Diplomarbeit

Wirkungsquerschnitte für Photoproduktion von D*-Mesonen in ep-Wechselwirkungen am H1-Experiment bei HERA

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg
Juni 2001

Dirk Dünkelmann

Abstract

At the electron-proton collider HERA the charm photoproduction cross section is measured for a four-momentum transfer of $Q^2 < 1$ GeV^2. In this analysis events are studied in two different regions of the photon proton center of mass energy $W_{\gamma p}$ where the scattered electron is tagged under very small angles with respect to the beam direction.
The charm quark is tagged via a D* meson in the decay channel $\mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s$. Using an integrated luminosity of 82.1 pb^{-1} the result for the first region is $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (16.83 \pm 1.27 \pm 2.47)\,\mu$b, where $\langle W_{\gamma p}\rangle = 214$ GeV. The second measurement with a luminosity of 27.0 pb^{-1} at $\langle W_{\gamma p}\rangle = 95$ GeV yields $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (3.57 \pm 0.24 \pm 0.56)\,\mu$b. Differential cross sections are presented as a function of the transverse momentum and the pseudorapidity of the D* meson. The results are compared to leading order QCD calculations.

Kurzfassung

Am Elektron-Proton-Speicherring HERA werden mit dem H1-Detektor Wirkungsquerschnitte für charm-Erzeugung in Photoproduktion mit einem Viererimpulsübertrag $Q^2 < 1$ GeV^2 gemessen. Untersucht werden Ereignisse in zwei Bereichen der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, bei denen das gestreute Elektron in einem sehr kleinen Winkelbereich um die Strahlrichtung nachgewiesen wird.
Zum Nachweis des charm-Quarks wird das D*-Meson und sein Zerfallskanal $\mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s$ verwendet. Für den ersten Bereich mit $\langle W_{\gamma p}\rangle = 214$ GeV wird $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (16.83 \pm 1.27 \pm 2.47)\,\mu$b bei einer integrierten Luminosität von 82.1 pb^{-1} bestimmt, der zweite Bereich liefert $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (3.57 \pm 0.24 \pm 0.56)\,\mu$b bei $\langle W_{\gamma p}\rangle = 95$ GeV und 27.0 pb^{-1}. Differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Transversalimpulses und der Pseudorapidität werden präsentiert. Die Ergebnisse werden mit QCD-Rechnungen in führender Ordnung verglichen.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) werden in der Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) Protonen und Elektronen gegenläufig beschleunigt und zur Kollision gebracht. Einer der Detektoren am HERA-Ring ist der H1-Detektor. So ist es unter anderem möglich aus den im Detektor nachgewiesenen Teilchen auf die Produktionsmechanismen schwerer Quarks zurückzuschließen. Der dominante Produktionsprozess ist die direkte Photon-Gluon-Fusion $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$, bei dem ein Photon, das durch das Elektron emittiert wird, und ein Gluon aus dem Proton ein $c\bar{c}$-Quark-Paar erzeugt. Den größten Beitrag liefert der Austausch eines sogenannten quasi-reellen Photons (Photoproduktion), bei dem der Viererimpulsübertrag durch das Photon nahezu verschwindet ($Q^2 \approx 0$) [1]. Das dabei unter sehr kleinem Winkel gestreute Elektron kann durch Komponenten des H1-Detektors nachgewiesen werden, wenn auch in dem überwiegenden Teil der Ereignisse das gestreute Elektron das Strahlrohr nicht verlässt und ungesehen bleibt.

Die Produktion schwerer Quarks ist ein ideales Testfeld zur Überprüfung der störungstheoretischen Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) [2]. Zudem kann über die Charmproduktion die Dichte der Gluonen im Proton bestimmt werden, da der Charm-Wirkungsquerschnitt direkt von der Gluondichte abhängt [3].

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des charm-Quark-Produktionsprozesses in Photoproduktion mit Hilfe von angeregten D-Mesonen, den D*-Mesonen und dem sogenannten „goldenen" Zerfallskanal $\mathrm{D}^* \rightarrow (\mathrm{K}\pi)\pi_s$, einer mittlerweile schon traditionellen Methode zum Nachweis des charm-Quarks. Dieser Zerfallskanal zeichnet sich durch den engen kinematischen Bereich aus, der für das langsame Pion π_s zur Verfügung steht. Aus diesem Grund erhält man in der Verteilung der Massendifferenz $\Delta M = m(\mathrm{K}\pi\pi_s) - m(\mathrm{K}\pi)$ ein klares D*-Signal, dessen Breite hauptsächlich von der Impulsauflösung des Detektors bestimmt ist [1].

In dieser Arbeit werden zwei Kleinwinkel-Elektron-Detektoren verwendet, die 33 m bzw. 44 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt im HERA-Tunnel installiert sind, um das gestreute Elektron nachzuweisen (zu „taggen"). Ereignisse in Photoproduktion, für die kein gestreutes Elektron im Detektor nachgewiesen wird („untagged"), werden nicht berücksichtigt.

Es wurden frühere Analysen zu diesem Thema mit weniger Statistik, d.h einer geringeren Datenmenge durchgeführt, in denen der Elektron-Detektoren bei 33 m genutzt wurde [1, 4, 5, 6]. Diese Analysen beruhen auf den im Jahr 1994 aufgezeichneten Daten mit einer integrierten Luminosität von 2.8 pb^{-1} bzw. bei [6] auf den Daten aus 1994–1996 mit 12.1 pb^{-1}. Der Elektron-Detektor bei 44 m wurde in [7] für Daten aus 1995 mit 1.2 pb^{-1} verwendet. Die Arbeiten zeigen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte sowie differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Transversalimpulses und der Pseudorapidität des D*-Mesons.

Diese Analyse beruht auf den in den Jahren 1997 bis 2000 aufgezeichneten Ereignissen mit einer integrierten Luminosität von 82.1 pb^{-1} für den Elektron-Detektor bei 33 m bzw. 27.0 pb^{-1} für Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron nach 44 m nachgewiesen wird. Die Datenmenge wird verwendet, um ebenso den differentiellen Verlauf der sichtbaren Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Transversalimpulses und der Pseudorapidität anzugeben. Für den Elektron-Detektor bei 33 m werden weiterhin differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gezeigt. Zudem werden auf den neuen Daten beruhende totale Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitte σ_{ep} und Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma p}$ angegeben.

Im Gegensatz zu den früheren Analysen konnte der sichtbare Bereich für den Transversalimpuls erweitert werden. Durch die größere Statistik konnten die Intervalle der differentiellen Verteilungen verkleinert, die statistischen Fehler dennoch reduziert werden.

Die Arbeit beginnt mit einer theoretischen Einführung in die Elektron-Proton-Streuung und der Vorstellung des H1-Detektors. Eine Methode zur Verbesserung der Auflösung des Detektors wird im dritten Kapitel dargestellt. Im Anschluss wird die Selektion von Ereignissen mit D*-Mesonen in Photoproduktion erläutert, und die Parameter zur Bestimmung der verschiedenen in dieser Arbeit angegebenen Wirkungsquerschnitte werden behandelt. Als Ergebnis werden Wirkungsquerschnitte in totaler und differentieller Form dargestellt und abschließend eine kurze Zusammenfassung gegeben.

Kapitel 2

Produktion schwerer Quarks in Elektron-Proton-Streuung

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die *ep*-Streuung und den damit verbundenen Produktionsmechanismen für schwere Quarks mit den dazugehörigen kinematischen Variablen. Erläutert werden die Photon-Gluon-Fusion, die Fragmentation von Quarks in Hadronen sowie die Klassifizierung von Ereignissen in Photoproduktion und tiefinelastische Streuung. Schließlich wird das D*-Meson, das dem Nachweis des charm-Quarks dient, und der in dieser Arbeit verwendete Zerfallskanal vorgestellt.

