wert errechnet. Die hierfür verwendete Funktion ist f_{BB}[39]. Um die empirisch beoabchtete Form der Verteilung der *dE/dx*-Messungen zu simulieren, wird der theoretische Wert $dE/dx(f_{BB})$ jedes einzelnen Hits mit einer Landaufunktion gefaltet. Weiterhin wird die entsprechende Spurlänge des Teilchens in dem jeweiligen Driftzellenvolumen berücksichtigt.

Die auf diese Weise berechneten *dE/dx*-Werte entsprechen denjenigen Ladungsmengen, die beim realen Meßvorgang auf den Signaldrähten deponiert werden. Da die Auslese der CJC an beiden Seiten erfolgt, muß der simulierte *dE/dx*-Wert für einen einzelnen Signaldraht entsprechend der z-Position des MC-Treffers analog zu Q_{z_+} bzw. Q_{z_-} aufgeteilt werden. Letztendlich liegen die *simulierten dE/dx*-Informationen in einer Form vor, die vollständig derjenigen für reale Daten entspricht. Die Bestimmung der *rekonstruierten dE/dx*-Werte erfolgt für MC und Daten analog[40]. Im folgenden werden unter MC-*dE/dx*-Werten diejenigen Werte verstanden, wie sie nach Simulation *und* Rekonstruktion der entsprechenden MC-Datensätze vorliegen.

Die Untersuchungen der *dE/dx*-Verteilungen der realen Daten (Abschnitt 4.4) zeigten zahlreiche Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung auf. Im Rahmen eines phänomenologischen Ansatzes wurden Korrekturfunktionen entwickelt (Abschnitt 4.5), mit deren Hilfe die bestehenden Abhängigkeiten kompensiert werden können. Die Korrekturen beziehen sich auf eine aus den Daten bestimmte neue *dE/dx*-Parametrisierung $f_{dE/dx}$.

Um zu überprüfen, inwieweit die *dE/dx*-Werte des MC mit den korrigierten *dE/dx*-Werten der realen Daten übereinstimmen, werden hinsichtlich des MC-*dE/dx* Untersuchungen durchgeführt, die denjenigen für das Daten-*dE/dx* entsprechen. Dabei zeigt sich, daß einige der für die realen Daten beschriebenen Abhängigkeiten auch in den MC-*dE/dx*-Verteilungen auftreten.

Die MC-*dE/dx*-Werte zeigen analog zu den realen Daten eine Abhängigkeit von den folgenden Parametern:

1. dem Polarwinkel θ.
2. der Größe des MC-*dE/dx*-Wertes.

Sie zeigen keine Abhängigkeit bezüglich der Ladung q und des Azimutalwinkels φ[41] des zu simulierenden Teilchens. Aus diesem Grund wird hinsichtlich der Untersuchungen der *dE/dx*-Werte für MC-Datensätze nicht bezüglich q bzw. φ differenziert.

Die Abbildung 5.29 für das unkorrigierte MC-*dE/dx* entspricht den Abbildungen 4.15 bzw. 4.16 für reale Daten. Sie zeigt die Abhängigkeit der MC-*dE/dx*-Werte von $\cos(\theta)$. Jede Teilabbildung entspricht einem anderen Impulsbin von jeweils ± 25MeV Breite. Es sind Pionen (q^+ und q^-) mit $N_{Treffer_{dE/dx}} \geq 15$ selektiert. Die Bestimmumg der einzelnen Eingabewerte für die jeweiligen Verteilungen erfolgt nach der gleichen Methode, die hinsichtlich der realen Daten angewendet wurde[42].

---

[39] Vergleiche z.B. Abschnitt 4.1.

[40] Vergleiche Abschnitt 4.2.

[41] Die genaue Simulation der Einzeldraht-Effizienzen der CJC (Vergleiche den Abschnitt 5.5), wie sie im MC realisiert ist, erfolgt unabhängig von der Berechnung der *dE/dx*-Werte.

[42] Vergleiche Abschnitt 4.4.2.

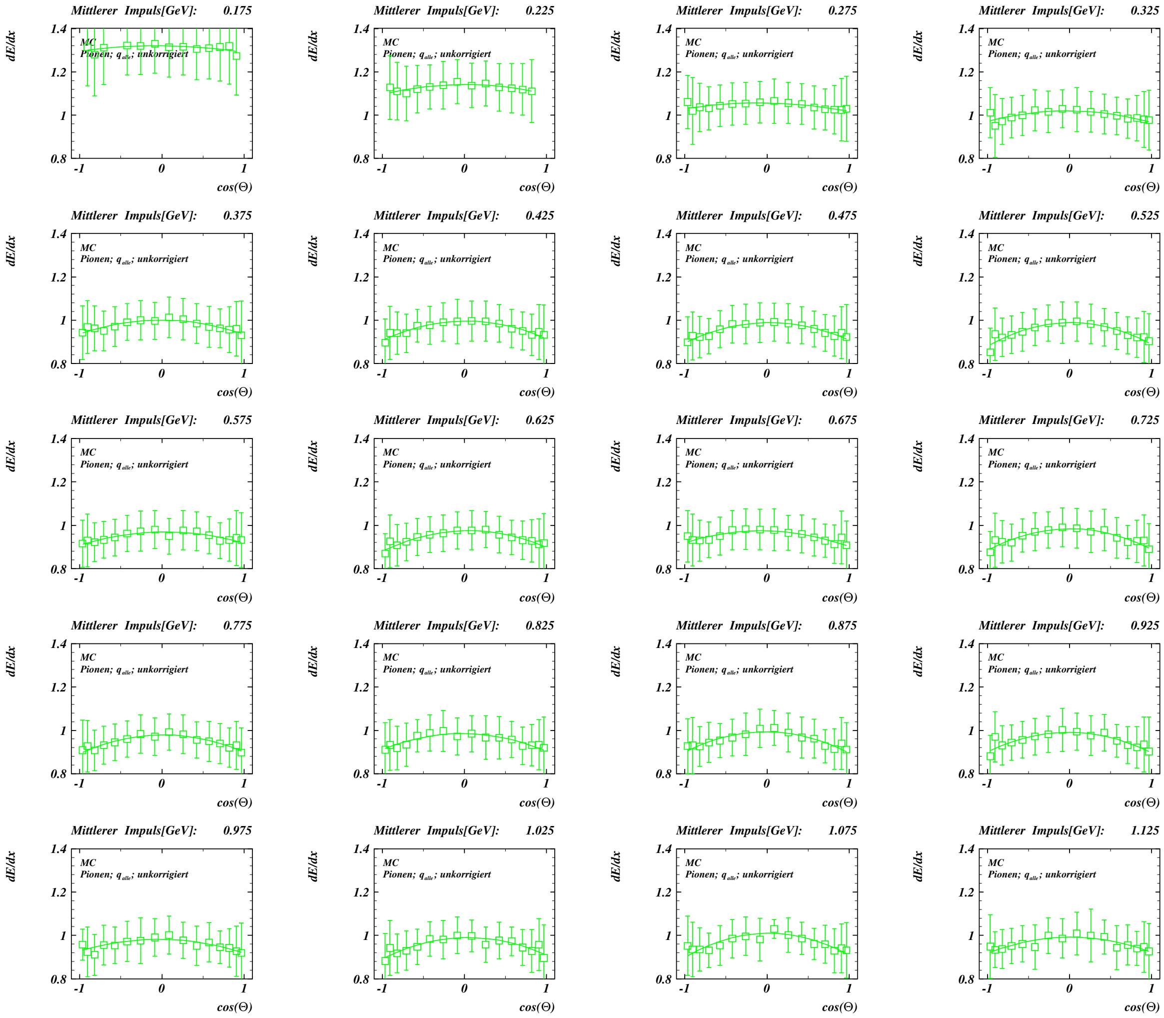


Abbildung 5.29: *Unkorrigiertes MC-dE/dx in der Darstellung gegen* $\cos(\theta)$ *für Pionen (alle Ladungen). Jede Teilabbildung entspricht einem anderen Impuls-Bin. Die Darstellung entspricht denjenigen für Daten in den Abbildungen 4.15 bzw. 4.16. Die angegebenen vertikalen Balken entsprechen dem* σ *der entsprechenden Einzelmessungen.*

Für jedes Impulsbin wurde ein Fit nach Gleichung 4.16 durchgeführt. Es ist eine klare Abhängigkeit der MC-*dE/dx*-Werte von $\cos(\theta)$ zu erkennen.

Das grundlegende Konzept im Rahmen der vorliegenden Arbeit bezüglich der Bearbeitung des MC-*dE/dx* besteht nun darin, die MC-*dE/dx*-Werte in genauer Analogie zu den Daten-*dE/dx*-Werten zu behandeln. Das heißt im einzelnen:

- Es wird nicht in den orginären Prozeß der *Simulation* der einzelnen MC-*dE/dx*-Werte eingegriffen, sondern es werden nur die finalen *rekonstruierten* MC-*dE/dx*-Werte korrigiert.
- Es werden MC-Korrekturfunktionen in Analogie zu denjenigen für reale Daten bestimmt.
- Die Korrekturfunktionen für das *MC-dE/dx* führen eine Korrektur aus unter Bezug auf die für die *Daten* entwickelte Norm-Funktion $f_{dE/dx}$[43].
- Es werden für die auf diese Weise korrigierten MC-*dE/dx*-Werte Wahrscheinlichkeiten LH_i bzw. LN_i für die Zuordnung einer bestimmten Teilchenhypothese berechnet.

Bereits bei der Behandlung der *dE/dx*-Messungen für reale Daten wurde ein phänomenologischer Ansatz gewählt. Diese Methodik wird auch auf die Behandlung der MC-Datensätze übertragen. Dabei ist insbesondere der Gesichtspunkt zu sehen, daß bei der Analyse der realen Daten kein spezifischer Parameter isoliert werden konnte, dessen Modifikation die beobachteten Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messungen korrigiert hätte. Insofern lag im Rahmen der vorliegenden Analyse kein konkreter Ansatz vor, anhand dessen die *Simulation* des MC-*dE/dx* hätte modifiziert werden können.

Die gewählte Methode bietet darüber hinaus den Vorteil, daß MC- und Daten-*dE/dx*-Werte direkt miteinander verglichen werden können. So lassen sich z.B. Schnitte hinsichtlich der Testgröße *LN* in exakt der gleichen Art und Weise für MC und Daten durchführen.

5.6.2 Modifikationen des MC-*dE/dx*

Die Beschreibung der im Rahmen der vorliegenden Analyse durchgeführten Anpassungen hinsichtlich der MC-*dE/dx*-Werte in diesem Abschnitt orientiert sich in ihrer Gliederung an der Darstellung der korrespondierenden Schritte hinsichtlich der realen Daten in den Abschnitten 4.5 und 4.6. Sie beginnt mit einer Darstellung der verwendeten MC-Korrekturfunktionen für *dE/dx*.

Bestimmung der MC-*dE/dx*-Korrekturfunktionen

Die Bestimmung der MC-*dE/dx*-Korrekturfunktionen erfolgt mit Hilfe der gleichen Verfahren, die bereits hinsichtlich der entsprechenden Schritte für reale Daten verwendet wurden. Als Eingabewerte für einen simultanen Fit aller Parameter der MC-*dE/dx*-Korrekturfunktionen dienen die Datenpunkte für Pionen, Kaonen und Protonen, wie sie sich aus den Einteilungen bezüglich des Gesamtimpulses p, bzw. des Polarwinkels θ ergeben[44].

In Abbildung 5.30, linke Spalte, sind die MC-*dE/dx* -Eingabewerte dargestellt, wie sie zur Bestimmung der Korrekturfunktionen vorliegen. Die eingezeichneten Kurven entsprechen der Normfunktion $f_{dE/dx}$ für die jeweiligen Massen-Hypothesen. Für jedes 50MeV-Impuls-Bin liegen bis zu 6 (Kaonen/Protonen) bzw. bis zu 16 (Pionen) *dE/dx*$(\cos(\theta))$-Werte vor.

---

[43] In der technischen Realisation bedeutet dies, daß zunächst eine Korrektur erfolgt unter Bezug auf die in der MC-Simulation des *dE/dx* verwendete Funktion f_{BB}. Die auf diese Weise bestimmten Werte werden abschließend unter Verwendung eines Faktors $f(x) = f_{dE/dx}(x)/f_{BB}(x)$ auf die Normfunktion transformiert.

[44] Vergleiche Abschnitt 4.4.2.

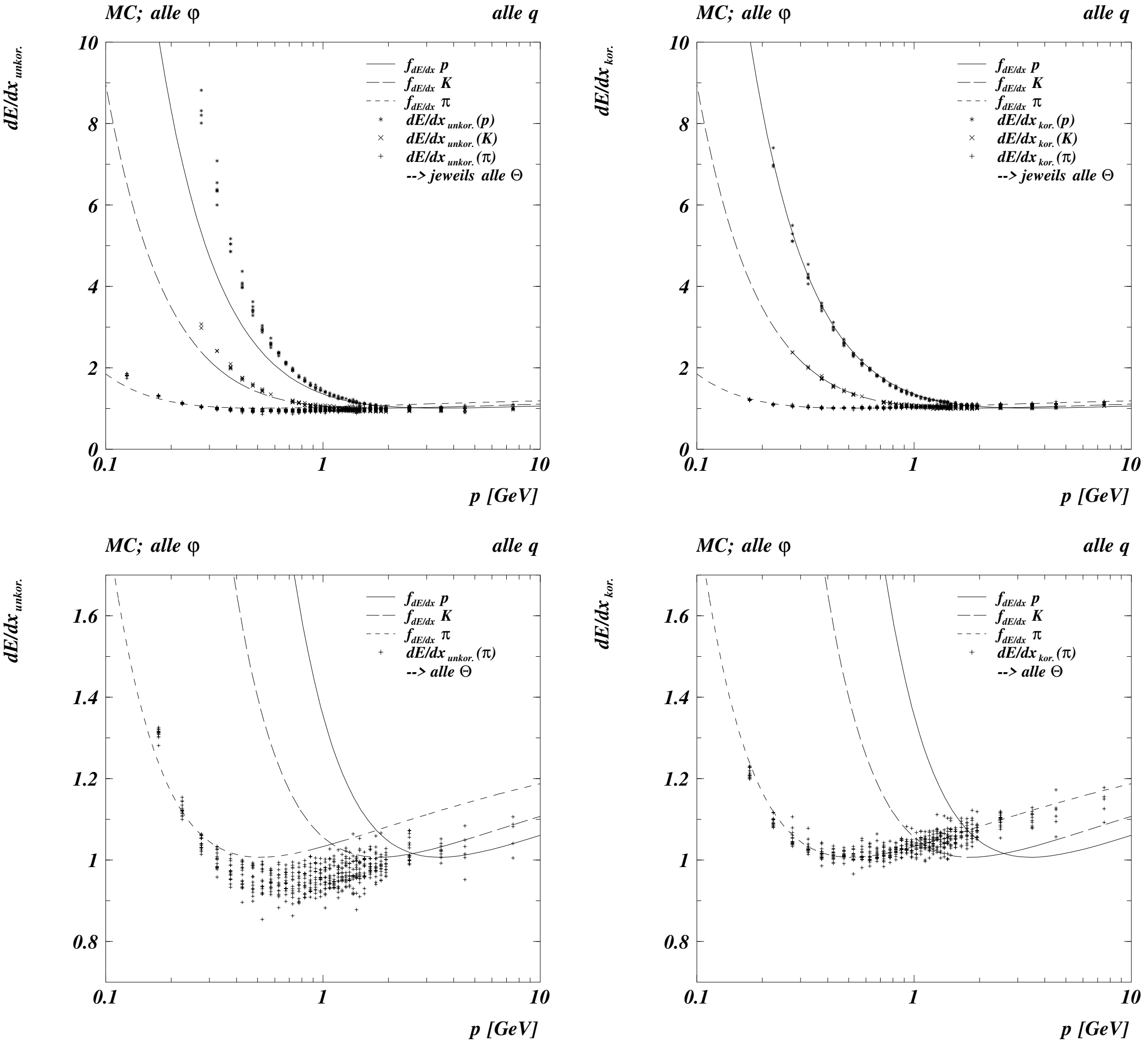


Abbildung 5.30: *Linke Spalte: Unkorrigierte MC-dE/dx-Werte als Eingabewerte für die Bestimmung der MC-Korrekturfunktionen (alle θ-Bins). Unten mit vergrößerter y-Skalierung zur Darstellung speziell des Pion-Bandes. Die Eingabewerte sind gemeinsam für positiv und negativ geladenene Teilchen sowie für alle Winkelbereiche bezüglich φ bestimmt. Sie ergeben sich aus der Einteilung in 40 Impuls-, sowie in 18 (für Pionen), bzw. 6 θ -Bins (für Protonen und Kaonen). Es werden jeweils nur diejenigen Teilchen akzeptiert, die durch Generatorinformationen als Pionen, Kaonen oder Protonen identifiziert werden können. Der verwendete MC-Datensatz ist* `MC5`. *In der unteren Darstellung sind der besseren Übersichtlichkeit wegen nur die Pionen-Eigabewerte berücksichtigt. Die entsprechenden Darstellungen für Protonen und Kaonen sind in Abbildung 5.31 gezeigt.*
Rechte Spalte: Gezeigt sind die gleichen MC-Werte nach Anwendung der MC-Korrekturfunktionen. Man erkennt, daß die korrigierten Werte durch die Normfunktion $f_{dE/dx}$ gut beschrieben werden. Die Breite der Teilchenbänder nimmt ab.

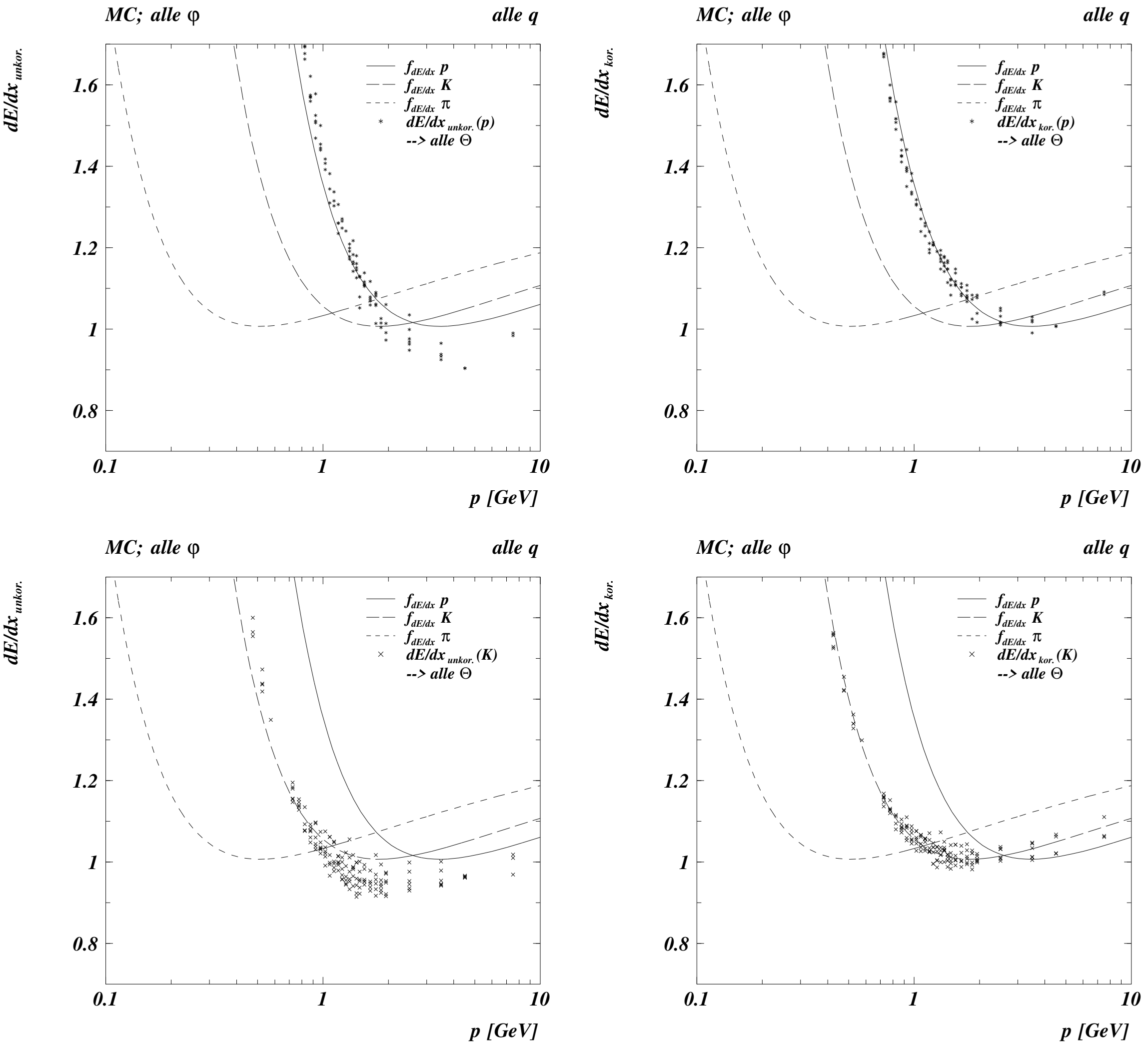


Abbildung 5.31: *Linke Spalte: Unkorrigierte MC-dE/dx-Werte als Eingabewerte für die Bestimmung der MC-Korrekturfunktionen (alle θ-Bins) mit vergrößerter y-Skalierung. Oben: Protonen, unten: Kaonen. Die Eingabewerte sind gemeinsam für positiv und negativ geladenene Teilchen sowie für alle Winkelbereiche bezüglich φ bestimmt. Sie ergeben sich aus der Einteilung in 40 Impuls-, sowie in 18 (für Pionen), bzw. 6 θ -Bins (für Protonen und Kaonen). Es werden jeweils nur diejenigen Teilchen akzeptiert, die durch Generatorinformationen als Protonen oder Kaonen identifiziert werden können. Der verwendete MC-Datensatz ist* `MC5`.

Rechte Spalte: Gezeigt sind die gleichen MC-Werte nach Anwendung der MC-Korrekturfunktionen. Man erkennt, daß die korrigierten Werte durch die Normfunktion $f_{dE/dx}$ gut beschrieben werden. Die Breite der Teilchenbänder nimmt ab. Vergleiche auch Abbildung 5.30.

In der Abbildung 5.30, links oben, ist deutlich zu erkennen, daß die MC-Eingabewerte einen steileren Abfall bei kleinen Gesamtimpulsen zeigen, als dies für die Normfunktion $f_{dE/dx}$ der Fall ist. Dieser Unterschied ergibt sich dadurch, daß für die MC-Simulation des *dE/dx* die Funktion f_{BB} verwendet wird, die im Vergleich zu der Normfunktion $f_{dE/dx}$ insbesondere einen steileren Abfall bei kleinen Impulsen zeigt[45]. In der gleichen Abbildung, links unten, sind in einem vergrößerten Ausschnitt bezüglich der y-Achse die MC-*dE/dx*-Eingabewerte für Pionen dargestellt. Die Breite des Pionbandes ergibt sich zum einen aus der gewählten Breite der Landaufunktion, die für die Simulation der MC-*dE/dx*-Werte verwendet wird, zum anderen aus den systematischen Effekten bezüglich $\cos(\theta)$.

Im MC kann hinsichtlich der Teilchenidentität auf Generatorinformationen zurückgegriffen werden. Damit ist eine Bestimmung von MC-*dE/dx* -Eingabewerten auch in denjenigen kinematischen Bereichen möglich, wo die einzelnen Teilchenbänder ineinander übergehen. In den realen Daten dominieren in diesen Bereichen die Pionen die Verteilungen zur Bestimmung möglicher *dE/dx*-Eingabewerte, so daß dort keine Werte für Protonen und Kaonen bestimmt werden können. Die Abbildung 5.31 zeigt die unkorrigierten MC-*dE/dx*-Eingabewerte für Protonen (links oben) und Kaonen (links unten) für einen vergrößerten Ausschnitt bezüglich der y-Achse.

In der jeweils rechten Spalte der Abbildungen 5.30 bzw. 5.31 sind die analogen Darstellungen zur linke Spalte gezeigt für *korrigierte* MC-*dE/dx*-Werte. Hierauf wird im weiteren Verlauf des vorliegenden Abschnittes näher eingegangen.

Die MC-Korrekturfunktionen werden in Analogie zu denjenigen für Daten bestimmt. Es ergeben sich die folgenden Beziehungen:

1. **Korrektur auf f_{BB}** (Funktion von $\beta\gamma$):

$$\hat{f}^{MC}_{kor,\,1} = \begin{cases} p_1 + p_2 \cdot e^{p_3 \cdot \log(0.25+\beta\gamma)} & : \textit{Protonen, Kaonen} \\ p_4 & : \textit{Pionen} \end{cases} \tag{5.17}$$

$$f^{MC}_{kor,\,1} = \begin{cases} \hat{f}^{MC}_{kor,\,1} & : \hat{f}^{MC}_{kor,\,1} \geq p_5 \\ p_5 & : \hat{f}^{MC}_{kor,\,1} < p_5 \end{cases} \tag{5.18}$$

Damit ergibt sich:

$$dE/dx_{MC,\,BB} = \frac{dE/dx_{MC,\,unkor}}{f^{MC}_{kor,\,1}} \tag{5.19}$$

2. **Korrektur der θ-Abhängigkeit im MC** (quadratische Funktion):

$$f^{MC}_{kor,\,2} = dE/dx_{MC,\,BB} - b \cdot \cos(\theta) - c \cdot \cos^2(\theta) \tag{5.20}$$

mit:

3. **Lineares Verhalten von c mit *dE/dx* im MC**:

$$b = p_6 = const. \tag{5.21}$$

$$c = c(dE/dx_{MC,\,BB}) = p_7 + p_8 \cdot dE/dx_{MC,\,BB} \tag{5.22}$$

---

[45] Vergleiche Abbildung 4.23.

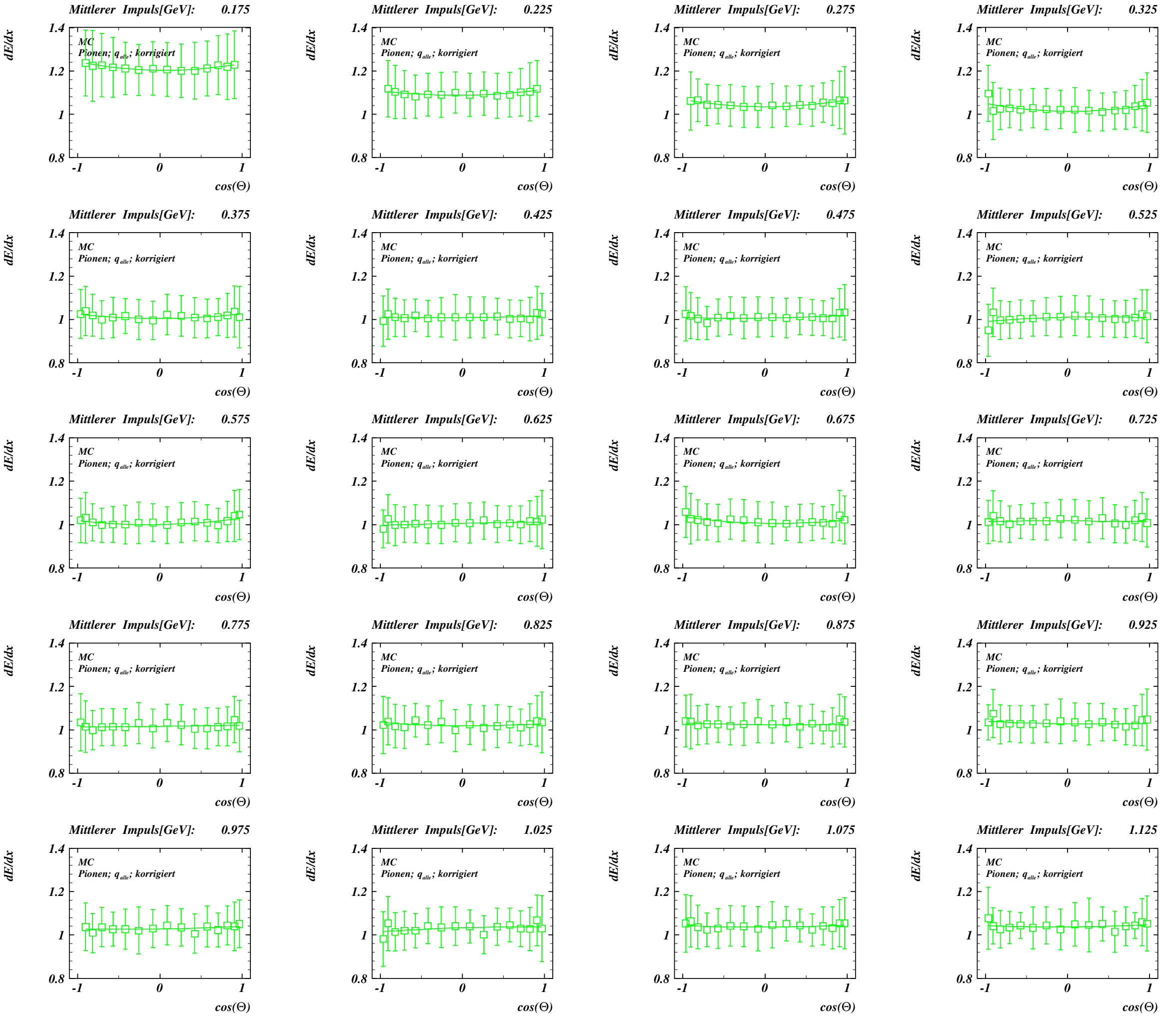


Abbildung 5.32: *Korrigiertes MC-dE/dx in der Darstellung gegen* $\cos(\theta)$ *für Pionen (alle Ladungen). Jede Teilabbildung entspricht einem anderen Impuls-Bin. Die Darstellung entspricht denjenigen für Daten in den Abbildungen 4.27 bzw. 4.28. Die angegebenen vertikalen Balken entsprechen dem* σ *der entsprechenden Einzelmessungen. Die entsprechenden unkorrigierten MC -dE/dx -Werte sind in Abbildung 5.29 gezeigt.*

4. **Transformation $f_{BB} \longrightarrow f_{dE/dx}$**

$$f^{MC}_{kor} = f^{MC}_{kor,2} \cdot \frac{f_{dE/dx}(\beta\gamma)}{f_{BB}(\beta\gamma)} \qquad (5.23)$$

Die Korrekturfunktion f^{MC}_{kor} ist abhängig von θ, $dE/dx_{MC,\,unkor}$ und $\beta\gamma$:

$$f^{MC}_{kor} = f^{MC}_{kor}(\theta, dE/dx_{MC,\,unkor}, \beta\gamma) \qquad (5.24)$$

Der korrigierte MC-*dE/dx*-Wert ergibt sich durch:

$$\boxed{dE/dx_{MC,\,kor} \equiv f^{MC}_{kor}(\theta, dE/dx_{MC,\,unkor}, \beta\gamma)} \qquad (5.25)$$

Die Funktion f^{MC}_{kor} hat 8 freie Parameter $p_1, ..., p_8$, die in der neuen Database-Bank CMDX gespeichert sind.

Korrigierte MC-*dE/dx*-Werte

Die mit Hilfe der MC-*dE/dx*-Korrekturfunktionen erzielten Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.30 bzw. 5.31 jeweils in der rechten Spalte dargestellt. Die korrigierten Werte werden in sehr guter Näherung durch die Normfunktion f_{dedx} beschrieben. Die Breite der Teilchenbänder hat sowohl für Pionen, als auch für Protonen und Kaonen abgenommen.

Die korrigierten MC-*dE/dx*-Werte sind in den Darstellungen in Abbildung 5.32 gegen $\cos(\theta)$ aufgetragen. Es ist keine Abhängigkeit von $dE/dx_{MC,\,kor}$ in Bezug auf $\cos(\theta)$ mehr zu erkennen.

Anpassung der Anzahl der verwendeten Treffer für die *dE/dx*-Messung

Diejenigen Treffer, die für die Bestimmung des *dE/dx*-Wertes einer einzelnen Spur herangezogen werden ($N_{Treffer_{dE/dx}}$), bilden eine Teilmenge aller für die Spurrekonstruktion dieser Spur verwendeten Treffer ($N_{Treffer_{Spur}}$)[46]. In Abbildung 5.33 ist das Verhältnis $N_{Treffer_{dE/dx}}/N_{Treffer_{Spur}}$ für Daten und MC, wie es nach H1-Detektorsimulation und der anschließenden Rekonstruktion vorliegt, gezeigt. Nach den zusätzlichen Qualitätsschnitten für $N_{Treffer_{dE/dx}}$ werden in den realen Daten $\approx 80\%$ der Spurtreffer für die *dE/dx*-Bestimmung verwendet, im MC dagegen $\approx 87\%$. In Abbildung 5.34 ist für die gleichen (MC-) Datensätze wie in Abbildung 5.33 die absolute Anzahl der verwendeten Treffer für die *dE/dx*-Bestimmung dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß im MC $N_{Treffer_{dE/dx}}$ überschätzt wird.

Im Rahmen der vorliegenden Analyse wird die Anzahl der für die *dE/dx* -Messung verwendeten Treffer in zwei Zusammenhängen in quantitativer Hinsicht verwendet:

1. Durch einen *expliziten* Schnitt, z.B. mit $N_{Treffer_{dE/dx}} \geq 15$.
2. *Implizit* bei der Berechnung der Testgröße *LN*. Hierbei wird der Fehler der jeweiligen *dE/dx*-Messung berücksichtigt, der sich in Abhängigkeit von $N_{Treffer_{dE/dx}}$ ergibt.

Aus diesem Grund wird eine Anpassung der MC-Verteilung für $N_{Treffer_{dE/dx}}$ durchgeführt. Sie besteht im wesentlichen aus zwei Schritten:

---

[46] Vergleiche Abschnitt 4.2.

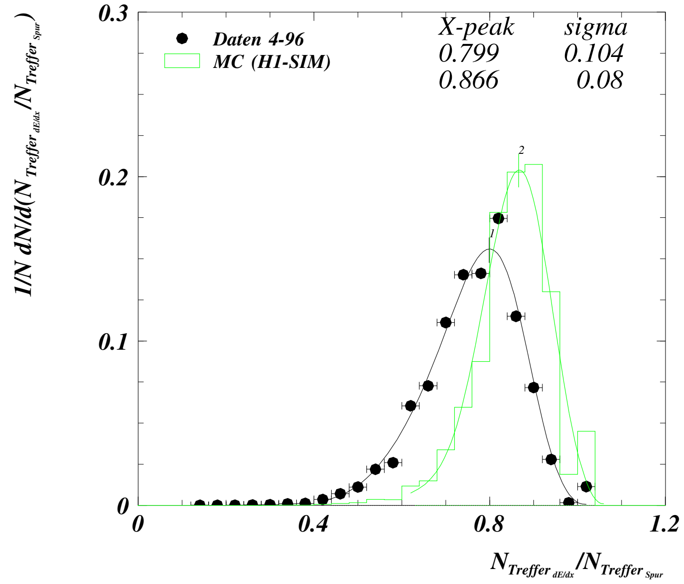


Abbildung 5.33: *Das Verhältnis* $N_{\mathrm{Treffer}_{dE/dx}}/N_{\mathrm{Treffer}_{Spur}}$ *für das (unkorrigierte) MC nach der H1 Detektorsimulation (offenes Histogramm), sowie für Daten aus der Runperiode 4-96 (schwarze Punkte). Der Anteil der hinsichtlich der dE/dx -Messung verwendeten Treffer wird im MC überschätzt.*

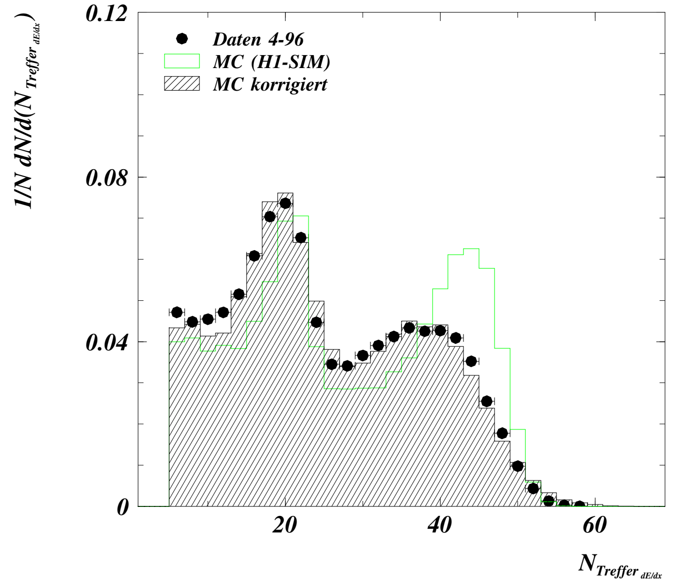


Abbildung 5.34: *Die Anzahl der benutzten Treffer* $N_{\mathrm{Treffer}_{dE/dx}}$ *für die dE/dx -Messung im MC nach der H1 Detektorsimulation (offenes Histogramm), sowie für Daten (schwarze Punkte). Die Anzahl der benutzten Treffer wird im MC deutlich überschätzt. Nach erfolgter Korrektur der MC-Verteilung ist die Übereinstimmung sehr gut (gestreiftes Histogramm).*

1. Es wird die Anzahl der verwendeten Treffer für die *dE/dx*-Messung in Abhängigkeit von der Länge der Spur reduziert[47].
2. Es wird eine Verschmierung der Verteilung durch die Faltung mit einer Gaußfunktion vorgenommen.

Das Ergebnis dieser Anpassung ist ebenfalls in Abbildung 5.33 als gestreiftes Histogramm dargestellt. Die Übereinstimmung von MC und Daten ist nach der Korrektur sehr gut.

5.6.3 Anwendung des modifizierten MC-*dE/dx*

Im vorherigen Abschnitt 5.6.2 wurde dargestellt, auf welche Art und Weise im Rahmen der vorliegenden Arbeit Korrekturen hinsichtlich der Beschreibung des MC-*dE/dx* durchgeführt werden. Im folgenden werden unter den MC-*dE/dx*-Werten immer die *korrigierten* MC-*dE/dx*Werte verstanden. Ebenfalls ist jeweils eine Korrektur bezüglich $N_{Treffer_{dE/dx}}$ vorgenommen.

Auf der Grundlage der auf diese Weise modifizierten MC-*dE/dx*-Werte werden im folgenden die verschiedenen Anwendungen der *dE/dx*-Informationen diskutiert. Dies geschieht insbesondere im Hinblick auf die Verwendung der normierten Testgröße *LN*. Es wird dargestellt, daß mit Hilfe der korrigierten MC-*dE/dx*Verteilungen die realen Daten in guter Näherung beschrieben werden.

Für die Berechnung der normierten Testgröße *LN* im MC wird die Kenntnis der Auflösung der MC-*dE/dx*-Verteilung benötigt. Es wird in Analogie zum Verfahren hinsichtlich der realen Daten eine Auflösungsfunktion σ^{MC}_{dedx} für das MC-*dE/dx* gemäß Gleichung 4.28 bestimmt. Die drei freien Parameter p_1, p_2 und p_3 dieser Funktion ergeben sich zu:

Parameter	Wert
p_1	0.758
p_2	-0.0696
p_3	$865 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.14: *Werte der freien Parameter* p_1, p_2 *und* p_3 *der Funktion* $\sigma^{MC}_{dE/dx}$ *für das H1 MC.*

Die Funktion $\sigma^{MC}_{dE/dx}$ ist, zusammen mit den verwendeten MC-Eingabewerten, in Abbildung 5.6.3 dargestellt. Zum Vergleich sind die entsprechenden Eingabewerte, bzw. die Auflösungsfunktion $\sigma_{dE/dx}$ für die Daten des Jahres 1996 ebenfalls dargestellt. Man erkennt, daß die Auflösung für das MC geringfügig schlechter ist, als für die realen Daten. Der Grund hierfür liegt in der Breite der Landauverteilungen, die für die Simulation der MC-*dE/dx*-Werte verwendet werden[48].

Die normierte Testgröße *LN* bietet den Vorteil, gegenüber geringfügigen Abweichungen der verwendeten Auflösungsfunktionen, z.B. von MC und realen Daten, relativ insensitiv sein: Die Auflösung geht in die Berechnung *jeder* der Wahrscheinlichkeiten LH_i für die i verschiedenen Teilchenhypothesen ein. Bei der Berechnung der LN_i kürzt sich somit die verwendete Auflösung z.T. wieder heraus.

Die Abbildungen 5.36, 5.37 und 5.38 zeigen die Anwendung der normierten Testgröße *LN* auf die im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten MC-Datensätze `MC5` (Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$),

---

[47] Der Mittelwert liegt bei einer Reduktion von ≈ 3 Treffern.

[48] Vergleiche Abschnitt 5.6.1. In einer umfassenderen Aufarbeitung insbesondere der *Simulation* des H1 MC-*dE/dx*, als dies im Rahmen der vorliegenden Arbeit möglich war, müßte u.a. die Breite der verwendeten Landauverteilungen der verbesserten erreichten Auflösung der realen Daten angepaßt werden.

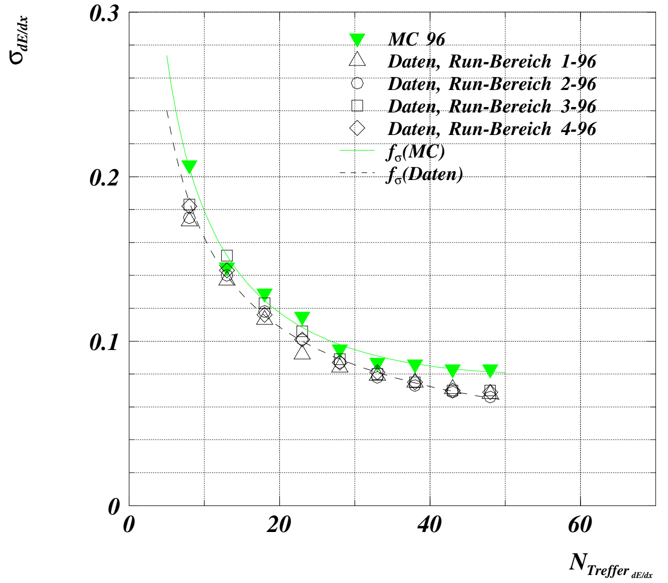


Abbildung 5.35: *Vergleich der dE/dx-Auflösung zwischen MC und Daten.*

Zerfallskanal	Zerfallsteilchen	*LN* $< 0.1\,[\%]$	*LN* $\geq 0.1\,[\%]$
$\Lambda_c \to pK\pi$	p	2.6	97.4
	K	3.5	96.5
	π	1.9	98.1
$\Lambda_c \to \Lambda\pi$	p	2.4	97.6
	π_Λ	0.5	99.5
	π	3.0	97.0
$\Lambda_c \to K^0 p$	π^+	2.0	98.0
	π^-	2.0	98.0
	p	2.0	98.0

Tabelle 5.15: *Selektion mit Hilfe der normierten Testgröße LN für die MC-Datensätze* `MC5` *(Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$),* `MC6` *(Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$) und* `MC7` *(Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0p$).*

`MC6` (Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$) und `MC7` (Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0p$). Es sind für alle Einzeldarstellungen innerhalb dieser Abbildungen nur diejenigen Spuren akzeptiert, die aus genuinen Λ_c-Zerfällen stammen. Die Mindestanzahl benutzter Treffer für die *dE/dx*-Bestimmung beträgt $N_{Treffer_{dE/dx}} \geq 15$.

In der oberen Reihe ist jeweils die entsprechende Größe *LN* gezeigt. Man beachte die logarithmische Skalierung der y-Achse. Diejenigen Teilchen, die *nicht* den Standardschnitt *LN* ≥ 0.1 erfüllen, sind in einem gestreiften Histogramm dargestellt. Ihr jeweiliger relativer Anteil an der Gesamtzahl aller akzeptierten Spuren pro Histogramm ist ebenfalls in den jeweiligen Darstellungen in Prozent angegeben. Diese Werte sind noch einmal in Tabelle 5.15 zusammengefaßt.