2.1 Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

Die Streuung eines Elektrons bzw. Positrons an einem Proton wird durch den Austausch eines virtuellen Eichbosons der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Das Eichboson wechselwirkt dabei mit einem Parton aus dem Proton. Je nach Ladung des Austauschteilchens wird zwischen dem neutralen Strom („neutral current", NC) und dem geladenen Strom („charged current", CC) unterschieden. Der neutrale Strom wird durch den Austausch eines virtuellen

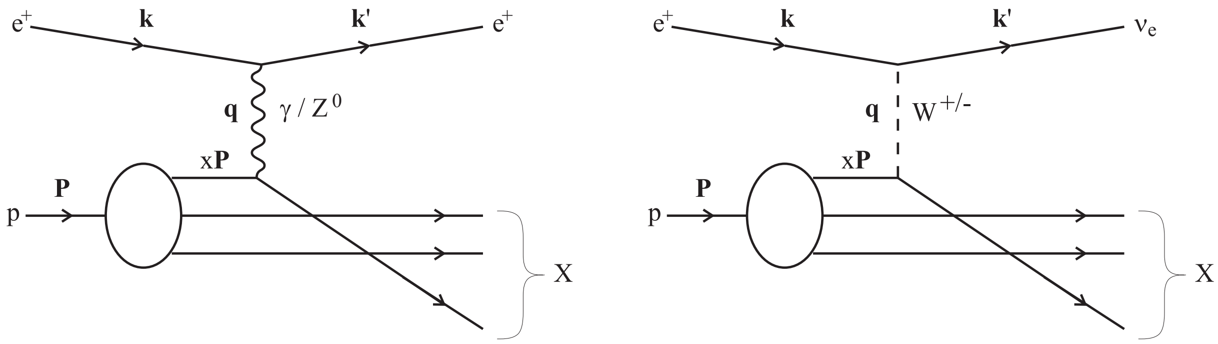

Abbildung 2.1: *Positron-Proton-Streuung: neutraler (links) und geladener Strom (rechts).*

Photons oder eines Z^0-Bosons vermittelt. Wird ein W-Boson ausgetauscht, handelt es sich um den geladenen Strom. Abbildung 2.1 zeigt Feynman-Diagramme dieser beiden Prozesse für Positronen. Bei HERA ist die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ durch die Strahlenergien fest vorgegeben. Die Kinematik des Streuprozesses wird damit durch zwei weitere unabhängige Variablen bestimmt. In der Regel werden dafür das Quadrat des Viererimpulsübertrages vom Elektron auf das Proton, Q^2, und eine der beiden dimensionslosen Skalenvariablen x oder y gewählt. Die Inelastizität y gibt den relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons an. Die Bjørkensche Variable x beschreibt im Quark-Parton-Modell den Anteil des an der Wechselwirkung beteiligten Partons am Impuls des Protons. Beide Bjørkenschen Variablen x und y können Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Mit den in Abbildung 2.1 gewählten Bezeichnungen für die Viererimpulse sind die Variablen wie folgt definiert:

$$s := (\mathbf{P}+\mathbf{k})^2 \tag{2.1}$$

$$Q^2 := -\mathbf{q}^2 = -(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2 \tag{2.2}$$

$$x := \frac{Q^2}{2\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}} \tag{2.3}$$

$$y := \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}} \quad . \tag{2.4}$$

Werden die Massen von Elektron und Proton vernachlässigt, kann das Quadrat der Schwerpunktsenergie zu

$$s \approx 4\cdot E_e\cdot E_p \tag{2.5}$$

approximiert werden. Die Variablen lassen sich dann über

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

miteinander verknüpfen. Das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes, X, kann ebenfalls durch diese Variablen ausgedrückt werden:

$$W^2 := (\mathbf{P}+\mathbf{q})^2 = Q^2\cdot\frac{1-x}{x} = y\cdot s - Q^2 \quad . \tag{2.7}$$

Anhand des Viererimpulsübertrages Q^2 unterscheidet man für den neutralen Strom zwei kinematische Bereiche:

▷ *Tiefinelastische Streuung*
Ereignisse mit großem Viererimpulsübertrag Q^2 werden als *tiefinelastische Streuung (deep inelastic scattering, DIS)* bezeichnet. Wird das gestreute Elektron im Hauptdetektor des H1-Experimentes nachgewiesen, gilt für das Ereignis $Q^2 > 1$ GeV^2. Diese Ereignisse werden zum Bereich der tiefinelastischen Streuung gezählt.

▷ *Photoproduktion*
Der Grenzbereich für sehr kleine Impulsüberträge $Q^2 \to 0$, bei dem das dann ausgetauschte Photon quasi reell ist, wird *Photoproduktion* genannt[1] . Dieser Bereich wird beim H1-Experiment mit $Q^2 < 1$ GeV^2 definiert. Für diese Ereignisse ist der Streuwinkel des Elektrons so klein, dass es nicht in den Hauptdetektor gelangt.

[1]Der Austausch eines Z^0-Bosons ist gegenüber dem des Photons stark unterdrückt (siehe Abschnitt 2.2).

Kann der Polarwinkel $\theta_{e'}$ und die Energie E' des gestreuten Elektrons[2] bestimmt werden, lässt sich damit die Kinematik der ep-Streuung durch

$$Q_e^2 = 4 \cdot E_e \cdot E_e' \cdot \cos^2(\theta_{e'}/2) \tag{2.8}$$

und

$$y_e = 1 - \frac{E_e'}{E_e} \cdot \sin^2(\theta_{e'}/2) \tag{2.9}$$

vollständig rekonstruieren.

Wird das gestreute Elektron nicht im Detektor nachgewiesen, können die kinematischen Variablen aus der Messung des hadronischen Endzustandes mit Hilfe der Methode von Jacquet-Blondel (JB) bestimmt werden [8, 9]. Dazu müssen die Energien und Impulse sämtlicher Hadronen im Endzustand bestimmt und aufsummiert werden:

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum p_x)^2 + (\sum p_y)^2}{(1 - y_{JB})} \tag{2.10}$$

$$y_{JB} = \frac{\sum(E - p_z)}{2 \cdot E_e} \quad . \tag{2.11}$$

Weiterhin können die lorentzinvariante Rapidität oder die Pseudorapidität von Teilchen im Endzustand bestimmt werden. Die Rapidität $\hat{y}$ ist mit der Energie E und der longitudinalen Impulskomponente p_z definiert als

$$\hat{y} := \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) . \tag{2.12}$$

Vernachlässigt man die Masse des Teilchens, kann die Energie E durch den Impuls p ersetzt werden, und die Rapidität durch die Pseudorapidität η angenähert werden zu

$$\eta := \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} \right) \tag{2.13}$$

$$= -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad . \tag{2.14}$$

2.2 Produktion schwerer Quarks

Gegenüber dem Photon-Austausch ist bei HERA der Austausch von $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen wegen ihrer großen Masse stark unterdrückt[3]. Die Produktion von schweren Quarks[4] erfolgt daher hauptsächlich über den Prozess der Photon-Gluon-Fusion (PGF) [10]. Das Elektron wechselwirkt

[2] Dabei ist θ der Polarwinkel relativ zur Richtung des Protonenstrahls. Der Polarwinkel der einlaufenden Elektron θ_e entspricht somit 180°.

[3] Der Propagator-Term der durch den Austausch eines Bosons der Masse m verursachten Streuamplitude lautet $(q^2 + m^2)^{-1}$. Die Streuamplitude geht quadratisch in den Wirkungsquerschnitt ein.

[4] Bei HERA könnte das top-Quark nur als einzelnes Quark durch den Austausch eines W-Bosons erzeugt werden, da die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie von etwa 320 GeV eine Paarerzeugung nicht zulässt. Dieser Streuprozess soll hier jedoch nicht berücksichtigt werden. Wenn also von „schweren“ Quarks die Rede ist, sind charm- und bottom-Quarks gemeint.

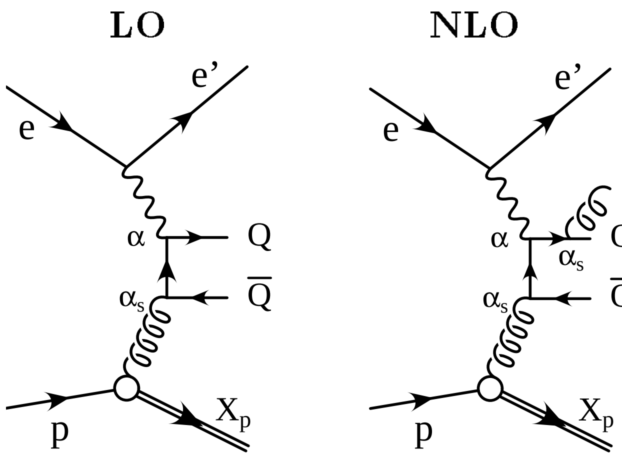

Abbildung 2.2: *Feynmandiagramme der PGF:* Direkte *Prozesse in führender (LO) und in nächstführender Ordnung (NLO).*

über ein abgestrahltes virtuelles Photon mit einem Gluon aus dem Proton, und es entsteht dabei ein Quark-Antiquark-Paar.

In Ereignissen der Photoproduktion kann das Photon dabei sowohl *direkt* als punktförmiges Teilchen als auch über einen hadronischen Zwischenzustand mit einem Parton aus dem Proton, in diesem Fall ein Gluon, wechselwirken. Fluktuiert das Photon in einen hadronischen Zustand, wird dieser Prozess als *aufgelöst (resolved)* bezeichnet. In Abbildung 2.2 sind die Feynmandiagramme des direkten Prozesses der PGF in führender Ordnung (LO) der QCD und in nächstführender Ordnung (NLO) dargestellt. Sie sind von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ und $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^2)$ aufgrund der elektromagnetischen Kopplung zwischen Photon und Quark (α) und der starken Kopplung der Gluonen (α_s). Abbildung 2.3 zeigt zwei Feynmandiagramme für den aufgelösten Prozess. Diese Prozesse sind ebenfalls von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$, da durch die γ-Strukturfunktion ein α/α_s-Term hinzugewonnen wird.

2.3 Das D*-Meson

Das produzierte charm-Quark kann durch die Hadronen, in die es fragmentiert, bzw. deren Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. In dieser Analyse wird ein charm-Quark durch seine Fragmentation in ein geladenes D*-Meson nachgewiesen.

Das D*-Vektormeson setzt sich aus einem charm- und einem down-Quark ($D^{*+} = (c\bar{d})$ bzw. $D^{*-} = (\bar{c}d)$) zusammen. Es gehört zu den ersten angeregten Zuständen der D-Mesonen; dies wird durch den Stern gekennzeichnet. Das D*-Meson trägt den Gesamtdrehimpuls 1 und negative Parität: $J^P = 1^-$. Da es über die starke Wechselwirkung zerfällt, ist seine Lebensdauer sehr kurz. Die volle Zerfallsbreite beträgt $\Gamma < 0.131$ MeV. Dies entspricht einer Lebensdauer von $\tau \approx 10^{-21}$ s. Das D*-Meson hat eine Masse von (2010.0 $\pm$0.5) MeV/c^2 [11].

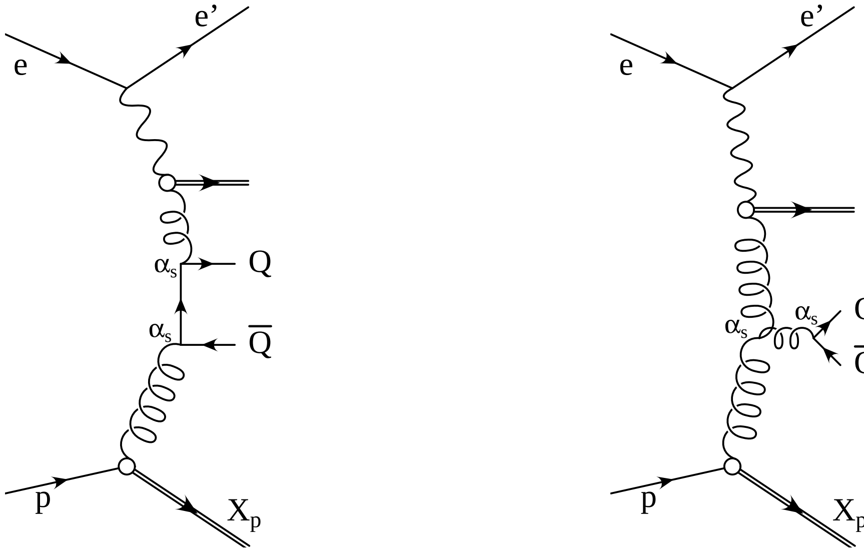

Abbildung 2.3: *Feynmandiagramme der PGF:* Aufgelöste *Prozesse in führender Ordnung (LO).*

2.3.1 Fragmentation des charm-Quarks in ein D*-Meson

Die durch die *ep*-Kollision erzeugten charm-Quarks sind nicht direkt beobachtbar. Der Vorgang der Umwandlung des farbgeladenen Quarks in farbneutrale Hadronen wird Fragmentation genannt.

Der Prozess der Fragmentation kann nicht störungstheoretisch beschrieben werden, sondern nur durch phänomenologische Modelle. Die zur Zeit am weitesten verbreitete Beschreibung der Fragmentation liefert das Lund-String-Modell [12, 13]: Entfernen sich z.B. durch PGF erzeugte Quarks und Antiquarks voneinander, wächst das Potential aufgrund des sich zwischen ihnen aufspannenden Farbdipolfeldes an. Die von Quark zu Antiquark verlaufenden Feldlinien werden dabei Flussschläuche oder Strings genannt. Ab einer Entfernung von etwa 1 fm $= 10^{-15}$ m wird der Flussschlauch getrennt, und es ist nun energetisch günstiger, dass sich ein weiteres Quark-Antiquark-Paar bildet. So entstehen hauptsächlich Mesonen wie z.B. auch das D*-Meson. Bei ausreichender Energie kann sich dieser Vorgang mehrere Male wiederholen, bis aus den entstandenen Quark-Antiquark-Paaren der hadronische Endzustand ausgebildet ist.

Die Fragmentationswahrscheinlichkeit eines charm-Quarks in ein D*-Meson wurde in e^+e^--Experimenten bestimmt [14]:

$$\mathcal{P}(\mathrm{c} \longrightarrow \mathrm{D}^{*+}) = (26.0 \pm 2.1)\% \quad . \tag{2.15}$$

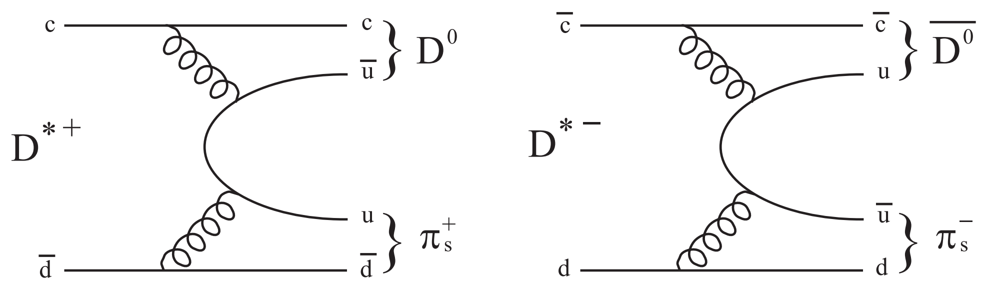

Abbildung 2.4: *Zerfall eines D*-Mesons in ein D^0 und ein π_s.*

2.3.2 Der Zerfallskanal $\mathbf{D^* \to D^0\pi_s \to (K\pi)\pi_s}$

Günstige Voraussetzungen für die Rekonstruktion des D*-Mesons bietet der folgende Zerfallskanal sowie der dazu ladungskonjugierte Prozess (siehe Abbildung 2.4):

$$\mathrm{D}^{*+} \longrightarrow \mathrm{D}^0\pi_s^+ \longrightarrow (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi_s^+ \quad . \tag{2.16}$$

Er besitzt das größte Verzweigungsverhältnis bei gleichzeitig nur drei geladenen Teilchen im Endzustand. Die Massendifferenz zwischen dem D*- und dem D^0-Meson beträgt nur

$$\Delta M = M_{\mathrm{D}^*} - M_{\mathrm{D}^0} = (145.436 \pm 0.016)\ \mathrm{MeV}/c^2 \quad . \tag{2.17}$$

Dieser Wert liegt nur geringfügig oberhalb der Pionmasse $M_\pi = 139.57$ MeV/c^2. Daher erwartet man in der ΔM-Verteilung (Gleichung 2.17) ein klares Signal aufgrund des geringen kombinatorischen Untergrundes, der aus dem kleinen für diesen Zerfall zur Verfügung stehenden Phasenraum folgt. Aufgrund der geringen Energie, die dem Pion zur Verfügung steht, wird es als langsames („slow") Pion π_s bezeichnet.

Für den verwendeten Zerfallskanal wurden folgende Verzweigungsverhältnisse in e^+/e^--Ereignissen bestimmt [11]:

$$\mathcal{B}(\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi_s^+) = (67.7 \pm 0.5)\% \tag{2.18}$$

und

$$\mathcal{B}(\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+) = (3.83 \pm 0.09)\% \quad . \tag{2.19}$$

Das pseudoskalare D^0-Meson gehört zu den am tiefsten liegenden Massenzuständen des charm-Quarks ($J^P = 0^-$). Es kann daher nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen. Dabei geht das charm-Quark in ein leichteres s- oder d-Quark[5] über (siehe Abbildung 2.5).

Insgesamt beträgt die Zerfallswahrscheinlichkeit für den untersuchten Zerfallskanal $\mathrm{D}^* \to \mathrm{D}^0\pi_s \to (\mathrm{K}\pi)\pi_s$ (s. Gleichungen 2.18, 2.19)

$$\mathcal{B}(\mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s) = \mathcal{B}(\mathrm{D}^* \to \mathrm{D}^0\pi_s) \cdot \mathcal{B}(\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}\pi) = (2.59 \pm 0.06)\% \quad , \tag{2.20}$$

und mit der Fragmentationswahrscheinlichkeit (Gleichung 2.15) ergibt sich

$$\mathcal{B}(c \longrightarrow \mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s) = (0.674 \pm 0.056)\% \tag{2.21}$$

[5]Der sogenannte „Cabbibo-unterdrückte" Zerfall eines charm- in ein down-Quark $c \longrightarrow d$ ist gegenüber dem „Cabbibo-erlaubten" Zerfall in ein strange-Quark um einen Faktor 20 unterdrückt [15, 16].