In der mittleren Reihe der Abbildungen 5.36-5.38 sind diejenigen Spuren dargestellt mit *LN* ≥ 0.1. Man erkennt, daß die MC-*dE/dx* -Werte (nach allen Korrekturen) sehr gut durch die Funktion f_{dedx}

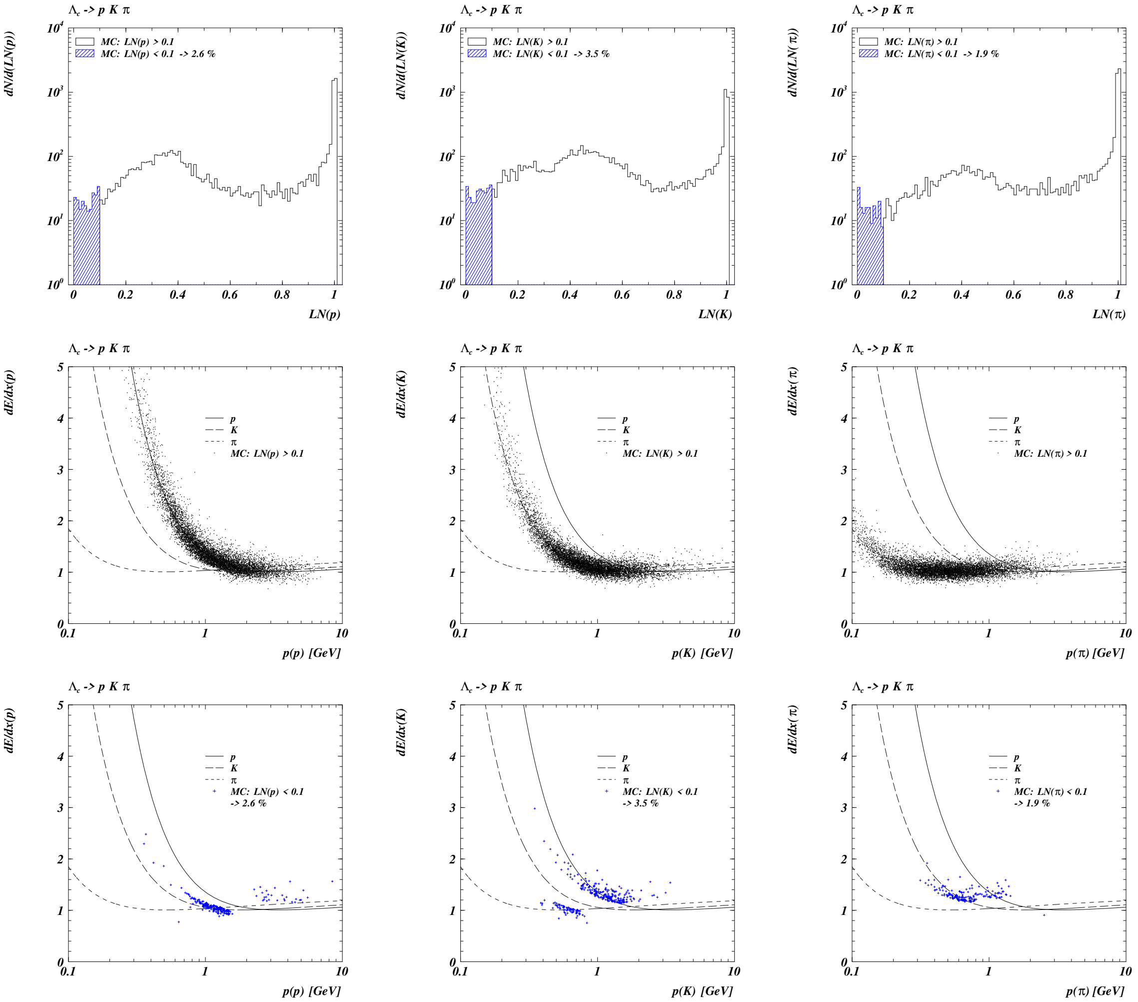


Abbildung 5.36: *Die Anwendung der normierten Testgröße LN auf die finalen Zerfallsteilchen im Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$. *In der linken Spalte sind Darstellungen bezüglich der Zerfallsprotonen, in der mittleren Spalte bezüglich der Zerfallskaonen, und schließlich in der rechten Spalte bezüglich der Zerfallspionen gezeigt. Es sind für alle Darstellungen nur diejenigen Spuren akzeptiert, die aus genuinen* Λ_c *-Zerfällen stammen. Die Mindestanzahl benutzter Treffer für die dE/dx-Bestimmung beträgt* $N_{\mathit{Treffer}_{dE/dx}} \geq 15$. *Der verwendete MC- Datensatz ist* `MC5`.
In der oberen Reihe ist die normierte Testgröße LN dargestellt. Man beachte die logarithmische Skalierung der y*-Achse. In der mittleren Reihe sind diejenigen Spuren dargestellt, die mit Hilfe eines Schnittes von LN* ≥ 0.1 *selektiert werden. In der unteren Reihe sind schließlich diejenigen Spuren gezeigt, die durch einen solchen Schnitt verworfen werden.*

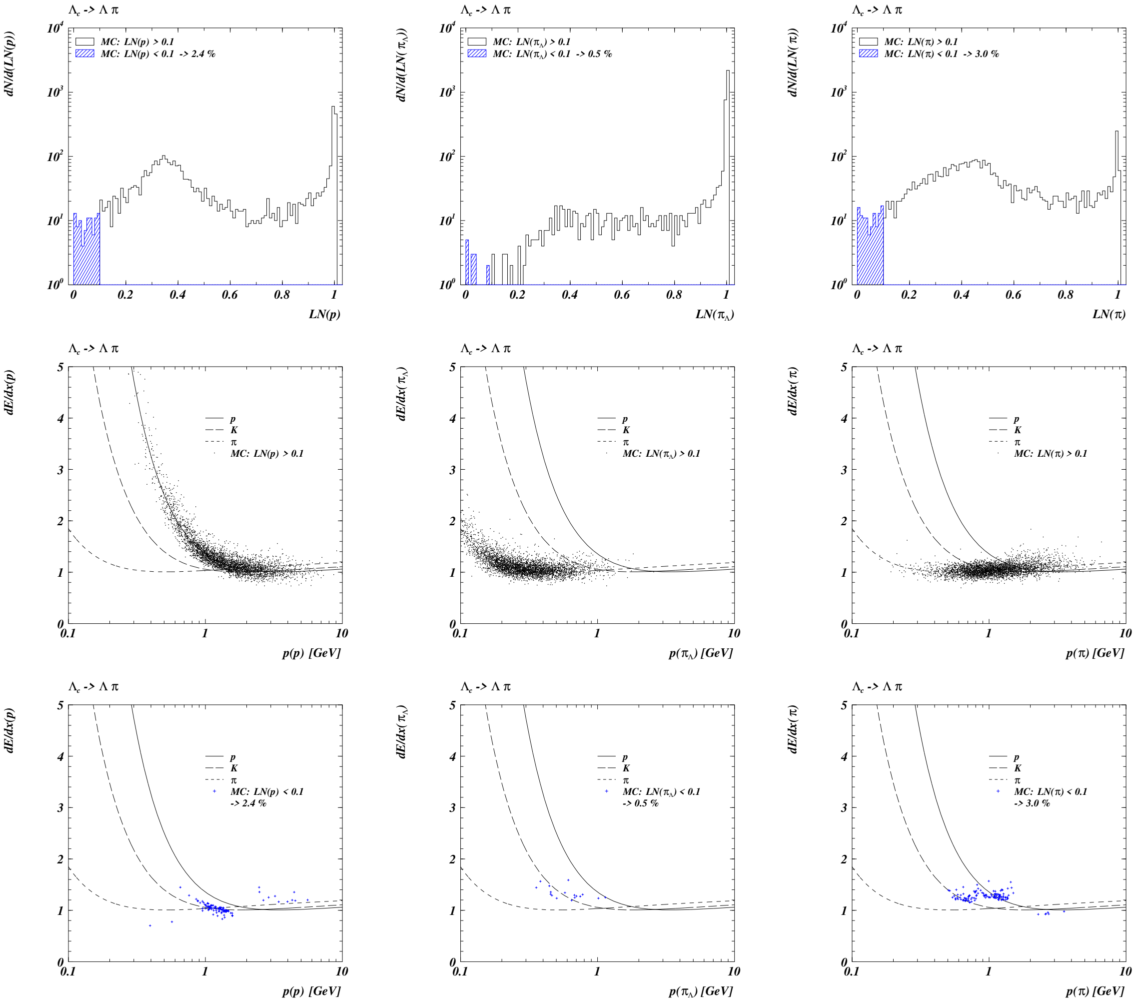


Abbildung 5.37: *Die Anwendung der normierten Testgröße LN auf die finalen Zerfallsteilchen im Zerfallskanal* $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$. *In der linken Spalte sind Darstellungen bezüglich der Zerfallsprotonen des* Λ*-Zerfalls, in der mittleren Spalte bezüglich der Zerfallspionen des* Λ*, und schließlich in der rechten Spalte bezüglich der Zerfallspionen („drittes Teilchen“) gezeigt. Es sind für alle Darstellungen nur diejenigen Spuren akzeptiert, die aus genuinen* Λ_c *-Zerfällen stammen. Die Mindestanzahl benutzter Treffer für die dE/dx-Bestimmung beträgt* $N_{Treffer_{dE/dx}} \geq 15$. *Der verwendete MC- Datensatz ist* `MC6`. *In der oberen Reihe ist die normierte Testgröße LN dargestellt. Man beachte die logarithmische Skalierung der* y*-Achse. In der mittleren Reihe sind diejenigen Spuren dargestellt, die mit Hilfe eines Schnittes von LN* ≥ 0.1 *selektiert werden. In der unteren Reihe sind schließlich diejenigen Spuren gezeigt, die durch einen solchen Schnitt verworfen werden.*

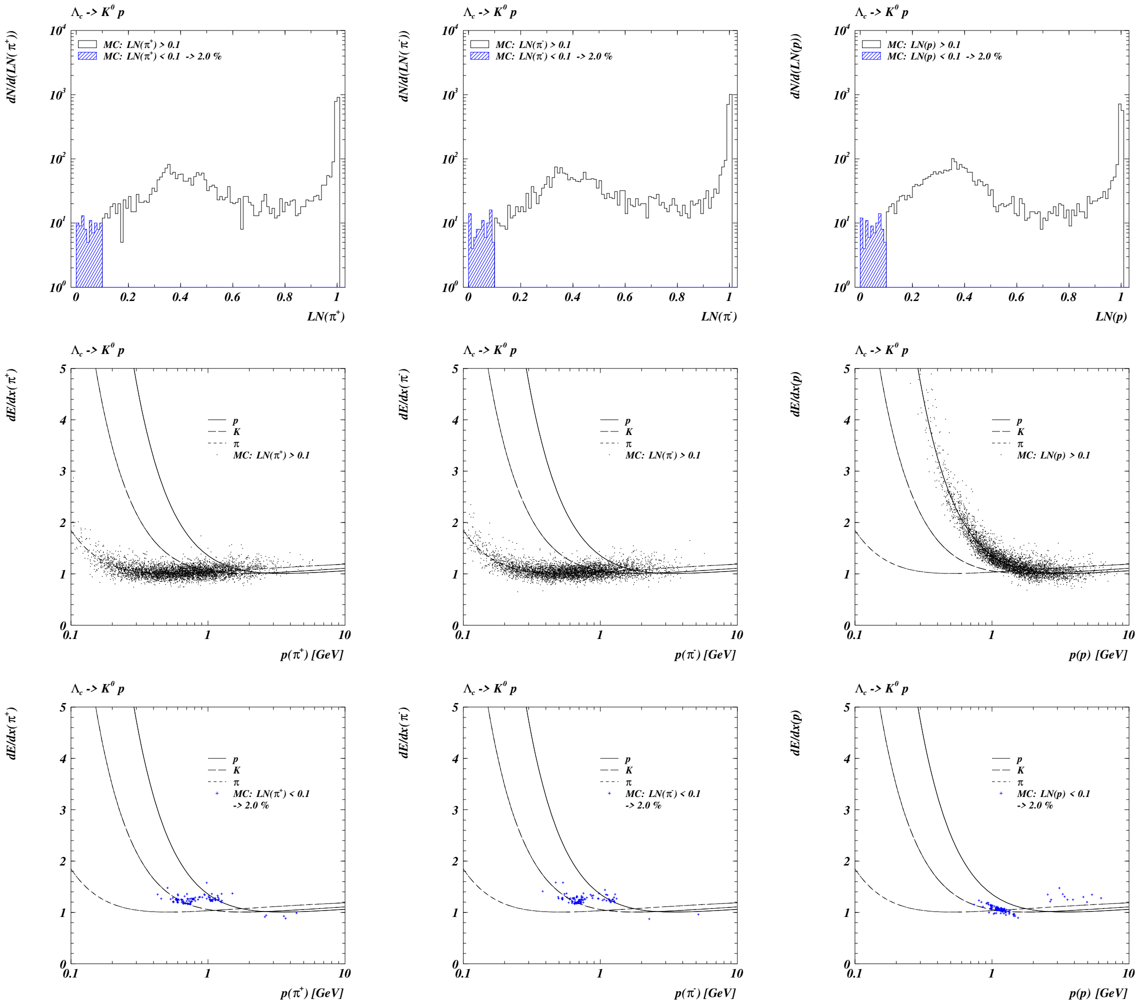


Abbildung 5.38: *Die Anwendung der normierten Testgröße LN auf die finalen Zerfallsteilchen im Zerfallskanal* $\Lambda_c \to K^0 p$. *In der linken Spalte sind Darstellungen bezüglich der positiven Zerfallspionen des* K^0*-Zerfalls , in der mittleren Spalte bezüglich der negativen Zerfallspionen des* K^0*, und schließlich in der rechten Spalte bezüglich der Zerfallsprotonen („drittes Teilchen“) gezeigt. Es sind für alle Darstellungen nur diejenigen Spuren akzeptiert, die aus genuinen* Λ_c *-Zerfällen stammen. Die Mindestanzahl benutzter Treffer für die dE/dx-Bestimmung beträgt* $N_{\mathit{Treffer}_{\mathit{dE/dx}}} \geq 15$. *Der verwendete MC- Datensatz ist* `MC7`.
In der oberen Reihe ist die normierte Testgröße LN dargestellt. Man beachte die logarithmische Skalierung der y*-Achse. In der mittleren Reihe sind diejenigen Spuren dargestellt, die mit Hilfe eines Schnittes von LN* ≥ 0.1 *selektiert werden. In der unteren Reihe sind schließlich diejenigen Spuren gezeigt, die durch einen solchen Schnitt verworfen werden.*

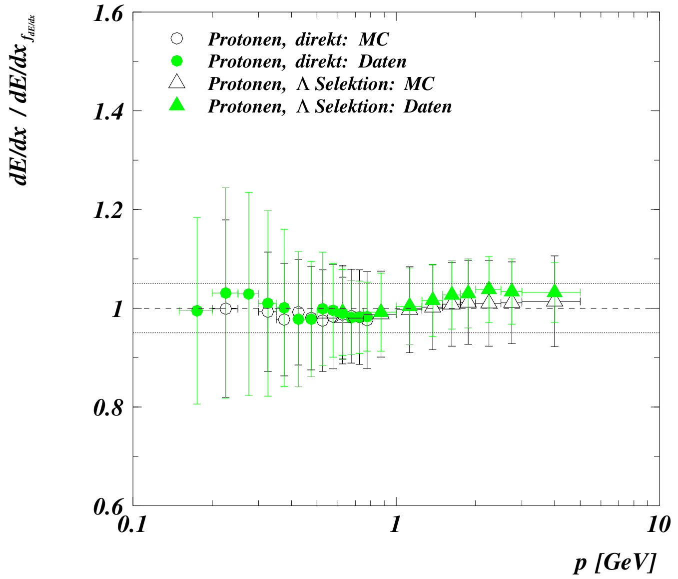


Abbildung 5.39: *Vergleich der dE/dx-Messung für Protonen zwischen MC und Daten. Das eingetragene Band markiert einen Bereich von* 1.0 ± 0.05. *Die vertikalen Balken geben die Breite der Verteilungen an, aus denen die Eingabewerte bestimmt wurden.*

beschrieben werden.

In der unteren Reihe der Abbildungen 5.36-5.38 sind schließlich diejenigen Spuren mit *LN* < 0.1 dargestellt. Deren Einträge liegen jeweils dort an den Randbereichen der Teilchenbänder, wo die Kurven der erwarteten *dE/dx*-Werte sich einander annähern. Dies ist genau das erwartete und beabsichtigte Ergebnis einer Anwendung von *LN*.

Die Anzahl der verworfenen Spuren ist für alle dargestellten Teilchen der verschiedenen Zerfallskanäle gering. Sie liegt, in Abhängigkeit des jeweilgen kinematischen Bereiches, zwischen 0.5% und 3.5%. Dieses Ergebnis ist eine Bestätigung der Wahl des Standardschnittes bezüglich *LN*, da mit Hilfe dieses Schnittes zunächst möglichst sicher Spuren selektiert werden sollen, die mit einer bestimmten Teilchenhypothese kompatibel sind.

Für die Zerfallsteilchen der Λ und K^0 lassen sich die ermittelten MC-Werte für den Anteil der nicht akzeptierten Spuren in den Daten direkt bestätigen. Diese Untersuchungen werden im Kapitel 6 dargestellt. Vorgreifend kann jedoch bereits hier festgestellt werden, daß die Übereinstimmung von MC und Daten bezüglich eines Schnittes von *LN* ≥ 0.1 sehr gut ist.

Diese gute Übereinstimmung zwischen MC und realen Daten hinsichtlich des *dE/dx* wird auch in einer letzten Untersuchung zu diesem Punkt deutlich. In den Abbildungen 5.39 und 5.40 ist für Daten (gefüllte Symbole) und MC (offene Symbole) das Verhältnis aus gemessenem, bzw. erzeugtem *dE/dx* zum einen, und erwartetem *dE/dx* zum anderen gezeigt. Der Quotient $dE/dx/dE/dx_{f_{dE/dx}}$ sollte für Daten und MC bei ≈ 1.0 liegen.

Die Abbildung 5.39 zeigt die entsprechenden Verteilungen für Protonen. Die Eingabewerte für Gesamtimpulse bis $\approx$ 0.8GeV werden durch die in Abschnitt 4.4.2 beschriebene Methode bestimmt. Für Gesamtimpulse oberhalb dieser Schwelle sind das Protonen- und das Pionenband mit Hilfe die-

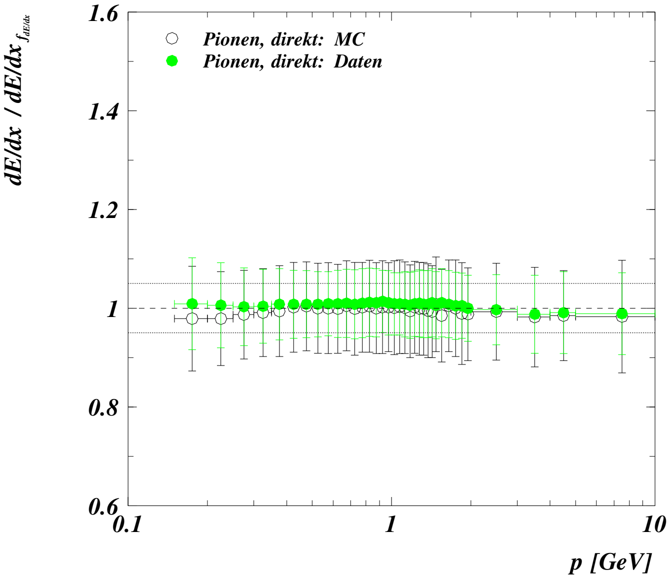


Abbildung 5.40: *Vergleich der dE/dx-Messung für Pionen zwischen MC und Daten. Das eingetragene Band markiert einen Bereich von* 1.0 ± 0.05. *Die vertikalen Balken geben die Breite der Verteilungen an, aus denen die Eingabewerte bestimmt wurden.*

ser Methode ohne weitere Vorselektion nicht mehr voneinander zu unterscheiden. Aus diesem Grund wird eine strenge Λ-Selektion, *ohne* Verwendung von *dE/dx*-Schnitten, durchgeführt, mit deren Hilfe man sehr klares Λ-Signal mit wenig kombinatorischen Untergrund erhält. Mit Hilfe dieser Vorselektion lassen sich auch Eingabewerte bei höheren Gesamtimpulsen bestimmen. Das Verfahren wird in genau gleicher Weise für Daten und MC angewendet.

Die erzielte Übereinstimmung ist sehr gut. Sie liegt in der Größenordnung von $\approx 2\%$. Auch die Form der Daten-Verteilung wird im MC reproduziert. Das eingetragene Band in Abbildung 5.39 markiert einen Bereich von 1.0 ± 0.05. Die vertikalen Balken geben die Breite der Verteilungen an, aus denen die Eingabewerte bestimmt wurden.

Das gleiche Verfahren wird für Pionen angewendet. Allerdings ist hier der Rückgriff auf eine Vorselektion (z.B. aus K^0-Zerfällen) nicht erforderlich, da aufgrund ihrer statistischen Dominanz für Pionen Eingabewertewerte über den gesamtem Bereich des Gesamtimpulses bestimmt werden können. Die Abbildung 5.40 zeigt das Verhältnis $dE/dx / dE/dx_{f_{dE/dx}}$ hinsichtlich der Pionen für Daten und MC. Auch hier ist die Übereinstimmung sehr gut. Die Werte liegen in sehr guter Näherung bei 1.0. Die Abweichungen von Daten und MC zueinander liegen in der Größenordnung von $\approx 1\%$.

Kapitel 6

Ereignisselektion

Durch einen Vergleich der Verteilungen verschiedener kinematischer Variablen einerseits der genuinen Λ_c-Zerfälle des MC, und andererseits der realen Daten wurden in Abschnitt 5.3 Schnitte zur Herausarbeitung der Λ_c-Signale in den verschiedenen Zerfallskanälen motiviert. In dem vorliegenden Kapitel werden die verwendeten Schnitte noch einmal zusammengefaßt und die durch ihre Anwendung erzielten Λ_c-Massenverteilungen dargestellt. Die Ausführungen erfolgen für die drei Λ_c-Zerfallskanäle getrennt. Einleitend wird die grundlegende Ereignisselektion behandelt.

6.1 Die Basis-Ereignisselektion

Bevor in einem bestimmten Ereignis der Versuch unternommen wird, Λ_c-Baryonen zu rekonstruieren, wird geprüft, ob das entsprechende Ereignis einigen grundlegenden Anforderungen genügt. Diese Überprüfung wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit als Basis-Ereignisselektion bezeichnet. Sie umfaßt die folgenden Schritte:

1. Es wird geprüft, ob alle relevanten Detektorkomponenten zum Zeitpunkt der Datennahme des jeweiligen Ereignisses betriebsbereit waren. Dies erfolgt durch eine Überprüfung der entsprechenden *HV*- und *slow control*-Statusbits[1]. Es werden darüberhinaus Runs akzeptiert, die der Klassifikation „good“ oder „medium“ genügen[2].

2. Zur Unterdrückung von Untergrundereignissen werden lose Schnitte hinsichtlich der z-Komponente des Ereignisvertex und des Ereigniszeitnullpunktes T_0 verwendet. Als Referenz dient der jeweilige, über einen gesamten Run mit Hilfe der CJC bestimmte Wert:

$$\begin{aligned} |z_{Ereignis} - z_{0,\,Run}| &< 50\,\mathrm{cm} \approx 4\sigma_{z_{0,\,Run}} \qquad (6.1) \\ |T_{0,\,Ereignis} - T_{0,\,Run}| &< 4\sigma_{T_{0,\,Run}} \qquad (6.2) \end{aligned}$$

   Insbesondere Untergrundereignisse, die durch Wechselwirkungen von Strahlprotonen z.B. mit Komponenten der Strahloptik etc. *vor* dem H1-Detektor entstehen, lassen sich durch einen

---

[1] Unter *slow control* wird die Kontrolle des Betriebsmodus einer bestimmten Detektorkomponente verstanden.

[2] Jeder H1-Run wird nach einem Schema „poor“, „medium“ oder „good“ klassifiziert. Die Klassifikationskriterien umfassen u.a. die HERA-Strahlbedingungen und den H1-Detektorstatus.

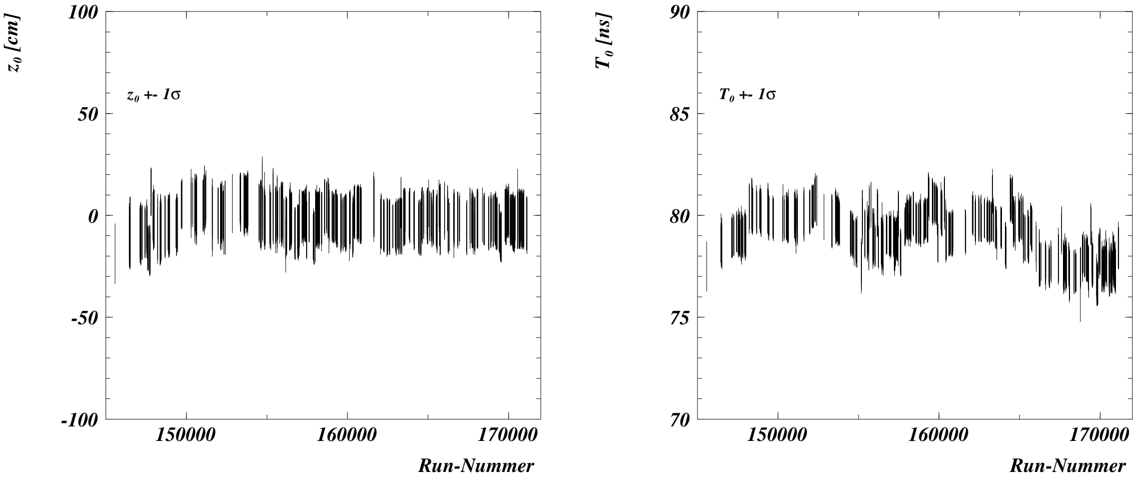


Abbildung 6.1: *Das Run-z_0 (links) sowie das Run-T_0 (rechts) der CJC für die Datennahme 1996. Die vertikale Ausdehnung der Einträge markiert die Breite von $\pm 1\sigma$ der zugrundeliegenden Verteilungen der jeweiligen Runs.*

Schnitt auf die z-Komponente des Ereignisvertex unterdrücken. In Abbildung 6.1 sind die Werte des Run-z_0 bzw. Run-T_0 für die Datennahme 1996 dargestellt. Die vertikale Ausdehnung der Einträge markiert die Breite von $\pm 1\sigma_{z_0}$ bzw. $\pm 1\sigma_{T_0}$ der entsprechenden Verteilungen für die jeweiligen Runs. Als Mittelwerte für die Breite der Verteilungen der einzelnen Runs ergeben sich $\sigma_{z_0} \approx 12.5$ cm sowie $\sigma_{T_0} \approx 1.0$ *eqns*.

3. Es werden nur Runs akzeptiert, für die eine *dE/dx*-Kalibration (*online* oder *offline*) möglich war[3].

4. Es werden nur Photoproduktions-Ereignisse der Datennahme 1996 akzeptiert.

6.2 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$

Die Motivation der finalen Schnitte (Selektionsstufe `SEL4`) für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ erfolgte in Abschnitt 5.3.1[4]. Sie sind noch einmal in Tabelle 6.1 zusammengefaßt[5]. Die Anwendung der Schnitte gemäß `SEL4` auf alle Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996, d.h. *ohne* Spezifizierung des Nachweises des gestreuten Elektrons im *e*-Tagger-33 oder *e*-Tagger-44, ergibt das in Abbildung 6.2 gezeigte Λ_c-Signal. Dies ist die erste erfolgreiche Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ bei H1.

Die Verteilung wird unter Verwendung der Funktion f_{Fit} gefittet[6]. Das Ergebnis des Fits ist ebenfalls

---

[3] Vergleiche Abschnitt 4.3.

[4] Vergleiche die Abbildungen 5.10 - 5.12.

[5] Die Einführung der Selektionsstufe `SEL3` erfolgt primär aus technischen Gründen, um eine kleinere, einfacher zu handhabende Datenmenge zur Verfügung zu haben. Für die inhaltlichen Aspekte der vorliegenden Arbeit ist `SEL3` ohne Bedeutung. Aus diesem Grund wird auf eine genauere Beschreibung verzichtet.

[6] Vergleiche Gleichung 5.16.

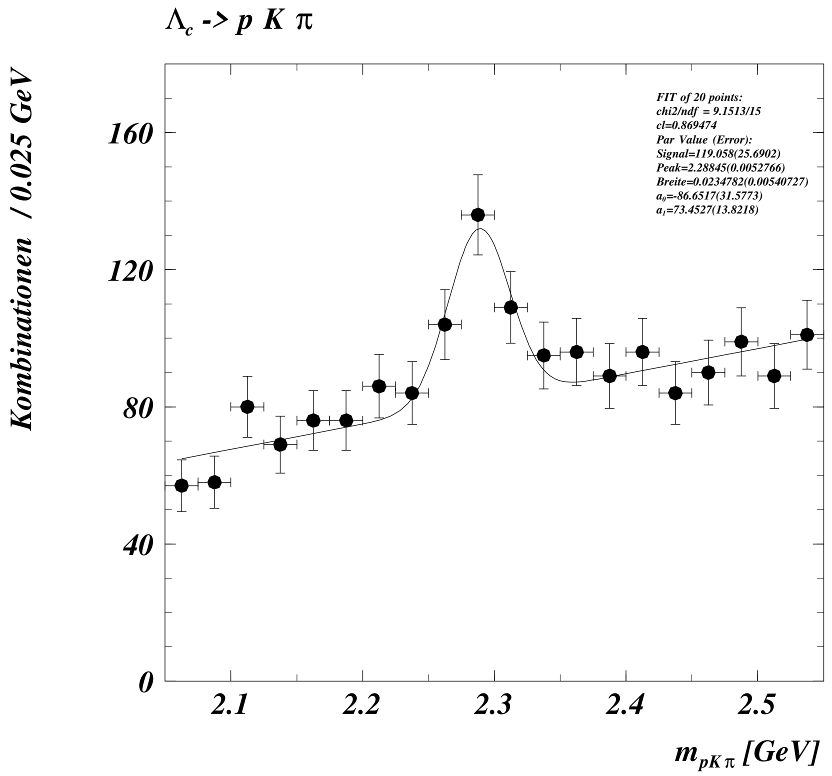


Abbildung 6.2: *Das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für Photoproduktions-Ereignisse 1996 (Selektionsstufe* `SEL4`*). Der Fit erfolgt unter Verwendung der Funktion f_{Fit}.*

Parameter	Selektion `SEL4`
$p_t(p, K)$[GeV]	≥ 0.25
$p_t(\pi)$[GeV]	≥ 0.40
$p_t(\Lambda_c)$[GeV]	≥ 1.5
z_{JB}	≥ 0.5
$R_{p_t(\Lambda_c)}$	1
$p_{t,\,trans\,(\Lambda_c)}$[GeV]	0.30
$p_t(\Lambda_c)/E_t(\textit{Ereignis})$	0.15
$\eta(\Lambda_c)$	$-1.50 \leq \eta \leq 1.20$
$\textit{Treffer}_{dE/dx}(p, K, \pi)$	≥ 15
$LN(p)$	≥ 0.5
$LN(K, \pi)$	≥ 0.1
$\eta(p, K, \pi)$	$-1.75 \leq \eta \leq 1.75$
$r_{len}(p, K, \pi)$[cm]	≥ 15
$m_{pK\pi}$[GeV]	$2.05 \leq m_{pK\pi} \leq 2.55$

Tabelle 6.1: *Übersicht der verwendeten Schnitte für die Selektionsstufe* `SEL4`*, Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$. Nicht aufgeführte Schnitte der vorherigen Selektionsstufen sind implizit mitverwendet.*

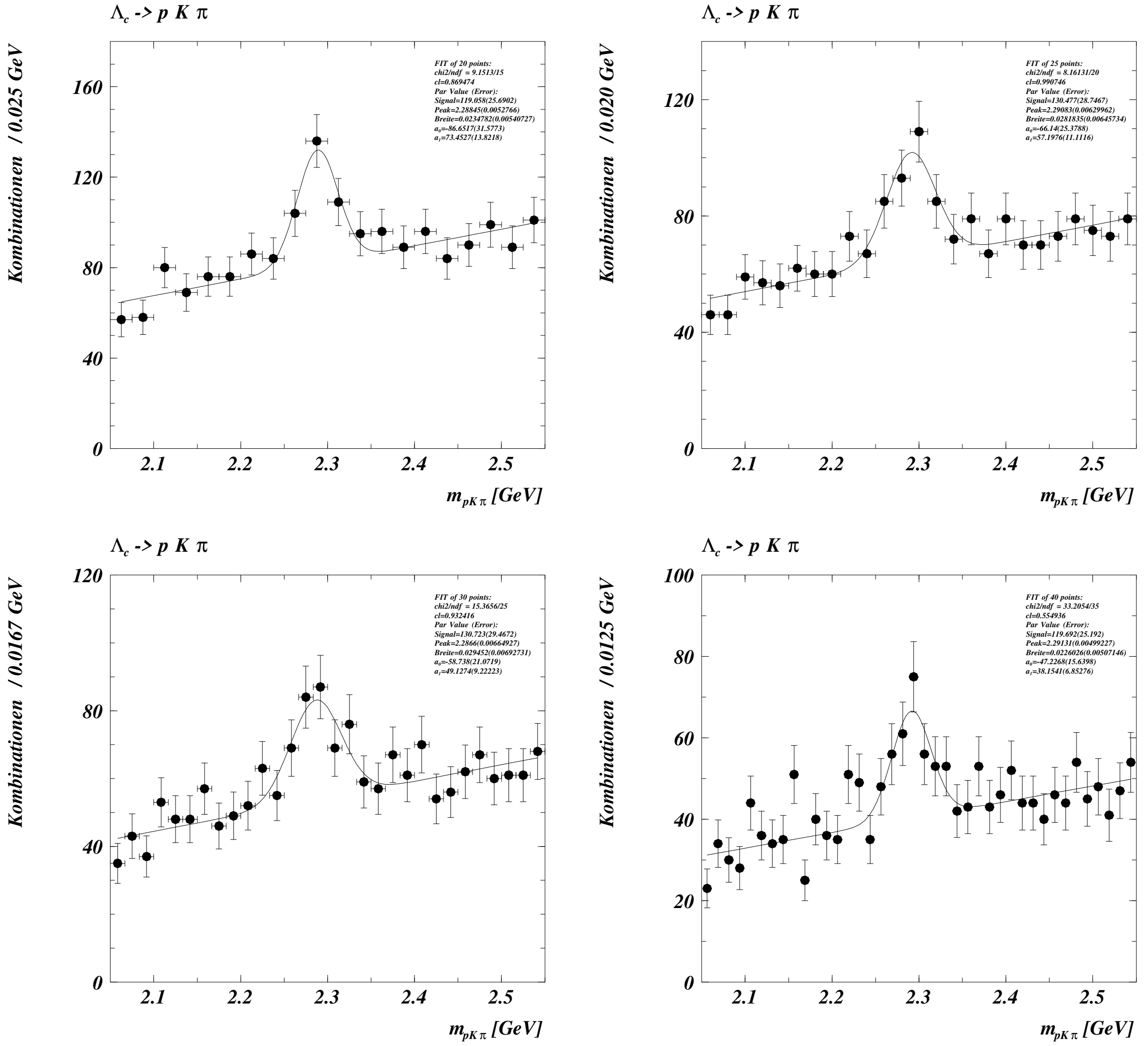


Abbildung 6.3: *Das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ für Photoproduktions-Ereignisse 1996. Gezeigt ist jeweils die finale Selektion* `SEL4` *für verschiedene Bin-Breiten Δ_{Bin}. Bei einer Histogrammbreite von* $[2.05; 2.55]$ GeV *beträgt die Anzahl der Bins 20 (oben links, Standard-Bining), 25 (oben rechts), 30 (unten links), und 40 (unten rechts). Der Fit des Λ_c-Signals erfolgt jeweils unter Verwendung der Funktion f_{Fit}.*

Bins	Binbreite Δ_{Bin} [GeV]	Signal	Peak [GeV] ± Breite [GeV]
20	0.0250	119 ± 26	2.288 ± 0.023
25	0.0200	130 ± 29	2.291 ± 0.028
30	0.0167	130 ± 29	2.287 ± 0.029
40	0.0125	120 ± 25	2.291 ± 0.023

Tabelle 6.2: *Ergebnisse der Fits des Λ_c-Signals für die verschiedenen Darstellungen in Abbildung 6.3.*

in Abbildung 6.2 eingetragen. Die Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen ergibt sich zu 119 ± 26. Der im Fit frei bestimmte Peak sowie die ebenfalls frei bestimmte Breite[7] der Gaußfunktion ergeben $m_{pK\pi} = 2.288 \pm 0.023$GeV, in sehr guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert von $m_{\Lambda_c} = 2.2849$GeV[20]. Die Breite und Form der Gaußfunktion stimmen ebenfalls sehr gut mit den vom MC her erwarteten Werten überein[8].

Um den Einfluß der gewählten Binbreite Δ_{Bin} auf die mit Hilfe der Fitfunktion ermittelten Werte für das Λ_c-Signal zu überprüfen, wird die Binbreite von $\Delta_{Bin} = 0.025$ GeV (Standardwert) in mehreren Stufen bis $\Delta_{Bin} = 0.0125$ GeV variiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Für alle vier gewählten Binbreiten ist ein klares Λ_c-Signal zu erkennen. Die Ergebnisse der jeweiligen Fits sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt. Die ermittelten Werte sind in guter Übereinstimmung miteinander. Es sind keine systematischen Effekte in Abhängigkeit von der Binbreite zu erkennen.

Wie bereits dargestellt wurde, ist für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ die Verwendung der *dE/dx*-Messungen zur Bestimmung einer Wahrscheinlichkeit für die Zuordnung einer bestimmten Teilchenidentität zu einer Spur von besonderer Wichtigkeit[9]. Es zeigt sich, daß für die erfolgreiche Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen in diesem Zerfallskanal die Anwendung des Standardschnittes von *LN*$(p, K, \pi) \geq 0.1$ auch zusammen mit allen weiteren kinematischen Schnitten gemäß `SEL4` noch nicht hinreichend ist. Eine Verschärfung des Schnittes bezüglich *LN* bietet sich insbesondere für die Selektion der Protonenkandidaten an. Dies zeigt sich z.B. quantitativ in der Berechnung der Separation S[10]. In Abbildung 4.34 ist deutlich zu erkennen, daß eine Unterscheidung insbesondere von Pionen und Protonen auch im Bereich des „relativistischen“ Anstiegs bei $p \gtrsim 2.5$GeV noch möglich ist. Dies ist von besonderer Bedeutung, da die Pionen aufgrund ihrer statistischen Dominanz den Hauptuntergrund für eine fälschliche Zuordnung einer Protonen-Teilchenidentität bilden.

Aus diesem Grund wird der Schnitt für Protonenkandidaten erhöht auf *LN*$(p) \geq 0.5$. Damit werden nur diejenigen Teilchen als Protonenkandidaten akzeptiert, die *außerhalb* der Teilchenbänder für Kaonen und insbesondere Pionen liegen. Dieser Effekt ist in Abbildung 6.4 dargestellt. In der linken Spalte sind die jeweiligen Darstellungen für Protonen gezeigt.

In der oberen Reihe der Abbildung 6.4 ist zunächst die normierte Testgröße *LN* histogrammiert. In der mittleren Reihe ist der *dE/dx*-Wert in Abhängigkeit vom Gesamtimpuls dargestellt. Für Protonen ist deutlich eine Lücke in dem Band der akzeptierten Protonenkandidaten zu erkennen, die durch die Forderung *LN*$(p) \geq 0.5$ hervorgerufen wird. Diese Lücke erstreckt sich ober-, bzw. unterhalb der Kurven für Kaonen und Pionen gemäß der Funktion $f_{dE/dx}$. Sie umfaßt einen Bereich des Gesamtimpulses der Protonen von $1.75 \lesssim p(p) \lesssim 2.7$GeV, der entsprechend auch in der korrespondierenden Darstellung für den Gesamtimpuls allein (untere Reihe) auftritt.

Der Effekt einer Erhöhung der Anforderung für die Protonenidentifikation durch eine Verschärfung des Schnittes bezüglich *LN* von *LN*$(p) \geq 0.1$ auf *LN*$(p) \geq 0.5$ ist in Abbildung 6.5 gezeigt. In der linken Darstellung ist die invariante Masse für alle diejenigen Λ_c-Kombinationen gezeigt, die allen Schnitten der finalen Selektion `SEL4` genügen, mit der einen Abänderung, daß lediglich *LN*$(p) \geq 0.1$ gefordert ist. Die entsprechende (finale) Verteilung mit *LN*$(p) \geq 0.5$ ist zum Vergleich noch einmal rechts abgebildet. Mit der schwächeren Anforderung für die Protonenidentifikation deutet sich ein Λ_c-Signal bereits an, das allerdings durch den noch immer hohen kombinatorischen Untergrund überdeckt ist. Mit Hilfe des härteren Schnittes *LN*$(p) \geq 0.5$ ist eine erhebliche Reduktion dieses

---

[7] Generell erfolgen die Angaben bezüglich des Λ_c-Signals in der vorliegenden Arbeit in der Form Peak(Fit) ± Breite(Fit), wobei die entsprechenden Werte des jeweiligen Fits verwendet werden.

[8] Vergleiche Abbildung 5.20.

[9] Vergleiche z.B. Abschnitt 5.4.1.

[10] Vergleiche Abschnitt 4.6.1.

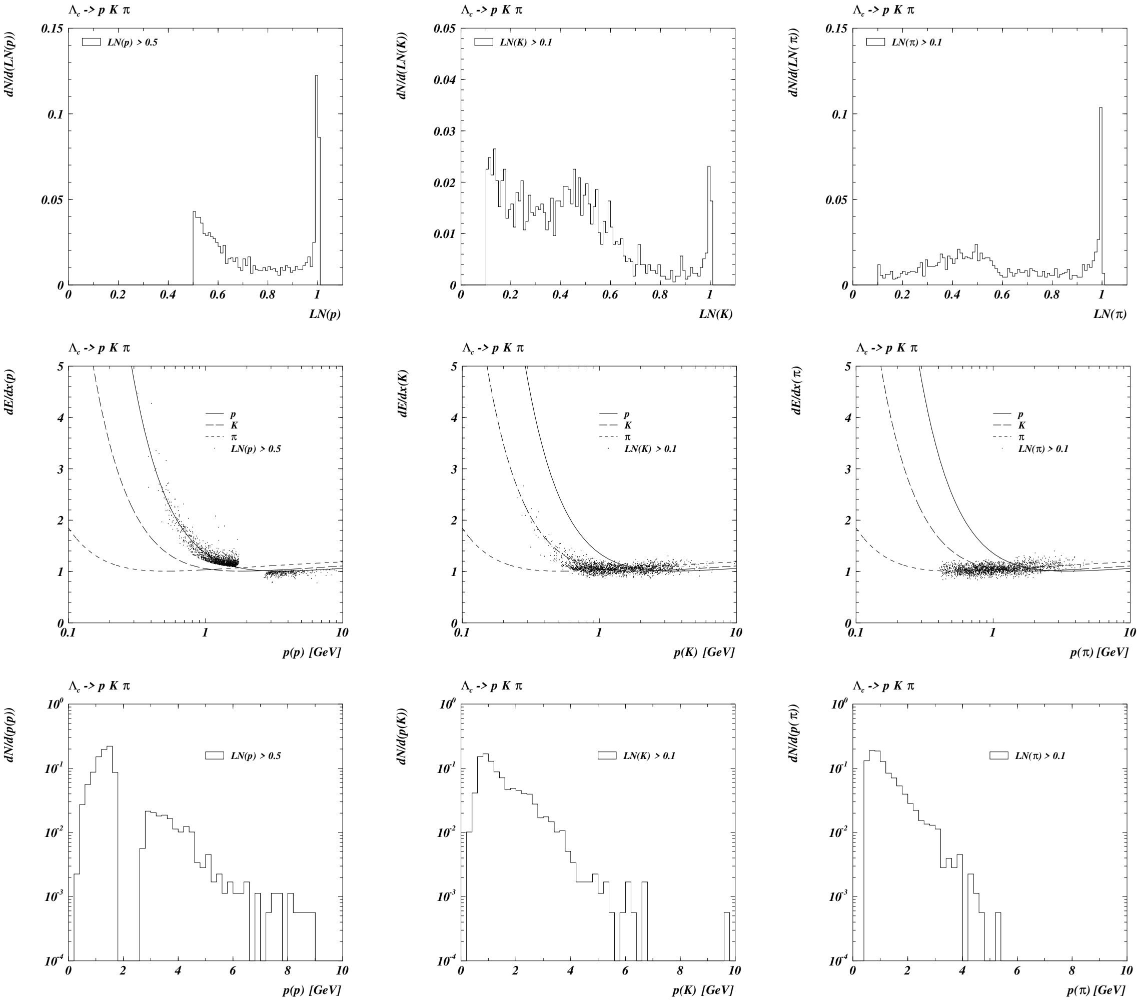


Abbildung 6.4: *Die Anwendung der normierten Testgröße LN auf die finalen Zerfallsteilchen im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$. In der linken Spalte sind Darstellungen bezüglich der Zerfallsprotonen, in der mittleren Spalte bezüglich der Zerfallskaonen, und schließlich in der rechten Spalte bezüglich der Zerfallspionen gezeigt. Gezeigt sind die akzeptierten Ereignisse der finalen Selektion* `SEL4` *auf der Grundlage aller Photoproduktions-Ereignisse der Datennahme 1996.*

In der oberen Reihe ist die normierte Testgröße LN gezeigt. In der mittleren Reihe sind die dE/dx-Werte gegen den Gesamtimpuls dargestellt. Die Schnitte für die Kaonen- und Pionenselektion entsprechen der Standardanforderung LN ≥ 0.1. Für Protonen wird zur Herausarbeitung des Λ_c-Signals eine härtere Forderung LN ≥ 0.5 gestellt. Man erkennt deutlich, daß durch diese Anforderung Protonen nicht mehr aus denjenigen Breichen akzeptiert werden, in denen sich die Teilchenbänder überschneiden. Dies wird auch durch die korrespondierende Darstellung für den Gesamtimpuls (untere Reihe) der selektierten Protonen deutlich. Die Lücke im Impulsspektrum erstreckt sich von $1.75 \lesssim p(p) \lesssim 2.7$GeV.

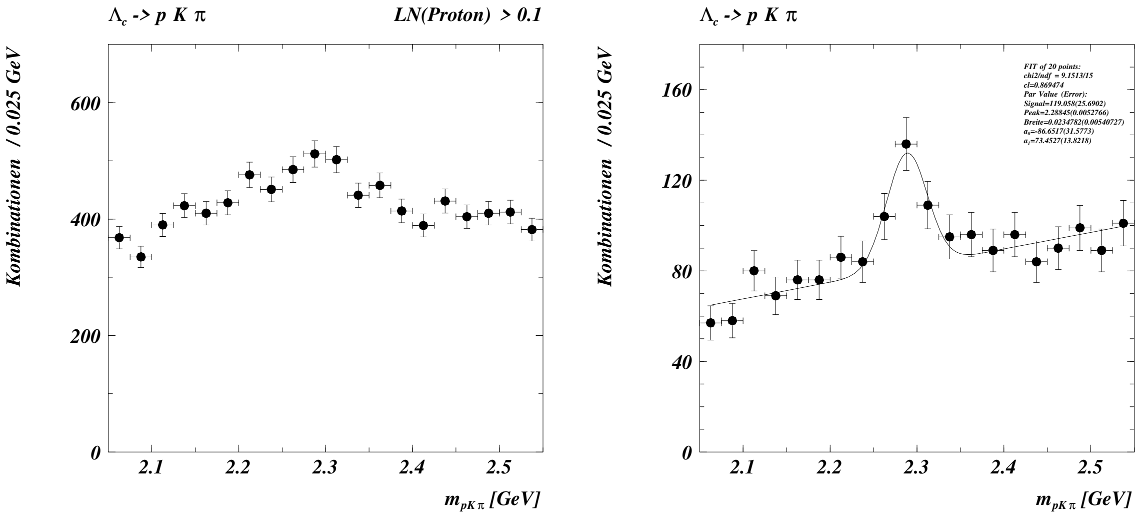


Abbildung 6.5: *Der Effekt einer Verschärfung der Anforderung bezüglich LN*(p) *für die Rekonstruktion der* Λ_c*-Baryonen im Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$*. Die Darstellung links zeigt die Verteilung der* Λ_c*-Massenkombinationen* $m_{pK\pi}$ *für die gleichen Schnitte wie in der finalen Selektion* `SEL4`*, außer daß für die Protonenidentifikation lediglich der Standardschnitt LN*$(p) \geq 0.1$ *gefordert ist. Erhöht man die Anforderung auf LN*$(p) \geq 0.5$*, so erhält man die bereits in Abbildung 6.2 gezeigte finale Verteilung (rechts).*

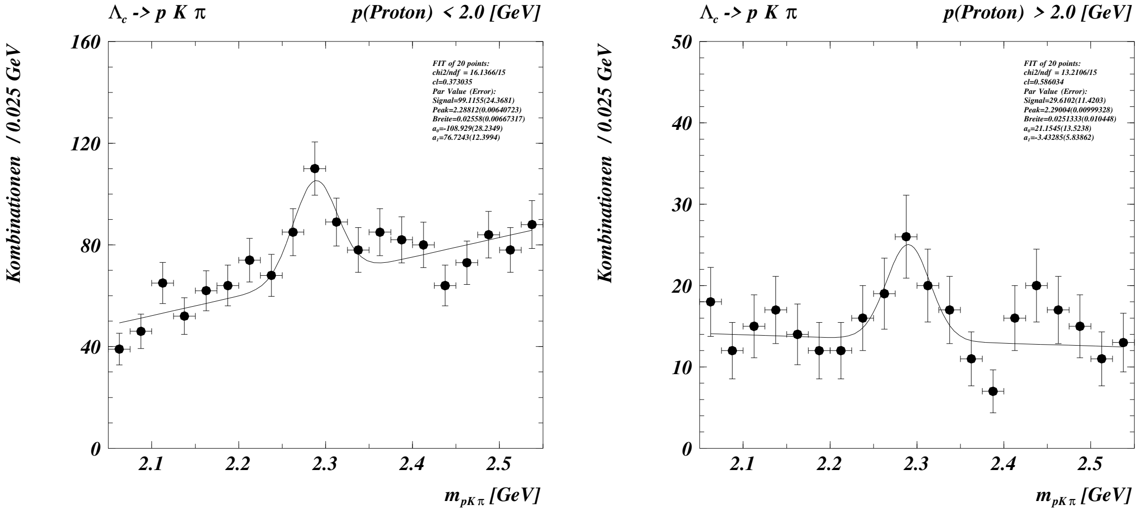


Abbildung 6.6: *Die* Λ_c*-Signale im Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$ *für diejenigen* Λ_c *-Kombinationen, bei denen der Protonenkandidat auf dem abfallenden Teil der dE/dx-Funktion liegt (*$p(p) < 2.0\,\mathrm{GeV}$*, links); Und für diejenigen* Λ_c*-Kombinationen, bei denen der Protonenkandidat im Bereich des relativistischen Anstieges liegt (*$p(p) \geq 2.0\,\mathrm{GeV}$*, rechts).*

	Signal	Peak [GeV] ± Breite [GeV]
$p(p) < 2.0$GeV	99 ± 24	2.288 ± 0.026
$p(p) > 2.0$GeV	30 ± 11	2.290 ± 0.025

Tabelle 6.3: *Ergebnisse der Fits des Λ_c-Signals für die verschiedenen Darstellungen in Abbildung 6.6.*

Untergrundes möglich: Es ergibt sich ein signifikantes Λ_c-Signal.

In Abbildung 6.6 sind abschließend die Verteilungen der invarianten Masse der Λ_c-Kombinationen gezeigt im Hinblick darauf, ob die Protonenkandidaten auf dem abfallenden Teil der *dE/dx*-Funktion liegen, d.h. bezüglich des Gesamtimpulses des Protons *unterhalb* der Lücke im Gesamtimpuls-Spektrum (links, $p(p) < 2.0$GeV; Oder ob die Protonenkandidaten im Bereich des relativistischen Anstieges liegen, d.h. bezüglich des Gesamtimpulses des Protons *oberhalb* der Lücke im Gesamtimpuls-Spektrum (rechts, $p(p) > 2.0$GeV. Man erkennt deutlich, daß beide Anteile ein klares Λ_c-Signal zeigen und insofern beide signifikant zum Gesamtsignal beitragen. Die Ergebnisse der jeweiligen Fits sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt.

6.3 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$

Die Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ läßt sich in zwei Schritte unterteilen[11]: Zunächst erfolgt in einem ersten Schritt die Rekonstruktion von Λ -Kandidaten. Mit Hilfe dieser Λ werden in einem zweiten Schritt Λ_c-Kombinationen der Form (Λ, S_3) gebildet. In Analogie zu diesem Verfahren erfolgt die Beschreibung der Selektion im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ ebenfalls in zwei Abschnitten. Zunächst erfolgt die Darstellung der Λ-Selektion (Abschnitt 6.3.1), daran anschließend die Beschreibung der vollständigen Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen (Abschnitt 6.3.2).

6.3.1 Die Λ -Selektion

Die Schnitte für die Λ-Selektion im Rahmen der Selektionsstufe `SEL4` sind mit denjenigen der Selektionsstufe `SEL2` identisch. Diese Schnitte wurden in Abschnitt 5.3.2 motiviert[12] und in Tabelle 5.8 zusammenfassend dargestellt. Die jeweiligen Effekte der verwendeten Schnitte zur Λ-Selektion auf die Verteilung der rekonstruierten Masse $m_{\Lambda\pi}$ der Λ-Kandidaten sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Die einzelnen Darstellungen sind mit einer identischen y-Skalierung abgebildet, um einen direkten Vergleich der Verteilungen zu ermöglichen.