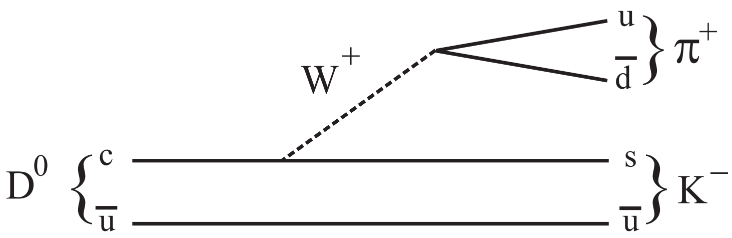

Abbildung 2.5: *Zerfall eines D^0-Mesons in ein K und ein π.*

für die Wahrscheinlichkeit, dass ein charm-Quark in ein D*-Meson fragmentiert und anschließend in ein Kaon und zwei Pionen zerfällt.

2.4 Monte-Carlo-Simulation

Anhand von Monte-Carlo-Simulationen können Vorgänge in der Teilchenphysik simuliert werden. So kann eine *ep*-Wechselwirkung mit den kinematischen Gegebenheiten von HERA durch die Generierung von Kollisionsprodukten in Form von Vierervektoren nachgebildet werden. Dabei kann eine Auswahl des zu untersuchenden Prozesses getroffen werden. Die Simulation kann in drei Komponenten unterteilt werden:

▷ Generierung der in *ep*-Kollision entstehenden Teilchen

▷ Simulation des Detektors

▷ Rekonstruktion

Zur Generierung der Ereignisse stehen umfangreiche Programmpakete zur Verfügung. In dieser Analyse wird der Generator AROMA 2.2 benutzt [17]. Damit kann in *ep*-Wechselwirkungen die Produktion von charm-Quarks entsprechend den theoretischen Vorhersagen der gewählten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung und der Faktorisierungsskala simuliert werden. Für die Fragmentation der charm-Quarks anhand des Lund-String-Modells wird das Programm JETSET 7.4 verwendet. Der AROMA-Generator berücksichtigt nur direkte Prozesse der Boson-Gluon-Fusion in führender Ordnung der QCD.

Es wurden für die Analyse $ep \to c\bar{c}X$-Ereignisse in Photoproduktion mit $Q^2 < 1$ GeV^2 und einer charm-Quark-Masse von 1.5 GeV/c^2 entsprechend einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 162.2$ pb^{-1} erzeugt. Gespeichert wurden nur Ereignisse mit mindestens einem D*-Meson, dass in ein Kaon und zwei Pionen zerfallen ist (s. Abschnitt 2.3.2). Die erzeugten Ereignisse entsprechen den kinematischen Gegebenheiten von HERA der Jahre 1998 bis 2000. Für die Protonstrahlenergie des Jahres 1997 stand ein weiterer Monte-Carlo-Datensatz mit $\mathcal{L} = 253.5$ pb^{-1} zur Verfügung.

Während der Simulation des Detektors werden die Komponenten des H1-Detektors bzw. deren Einfluss auf die bei der Wechselwirkung erzeugten Teilchen nachgebildet. Hierfür werden für jedes generierte Ereignis die Signale der einzelnen Detektorkomponenten simuliert (z.B. die einzelnen

Treffer der zentralen Jetkammer). Zudem werden Detektoreffekte wie die Vielfachstreuung der generierten Teilchen an Materie wie z.B. dem Strahlrohr, der Energieverlust der Teilchen und auch Inhomogenitäten des Magnetfeldes berücksichtigt. Das Ziel der Simulation ist es, einen zu den „echten“ Daten äquivalenten Datensatz zu erhalten.

Aus den Daten, die die Detektorsimulation liefert, werden bei der Rekonstruktion die Signale der Detektorkomponenten in Teilchenspuren umgesetzt, so dass daraus die Energien und Impulse der Teilchen rekonstruiert werden können. Schließlich steht das so simulierte Ereignis in der gleichen Form wie „reale“ Daten des H1-Detektors zur Verfügung, jedoch kann man zusätzlich auf die generierten Teilcheneigenschaften zurückgreifen.

Die Monte-Carlo-Simulation dient einerseits dazu, die theoretischen Modelle zu testen, auf denen die generierten Teilchen beruhen. Zum anderen werden die Simulationen benötigt, um von dem dem Detektor sichtbaren Bereich auf den kinematischen Gesamt-Bereich zurückschließen zu können. So wird anhand der Simulation die Effizienz und die Akzeptanz des Detektors bzw. seiner Komponenten bestimmt.

Kapitel 3

Der HERA-Speicherring und der H1-Detektor

Der Speicherring HERA am DESY in Hamburg ist eine Anlage, in der Hadron- und Lepton-Teilchenstrahlen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Im Herbst 1991 wurden die ersten *ep*-Kollisionen beobachtet, und seit 1992 werden Daten durch die Kollisionsexperimente H1 und ZEUS aufgezeichnet. Die zwei Detektoren HERMES und HERA-B nutzen im Gegensatz zu H1 und ZEUS jeweils nur eine Sorte der Teilchenstrahlen und verwenden stationäre Targets. In diesem Kapitel werden der HERA-Speicherring und die Komponenten des H1-Detektors beschrieben, die für die D*-Selektion sowie die Klassifizierung von Ereignissen aus Photoproduktion wichtig sind.

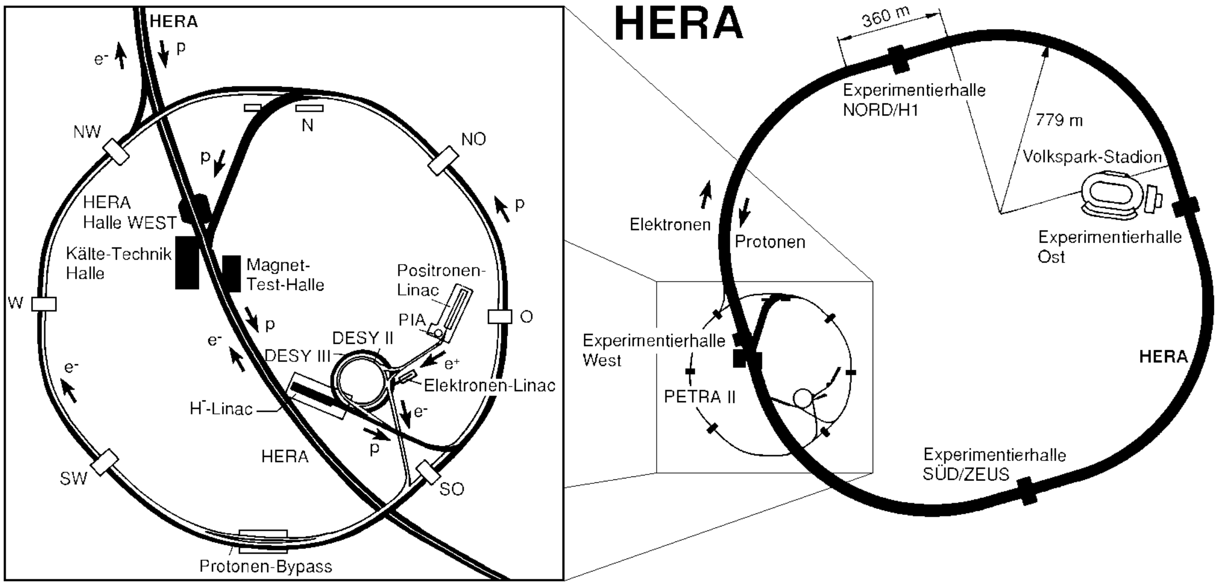

Abbildung 3.1: *Der HERA Speicherring mit seinen Vorbeschleunigern.*

Beschleuniger	Länge/Umfang	max. Strahlenergie
LINAC II	70 m	450 MeV
DESY II	293 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	14 GeV
HERA-e	6336 m	27.5 GeV

Tabelle 3.1: *Beschleuniger für Elektronen.*

Beschleuniger	Länge/Umfang	max. Strahlenergie
LINAC III	32 m	50 MeV
DESY III	317 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	40 GeV
HERA-p	6336 m	820 (920) GeV

Tabelle 3.2: *Beschleuniger für Protonen.*

3.1 HERA

Eine schematische Übersicht über den 6.3 km langen und in 10–25 m Tiefe verlaufenden HERA-Tunnel und die Vorbeschleuniger ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Wegen der unterschiedlichen Eigenschaften der Hadron- und Lepton-Strahlen besteht HERA aus zwei voneinander unabhängigen Beschleunigern für Elektronen[1] (HERA-e) und für Protonen (HERA-p). Vor ihrer Einspeisung in den HERA-Ring müssen die Teilchen vorbeschleunigt werden. Dies geschieht in den Linearbeschleunigern LINAC II und III sowie den dafür umgebauten Speicherringen DESY und PETRA. In den Tabellen 3.1 und 3.2 sind die Energien angegeben, die die Teilchen in den einzelnen Beschleunigern erreichen.