Jede Darstellung umfaßt drei Verteilungen. Zunächst die jeweilige Darstellung für *alle* Λ -Kombinationen, d.h. Λ *und* $\bar{\Lambda}$ (offenes Histogramm). Darüberhinaus zwei Darstellungen jeweils allein für die Λ -Kombinationen ((p^+, π^-), links-gestreiftes Histogramm), bzw. allein die $\bar{\Lambda}$-Kombinationen ((p^-, π^+), rechts-gestreiftes Histogramm).

Für jeden Selektionsschnitt sind jeweils zwei Darstellungen gezeigt. Zum einen die Verteilungen derjenigen Λ bzw. $\bar{\Lambda}$-Kombinationen, die durch den jeweiligen Schnitt akzeptiert werden („Schnitt“), sowie die Verteilungen für diejenigen Λ bzw. $\bar{\Lambda}$-Kombinationen, die durch den jeweiligen Schnitt verworfen werden („Nicht-Schnitt“). Es ist zu erkennen, daß durch die jeweiligen Bedingungen

---

[11] Vergleiche Abschnitt 5.3.2.

[12] Vergleiche insbesondere Abbildung 5.13.

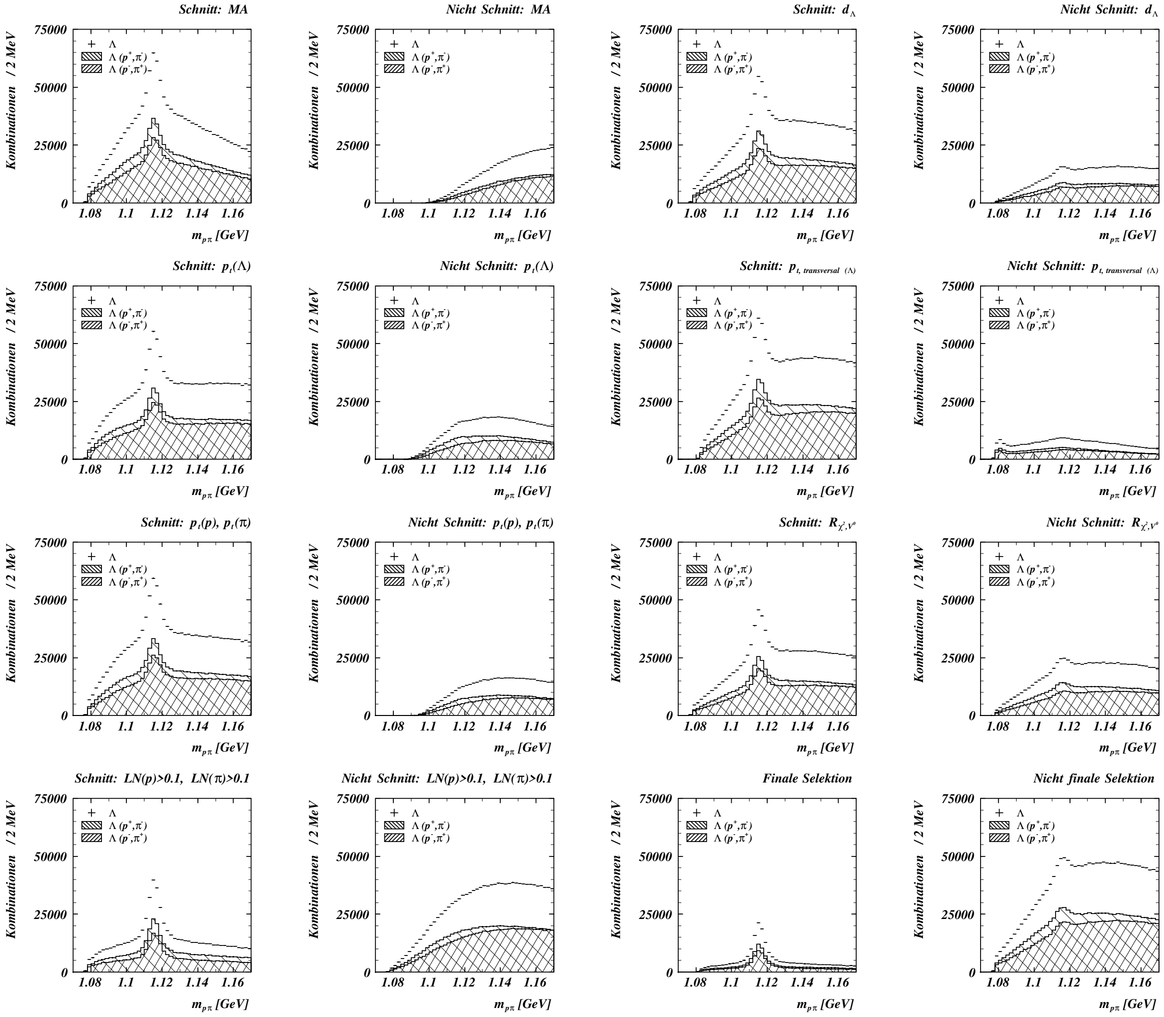


Abbildung 6.7: *Die Effekte der verschiedenen verwendeten Schnitte zur Λ-Selektion (*`SEL2`*-*`SEL4`*) auf die Verteilung der rekonstruierten Masse $m_{\Lambda\pi}$ der Λ-Kandidaten. Die Grundlage der Darstellungen sind die Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996. Die Schnitte der losen V^0-Selektion* `SEL1` *sind bereits angewendet. Gezeigt sind für jeden Schnitt die akzeptierten Λ-Kandidaten („Schnitt“, jeweils links), sowie die verworfenen Kombinationen („Nicht Schnitt“, jeweils rechts). Das offene Histogramm zeigt die Summe von Λ und $\bar{\Lambda}$, die zusätzlich einzeln histogrammiert sind (Λ: links-gestreiftes Histogramm, $\bar{\Lambda}$: rechts-gestreiftes Histogramm).*

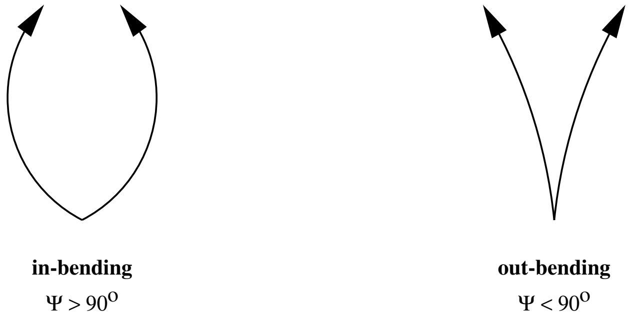


Abbildung 6.8: *Skizze zur Unterscheidung der Zerfallstopologien in-bending und out-bending für* V^0*-Teilchen.*

der Λ-Selektion `SEL2` bzw. `SEL4` jeweils nur ein geringer Anteil der ursprünglichen Λ bzw. $\bar{\Lambda}$-Kombinationen verworfen wird. Im Gegensatz dazu wird der Untergrund sehr effektiv unterdrückt: In der letzten Teildarstellung sind die abschließend als Λ bzw. $\bar{\Lambda}$-Kandidaten verworfenen V^0-Kombinationen („Nicht finale Selektion“) gezeigt. Hier ergibt sich im Bereich des Λ-Signals ein Untergrund von ≈ 45000 Einträgen pro Bin. Dahingegen weist das finale Λ-Signal („Finale Selektion“), d.h. also diejenige Λ-Selektion, die als Grundlage für die weitergehende Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ dient, lediglich ≈ 4000 Einträge pro Bin als Untergrund auf.

Auf die weiteren Darstellungen in der letzten Reihe der Abbildung 6.7, d.h. den Effekt der Standardschnitte hinsichtlich der *dE/dx*-Messungen, sowie das finale Λ-Signal wird später genauer eingegangen[13].

Man kann bei der Rekonstruktion von V^0-Zerfällen allgemein zwei Zerfallstopologien unterscheiden. Die beiden Typisierungen sind in Abbildung 6.8 skizziert. Zum einen kann der Fall auftreten, daß die beiden V^0-Zerfallsteilchen sich aufgrund ihrer unterschiedlichen Ladung bezüglich der Projektion ihrer Spuren in die $r\varphi$-Ebene *gegeneinander* drehen: Dieser Fall wird im folgenden nach der englischen Terminologie als *in-bending* bezeichnet. Zum anderen können die beiden V^0-Spuren sich *voneinander wegdrehen*: Dieser Typus wird im folgenden als *out-bending* bezeichnet.

Eine Unterscheidung eines V^0-Zerfalls bezüglich der Topologie nach in-bending bzw. out-bending ist mit Hilfe des Zerfallswinkels Ψ möglich[14]:

$$\begin{aligned}
\Psi &= \arccos(\vec{a}_n \cdot \vec{b}_n) \qquad (6.3)\\
\vec{a}_n &= \vec{a}/|\vec{a}| \\
\vec{b}_n &= \vec{b}/|\vec{b}| \\
\vec{a} &= \vec{p}^{\,+}_{V^0} \times \vec{p}^{\,-}_{V^0} \\
\vec{b} &= [\vec{p}_{V^0} \times \vec{n}_z] \times \vec{p}_{V^0}
\end{aligned}$$

Die (Impuls-) Vektoren der beiden V^0-Zerfallsteilchen werden nach ihrer Ladung als $\vec{p}^{\,+}_{V^0}$ bzw. $\vec{p}^{\,-}_{V^0}$

---

[13] Für die Schnitte bezüglich der normierten Testgröße *LN* vergleiche z.B. die Abbildungen 6.13 und 6.14 in Abschnitt 6.3.2.

[14] Der Zerfallswinkel Ψ wird aus diesem Grund auch als „topologischer“ Winkel bezeichnet.

bezeichnet. Der Vektor $\vec{n}_z$ bezeichnet den Einheitsvektor bezüglich der z-Achse. Aus den gegebenen Relationen ergibt sich, daß der Vektor $\vec{a}$ senkrecht auf der durch die beiden V^0-Zerfallsteilchen aufgespannten Zerfallsebene steht. Der Vektor $\vec{b}$ liegt in derjenigen Ebene, die durch die Flugrichtung des V^0 und die z-Achse definiert wird.

Mit der Definition aus Gleichung 6.3 läßt sich dann folgende Zuordnung vornehmen:

in-bending	$\Psi > 90°$
out-bending	$\Psi < 90°$

Tabelle 6.4: *Unterscheidung der V^0-Zerfallstopologien in-bending und out-bending mit Hilfe des Zerfallswinkels Ψ.*

Es zeigt sich, daß die im Rahmen des Sekundärvertexfits des CJC-Rekonstruktionsmoduls CJCREC erreichte Auflösung sowie die Rekonstruktionseffizienz für die beiden genannten V^0-Topologien unterschiedlich ist[15]. Eine Ursache hierfür ist, daß die Bestimmung des geometrischen Schnittpunktes der beiden V^0-Zerfallsspuren für die Topologie out-bending aufgrund des geringeren Öffnungswinkels der Spuren schwieriger ist als für die Topologie in-bending. Der Effekt ist in Abbildung 6.9, untere Reihe, dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß diejenigen Λ-Kandidaten, die dem Typus out-bending entsprechen, ein breiteres Signal aufweisen als diejenigen, die dem Typus in-bending zuzuordnen sind. Die beiden Verteilungen werden durch folgende Funktion $g^{\Lambda^0}_{Fit,\,1}$ gefittet, die aus einer einfachen (normierten) Gaußfunktion zusammen mit einem Untergrundterm aufgebaut ist:

$$g^{\Lambda^0}_{Fit,\,1} = r_{Bin} \cdot \frac{1}{p_3\sqrt{2\pi}} \cdot \left[p_1 \cdot e^{-\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{x-p_2}{p_3}\right)^2} \right] + p_4 \; + p_5 \cdot (x - 1.08) \cdot e^{p_6\cdot(x-1.08)} \qquad (6.4)$$

Es treten 6 freie Parameter $p_1, \ldots, p_6$ auf, deren jeweilige Bedeutung in der Tabelle 6.5 beschrieben ist.

Parameter	Bedeutung	Legende
p_1	Integral über die Gaußfunktion	Signal
p_2	Position der Gaußfunktion	Peak
p_3	Sigma der Gaußfunktion	Breite
p_4	konstanter Term	b_0
p_5	linearer Term	b_1
p_6	Faktor in der e-Funktion	b_2

Tabelle 6.5: *Freie Parameter der verwendeten V^0-Fitfunktion $g^{\Lambda^0}_{Fit,\,1}$. In der Spalte „Legende“ ist diejenige Bezeichnung aufgeführt, unter der der entsprechende Parameter in den gezeigten Massenverteilungen angegeben ist.*

Durch die Verwendung des Normierungsfaktors $1/(p_3\sqrt{2\pi})$ und der Binbreite r_{Bin} (in GeV) liefert der Fit als Resultat für den Parameter p_1 unmittelbar das Integral über die Gaußfunktion, d.h. die Anzahl der Einträge im Signal[16]. Die Ergebnisse der entsprechenden Fits sind in Tabelle 6.6 zusammengefaßt.

---

[15] Vergleiche auch den Abschnitt 6.4.1 hinsichtlich der Rekonstruktion der K^0 -Mesonen.

[16] Vergleiche Gleichung 5.16.

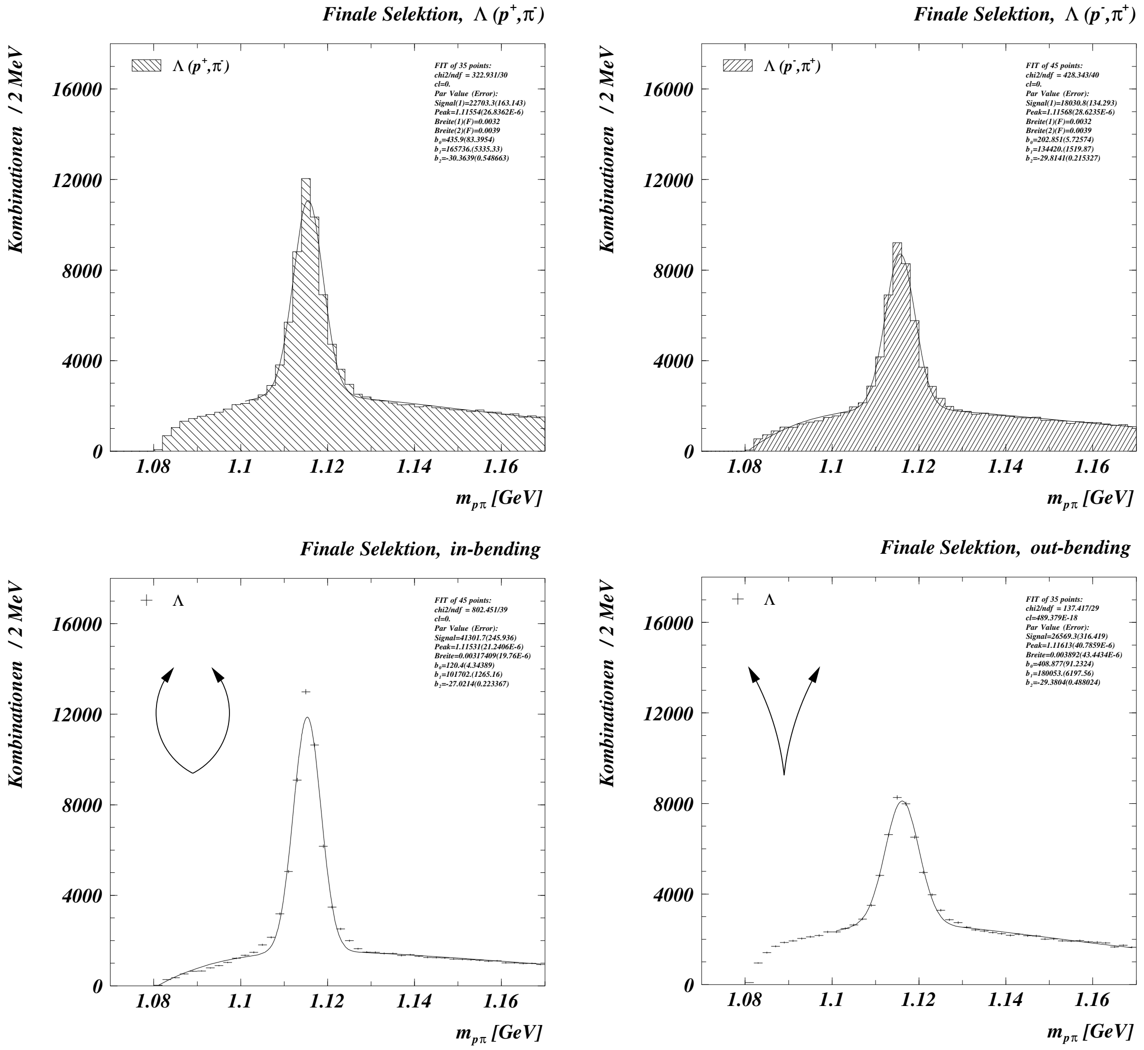


Abbildung 6.9: *Die Unterscheidung des finalen Λ-Signals im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996 bezüglich Λ(oben links), $\bar{\Lambda}$(oben rechts), in-bending (unten links), out-bending(unten rechts).*

	Signal 1	Signal 2	Signal $1+2$	Peak [GeV] $\pm$ Breite [GeV]
in-bending	41300 ± 300	-	41300 ± 300	1.1153 ± 0.0032
out-bending	26600 ± 300	-	26600 ± 300	1.1161 ± 0.0039
$\sum$			67900 ± 400	
$\Lambda(p^+, \pi_-)$	22700 ± 200	14600 ± 200	37300 ± 300	1.1155 ± 0.0035
$\Lambda(p^-, \pi_+)$	18000 ± 200	11500 ± 200	29500 ± 300	1.1157 ± 0.0035
$\sum$			66800 ± 400	

Tabelle 6.6: *Ergebnisse der Fits des Λ-Signals für die verschiedenen Darstellungen in Abbildung 6.9.*

Parameter	Bedeutung	Legende
p_1	Integral über die 1. Gaußfunktion	Signal (1)
p_2	gemeinsame Position der Gaußfunktionen	Peak
p_3	Sigma der 1. Gaußfunktion	Breite (1)
p_4	Sigma der 2. Gaußfunktion	Breite (2)
p_5	konstanter Term	b_0
p_6	linearer Term	b_1
p_7	Faktor in der e-Funktion	b_2

Tabelle 6.7: *Freie Parameter der verwendeten V^0-Fitfunktion $g^{\Lambda^0}_{\mathit{Fit},\,2}$. In der Spalte „Legende“ ist diejenige Bezeichnung aufgeführt, unter der der entsprechende Parameter in den gezeigten Massenverteilungen angegeben ist.*

Um eine Anpassung für Λ-Verteilungen vornehmen zu können, in denen *beide* Zerfallstopologien vorkommen, wird ein Fit mit einer Funktion $g^{\Lambda^0}_{\mathit{Fit},\,2}$ durchgeführt, die als Summe zweier Gaußfunktionenen und einem Untergrundterm aufgebaut ist:

$$\begin{aligned} g^{\Lambda^0}_{\mathit{Fit},\,2} &= r_{\mathit{Bin}} \cdot \frac{1}{p_3\sqrt{2\pi}} \cdot \left[p_1 \cdot e^{-\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{x-p_2}{p_3}\right)^2} \right] \\ &+ r_{\mathit{Bin}} \cdot \frac{1}{p_4\sqrt{2\pi}} \cdot \left[(p_1/c) \cdot e^{-\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{x-p_2}{p_4}\right)^2} \right] + p_5 + p_6 \cdot (x-1.08) \cdot e^{p_7\cdot(x-1.08)} \end{aligned} \tag{6.5}$$

Es treten 7 freie Parameter $p_1, \ldots, p_7$ auf, deren jeweilige Bedeutung in der Tabelle 6.7 beschrieben ist. Um den Fit zu stabilisieren, wird das Verhältnis c der Anzahl der Einträge für in-bending bzw. out-bending Λ-Kombinationen, gemäß dem Ergebnis der Anpassungen der entsprechenden Verteilungen, fixiert[17]:

$$c = \frac{\mathit{Signal}_{\mathit{in\text{-}bending}}}{\mathit{Signal}_{\mathit{out\text{-}bending}}} = \frac{41300}{26600} \tag{6.6}$$

Darüber hinaus ist die Breite der beiden Gaußfunktionen fixiert. Die Anzahl der Einträge für die zweite Gaußfunktion ergibt sich mit Hilfe der Gleichung 6.6. Die mittlere Breite des finalen Λ -Signals wird als gewichtetes Mittel der beiden fixierten Breiten der verwendeten Gaußfunktionen bestimmt.

In Abbildung 6.10 ist die finale Λ-Selektion für Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996 gezeigt, wie sie der weiteren Rekonstruktion im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ zugrunde liegt. Der eingezeichnete Fit ergibt sich unter Anwendung der Fitfunktion $g^{\Lambda^0}_{\mathit{Fit},\,2}$. Der ermittelte Wert für die Λ-Masse liegt bei $m_{p\pi} = 1.11562 \pm 0.0035$GeV, in sehr guter Übereinstimmung zum Literaturwert von $m_\Lambda = 1.11568$GeV[20]. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.8 zusammengefaßt. In dem verwendeten Massenfenster von $\Delta(m_{p\pi}) = m(\Lambda) \pm 10$MeV werden insgesamt ≈ 110000 Λ-Kandidaten akzeptiert.

---

[17] Vergleiche Tabelle 6.6.

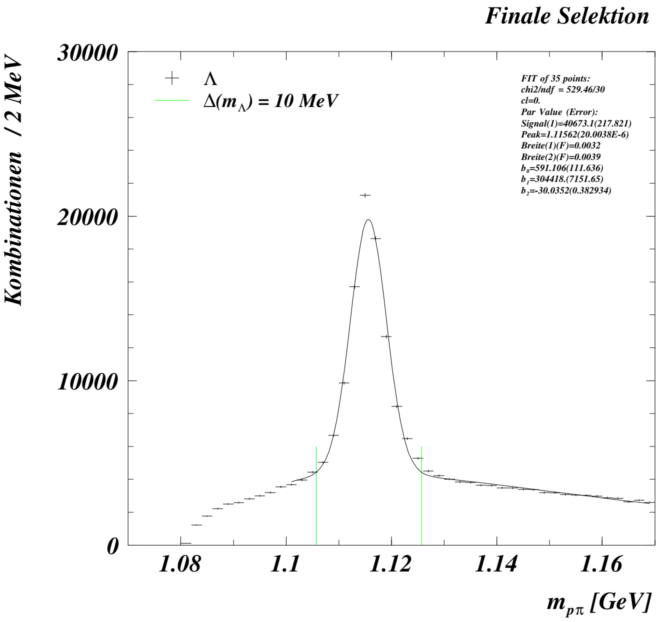


Abbildung 6.10: *Die finale Λ-Selektion im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996. Für die nachfolgende Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen werden alle Λ-Kombinationen in einem Massenfenster ± 10MeV um die nominelle Λ-Masse akzeptiert.*

	Signal 1	Signal 2	Signal $1+2$	akzeptierte V^0	Peak [GeV] ± Breite [GeV]
Λ	40700 ± 200	26100 ± 200	66800 ± 300	110000	1.1156 ± 0.0035

Tabelle 6.8: *Ergebnisse der Fits des finalen Λ-Signals in Abbildung 6.10.*

Bereits in den Darstellungen der Abbildung 6.7 ist zu erkennen, daß die Anzahl der rekonstruierten Λ allgemein größer ist als diejenige der $\bar{\Lambda}$. Dieser Effekt zeigt sich auch bei der finalen Selektion. In Abbildung 6.9 sind in der oberen Reihe die Massenverteilungen für Λ- bzw. $\bar{\Lambda}$-Kombinationen gezeigt. Als Fitfunktion wurde jeweils die Funktion $g^{\Lambda^0}_{\mathit{Fit},\,2}$ verwendet. Die Ergebnisse der Fits sind in Tabelle 6.6 beschrieben. Die unterschiedliche Anzahl von rekonstruierten und unter Verwendung der Selektionsbedingung `SEL4` akzeptierten Λ- bzw. $\bar{\Lambda}$-Kombinationen ist auf die unterschiedliche Rekonstruktionseffizienz der CJC für positive und negative Teilchen bei kleinen Transversalimpulsen zurückzuführen[18]. Aus Abbildung 5.13 geht hervor, daß über 60% der Λ- bzw. $\bar{\Lambda}$-Zerfallspionen einen Transversalimpuls von weniger als 0.2GeV aufweisen. Für $\bar{\Lambda}$ ergibt sich damit, daß das *positive* Zerfallsteilchen diesen sehr kleinen Transversalimpuls besitzt, was zu größeren Ineffizienzen bei der Rekonstruktion führt, als es für Λ-Kombinationen der Fall ist, da in dieser Konstellation das langsame π_Λ aufgrund seiner *negativen* Ladung vergleichsweise besser rekonstruiert werden kann.

Auf zwei weitere Aspekte hinsichtlich der Λ-Selektion im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, der Anwendung der normierten Testgröße *LN*, sowie des K^0-Untergrundes in der finalen Λ-Selektion, wird im nächsten Abschnitt im Rahmen der Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen eingegangen.

---

[18] Vergleiche Abschnitt 3.3.4.

6.3.2 Die Λ_c -Selektion

Die Motivation der finalen Schnitte (Selektionsstufe `SEL4`) für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ erfolgte in Abschnitt 5.3.2[19]. Sie sind noch einmal in Tabelle 6.9 zusammengefaßt[20]. Die Anwendung der Schnitte gemäß `SEL4` auf alle Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996, d.h. *ohne* Spezifizierung des Nachweises des gestreuten Elektrons im *e*-Tagger-33 oder *e*-Tagger-44, ergibt das in Abbildung 6.11 gezeigte Λ_c-Signal.

Die Verteilung wird unter Verwendung der Funktion f_{Fit} gefittet. Die Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen ergibt sich zu 59 ± 15. Der Peakwert liegt bei $m_{pK\pi} = 2.293 \pm 0.015$GeV in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert von $m_{\Lambda_c} = 2.2849$GeV[20]. Die Position und Form der Gaußfunktion stimmen ebenfalls gut mit den vom MC her erwarteten Werten überein[21]. Die Breite ist im Verhältnis zum MC etwas geringer. Dieser Effekt erklärt sich aus der vergleichsweise geringeren Anzahl von rekonstruierten Λ_c-Baryonen im Signalbereich, so daß allein die zentralen Bins das Λ_c-Signal ausbilden können.

Ebenfalls in Abbildung 6.11 sind als gestreiftes Histogramm diejenigen Λ_c-Kombinationen gezeigt, die sich durch *falsche* Ladungskombinationen ergeben, d.h. also Kombinationen der Art:

1. $\Lambda \leftrightarrow (p^+, \pi^-) \rightarrow (p^+, \pi^-) + \pi^-$
2. $\bar{\Lambda} \leftrightarrow (p^-, \pi^+) \rightarrow (p^-, \pi^+) + \pi^+$

Die Verteilung der falschen Ladungskombinationen ist über den gesamten Histogrammbereich flach. Es ist kein Anzeichen dfür zu erkennen, daß durch die verwendeten Schnitte der Λ_c-Selektion ein Λ_c-Signal fälschlicher Weise hervorgerufen werden könnnte.

Um den Einfluß der gewählten Binbreite Δ_{Bin} auf die mit Hilfe der Fitfunktion ermittelten Werte für das Λ_c-Signal zu überprüfen, wird die Binbreite von $\Delta_{Bin} = 0.025$ GeV (Standardwert) in mehreren Stufen bis $\Delta_{Bin} = 0.0125$ GeV variiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.12 gezeigt. Für alle vier gewählten Binbreiten ist ein klares Λ_c-Signal zu erkennen. Die Ergebnisse der jeweiligen Fits sind in Tabelle 6.10 zusammengefaßt. Die ermittelten Werte sind in guter Übereinstimmung miteinander. Es sind keine systematischen Effekte in Abhängigkeit von der Binbreite zu erkennen.

Einen wichtigen Aspekt im Kontext der vorliegenden Arbeit bildet die Anwendung der *dE/dx*-Messungen. Auch im Fall des Zerfallskanals $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ ist es möglich, Untergrundkombinationen[22] mit Hilfe der *dE/dx*-Informationen zu verwerfen. Zu diesem Zweck wird für alle finalen Teilchen der Standardschnitt bezüglich *LN* gefordert mit $LN > 0.1$. Dieser Schnitt ist für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ insbesondere hinsichtlich der Protonen aus dem Λ-Zerfall bedeutsam, da auf diese Weise V^0-Kombinationen ausgeschlossenen werden können, bei denen die *dE/dx*-Messung des V^0-Protonenkandidaten nicht kompatibel ist mit der entsprechenden *dE/dx*-Hypothese. Eine entsprechende Darstellung wurde bereits in Abbildung 6.7 gezeigt.

In Abbildung 6.13 ist der Effekt der verwendeten Anforderungen $LN(p) > 0.1$ und $LN(\pi) > 0.1$ hinsichtlich der Λ-Selektion noch einmal in anderer Form dargestellt. In der linken Darstellung sind als

---

[19] Vergleiche die Abbildungen 5.14 und 5.15.

[20] Hinsichtlich der Selektionsstufe `SEL3` gelten für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ in Analogie die gleichen Anmerkungen, die für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ in Abschnitt 6.2 gemacht wurden.

[21] Vergleiche Abbildung 5.22.

[22] Unter dem Terminus „Untergrund“ werden in diesem Kontext alle Λ_c-Teilchenkombinationen subsummiert, die *nicht* tatsächlich aus Λ_c-Zerfällen stammen.

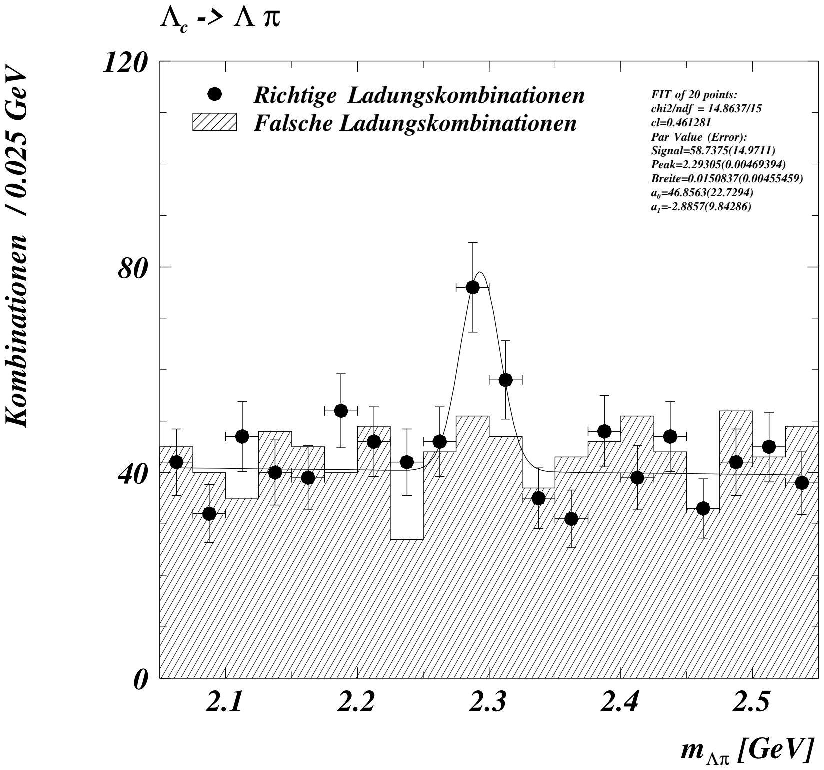


Abbildung 6.11: *Das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ für Photoproduktions-Ereignisse 1996 (Selektionsstufe* `SEL4`*). Der Fit erfolgt unter Verwendung der Funktion f_{Fit}. Das gestreifte Histogramm enthält diejenigen Λ_c-Kombinationen, die durch falsche Ladungskombinationen gebildet werden.*

Parameter	Selektion `SEL4`
$p_t(\Lambda_c)$[GeV]	≥ 1.7
z_{JB}	≥ 0.35
$p_{t,\,trans\,(\Lambda_c)}$[GeV]	0.60
$\eta(\Lambda_c)$	$-1.50 \leq \eta \leq 1.50$
$Treffer_{dE/dx}(\pi)$	≥ 15
$LN(\pi)$	≥ 0.1
$\eta(\pi)$	$-1.75 \leq \eta \leq 1.75$
$r_{len}(\pi)$[cm]	≥ 15
$m_{\Lambda\pi}$[GeV]	$2.05 \leq m_{\Lambda\pi} \leq 2.55$

Tabelle 6.9: *Übersicht der verwendeten Schnitte für die Selektionsstufe* `SEL4`*, Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$. Nicht aufgeführte Schnitte der vorherigen Selektionsstufen sind implizit mitverwendet (Vergleiche Tabelle 5.8).*

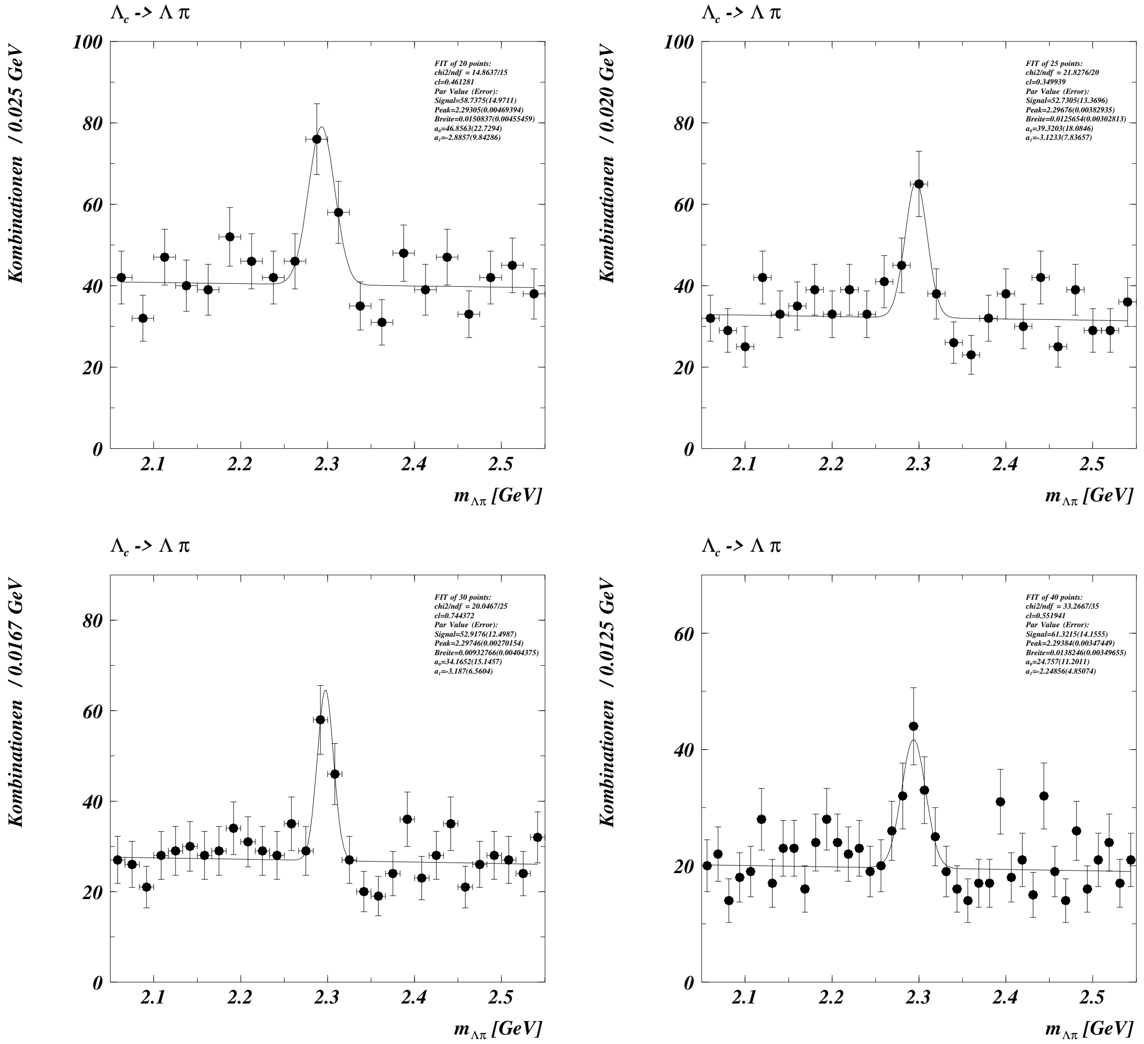


Abbildung 6.12: *Das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für Photoproduktions-Ereignisse 1996. Gezeigt ist jeweils die finale Selektion* `SEL4` *für verschiedene Bin-Breiten Δ_{Bin}. Bei einer Histogrammbreite von* $[2.05; 2.55]$ GeV *beträgt die Anzahl der Bins 20 (oben links, Standard-Bining), 25 (oben rechts), 30 (unten links), und 40 (unten rechts). Der Fit des Λ_c-Signals erfolgt jeweils unter Verwendung der Funktion f_{Fit}.*

Bins	Binbreite Δ_{Bin} [GeV]	Signal	Peak [GeV] ± Breite [GeV]
20	0.0250	59 ± 15	2.293 ± 0.015
25	0.0200	53 ± 13	2.297 ± 0.013
30	0.0167	53 ± 12	2.297 ± 0.009
40	0.0125	61 ± 14	2.294 ± 0.014

Tabelle 6.10: *Ergebnisse der Fits des Λ_c-Signals für die verschiedenen Darstellungen in Abbildung 6.12.*

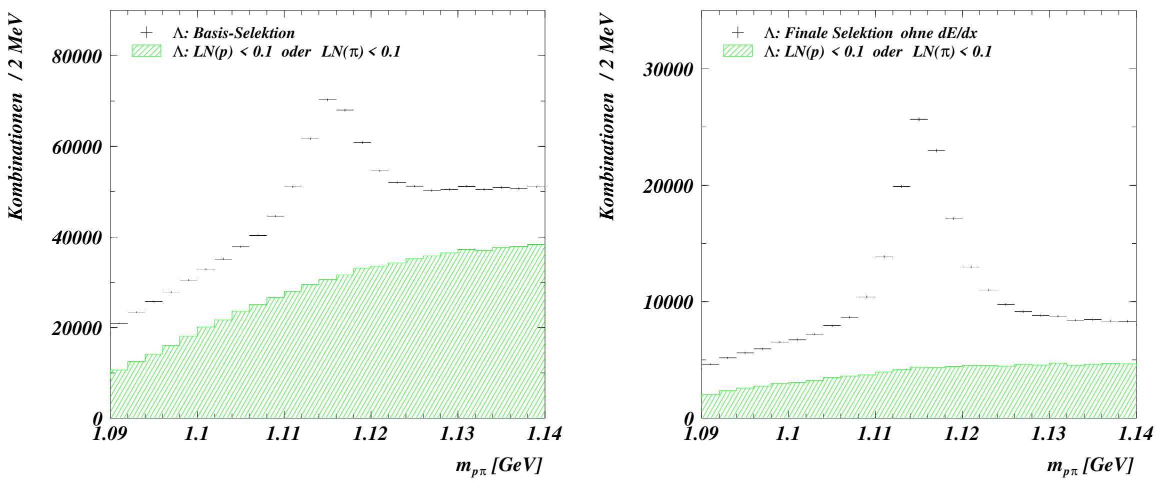


Abbildung 6.13: *Die Anwendung der Standardschnitte bezüglich LN für die Selektion der* Λ *im Zerfallskanal* $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$. *In der Darstellung links umfaßt das helle Histogramm alle diejenigen* Λ*-Kandidaten, die nach der losen* V^0*-Selektion* `SEL2` *vorliegen. Das gestreifte Histogramm zeigt denjenigen Anteil dieser* Λ *-Kombinationen an, der durch die Schnitte LN*$(p) > 0.1$ *und LN*$(\pi) > 0.1$ *verworfen wird.*
Die Abbildung rechts zeigt die analogen Histogramme nach der Anwendung aller übrigen kinematischen Schnitte zur Λ*-Selektion gemäß* `SEL2` *bzw.* `SEL4`.

helles Histogramm alle diejenigen Λ -Kandidaten gezeigt, die nach der losen V^0-Selektion `SEL2` vorliegen. Das gestreifte Histogramm zeigt dahingegen an, welcher Anteil der Λ-Kandidaten des hellen Histogrammes durch die genannten Schnitte bezüglich *LN* verworfen werden kann. Die Verteilung aller Λ -Kombinationen weist im Λ-Signalbereich einen Untergrund von ≈ 50000 Einträgen pro Bin auf. Davon können allein durch die *dE/dx* -Anforderung ≈ 30000 Einträge pro Bin verworfen werden, *ohne* daß ein erkennbarer Verlust von tatsächlichen Λ zu erkennen ist.

Die Aussagen aus dem vorherigen Absatz gelten analog für den Fall, daß bereits alle weiteren kinematischen Schnitte der Λ-Selektion `SEL2` bzw. `SEL4`, mit Ausnahme eben der *dE/dx*-Schnitte, angwendet worden sind. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 6.13, rechts, dargestellt. Auch nach allen weiteren kinematischen Schnitten ist eine Reduktion des kombinatorischen Untergrundes um mehr als einen Faktor 2 möglich. Dies ist eine eindrucksvolle Bestätigung für die erreichte Effizienz der verbesserten *dE/dx*-Messung.

In Abschnitt 5.6.3 wurde die Anwendung des modifizierten MC-*dE/dx* diskutiert. Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ ergab sich anhand der MC-Untersuchungen, daß durch die Schnitte bezüglich *LN* $\approx 2.5\%$ der genuinen Λ verworfen wurden. Diese Zahl läßt sich für reale Daten anhand der Ergebnisse aus Abbildung 6.13 zumindest von der Größenordnung her bestätigen. Die beschriebenen Ergebnisse zeigen erneut, daß die (modifizierte) Beschreibung des *dE/dx* im MC sich in sehr guter Übereinstimmung zu den realen Daten befindet.

Abschließend für diesen Aspekt werden in Abbildung 6.14 für die finalen Zerfallsteilchen p, π_Λ und π die Verteilungen für *LN* (oben), *dE/dx* gegen p (mitte), und den Impuls p selbst (unten) gezeigt[23].

---

[23] Der scheinbare Schnitt auf den Gesamtimpuls des dritten Teilchens des Λ_c-Zerfalls bei ≈ 0.6GeV ergibt sich allein

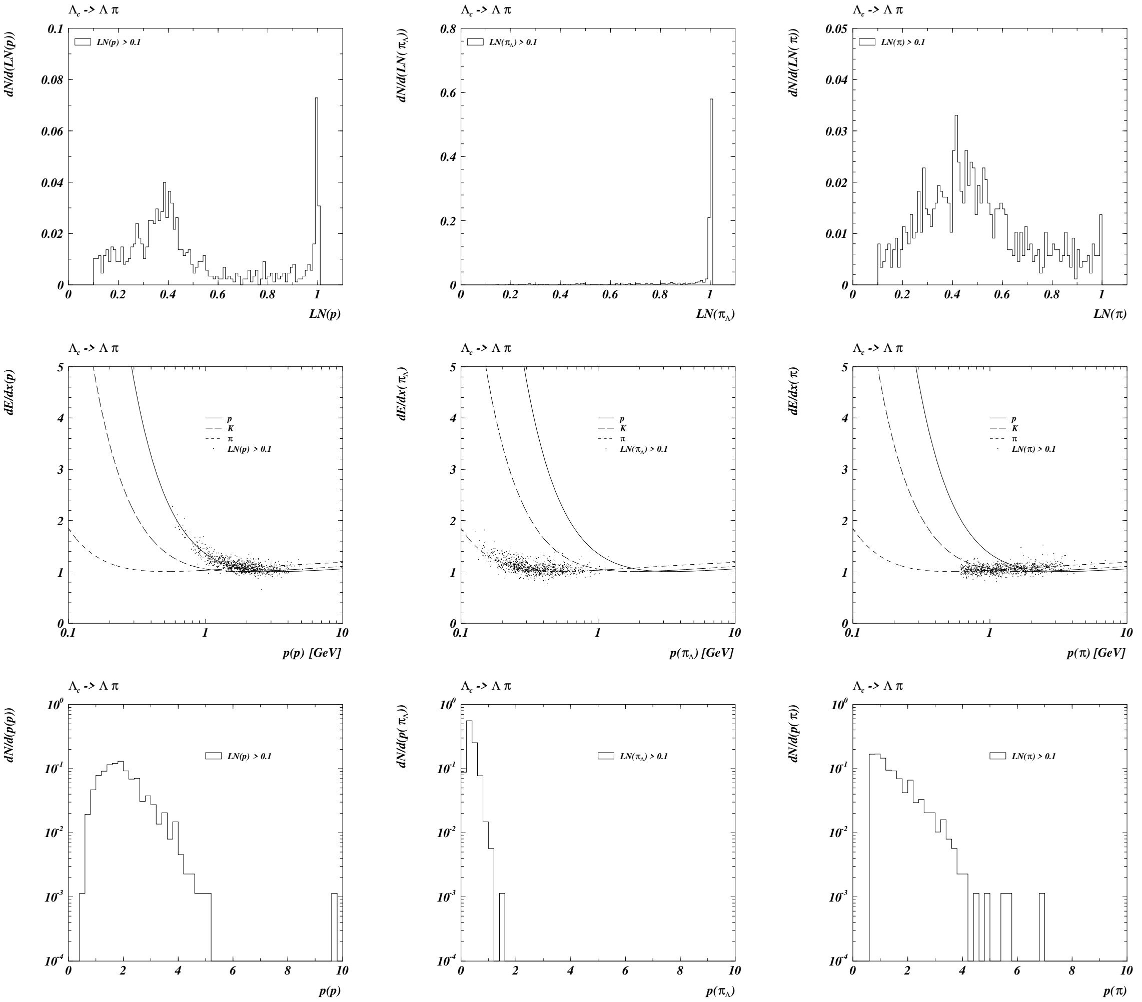


Abbildung 6.14: *Die Anwendung der normierten Testgröße LN auf die finalen Zerfallsteilchen im Zerfallskanal* $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. *Gezeigt sind die akzeptierten Ereignisse der finalen Selektion* `SEL4` *auf der Grundlage aller Photoproduktions-Ereignisse der Datennahme 1996.*
In der oberen Reihe ist die normierte Testgröße LN gezeigt. In der mittleren Reihe sind die dE/dx-Werte gegen den Gesamtimpuls dargestellt. Die Schnitte für die Protonen- und Pionenselektion entsprechen der Standardanforderung LN ≥ 0.1.

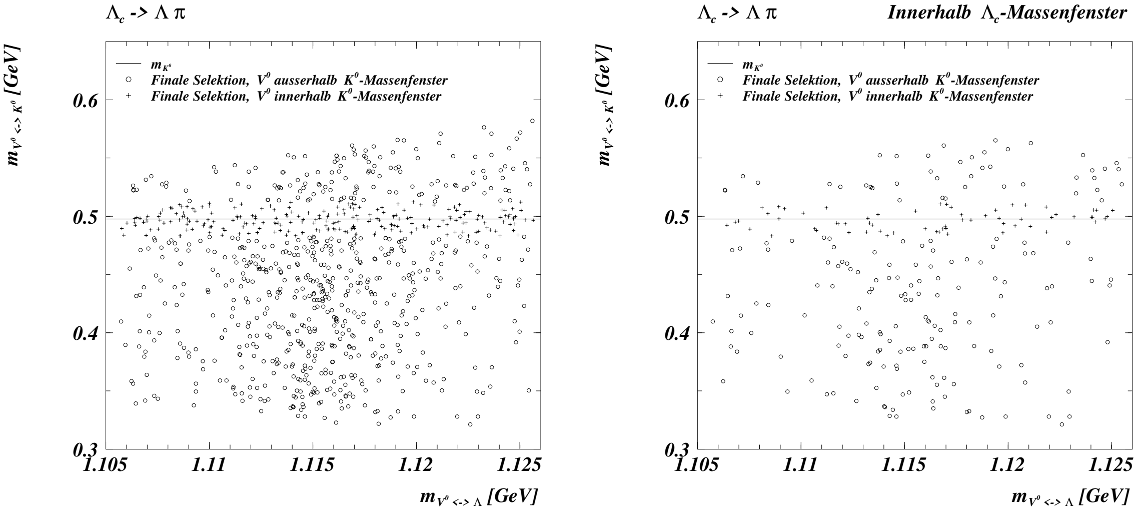


Abbildung 6.15: *Gezeigt ist in beiden Darstellungen für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ die rekonstruierte Masse des verwendeten V^0 unter der Annahme, es handle sich um ein Λ (x-Achse), gegen diejenige Masse, die sich unter einer K^0 -Hypothese ergibt (y-Achse). Die Λ_c-Kombinationen innerhalb eines Massenfensters von* $\Delta(m_{K^0}) \pm 15$MeV *sind als „+“-Symbole markiert, die übrigen als offene Kreise. In der Darstellung links sind alle Λ_c-Kombinationen gemäß der finalen Selektion* `SEL4` *gezeigt, in der Darstellung rechts als Teilmenge hiervon diejenigen Λ_c-Kombinationen, die innerhalb eines Λ_c-Massenfensters von* $\Delta(m_{\Lambda_c}) = m_{\Lambda_c} \pm 60$MeV *liegen.*

Die Darstellungen sind analog zu denjenigen aus Abbildung 6.4 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$.

Als letzter Aspekt hinsichtlich der finalen Ereignisselektion im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ wird im folgenden der Untergrund aus K^0 -Kombinationen in der finalen Λ-Selektion behandelt.

Für eine K^0-Selektion kann z.B. durch einen entsprechenden Schnitt auf den Transversalimpuls senkrecht zur Flugrichtung des K^0 der Untergrund von tatsächlichen Λ vollständig ausgeschlossen werden[24]. Im umgekehrten Fall ist dies nicht möglich. Tatsächliche K^0, die zufällig alle kinematischen Anforderungen der Λ-Selektion erfüllen und insbesondere im akzeptierten Massenfenster der Λ liegen, lassen sich nur durch einen expliziten Ausschluß eines entsprechenden Bereiches in der Ebene $m_{p\pi}$-$m_{\pi\pi}$ unterdrücken. Damit ist notwendigerweise ein Verlust von tatsächlichen Λ verbunden.

Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 6.15 illustriert. Gezeigt ist für alle Λ_c-Kombinationen der finalen Λ_c -Selektion `SEL4` die Darstellung der rekonstruierten Masse des verwendeten V^0 unter der Annahme, es handle sich um ein Λ (x-Achse), gegen diejenige Masse, die sich unter der K^0-Hypothese ergibt (y-Achse). Die nominelle K^0-Masse ist durch eine horizontale Markierung angezeigt. Diejenigen Λ_c-Kombinationen, die innerhalb eines Massenfensters von $\Delta(m_{K^0}) \pm 15$MeV liegen, sind als „+“-Symbole markiert, alle übrigen als offene Kreise.

Man erkennt zunächst erwartungsgemäß eine deutliche Häufung der Einträge um die nominelle Λ-Masse von $m_\Lambda = 1.11568$GeV[20]. Darüberhinaus ist aber auch eine Konzentration im Bereich

---

implizit durch die übrigen Schnitte der Selektionsbedingung `SEL4`. Dieser Effekt begründet, warum der *explizite* p_t-Schnitt bezüglich des π nicht ausdrücklich angehoben werden muß, wie dies z.B. die entsprechende Darstellung aus Abbildung 5.14 vermuten läßt.

[24] Vergleiche z.B. Abschnitt 5.3.3.

der K^0-Masse ersichtlich. Dieser Sachverhalt zeigt sich insbesondere in der Projektion der Darstellung(en) aus Abbildung 6.15 auf die y-Achse. Die entsprechende Verteilung ist in Abbildung 6.16, oben rechts, gezeigt. Betrachtet man zunächst nur das offene Histogramm, so erkennt man einen deutlichen Peak bei der K^0-Masse. Dies zeigt, daß auch in der finalen Λ-Selektion ein merklicher Anteil an tatsächlichen K^0 vorliegt.

Ebenfalls in der Abbildung 6.16, in der Darstellung oben links, ist gezeigt, inwieweit die V^0-Kombinationen aus dem oben definierten K^0-Massenfenster von $\Delta(m_{K^0}) \pm 15$*MeV* zum finalen Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ beitragen. Gezeigt sind in der genannten Darstellung drei Verteilungen: Zunächst die finale Λ_c -Selektion gemäß `SEL4` aus Abbildung 6.11 (gefüllte Kreise). Das (rechts-)gestreifte Histogramm (mit der größeren Anzahl von Einträgen der beiden verbliebenen Histogramme) zeigt diejenigen Λ_c-Kombinationen an, bei denen das V^0 unter Annahme einer K^0 -Hypothese *außerhalb* des K^0-Massenfensters liegt. Entsprechend zeigt das dritte Teilhistogramm der Darstellung diejenigen Λ_c -Kombinationen, bei denen die entsprechende Massenhypothese *innerhalb* des K^0-Massenfensters liegt.

Es ist deutlich, daß sowohl die Λ_c-Kombinationen mit V^0-Kombinationen *außerhalb*, als auch diejenigen mit V^0-Kombinationen *innerhalb* des K^0-Massenfensters zum Λ_c-Signal beitragen. Bei der geringen zur Verfügung stehenden Statistik wäre der Ausschluß der letztgenannten Λ_c-Kombinationen ein signifikanter Verlust.

Während in einer reinen Λ-Analyse ein spezieller Schnitt gegen den verbliebenen K^0-Untergrund in der finalen Λ-Selektion notwendig ist, ist dies im Rahmen der vorliegenden Arbeit *nicht* der Fall. Für die Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ ist die Selektion von Λ nur ein Zwischenschritt. Bei der letztlich analysierten Verteilung der rekonstruierten Λ_c-Baryonen führen die verbliebenen K^0 lediglich zu einem generellen Untergrund, der nicht zu einer fälschlichen Anreicherung des Λ_c-Signals führt.

Dieser Umstand wird in den Darstellungen in der unteren Reihe der Abbildung 6.16 gezeigt. Dargestellt ist jeweils das Verhältnis der beiden gestreiften Histogramme zueinander aus den korrespondierenden Darstellungen in der oberen Reihe. In der linken Spalte ist somit das Verhältnis R gezeigt mit:

$$R = \frac{N[\Lambda_c,\ V^0\ \textit{innerhalb}\ \Delta(m_{K^0})]}{N[\Lambda_c,\ V^0\ \textit{außerhalb}\ \Delta(m_{K^0})]} \tag{6.7}$$

Das Verhältnis R ist im Rahmen der gegebenen statistischen Fehler konstant gegen die rekonstruierte Masse $m_{\Lambda\pi}$, d.h. beide Gruppen von V^0-Kombinationen (außerhalb bzw. innerhalb des definierten K^0-Massenfensters) verhalten sich gleich bezüglich der rekonstruierten Λ_c-Masse. Es ist insbesondere keine signifikante Häufung im Bereich der nominellen Λ_c-Masse zu erkennen. Damit ist gezeigt, daß eine fälschliche Anreicherung des Λ_c-Signals durch irrtümlich als Λ behandelte K^0 nicht vorliegt.

Zu dem gleichen Ergebnis gelangt man auch hinsichtlich der zweiten Darstellung in Abbildung 6.16, untere Reihe. Hier ist das Verhältnis R definiert als:

$$R = \frac{N[V^0,\ \Lambda_c\ \textit{innerhalb}\ \Delta(m_{\Lambda_c})]}{N[V^0,\ \Lambda_c\ \textit{außerhalb}\ \Delta(m_{\Lambda_c})]} \tag{6.8}$$

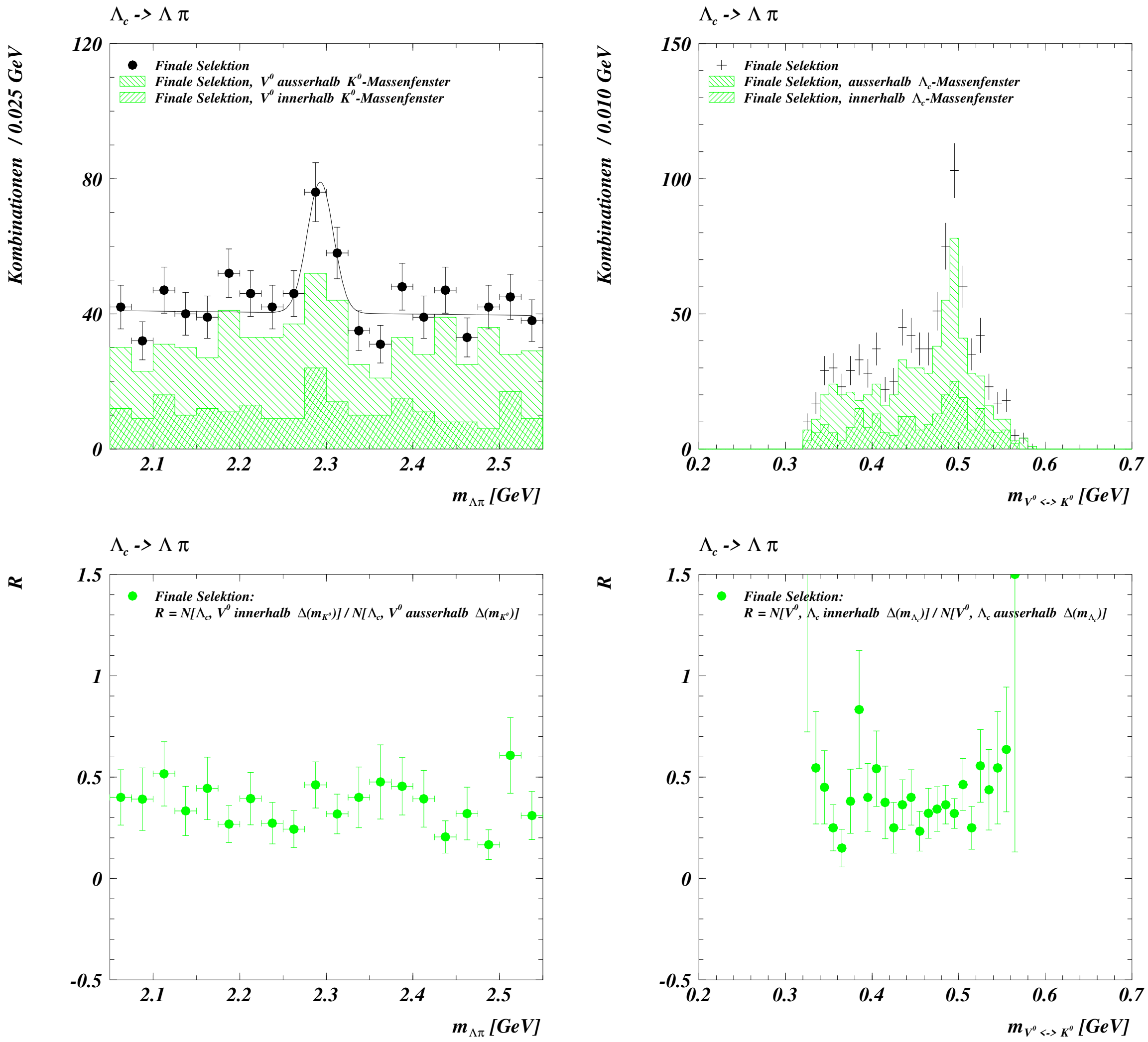


Abbildung 6.16: *Der Einfluß der verbliebenen tatsächlichen K^0 in der finalen Λ-Selektion läßt sich mit Hilfe der in dieser Abbildung gezeigten Darstellungen zeigen. Oben links: Die rekonstruierte Masse $m_{\Lambda\pi}$ unter drei Bedingungen: Alle finalen Λ_c -Kombinationen (gefüllte Kreise, A1); Alle finalen Λ_c-Kombinationen ausserhalb des definierten K^0-Massenfensters (rechts-gestreiftes Histogramm, A2) ; Alle finalen Λ_c-Kombinationen innerhalb des definierten K^0-Massenfensters (links-gestreiftes Histogramm, A3). Unten links: Das Verhältnis aus A3 und A2.*

Oben rechts: Die rekonstruierte V^0-Masse m_{K^0} mit der Annahme einer K^0-Hypothese unter drei Bedingungen: Alle finalen Λ_c-Kombinationen (offenes Histogramm, B1); Alle finalen Λ_c-Kombinationen ausserhalb des definierten Λ_c-Massenfensters (rechts-gestreiftes Histogramm, B2) ; Alle finalen Λ_c-Kombinationen innerhalb des definierten Λ_c-Massenfensters (links-gestreiftes Histogramm, B3). Unten links: Das Verhältnis aus B3 und B2.

wobei das Λ_c-Massenfenster definiert ist durch $\Delta(m_{\Lambda_c}) = m_{\Lambda_c} \pm 60$MeV. Auch hier zeigt sich im Rahmen der statistischen Fehler eine flache Verteilung, die insbesondere im Bereich der K^0-Masse keine Häufung zeigt.

Zusammenfassend ergibt sich, daß keine Notwendigkeit besteht, einen bestimmten Bereich hinsichtlich der rekonstruierten K^0-Masse explizit auszuschließen, da der verbliebene Anteil von K^0-Mesonen keinen verfälschenden Einfluß auf die Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen hat.

6.4 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$

Die Beschreibung der Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ erfolgt, in Analogie zum Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, ebenfalls in zwei Schritten: Der Darstellung der K^0-Selektion (Abschnitt 6.4.1), und daran anschließend der Darstellung der vollständigen Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen (Abschnitt 6.4.2).

6.4.1 Die K^0 -Selektion

Die Schnitte für die K^0-Selektion gemäß Selektionsstufe `SEL2` wurden in Abschnitt 5.3.3 motiviert[25] und in Tabelle 5.10 zusammenfassend dargestellt. Die jeweiligen Effekte dieser Schnitte auf die Verteilung der rekonstruierten Masse $m_{\pi\pi}$ der K^0-Kandidaten sind in Abbildung 6.17 dargestellt. Die einzelnen Darstellungen sind mit einer identischen y-Skalierung abgebildet, um einen direkten Vergleich der Verteilungen zu ermöglichen. Die lose V^0-Selektion `SEL1` bildet die Grundgesamtheit aller K^0-Kandidaten.

In Analogie zu der entsprechenden Abbildung 6.7 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ sind bezüglich jedes Schnittes zwei Darstellungen gezeigt. Zum einen jeweils links die durch einen bestimmten Schnitt akzeptierten K^0-Kombinationen („Schnitt"), zum anderen jeweils rechts entsprechend die verworfenen K^0-Kombinationen („Nicht Schnitt"). Die Anwendung aller Schnitte zusammengenommen ist als finale Selektion, bzw. Nicht-finale Selektion, in der unteren Zeile gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, daß eine sehr effektive Unterdrückung derjenigen V^0-Kombinationen erreicht wird, die keine tatsächlichen K^0 darstellen.

Die finale K^0-Selektion ist noch einmal in Abbildung 6.18 gezeigt. Das K^0-Signal ist mit Hilfe der Funktion $g^{K^0}_{\mathit{Fit},\,2}$ gefittet[26]:

$$\begin{aligned} g^{K^0}_{\mathit{Fit},\,2} &= r_{\mathit{Bin}} \cdot \frac{1}{p_3\sqrt{2\pi}} \cdot \left[p_1 \cdot e^{-\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{x-p_2}{p_3}\right)^2} \right] \\ &\quad + r_{\mathit{Bin}} \cdot \frac{1}{p_4\sqrt{2\pi}} \cdot \left[(p_1/c) \cdot e^{-\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{x-p_2}{p_4}\right)^2} \right] + p_5 + p_6 \cdot (x) \end{aligned} \tag{6.9}$$

Die Bedeutung der verwendeten 6 freien Parameter $p_1, \ldots, p_6$ ist in Tabelle 6.7 beschrieben. Als Zwangsbedingungen werden zum einen die Breiten der beiden Gaußfunktionen fixiert, zum anderen das Verhältnis der Integrale über die Gaußfunktionen zueinander:

---

[25] Vergleiche insbesondere Abbildung 5.16.

[26] Vergleiche Gleichung 6.5.

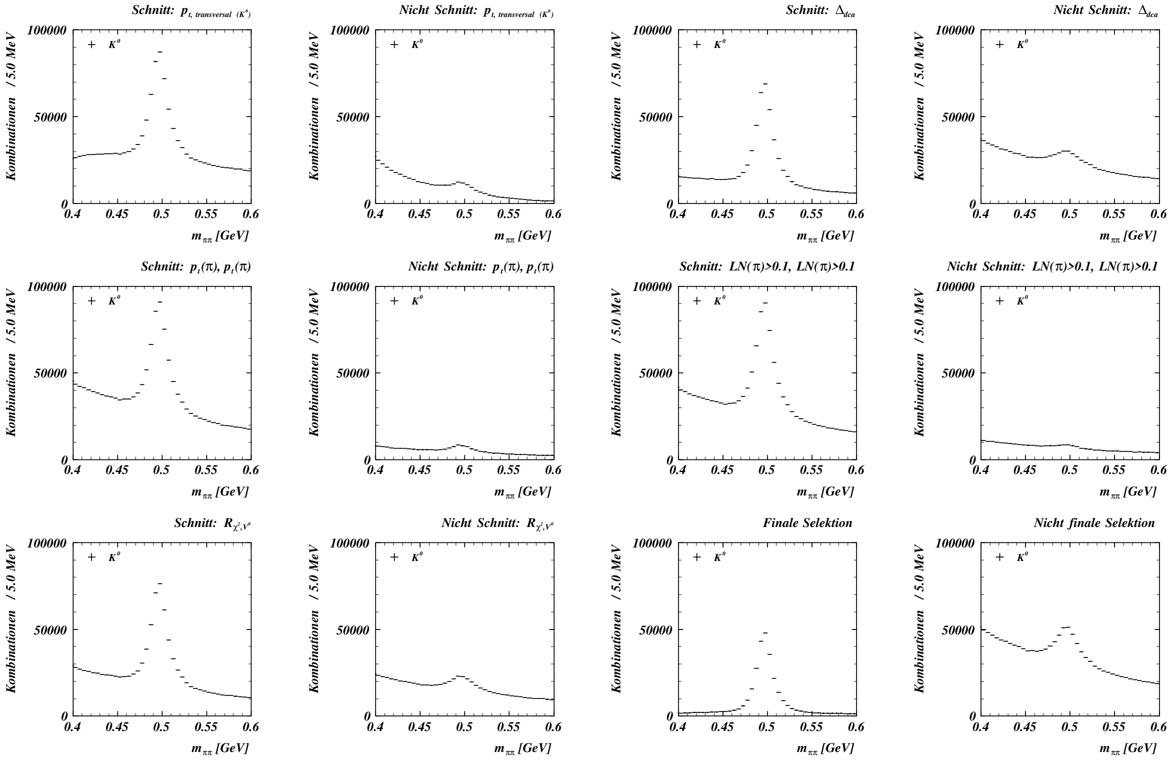


Abbildung 6.17: *Die Effekte der verschiedenen verwendeten Schnitte zur K^0-Selektion (*`SEL2`*) auf die Verteilung der rekonstruierten Masse $m_{\pi\pi}$ der K^0-Kandidaten. Die Grundlage der Darstellungen sind die Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996. Die Schnitte der losen V^0-Selektion* `SEL1` *sind bereits angewendet. Gezeigt sind für jeden Schnitt die akzeptierten K^0-Kandidaten („Schnitt“, jeweils links), sowie die verworfenen Kombinationen („Nicht Schnitt“, jeweils rechts).*

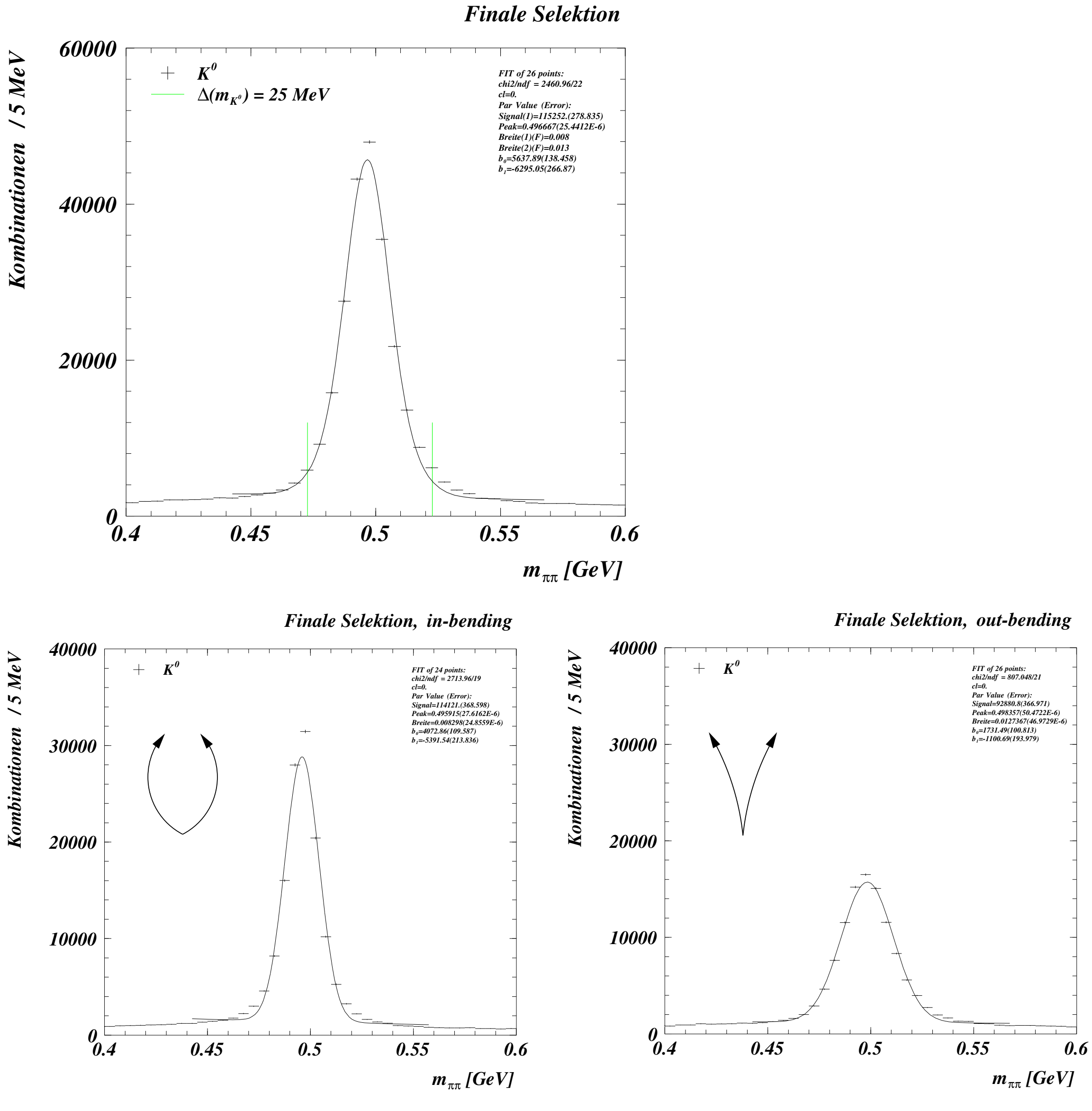


Abbildung 6.18: *Die finale K^0-Selektion im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ für Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996 (oben). Für die nachfolgende Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen werden alle K^0-Kombinationen in einem Massenfenster* $\pm 25\,\mathrm{MeV}$ *um die nominelle K^0-Masse akzeptiert. In der unteren Reihe sind die Beiträge zu dem finalen K^0-Signal für die Topologien in-bending (links) und out-bending (rechts) gezeigt.*

	Signal 1	Signal 2	Signal $1+2$	Peak [GeV] $\pm$ Breite [GeV]
K^0	115300 ± 300	94100 ± 300	209400 ± 400	0.4967 ± 0.0102
akzeptierte V^0			230000	
in-bending	114100 ± 400	-	114100 ± 400	0.4959 ± 0.0083
out-bending	92900 ± 400	-	92900 ± 400	0.4984 ± 0.0127
$\sum$			207000 ± 600	

Tabelle 6.11: *Ergebnisse der Fits des K^0-Signals für die verschiedenen Darstellungen in Abbildung 6.18.*

$$c = \frac{Signal_{\text{in-bending}}}{Signal_{\text{out-bending}}} = \frac{114100}{92900} \tag{6.10}$$

In Analogie zur Λ-Selektion werden die entsprechenden Werte gewonnen durch einen getrennten Fit der beiden unterschiedlichen V^0-, bzw. K^0 -Zerfallstopologien. Die Verteilungen für die Selektionen in-bending und out-bending sind ebenfalls in Abbildung 6.18 gezeigt. Diese Verteilungen werden mit Hilfe der Funktion $g^{K^0}_{\mathit{Fit,\,1}}$ gefittet[27]:

$$g^{K^0}_{\mathit{Fit,\,1}} = r_{\mathit{Bin}} \cdot \frac{1}{p_3\sqrt{2\pi}} \cdot \left[p_1 \cdot e^{-\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{x-p_2}{p_3}\right)^2} \right] + p_4 + p_5 \cdot (x) \tag{6.11}$$

Die Ergebnisse der jeweiligen Fits sind in Tabelle 6.11 zusammengefaßt. Die Anzahl der Einträge für die zweite Gaußfunktion der Fitfunktion $g^{K^0}_{\mathit{Fit,\,2}}$ ergibt sich mit Hilfe der Gleichung 6.10. Die mittlere Breite des finalen K^0 -Signals wird als gewichtetes Mittel der beiden fixierten Breiten der verwendeten Gaußfunktionen bestimmt. Der ermittelte Wert für die K^0 -Masse liegt bei $m_{\pi\pi} = 496.7 \pm 10.2$MeV in sehr guter Übereinstimmung zum Literaturwert von $m_{K^0} = 497.67$MeV[20]. Für die nachfolgende Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen werden alle K^0-Kombinationen in einem Massenfenster ± 25MeV um die nominelle K^0-Masse verwendet. Damit ergeben sich insgesamt ≈ 230000 akzeptierte K^0-Kandidaten.

6.4.2 Die Λ_c -Selektion

Die finalen Schnitte `SEL4` für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ wurden anhand der MC-Studien in Abschnitt 5.3.3 motiviert[28]. Sie sind noch einmal in Tabelle 6.12 zusammengefaßt[29]. Die K^0-Selektion wird gegenüber den Bedingungen gemäß `SEL2` bezüglich des Schnittes auf die radiale Zerfallslänge d_{K^0} der K^0-Kombinationen noch einmal verschärft.

Die Anwendung der Schnitte gemäß `SEL4` für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ auf alle Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996, d.h. *ohne* Spezifizierung des Nachweises des gestreuten Elektrons im *e*-Tagger-33 oder *e*-Tagger-44 , ergibt das in Abbildung 6.19 gezeigte Λ_c-Signal.

---

[27] Vergleiche Gleichung 6.4 sowie Tabelle 6.5.

[28] Vergleiche die Abbildungen 5.17 und 5.18.

[29] Hinsichtlich der Selektionsstufe `SEL3` gelten für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ in Analogie die gleichen Anmerkungen, die für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ in Abschnitt 6.2 gemacht wurden.

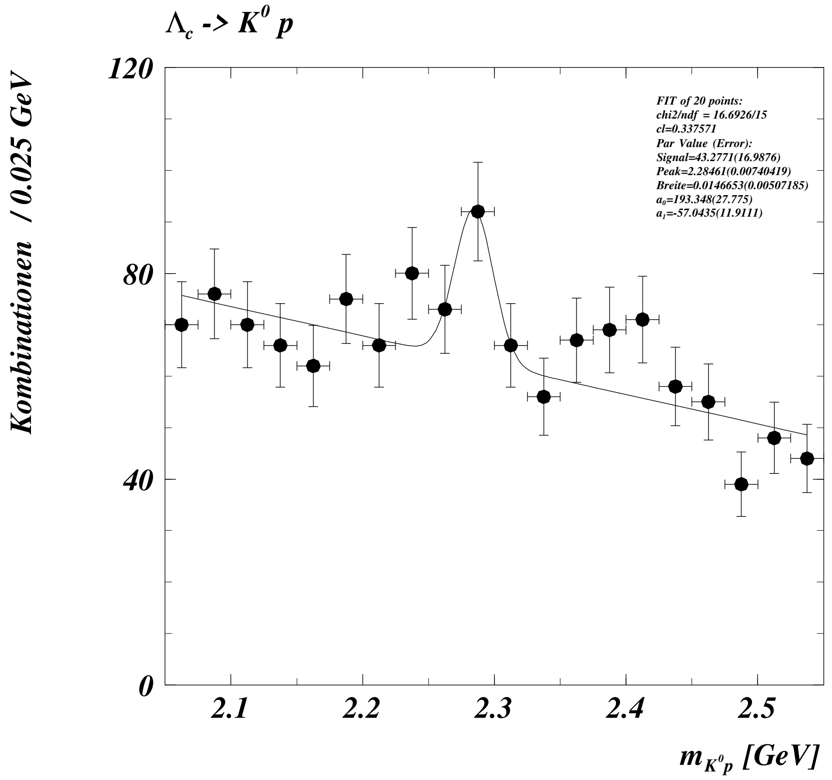


Abbildung 6.19: *Das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ für Photoproduktions-Ereignisse 1996 (Selektionsstufe* `SEL4`*). Der Fit erfolgt unter Verwendung der Funktion f_{Fit}.*

Parameter	*Selektion* `SEL4`
d_{K^0}[cm]	≥ 2.0
$p_t(\Lambda_c)$[GeV]	≥ 1.5
$p_t(p)$[GeV]	≥ 0.60
z_{JB}	≥ 0.40
$p_{t,\,trans\,(\Lambda_c)}$[GeV]	0.60
$\eta(\Lambda_c)$	$-1.50 \leq \eta \leq 1.50$
$Treffer_{dE/dx}(p)$	≥ 15
$LN(p)$	≥ 0.1
$\eta(p)$	$-1.75 \leq \eta \leq 1.75$
$r_{len}(p)[cm]$	≥ 15
m_{K^0p}[GeV]	$2.05 \leq m_{K^0p} \leq 2.55$

Tabelle 6.12: *Übersicht der verwendeten Schnitte für die Selektionsstufe* `SEL4`*, Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$. Nicht aufgeführte Schnitte der vorherigen Selektionsstufen sind implizit mitverwendet (Vergleiche Tabelle 5.10).*

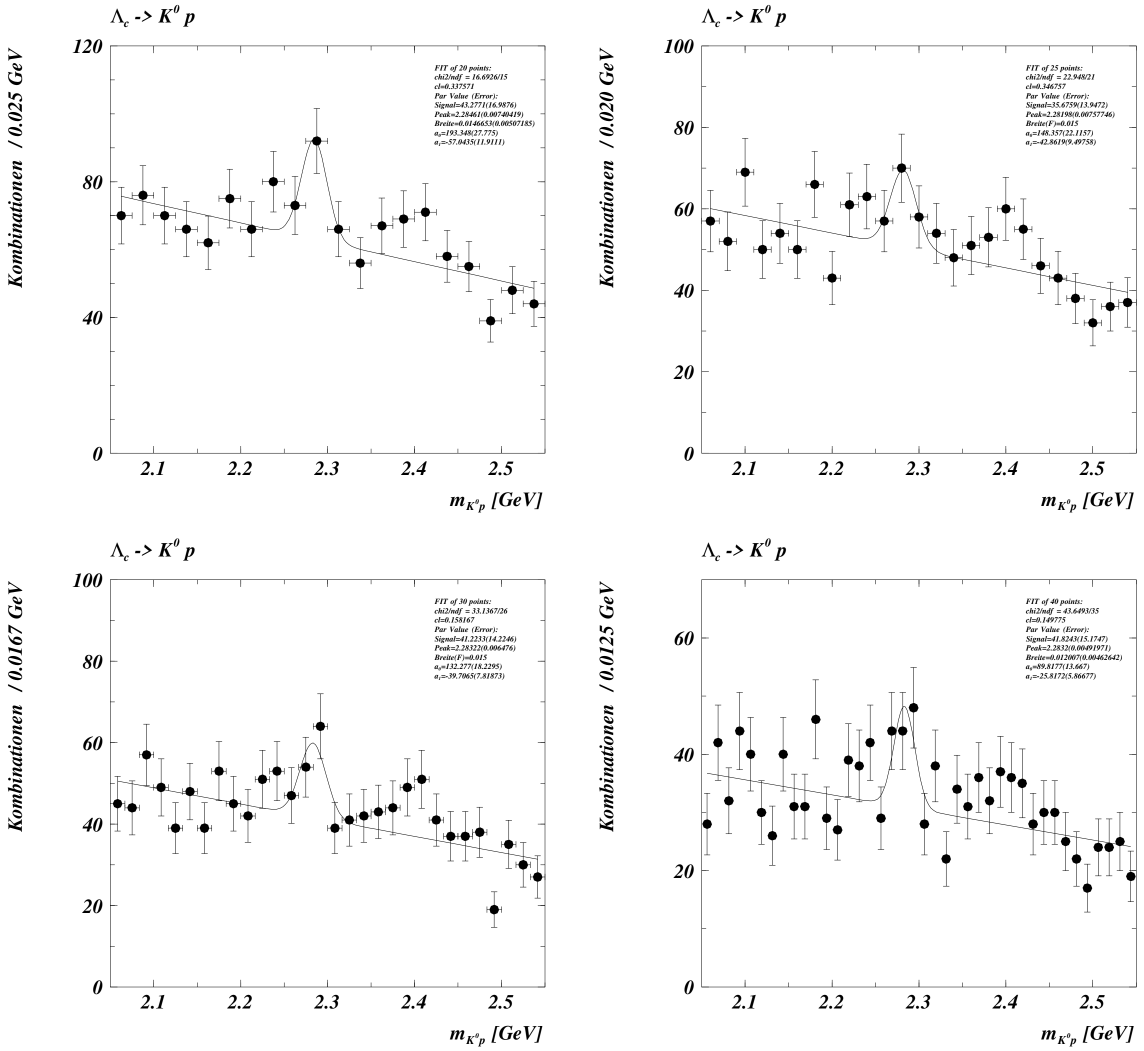


Abbildung 6.20: *Das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ für Photoproduktions-Ereignisse 1996. Gezeigt ist jeweils die finale Selektion* `SEL4` *für verschiedene Bin-Breiten Δ_{Bin}. Bei einer Histogrammbreite von* $[2.05; 2.55]$ GeV *beträgt die Anzahl der Bins* 20 *(oben links, Standard-Bining),* 25 *(oben rechts),* 30 *(unten links), und* 40 *(unten rechts). Der Fit des Λ_c-Signals erfolgt jeweils unter Verwendung der Funktion f_{Fit}.*

Bins	Binbreite Δ_{Bin} [GeV]	Signal	Peak [GeV] ± Breite [GeV]
20	0.0250	43 ± 17	2.285 ± 0.015
25	0.0200	36 ± 14	2.282 ± 0.015 (F)
30	0.0167	41 ± 14	2.283 ± 0.015 (F)
40	0.0125	42 ± 15	2.283 ± 0.012

Tabelle 6.13: *Ergebnisse der Fits des Λ_c-Signals für die verschiedenen Darstellungen in Abbildung 6.20 ((F)=fixierter Wert).*

Die Verteilung wird unter Verwendung der Funktion f_{Fit} gefittet. Die Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen ergibt sich zu 43 ± 17. Der Peakwert liegt bei $m_{pK\pi} = 2.285 \pm 0.017$GeV in sehr guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert von $m_{\Lambda_c} = 2.2849$GeV[20]. Die Position und Form der Gaußfunktion stimmen ebenfalls gut mit den vom MC her erwarteten Werten überein[30]. Die Breite ist im Verhältnis zum MC etwas geringer. Dieser Effekt erklärt sich aus der vergleichsweise geringeren Anzahl von rekonstruierten Λ_c-Baryonen im Signalbereich, so daß allein die zentralen Bins das Λ_c-Signal ausbilden können.

Im Vergleich zu den beiden anderen untersuchten Λ_c-Zerfallskanälen $\Lambda_c \to pK\pi$ und $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ ergibt sich für den Zerfall $\Lambda_c \to K^0 p$ die geringste Anzahl von rekonstruierten Λ_c-Baryonen, wobei gleichzeitig der verbliebene kombinatorische Untergrund relativ hoch ist. Die Gründe hierfür liegen zum einen darin, daß im Vergleich zu dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ das effektive Verzweigungsverhältnis um fast eine Größenordnung geringer ist[31]. Zum anderen ergibt sich gegenüber dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, der ein vergleichbares effektives Verzweigungsverhältnis aufweist, der Nachteil, daß im Rahmen der gewählten Nachweismethode experimentell nicht zwischen K^0 und $\bar{K^0}$ unterschieden werden kann, da in beiden Fällen der gleiche Endzustand, in Form eines π^+-π^--Paares, vorliegt. Aus diesem Grund ist die Ladung des dritten Zerfallsteilchens, des Proton-Kandidaten, unbekannt. Es müssen also sowohl positive, als auch negative Teilchen zur Bildung der Λ_c-Kombinationen der Form (K^0, S_3)[32] herangezogen werden. Dies führt apriori zu einem um den Faktor zwei höheren kombinatorischen Untergrund.

Um den Einfluß der gewählten Binbreite Δ_{Bin} auf die mit Hilfe der Fitfunktion ermittelten Werte für das Λ_c-Signal zu überprüfen, wird die Binbreite in Analogie zum Vorgehen hinsichtlich der beiden anderen Zerfallskanäle variiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.20 gezeigt. Für alle vier gewählten Binbreiten ist ein Λ_c-Signal zu erkennen. Die Ergebnisse der jeweiligen Fits sind in Tabelle 6.13 zusammengefaßt. Die ermittelten Werte sind in guter Übereinstimmung miteinander. Es sind keine systematischen Effekte in Abhängigkeit von der Binbreite zu erkennen.

Abschließend soll die Frage behandelt werden, inwieweit die *dE/dx* -Informationen für die Rekonstruktion im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ hilfreich sind. In der Abbildung 6.21 sind die bereits aus den Abbildungen 6.4 bzw. 6.14 bekannten Größen dargestellt. Man erkennt, daß die Zerfallspionen des K^0 sich sehr deutlich mit Hilfe der normierten Testgröße *LN* selektieren lassen. Der Effekt hinsichtlich der Unterdrückung von kombinatorischem Untergrund bei der Anwendung der Standardschnitte *LN*$(\pi^+) > 0.1$ bzw. *LN*$(\pi^-) > 0.1$ ist in Abbildung 6.17 gezeigt.

Wie sich bereits bei der Anwendung auf die beiden anderen untersuchten Λ_c-Zerfallskanäle gezeigt hat, ist die Verwendung der *dE/dx*-Messung insbesondere hinsichtlich der Separation von Protonen von Pionen sehr effektiv. Aus den Darstellungen für das Λ_c-Zerfallsproton in der rechten Spalte der Abbildung 6.21 ergibt sich jedoch, daß dieser Sachverhalt für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ nur eingeschränkt genutzt werden kann. Die im Rahmen der Selektionsstufe `SEL4` akzeptierten mutmaßlichen Λ_c-Zerfallsprotonen liegen in einem Impulsbereich, der lediglich eine vergleichsweise geringe Proton-Pion Separation zuläßt. In der Folge zeigt die Verteilung für *LN*(p) nur wenige eindeutig identifizierte, bzw. separierte, Protonen.

Die insgesamt geringe Statistik für den Zerfall $\Lambda_c \to K^0 p$ läßt keine signifikante Verschärfung der Protonenidentifikation z.B. in Analogie zum Zerfall $\Lambda_c \to pK\pi$ auf *LN*$(p) > 0.5$ zu. Auch der Versuch, durch eine Lockerung der p_t-Anforderungen an die Λ_c-Zerfallsprotonen eine insgesamt höhere Rekonstruktionseffizienz durch das Zulassen auch niedrigerer Protonenimpulse zu erreichen, führt zu

---

[30] Vergleiche Abbildung 5.24.

[31] Vergleiche Abschnitt 2.3: *BR*$_{eff}(\Lambda_c \to pK\pi) = 5.0\%$, *BR*$_{eff}(\Lambda_c \to \Lambda\pi) = 0.58\%$, *BR*$_{eff}(\Lambda_c \to K^0 p) = 0.86\%$.

[32] Bzw. $(\bar{K^0}, S_3)$.

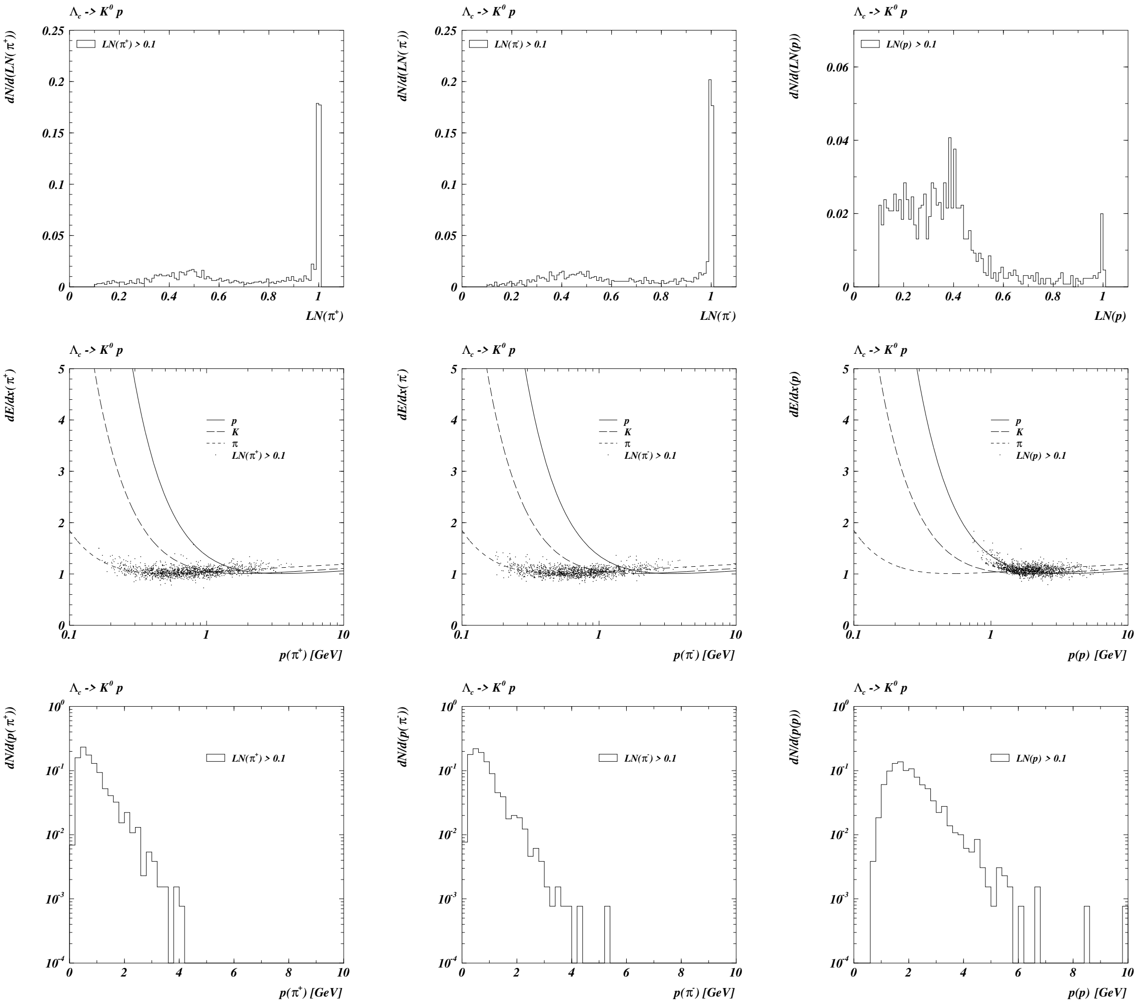


Abbildung 6.21: *Die Anwendung der normierten Testgröße LN auf die finalen Zerfallsteilchen im Zerfallskanal* $\Lambda_c \rightarrow K^0 p$. *Gezeigt sind die akzeptierten Ereignisse der finalen Selektion* `SEL4` *auf der Grundlage aller Photoproduktions-Ereignisse der Datennahme 1996.*
In der oberen Reihe ist die normierte Testgröße LN gezeigt. In der mittleren Reihe sind die dE/dx-Werte gegen den Gesamtimpuls dargestellt. Die Schnitte für die Pionen- und Protonenselektion entsprechen der Standardanforderung LN ≥ 0.1.

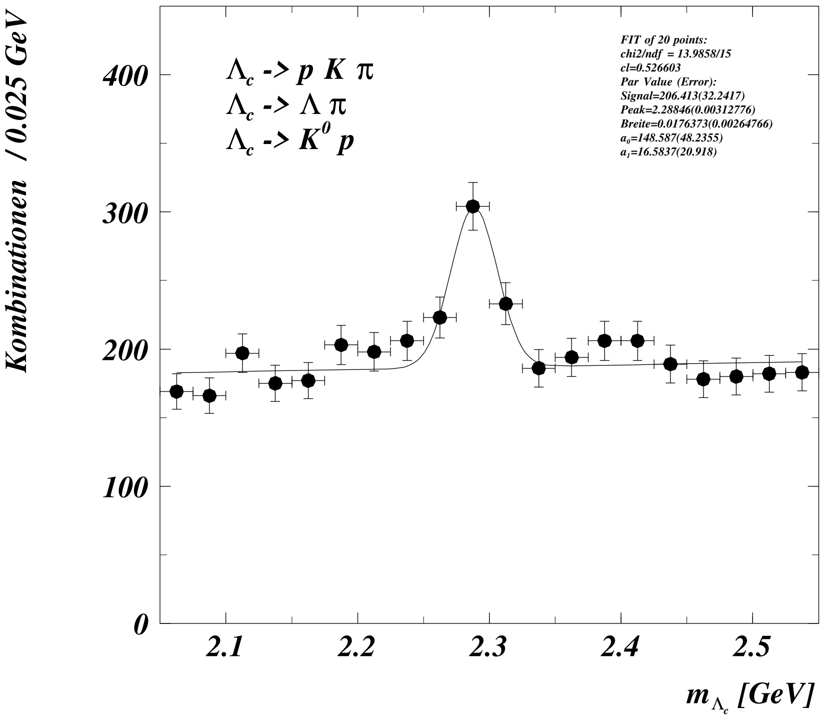


Abbildung 6.22: *Das kombinierte Λ_c-Signal aller drei untersuchter Λ_c-Zerfallskanäle $\Lambda_c \to pK\pi$, $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \to K^0p$ unter den jeweiligen finalen Selektionsbedingungen. Die Grundlage bilden alle Photoproduktions-Ereignisse der Datennahme 1996. Der Fit erfolgt unter Verwendung der Funktion f_{Fit}.*

keinem befriedigendem Ergebnis.

6.5 Zusammenfassung

Unter Verwendung der anhand von MC-Studien entwickelten Schnitte lassen sich auf der Grundlage der Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996 in den drei untersuchten Λ_c-Zerfallskanälen erfolgreich Λ_c-Baryonen rekonstruieren. Die ermittelten Ereigniszahlen sind noch einmal in Tabelle 6.14 aufgeführt.

In der Abbildung 6.22 sind die drei einzelnen Verteilungen 6.2, 6.11 und 6.19 zu einer gemeinsamen Verteilung zusammengefaßt. Die Ergebnisse des Fits an die gemeinsame Verteilung sind ebenfalls in der Tabelle 6.14 angegeben. Sie sind in guter Übereinstimmung zu den aufsummierten Werten der drei einzelnen Anpassungen.

Die genannten Zahlen ergeben sich auf der Grundlage *aller* Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996, d.h. ohne Spezifizierung dahingehend, ob das gestreute Elektron im e-Tagger-33 oder e-Tagger-44 nachgwiesen werden kann. Für die Berechnung der verschiedenen Wirkungsquerschnitte

Zerfallskanal	Signal	σ	Peak [GeV] ± Breite [GeV]
$\Lambda_c \to pK\pi$	119 ± 26	4.58	2.288 ± 0.023
$\Lambda_c \to \Lambda\pi$	59 ± 15	3.93	2.293 ± 0.015
$\Lambda_c \to K^0 p$	43 ± 17	2.53	2.285 ± 0.015
$\sum$	221 ± 34	6.50	2.289 ± 0.019
Fit	206 ± 32	6.44	2.288 ± 0.018

Tabelle 6.14: *Zusammenfassung der ermittelten Werte für die rekonstruierten Λ_c-Baryonen in allen drei untersuchten Λ_c-Zerfallskanälen. Die Werte der vierten Zeile ergeben sich durch Summation bzw. Bildung eines gewichteten Mittels, wobei die Ereigniszahlen als Gewichte verwendet werden, aus den Ergebnissen der einzelnen Fits. In der untersten Zeile ist das Ergebnis des Fits an die gemeinsame Verteilung angegeben.*

jedoch werden die Ereignisse des e-Tagger-33 bzw. des e-Tagger-44 getrennt behandelt. Dieses Vorgehen geschieht im Hinblick auf die unterschiedlichen kinematischen Bereiche der beiden e-Tagger, sowie aufgrund der für beide e-Tagger unterschiedlichen Methoden zur Bestimmung der entsprechenden Rekonstruktionseffizienzen. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte in Kapitel 7 stehen somit jeweils nur Teilmengen der genannten Λ_c-Kombinationen zur Verfügung.

Kapitel 7

Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Als Grundlage für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten dienen die finalen Λ_c-Selektionen der verschiedenen Λ_c-Zerfallskanäle, wie sie in Kapitel 6 dargestellt wurden. Die Berechnungen erfolgen für den *e*-Tagger-33 und den *e*-Tagger-44 getrennt. Aufgrund der vorliegenden Statistik ist eine Analyse für *beide* *e*-Tagger nur für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ möglich. Die Zerfallskanäle $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \to K^0 p$ weisen dagegen lediglich für den *e*-Tagger-44 eine hinreichende Statistik auf.