Die Elektronen werden schließlich auf eine Strahlenergie von $E_e = 27.5$ GeV beschleunigt. Die Protonenenergie betrug bis 1997 $E_p = 820$ GeV, ab 1998 wurde die Energie bei HERA-p auf $E_p = 920$ GeV erhöht. Damit ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{4 \cdot E_e \cdot E_p} = 300 \text{ GeV} \tag{3.1}$$

bis einschließlich 1997 bzw.

$$\sqrt{s} \approx 318 \text{ GeV} \tag{3.2}$$

ab 1998.

Um die Teilchen auf ihrer Bahn zu halten, werden starke Magnetfelder benutzt. Um eine Kreisbahn zu erzeugen, werden Elektronen und Protonen durch Dipolmagnete senkrecht zu ihrer Flugbahn abgelenkt. Da das dafür erforderliche Magnetfeld proportional zum Impuls des Teilchens ist, muss das Feld für die Protonen wesentlich größer sein als das für die Elektronen. Für den Protonenring werden daher supraleitende Magnete eingesetzt, die mit Hilfe von flüssi-

[1] In den Jahren 1995-1997 sowie ab der zweiten Hälfte des Jahres 1999 bis August 2000 wurden Positronen statt Elektronen gespeichert. In diesem Kapitel wird der Begriff Elektron für beide Teilchensorten verwendet.

gem Helium betrieben werden und ein Ablenkfeld von 4.6 T erzeugen. Für HERA-e werden normalleitende Magnete mit einem Feld von 0.3 T verwendet.

Nach einigen Stunden ist der Strahlstrom der Elektronen und damit die Luminosität aufgrund der Kollisionen und der Synchrotronstrahlung so weit abgesunken, dass erneut Elektronen in die Ringanlage injiziert werden müssen. Der Protonenstrahl hingegen kann für mehrere Elektronen-Füllungen verwendet werden, bevor er erneuert werden muss.

Sowohl in HERA-e als auch in HERA-p werden die Teilchen zu Paketen (*bunches*) von etwa 10^{10}-10^{11} Teilchen gebündelt. Aufgrund der festen Taktfrequenz der Beschleuniger können jeweils bis zu 210 Pakete gespeichert werden. Daraus resultiert ein Kollisionsintervall von 96 ns bzw. eine Kollisionsrate von 10.4 MHz.

3.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor dient dazu, die Kollisionsprodukte der ep-Wechselwirkungen aufzeichnen und analysieren zu können. Um ein möglichst vollständiges Bild der einzelnen Wechselwirkung zu rekonstruieren, bedeckt der Detektor mit seinen einzelnen Komponenten nahezu den gesamten Raumwinkelbereich von 4π. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Übersicht über den H1-Detektor.

Wegen der unterschiedlichen Strahlenergien bei HERA ist das Schwerpunktsystem der ep-Wechselwirkung stark in Protonrichtung verschoben. Der H1-Detektor ist daher nicht symmetrisch aufgebaut, sondern in Vorwärtsrichtung[2] aufwendiger instrumentiert. Zu den für diese Arbeit wichtigen Detektorkomponenten gehören:

- ▹ Zentrales Spurkammersystem
- ▹ Silizium-Vertex-Detektor
- ▹ Kleinwinkel-Elektron-Detektoren und Luminositätssystem
- ▹ Trigger- und Datennahmesystem

In den nächsten Abschnitten werden diese Komponenten näher erläutert. Detaillierter wird der H1-Detektors in [18] beschrieben.

[2]Das H1-Koordinatensystem ist ein Rechtssystem. Der Ursprung ist der nominelle Wechselwirkungspunkt der ep-Streuung. Verwendet werden in kartesischen Koordinaten:
x : in der HERA-Ringebene zum Mittelpunkt zeigend
y : senkrecht nach oben
z : in Protonrichtung = Vorwärtsrichtung
und in Zylinder- bzw. Kugelkoordinaten:
r : radialer Abstand zur z-Achse, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$
θ : Winkel zur z-Achse, Polarwinkel $\theta = \arctan(r/z)$
ϕ : Winkel zur x-Achse in der xy-Ebene, Azimutalwinkel $\phi = \arctan(y/z)$.

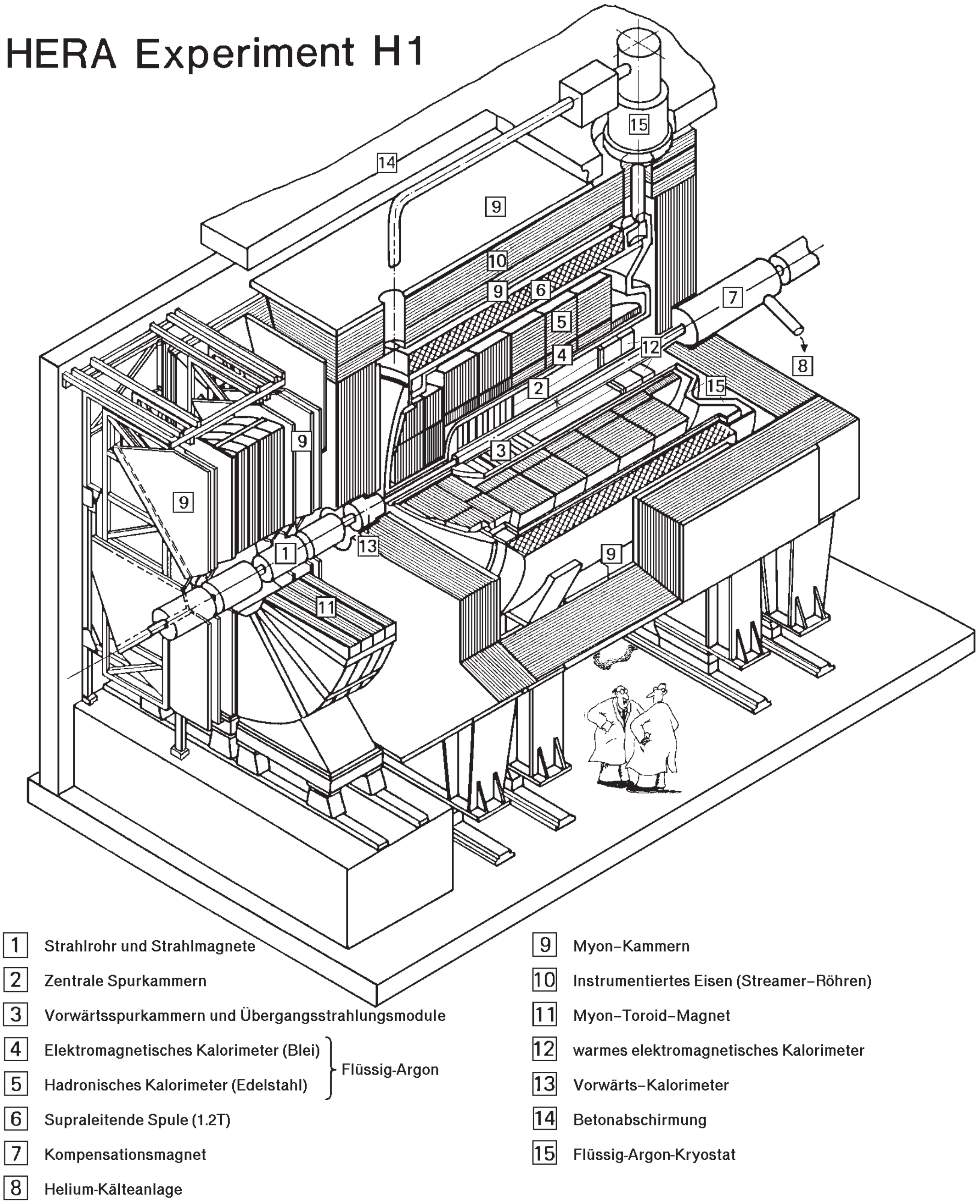

Abbildung 3.2: *Schematische Darstellung des H1-Detektors. Dargestellt ist die Konfiguration vor 1995. Die Protonen durchqueren den Detektor von rechts nach links, die Elektronen von links nach rechts.*