Für jeden Λ_c-Zerfallskanal, spezifiziert hinsichtlich des entsprechenden *e*-Taggers, werden vier unterschiedliche Wirkungsquerschnitte bestimmt. Zum einen wird der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ berechnet, der die eigentliche Messung repräsentiert. Er gibt an, wieviele Λ_c-Baryonen in einem bestimmten Λ_c-Zerfallskanal, unter den durch die Akzeptanz der *e*-Tagger festgelegten kinematischen Gegebenheiten, erzeugt werden. Ausgehend von $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ erfolgt in drei Stufen eine Extrapolation des erzielten Ergebnisses. Zunächst wird der Übergang $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} \to \sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ durchgeführt, d.h. es wird der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von $c\bar{c}$-Paaren bestimmt. Als zweites erfolgt eine Extrapolation auf den gesamten kinematischen Bereich: $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}} \to \sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$. Schließlich wird unter Verwendung des Photonflusses der totale γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ bestimmt.

Eine gemeinsame Grundlage für die genannten Berechnungen bilden die verwendeten Subtrigger sowie die zur Verfügung stehende Luminosität $\mathcal{L}$. Aus diesem Grund erfolgt in dem vorliegenden Kapitel zunächst eine Darstellung dieser beiden Aspekte (Abschnitt 7.1). Anschließend werden die Berechnungen der verschiedenen Wirkungsquerschnitte dargestellt (Abschnitte 7.2 bis 7.5). Es folgt eine Darstellung der Verteilungen $p_t(\Lambda_c)$ und $\eta(\Lambda_c)$ für die in den Daten rekonstruierten Λ_c-Baryonen, im Vergleich zu den entsprechenden MC-Verteilungen. In Abschnitt 7.7 werden die erzielten Ergebnisse diskutiert. Den Abschluß des Kapitels bildet ein Ausblick über mögliche weiterführende Untersuchungen zur Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen bei H1.

7.1 Subtrigger und Luminosität

Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im *e*-Tagger-33 nachgewiesen werden konnte, werden durch den Subtrigger ST83 selektiert. In Analogie werden Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im *e*-Tagger-44 nachgewiesen werden konnte, durch den Subtrigger ST84 selektiert. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden allein Ereignisse verwendet, die entweder durch den Subtrigger ST83, oder durch den Subtrigger ST84 selektiert werden.

Version	Logische Konstruktion	$\mathcal{L}_{ST83}$ [pb^{-1}]	$\mathcal{L}_{ST83}$ [%]
4	[DCRPh_Tc && zVtx_sig && eTag] [! BToF_BG && ! CIP_Backward] && [zVtx_t0] && [FToF_IA || ! FToF_BG] && [! SPCLe_AToF_E_1]	6.7607	90.1

Tabelle 7.1: *Die logische Konstruktion des Subtriggers ST83 während der Datennahme 1996. Die logischen Operatoren sind wie folgt definiert: „&& “ = „und“; „! “ = „nicht“; „|| “ = „oder“.*

Version	Logische Konstruktion	$\mathcal{L}_{ST84}$ [pb^{-1}]	$\mathcal{L}_{ST84}$ [%]
4	[DCRPh_Tc && zVtx_sig && (LU_ET_44 && ! LU_PD_low && ! LU_WatVet)] && [! BToF_BG] && [zVtx_t0] && [FToF_IA || ! FToF_BG] && [! SPCLe_AToF_E_1]	1.6010	38.4
5	[DCRPh_Tc && zVtx_sig && (LU_ET_44 && ! LU_PD_low && ! LU_WatVet)] && [! BToF_BG && ! CIP_Backward] && [zVtx_t0] && [FToF_IA || ! FToF_BG] && [! SPCLe_AToF_E_1]	1.7033	40.9
6	[DCRPh_Tc && zVtx_sig && (LU_ET_44 && ! LU_PD_low && ! LU_WatVet)] && [! BToF_BG && ! CIP_Backward] && [DCRPh_T0 && (zVtx_t0 || FwdRay_T0)] && [FToF_IA || ! FToF_BG] && [! SPCLe_AToF_E_1]	0.8336	20.0
		4.1379	99.3

Tabelle 7.2: *Die logische Konstruktion des Subtriggers ST84 während der Datennahme 1996. Die logischen Operatoren sind wie folgt definiert: „&& “ = „und“; „! “ = „nicht“; „|| “ = „oder“.*

Die beiden Subtrigger ST83 bzw. ST84 werden aus einer bestimmten logischen Verknüpfung von Triggerelementen gebildet[1]. Diejenigen Triggerelemente, die für die Konstruktion der beiden Subtrigger ST83 bzw. ST84 verwendet werden, sind in den Abschnitten 3.2.6 und 3.4.4 beschrieben.

Die genaue Konstruktion der Subtrigger ST83 und ST84 wurde für verschiedene Zeiträume der Datennahme 1996 geringfügig modifiziert. Insbesondere in der Anfangsperiode der Datennahme wurden verschiedene Veränderungen vorgenommen. Insgesamt wurden für den Subtrigger ST83 während der Datennahme 1996 vier verschiedene Versionen gebildet, von denen jedoch nur eine über einen längeren Zeitraum verwendet wurde[2]. Die übrigen drei Versionen beinhalten insbesondere geringfügig andere Kompositionen von Triggerelementen zur Unterdrückung von Untergrundereignissen. Die Tabelle 7.1 beschreibt den logischen Aufbau der relevanten Version des Subtriggers ST83. Darüberhinaus ist tabelliert, für welchen Anteil der insgesamt zur Verfügung stehenden Luminosität diese spezielle Konstruktion verwendet wurde[3].

Für den Subtrigger ST84 wurden während der Datennahme 1996 insgesamt sechs verschiedene Versionen konstruiert, von denen drei über einen längeren Zeitraum verwendet wurden[4]. Die Tabelle 7.2

---

[1] Vergleiche Abschnitt 3.2.5.

[2] Die letzte Version, Nummer 4.

[3] Es handelt sich um die finale, korrigierte Luminosität bezüglich des Subtriggers ST83. Das Verfahren zur Bestimmung der korrigierten Luminosität wird weiter unten in dem vorliegenden Absatz beschrieben.

[4] Die letzten drei Versionen, Nummer 4, 5, 6. Die übrigen Versionen unterscheiden sich von diesen nur geringfügig im

	$\mathcal{L}_{tot}\,[\mathrm{pb}^{-1}]$	$\mathcal{L}_{ST83}\,[\mathrm{pb}^{-1}]$	$\mathcal{L}_{ST84}\,[\mathrm{pb}^{-1}]$
unkorrigiert	10.525		
`HV , DT , SB`	7.938		
`HV , DT , SB , PS`		7.781	4.308
final		7.505	4.169

Tabelle 7.3: *Die finale, korrigierte Luminosität $\mathcal{L}_{ST83}$ bzw. $\mathcal{L}_{ST84}$ der Datennahme 1996 für die Subtrigger ST83 bzw. ST84. Die Abbkürzungen beziehen sich auf die Definitionen im Text. Die als „final“ gekennzeichneten Werte umfassen alle Korrekturen. Diese Werte werden für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte verwendet.*

beschreibt den logischen Aufbau der relevanten Versionen des Subtriggers ST84. Die angegebenen relativen Anteile an der insgesamt hinsichtlich des Subtriggers ST84 zur Verfügung stehenden Luminosität werden bei der Berechnung der Triggereffizienz als Gewichte bei der Bestimmung eines Mittelwertes für die gesamte Datennahme 1996 herangezogen.

Der zweite gemeinsame Aspekt für alle nachfolgenden Berechnungen der Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Λ_c-Zerfallskanäle ist die Bestimmung der zugrundeliegenden Luminosität. Die Luminosität wird zunächst für jeden einzelnen Run bestimmt. Die gemessene totale H1-Luminosität $\mathcal{L}_{tot}$ ergibt sich durch Summation über alle aufgezeichneten Runs. $\mathcal{L}_{tot}$ muß in Bezug auf verschiedene systematische Effekte korrigiert werden. Die notwendigen Korrekturen erfolgen bezüglich jedes einzelnen Runs und umfassen die folgenden Aspekte:

- **HV-Status und Totzeit** `[HV]`
  Es werden nur diejenigen Runs berücksichtigt, bei denen alle relevanten Detektorkomponenten betriebsbereit waren, und die der Klassifikation „good“ oder „medium“ genügen[5]. Darüberhinaus wird die auftretende Totzeit berücksichtigt, d.h. also die Zeit, in der, z.B. aufgrund der Auslese der einzelnen Detektorkomponenten, keine weiteren Ereignisse gemessen werden konnten.

- **Satellite-Bunches** `[SB]`
  Neben den nominellen Protonen-Teilchenpaketen treten, bedingt durch Effekte bei der Injektion und Beschleunigung der Protonen im Rahmen des HERA-Speicherringes, z.T. auch Teilchenpakete[6] auf, die unmittelbar vor oder nach den einzelnen (Haupt-)Protonen-Teilchenpaketen liegen, die sogenannten *satellite-bunches*. Durch den verwendeten z_0-Schnitt der Basis-Ereignisselektion werden Wechselwirkungen, die durch Reaktionen mit Protonen aus diesen satellite-bunches hervorgerufen werden, sehr effektiv unterdrückt. Allerdings kann im Rahmen des Luminositätssystems der Anteil dieser Wechselwirkungen zunächst nicht von den *e*-*p*-Wechselwirkungen der nominellen Teilchenpakete unterschieden werden. Aus diesem Grund muß die Luminosität bezüglich des Beitrages der satellite-bunches korrigiert werden.

- **Pre-scaling** `[PS]`
  Die einzelnen Subtrigger werden z.T. einem sogenannten *pre-scaling* unterzogen. Ein prescaling-Faktor von n für einen bestimmten Subtrigger bedeutet, daß nur jedes n-te Ereignis, das durch diesen spezifischen Subtrigger selektiert wird, auch tatsächlich ausgelesen wird. Dieser Sachverhalt läßt sich auch anders formulieren: Der jeweilige Subtrigger ist nur für den n-ten

---

Hinblick auf die Zusammenstellung von Triggerelementen zur Unterdrückung von Untergrundereignissen.

[5] Diese Anforderungen entsprechen der Basis-Ereignisselektion (Vergleiche Abschnitt 6.1).

[6] Englisch: bunches.

Teil der tatsächlichen Luminosität sensitiv[7]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird das prescaling durch eine entsprechende Subtrigger-spezifische Luminosität berücksichtigt.

- ***dE/dx*-Kalibration** `[DDX]`
  Die Analyse aller drei im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Λ_c-Zerfallskanäle beruht auf der Anwendung von *dE/dx*-Informationen. Die Verwendung der *dE/dx*-Messungen ist abhängig von einer erfolgreichen *dE/dx*-Kalibration. Aus diesem Grund werden alle diejenigen Runs nicht berücksichtigt, bei denen weder online noch offline eine *dE/dx*-Kalibration möglich war[8]. Da im Rahmen der Basis-Ereignisselektion Schnitte bezüglich $z_{0,\,Run}$ und $T_{0,\,Run}$ angewendet werden, werden darüberhinaus diejenigen Runs ausgeschlossen, für die kein $z_{0,\,Run}$ bzw. $T_{0,\,Run}$ bestimmt werden konnte.

Die Ergebnisse der H1-Luminositätsbestimmung sind in Tabelle 7.3 zusammengefaßt. Die finalen Werte für die Subtrigger-spezifische Luminosität der Datennahme 1996 unter Berücksichtigung aller Korrekturen beträgt $\mathcal{L}_{ST83} = 7.505\,\mathrm{pb}^{-1}$ für den Subtrigger ST83 und $\mathcal{L}_{ST84} = 4.169\,\mathrm{pb}^{-1}$ für den Subtrigger ST84.

7.2 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$, Subtrigger ST84

7.2.1 Der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$

In Abbildung 7.1 ist das finale Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ gemäß der finalen Selektion `SEL4` gezeigt für die Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996 des Subtriggers ST84. Wie bereits für die Λ_c-Signale der einzelnen Λ_c-Zerfallskanäle ohne Selektion hinsichtlich eines spezifischen Subtriggers gezeigt wurde, ist die mit Hilfe der Standard-Fitfunktion[9] f_{Fit} bestimmte Anzahl der Λ_c-Baryonen innerhalb der statistischen Fehler sehr stabil gegen Effekte durch Variationen der gewählten Binbreite. Aus diesem Grund wird die für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte verwendete Anzahl von rekonstruierten Λ_c-Baryonen durch einen Fit an die Verteilung der Λ_c-Massenkombinationen mit der Standard-Binbreite von 0.025 GeV bestimmt. Die Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$, Subtrigger ST84, beträgt somit $N_{ST84}(\Lambda_c \to pK\pi) = 44 \pm 15$. Der Peakwert des Fits liegt bei $m_{pK\pi} = 2.286 \pm 0.018$ GeV.

Unter Verwendung von $N_{ST84}(\Lambda_c \to pK\pi)$ läßt sich der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ schreiben als:

$$\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} \;=\; \frac{N_{ST84}(\Lambda_c \to pK\pi)}{BR \cdot \mathcal{L}_{ST84} \cdot A_{44} \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig}} \tag{7.1}$$

Die weiteren Größen der Gleichung 7.1, neben der Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen, werden im folgenden erklärt.

Für das Verzweigungsverhältnis $BR(\Lambda_c \to pK\pi)$ wird der Literaturwert [20] von $BR = 0.050 \pm 0.013$ verwendet. Dieser Wert ist das Ergebnis einer von den Autoren selbst als „rather arbitrary“ bezeich-

---

[7] Mit Hilfe der für jeden Subtrigger individuell zu modifizierenden Skalierungsfaktoren kann die H1-Datennahme an unterschiedliche Strahlbedingungen angepaßt werden.

[8] Vergleiche Abschnitt 4.3.

[9] Vergleiche Gleichung 5.16.

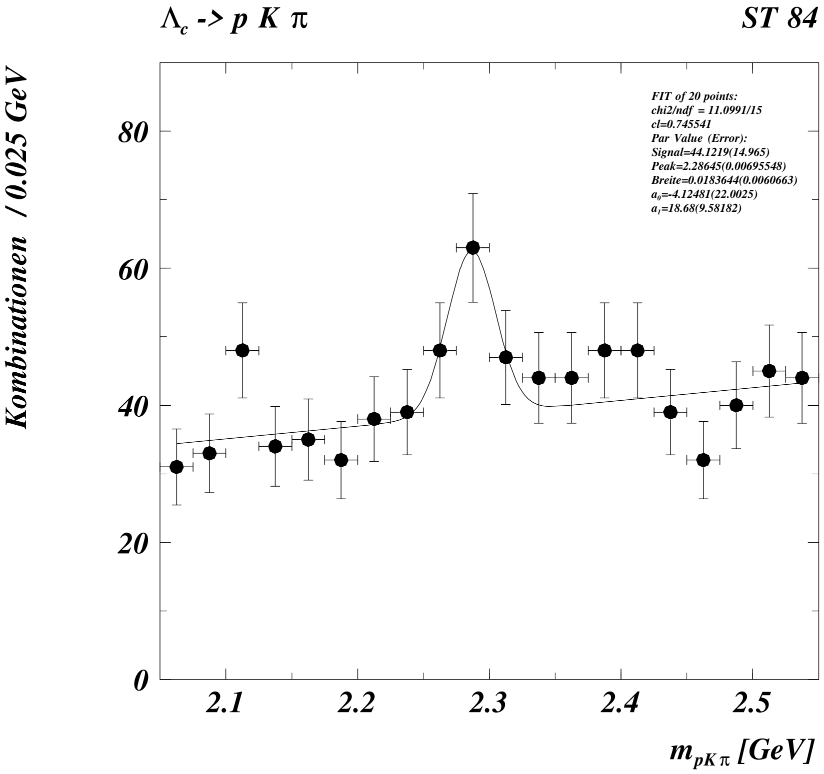


Abbildung 7.1: *Das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für Photoproduktions-Ereignisse des Subtriggers ST84 (Selektionsstufe* `SEL4`*,Datennahme 1996). Der Fit erfolgt unter Verwendung der Funktion f_{Fit}.*

neten Mittelung zweier unterschiedlicher Messungen, die beide jeweils starke Modell-abhängige Annahmen vorraussetzen. Auf diesen Aspekt wird bei der Diskussion der Ergebnisse in Abschnitt 7.7 genauer eingegangen.

Die Bestimmung der Luminosität $\mathcal{L}_{ST84}$ wurde im vorherigen Abschnitt 7.1 dargestellt.

Das Verfahren zur Bestimmung der Akzeptanz des e-Tagger-44 wurde in Abschnitt 3.4.3 beschrieben. Die dort berechnete gemittelte, finale Größe wurde als $A_{44,fin}$ bezeichnet. Im folgenden wird für diese Größe die abkürzende Bezeichnung A_{44} verwendet[10]. Ihr Wert ergibt sich zu $A_{44} = 0.247$.

Die Variable ε_{rec} bezeichnet die Rekonstruktionseffizienz. Sie bezieht sich auf den sichtbaren kinematischen Bereich und wird mit Hilfe des MC-Datensatzes `MC1` bestimmt. Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ ist der sichtbare kinematische Bereich definiert gemäß Gleichung 5.10:

$$\begin{aligned} p_t(\Lambda_c) &> 1.5\,\text{GeV} \\ -1.5 < \eta(\Lambda_c) &< 1.2 \end{aligned}$$

Aufgrund der Untersuchungen hinsichtlich des e-Tagger-44 in Abschnitt 3.4.3 wird bei allen folgen-

---

[10] Vergleiche Tabelle 3.6.

den Betrachtungen, die sich auf den e-Tagger-44 beziehen, dessen Akzeptanzbereich angenommen mit[11]:

$$0.04 < y < 0.25 \quad \text{und} \quad Q^2 < 0.01\text{GeV}^2 \tag{7.2}$$

Die Rekonstruktionseffizienz ergibt sich als Anteil derjenigen *rekonstruierten* Λ_c-Baryonen des verwendeten MC-Datensatzes, die innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches gemäß der oben wiederholten Gleichung 5.10 liegen, *und* die die finalen Selektionsbedingungen `SEL4` erfüllen, bezogen auf *alle generierten* Λ_c-Baryonen innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches:

$$\varepsilon_{rec} \;=\; \frac{N^{rec}_{\Lambda_c,\,vis}(\mathit{finale\ Selektion})}{N^{gen}_{\Lambda_c,\,vis}} \;=\; 0.028 \pm 0.001 \tag{7.3}$$

Die Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} beträgt für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ hinsichtlich des e-Tagger-44 lediglich $(2.8 \pm 0.1)\,\%$. Dieser niedrige Wert erklärt sich aus den insgesamt sehr restriktiven Schnitten der finalen Selektion `SEL4`. Der angegebene Fehler ist statistisch und ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung.

Die Variable ε_{trig} bezeichnet die Triggereffizienz. Sie gibt in diesem Fall an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Ereignis durch den Subtrigger ST84 akzeptiert wird. Ausgehend von der sorgfältigen Beschreibung der einzelnen Triggerelemente durch das MC wird ε_{trig} ebenfalls mit Hilfe des MC-Datensatzes `MC1` bestimmt. Dieses Verfahren findet auch in den letzten H1-Publikationen zur D^*-Produktion Anwendung [12], [59]. Die im Rahmen der vorliegenden Analyse ermittelten Resultate sind in guter Übereinstimmung zu den genannten Arbeiten.

Die Triggereffizienz ε_{trig} des Subtriggers ST84 wird zunächst für die in Tabelle 7.2 gezeigten drei Versionen getrennt bestimmt. Danach wird das gewichtete Mittel aus diesen drei Werten berechnet, wobei die anteilige Luminosität $\mathcal{L}_{ST84}$ als Gewichtungsfaktor dient. Die Grundlage bilden jeweils alle rekonstruierten Λ_c-Baryonen der finalen Selektion `SEL4`. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.4 zusammengefaßt. Es gilt:

$$\varepsilon_{trig} \;=\; \frac{N^{rec}_{\Lambda_c,\,vis}(\mathit{finale\ Selektion,\ ST84})}{N^{rec}_{\Lambda_c,\,vis}(\mathit{finale\ Selektion})} \;=\; 0.689 \pm 0.046 \tag{7.4}$$

Der angegebene Fehler ergibt sich aus der verfügbaren Statistik des MC-Datensatzes `MC1`.

Unter Verwendung der Gleichung 7.1 ergibt sich durch Einsetzen der genannten Werte der sichtbare e-p-Wirkungsquerschnitt zu:

$$\begin{aligned}
\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} &= \frac{N_{ST84}(\Lambda_c \to pK\pi)}{BR \cdot \mathcal{L}_{ST84} \cdot A_{44} \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig}} \\
&= \frac{44 \pm 15}{0.050 \cdot 4169\,\text{nb}^{-1} \cdot 0.247 \cdot 0.028 \cdot 0.689} \;=\; (44.3 \pm 15.1)\,\text{nb}
\end{aligned}$$

Version	ε_{trig}	$\mathcal{L}_{ST84}$ [%]
4	0.692 ± 0.046	38.4
5	0.687 ± 0.046	40.9
6	0.687 ± 0.046	20.0
final	0.689 ± 0.046	

Tabelle 7.4: *Die Triggereffizienz ε_{trig} des Subtriggers ST84 im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für die relevanten Versionen während der Datennahme 1996. Die angegebenen Fehler sind statistischer Natur.*

Der angegebene Fehler ist rein statistisch und beträgt $34.1\,\%$.

Neben dem statistischen Fehler der Messung müssen systematische Fehler berücksichtigt werden. Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit basierend auf vier verschiedenen Messungen Wirkungsquerschnitte berechnet werden, werden diejenigen systematischen Fehler, die in *alle* vier Messungen in der gleichen Weise eingehen, zusammengefaßt und als ein *gemeinsamer systematischer Fehler* behandelt. Dieser gemeinsame systematische Fehler wird als $\hat{\sigma}_{sys,\,gem}$ bezeichnet[12] und in dem vorliegenden Abschnitt stellvertretend für alle vier Messungen bestimmt.

Demgegenüber treten auch systematische Fehler auf, die sich spezifisch für jeden untersuchten Zerfallskanal, unter Berücksichtigung des entsprechenden Subtriggers, ergeben. Diese für eine bestimmte Messung *spezifischen systematischen* Fehler werden jeweils als $\hat{\sigma}_{sys}$ bezeichnet. Bei der Angabe der verschiedenen Wirkungsquerschnitte wird im folgenden immer allein dieser spezifische systematische Fehler angegeben.

Da die theoretischen Unsicherheiten für die Produktion von Λ_c-Baryonen, verglichen z.B. mit den entsprechenden Werten für die Produktion von D-Mesonen, relativ groß sind, werden darüberhinaus theoretische Unsicherheiten, die in die Berechnungen eingehen, nicht in dem systematischen Fehler subsummiert, sondern in einem separaten theoretischen Fehlerterm angegeben. Auch in diesem Fall treten Fehler auf, die allein für einen speziellen Zerfallskanal gelten ($\hat{\sigma}_{theo}$), sowie Fehler, die sich in identischer Weise für alle vier Berechnungen der Wirkungsquerschnitte ergeben. Für letztere wird in Analogie zu dem oben beschriebenen Vorgehen ein *gemeinsamer theoretischer* Fehler $\hat{\sigma}_{theo,\,gem}$ ermittelt, der jedoch nicht explizit für jeden Wirkungsquerschnitt angegeben wird, sondern als allgemeiner theoretischer Fehler zu den angegebenen spezifischen theoretischen Fehlern jeweils hinzugerechnet werden muß.

In Bezug auf den *gemeinsamen systematischen* Fehler werden die folgenden Ursachen berücksichtigt:

- **CJC-Spurrekonstruktion**
  Als systematischer Fehler der CJC-Spurrekonstruktion wird häufig ein Fehler in der Größenordnung von $2.5\,\%$ bis $3.0\,\%$ pro Spur angegeben [60]. Dieser Wert schient allerdings zu hoch angesetzt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird ein systematischer Fehler hinsichtlich der CJC-Spurrekonstruktion von $1.0\,\%$ pro Spur angenommen [61]. Für die jeweils drei finalen Zerfallsteilchen zusammengenommen wird ein systematischer Fehler von $3.0\,\%$ angesetzt.

- **Trigger-Simulation im MC**

---

[11] Der etwas weitere y-Bereich der diesbezüglichen MC-Datensätze wird jeweils durch einen entsprechenden Schnitt eingeengt.

[12] Um eine Unterscheidung zu den ebenfalls mit σ bezeichneten Wirkungsquerschnitten zu gewährleisten, wird im folgenden bezüglich der jeweiligen Fehler die Notation $\hat{\sigma}$ verwendet.

	gemeinsame systematische Fehler $[\%]$
CJC-Spurrekonstruktion	3.0
Trigger-Simulation im MC	5.0
Luminosität	1.8
Λ_c aus b-Zerfällen	3.0
$\sum \rightarrow \hat{\sigma}_{sys,\ gem,\ vis}$	6.8

Tabelle 7.5: *Gemeinsame systematische Fehler aller vier durchgeführten Messungen für die Berechnung der sichtbaren e-p-Wirkungsquerschnitte.*

Der systematische Fehler der MC-Trigger-Simulation wird aus der Arbeit [62] übernommen[13].

- **Luminosität**
  Der systematische Fehler der Luminositätsmessung für die Datennahme 1996 ist gegeben in [63].

- **Λ_c-Baryonen aus b-Zerfällen**
  Eine Abschätzung der oberen Grenze des Beitrages von Λ_c aus Zerfällen von Hadronen, die ein b-Quark enthalten, wird in [64] vorgenommen.

Die Beiträge der genannten, für alle vier Messungen gemeinsam auftretenden systematischen Fehler sind in Tabelle 7.5 zusammengefaßt. Durch quadratische Addition der einzelnen Terme ergibt sich ein gemeinsamer systematischer Fehler von $\hat{\sigma}_{sys,\ gem,\ vis} = 6.8\ \%$[14].

Für den *spezifischen systematischen* Fehler des Zerfallskanals $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, Subtrigger ST84, werden die folgenden Ursachen berücksichtigt:

- **Rekonstruktionseffizienz**
  Unsicherheiten in Bezug auf die ermittelte Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} werden durch Variationen der verwendeten Selektionsschnitte abgeschätzt: Mit Hilfe des MC-Datensatzes `MC1` wird für eine bestimmte Veränderung A der finalen Selektion `SEL4` zunächst die jeweilige Rekonstruktionseffizienz ermittelt. Die gleiche Variation wird anschließend auf die realen Daten angewendet und ein entsprechender Wert $N^{A}_{ST84}(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$ bestimmt. Aus den auf diese Weise gewonnenen Werten wird ein dieser bestimmten Variation A entsprechender Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\rightarrow\Lambda_c X}(A)$ berechnet. Dieses Verfahren wird für verschiedene Variationen A, B, usf. durchgeführt. Aus den sich ergebenden relativen Abweichungen der jeweiligen Wirkungsquerschnitte wird ein Mittelwert gebildet und als systematischer Fehler $\sigma_{\varepsilon_{rec}}$ interpretiert. Die durchgeführten Variationen umfassen u.a. $p_t(\Lambda_c)$, z_{JB}, $LN(p)$, $R_{p_t(\Lambda_c)}$, d.h. allgemein die Schnitte der finalen Selektion `SEL4`.

---

[13] Die MC-Untersuchungen hinsichtlich ε_{trig} beruhen auf einer Simulation der einzelnen Triggerelemente, bzw. einer Simulation des Ansprechverhaltens der entsprechenden Detektorkomponenten. Hierbei wird das Luminositätssystem, das gerade den wesentlichen Unterschied der beiden Subtrigger ST83 und ST84 ausmacht, nicht berücksichtigt, da dessen Simulation aufgrund des wechselnden Einflusses der HERA-Strahlbedingungen sich als schwierig erweist. Aus diesem Grund liegt ein *gemeinsamer* systematischer Fehler vor. Der systematische Fehler der Triggerkomponenten der verwendeten e-Tagger wird durch deren als *spezifsch* berücksichtigten systematischen Fehler beschrieben.

[14] Die zusätzliche Indizierung *vis* erfolgt, da der hier angegebene gemeinsame systematische Fehler sich auf die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für den *sichtbaren* kinematischen Bereich bezieht. Bei der Berechnung der *totalen* Wirkungsquerschnitte tritt ein zusätzlicher gemeinsamer systematischer Fehlerterm auf (Vergleiche Abschnitt 7.2.3).

	spezifische systematische Fehler $[\%]$
ε_{rec}	10.0
e-Tagger-44	6.4
$\sum \to \hat{\sigma}_{sys,\,vis}$	11.9
	spezifischer theoretischer Fehler $[\%]$
$BR(\Lambda_c \to pK\pi)$	26.0

Tabelle 7.6: *Spezifische systematische Fehler und spezifischer theoretischer Fehler für die Berechnung des sichtbaren e-p-Wirkungsquerschnittes* $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ *im Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$ *für den e-Tagger-44 (Subtrigger ST84).*

- ***e*-Tagger-44**
  Der systematische Fehler des e-Tagger-44 wird in [65] bestimmt. Er umfaßt Unsicherheiten im Hinblick auf die Bestimmung der absoluten Energieskala des e-Tagger-44, der Position des e-Tagger-44 relativ zum HERA-Elektronenstrahl, sowie dem Ansprechverhalten seiner Triggerelemente.

Diese Beiträge sind in Tabelle 7.6 zusammengefaßt. Durch quadratische Addition der einzelnen Terme ergibt sich ein spezifischer systematischer Fehler von $\hat{\sigma}_{sys,\,vis} = 11.9\,\%$

Der für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ *spezifische theoretische* Fehler von $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ ergibt sich durch die Unsicherheit bezüglich des Verzweigungsverhältnisses $BR(\Lambda_c \to pK\pi)$ von 0.050 ± 0.013 [20], was einem Fehler von $26\,\%$ entspricht.

Faßt man die genannten Werte zusammen, so ergibt sich abschließend der sichtbare e-p-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ unter Verwendung des Subtriggers ST84 für die Datennahme 1996 zu:

$$\boxed{\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} \;=\; (44.3 \pm 15.1_{stat} \pm 5.3_{sys} \pm 11.5_{theo})\ \text{nb}} \qquad (7.5)$$

7.2.2 Der sichtbare e-p-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$

Eine erste Extrapolation des im vorherigen Abschnitts berechneten Wirkungsquerschnittes $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ für die Produktion von Λ_c-Baryonen besteht darin, den korrespondierenden Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ für die Produktion von $c\bar{c}$-Paaren zu bestimmen.

Für die Berechnung von $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ wird die Kenntnis darüber benötigt , welcher Anteil von c-Quarks Λ_c-Baryonen bilden. In der vorliegenden Arbeit wird der gemittelte Wert der entsprechenden Messungen der ARGUS-, bzw. der CLEO-Kollaboration verwendet [66], [21], [67], die an einem e^+-e^--Speicherring durchgeführt wurden[15]:

---

[15] Eine Messung der OPAL-Kollaboration [68] ergibt einen niedrigeren Wert von $5.6 \pm 2.6\ \%$, der jedoch im Rahmen der Fehler mit den Ergebnissen der ARGUS-, bzw. der CLEO-Kollaboration verträglich ist.

	gemeinsamer theoretischer Fehler $[\%]$
$BR(c \to \Lambda_c)$	18.9

Tabelle 7.7: *Gemeinsamer theoretischer Fehler für die Extrapolation auf den totalen e-p-Wirkungsquerschnitt.*

$$BR(c \to \Lambda_c) \quad = \quad (9.5 \pm 1.8)\,\% \tag{7.6}$$

Da bei der Boson-Gluon-Fusion jeweils ein $c\bar{c}$-Paar erzeugt wird, muß bei der Berechnung von $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ ein Faktor $1/2$ berücksichtigt werden. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} \sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}} &= \frac{\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}}{2\cdot BR(c\to\Lambda_c)} \\ &= \frac{(44.3\pm 15.1)\,\text{nb}}{2\cdot 0.095} \quad = \quad (233\pm 79)\,\text{nb} \end{aligned} \tag{7.7}$$

Es ist nur der statistische Fehler angegebenen. Der (relative) Fehler des verwendeten Wertes der Produktion von Λ_c-Baryonen aus c-Quarks nach Gleichung 7.6 beträgt $18.9\,\%$. Da dieser Fehler bei allen entsprechenden Extrapolationen im Rahmen der untersuchten vier Messungen auftritt, wird er dem *gemeinsamen theoretischen* Fehler zugerechnet. Aus diesem Grund werden die ermittelten Fehler aus der Berechnung von $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ unverändert übernommen.

Der sichtbare *e-p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ für die Produktion von $c\bar{c}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für den Subtrigger ST84 ergibt sich damit zu:

$$\boxed{\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}} \quad = \quad (233\pm 79_{stat}\pm 28_{sys}\pm 61_{theo})\,\text{nb}} \tag{7.8}$$

7.2.3 Der totale *e-p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$

Der zweite Extrapolationsschritt besteht in dem Übergang von $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ nach $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$, d.h. einer Extrapolation des erzielten Ergebnisses für den *sichtbaren e-p*-Wirkungsquerschnitt bezüglich $c\bar{c}$ anhand der Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen auf den *vollen* kinematischen Bereich von $p_t(\Lambda_c)$ und $\eta(\Lambda_c)$[16]. Diese Extrapolation wird mit Hilfe des MC-Datensatzes `MC5` durchgeführt. Es werden nur die generierten Λ_c-Baryonen, ohne anschließende Simulation und Rekonstruktion, verwendet. Der Extrapolationsfaktor *EF* ergibt sich durch das Verhältnis derjenigen Λ_c-Baryonen des genannten MC-Datensatzes, die *auch* die Bedingungen für $p_t(\Lambda_c)$ und $\eta(\Lambda_c)$ nach Gleichung 5.10 für die Definition

---

[16] Die Einschränkungen für y und Q^2 gemäß Gleichung 7.2 gelten unverändert, da die Messung auf der Verwendung des e-Tagger-44 beruht.

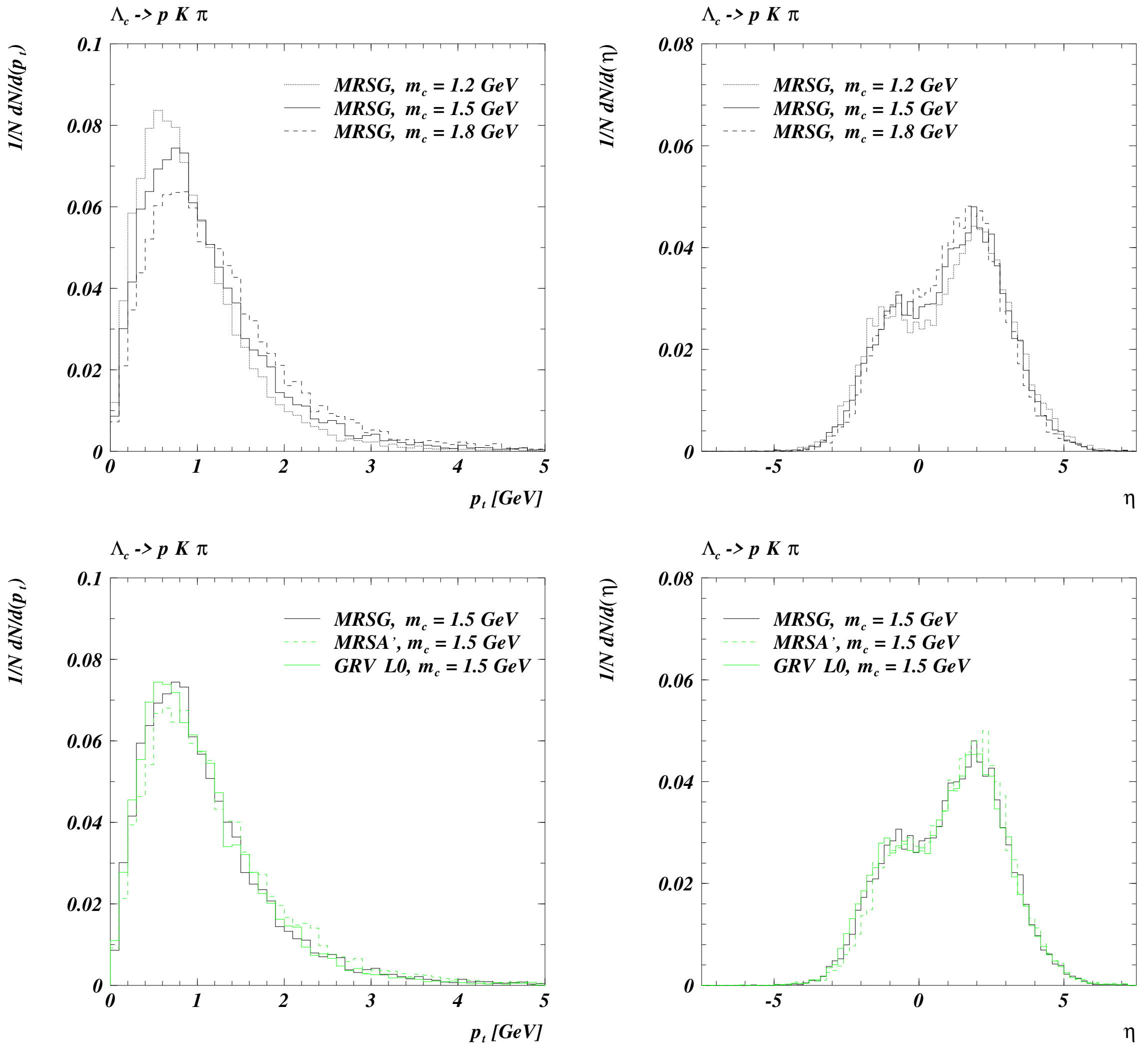


Abbildung 7.2: *In der oberen Reihe ist der Einfluß verschiedener c-Quarkmassen auf die Verteilungen* $p_t(\Lambda_c)$ *und* $\eta(\Lambda_c)$ *der generierten* Λ_c*-Baryonen dargestellt. In der unteren Reihe sind bei einer festen c-Quarkmasse von* $m(c) = 1.5\,\mathrm{GeV}$ *die entsprechenden Verteilungen für verschiedene Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion gezeigt. Der MC-Generator ist jeweils* `AROMA`.

NR	Parametrisierung	c-Quarkmasse [GeV]	*EF*	$\approx$ *rel. Abweichung zu (1)* [%]
1	MRSG[69]	1.5	6.5	
2	MRSG	1.8	5.3	20
3	MRSG	1.2	9.2	40
4	GRV LO[70]	1.5	6.7	5
5	MRSA'[71]	1.5	5.7	15

Tabelle 7.8: *Der Extrapolationsfaktor EF unter Verwendung der in Abbildung 7.2 gezeigten Verteilungen der generierten* Λ_c*-Baryonen im Zerfallskanal* $\Lambda_c \to pK\pi$*, e-Tagger-44. Der statistische Fehler für EF beträgt jeweils unter* $0.5\,\%$.

des sichtbaren kinematischen Bereiches erfüllen, zu *allen* im Akzeptanzbereich des *e*-Tagger-44 generierten Λ_c:

$$EF = \frac{N^{gen}_{\Lambda_c,\, vis}}{N^{gen}_{\Lambda_c,\, e\text{-}Tagger\,44}} \tag{7.9}$$

Der Extrapolationsfaktor *EF* ist abhängig von der im MC gewählten Masse des c-Quarks $m(c)$, sowie der verwendeten Parametrisierung der Protonstrukturfunktion. Um diese Abhängigkeiten zu untersuchen, werden mit Hilfe des MC-Generators `AROMA`[17] verschiedene Datensätze erzeugt, bei denen zum einen für eine bestimmte Protonstrukturfunktion die Masse des c-Quarks variiert wird, zum anderen bei einer fixierten Masse $m(c)$ verschiedene Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion verwendet werden. Die Variationen der Masse des c-Quarks sowie die gewählten Parametrisierungen werden durchgängig auch im Rahmen der systematischen Studien anderer H1-Untersuchungen im Bereich der schweren Quarks verwendet[18]. Als Standardeinstellung wird die Parametrisierung MRSG mit $m(c) = 1.5\,\text{GeV}$ verwendet[19].

Die Abbildung 7.2 zeigt die Verteilungen der generierten Λ_c-Baryonen bezüglich $p_t(\Lambda_c)$ (linke Spalte) und $\eta(\Lambda_c)$ (rechte Spalte) für die untersuchten Variationen. In der oberen Reihe sind diejenigen Verteilungen dargestellt, die sich durch eine Variation der Masse des c-Quarks von $m(c) = 1.2\,\text{GeV}$, $m(c) = 1.5\,\text{GeV}$ und $m(c) = 1.8\,\text{GeV}$ ergeben. Man erkennt, daß mit der Zunahme der c-Quarkmasse ein jeweils härteres $p_t(\Lambda_c)$-Spektrum erzeugt wird. Die Unterschiede der $\eta(\Lambda_c)$-Spektren sind schwächer ausgeprägt als diejenigen für $p_t(\Lambda_c)$. Hier zeigt sich, daß die höhere Masse $m(c)$ dazu führt, daß die Λ_c-Baryonen kleinere Beträge für $\eta(\Lambda_c)$ aufweisen.

In der unteren Reihe der Abbildung 7.2 sind diejenigen Verteilungen dargestellt, die sich bei einer fixierten c-Quarkmasse von $m(c) = 1.5\,\text{GeV}$ für verschiedene Parametrisierungssätze der Protonstrukturfunktion ergeben. Es treten im Vergleich zu dem Einfluß der c-Quarkmasse vergleichsweise kleinere Unterschiede zwischen den untersuchten Parametrisierungen auf.

Die sich aus den genannten Variationen ergebenden Extrapolationsfaktoren *EF* sind in Tabelle 7.8 aufgeführt. Unter Verwendung des Extrapolationsfaktors $EF = 6.5$ für die Standardeinstellung ergibt sich:

$$\begin{aligned} \sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}} &= \sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}} \cdot EF \\ &= (233 \pm 79)\,\text{nb} \cdot 6.5 \;=\; (1515 \pm 514)\,\text{nb} \end{aligned} \tag{7.10}$$

Es ist nur der statistische Fehler angegeben.

Aus den genannten Untersuchungen geht hervor, daß die im MC angenommene Masse des c-Quarks den größten Einfluß auf den verwendeten Extrapolationsfaktor aufweist. Der Fehler der Extrapolation von $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ zu $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$ wird abgeschätzt durch den Mittelwert der relativen Abweichungen der Extrapolationsfaktoren voneinander. Es ergibt sich damit ein Fehler von $\hat{\sigma}(EF) \approx 20\,\%$.

---

[17] Vergleiche Abschnitt 5.1.

[18] Z.B. in [59], [72], [73].

[19] Die bisher im Rahmen der vorliegenden Arbeit behandelten MC-Datensätze `MC1` - `MC7` wurden alle unter Verwendung dieser Einstellungen generiert.

	gemeinsame systematische Fehler [%]
$\to \hat{\sigma}_{sys,\ gem,\ vis}$	6.8
EF	20.0
$\sum \to \hat{\sigma}_{sys,\ gem,\ tot}$	21.1

Tabelle 7.9: *Gemeinsame systematische Fehler aller vier durchgeführten Messungen für die Berechnung der totalen e-p-Wirkungsquerschnitte.*

Der auf diese Weise, anhand des speziellen Beispiels des Zerfallskanals $\Lambda_c \to pK\pi$ in Kombination mit den kinematischen Bedingungen des e-Tagger-44, ermittelte Fehler hinsichtlich *EF* wird dem *gemeinsamen systematischen* Fehler zugerechnet, da die Bestimmung der jeweiligen Extrapolationsfaktoren für alle untersuchten Messungen in genauer Analogie zueinander erfolgt[20].

Der kombinierte gemeinsame systematische Fehler für die Berechnung der *totalen e-p*-Wirkungsquerschnitte ergibt sich durch quadratische Addition des entsprechenden Wertes für die Berechnung der *sichtbaren e-p*-Wirkungsquerschnitte aus Tabelle 7.5, sowie des genannten Fehlers bezüglich der Extrapolationsfaktoren. Das Ergebnis ist in Tabelle 7.9 angegeben.

Unter unveränderter Verwendung der bisherigen spezifischen Fehler ergibt sich der totale *e-p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für den Subtrigger ST84 zu:

$$\boxed{\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}} \;=\; (1515 \pm 514_{stat} \pm 182_{sys} \pm 397_{theo})\ \text{nb}} \qquad (7.11)$$

7.2.4 Der totale γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$

Unter Verwendung des Photon-Flusses $f_{\gamma/e}$ läßt sich im Rahmen der Weizsäcker-Williams Approximation[21] der totale *Elektronen-Protonen*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$ in einen totalen *Photoproduktions*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ umrechnen. Diese Größe ist insofern von Vorteil, als sie einen direkten Vergleich mit anderen Experimenten erlaubt. Es gilt:

$$\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}} \;=\; \sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}} \cdot \frac{1}{f_{\gamma/e}} \qquad (7.12)$$

Der systematische Fehler hinsichtlich $f_{\gamma/e}$ tritt ebenfalls für alle vier durchgeführten Messungen in identischer Weise auf. Er braucht jedoch nicht dem gemeinsamen systematischen Fehler hinzugerechnet zu werden, da er bereits durch den systematischen Fehler für die e-Tagger berücksichtigt ist. Die bereits bestimmten spezifischen statistischen, systematischen und theoretischen Fehler können deshalb unverändert übernommen werden.

---

[20] Die (geringfügigen) Unterschiede hinsichtlich der Definition der sichtbaren kinematischen Bereiche, sowie der abweichenden kinematischen Bedingungen der verwendeten e-Tagger spielen in diesem Zusammenhang keine Rolle, da es sich um die Abschätzung des systematischen Fehlers der verwendeten Methode handelt.

[21] Siehe Kapitel 2, sowie die Abschnitte 3.4.2 und 3.4.3.

Unter Verwendung des Photonflusses $f_{\gamma/e} = 0.0523$ für den e-Tagger-44 aus Tabelle 3.6 ergibt sich somit der totale γp -Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für den Subtrigger ST84 zu:

$$\boxed{\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}} \quad = \quad (29.0 \pm 9.8_{stat} \pm 3.5_{sys} \pm 7.6_{theo})\,\mu\text{b}} \tag{7.13}$$

bei einer mittleren Schwerpunktsenergie[22] von $W_{\gamma p,44} = 93.8\,\text{GeV}$.

Eine Diskussion der erzielten Ergebnisse erfolgt in Abschnitt 7.7. Zuvor werden jedoch die weiteren, noch ausstehenden Wirkungsquerschnitte berechnet.

7.3 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$, Subtrigger ST83

7.3.1 Der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$

Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ sind aufgrund der vorliegenden Statistik neben der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im e-Tagger-44 nachgewiesen werden konnte, auch die korrespondierenden Berechnungen für den e-Tagger-33 möglich, also für Ereignisse, die mit dem Subtrigger ST83 selektiert wurden.

Die Abbildung 7.3 zeigt das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für die Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996 des Subtriggers ST83 unter Anwendung der finalen Selektionsschnitte `SEL4`. Diese Verteilung wird als *Vorselektion* bezeichnet, da im Hinblick auf die Berechnung z.B. des Wirkungsquerschnittes $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ zusätzliche Schnitte in Bezug auf die Messung des gestreuten Elektrons im e-Tagger-33 angewendet werden müssen. Dieser Sachverhalt wird weiter unten in diesem Abschnitt genauer erläutert.

Mit Hilfe der Standardfitfunktion f_{Fit} wird die Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen bestimmt zu $N_{ST83,\,Vorselektion}(\Lambda_c \to pK\pi) = 46 \pm 15$. Der Peakwert liegt bei $m_{pK\pi} = 2.294 \pm 0.021$ GeV.

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ hinsichtlich des Subtriggers ST83 läßt sich für viele Arbeitsschritte in genauer Analogie zu dem im vorherigen Abschnitt 7.2 dargestellten Verfahren für den Subtrigger ST84 durchführen. Ein entscheidender Unterschied ist jedoch die Berechnung der Akzeptanz des entsprechenden e-Tagger. Dieser Aspekt wurde bereits in den Abschnitten 3.4.2 und 3.4.3 diskutiert.

Für den e-Tagger-44 kann unter Berücksichtigung des Photonflusses für die verschiedenen Parametrisierungen seiner Akzeptanzfunktion jeweils eine mittlere Akzeptanz $A_{44,\,ave}$ in Anlehnung an Gleichung 3.10 berechnet werden. Durch die Bildung eines gewichteten Mittels wird aus diesen (25) verschiedenen Werten für $A_{44,\,ave}$ ein finaler Wert $A_{44,fin} = A_{44} = 0.247$ gebildet, der in Gleichung 7.1 eingesetzt wird. Dieses Vorgehen ist *möglich* aufgrund der schmalen Akzeptanzkurve des e-Tagger-44; Es ist *notwendig*, weil infolge des Aufbaus des e-Tagger-44 eine präzise Messung der jeweiligen Energie E_{44} der gestreuten Elektronen nicht gegeben ist, und somit nicht für jedes Ereignis einzeln die entsprechende Akzeptanz berechnet werden kann[23].