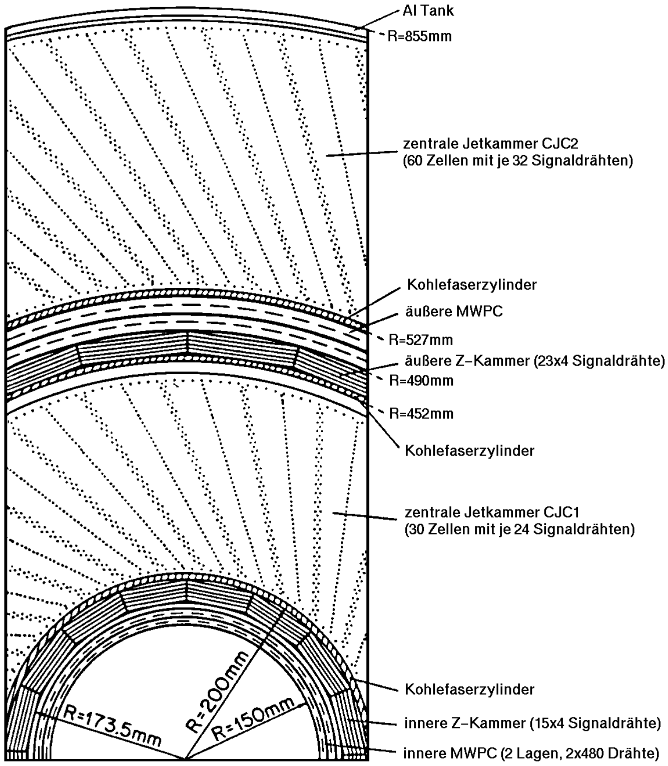

Abbildung 3.3: *Das zentrale Spurkammersystem des H1-Detektors. Ansicht in Strahlrichtung z.*

3.2.1 Zentrales Spurkammersystem

Der H1-Detektor verfügt über ein zentrales Spurkammersystem, das die Aufgabe hat, die Richtung, den Impuls und das Ladungsvorzeichen der Kollisionsprodukte zu bestimmen. Über eine Energieverlustmessung wird zudem versucht, Aussagen zur Teilchenidentifikation zu treffen. Die zentrale Jetkammer (*C*entral *J*et *C*hamber, CJC) ist einer der wichtigsten Bestandteile dieses Spurkammersystems. Es handelt sich dabei um einen Driftkammer-Detektor. Das Driftkammer-Prinzip wird in Abschnitt 4.1 vorgestellt. Die Auflösung der CJC in z-Richtung beträgt konstruktionsbedingt $\sigma_z = 2.2\,\text{cm}$. Für die $r\phi$-Auflösung sind verschiedene Studien zur Verbesserung gemacht worden, so dass ein Wert von $\sigma_{r\phi} \approx 130\mu\text{m}$ erreicht werden konnte (siehe dazu Kapitel 4). Durch das zentrale Spurkammersystem wird ein Winkelbereich von etwa $20° < \theta < 160°$ abgedeckt. Weiterhin gehören zwei Driftkammern (innere und äußere Z-Kammer) zur genaueren Bestimmung der z-Komponente der Spuren sowie zwei Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) für Triggerzwecke zum Spurkammersystem. Abbildung 3.3 zeigt eine Übersicht über die einzelnen Komponenten.

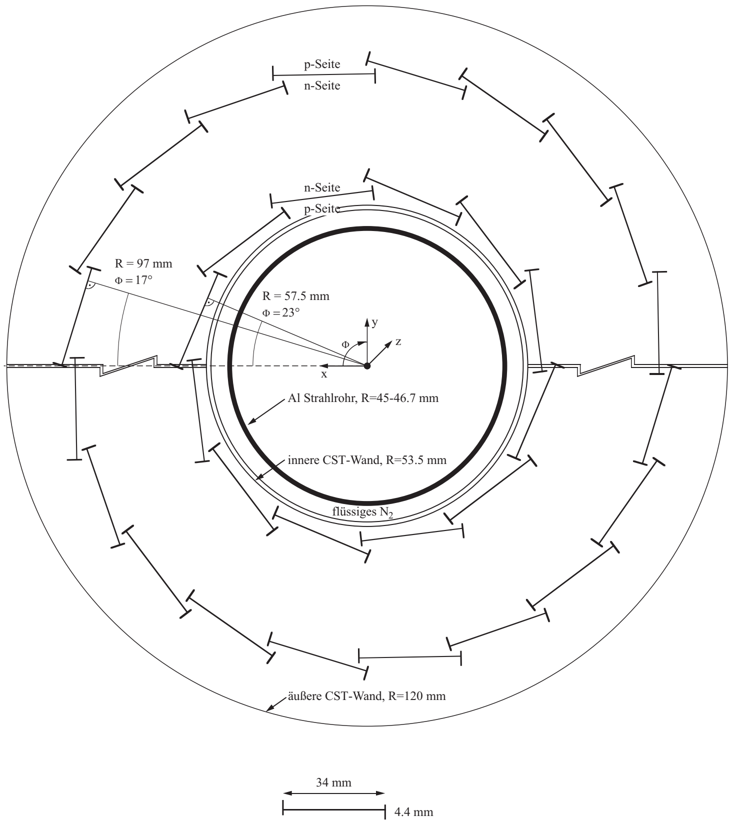

Abbildung 3.4: *$r\phi$-Ansicht des zentralen Silizium-Vertex-Detektors.*

3.2.2 Silizium-Vertex-Detektor

Der zentrale Silizium-Vertex-Detektor (*C*entral *S*ilicon *T*racker, CST) besteht aus zwei zylinderförmig um das Strahlrohr angeordneten Lagen aus Siliziumstreifen-Detektoren. Dabei ist die innere Lage aus 12, die äußere aus 20 sogenannten Leitern zusammengesetzt. Diese sind 44.2 cm lang und 3.4 cm breit. Abbildung 3.4 zeigt schematisch die Anordnung der Leitern. Die Auflösung des CST beträgt in $r\phi = 14\ \mu$m, in z-Richtung werden 23 μm erreicht. Detailliertere Beschreibungen finden sich in [19, 20, 7].

3.2.3 Elektron-Detektoren und Luminositätssystem

In das H1-Experiment sind zwei Elektron-Kalorimeter integriert. Sie befinden sich in Richtung des Elektronenstrahls in einem Abstand von $z = -33.4$ m (ET33) und $z = -43.2$ m (ET44) vom Wechselwirkungspunkt im HERA-Tunnel. Sie dienen dem Nachweis des unter kleinem Winkel gestreuten Elektrons bei Photoproduktionsereignissen. Damit das Elektron auf einen Elektron-Detektor trifft, darf es höchstens um 5 mrad (ET33) bzw. 3.5 mrad (ET44) gestreut werden ($180° - \theta_{e'} < 5$ mrad). Dies entspricht einem maximalen Q^2 von 0.01 GeV^2/c^2.

Zusammen mit dem Photon-Detektor bei $z = -103.1$ m wird der Elektron-Detektor ET33 zur

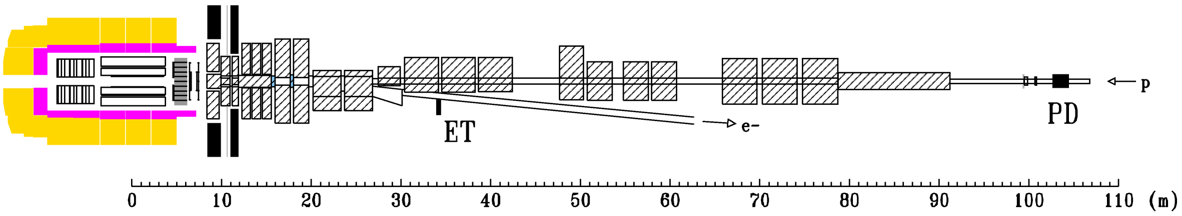

Abbildung 3.5: *Das Luminositätssystem mit Elektron-Detektor ET33 (ET) und Photon-Detektor (PD)*

Bestimmung der Luminosität $\mathcal{L}$ durch den Bethe-Heitler-Prozess $ep \to ep\gamma$ verwendet (siehe Abbildung 3.5). Da dessen Wirkungsquerschnitt σ aus der QED genau bekannt ist, lässt sich die Luminosität über die Rate der Bethe-Heitler-Ereignisse berechnen:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma} \quad . \tag{3.3}$$

Dabei bezeichnen R_{tot} und I_{tot} die Rate bzw. den Strahlstrom der Elektronenpakete, R_0 und I_0 die der Elektron-Pilotpakete. Die Pilot-Pakete haben keinen Kollisionspartner – der dazugehörige Proton-Bunch ist leer, so dass mit ihrer Hilfe auch der Untergrund aus Bremsstrahlung mit dem Restgas im Strahlrohr $eA \to eA\gamma$ bestimmt werden kann. Dieser beträgt etwa 10%. Der Fehler der integrierten Luminosität liegt bei 1.5% [21].

Bei den Elektron-Detektoren handelt es sich um 20 cm tiefe (entsprechend 22 Strahlungslängen X_0) Čherenkov-Kalorimeter aus TlCl/TlBr-Kristallen. Der ET33 besteht aus 49 (7 x 7) Kristallen mit einer Gesamtfläche von 154 x 154 mm^2, der Elektron-Detektor bei 44 m hat 6 (2 x 3) Kanäle.

3.2.4 Das Trigger- und Datennahmesystem

Die Aufgabe des Trigger- und Datennahmesystems ist es, aus der Vielzahl der Signale der einzelnen Detektorkomponenten, solche Ereignisse für eine permanente Aufzeichnung herauszufiltern, die tatsächlich von einer physikalisch interessanten *ep*-Wechselwirkung stammen. Neben den physikalisch interessanten *ep*-Wechselwirkungen treten Untergrundsignale auf, deren Rate etwa um drei Größenordnungen über der der für Physikanalysen gewünschten Ereignisse liegt. Die Wahrscheinlichkeit, dass das Aufeinandertreffen der Elektron- und Protonpakete zu einer *ep*-Wechselwirkung führt, liegt in der Größenordnung von 10^{-3}. Zu den Untergrundquellen gehören:

- ▷ Synchrotron-Strahlung des Elektronen-Strahls
- ▷ Restgas-Ereignisse: Elektronen oder Protonen wechselwirken mit dem im Strahlrohr verbliebenen Restgas.
- ▷ Strahlrohr-Ereignisse: Von ihrer Bahn abgewichene Protonen wechselwirken mit der Strahlrohrwand.

- ▷ Kosmische Strahlung: Kosmische Myonen treffen den Detektor.
- ▷ Elektronisches Rauschen

Die Untergrundprozesse werden durch ein mehrstufiges Triggersystem von den *ep*-Prozessen getrennt. Das Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen von 96 ns wird dabei als Trigger-Takt verwendet. Die ersten drei Triggerstufen arbeiten synchron zu dieser Taktfrequenz, die vierte und fünfte Stufe asynchron. Letztere sind streng genommen keine Trigger: Sie dienen der Überprüfung der zuvor gefällten Entscheidungen sowie der Ereignisrekonstruktion und sind für das Speichern der Daten zuständig. Durch das Triggersystem kann die Kollisionsrate von 10.4 MHz auf eine Datenrate von weniger als 10 Hz gesenkt werden.

Das Trigger- und Datennahmesystem ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt und besteht aus folgenden Stufen:

L1 Die erste Triggerstufe entscheidet, ob ein Ereignis für eine genauere Betrachtung interessant ist (*L1-keep*-Signal). Dies geschieht aufgrund von 128 sogenannten Subtriggern, welche wiederum aus logischen Kombinationen von 192 (bzw. 256 ab 1998) Triggerelementen aufgebaut sind. Die Triggerelemente werden aus den Daten der einzelnen Detektorkomponenten gewonnen. Die Stufe L1 arbeitet mit der Frequenz der Strahlkreuzungen von 10.4 MHz. Da eine Entscheidung erst nach 2.3 μs getroffen wird, werden die Detektordaten solange in einer Pipeline zwischengespeichert, damit keine Totzeit entsteht. Wird das Ereignis von einem oder mehreren dieser Subtrigger akzeptiert, wird die weitere Datennahme bzw. die Pipeline gestoppt, damit das Ereignis nicht überschrieben wird und die Totzeit des Experimentes beginnt. Das Ansprechen jedes einzelnen Subtriggers kann durch einen sogenannten „prescale“-Faktor p individuell skaliert werden. Dazu wird die Rate jedes Subtriggers separat gezählt und erst das p-te Ansprechen führt zu einem *„L1-keep“*-Signal. Durch den L1-Trigger wird eine Datenrate von etwa 5 kHz erreicht.

L2 Wurde ein Ereignis auf der ersten Triggerstufe akzeptiert, wird es durch den aus zwei parallelen, voneinander unabhängigen Systemen bestehenden L2-Trigger überprüft. Dazu werden zum einen neuronale Netze, zum anderen topologische Bedingungen verwendet. Hat der L2-Trigger das Ereignis akzeptiert, wird die Datenauslese gestartet. Wird das Ereignis verworfen (*„L2-reject“*), erfolgt ein Neustart des Experimentes und die Pipelines werden wieder geöffnet.

L3 Diese Triggerstufe wird zur Zeit noch nicht eingesetzt, d.h. noch wird auf der Stufe L3 jedes Ereignis akzeptiert. Innerhalb von 800 μs sollen Mikroprozessoren eine Entscheidung über das Akzeptieren oder Verwerfen eines *„L2-keep“*-Ereignisses treffen. Durch ein „reject“-Signal der Stufe L3 wird die Datenauslese abgebrochen.

L4 Auf der vierten Stufe erfolgt innerhalb von 100 ms eine vorläufige Ereignisrekonstruktion durch ein Multiprozessorsystem, durch die ein Ansprechen der Subtrigger verifiziert wird. Die Ausgangsrate von L4 beträgt etwa 10 Hz. Akzeptierte Ereignisse mit einer Größe von 50–100 kByte werden als sogenannte Rohdaten auf Band gespeichert. Seit 1998 erfolgt auf dieser Triggerstufe eine Klassifizierung der Ereignisse nach physikalischen Gesichtspunkten, im Jahr 1997 geschah dies auf der Stufe L5.

L5 Auf der Stufe L5 findet die eigentliche Ereignisrekonstruktion statt. Sie erfolgt „off-line“ und dient streng genommen nicht der Datenselektion zur Unterscheidung von „Physik“ und Untergrund. Die mit Hilfe einer ersten auf der Stufe L4 bestimmten Detektorkalibration rekonstruierten Ereignisse werden sowohl auf Band (*Production Output Tape*, POT) als auch in reduzierter Form, in der nur die für die physikalische Analyse wichtigen Daten zur Verfügung stehen, auf Festplatten (*Data Summary Tape*, DST) permanent gespeichert. Informationen über einzelne Treffer in den Detektorkomponenten stehen für die DST-Daten in der Regel nicht mehr zur Verfügung.

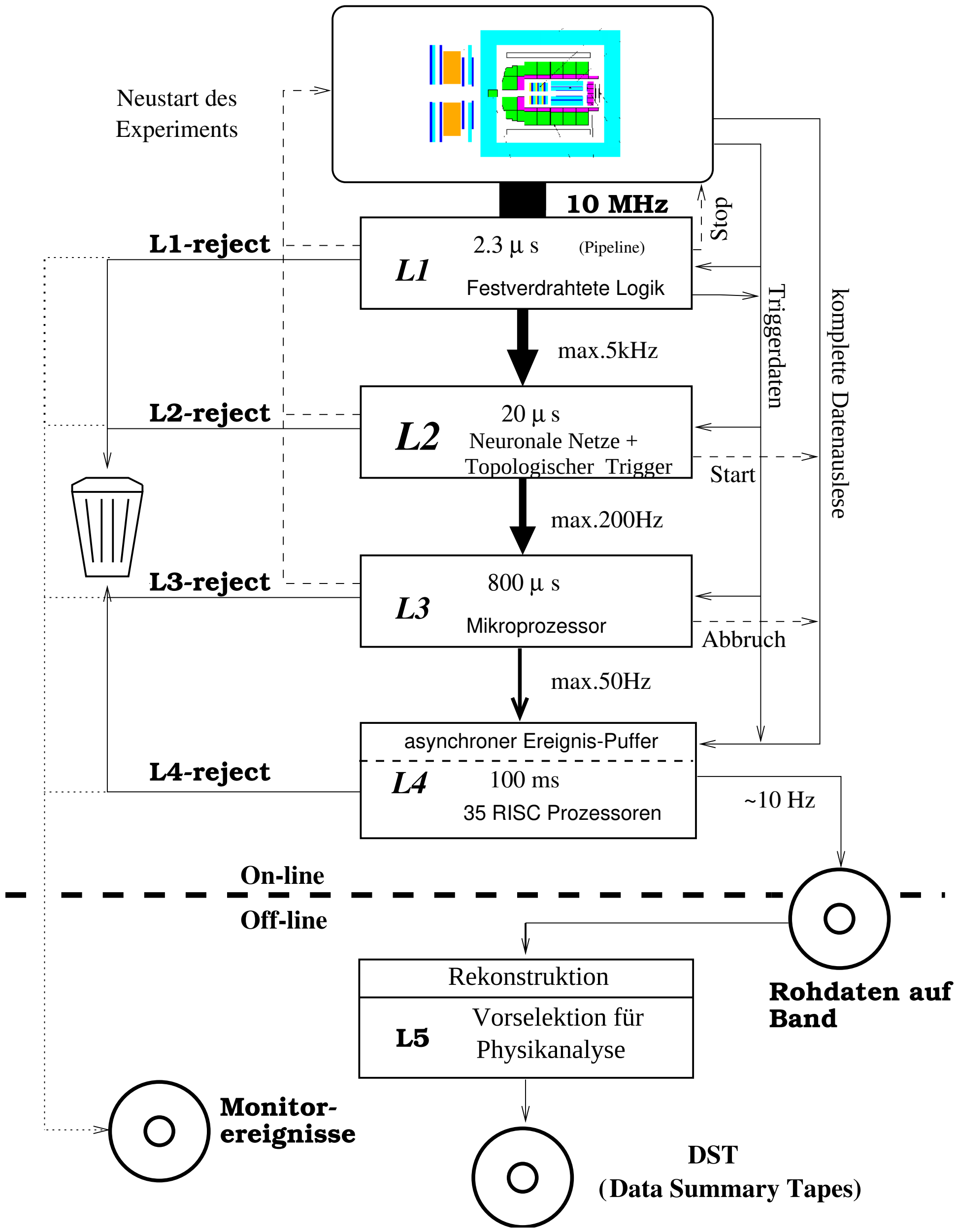

Abbildung 3.6: *Das H1-Triggersystem: Die einzelnen Stufen werden hintereinander durchlaufen. Wird ein Ereignis von allen Stufen akzeptiert (keep-Signal), wird es gespeichert. Etwa 1% der auf L4 verworfenen Untergrundereignisse werden für Monitorzwecke gespeichert (aus [22]).*