Hinsichtlich des e-Tagger-33 stellt sich die Situation in genau umgekehrter Weise dar: Zum einen ist

---

[22] Vergleiche $W_{\gamma p,44,fin}$ in Tabelle 3.6.

[23] Vergleiche Gleichung 3.4, die im Anschluß an den nächsten Absatzes wiederholt wird.

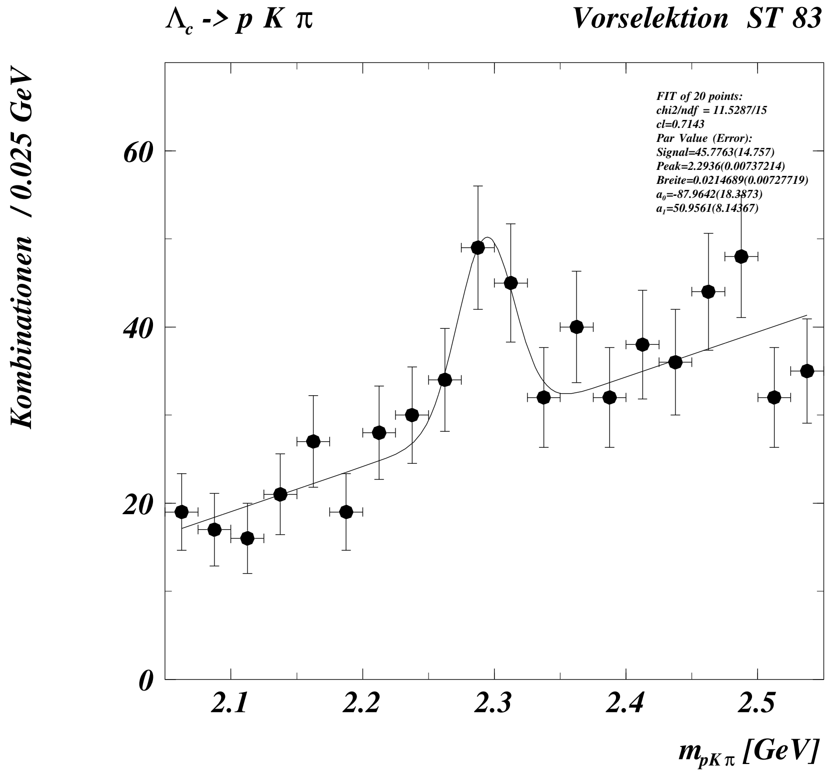


Abbildung 7.3: *Das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für Photoproduktions-Ereignisse 1996 des Subtriggers ST83 (Vorselektion, Selektionsstufe* `SEL4`*). Der Fit erfolgt unter Verwendung der Funktion f_{Fit}.*

aufgrund seiner breiten Akzeptanzkurve, die einen weiten Bereich der Inelastizität y überdeckt[24], die Berechnung einer mittleren Akzeptanz $A_{33,\,ave}$ nach Gleichung 3.10 problematisch. Dies gilt umso mehr, wenn die Verteilung der gemessenen Ereignisse bezüglich y_{33} nicht der Form der Akzeptanzfunktion des *e*-Tagger-33 entspricht. Zum anderen ist jedoch durch die wesentlich größere Detektoroberfläche des *e*-Tagger-33 in sehr vielen Fällen eine genaue Messung der jeweiligen Energie E_{33} der gestreuten Elektronen möglich, so daß eine spezielle Gewichtung für jedes einzelne Ereignis bestimmt werden kann. Nach Gleichung 3.4 gilt:

$$y \;=\; y_{33} \;=\; 1 - \frac{E_{33}}{E_e}$$

Mit Hilfe der bekannten Akzeptanzfunktionen $A_{33}(y_{33})$ des *e*-Tagger-33 läßt sich somit eine Ereignis-spezifische Gewichtung G_{33} durchführen:

---

[24] Vergleiche die Abbildungen 3.14 und 3.15.

$$G_{33} = \frac{1}{A_{33}(y_{33})} \tag{7.14}$$

Diese Methode wird als Standardmethode [74] in zahlreichen Analysen, die auf dem e-Tagger-33 beruhen, angewendet. Allerdings erhalten Ereignisse in kinematischen Bereichen, in denen die Akzeptanz des e-Tagger-33 klein ist, ein sehr hohes Gewicht, so daß ein einzelnes Ereignis die gesamte Messung verfälschen kann. Deshalb werden i.a. bei der Anwendung dieser Methode nur Ereignisse zugelassen, die in einem y-Bereich liegen, der eine genügend hohe Akzeptanz des e-Tagger-33 sicherstellt, so daß extreme Gewichte für einzelne Ereignisse vermieden werden. So wird z.B. in einer neueren Arbeit über die Photoproduktion von D^*-Mesonen [59], die auf Ereignissen mit einem im e-Tagger-33 nachgewiesenem Elektron beruht, ein maximales Gewicht von $G_{33} = 5$, also eine minimale Akzeptanz von $A_{33} = 0.2$, zugelassen.

Aufgrund der eingeschränkten Statistik der rekonstruierten Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ für den e-Tagger-33 ist ein analoges Vorgehen im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht möglich. Die Anwendung der genannten Akzeptanzanforderung $A_{33} > 0.2$ auf die in Abbildung 7.3 gezeigte Ereignisselektion hat zur Folge, daß die verbleibende Anzahl von Ereignissen keinerlei Aussage mehr erlaubt.

Aus diesem Grund wird die bereits in Abschnitt 3.4.2 als „3. Methode“ vorgestellte Vorgehensweise gewählt, die eine Kombination der beiden bereits genannten Verfahren darstellt. Sie besteht darin, einen Mittelwert zu bilden aus den Ereignis-spezifischen Gewichten der finalen Λ_c-Selektion. Aus der Anwendung dieser Methode ergeben sich zwei zusätzliche Anforderungen an die Messung des gestreuten Elektrons im e-Tagger-33, die als weitere Bedingungen zu der bisherigen Λ_c-Selektion `SEL4` hinzukommen:

1. Es muß gewährleistet sein, daß die Messung der Energie E_{33} des gestreuten Elektrons im e-Tagger-33 mit der notwendigen Präzision erfolgt. Aus diesem Grund werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen der Auftreffpunkt des gestreuten Elektrons auf den e-Tagger-33 mehr als 12 mm von dessen Rand entfernt liegt[25].

2. Auch für die Mittelwertbildung über alle Gewichte G_{33} der finalen Λ_c-Selektion ist eine Begrenzung des maximalen Gewichtes sinnvoll, oder umgekehrt, es ist eine minimale Akzeptanz $A_{33}(y_{33})$ zu fordern. Wie bereits in Gleichung 3.5 angegeben, wird im folgenden gefordert, daß sich für alle Ereignisse, die durch den Subtrigger ST83 selektiert wurden, im Hinblick auf den e-Tagger-33 eine minimale Akzeptanz von $A_{33}(y_{33}) > 0.02$ ergibt.

Die in Abschnitt 3.4.2 durchgeführten Berechnungen der kinematischen Größen des e-Tagger-33 erfolgten bereits unter den genannten Anforderungen. Deshalb können die in Tabelle 3.5 zusammengefaßten Ergebnisse im folgenden direkt angewendet werden.

Das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ für den e-Tagger-33 unter Anwendung der finalen Selektion `SEL4` *und* der genannten Kriterien bezüglich der Messung des gestreuten Elektrons im e-Tagger-33 ist in Abbildung 7.4 gezeigt. Sie beruht auf allen Photoproduktionsereignissen der Datennahme

---

[25] Dieser Wert ergibt sich aufgrund der Abmessungen des e-Tagger-33 (Vergleiche Tabelle 3.4) aus der Anforderung, daß mindestens eine halbe Kantenlänge, der verwendeten Kristalle, Abstand zum Rand des e-Tagger-33 vorliegt. Diese Bedingung ist insbesondere für die x-Komponente des Auftreffpunktes relevant, so daß sich unter Verwendung der auf den Mittelpunkt des e-Tagger-33 bezogenen Koordinate $x \rightarrow X_0$ die Anforderung $|X_0| < 6.5$ cm ergibt.

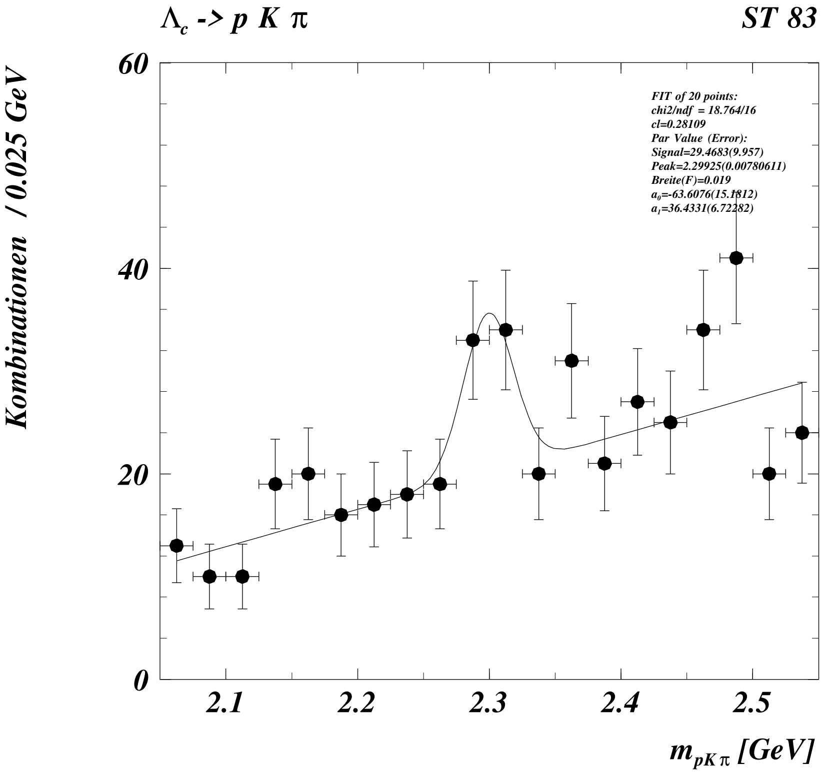


Abbildung 7.4: *Das finale Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für Photoproduktions-Ereignisse 1996 des Subtriggers ST83, (Selektionsstufe* `SEL4`*), unter Berücksichtigung der zusätzlichen Anforderungen an die Messung des gestreuten Elektrons im e-Tagger-33. Der Fit erfolgt unter Verwendung der Funktion f_{Fit}.*

1996 des Subtriggers ST83. Man erkennt im Vergleich mit Abbildung 7.3 den signifikanten Verlust an Statistik, der bereits durch die relativ schwachen zusätzlichen Anforderungen auftritt.

Das Λ_c-Signal wird mit Hilfe der Standardfitfunktion f_{Fit} gefittet. Die Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen ergibt sich zu $N_{ST83}(\Lambda_c \to pK\pi) = 29 \pm 10$. Der Peakwert liegt bei $m_{pK\pi} = 2.299 \pm 0.019$ GeV, wobei die Breite im Fit fixiert ist[26].

In Analogie zu Gleichung 7.1 ergibt sich der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ bezüglich des Subtriggers ST83 unter Verwendung von $N_{ST83}(\Lambda_c \to pK\pi)$ durch:

$$\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} = \frac{N_{ST83}(\Lambda_c \to pK\pi)}{BR \cdot \mathcal{L}_{ST83} \cdot A^{III}_{33} \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig}} \tag{7.15}$$

---

[26] Die Fixierung der Breite erweist sich im Hinblick auf das Konvergenzverhalten des Fits als notwendig. Der gewählte Wert ergibt sich aus den Ergebnissen der verschiedenen Fits an die gleiche Ereignisselektion für unterschiedliche Binbreiten der Verteilung.

Für das Verzweigungsverhältnis $BR(\Lambda_c \to pK\pi)$ wird der Literaturwert [20] von $BR = 0.050 \pm 0.013$ verwendet.

Die Bestimmung der Luminosität $\mathcal{L}_{ST83}$ wurde im Abschnitt 7.1 dargestellt. Sie beträgt $\mathcal{L}_{ST83} = 7505\,\mathrm{nb}^{-1}$.

Für die praktische Durchführung der oben skizzierten „3. Methode“ zur Bestimmung der mittleren Akzeptanz A_{33}^{III} werden zunächst die mittleren Gewichtungsfaktoren für zwei getrennte Bereiche bestimmt[27]: Zum einen werden diejenigen Einträge der finalen Λ_c-Selektion aus Abbildung 7.4, die innerhalb eines Massenfensters von $\Delta(m_{pK\pi}) = m(\Lambda_c) \pm 60\mathrm{MeV}$ liegen, als *Signalbereich* zusammengefaßt. Diejenigen Λ_c-Kombinationen, die außerhalb dieses Massenfensters liegen, werden als *Seitenband* bezeichnet. Die mittleren Gewichtungsfaktoren $G_{33,\,ave}^{Signalbereich}$ und $G_{33,\,ave}^{Seitenband}$ sind definiert als[28]:

$$\begin{aligned} G_{33,\,ave}^{Signalbereich} &= \frac{N_{Signalbereich}^{gewichtet}}{N_{Signalbereich}} = 5.05 \pm 0.50 \\ G_{33,\,ave}^{Seitenband} &= \frac{N_{Seitenband}^{gewichtet}}{N_{Seitenband}} = 4.40 \pm 0.27 \end{aligned} \tag{7.16}$$

Der angegebene Fehler berechnet sich aus der jeweiligen Anzahl der Ereignisse durch Fehlerfortpflanzung. Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} A_{33,\,ave}^{Signalbereich} &= \frac{1}{G_{33,\,ave}^{Signalbereich}} = 0.198 \pm 0.020 \\ A_{33,\,ave}^{Seitenband} &= \frac{1}{G_{33,\,ave}^{Seitenband}} = 0.227 \pm 0.014 \end{aligned} \tag{7.17}$$

Beide Werte befinden sich in guter Übereinstimmung zueinander. Die Abbildung 7.5 illustriert das beschriebene Verfahren. Die Ereignisse in den Verteilungen der unteren Reihe sind mit der jeweiligen Akzeptanz $(1/A_{33})$ gewichtet. In der oberen Reihe sind die ungewichteten Verteilungen dargestellt.

Die linke Spalte zeigt die y_{33}-Verteilungen für den Signalbereich sowie das Seitenband. Man erkennt, daß die Ereignisse aus den beiden Bereichen ein analoges Verhalten zeigen. In der rechten Spalte ist die Gesamtheit aller Ereignisse der finalen Λ_c-Selektion für den *e*-Tagger-33 gezeigt in einer Darstellung der Masse der Λ_c-Kombinationen gegen y_{33}. Die nominelle Λ_c-Masse ist als horizontale Line eingezeichnet.

Die genannten Untersuchungen zeigen das gleichförmige Verhalten aller Λ_c-Kombinationen der finalen Selektion für den ST83, unter den zusätzlichen Anforderungen hinsichtlich des *e*-Tagger-33, bezüglich der für sie bestimmten Akzeptanzen. Es gibt keinen Hinweis darauf, daß sich für die verwendete Methode systematische Abweichungen für den Bereich des Λ_c-Signals ergeben. Der finale Wert der Akzeptanz A_{33}^{III} wird auf der Grundlage aller Λ_c-Kombinationen aus Abbildung 7.4 bestimmt:

---

[27] Die zusätzliche Indizierung *III* spielt auf die Bezeichnung „3.Methode“ an. Sie dient der Unterscheidung der *mittleren* Akzeptanz nach der „3. Methode“ von den jeweiligen Akzeptanzen der *einzelnen* Ereignisse, die als $A_{33}(y_{33})$ bezeichnet werden.

[28] Für jede einzelne Λ_c-Kombination wird ein Gewicht gemäß Gleichung 7.14 verwendet.

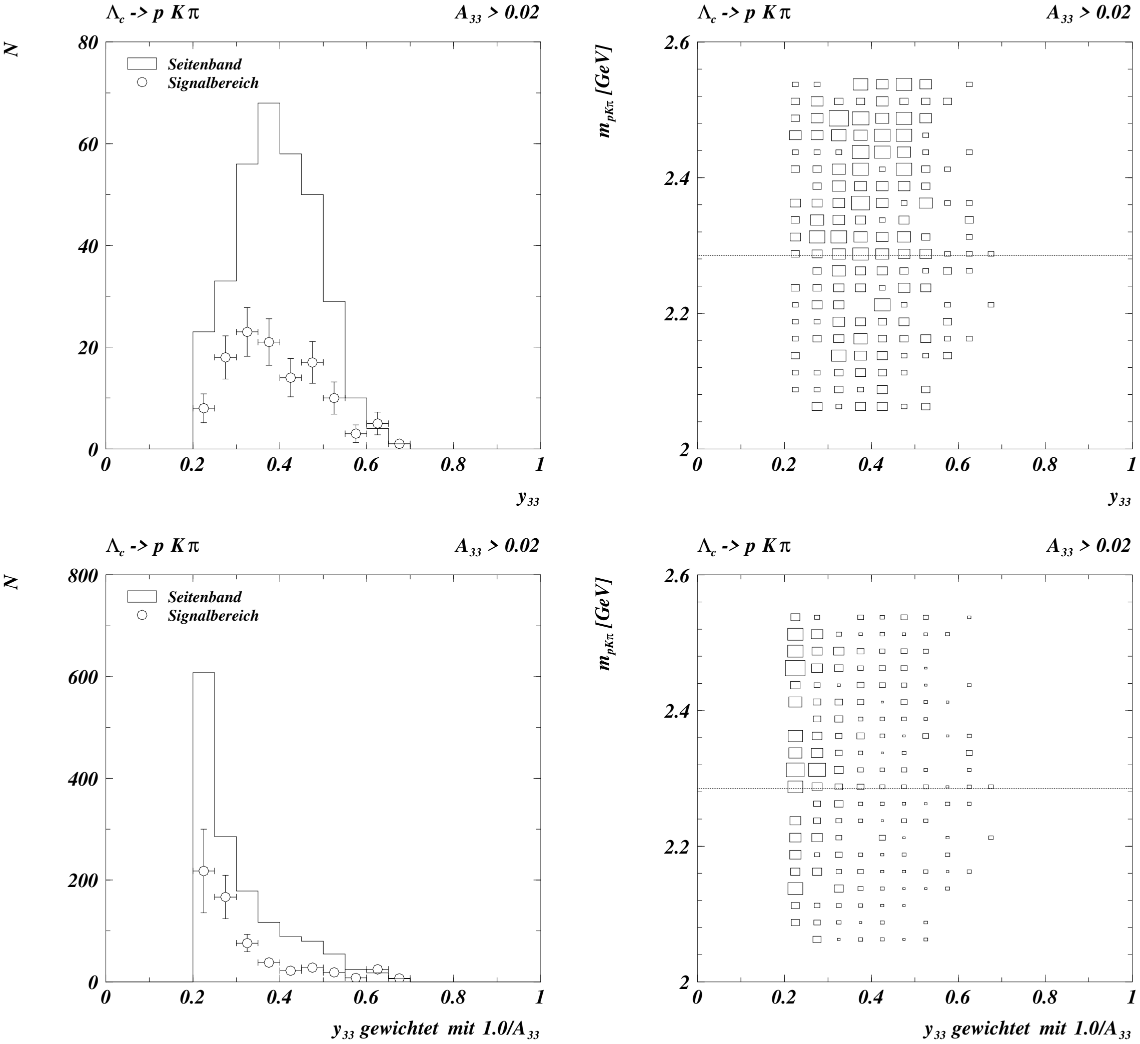


Abbildung 7.5: *Die Bestimmung der Akzeptanz A_{33}^{III} des e-Tagger-33 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$. In der linken Spalte ist die Inelastizität y_{33} gezeigt, wie sie sich aus der Messung der Energie E_{33} des gestreuten Elektrons im e-Tagger-33 berechnet. Die rechte Spalte zeigt die rekonstruierte Masse $m_{pK\pi}$ der Λ_c-Kombinationen gegen y_{33}. Die nominelle Λ_c-Masse ist markiert. In der unteren Reihe sind die Verteilungen jeweils mit $1/A_{33}(y_{33})$ gewichtet, wobei $A_{33}(y_{33})$ die jeweilige Akzeptanz einer speziellen Λ_c-Kombination bezeichnet. Die obere Reihe zeigt die ungewichteten Verteilungen.*

$$\begin{aligned} G_{33}^{III} &= \frac{N_{ST83}^{gewichtet}}{N_{ST83}} = 4.57 \pm 0.24 \\ A_{33}^{III} &= \frac{1}{G_{33}^{III}} = 0.219 \pm 0.012 \end{aligned} \tag{7.18}$$

Der (relative) Fehler beträgt $5.5\,\%$.

Nach der Erläuterung der verwendeten Werte für *BR*, $\mathcal{L}_{ST83}$ und A_{33}^{III} gilt es noch, im Hinblick auf die Gleichung 7.15, die Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} sowie die Triggereffizienz ε_{trig} zu bestimmen.

Die Rekonstruktionseffizienz bezieht sich auf den sichtbaren kinematischen Bereich und wird mit Hilfe des MC-Datensatzes `MC2` bestimmt. Die Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ ist für beide *e*-Tagger identisch und in Gleichung 5.10 gegeben:

$$\begin{gathered} p_t(\Lambda_c) > 1.5\,\text{GeV} \\ -1.5 < \eta(\Lambda_c) < 1.2 \end{gathered}$$

In Abschnitt 3.4.2 wurden bereits die wichtigsten Größen für den *e*-Tagger-33 bestimmt. Für alle nachfolgenden Berechnungen gilt[29]:

$$0.20 < y < 0.74 \quad \text{und} \quad Q^2 < 0.01\text{GeV}^2 \tag{7.19}$$

Die Berechnung der Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} erfolgt analog des Verfahrens für den Subtrigger ST84 im vorherigen Abschnitt. Es gilt:

$$\varepsilon_{rec} = \frac{N_{\Lambda_c,\,vis}^{rec}(\textit{finale Selektion})}{N_{\Lambda_c,\,vis}^{gen}} = 0.0080 \pm 0.0006 \tag{7.20}$$

Die Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} in dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für den *e*-Tagger-33 ergibt sich zu $(0.80 \pm 0.06)\,\%$. Dieser sehr niedrige Wert liegt nochmals unter der bereits geringen Rekonstruktionseffizienz für den Zerfall $\Lambda_c \to pK\pi$ unter Verwendung des *e*-Tagger-44. Insbesondere der sehr restriktive Schnitt auf z_{JB} wirkt sich auf die Ereignisse des *e*-Tagger-33 noch stärker aus, als dies bereits für den *e*-Tagger-44 der Fall ist[30]. Der angegebene Fehler ist statistisch und ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung.

Die Triggereffizienz ε_{trig} des Subtriggers ST83 wird für die in Tabelle 7.1 gezeigte Version bestimmt, die für über $90\,\%$ der verfügbaren Luminosität $\mathcal{L}_{ST83}$ Gültigkeit hat:

$$\varepsilon_{trig} = \frac{N_{\Lambda_c,\,vis}^{rec}(\textit{finale Selektion, ST83})}{N_{\Lambda_c,\,vis}^{rec}(\textit{finale Selektion})} = 0.792 \pm 0.084 \tag{7.21}$$

---

[29] Vergleiche Tabelle 3.5.

[30] Vergleiche Abbildung 5.5.

	spezifische systematische Fehler $[\%]$
ε_{rec}	10.0
e-Tagger-33	5.0
A_{33}^{III}	5.5
$\sum \to \hat{\sigma}_{sys,\, vis}$	12.5
	spezifischer theoretischer Fehler $[\%]$
$BR(\Lambda_c \to pK\pi)$	26.0

Tabelle 7.10: *Spezifische systematische Fehler und spezifischer theoretischer Fehler für die Berechnung des sichtbaren e-p-Wirkungsquerschnittes $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für den e-Tagger-33 (Subtrigger ST83).*

Der angegebene Fehler ergibt sich aus der verfügbaren Statistik des MC-Datensatzes `MC2`.

Unter Verwendung der genannten Werte ergibt sich ausgehend von Gleichung 7.15 der sichtbare *e-p*-Wirkungsquerschnitt zu:

$$\begin{aligned}\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} &= \frac{N_{ST83}(\Lambda_c \to pK\pi)}{BR \cdot \mathcal{L}_{ST83} \cdot A_{33}^{III} \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig}} \\ &= \frac{29 \pm 10}{0.050 \cdot 7505\,\text{nb}^{-1} \cdot 0.219 \cdot 0.0080 \cdot 0.792} = (55.7 \pm 19.2)\,\text{nb}\end{aligned}$$

Der angegebene Fehler ist rein statistisch und beträgt $34.5\,\%$.

Die systematischen Fehler werden erneut unterschieden in einen gemeinsamen und einen spezifischen systematischen Fehler. Der gemeinsame systematische Fehler wurde in Abschnitt 7.2.1 berechnet und wird im folgenden nicht explizit angegeben.

Für den *spezifischen systematischen* Fehler werden die folgenden Ursachen berücksichtigt:

- **Rekonstruktionseffizienz**
  Für die Bestimmung der Unsicherheiten der ermittelten Rekonstruktionseffizienz wird die gleiche Methode verwendet, die im Abschnitt 7.2.1 im Hinblick auf den *e*-Tagger-44 vorgestellt wurde. Es ergibt sich in beiden Fällen die gleiche Größenordnung für $\sigma_{\varepsilon_{\text{rec}}}$.
- ***e*-Tagger-33**
  Der systematische Fehler hinsichtlich des *e*-Tagger-33 wird in [44] angegeben. Seine Bestimmung erfolgt in Analogie zum Vorgehen im Hinblick auf den *e*-Tagger-44.
- **Akzeptanz des *e*-Tagger-33**
  Aufgrund der angewendeten Methode zur Bestimmung von A_{33}^{III} wird ein zusätzlicher systematischer Fehler berücksichtigt, der sich aus dem Fehler der Berechnung von A_{33}^{III} ergibt.

Diese Beiträge sind in Tabelle 7.10 zusammengefaßt. Durch quadratische Addition der einzelnen Terme ergibt sich ein spezifischer *systematischer* Fehler von $\hat{\sigma}_{sys,\, vis} = 12.5\,\%$

Der für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ spezifische *theoretische* Fehler hinsichtlich $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ ergibt sich durch die Unsicherheit bezüglich des Verzweigungsverhältnisses $BR(\Lambda_c \to pK\pi)$ von 0.050 ± 0.013 [20], was einem Fehler von $26\ \%$ entspricht[31].

Faßt man die genannten Werte zusammen, so ergibt sich der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für den Subtrigger ST83 zu:

$$\boxed{\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} \;=\; (55.7 \pm 19.2_{stat} \pm 7.0_{sys} \pm 14.5_{theo})\ \text{nb}} \tag{7.22}$$

7.3.2 Der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$

Die Extrapolation des sichtbaren *e*-*p*-Wirkungsquerschnittes $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ für die Produktion von Λ_c-Baryonen in der Datenselektion des Subtriggers ST83 auf den sichtbaren *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ für die Produktion von $c\bar{c}$ läßt sich in genauer Analogie zu dem in Abschnitt 7.2.2 beschriebenen Verfahren durchführen. Es gilt:

$$\begin{aligned} \sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}} &= \frac{\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}}{2\cdot BR(c\to\Lambda_c)} \qquad (7.23)\\ &= \frac{(55.7\pm 19.2)\ \text{nb}}{2\cdot 0.095} \;=\; (293\pm 101)\ \text{nb} \end{aligned}$$

Es ist zunächst nur der statistische Fehler angegeben. Da der Fehler aus der Extrapolation dem gemeinsamen theoretischen Fehler zuzurechnen ist, können die Fehler aus der Berechnung von $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ gemäß Gleichung 7.22 entsprechend übernommen werden. Der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ für die Produktion von $c\bar{c}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für den Subtrigger ST83 ergibt sich damit zu:

$$\boxed{\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}} \;=\; (293 \pm 101_{stat} \pm 37_{sys} \pm 76_{theo})\ \text{nb}} \tag{7.24}$$

7.3.3 Der totale *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$

Für die Extrapolation des Ergebnisses aus Gleichung 7.24 auf den vollen kinematischen Bereich wird der MC-Datensatz `MC5` verwendet. Das prinzipielle Verfahren ist in Abschnitt 7.2.3 beschrieben. Der Extrapolationsfaktor *EF* ergibt sich durch das Verhältnis derjenigen Λ_c-Baryonen des genannten MC-Datensatzes, die *auch* die Bedingungen hinsichtlich $p_t(\Lambda_c)$ und $\eta(\Lambda_c)$ nach Gleichung 5.10 für die Definition des sichtbaren kinematischen Bereiches erfüllen, zu *allen* im Akzeptanzbereich des *e*-Tagger-33 generierten Λ_c:

---

[31] Man erkennt, daß die Unterscheidung zwischen gemeinsamen und spezifischen Fehlern nicht immer konsistent erfolgen kann. In diesem Fall wird der Fehler aus dem Verzweigungsverhältnis als spezifisch behandelt, weil für die Zerfallskanäle $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \to K^0 p$ sich andere diesbezügliche Fehler ergeben.

$$EF = \frac{N^{gen}_{\Lambda_c,\,vis}}{N^{gen}_{\Lambda_c,\,e\text{-}Tagger\,33}} = 6.1 \tag{7.25}$$

Aufgrund der unterschiedlichen $p_t(\Lambda_c)$- und $\eta(\Lambda_c)$-Verteilungen für die beiden verwendeten *e*-Tagger, ergibt sich für den *e*-Tagger-33 ein abweichender Extrapolationsfaktor zu demjenigen des *e*-Tagger-44[32]. Es gilt:

$$\begin{aligned} \sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}} &= \sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}} \cdot EF \\ &= (293 \pm 101)\,\text{nb} \cdot 6.1 \;=\; (1787 \pm 616)\,\text{nb} \end{aligned} \tag{7.26}$$

Es ist zunächst nur der statistische Fehler angegeben. Der Fehler des Extrapolationsfaktors *EF* ist in dem gemeinsamen systematischen Fehler enthalten. Unter unveränderter Verwendung der bisherigen spezifischen Fehler ergibt sich der totale *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für den Subtrigger ST83 zu:

$$\boxed{\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}} = (1787 \pm 616_{stat} \pm 226_{sys} \pm 464_{theo})\,\text{nb}} \tag{7.27}$$

7.3.4 Der totale γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$

Der totale γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ des Zerfallskanals $\Lambda_c \to pK\pi$ für die Ereignisselektion des *e*-Tagger-33 läßt sich unter Verwendung des Photonflusses berechnen[33]. Der Photonfluß für den *e*-Tagger-33 ist in Tabelle 3.5 aufgeführt und ergibt sich zu $f_{\gamma/e} = 0.0228$. Der Fehler von $f_{\gamma/e}$ ist bereits in dem sytematischen Fehler für den *e*-Tagger-33 berücksichtigt. Aus diesem Grund können die bereits bestimmten spezifischen Fehler unverändert übernommen werden.

Das Ergebnis für den totalen γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ für den Subtrigger ST83 beträgt somit:

$$\boxed{\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}} = (78.4 \pm 27.0_{stat} \pm 9.9_{sys} \pm 20.4_{theo})\,\mu\text{b}} \tag{7.28}$$

bei einer mittleren Schwerpunktsenergie[34] von $W_{\gamma p,33} = 195.3$ GeV.

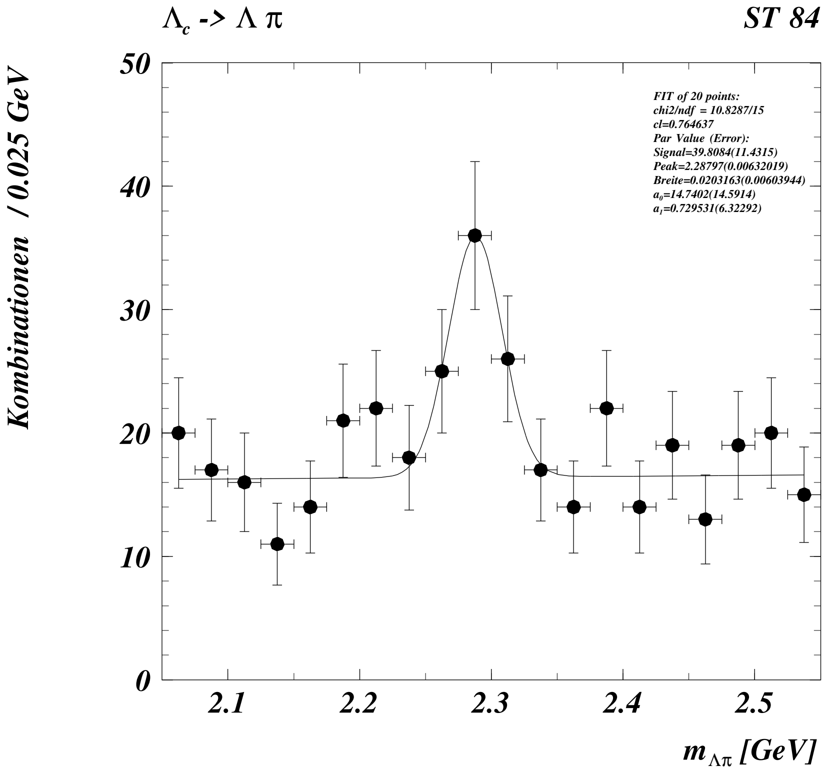


Abbildung 7.6: *Das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für Photoproduktions-Ereignisse 1996 des Subtriggers ST84 (Selektionsstufe* `SEL4`*). Der Fit erfolgt unter Verwendung der Funktion f_{Fit}.*

7.4 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, Subtrigger ST84

7.4.1 Der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$

In Abbildung 7.6 ist das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ gemäß der finalen Selektion `SEL4` gezeigt für die Photoproduktionsereignisse der Datennahme 1996 des Subtriggers ST84. Die Verteilung wird unter Verwendung der Funktion f_{Fit} gefittet. Die Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen ergibt sich zu $N_{ST84}(\Lambda_c \to \Lambda\pi) = 40 \pm 11$. Der Peakwert liegt bei $m_{\Lambda\pi} = 2.288 \pm 0.020$ GeV.

Der sichbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ bezüglich des Subtriggers ST84 ist gegeben durch:

$$\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} = \frac{N_{ST84}(\Lambda_c \to \Lambda\pi)}{BR \cdot \mathcal{L}_{ST84} \cdot A_{44} \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig}} \tag{7.29}$$

---

[32] Vergleiche Abbildung 5.5 und Gleichung 7.10.

[33] Vergleiche Gleichung 7.12.

[34] Vergleiche $W_{\gamma p,33,fin}$ in Tabelle 3.5.

Zerfall	*BR*
$\Lambda_c \to \Lambda\pi$	0.0090 ± 0.0028
$\Lambda \to p\pi$	0.639 ± 0.0050
$\Lambda_c \to \Lambda\pi \to (p\pi)\pi$	0.0058 ± 0.0018

Tabelle 7.11: *Verzweigungsverhältnisse für den Zerfallskanal* $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ *[20].*

Das Verzweigungsverhältnis *BR* setzt sich aus zwei Komponenten zusammen. Zum einen erfolgt der Zerfall der Λ_c-Baryonen jeweils in ein Λ-Baryon und ein π-Meson, zum zweiten ist der nachfolgende Zerfall $\Lambda \to p\pi$ zu berücksichtigen. Die entsprechenden Zahlenwerte sind in Tabelle 7.11 zusammengefaßt.

Die finale, korrigierte Luminosität bezüglich des Subtriggers ST84 $\mathcal{L}_{ST84}$ wurde in Abschnitt 7.1 berechnet[35].

Für die Akzeptanz des *e*-Tagger-44 wird $A_{44} = 0.247$ verwendet[36].

Die Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ wird mit Hilfe des MC-Datensatzes `MC3` bestimmt. Sie bezieht sich auf den sichtbaren kinematischen Bereich, der nach Gleichung 5.11 definiert ist durch:

$$\begin{aligned} p_t(\Lambda_c) &> 1.5\,\text{GeV} \\ -1.5 < \eta(\Lambda_c) &< 1.5 \end{aligned}$$

Wie bereits in Gleichung 7.2 angegeben, gilt für alle weiteren Ausführungen bezüglich des *e*-Tagger-44:

$$0.04 < y < 0.25 \quad \text{und} \quad Q^2 < 0.01\text{GeV}^2$$

Die Rekonstruktionseffizienz ergibt sich als Anteil derjenigen *rekonstruierten* Λ_c-Baryonen des verwendeten MC-Datensatzes, die innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches gemäß der oben angegebenen Gleichungen liegen, *und* die die finalen Selektionsbedingungen `SEL4` des Zerfallskanals $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ erfüllen, bezogen auf alle diejenigen *generierten* (und simulierten) Λ_c-Baryonen, die innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches liegen, *und* bei denen das Λ zerfällt gemäß $\Lambda \to p\pi$:

$$\varepsilon_{rec} = \frac{N^{rec}_{\Lambda_c,\,vis}(\textit{finale Selektion})}{N^{gen,\,V^0}_{\Lambda_c,\,vis}} = 0.111 \pm 0.003 \tag{7.30}$$

Die Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} in dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für den *e*-Tagger-44 beträgt $(11.1 \pm 0.3)\,\%$, wobei der angegebene Fehler nur statistischer Natur ist. Dieser Wert liegt deutlich über den entsprechenden Werten für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$. Insbesondere der signifikant schwächere

---

[35] Vergleiche Tabelle 7.3.

[36] Vergleiche Abschnitt 3.4.3 mit Tabelle 3.6, sowie die Abschnitte 7.2.1 und 7.3.1.

Version	ε_{trig}	$\mathcal{L}_{ST84}$ [%]
4	0.659 ± 0.023	38.4
5	0.652 ± 0.023	40.9
6	0.652 ± 0.023	20.0
final	0.655 ± 0.023	

Tabelle 7.12: *Die Triggereffizienz ε_{trig} des Subtriggers ST84 im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für die relevanten Versionen während der Datennahme 1996. Die angegebenen Fehler sind statistischer Natur.*

Schnitt auf z_{JB}, sowie der Verzicht auf Schnitte bezüglich $R_{p_t(\Lambda_c)}$ und $p_t(\Lambda_c)/E_t(\textit{Ereignis})$ spielen in diesem Zusammenhang eine Rolle[37]. Darüberhinaus ist die *dE/dx*-Anforderung für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ wesentlich schwächer als diejenige für den Zerfall $\Lambda_c \to pK\pi$; Sie bedeutet für $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ einen nur sehr geringen Verlust an tatsächlichen Λ_c-Zerfällen[38]. Dem gegenüber stehen Verluste durch die Notwendigkeit der Rekonstruktion eines sekundären Zerfallsvertex für den Λ-Zerfall.

Die Triggereffizienz ε_{trig} des Subtriggers ST84 hinsichtlich der Zerfallstopologie $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ wird in Analogie zum Vorgehen für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$, ST84, zunächst für die drei in Tabelle 7.2 angegebenen Versionen getrennt bestimmt. Aus diesen drei Werten wird anschließend ein gewichtetes Mittel berechnet, wobei die anteilige Luminosität $\mathcal{L}_{ST84}$ als Gewichtungsfaktor dient. Die Grundlage bilden jeweils alle rekonstruierten Λ_c-Baryonen der finalen Selektion `SEL4` im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.12 zusammengefaßt. Es gilt:

$$\varepsilon_{trig} = \frac{N^{rec}_{\Lambda_c,\,vis}(\textit{finale Selektion, ST84})}{N^{rec}_{\Lambda_c,\,vis}(\textit{finale Selektion})} = 0.655 \pm 0.023 \tag{7.31}$$

Der angegebene Fehler ergibt sich aus der verfügbaren Statistik des MC-Datensatzes `MC3`.

Das Einsetzen der genannten Werte ergibt für den sichtbaren *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt für die vorliegende Messung:

$$\begin{aligned}\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} &= \frac{N_{ST84}(\Lambda_c \to \Lambda\pi)}{BR \cdot \mathcal{L}_{ST84} \cdot A_{44} \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig}} \\ &= \frac{40 \pm 11}{0.0058 \cdot 4169\,\text{nb}^{-1} \cdot 0.247 \cdot 0.111 \cdot 0.655} = (92.1 \pm 25.3)\,\text{nb}\end{aligned}$$

Der angegebene Fehler ist rein statistisch und beträgt $27.5\,\%$.

Die systematischen Fehler werden wiederum unterschieden in einen gemeinsamen und einen spezifischen systematischen Fehler. Der gemeinsame systematische Fehler wurde in Abschnitt 7.2.1 berechnet und wird im folgenden nicht explizit angegeben.

Für den *spezifischen systematischen* Fehler des Zerfallskanals $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, Subtrigger ST84, werden die folgenden Ursachen berücksichtigt:

---

[37] Vergleiche die Tabellen 6.1 und 6.9.

[38] Vergleiche Abschnitt 6.3.2 mit Abbildung 6.13.

	spezifische systematische Fehler $[\%]$
ε_{rec}	15.0
e-Tagger-44	6.4
$\sum \to \hat{\sigma}_{sys,\ vis}$	16.3
	spezifischer theoretischer Fehler $[\%]$
$BR(\Lambda_c \to \Lambda\pi)$	31.0

Tabelle 7.13: *Spezifische systematische Fehler und spezifischer theoretischer Fehler für die Berechnung des sichtbaren e-p-Wirkungsquerschnittes* $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ *im Zerfallskanal* $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ *für den e-Tagger-44 (Subtrigger ST84).*

- **Rekonstruktionseffizienz**
  Die Unsicherheiten der ermittelten Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} werden, wie bereits in Bezug auf die beiden Messungen im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$, durch umfangreiche Variation der verwendeten finalen Selektionsschnitte abgeschätzt. Es zeigt sich in diesem Fall insbesondere ein relevanter systematischer Effekt in Bezug auf unterschiedliche $p_t(\Lambda_c)$-Anforderungen. Aus diesem Grund wird der systematische Fehler im Vergleich zu den Messungen für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ etwas höher angesetzt.

- ***e*-Tagger-44**
  Der systematische Fehler des *e*-Tagger-44 wurde bereits in Abschnitt 7.2.1 erläutert.

Die entsprechenden Beiträge sind in Tabelle 7.13 zusammengefaßt. Durch quadratische Addition der einzelnen Terme ergibt sich ein spezifischer *systematischer* Fehler von $\hat{\sigma}_{sys,\ vis} = 16.3\,\%$.

Der für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ spezifische *theoretische* Fehler für $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ ergibt sich durch die Unsicherheit bezüglich des Verzweigungsverhältnisses $BR(\Lambda_c \to \Lambda\pi)$. Der (relative) Fehler bezüglich $BR(\Lambda \to p\pi)$ ist wesentlich kleiner und in diesem Zusammenhang unbedeutend. Der spezifische theoretische Fehler beträgt somit $31.0\,\%$[39].

Damit ergibt sich abschließend der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für den Subtrigger ST84 zu:

$$\boxed{\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} \;=\; (92.1 \pm 25.3_{stat} \pm 15.0_{sys} \pm 28.6_{theo})\ \text{nb}} \tag{7.32}$$

7.4.2 Der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$

Die Extrapolation des sichtbaren *e*-*p*-Wirkungsquerschnittes für die Produktion von Λ_c-Baryonen auf den sichtbaren *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $c\bar{c}$ läßt sich auch für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ nach dem etablierten Schema[40] durchführen:

---

[39] Vergleiche Tabelle 7.11.

[40] Vergleiche Abschnitt 7.2.2.

$$\begin{aligned} \sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}} &= \frac{\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}}{2\cdot BR(c\to\Lambda_c)} \\ &= \frac{(92.1\pm 25.3)\ \text{nb}}{2\cdot 0.095} \quad = \quad (485\pm 133)\ \text{nb} \end{aligned} \tag{7.33}$$

Es ist nur der statistische Fehler berücksichtigt. Da der Fehler aus der Extrapolation dem gemeinsamen theoretischen Fehler zuzurechnen ist, können die Fehler aus der Berechnung von $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ gemäß Gleichung 7.32 entsprechend übernommen werden. Der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ für die Produktion von $c\bar{c}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für den Subtrigger ST84 ergibt sich damit zu:

$$\boxed{\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}} \quad = \quad (485\pm 133_{stat}\pm 79_{sys}\pm 151_{theo})\ \text{nb}} \tag{7.34}$$

7.4.3 Der totale *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$

Für die Extrapolation des Ergebnisses aus Gleichung 7.34 auf den vollen kinematischen Bereich wird der MC-Datensatz `MC6` verwendet. Es wird in genauer Analogie zu dem Vorgehen in den Abschnitten 7.2.3 und 7.3.3 verfahren. Der Extrapolationsfaktor *EF* ergibt sich mithin durch das Verhältnis derjenigen Λ_c-Baryonen des MC-Datensatzes `MC6`, die *auch* die Bedingungen hinsichtlich $p_t(\Lambda_c)$ und $\eta(\Lambda_c)$ nach Gleichung 5.11 erfüllen, zu *allen* im Akzeptanzbereich des *e*-Tagger-44 generierten Λ_c:

$$EF \quad = \quad \frac{N^{gen}_{\Lambda_c,\,vis}}{N^{gen}_{\Lambda_c,\,e\text{-}Tagger\,44}} \quad = \quad 6.0 \tag{7.35}$$

Es gilt:

$$\begin{aligned} \sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}} &= \sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}\cdot EF \\ &= (485\pm 133)\ \text{nb}\cdot 6.0 \quad = \quad (2910\pm 798)\ \text{nb} \quad , \end{aligned} \tag{7.36}$$

wobei zunächst nur der statistische Fehler angegeben ist. Der Fehler des Extrapolationsfaktors *EF* ist in dem gemeinsamen systematischen Fehler enthalten. Unter unveränderter Verwendung der bisherigen spezifischen Fehler ergibt sich damit der totale *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für den Subtrigger ST84 zu:

$$\boxed{\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}} \quad = \quad (2910\pm 798_{stat}\pm 474_{sys}\pm 906_{theo})\ \text{nb}} \tag{7.37}$$

7.4.4 Der totale γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$

Der totale γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ läßt sich unter Verwendung der Gleichung 7.12 berechnen. Der Photonfluß für den *e*-Tagger-44 ist in Tabelle 3.6 aufgeführt und beträgt $f_{\gamma/e} = 0.0523$. Der Fehler von $f_{\gamma/e}$ ist bereits in dem sytematischen Fehler für den *e*-Tagger-44 berücksichtigt. Aus diesem Grund können die bereits bestimmten spezifischen Fehler übernommen werden.

Der totale γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für den Subtrigger ST84 ergibt sich damit zu:

$$\boxed{\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}} = (55.6 \pm 15.3_{stat} \pm 9.1_{sys} \pm 17.3_{theo})\,\mu\text{b}} \tag{7.38}$$

bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p,44} = 93.8$ GeV.

7.5 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0p$, Subtrigger ST84

7.5.1 Der sichtbare *e-p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$

In Abbildung 7.7 ist das Λ_c-Signal gezeigt im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0p$ gemäß der finalen Selektion `SEL4` für die Photoproduktionsereignisse des Subtriggers ST84 der Datennahme 1996. Die Verteilung wird unter Verwendung der Funktion f_{Fit} gefittet. Die Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen ergibt sich zu $N_{ST84}(\Lambda_c \to K^0p) = 38 \pm 12$. Der Peakwert liegt bei $m_{\Lambda\pi} = 2.300 \pm 0.016$ GeV.

In Analogie zu den Gleichungen 7.1, 7.15 und 7.29 läßt sich der sichbare *e-p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0p$ bezüglich des Subtriggers ST84 formulieren als:

$$\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} = \frac{N_{ST84}(\Lambda_c \to K^0p)}{BR \cdot \mathcal{L}_{ST84} \cdot A_{44} \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig}} \tag{7.39}$$

Für das Verzweigungsverhältnis *BR* müssen insgesamt drei Prozesse beachtet werden. In einem ersten Schritt ist der Zerfall der Λ_c-Baryonen in ein K^0 und ein Proton zu berücksichtigen. Zum zweiten zerfallen die dabei gebildeten K^0-Mesonen zur einen Hälfte zu K^0_S, zur anderen Hälfte nach K^0_L. Die K^0_L weisen eine Zerfallslänge $c\tau = 15.5$ m [20] auf, so daß sie weit außerhalb der CJC zerfallen. Damit läßt sich die Hälfte aller Λ_c-Zerfälle in dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0p$ nicht im Rahmen der gegebenen experimentellen Gegebenheiten rekonstruieren. Zum dritten zerfallen nicht alle K^0_S in dem Modus $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, so daß auch dieses Verzweigungsverhältnis berücksichtigt werden muß[41]. Die entsprechenden Zahlenwerte sind in Tabelle 7.14 zusammengefaßt.

Die finale, korrigierte Luminosität bezüglich des Subtriggers ST84 $\mathcal{L}_{ST84}$ wurde in Abschnitt 7.1 berechnet[42].

Für die Akzeptanz des *e*-Tagger-44 wird $A_{44} = 0.247$ verwendet[43].

---

[41] Insofern nicht explizit etwas anderes angegeben ist, steht die Notation K^0 abkürzend für K^0_S.

[42] Vergleiche Tabelle 7.3.

[43] Vergleiche Abschnitt 3.4.3 mit Tabelle 3.6.

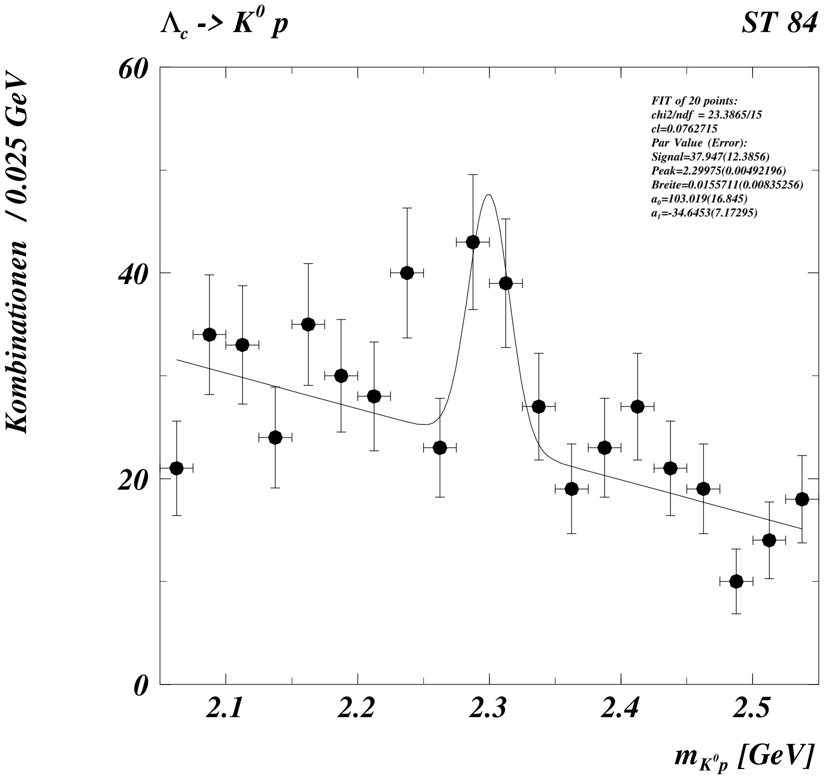


Abbildung 7.7: *Das Λ_c-Signal im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0p$ für Photoproduktions-Ereignisse 1996 des Subtriggers ST84 (Selektionsstufe* `SEL4`*). Der Fit erfolgt unter Verwendung der Funktion f_{Fit}.*

Zerfall	*BR*
$\Lambda_c \to K^0p$	0.025 ± 0.007
$K^0 \to K^0_S$	0.50
$K^0_S \to \pi^+\pi^-$	0.6861 ± 0.0028
$\Lambda_c \to K^0p \to K^0_S\,p \to (\pi^+\pi^-)p$	0.0086 ± 0.0024

Tabelle 7.14: *Verzweigungsverhältnisse für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0p$ [20].*

Die Rekonstruktionseffizienz ε_{rec} für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0p$ wird mit Hilfe des MC-Datensatzes `MC4` bestimmt. Sie bezieht sich auf den sichtbaren kinematischen Bereich, der, ebenso wie für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, nach Gleichung 5.11 definiert ist durch:

$$p_t(\Lambda_c) > 1.5\,\mathrm{GeV}$$
$$-1.5 < \eta(\Lambda_c) < 1.5$$

Wie bereits in Gleichung 7.2 angegeben, gilt für alle weiteren Ausführungen bezüglich des *e*-Tagger-44:

Version	ε_{trig}	$\mathcal{L}_{ST84}$ [%]
4	0.641 ± 0.026	38.4
5	0.633 ± 0.026	40.9
6	0.633 ± 0.026	20.0
final	0.636 ± 0.026	

Tabelle 7.15: *Die Triggereffizienz ε_{trig} des Subtriggers ST84 im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ für die relevanten Versionen während der Datennahme 1996. Die angegebenen Fehler sind statistischer Natur.*

$$0.04 < y < 0.25 \quad \text{und} \quad Q^2 < 0.01\text{GeV}^2$$

Die Rekonstruktionseffizienz ergibt sich als Anteil derjenigen *rekonstruierten* Λ_c-Baryonen des verwendeten MC-Datensatzes, die innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches gemäß der oben angegebenen Gleichungen liegen, *und* die die finalen Selektionsbedingungen `SEL4` des Zerfallskanals $\Lambda_c \to K^0 p$ erfüllen, bezogen auf alle diejenigen *generierten* (und simulierten) Λ_c-Baryonen, die innerhalb des sichtbaren kinematischen Bereiches liegen, *und* bei denen das K^0 zerfällt gemäß $K^0 \to \pi^+\pi^-$:

$$\varepsilon_{rec} = \frac{N^{rec}_{\Lambda_c,\,vis}(\textit{finale Selektion})}{N^{gen,\,V^0}_{\Lambda_c,\,vis}} = 0.080 \pm 0.002 \tag{7.40}$$

Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$, *e*-Tagger-44, beträgt die Rekonstruktionseffizienz $\varepsilon_{rec} = (8.0 \pm 0.2)\,\%$. Es ist nur der statistische Fehler angegeben. Die genannte Rekonstruktionseffizienz liegt in der gleichen Größenordnung wie diejenige des Zerfallskanals $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. Dieser Sachverhalt ist aufgrund der sehr ähnlichen finalen Schnitte auch zu erwarten.

Für die Bestimmung der Triggereffizienz ε_{trig} des Subtriggers ST84 für den Zerfall $\Lambda_c \to K^0 p$ wird in genauer Analogie verfahren wie hinsichtlich der entsprechenden Berechnungen für die Zerfallskanäle $\Lambda_c \to pK\pi$ bzw. $\Lambda_c \to \Lambda\pi$[44]. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.15 zusammengefaßt. Es gilt:

$$\varepsilon_{trig} = \frac{N^{rec}_{\Lambda_c,\,vis}(\textit{finale Selektion, ST84})}{N^{rec}_{\Lambda_c,\,vis}(\textit{finale Selektion})} = 0.636 \pm 0.026 \tag{7.41}$$

Der angegebene Fehler ergibt sich aus der verfügbaren Statistik des MC-Datensatzes `MC4`.

Mit den genannten Werten ergibt sich der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt zu:

$$\begin{aligned} \sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} &= \frac{N_{ST84}(\Lambda_c \to K^0 p)}{BR \cdot \mathcal{L}_{ST84} \cdot A_{44} \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig}} \\ &= \frac{38 \pm 12}{0.0086 \cdot 4169\,\text{nb}^{-1} \cdot 0.247 \cdot 0.080 \cdot 0.636} = (84.3 \pm 26.6)\,\text{nb} \end{aligned}$$

---

[44] Vergleiche die Abschnitte 7.2.1 bzw. 7.4.1.

	spezifische systematische Fehler $[\%]$
ε_{rec}	15.0
e-Tagger-44	6.4
$\sum \to \hat{\sigma}_{sys,\ vis}$	16.3
	spezifischer theoretischer Fehler $[\%]$
$BR(\Lambda_c \to K^0 p)$	27.9

Tabelle 7.16: *Spezifische systematische Fehler und spezifischer theoretischer Fehler für die Berechnung des sichtbaren e-p-Wirkungsquerschnittes* $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ *im Zerfallskanal* $\Lambda_c \to K^0 p$ *für den e-Tagger-44 (Subtrigger ST84).*

Der angegebene Fehler ist rein statistisch und beträgt $31.6\,\%$.

Die systematischen Fehler werden erneut unterschieden nach einem gemeinsamen und einem spezifischen systematischen Fehler. Der gemeinsame systematische Fehler wurde in Abschnitt 7.2.1 berechnet und wird im folgenden nicht explizit angegeben.

Für den *spezifischen systematischen* Fehler hinsichtlich des Zerfallskanals $\Lambda_c \to K^0 p$, Subtrigger ST84, werden die folgenden Ursachen berücksichtigt:

- **Rekonstruktionseffizienz**
  Systematische Effekte im Rahmen der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz werden durch umfangreiche Variation der verwendeten Selektionsschnitte abgeschätzt. Das prinzipielle Verfahren ist in den entsprechenden vorherigen Abschnitten dieses Kapitels bereits dargestellt worden. Es ergibt sich ein systematischer Fehler in der gleichen Größenordnung wie hinsichtlich des Zerfallskanals $\Lambda_c \to \Lambda\pi$.
- ***e*-Tagger-44**
  Es wird der bereits in den Abschnitten 7.2.1 und 7.4.1 zitierte Fehler verwendet.

Die entsprechenden Beiträge sind in Tabelle 7.16 zusammengefaßt. Durch quadratische Addition der einzelnen Terme ergibt sich ein spezifischer *systematischer* Fehler von $\hat{\sigma}_{sys,\ vis} = 16.3\,\%$.

Der für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ spezifische *theoretische* Fehler für $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ ergibt sich durch die Unsicherheit bezüglich des Verzweigungsverhältnisses $BR(\Lambda_c \to K^0 p)$. Der (relative) Fehler des nachfolgenden Zerfalls $BR(K^0 \to \pi^+\pi^-)$ ist wesentlich kleiner und in diesem Zusammenhang unbedeutend. Der spezifische theoretische Fehler beträgt somit $27.9\,\%$[45].

Faßt man die genannten Werte zusammen, so ergibt sich der sichtbare *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ für den Subtrigger ST84 zu:

$$\boxed{\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} \;=\; (84.3 \pm 26.6_{stat} \pm 13.7_{sys} \pm 23.6_{theo})\ \text{nb}} \tag{7.42}$$

---

[45] Vergleiche Tabelle 7.14.

7.5.2 Der sichtbare *e-p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$

Das Prinzip der Extrapolation $\sigma^{\mathrm{vis}}_{ep\to\Lambda_c X} \to \sigma^{\mathrm{vis}}_{ep\to c\bar{c}}$, sowie das verwendete Verzeigungsverhältnis $BR(c \to \Lambda_c)$ sind bereits in den korrespondierenden Ausführungen zu den übrigen drei untersuchten Messungen erläutert worden. Der sichtbare *e-p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ läßt sich mithin angeben durch:

$$\begin{aligned}\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}} &= \frac{\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}}{2\cdot BR(c\to\Lambda_c)} \qquad (7.43)\\ &= \frac{(84.3\pm 26.6)\ \mathrm{nb}}{2\cdot 0.095} = (444\pm 140)\ \mathrm{nb}\end{aligned}$$

Es ist zunächst nur der statistische Fehler berücksichtigt. Da der Fehler aus der Extrapolation dem gemeinsamen theoretischen Fehler zuzurechnen ist, können die Fehler aus der Berechnung von $\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X}$ gemäß Gleichung 7.42 entsprechend übernommen werden. Der sichtbare *e-p* -Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ für die Produktion von $c\bar{c}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ für den Subtrigger ST84 ergibt sich damit zu:

$$\boxed{\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}} = (444\pm 140_{stat}\pm 72_{sys}\pm 124_{theo})\ \mathrm{nb}} \qquad (7.44)$$

7.5.3 Der totale *e-p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$

Die Extrapolation des Ergebnisses des sichtbaren *e-p*-Wirkungsquerschnittes $\sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}$ für den Zerfall $\Lambda_c \to K^0 p$ aus Gleichung 7.44 auf den vollen kinematischen Bereich basiert auf dem MC-Datensatz `MC7` . Es werden nur die generierten Größen verwendet. Die Vorgehensweise erfolgt in genauer Analogie zu den Abschnitten 7.2.3, 7.3.3 und 7.4.3. Es gilt:

$$EF = \frac{N^{gen}_{\Lambda_c,\,vis}}{N^{gen}_{\Lambda_c,\,e\text{-}Tagger\,44}} = 6.0 \qquad (7.45)$$

Da der sichtbare kinematische Bereich im Rahmen der vorliegenden Analyse für die Zerfallskanäle $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \to K^0 p$ in gleicher Weise definiert ist, müssen die Extrapolationsfaktoren bezüglich dieser beiden Zerfälle sich aus den beiden verwendeten MC-Datensätzen zu dem gleichen Wert ergeben, was auch der Fall ist. Es gilt:

$$\begin{aligned}\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}} &= \sigma^{vis}_{ep\to c\bar{c}}\cdot EF \qquad (7.46)\\ &= (444\pm 140)\ \mathrm{nb}\cdot 6.0 = (2664\pm 840)\ \mathrm{nb}\end{aligned}$$

Es ist zunächst nur der statistische Fehler angegeben. Der Fehler des Extrapolationsfaktors *EF* ist in dem gemeinsamen systematischen Fehler enthalten. Unter unveränderter Verwendung der bisherigen spezifischen Fehler ergibt sich der totale *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ für den Subtrigger ST84 zu:

$$\boxed{\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}} \;=\; (2664 \pm 840_{stat} \pm 432_{sys} \pm 744_{theo})\ \text{nb}} \tag{7.47}$$

7.5.4 Der totale γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$

Auch für den letzten Extrapolationsschritt, dem Übergang vom totalen *e*-*p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$ zu dem totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$, wird nach dem bereits hinsichtlich der anderen untersuchten Zerfallskanäle etablierten Schema verfahren. Die dort gemachten Ausführungen lassen sich ohne Modifikationen übernehmen. Der totale γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ für den Subtrigger ST84 ergibt sich damit zu:

$$\boxed{\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}} \;=\; (50.9 \pm 16.1_{stat} \pm 8.3_{sys} \pm 14.2_{theo})\ \mu\text{b}} \tag{7.48}$$

bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p,44} = 93.8$ GeV.

7.6 Transversalimpuls und Pseudorapidität der Λ_c-Baryonen

In dem vorliegenden Abschnitt wird versucht, eine Aussage in Bezug auf die Verteilungen des Transversalimpulses und der Pseudorapidität der rekonstruierten Λ_c-Baryonen zu gewinnen. Aufgrund der in allen vier untersuchten Λ_c-Selektionen eingeschränkten Statistik ist es nicht möglich, differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $p_t(\Lambda_c)$ oder $\eta(\Lambda_c)$ zu bestimmen. Aus diesem Grund wird ein anderes Verfahren gewählt, das zumindest erste Hinweise hinsichtlich der gesuchten Verteilungen gibt.

Das Prinzip der gewählten Vorgehensweise wird nachfolgend für die Verteilungen $p_t(\Lambda_c)$ erläutert. Für die entsprechenden Darstellungen von $\eta(\Lambda_c)$ wird in genauer Analogie verfahren. Die Grundlage bilden die folgenden Λ_c-Selektionen:

1. Die finale Selektion für den Zerfall $\Lambda_c \to pK\pi$, Subtrigger ST84[46].
2. Die finale Selektion für den Zerfall $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, Subtrigger ST84[47].
3. Die Vorselektion für den Zerfall $\Lambda_c \to pK\pi$, Subtrigger ST83[48].

---

[46] Vergleiche Abschnitt 7.2.1.

[47] Vergleiche Abschnitt 7.4.1.

[48] Vergleiche Abschnitt 7.3.1. Es wird die *Vorselektion* hinsichtlich des Subtriggers ST83 verwendet, da diese eine deutlich höhere Statistik als die finale Selektion aufweist. Die genaue Messung der Energie des gestreuten Elektrons im *e*-Tagger-33 ist in diesem Zusammenhang nicht von Bedeutung.

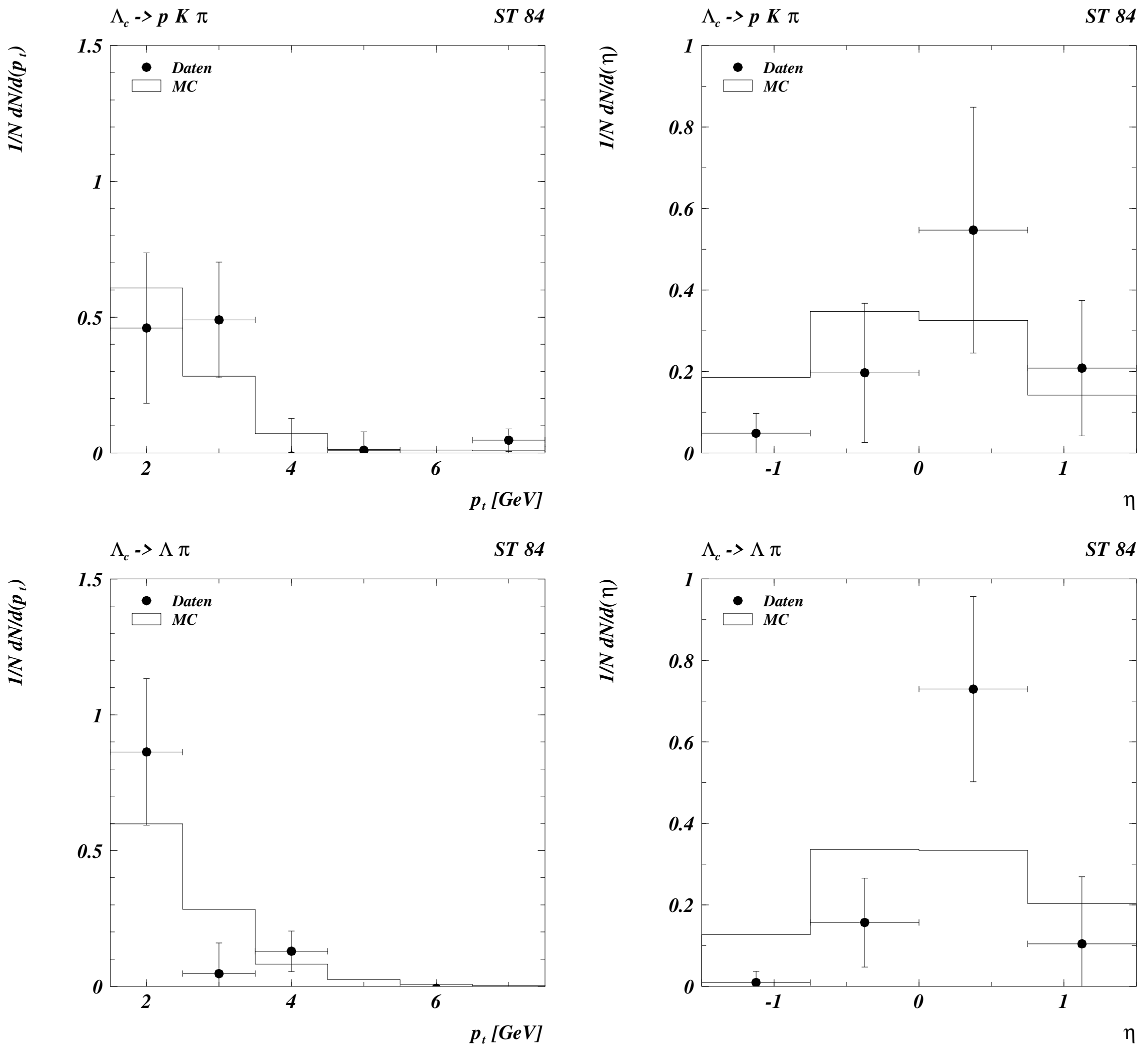


Abbildung 7.8: *Vergleich der Verteilungen des Transversalimpulses und der Pseudorapidität der rekonstruierten Λ_c-Baryonen in den Daten mit denjenigen des MC. Die Datenpunkte der oberen Reihe entsprechen der finalen Λ_c-Selektion im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ bezüglich des Subtriggers ST84 (Abbildung 7.1). Die MC-Verteilungen ergeben sich durch Anwendung der identischen Selektionskriterien auf den MC-Datensatz* `MC1`.
Die Datenpunkte der unteren Reihe ergeben sich aus der finalen Λ_c-Selektion in dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ für den Subtrigger ST84 (Abbildung 7.6). Der verwendete MC-Datensatz ist `MC3`.
Jeweils links sind die Verteilungen für $p_t(\Lambda_c)$ dargestellt, jeweils rechts diejenigen für $\eta(\Lambda_c)$.

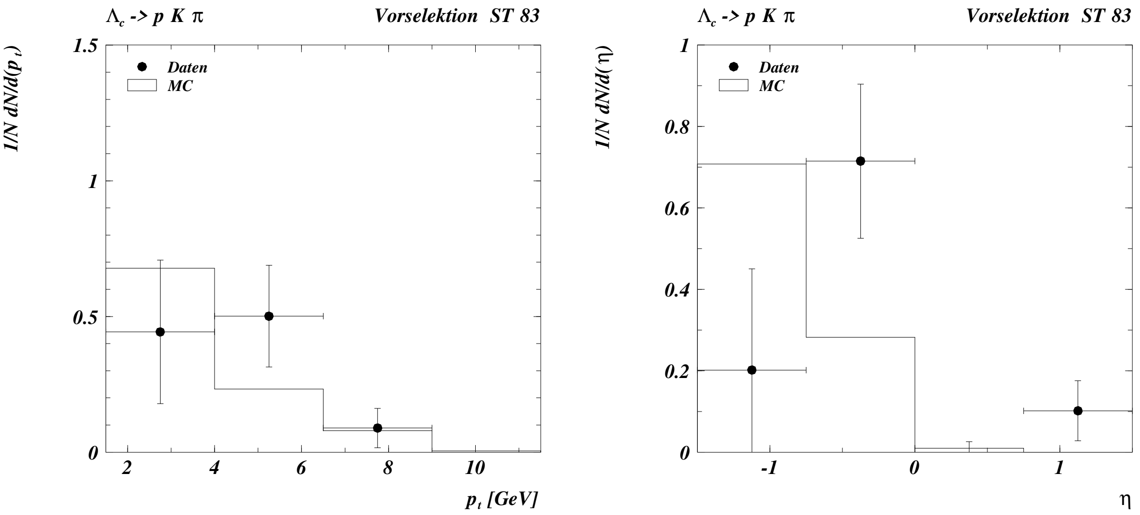


Abbildung 7.9: *Vergleich der Verteilungen des Transversalimpulses und der Pseudorapidität der rekonstruierten Λ_c-Baryonen in den Daten mit denjenigen des MC. Die Datenpunkte der oberen Reihe entsprechen der Λ_c-Vorselektion im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ bezüglich des Subtriggers ST83 (Abbildung 7.3). Die MC-Verteilungen ergeben sich durch Anwendung der identischen Selektionskriterien auf den MC-Datensatz* `MC2`.

Aufgrund des hohen kombinatorischen Untergrundes und des vergleichsweise kleinen Λ_c-Signals wird der Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ in diesem Kontext nicht verwendet.

In einem ersten Schritt wird jeweils die Verteilung der Transversalimpulse $p_t(\Lambda_c)$ für alle Einträge *innerhalb* eines Λ_c-Massenfensters erstellt. Das Λ_c-Massenfenster ist definiert durch $\Delta(m_{\Lambda_c}) = m_{\Lambda_c} \pm 60$ MeV. Dieser Bereich wird im folgenden als Signalbereich, und die entsprechenden Histogramme als Signalbereichs-Histogramme bezeichnet. In dem Signalbereich befinden sich $N_{ges} = N_{sig} + N_{bg}$ Einträge, wobei N_{ges} die Gesamtanzahl aller Λ_c-Kombinationen in dem Signalbereich, und N_{sig} die Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen, wie sie durch den jeweiligen Fit bestimmt worden sind, bezeichnet. Entsprechend wird die Anzahl derjenigen Kombinationen, die durch kombinatorischen Untergrund hervorgerufen werden, durch N_{bg} angegeben.

In einem zweiten Schritt werden für jede der drei genannten Λ_c-Selektionen die Verteilungen $p_t(\Lambda_c)$ für alle Λ_c-Kombinationen *außerhalb* des Signalbereiches ermittelt und auf die entsprechende Anzahl N_{bg} normiert. Diese Histogramme werden im folgenden als Untergrund-Histogramme bezeichnet. Unter der Annahme, daß der kombinatorische Untergrund sich innerhalb und außerhalb des Signalbereiches gleich verhält, können nun durch Subtraktion der normierten Untergrund-Histogramme von den zugehörigen Signalbereichs-Histogrammen $p_t(\Lambda_c)$-Verteilungen bestimmt werden, die denjenigen der tatsächlichen Λ_c-Kombinationen entsprechen.

Die Ergebnisse dieses Verfahrens sind in den Abbildungen 7.8 und 7.9 dargestellt. Die Histogramme sind jeweils auf 1 normiert. Darüberhinaus sind die korrespondierenden MC-Verteilungen angegeben. Die MC-Verteilungen ergeben sich aus den MC-Datensätzen für die entsprechenden *e*-Tagger, bzw. Subtrigger, der jeweiligen Λ_c-Zerfallskanäle. Es sind für MC-Datensätze und Daten jeweils die identischen Selektionsbedingungen angewendet.

Die Abbildung 7.8 zeigt die Verteilungen für die Λ_c-Selektionen des *e*-Tagger-44 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ (oben), sowie für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ (unten). Da in beiden Selektionen jeweils nur ≈ 40 Λ_c-Baryonen rekonstruiert werden können, ist die statistische Aussagekraft der gezeigten Daten-Verteilungen eingeschränkt. So lassen sich hinsichtlich des Transversalimpulses keine Aussagen darüber treffen, in welchem Maße die MC-Verteilungen in der Lage sind, die Daten zu beschreiben. Die Fluktuationen der Datenpunkte insbesondere in den ersten beiden p_t-Bins lassen sich zwanglos auf die geringe Statistik zurückführen. Die MC-Verteilungen (mit ungleich besserer Statistik) zeigen hingegen erwartungsgemäß eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Zerfallskanälen.

Interessant ist, daß die Abweichungen der Datenpunkte von den MC-Vorhersagen bezüglich $\eta(\Lambda_c)$ für beide Zerfallskanäle in sehr ähnlicher Form auftreten. In beiden $\eta(\Lambda_c)$-Histogrammen zeigt das Bin mit $0.0 < \eta(\Lambda_c) < 0.75$ mehr Einträge für die realen Daten als für die MC-Datensätze. Jedoch betragen die jeweiligen Unterschiede lediglich ein bis 2 Standardabweichungen. Umgekehrt enthalten die beiden rückwärtigen Bins in beiden η-Verteilungen für das MC mehr Einträge als für die Daten.

Eine ähnliche Tendenz zeigt sich auch bezüglich der dritten Λ_c-Selektion, die in Abbildung 7.9 dargestellt ist. In diesem Fall handelt es sich um diejenigen Λ_c, die unter Verwendung des *e*-Tagger-33 im Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ rekonstruiert werden können. Auch hier zeigen die Verteilungen insbesondere bezüglich $\eta(\Lambda_c)$ eine deutliche Abweichung zwischen Daten und MC, wobei die Datenpunkte eine schwächere Tendenz in rückwärtiger Richtung zeigen als die MC-Werte.

Die Daten scheinen also, nach den vorliegenden Verteilungen, eine Tendenz zu zeigen, daß die rekonstruierten Λ_c-Baryonen stärker im zentralen η-Bereich produziert werden, als dies in den MC-Datensätzen der Fall ist. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß die Anzahl der Einträge für die Datenverteilungen pro Bin relativ niedrig ist und die jeweiligen Einträge benachbarter Bins vollständig miteinander korreliert sind. Würden z.B. ungefähr 10 Einträge aus dem jeweils höchsten (Daten-)Bin in ein benachbartes Bin „rutschen“, wären die Verteilungen auch mit den größeren Abweichungen zwischen MC und Daten wieder in guter Übereinstimmung zueinander.

Auf die dargestellten Untersuchungen zu den Verteilungen $p_t(\Lambda_c)$ und $\eta(\Lambda_c)$ wird im folgenden Abschnitt noch einmal eingegangen.

7.7 Diskussion der Ergebnisse

In den nachfolgenden Ausführungen wird eine zusammenfassende Diskussion der in den vorherigen Abschnitten erzielten Ergebnisse vorgenommen. Dabei wird in einem ersten Schritt überprüft, inwieweit die Ergebnisse der im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten vier verschiedenen Messungen zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten, die auf der Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen beruhen, miteinander kompatibel sind. In einem zweiten Schritt wird ein Vergleich mit den Resultaten anderer Untersuchungen durchgeführt.

In den Abschnitten 7.2 bis 7.5 sind für jede der vier durchgeführten Messungen jeweils vier Wirkungsquerschnitte berechnet worden. Die erzielten Resultate sind jedoch nur z.T. direkt miteinander vergleichbar, da für die verschiedenen untersuchten Λ_c-Zerfallskanäle unterschiedliche Definitionen der sichtbaren kinematischen Bereiche gewählt werden mußten, oder verschiedene *e*-Tagger für die Datenselektion verwendet wurden, und damit die entsprechenden Messungen bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien stattfanden.

Für die Überprüfung ihrer Konsistenz miteinander werden aus diesem Grund zunächst diejenigen drei Messungen herangezogen, die auf Datenselektionen des *e*-Tagger-44 beruhen. Für diese Messungen ist eine einheitliche Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gegeben. Die unterschiedlich definierten sicht-

	Zerfall	$\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ [μb]	*stat* [μb]	*sys* [μb]	*theo* [μb]	*tot* [μb]	sys_{gem} [μb]	$theo_{gem}$ [μb]	tot_{gem} [μb]	$W_{\gamma p}$ [GeV]
1	$\Lambda_c \to pK\pi$	29.0	± 9.8	± 3.5	± 7.6	± 12.9	± 6.1	± 5.5	± 8.2	93.8
2	$\Lambda_c \to pK\pi$	78.4	± 27.0	± 9.9	± 20.4	± 35.3	± 16.5	± 14.8	± 22.2	195.3
3	$\Lambda_c \to \Lambda\pi$	55.6	± 15.3	± 9.1	± 17.3	± 24.8	± 11.7	± 10.5	± 15.7	93.8
4	$\Lambda_c \to K^0 p$	50.9	± 16.1	± 8.3	± 14.2	± 23.0	± 10.7	± 9.6	± 14.4	93.8

Tabelle 7.17: *Zusammenfassung der Ergebnisse der vier verschiedenen Messungen des totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$. Angegeben sind zunächst jeweils der statistische (stat), der (spezifische) systematische (sys), sowie der (spezifische) theoretische (theo) Fehler, wie sie in den Abschnitten 7.2 bis 7.5 definiert worden sind. Der totale (spezifische) Fehler (tot) ergibt sich durch quadratische Addition der genannten drei Terme.*
Weiterhin sind die jeweiligen Terme für den gemeinsamen systematischen Fehler (sys_{gem}), sowie den gemeinsamen theoretischen Fehler ($theo_{gem}$) angegeben. Der gemeinsame totale Fehler ergibt sich durch quadratische Addition von sys_{gem} und $theo_{gem}$.

baren kinematischen Bereiche der einzelnen Messungen werden durch die jeweilige Extrapolation der sichtbaren Wirkungsquerschnitte auf den vollständigen kinematischen Bereich berücksichtigt. Da in dem zweiten Schritt des Vergleichs der verschiedenen Messungen untereinander auch das Ergebnis für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ hinsichtlich des e-Tagger-33 mit berücksichtigt werden soll, werden zum Vergleich der drei Messungen für den e-Tagger-44 die Werte der totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte verwendet. Da die $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ der drei unterschiedlichen Zerfallskanäle dieser Messungen durch eine identische Umformung aus den korrespondierenden totalen e-p-Wirkungsquerschnitten hervorgehen, ist ein Vergleich der $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ äquivalent mit einem Vergleich der zugehörigen $\sigma^{tot}_{ep\to c\bar{c}}$[49].

Die Ergebnisse für die totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte sind noch einmal in Tabelle 7.17 zusammengefaßt. Vergleicht man die Messungen 1, 3 und 4 miteinander, so ist zu erkennen, daß die errechneten Werte trotz ihrer vergleichsweise großen Abweichungen voneinander im Rahmen einer Standardabweichung nur des statistischen Fehlers miteinander verträglich sind. Betrachtet man die jeweiligen totalen Fehler der einzelnen Messungen, die sich durch quadratische Addition der jeweiligen statistischen, systematischen und theoretischen Fehler berechnen, so ergibt sich insbesondere auch der Unterschied zwischen der Messung 1 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$, und der Messung 3 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ zwanglos innerhalb der bestehenden Unsicherheiten[50].

Für eine Einbeziehung auch des Ergebnisses der Messung 2 hinsichtlich des e-Tagger-33 muß die Abhängigkeit des Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes von der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie berücksichtigt werden. Im Rahmen der vorliegenden Diskussion erfolgt dies durch einen Vergleich der Messungen dieser Arbeit mit den Resultaten anderer Untersuchungen des totalen *charm*-Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes bei H1. Die zitierten Arbeiten sind:

1. „Scale Dependence of the Charm Production Cross Section in Photoproduction and Performance of the Central Silicon Tracker at the H1 Experiment“ [75]. In dieser Arbeit wird anhand

---

[49] Für den Vergleich der Messungen in den Zerfallskanälen $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \to K^0 p$ ergeben sich für alle drei Extrapolationsschritte der Abschnitte 7.3 bzw.7.4 identische Umrechnungsfaktoren. Damit ist ein Vergleich der berechneten $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ für diese beiden Messungen sogar exakt äquivalent zu einem entsprechenden Vergleich bezüglich *aller* angegebenen vorherigen Wirkungsquerschnitte.

[50] Es sind jeweils nur die spezifischen Fehler berücksichtigt.

der Daten des Jahres 1995 unter Verwendung des *e*-Tagger-44 der totale Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ bestimmt anhand der Rekonstruktion von D^*-Mesonen durch $D^* \to (K\pi)\pi_s$.
Das Ergebnis ist:

$$\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}} = (6.42 \pm 1.15_{stat} \pm 0.79_{syst,\,1}\, {}^{+0.73}_{-0.45}{}_{\,syst,\,2} \pm 2.15_{theo})\,\mu\text{b} \quad ,$$

bei $W_{\gamma p} = 95\,$GeV (Referenzmessung 1).

2. „Photoproduction of open charm in *ep*-Collisions at HERA“ [59]. In dieser Analyse wird ebenfalls der Nachweis von *charm* realisiert durch einen Nachweis des Zerfalls $D^* \to (K\pi)\pi_s$. Die Datenselektion beruht auf den akkumulierten Daten der Jahre 1994-1996, unter Verwendung des *e*-Tagger-33.
Das Ergebnis ist:

$$\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}} = (12.02 \pm 1.29_{stat}\, {}^{+1.83}_{-1.58}{}_{\,syst})\,\mu\text{b} \quad ,$$

bei $W_{\gamma p} = 198\,$GeV (Referenzmessung 2).

Die Ergebnisse der genannten Arbeiten befinden sich in guter Übereinstimmung zu theoretischen NLO Berechnungen des *charm*-Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes [15], [16][51]. Ein Vergleich derjenigen Ergebnisse, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erzielt wurden, mit den beiden genannten „Referenzmessungen“ beinhaltet also implizit einen Vergleich mit theoretischen Modellrechnungen.

Es werden im Hinblick auf den Vergleich der verschiedenen Messungen miteinander die folgenden Quotienten gebildet:

$$R(\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}) = \frac{\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}\textit{(Messungen 1, 3, 4)}}{\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}\textit{(Referenzmessung 2)}} \tag{7.49}$$

für den *e*-Tagger-44, sowie

$$R(\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}) = \frac{\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}\textit{(Messung 2)}}{\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}\textit{(Referenzmessung 1)}} \tag{7.50}$$

für den *e*-Tagger-33.

Per Definitionem sollten die Werte der verschiedenen Messungen für den totalen *charm*-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt gleich sein, unabhängig davon, ob die *charm*-Quarks über den Zerfall von D^*-Mesonen, Λ_c-Baryonen, oder in irgendeinem weiteren Zerfallskanal von *charm*-Hadronen nachgewiesen werden. Aus diesem Grund sollten die Werte für $R(\sigma^{\text{tot}}_{\gamma p \to c\bar{c}})$ sich zu 1 ergeben.

Die gemäß der Gleichungen 7.49 bzw. 7.50 berechneten vier Werte für $R(\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}})$ der vier verschiedenen Messungen sind in Tabelle 7.18 angegeben. Darüberhinaus sind die verschiedenen $R(\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}})$ in Abbildung 7.10 dargestellt. Es lassen sich in diesem Zusammenhang zwei Sachverhalte feststellen:

---

[51] Publikationen der ZEUS-Kollaboration, [76], und insbesondere [77], zeigen allerdings, auf der Basis der Rekonstruktion von D^*-Mesonen, Abweichungen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma_{ep \to D^* X} \,/\, dp_t(D^*)$ und $d\sigma_{ep \to D^* X} \,/\, d\eta(D^*)$, die in den Daten zu höheren Werten tendieren als die NLO-Berechnungen ergeben.

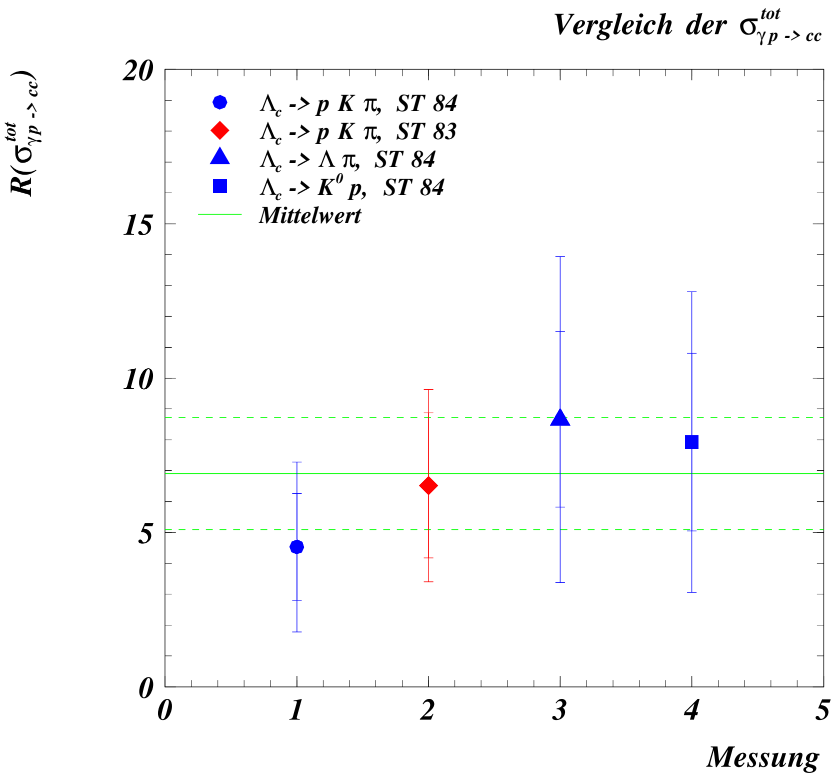


Abbildung 7.10: *Vergleich der Verhältnisse* $R(\sigma^{tot}_{\gamma p\rightarrow c\bar{c}})$ *für die vier im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Bestimmungen des totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt* $\sigma^{tot}_{\gamma p\rightarrow c\bar{c}}$*. Der innere Fehlerbalken gibt den statistischen Fehler an, der äußere Fehlerbalken markiert den totalen (spezifischen) Fehler. Der angegebene Mittelwert ergibt sich als einfaches Mittel der vier verschiedenen Meßwerte.*

	Zerfall	$R(\sigma^{tot}_{\gamma p\rightarrow c\bar{c}})$	*stat*	*tot*	$W_{\gamma p}$[GeV]
1	$\Lambda_c \rightarrow pK\pi$	4.53	±1.73	±2.75	93.8
2	$\Lambda_c \rightarrow pK\pi$	6.52	±2.35	±3.12	195.3
3	$\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$	8.66	±2.84	±5.28	93.8
4	$\Lambda_c \rightarrow K^0 p$	7.93	±2.88	±4.87	93.8

Tabelle 7.18: *Zusammenfassung der Verhältnisse* $R(\sigma^{tot}_{\gamma p\rightarrow c\bar{c}})$*, wie sie sich durch einen Vergleich der im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten vier Messungen von* $\sigma^{tot}_{\gamma p\rightarrow c\bar{c}}$ *mit den im Text genannten Referenzmessungen ergeben. Die angegebenen statistischen Fehler (stat), sowie die totalen Fehler (tot) beinhalten nur die entsprechenden spezifischen Fehler der jeweiligen Messungen, bzw. Referenzmessungen.*

- Auch die Λ_c-Messung für den *e*-Tagger-33 ergibt einen Wert für $R(\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}})$, der sich in guter Übereinstimmung zu den übrigen drei Λ_c-Messungen für den *e*-Tagger-44 befindet.
- Die Werte für $R(\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}})$ weichen für alle vier Messungen signifikant von 1 ab.

Die Messung des totalen *charm*-Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes bei Schwerpunktsenergien zwischen $W_{\gamma p} = 100\,\text{GeV}$ und $W_{\gamma p} = 250\,\text{GeV}$ wurde bei HERA bereits mehrfach durchgeführt, sowohl im Rahmen des H1-Experimentes, als auch im Rahmen des ZEUS-Experimentes [78]. In den meisten Fällen erfolgten die Berechnungen auf der Grundlage der Rekonstruktion von D^*-Mesonen in dem Zerfallskanal $D^* \to (K\pi)\pi_s$. Für das H1-Experiment wurden bereits zwei Arbeiten genannt[52]. Darüberhinaus wurden Messungen allein auf der Grundlage der Datennahme 1994 durchgeführt, und zwar sowohl für den *e*-Tagger-33, als auch für sogenannte „untagged" Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron nicht in einem der H1-Detektoren nachgewiesen werden konnte [79], [80]. Als letztes seien in diesem Zusammenhang zwei H1-Analysen genannt, bei denen der totale *charm*-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt durch die inklusive Rekonstruktion von semimyonischen Zerfällen von *charm*-Hadronen bestimmt wurde [72], [73].

Die Ergebnisse dieser verschiedenen Messungen sind in guter Übereinstimmung untereinander, und ebenfalls in Übereinstimmung zu den bereits erwähnten theoretischen Berechnungen. Die Resultate der eingangs zitierten Referenzmessungen 1 und 2 sind in diesem Sinne repräsentativ.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit bestimmten totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte weichen nun, ausgedrückt durch die Variable R, erheblich von diesen gut begründeten Werten ab. Als Mittelwert der vier Verhältnisse $R(\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}})$ ergibt sich:

$$\bar{R}(\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}) = 6.91 \pm 1.82 \tag{7.51}$$

Es ergibt sich zwangsläufig die Frage, durch welchen, oder welche Parameter, eine solche Abweichung, die in dieser Form physikalisch unplausibel ist, hervorgerufen werden kann. Aus diesem Grund werden im folgenden die einzelnen Analyseschritte noch einmal kritisch überprüft. Ein wichtiges Argument in diesem Zusammenhang ist die Tatsache, daß *alle* vier im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Λ_c-Messungen in untereinander *konsistenter* Weise die *gleichen* Abweichungen von den theoretisch wie experimentell erwarteten Werten für $\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}}$ zeigen.

Den Ausgangspunkt für die Berechnungen der verschiedenen Wirkungsquerschnitte bildet die Gleichung 7.1:

$$\sigma^{vis}_{ep\to\Lambda_c X} = \frac{N(\Lambda_c)}{BR \cdot \mathcal{L}_{ST84,\,83} \cdot A_{44,\,33} \cdot \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig}} ,$$

die hier noch einmal in allgemeinerer Form formuliert ist. Die einzelnen Variablen werden nun diskutiert im Hinblick auf mögliche Erklärungen der beobachteten Werte für $R(\sigma^{tot}_{\gamma p\to c\bar{c}})$.

$N(\Lambda_c)$
Die Bestimmung der Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen erfolgt durch einen wohldefinierten Fit

---

[52] Die sogenannten Referenz-Messungen, siehe oben.

an die gewonnenen Verteilungen und nutzt damit die vorhandenen Informationen in optimaler Weise. Die durchgeführten Binvariationen zeigen die Stabilität der ermittelten Werte. Doppelzählungen von bestimmten Teilchenkombinationen, indem z.B. zu einer Proton-Kaon-Kombination verschiedene Pion-Kandidaten zu mehreren Tripletts (p, K, π_i) kombiniert werden, sind in der Rekonstruktion des Zerfallskanals $\Lambda_c \to pK\pi$ explizit ausgeschlossen, da durch die Forderung $R_{p_t(\Lambda_c)} = 1$ für jedes Ereignis maximal eine Λ_c-Kombination zugelassen wird. Ein analoger Schnitt wurde auch für die beiden anderen Zerfallskanäle im Zusammenhang mit der Bestimmung von ε_{rec} angewendet und führte zu keinen signifikanten Veränderungen.

BR

Das Verzweigungsverhältnis der einzelnen Λ_c-Zerfallskanäle wird aus der üblichen Literatur [20] entnommen. Hierbei gilt es zweierlei zu beachten:

1. Die meisten Verzweigungsverhältnisse für Λ_c-Baryonen wurden relativ zu dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ gemessen. Eine Änderung des Wertes für $BR(\Lambda_c \to pK\pi)$ führt also unmittelbar zu einer analogen Veränderung z.B. der Verzweigungsverhältnisse $BR(\Lambda_c \to \Lambda\pi)$ und $BR(\Lambda_c \to K^0 p)$.

2. Der Wert für $BR(\Lambda_c \to pK\pi)$ selbst ist mit großen Unsicherheiten behaftet. Der in dieser Arbeit verwendete Wert von $BR(\Lambda_c \to pK\pi) = (5.0 \pm 1.3)\,\%$ ist das Ergebnis einer in [20] durchgeführten Mittelung zwischen den zwei gemessenen Werten $BR(\Lambda_c \to pK\pi) = (4.14 \pm 0.91 \pm 1.24)\,\%$, bestimmt aus dem Zerfall von B-Mesonen, und $BR(\Lambda_c \to pK\pi) = (7.7 \pm 1.5 \pm 2.3)\,\%$, bestimmt aus semileptonischen Λ_c-Zerfällen. Beide Messungen sind sowohl durch das ARGUS-Experiment [81], [82], [83], [84], als auch das CLEO-Experiment [85], [86], [22], durchgeführt worden. Eine ausführliche theoretische Diskussion zu diesem Aspekt findet sich auch in der neueren Arbeit [87], in der als Ergebnis $BR(\Lambda_c \to pK\pi) = (7.0 \pm 2.0)\,\%$ vorgeschlagen wird.

$\mathcal{L}_{ST84,\,83}$

Die Bestimmung der (korrigierten) Luminosität erfolgt nach einem standardisierten H1-Verfahren. Die verwendeten Methoden sowie die erzielten Ergebnisse sind identisch mit denjenigen der übrigen H1-Analysen [88].

$A_{44,\,33}$

Die Bestimmung der Werte in Zusammenhang mit den beiden *e*-Taggern erfolgt in Analogie zu denjenigen Verfahren, die auch in anderen H1-Analysen verwendet wurden, z.B. [12], und orientieren sich eng an den in den offiziellen H1-Dokumentationen [47] empfohlenen Modalitäten. Die einzige Ausnahme hiervon ist teilweise die Bestimmung von A_{33}[53]. Aber auch hier liegt der letztlich bestimmte Wert in der erwarteten Größenordnung. Die übrigen Werte in Bezug auf die beiden *e*-Tagger zeigen eine gute Übereinstimmung mit den bereits genannten anderen H1-Analysen.

ε_{rec}

Die Rekonstruktionseffizienz in den untersuchten Λ_c-Zerfallskanälen ist sehr unterschiedlich. Sie liegt für die beiden Messungen für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ bei $\varepsilon_{rec} = 2.8\,\%$ (ST84), bzw. bei $\varepsilon_{rec} = 0.8\,\%$ (ST83). Für die beiden anderen Messungen ergibt sich $\varepsilon_{rec} = 11.1\,\%$ ($\Lambda_c \to \Lambda\pi$, ST84) und $\varepsilon_{rec} = 8.0\,\%$ ($\Lambda_c \to K^0 p$, ST84). Insbesondere die sehr niedrigen Werte für ε_{rec} in den ersten beiden Messungen sind unbefriedigend. Allerdings ist die zur Verfügung stehende MC-Statistik ausreichend, auch diese niedrigen Werte mit der notwendigen statistischen Sicherheit bestimmen zu können. Auch von anderen Experimenten ist dokumentiert, daß die Rekonstruktionseffizienzen für Λ_c-Baryonen

---

[53] Vergleiche Abschnitt 7.3.1.

deutlich unter denjenigen für z.B. D-Mesonen liegen. So gibt z.B. die E769-Kollaboration (Fermilab) eine um den Faktor 10 niedrigere Akzeptanz für Λ_c-Baryonen, verglichen mit den Akzeptanzen für verschiedene D-Mesonen, an [89]. Interessant ist außerdem, das gerade die beiden Zerfallskanäle mit der höchsten Rekonstruktionseffizienz die größten Abweichungen $R(\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}})$ ergeben.

In die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz geht auch die Anwendung der *dE/dx*-Messung ein. Es ergibt sich erneut die Frage, ob trotz der erfolgten genauen Überprüfung der Beschreibung des *dE/dx* durch das angepaßte H1-MC, und der in diesem Zuge beobachteten sehr guten Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Simulation, nicht doch bisher nicht beachtete Effekte das Ergebnis beeinflussen könnten. Im Hinblick auf dieses Argument läßt sich einwenden, daß gerade die beiden Λ_c-Messungen, in denen die Anforderungen an die normierte Testgröße *LN*, und damit an die *dE/dx*-Messung selbst, sich auf eine sehr sicher gewählte Basis-Selektion beschränken, die größten Werte für die Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte liefern.

Die Genauigkeit der Bestimmung einer Rekonstruktionseffizienz unter Verwendung eines bestimmten MC-Generators, in diesem Fall `AROMA`, beruht zwangsläufig auf der Genauigkeit, mit der dieser Generator die untersuchte Kinematik beschreibt. Für die Produktion von *(charm-)Mesonen* ist `AROMA` in den übrigen H1-Analysen für die Rekonstruktion von *charm* erfolgreich verwendet worden. Es stellt sich allerdings die Frage, ob auch die Phänomenologie der Erzeugung der *(charm-)Baryonen* korrekt beschrieben ist. Die Untersuchungen in dem Abschnitt 7.6 liefern unter Umständen einen ersten Hinweis darauf, daß die kinematischen Verteilungen für Λ_c-Baryonen von dem `AROMA` Generator nicht optimal beschrieben werden[54].

ε_{trig}

Die Simulation der Trigggerelemente durch das H1-MC ist in zahlreichen Untersuchungen überprüft und optimiert worden. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit berechneten Triggereffizienzen zeigen eine gute Übereinstimmung zu den Werten der anderen, bereits mehrfach zitierten Arbeiten.

Nach der Bestimmung des sichtbaren *e-p*-Wirkungsquerschnittes $\sigma^{vis}_{ep \to \Lambda_c X}$ für Λ_c-Baryonen erfolgt in einer ersten Extrapolation der Übergang zu dem sichtbaren *e-p*-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{vis}_{ep \to c\bar{c}}$ für die Produktion von $c\bar{c}$-Paaren. Das hierfür verwendete Verzweigungsverhältnis $BR(c \to \Lambda_c) = (9.5 \pm 1.8)\,\%$ ergibt sich als der Mittelwert der entsprechenden Ergebnisse des ARGUS- bzw. des CLEO-Experimentes[55]. Wie bereits an der entsprechenden Stelle erwähnt wurde, liegt ein neueres Ergebnis des OPAL-Experimentes vor mit $BR(c \to \Lambda_c) = (5.6 \pm 2.6)\,\%$. In der entsprechenden Veröffentlichung werden die beiden Ergebnisse als „kompatibel“ bezeichnet. Würde der Wert der OPAL-Kollaboration in der vorliegenden Analyse verwendet werden, so ergäben sich noch einmal deutlich höhere Werte für die jeweiligen Wirkungsquerschnitte.

Allerdings sind die genannten Werte für $BR(c \to \Lambda_c)$ ermittelt für e^+-e^- Annihilationen. Für die Produktion von Λ_c-Baryonen im Rahmen der Photoproduktion mit Protonen, also in einem baryonischen Umfeld, könnte deren der Anteil durchaus höher liegen. So wurden von der NA14-Kollaboration (CERN) [90], [91], [92], Messungen der Reaktion $\gamma \to p$ bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $\approx 10\,\mathrm{GeV}$ durchgeführt, in deren Zusammenhang die Verhältnisse $R_1 = (\Lambda_c/D^0)_{Exp}/(\Lambda_c/D^0)_{Lund\,MC}$ bzw. $R_2 = (\Lambda_c/D^+)_{Exp}/(\Lambda_c/D^+)_{Lund\,MC}$ berechnet wurden[56]. Während für andere verglichene Größen, z.B. hinsichtlich der anteiligen Produktion verschiedener D-Mesonen, eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentell gemessenen Werten sowie den MC-Vorhersagen festgestellt werden konnte, ergaben sich in Bezug auf die genannten Λ_c-

---

[54] Vergleiche auch die Ausführungen weiter unten im Hinblick auf die Messungen des NA12 Experimentes.

[55] Vergleiche Abschnitt7.2.2.

[56] Das von der Kollaboration benutzte Monte-Carlo arbeitet mit einer Fragmentation nach dem Lund-String-Model. Dieses Model wird auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit durch `AROMA` verwendet (Vergleiche Abschnitt 5.1).

Produktionsverhältnisse Abweichungen von $R_1 = 3.2 \pm 1.0$ bzw. $R_2 = 3.0 \pm 0.8$ [93], [94]. Es ist insbesondere zu beachten, daß diese Werte bereits mit einem Verzweigungsverhältnis von $BR(\Lambda_c \rightarrow pK\pi) = 5.0\,\%$ bestimmt wurden, wie es auch in der vorliegenden Arbeit verwendet wird. Der Anteil der Produktion von Λ_c-Baryonen wird nach diesem Ergebnis also zumindest im Rahmen des Lund-String-Models nur unzureichend beschrieben.

In Bezug auf die zweite Extrapolation $\sigma^{vis}_{ep\rightarrow c\bar{c}} \rightarrow \sigma^{tot}_{ep\rightarrow c\bar{c}}$ läßt sich ähnlich argumentieren wie in Bezug auf die Rekonstruktionseffizienz ε_{rec}. Der Extrapolationsfaktor *EF* ergibt sich ausschließlich aus dem verwendeten MC-Generator im Zusammenspiel mit den gewählten Parametrisierungen der Protonstrukturfunktion sowie der Wahl der *charm*-Quarkmasse. In der vorliegenden Arbeit wurden Einstellungen gewählt, die sich im Hinblick auf die *charm*-Mesonen-Analysen bewährt haben. Damit ist allerdings nicht ausgeschlossen, daß nicht im Zusammenhang mit *charm*-Baryonen weitere Effekte berücksichtigt werden müßten. Dies gilt insbesondere angesichts der im vorherigen Abschnitt gemachten Ausführungen.

Die letzte Extrapolation schließlich in der Reihe der jeweils berechneten Wirkungsquerschnitte $\sigma^{tot}_{ep\rightarrow c\bar{c}} \rightarrow \sigma^{tot}_{\gamma p\rightarrow c\bar{c}}$ beruht auf dem Photonfluß $f_{\gamma/e}$. Wie bereits dargestellt wurde, orientiert sich die Berechnung der mit den jeweiligen *e*-Taggern verbundenen Größen eng an die allgemein bei H1 verwendeten Verfahren. Die im Rahmen der vorliegenden Analyse verwendeten Flußfaktoren zeigen eine gute Übereinstimmung mit den in den weiteren H1-Analysen verwendeten Werten.

Nach dem erneuten Durchgang durch alle unmittelbar in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte eingehenden Größen bleibt festzustellen, daß es keinen signifikanten Hinweis auf einen einzelnen Faktor gibt, der als (allein) ursächlich für die wesentlich höheren Werte der im Rahmen dieser Analyse ermittelten totale Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p\rightarrow c\bar{c}}$ gelten könnnte. Durch die Tatsache, daß *alle* vier ermittelten $\sigma^{tot}_{\gamma p\rightarrow c\bar{c}}$ in der gleichen Größenordnung zu hoch liegen, die Λ_c-Ergebnisse also untereinander konsistent sind, lassen sich viele Einflüsse in ihren Auswirkungen abschätzen, da die einzelnen Zerfallskanäle unterschiedliche Selektionskriterien benutzen. Dies gilt z.B. im Hinblick auf die Anwendung der *dE/dx*-Messung. Ein weiteres wichtiges Argument stellt die Tatsache dar, daß für *beide e*-Tagger sich die gleichen Werte (unter Berücksichtigung der Schwerpunktsenergie) ergeben. Damit ist z.B. eine grundlegend falsche Verwendung des *e*-Tagger-44 ausgeschlossen, insbesondere im Zusammenhang mit den beiden bisherigen *charm*-Analysen bei H1, die ebenfalls den *e*-Tagger-44 verwenden, und die hinsichtlich der entsprechenden *e*-Tagger-Größen sehr ähnliche Resultate aufweisen wie die vorliegende Arbeit.

Die Signale in den einzelnen Kanälen sind signifikant. Insbesondere auch die gemeinsame Darstellung aller rekonstruierten Λ_c-Baryonen ohne Anforderungen bezüglich der einzelnen Subtrigger in Abbildung 6.22 zeigt deutlich die erfolgreiche Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen im Rahmen des H1-Experimentes. Die Gründe für die letztlich sich als zu hoch erweisenden totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte lassen sich im Kontext dieser Arbeit nur vermuten. Zum einen bestehen bezüglich des Verzweigungsverhältnises *BR*$(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$ große Unsicherheiten, die sich unmittelbar auf alle weiteren Λ_c-Zerfallskanäle auswirken. Würde z.B. ein höheres Verzweigungsverhältnis *BR*$(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$ verwendet werden, so würden *alle* im Rahmen der vorliegenden Arbeit errechneten Wirkungsquerschnitte in dem gleichen Maße kleiner werden. Weiterhin kann keine hinreichende Aussage darüber gemacht werden, inwieweit das verwendete MC die kinematischen Verhältnisse in Bezug auf die Produktion von Λ_c-*Baryonen* korrekt beschreibt. Die diesbezüglichen Untersuchungen in dieser Arbeit deuten zumindest für die $\eta(\Lambda_c)$-Verteilungen Diskrepanzen zwischen MC und Daten an. Ungenauigkeiten in der MC-Beschreibung wirken sich dann gleich zweifach aus, und zwar sowohl für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz, als auch für die Berechnung des Extrapolationsfaktors *EF*.

Eine noch nicht diskutierte Möglichkeit der systematischen Beeinflussung der erzielten Ergebnisse besteht darin, daß Reflexionen auftreten könnten. Durch fälschliche Zuordnungen von Teilchenhypothesen zu den jeweiligen Teilchenspuren könnten die Zerfälle z.B. von D-Mesonen irrtümlicher Weise als Λ_c-Zerfälle behandelt werden und Einträge im Bereich des Λ_c-Signals herbeiführen. Diese Möglichkeit besteht primär für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$, während für die beiden anderen Zerfallskanäle durch die Identifikation des V^0-Teilchens zwei der drei finalen Zerfallsteilchen sehr gut identifiziert sind. Allerdings ist für den Zerfall $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ eine sehr strenge Protonenidentifikation gefordert. Unter der Annahme, daß das als „Proton“ behandelte Teilchen tatsächlich ein Proton ist, scheiden die Zerfälle von *charm*-Mesonen als Ursache für Reflektionen aus, da die Erzeugung eines $p\bar{p}$-Paares aufgrund deren zu geringer Masse nicht möglich ist.

Einen weiteren Themenkomplex stellt der Einfluß von b-Hadronen dar [95]. In der vorliegenden Arbeit wurde auf eine entsprechende Studie in [64] verwiesen. Insbesondere vor dem Hintergrund eines offenbar erhöhten b-Wirkungsquerschnittes bei HERA, wie er sich im Rahmen der ersten H1-Analysen zu diesem Thema zeigt [72], [73], und [96], ergeben sich aber auch hier weitere Fragestellungen.

Untersuchungen zu Λ_c-Baryonen wurden auch im Rahmen von anderen Experimenten durchgeführt. Auf entsprechende Arbeiten insbesondere der ARGUS- und der CLEO-Kollaboration wurde schon verwiesen. Auf den Ergebnissen dieser beiden Experimente beruht u.a. die absolute Normierung des Verzweigungsverhältnisses $BR(\Lambda_c \rightarrow pK\pi)$, wie es auch in der vorliegenden Arbeit verwendet wird. Neben dem „Hauptzerfallskanal“ $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ konnten zahlreiche weitere Λ_c-Zerfallskanäle erfolgreich rekonstruiert werden [97], [98], [99], sowie angeregte Zustände oder weitere *charm*-Baryonen [100], [101], [102]. Die korrespondierenden Wirkungsquerschnitte werden allerdings in der Regel relativ zu dem Zerfall $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ angegeben, so daß aus diesen Untersuchungen keine weiteren Aussagen über die absolute Produktion von Λ_c-Baryonen gewonnen werden können.

Auch am Fermilab wurden zahlreiche Experimente durchgeführt, die insbesondere auch dem Nachweis von *charm*-Hadronen galten. Zu diesen Experimenten zählen E653 [103], E687 [104], E691 [105] und E769 [106]. Es handelt sich jeweils um *Fixed-Target* Experimente mit jeweils unterschiedlichen Teilchenstrahlen und Targets. Primär wurden Messungen durchgeführt in den Reaktionen $p \rightarrow N$ (E653, E769), $\pi \rightarrow N$ (E653, E769) sowie $\gamma \rightarrow N$ (E687, E691). Die meisten Analysen der genommenen Daten beziehen sich auf Untersuchungen zu *charm*-Mesonen. Von den dezidierten Arbeiten zu *charm*-Baryonen behandelt der überwiegende Teil die Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen in verschiedenen Zerfallsmodi oder den Nachweis anderer Baryonen mit *charm*. In Analogie zu dem bereits genannten Verfahren der ARGUS- und CLEO-Kollaborationen werden anschließend die relativen Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Λ_c-Zerfallskanäle zueinander bestimmt [107], [108], [109].

Die für die jeweiligen Analysen zur Verfügung stehenden Datenselektionen sind für die verschiedenen Messungen sehr unterschiedlich. Das E687-Experiment hat in seiner Arbeit über die Messung der Λ_c^+-Lebensdauer jedoch z.B. die sehr große Anzahl von ≈ 1340 rekonstruierten Λ_c-Baryonen in dem Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$ zur Verfügung [110][57].

In dem vorliegenden Kontext einer Analyse der Messung von Λ_c-Baryonen in der Photoproduktion sind die Ergebnisse der totalen *charm*-Wirkungsquerschnitte der genannten Fermilab-Experimente sowie des CERN-Experimentes NA14 besonders interessant. Dabei muß allerdings betont werden, daß diese Messungen im wesentlichen auf dem Nachweis von *charm*-Mesonen beruhen. In den entsprechenden Publikationen werden zumeist die Wirkungsquerschnitte in der Form $\sigma(\mu\text{b}/\text{Nukleon})$ angegeben. Damit ist ein direkter Vergleich zu den in der vorliegenden Arbeit benutzten Wirkungs-

---

[57] Bei einer Rekonstruktionseffizienz von $\varepsilon_{rec} = 2.03\,\%$.

querschnitten $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ zunächst nicht möglich. Eine entsprechende Umrechnung $\sigma(\mu\text{b}/\text{Nukleon}) \to \sigma^{\text{tot}}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ wird jedoch in der zusammenfassenden Arbeit [17] vorgenommen.

Die erzielten Ergebnisse [93], [111], [112] und [113] der genannten Experimente lassen sich nach den Ausführungen in [17] im Rahmen der bestehenden theoretischen Unsicherheiten mit den NLO QCD Berechnungen für $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ vereinbaren. Es ist jedoch anzumerken, daß die einzelnen Messungen innerhalb der jeweils angegebenen Meßungenauigkeiten z.T. nicht miteinander kompatibel sind. Bezüglich der speziellen Produktionswirkungsquerschnitte von Λ_c-Baryonen finden sich jedoch keine weiterführenden Darstellungen.

Zur Zeit der Niederschrift der vorliegenden Arbeit befinden sich zwei weitere Experimente am Fermilab, die Kollaborationen FOCUS (E831) [114] und SELEX (E781) [115], in der Phase einer ersten Analyse der in den ersten beiden Betriebsjahren 1996 und 1997 genommenen Daten. Im Rahmen von FOCUS werden die Teilchen mit *charm* durch Photoproduktion $\gamma \to N$ erzeugt. Demgegenüber verwendet das SELEX Experiment verschiedene Teilchenstrahlen für die Hadroproduktion von *charm*. So wurden über $65\,\%$ der SELEX-Daten mit einem Σ^--Strahl produziert. Das SELEX-Experiment ist speziell für Untersuchungen von *charm*-Baryonen konzipiert. Beide Experimente erwarten eine deutlich größere Statistik an *charm*-Ereignissen als die bereits erwähnten Vorgänger-Experimente. Die ersten Veröffentlichungen von vorläufigen Ergebnissen aus der zunächst noch unvollständigen Analyse der vorhandenen Daten liegen vor [116], [117]. Beide Kollaborationen können bereits jetzt mehrere Hundert bzw. Tausend rekonstruierte $\Lambda_c \to pK\pi$ vorweisen. Leider können die Ergebnisse dieser Experimente nicht mehr im Kontext der vorliegenden Arbeit berücksichtigt werden.

Auch bei HERA wurden bereits Untersuchungen zu der Produktion von Λ_c-Baryonen durchgeführt. Neben MC-Studien [118], [119], liegen auch Analysen von *e*-*p*-Daten vor. Die ZEUS-Kollaboration hat für Daten aus dem Jahre 1994 ein Λ_c-Signal mit $N(\Lambda_c \to pK\pi) = 107 \pm 35$ veröffentlicht [50], allerdings leider ohne einen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Ein Vergleich der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit mit Messungen der ZEUS-Kollaboration wäre besonders interessant, da hier (bei gleicher Wahl der sichtbaren kinematischen Bereiche) unmittelbare Vergleiche möglich wären, ohne daß die mit vielen Unsicherheiten behafteten Extrapolationen durchgeführt werden müßten.

Ebenfalls auf Daten aus dem Jahre 1994 beruht die bereits zitierte Arbeit im Rahmen der H1-Kollaboration [64]. In dieser Arbeit werden Λ_c-Baryonen in dem Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ rekonstruiert. Es werden „untagged“-Photoproduktionsereignisse verwendet. Der Autor selbst gibt einen totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt an, der um einen Faktor 2-3 über den theoretisch wie experimentell erwarteten Werten für die entsprechende Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p} \approx 210\,\text{GeV}$ liegt. Auch hier zeigt sich also für eine vollständig andere Analyse, basierend auf anderen Daten, die gleiche Tendenz wie in der vorliegenden Arbeit. Diese Tendenz verstärkt sich noch, wenn man einige Unschlüssigkeiten in der genannten Arbeit zum Anlaß nimmt, die entscheidenden Werte noch einmal neu zu berechnen. Insbesondere die Anzahl der rekonstruierten Λ_c-Baryonen scheint von dem Autor deutlich zu niedrig angesetzt. Darüberhinaus ist offenbar das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\lambda \to p\pi$ nicht berücksichtigt worden. Ohne auf weitere Details einzugehen, soll zumindest angemerkt werden, daß im Rahmen einer solchen „Rekalkulation“ sich ein totaler Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt ergibt, der um einen Faktor $R(\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}) \approx 4$ *über* den erwarteten Werten liegt und sich damit in guter Weise in die im Rahmen der vorliegenden Arbeit eruierten Werte einfügt.

Abschließend soll die im vorliegenden Abschnitt geführte Diskussion noch einmal knapp zusammengefaßt werden.

Die durchgeführte Diskussion der im Rahmen der vorliegenden Arbeit erzielten Ergebnisse hat keinen konkreten Anhaltspunkt dafür geliefert, auf welchen speziellen Punkt der Analyse sich die beobachteten Abweichungen der totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ von den experimentell wie theoretisch erwarteten Werten zurückführen lassen könnten. Generell ist zu betonen, daß die durchgeführten Extrapolationen mit großen Unsicherheiten behaftet sind. Auch die Frage, inwieweit das verwendete MC in der Lage ist, die Kinematik der Λ_c-Baryonen zu beschreiben, muß offen bleiben. Generell zeigt es sich, daß gerade die Beschreibung der *charm*-Baryonen Produktion auch im Rahmen von anderen Experimenten mit großen Unsicherheiten verbunden ist. Es gilt offenbar unverändert, was in einer Publikation aus dem Jahre 1993 einleitend angemerkt wurde: *Our knowledge of the physics of charm baryons is relatively poor compared to that of the charm mesons.* [109]. Postiv festzustellen ist, daß erstmalig in drei verschiedenen Zerfallskanälen erfolgreich Λ_c-Baryonen im Rahmen des H1-Experimentes rekonstruiert werden konnten. Die auf der Grundlage der erzielten Λ_c-Signale berechneten Wirkungsquerschnitte sind im Rahmen allein der statistischen Fehler miteinander verträglich.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Bestimmung des totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ anhand der Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen. Sie beruht auf Daten, die im Jahr 1996 mit dem H1-Detektor am Elektronen-Protonen-Speicherring HERA aufgezeichnet wurden. Es wurden Λ_c-Baryonen in den folgenden drei Zerfallskanälen untersucht und erfolgreich rekonstruiert: 1. $\Lambda_c \to pK\pi$, 2. $\Lambda_c \to \Lambda\pi$, und 3. $\Lambda_c \to K^0p$. Die erzielten Signale wurden in unterschiedlichen kinematischen Bereichen, gegeben durch die jeweilige Akzeptanz der beiden Elektronen-Tagger des H1-Detektors, ausgewertet und bilden die Grundlage für insgesamt vier Messungen zunächst der jeweiligen sichtbaren Wirkungsquerschnitte $\sigma^{vis}_{ep \to \Lambda_c X}$ für die Produktion von Λ_c-Baryonen. Die Wirkungsquerschnitte $\sigma^{vis}_{ep \to \Lambda_c X}$ sind der Ausgangspunkt für verschiedene Extrapolationen, die schließlich die Berechnung von vier Meßwerten für den totalen $c\bar{c}$ Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ ermöglichen.

Ein wesentlicher Bestandteil der erfolgreichen Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen ist durch die Anwendung einer verbesserten *dE/dx*-Messung gegeben. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden umfassende und systematische Studien zur Bestimmung des Energieverlustes durch Ionisation *dE/dx* in der zentralen Spurkammer CJC am H1 Experiment durchgeführt. Es wurden zahlreiche Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung festgestellt, z.B. vom Polarwinkel θ, der Höhe der Ionisation selbst, der Ladung q, dem Azimutalwinkel φ sowie den verschiedenen HV-Einstellungen der CJC in den verschiedenen Runbereichen der Datennahme.

Die genannten systematischen Effekte wurden durch Korrekturfunktionen parametrisiert. Um eine optimale Beschreibung der *dE/dx*-Daten zu erreichen, wurde in einem phänomenologischen Ansatz eine neue Normfunktion $f_{dE/dx}$ entwickelt, die als Referenz für alle weiteren Korrekturen dient. Auf diese Weise konnte die Auflösung der *dE/dx*-Messung um $\approx 25 - 30\,\%$ verbessert werden. Es ergibt sich abschließend eine Auflösung für gut gemessene Spuren von besser als $7\,\%$. Insbesondere bestehen nach der Korrektur keine relevanten Abhängigkeiten der *dE/dx*-Messung mehr von den im vorherigen Absatz genannten Größen.

Durch die Berechnung einer normierten Testgröße *LN* wurde eine effektive Methode zur Unterscheidung verschiedener Teilchen-Hypothesen eingeführt. So konnte auch eine Teilchenseparation für den Bereich des relativistischen Anstiegs für Pionen und Protonen erfolgreich durchgeführt werden, und zwar insbesondere im Kontext des Zerfallskanals $\Lambda_c \to pK\pi$.

Sämtliche Arbeitsschritte im Hinblick auf die entwickelten notwendigen Korrekturen der *dE/dx*-Messung, die u.a. auch eine Überprüfung des Kalibrationsstatus sowie die Berechnung einer Wahrscheinlichkeit für die Zuordnung einer bestimmten Teilchenhypothese zu einer Spur umfassen, sind in einem Software-Modul realisiert, das einen einfachen Zugriff auf die entsprechenden Werte ermöglicht.

Anhand von MC-Studien konnten Schnitte entwickelt werden, die schließlich die Rekonstruktion der Λ_c-Baryonen ermöglichten. Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to pK\pi$ ist die Anwendung der Teilchenseparation auf der Grundlage der *dE/dx*-Messung von entscheidender Bedeutung. Für die Zerfälle $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ und $\Lambda_c \to K^0 p$ ist die gute und möglichst untergrundfreie Rekonstruktion der Zerfälle $\Lambda \to p\pi$ bzw. $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ ausschlaggebend, wobei die Anwendung der *dE/dx*-Messung sich erneut diesmal in Bezug auf die Rekonstruktion der Λ-Baryonen als sehr effektiv herausstellte.

In allen drei Zerfallskanälen zusammengenommen lassen sich im Rahmen der vorliegenden Arbeit 221 ± 34 Λ_c-Baryonen rekonstruieren. Hinsichtlich der errechneten totalen $c\bar{c}$ Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ ergeben sich die folgenden Werte:

	Zerfall	$\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ [μb]	*stat* [μb]	*sys* [μb]	*theo* [μb]	*tot* [μb]	sys_{gem} [μb]	$theo_{gem}$ [μb]	tot_{gem} [μb]	$W_{\gamma p}$ [GeV]
1	$\Lambda_c \to pK\pi$	29.0	± 9.8	± 3.5	± 7.6	± 12.9	± 6.1	± 5.5	± 8.2	93.8
2	$\Lambda_c \to pK\pi$	78.4	± 27.0	± 9.9	± 20.4	± 35.3	± 16.5	± 14.8	± 22.2	195.3
3	$\Lambda_c \to \Lambda\pi$	55.6	± 15.3	± 9.1	± 17.3	± 24.8	± 11.7	± 10.5	± 15.7	93.8
4	$\Lambda_c \to K^0 p$	50.9	± 16.1	± 8.3	± 14.2	± 23.0	± 10.7	± 9.6	± 14.4	93.8

Die Ergebnisse der drei Messungen für den totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ auf der Grundlage der Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} = 93.8$ GeV, die in der vorliegenden Arbeit erzielt wurden, sind innerhalb der statistischen Fehler miteinander verträglich. Unter Beachtung der Abhängigkeit des totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes von $W_{\gamma p}$ ist auch die Messung Nummer 2 mit den drei übrigen Messungen innerhalb der statistischen Fehler kompatibel.

Vergleicht man die in der obigen Tabelle gegebenen Werte mit den Ergebnissen für $\sigma^{tot}_{\gamma p \to c\bar{c}}$ anderer Messungen bei H1, die auf der Analyse von D^*-Mesonen beruhen, so stellt man eine erhebliche Abweichung fest. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelten Werte liegen um einen Faktor 4 - 8 über den Werten vergleichbarer Messungen.

Die Ursachen für eine solche deutliche Diskrepanz konnten in der vorliegenden Arbeit nur vermutet werden. Insbesondere die mit großen Unsicherheiten behafteten Extrapolationen könnten die auftretenden Unterschiede hervorrufen. Auch im Hinblick auf das verwendete MC bestehen begründete Zweifel, inwieweit in dessen Kontext die Produktion von *charm -Baryonen* korrekt beschrieben ist. Es muß aber auch berücksichtigt werden, daß allein die bestehenden statistischen Fehler in der Größenordnung von $30\,\%$ liegen.

Um einen Ausblick auf zukünftige Untersuchungen in Bezug auf die Messung von Λ_c-Baryonen vorzunehmen: Die Daten der Datennahme 1997 bieten zumindest das Potential für eine deutliche Verbesserung der zur Verfügung stehenden Statistik. Es wäre wichtig, die für das Jahr 1996 erzielten Ergebnisse auf der Grundlage der Daten des Jahres 1997 zu überprüfen. Sehr interressant wäre insbesondere auch eine quantitative Untersuchung der Produktion von Λ_c-Baryonen durch die ZEUS-Kollaboration. Hier besteht die Möglichkeit, die unmittelbar bestimmten Wirkungsquerschnitte $\sigma^{vis}_{ep \to \Lambda_c X}$ miteinander zu vergleichen, ohne die mit starken Unsicherheiten behafteten Extrapolationen zu dem totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt vornehmen zu müssen.

Ein ebenfalls sehr interessanter Vergleich bietet sich an durch eine nach den gleichen Prinzipien wie in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Analyse von D^*-Mesonen. Eine solche Untersuchung würde zumindest im Prinzip aufzeigen können, inwieweit es sich bei den auftretenden Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen der Analysen beruhend auf *charm-Mesonen* einerseits, und der vorliegenden Analyse, beruhend auf der Rekonstruktion von *charm-Baryonen*, andererseits, um spezifische systematische Probleme der vorliegenden Arbeit handelt; oder ob vielmehr die Ursachen in prinzipiellen Schwierigkeiten der Beschreibung der Produktion von *charm*-Baryonen im Kontext der *e-p*-Streuung zu suchen sind.

Ein weiterer wichtiger Punkt besteht in umfassenden MC-Studien vor allem auch in Hinblick auf die Produktionsprinzipien von Baryonen.

Für die Daten des Jahres 1997 stehen zusätzlich die Messungen des zentralen Silizium Vertexdetektors CST zur Verfügung. Allerdings weisen die Λ_c-Baryonen eine vergleichsweise kurze Lebensdauer auf. Deshalb ist eine deutliche Verbesserung der Λ_c-Signale durch die Rekonstruktion sekundärer Λ_c-Zerfallsvertizes mit Hilfe des CST nicht zu erwarten. Eine Verbesserung könnte aber für die entsprechenden Zerfallskanäle durch eine bessere Messung der V^0-Teilchen möglich sein.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] F. Lehner. Bestimmung und QCD-Analyse der Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ bei kleinem Bjorken-x und Q^2 mit Hilfe des verbesserten Rückwärtsbereichs des H1-Detektors. PhD thesis, Universität Hamburg, 1998. `DESY-THESIS-1998-003`.

[2] A. Blondel and F. Jaccquet. Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, April 1979. `DESY-79-048`.

[3] Ursula Bassler and Gregorio Bernardi. On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: The Sigma method. *Nucl. Instrum. Meth.*, A361:197, 1995. `hep-ex/9412004`.

[4] A. Meyer. Measurement of the Structure Function $F_2(x,Q^2)$ of the Proton at Low Q^2 with the H1 Detector at HERA Using the New Detector Components Spacal and BDC. PhD thesis, Universität Hamburg, 1997. `DESY FH1-97-01`.

[5] J. D. Bjorken. Asymptotic sum rules at infinite momentum. *Phys. Rev.*, 179:1547–1553, 1969.

[6] Jr. C. G. Callan and David J. Gross. High-energy electroproduction and the constitution of the electric current. *Phys. Rev. Lett.*, 22:156–159, 1969.

[7] G. Altarelli and G. Parisi. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys.*, B126:298, 1977.

[8] V. N. Gribov and L. N. Lipatov. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. *Yad. Fiz.*, 15:781–807, 1972.

[9] C. F. von Weizsacker. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. *Z. Phys.*, 88:612–625, 1934.

[10] E. J. Williams. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Phys. Rev.*, 45:729–730, 1934.

[11] Stefano Frixione, Michelangelo L. Mangano, Paolo Nason, and Giovanni Ridolfi. Improving the Weizsacker-Williams approximation in electron - proton collisions. *Phys. Lett.*, B319:339–345, 1993. `hep-ph/9310350`.

[12] H. Niggli. Direct gluon density determination in tagged charm-photoproduction at HERA. PhD thesis, Swiss Federal Institute of Technology, 1998. `ETH-12629`.

[13] Stefano Frixione, Michelangelo L. Mangano, Paolo Nason, and Giovanni Ridolfi. Charm and bottom production: Theoretical results versus experimental data. *Nucl. Phys.*, B431:453–483, 1994.

[14] R. K. Ellis and P. Nason. QCD radiative corrections to the photoproduction of heavy quarks. *Nucl. Phys.*, B312:551, 1989.

[15] Stefano Frixione, Michelangelo L. Mangano, Paolo Nason, and Giovanni Ridolfi. Total cross-sections for heavy flavor production at HERA. *Phys. Lett.*, B348:633–645, 1995. `hep-ph/9412348`.

[16] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Giovanni Ridolfi. Differential distributions for heavy flavor production at HERA. *Nucl. Phys.*, B454:3–24, 1995. `hep-ph/9506226`.

[17] Stefano Frixione, Michelangelo L. Mangano, Paolo Nason, and Giovanni Ridolfi. Heavy quark production, 1997. `hep-ph/9702287`.

[18] Stefano Frixione. Prospects for heavy flavor photoproduction at HERA, 1996. `hep-ph/9609336`.

[19] R. Eichler and S. Frixione. Heavy flavor production, 1996. hep-ph/9609337.

[20] C. Caso et al. Review of particle physics. Particle Data Group. *Eur. Phys. J.*, C3, 1998.

[21] H. Albrecht et al. Observation of the charmed baryon Lambda(c) in e^+e^- annihilation at 10 Gev. *Phys. Lett.*, 207B:109, 1988.

[22] P. Avery et al. Inclusive production of the charmed baryon Lambda(c) from e^+e^- annihilations at $\sqrt{s}$ = 10.55 Gev. *Phys. Rev.*, D43:3599–3610, 1991.

[23] K. K. Sharma and R. C. Verma. A Study of weak mesonic decays of Lambda(c) and Xi(c) baryons on the basis of HQET results. *Eur. Phys. J.*, C7:217, 1999. `hep-ph/9803302`.

[24] J. G. Korner, M. Kramer, and D. Pirjol. Heavy baryons. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 33:787–868, 1994. `hep-ph/9406359`.

[25] K. Ackerstaff et al. The HERMES spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth.*, A417:230, 1998. `hep-ex/9806008`.

[26] P. Geiger. First results from the HERMES experiment. *Nucl. Phys.*, A629:277C, 1998.

[27] W. Schmidt-Parzefall. HERA-B: An experiment to study CP violation at the HERA proton ring using an internal target. *Nucl. Instrum. Meth.*, A368:124, 1995.

[28] M. Piccinini. The HERA-B experiment: Physics programme and status. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 65:240, 1998.

[29] I. Belyaev. HERA-B: status and results of test runs. Talk given at 3rd International Conference on Hyperons, Charm and Beauty Hadrons, Genoa, Italy, 30 Juni - 3 Juli 1998.

[30] H1 Collaboration. Upgrade of the H1 Forward Proton Spectrometer, Dezember 1995. `H1-12/95-467`.

[31] I. Abt et al. The H1 detector at HERA. (updated version). *Nucl. Instrum. Meth.*, A386:310, 1997.

[32] M. Kausch-Blecken v. Schmeling. The Silicon Mikrovertex Detector of the H1 Experiment: Readout, Event Reconstruction, and Studies on Heavy Quark Decays. PhD thesis, Universität Hamburg, 1998. `DESY-THESIS-1998-033`.

[33] H1 Collaboration. Technical Proposal to build a Special Spectrmeter covering Very Small Momentum Transfers, Mai 1996. `TP-VLQ`.

[34] B. Schwab. Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1-Experiments. PhD thesis, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 1996.

[35] M. Fleischer et al. Performance and upgrade of H1 calorimeters: LAr calorimeter, SpaCal and VLQ, Januar 1998. `DESY-98-005`.

[36] R. Stamen, M. Fleischer and L. Favart. Systematic Studies of SpaCal Performance Using 1996 QED-Compton Events, November 1995. `H1-11/98-554`.

[37] A. Meyer. Measurement of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$ of the Proton at Low Q^2 with the H1 Detector at HERA Using the New Detector Components Spacal and BDC. PhD thesis, Universität Hamburg, 1997. `DESY FH1-97-01`.

[38] M. Beck et al. Proposal for a Forward Netron Calorimeter for the H1 Experiment at DESY, August 1995.

[39] C. Grab. Open Charm finder, 1997.

[40] V. Blobel. The BOS System. Dynamic memory management, Dezember 1987. Interner Bericht.

[41] V. Blobel. FPACK - a general input/output system, 1991. Interner Bericht.

[42] J. Steinhart. Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes mit der zentralen Spurenkammer am H1-Detektor und seine Anwendung zur Unterdrückung von Untergrund. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Juli 1995. `FH1T-95-02`.

[43] V. Karimaki. Fast code to fit circular arcs, 1991. `HU-SEFT-1991-10`.

[44] T. Ahmed et al. Experimental study of hard photon radiation processes at HERA. *Z. Phys.*, C66:529–542, 1995.

[45] N. Gogitidze and S. Levonian. An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p Data, Februar 1996. `H1-02/96-471`.

[46] H. Bethe and W. Heitler. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A146:83–112, 1934.

[47] V. Andreev. Acceptance Determination of Elektron Tagger (ET44) in 1995, Oktober 1996. `H1-10/96-493`.

[48] M. Hauschild et al. Particle identification with the opal jet chamber. *Nucl. Instrum. Meth.*, A314:74–85, 1992.

[49] R. M. Sternheimer and R. F. Peierls. *Phys. Rev.*, B3:3681, 1971.

[50] R. J. Teuscher. Charm and Charm-Strange Hadron Production in ep Collisions at HERA as Probes of Confinement. PhD thesis, University of Toronto, 1997. `DESY F35D-97-01`.

[51] S. Hengstmann. Erzeugung von ϕ-Mesonen in der Photoproduktion im H1-Detektor bei HERA. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Oktober 1996.

[52] V. Blobel. Online monitoring and determination of run-dependent calibration constants within reconstruction moduls, August 1993. `H1 software note 41`.

[53] R. Vick. Inklusive Spektren geladener Hadronen aus der tief inelastischen Elektro-Proton-Streuung - erste Untersuchungen mit dem H1-Detektor bei HERA. PhD thesis, Universität Hamburg, 1994.

[54] V. Blobel. VALLEY, 1996.

[55] J. Steinhart. DDXMOD: The DeDX MODule, 1998.

[56] G. Ingelman, J. Rathsman, and G. A. Schuler. `AROMA 2.2`: A monte carlo generator for heavy flavor events in e p collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 101:135–142, 1997. `hep-ph/9605285`.

[57] G. Ingelman, J. Rathsman, and G. A. Schuler. `AROMA 2.1`: A Monte Carlo generator for heavy flavor events in e p collisions, June 1995.

[58] T. Sjöstrand. `PYTHIA 5.7` and JETSET 7.4: Physics and manual. `CERN-TH-7112-93`.

[59] M. zur Nedden. Photoproduction of open Charm in ep-Collisions at HERA. PhD thesis, Universität Zürich, 1998.

[60] W. Erdmann. Untersuchungen der Photoproduktion von D^*-Mesonen am ep-Speichering HERA. PhD thesis, ETH Zürich, 1996. `ETH-11441`.

[61] V. Blobel. Private Kommunikation, 1998.

[62] R. Bernet. Production of D^*-Mesons measured with the H1 Detektor at HERA. PhD thesis, ETH Zürich, 1995. `ETH-11041`.

[63] S. Levonian. Luminosity Summary Tables; Concise 92-99 summary; Physics Samples, März 1999.

[64] P. Palmen. Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen mit dem H1-Detektor. PhD thesis, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1998.

[65] V. Andreev. Acceptance of ET44 for 1996, Mai 1997.

[66] H. Albrecht et al. Inclusive production of D^0, D^+ and D^{*+} (2010) mesons in B decays and nonresonant e+ e- annihilation at 10.6 Gev. *Z. Phys.*, C52:353–360, 1991.

[67] D. Bortoletto et al. Charm production in nonresonant e^+e^- annihilations at $\sqrt{s}$ = 10.55 Gev. *Phys. Rev.*, D37:1719, 1988. Erratum Phys. Rev D39, 1989, 1471.

[68] G. Alexander et al. A study of charm hadron production in $Z^0 \to c\bar{c}$ and $Z^0 \to b\bar{b}$ decays at LEP. *Z. Phys.*, C72:1–16, 1996.

[69] A. D. Martin, W. J. Stirling, and R. G. Roberts. Parton distributions of the proton. *Phys. Rev.*, D50:6734–6752, 1994. `hep-ph/9406315`.

[70] M. Glück, E. Reya, and A. Vogt. Comparing radiatively generated parton distributions with recent measurements of $F_2(x, Q^2)$ in the small x region. *Phys. Lett.*, B306:391–394, 1993.

[71] A. D. Martin, W. J. Stirling, and R. G. Roberts. Parton distributions for low Q^2. *Phys. Rev.*, D51:4756–4762, 1995. `hep-ph/9409410`.

[72] M. Kander. Bestimmung des ep-Wirkungsquerschnittes von Beauty-Quarks durch ihren semileptonischen Zerfall in Myonen mit dem H1-Detektor bei HERA. PhD thesis, Universität Hamburg, 1998. `DESY-THESIS-1998-016`.

[73] U. Langenegger. A Measurement of the Beauty and Charm Production Cross Section at the ep Collider HERA. PhD thesis, Swiss Federal Institute of Technology, 1998. `ETH-12676`.

[74] S. Levonian. Help for the e-tagger related analyses, März 1997.

[75] M. Biddulph. Scale Dependence of the Charm Production Cross Section in Photoproduction and Performance of the Central Silicon Tracker at the H1 Experiment. PhD thesis, Swiss Federal Institute of Technology, 1997. `ETH-12331`.

[76] J. Breitweg et al. Differential cross-sections of $D^{*\pm}$ photoproduction in e p collisions at HERA. *Phys. Lett.*, B401:192–206, 1997. `hep-ex/9704011`.

[77] J. Breitweg et al. Measurement of inclusive $D^{*\pm}$ and associated dijet cross- sections in photoproduction at HERA. *Eur. Phys. J.*, C6:67, 1999. `hep-ex/9807008`.

[78] M. Derrick et al. Study of $D^{*\pm}$ (2010) production in e p collisions at HERA. *Phys. Lett.*, B349:225–237, 1995. `hep-ex/9502002`.

[79] S. Aid et al. Photoproduction of $D^{*\pm}$ mesons in electron - proton collisions at HERA. *Nucl. Phys.*, B472:32–54, 1996. `hep-ex/9604005`.

[80] U. Kathage. Photoproduktion von $D^{*\pm}$-Mesonen bei HERA. PhD thesis, Christian Albrechts Universität Kiel, 1997.

[81] H. Albrecht et al. Observation of the charmed baryon Lambda(c) in e^+e^- annihilation at 10 Gev. *Phys. Lett.*, 207B:109, 1988.

[82] H. Albrecht et al. Measurement of inclusive baryon production in B meson decays. *Z. Phys.*, C56:1–6, 1992.

[83] H. Albrecht et al. Observations of Lambda(charm)+ semileptonic decay. *Phys. Lett.*, B269:234–242, 1991.

[84] H. Albrecht et al. Physics with ARGUS. *Phys. Rept.*, 276:223–405, 1996.

[85] G. Crawford et al. Measurement of baryon production in B meson decay. *Phys. Rev.*, D45:752–770, 1992.

[86] T. Bergfeld et al. Study of the decay Lambda(c)+ $\rightarrow$ Lambda lepton+ lepton- neutrino. *Phys. Lett.*, B323:219–226, 1994. `hep-ph/9403326`.

[87] I. Dunietz. Heavy baryon production and decay. *Phys. Rev.*, D58:094010, 1998. `hep-ph /9805287`.

[88] M. zur Nedden. Private Kommunikation, 1998.

[89] G. A. Alves et al. Forward cross-sections for production of D^+, D^0, D_s, D^{*+} and Lambda(c) in 250 GeV $\pi^\pm$, $K^\pm$, and p - nucleon interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 77:2388–2391, 1996.

[90] P. Astbury et al. Measurement of deep inelastic compton scattering of high- energy photons. *Phys. Lett.*, 152B:419, 1985.

[91] R. Barate et al. Silicon multilayer target for a high intensity charm photoproduction experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A235:235, 1985.

[92] G. Barber et al. Operation of a silicon vertex detector in the NA14 photoproduction experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A253:530, 1987.

[93] M. P. Alvarez et al. Photoproduction of the lambda(c) charmed baryon. *Phys. Lett.*, B246:256–260, 1990.

[94] M. P. Alvarez et al. Study of charm photoproduction mechanisms. *Z. Phys.*, C60:53–62, 1993.

[95] G. Bonvicini et al. Study of semileptonic decays of B mesons to charmed baryons. *Phys. Rev.*, D57:6604–6608, 1998. hep-ex/9712008.

[96] H1 Kollaboration. The First Measurement of Open Beauty Production at HERA, Juli 1998. Submitted to the 29th International Conference on High-Energy Physisc ICHEP98, Vancouver, Canada.

[97] P. Avery et al. Inclusive production of the charmed baryon lambda(c) from $e^+ \ e^-$ annihilations at $\sqrt{s} = 10.55$GeV. *Phys. Rev.*, D43:3599–3610, 1991.

[98] R. Ammar et al. New decay modes of the lambda(c)+ charm baryon. *Phys. Rev. Lett.*, 74:3534–3537, 1995.

[99] M. S. Alam et al. Measurement of the branching fractions of lambda(c)+ $\rightarrow$ p $\bar{K}$ n (pion). *Phys. Rev.*, D57:4467–4470, 1998. `hep-ex/9709012`.

[100] G. Brandenburg et al. Observation of two excited charmed baryons decaying into lambda(c)+ $\pi^{\pm}$. *Phys. Rev. Lett.*, 78:2304–2308, 1997.

[101] K. W. Edwards et al. Observation of new decay modes of the charmed strange baryon ξ_c^+. *Phys. Lett.*, B373:261–266, 1996.

[102] T. Bergfeld et al. Observation of the Ξ_c^+ charmed baryon decays to $\Sigma^+ K^- \pi^+$, $\Sigma^+ \bar{K}^{*0}$, and $\Lambda K^- \pi^+ \pi^+$. *Phys. Lett.*, B365:431–436, 1996. hep-ex/9508006.

[103] K. Kodama et al. Hybrid emulsion spectrometer for the detection of hadronically produced heavy flavor states. FNAL-653 experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A289:146, 1990.

[104] P. L. Frabetti et al. Description and performance of the Fermilab E687 spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth.*, A320:519–547, 1992.

[105] J. R. Raab et al. Measurement of the D^0, D^+ and D_S^+ lifetimes. *Phys. Rev.*, D37:2391, 1988.

[106] G. A. Alves et al. Feynman-x and transverse momentum dependence on $D^{\pm}$ and D^0, anti-D^0 production in 250-GeV π- nucleon interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 69:3147–3150, 1992.

[107] J. C. Anjos et al. A study of decays of the lambda(c)+. *Phys. Rev.*, D41:801, 1990.

[108] P. L. Frabetti et al. Study of higher mass charm baryons decaying to lambda(c)+. *Phys. Lett.*, B365:461–469, 1996.

[109] P. L. Frabetti et al. Evidence of the Cabibbo suppressed decay Lambda(c)+ $\rightarrow$ p K^- K^+. *Phys. Lett.*, B314:477–481, 1993.

[110] P. L. Frabetti et al. A measurement of the lambda(c)+ lifetime. *Phys. Rev. Lett.*, 70:1755–1758, 1993.

[111] J. C. Anjos et al. Charm photoproduction. *Phys. Rev. Lett.*, 62:513–516, 1989.

[112] J. C. Anjos et al. Photon - gluon fusion analysis of charm photoproduction. *Phys. Rev. Lett.*, 65:2503, 1990.

[113] G. Bellini. Study of charmed meson states photoproduced at high-energy at Fermilab. Talk given at 27th International Conference on High Energy Physics (ICHEP), Glasgow, Scotland, 20-27 July 1994.

[114] David L. Burke. Results from the final focus test beam. Invited talk at 4th European Particle Accelerator Conference (EPAC 94), London, England, 27 June - 1 July 1994.

[115] J. Russ et al. First charm hadroproduction results from SELEX, 1998. `hep-ex/9812031`.

[116] FOCUS Kollaboration. `http://www-focus.fnal.gov`.

[117] SELEX Kollaboration. `http://fn781a.fnal.gov`.

[118] P. Palmen. Monte-Carlo-Studien zu nichtleptonischen Zerfällen des Λ_c-Baryons. Diplomarbeit, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, August 1994. `PITHA 94/35`.

[119] H. B. Broeker. Untersuchungen zur Rekonstruierbarkeit des Λ_c-Baryons am H1 Experiment bei HERA. Diplomarbeit, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, März 1998. `PITHA 98/03`.

Danksagung

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. H. Spitzer für die Begutachtung der vorliegenden Arbeit.

Herrn Prof. Dr. R. Klanner danke ich für die Erstellung des Zweiten Gutachtens.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Blobel. Seiner ebenso kritischen, fördernden wie wohlwollenden Begleitung verdankt die vorliegende Arbeit viel. Seine eminente Sachkenntnis wird mir als sprichwörtlich in Erinnerung bleiben.

Bei allen gegenwärtigen wie ehemaligen Mitgliedern der H1-Kollaboration möchte ich mich für die insgesamt freundliche und hilfreiche Arbeitsatmosphäre bedanken.

Doktor Markus (Kausch) danke ich für die netten, nein in dieser Hinsicht wirklich schönen drei-und-ein-halbes Jahre, die er im wahrsten Sinne des Wortes Seite an Seite mit mir verbracht hat. Ich werde mit Wehmut daran zurückdenken. Ich wünsche ihm allen Erfolg beim Tanz um den goldenen Stier, und alles Glück dieser Erde.

Bei Stephan (Hurling) bedanke ich mich für seinen jugendlichen Elan, der ihn die grummelnden und nörgelnden Alten (besonders den einen) Statler und Waldorf gelassen ertragen ließ.

Epilog

Weinend hielt er die sorgende Gattin, den Wunsch seines Herzens.
So wie von Schwimmern ein sichtbares Ufer freudig begrüßt wird,
Denen Poseidon auf See ihr festgezimmertes Fahrzeug
Völlig zerriß, da die Winde es trieben und prallende Wogen -
Wenige kommen heraus aus den schäumenden Fluten ans Festland,
Salziges Wasser trieft dann den Schwimmern vom Körper, doch glücklich
Treten sie endlich auf Grund, ihrem Unheil sind sie entronnen.

Odyssee, Dreiundzwanzigster Gesang.