Kapitel 4

Verbesserung der Auflösung der Zentralen Jetkammer CJC

In diesem Kapitel soll auf die Eigenschaften der CJC sowie eine Methode zur Verbesserung der $r\phi$-Auflösung eingegangen werden. Das Driftkammer-Prinzip wird vorgestellt und der mechanische Aufbau der CJC skizziert. Durch die genauere Bestimmung der $r\phi$-Position der einzelnen Treffer einer Teilchenspur kann insgesamt die Spurrekonstruktion verbessert werden. So kann z.B. der Transversalimpuls der Teilchen präziser vermessen werden.

4.1 Prinzip der Driftkammer

Driftkammern bestehen im wesentlichen aus einem mit Gas gefüllten Volumen und einer bestimmten Anordnung von Drähten, an denen Hochspannungen anliegen. Durchquert ein geladenes Teilchen die Driftkammer, wechselwirkt es mit dem Gas in der Driftkammer. Der größte Teil der Energie, die das Teilchen dabei verliert, wird durch Ionisation von Gas-Atomen abgegeben. Bei der Ionisation werden die Gasatome in Elektronen und Ionenrümpfe separiert. Die Elektronen driften aufgrund des elektrischen Feldes zu den positiv geladenen Signaldrähten, die Ionenrümpfe zu den negativ geladenen Kathodendrähten. Da die Ionenrümpfe im Vergleich zu den Elektronen durch ihre Masse sehr träge sind, werden sie nicht zur Datenmessung verwendet. Ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen bekannt, lässt sich daraus der Abstand der Spur des Teilchens zum Signaldraht ermitteln:

$$s_{\mathrm{drift}} = \int_{t_0}^{t} v_{\mathrm{drift}}(t')\, dt' \quad . \tag{4.1}$$

Ist das Driftfeld homogen und damit die Driftgeschwindigkeit konstant, wird daraus

$$s_{\mathrm{drift}} = v_{\mathrm{drift}}\, (t - t_0) \quad . \tag{4.2}$$

Der sogenannte Ereignis-Zeitnullpunkt t_0 kann aus Teilchenspuren gewonnen werden, die die Signaldrahtebene kreuzen. Die genaue Vorgehensweise dazu wird in [23] beschrieben. Bestimmt

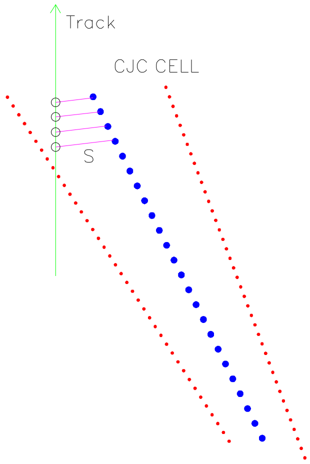

Abbildung 4.1: *Teilchendurchgang durch eine Zelle der CJC.*

wird der Zeitpunkt t des Auftreffens der ersten Elektronen am Signaldraht und damit der Abstand der Teilchenspur zum Signaldraht nach Gleichung 4.2. Das so erhaltene Signal wird als *Treffer (Hit)* bezeichnet. Die einzelnen Treffer an den Signaldrähten werden mit Hilfe eines Spurrekonstruktionsprogrammes zu einer Spur zusammengefügt, so dass die Richtung und der Impuls des Teilchens ermittelt werden können.

4.2 Mechanischer Aufbau der CJC

Die CJC ist aus zwei hohlzylinderförmigen, konzentrisch um das Strahlrohr angeordneten Kammern aufgebaut. Die innere Kammer (CJC1) ist in 30 Segmente bzw. Zellen, die äußere Kammer (CJC2) in 60 Zellen unterteilt. Mit ihnen werden die Polarwinkelbereiche von $11° \leq \theta \leq 169°$ für die CJC1 und $26° \leq \theta \leq 154°$ für die CJC2 abgedeckt. Parallel zur z-Achse sind in den Kammern verschiedene Drähte mit unterschiedlichen Funktionen gespannt.

Jede Zelle verfügt über 24 (CJC1) bzw. 32 (CJC2) Signaldrähte und wird von 49 bzw. 65 Kathodendrähten begrenzt. Rotationssymmetrisch in ϕ bezeichnet man alle Signaldrähte im gleichen Abstand zum Mittelpunkt als eine *Lage*. Jeweils acht Signaldrähte innerhalb der Zellen werden von der Elektronik als Einheit ausgelesen. Die Potenzialdrähte dienen zur Unterteilung der Drifträume der einzelnen Signaldrähte. Felddrähte sorgen zusätzlich für ein möglichst homogenes elektrisches Feld an den inneren und äußeren Signaldrähten.

Da die CJC in einem magnetischen Feld B betrieben wird, weicht die Driftrichtung der Elektronen mit der Driftgeschwindigkeit v_{drift} von der Richtung des elektrischen Feldes um den Winkel α_L, dem Lorentzwinkel, ab:

$$\tan(\alpha_L) \propto \frac{B}{v_{\text{drift}}} \quad . \tag{4.3}$$

Daher sind die Zellen so gegen die radiale Richtung geneigt, dass der Lorentzwinkel nahezu kompensiert wird. Möglichst viele Teilchenspuren sollen die Drifträume annähernd senkrecht zur Driftrichtung passieren, da dies für ein genaue Zeitmessung von Vorteil ist. Zudem ist

Parameter	**CJC1**	**CJC2**
Innenradius	203 mm	530 mm
Außenradius	451 mm	844 mm
Anzahl der Zellen	30	60
Signaldrähte pro Zelle	24	32
Signaldrähte gesamt	720	1920
Potenzialdrähte pro Zelle	50	66
Potenzialdrähte gesamt	1500	3960
Felddrähte pro Zelle	10	10
Felddrähte gesamt	300	600
Kathodendrähte pro Zelle	49	65
Kathodendrähte gesamt	1470	3900
Drahtlänge	2200 mm	2200 mm
Neigung der Zellen	30°	30°
Abstand der Signaldrähte	10.16 mm	10.16 mm
Gas Volumen	1.14 m^3	3.08 m^3
Drift-Geschwindigkeit	$\approx$ 50 mm/μs	

Gas-Zusammensetzung für 1999	
Argon	50 %
Äthan	50 %
Äthanol	0.8 %

Tabelle 4.1: *CJC-Parameter und Gas-Zusammensetzung.*

gewährleistet, dass ein Teilchen, das beide Driftkammerteile durchquert, mindestens eine Signaldrahtebene kreuzt, so dass ein Ereignis-Zeitnullpunkt bestimmt werden kann. Abmessungen und Drahtanordnungen können Tabelle 4.1 entnommen werden [24, 25, 26].

4.3 Kathoden- und Signaldraht-Korrekturen

Dieser Abschnitt beschreibt eine Methode zur Verbesserung der Auflösung der CJC, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Zunächst wird dabei das Driftstrecken-Residuum, die Differenz aus der gemessenen und einer erwarteten Driftstrecke, für die Spurtreffer in der CJC bestimmt. Die Abweichungen in Bereichen der CJC mit inhomogenem elektrischen Feld können dann mit Hilfe von Spline-Funktionen parametrisiert werden. Für jede der 24 Lagen der CJC1 und der 32 Lagen der CJC2 wird so eine von ϕ unabhängige Korrekturfunktion für die Driftstrecke bestimmt. Auch in Kathoden- und Anoden-Nähe werden so signifikante Verbesserungen erzielt. Die Korrekturen erfolgen auf *Hit-Ebene*, d.h. die aus der Driftzeit berechnete Driftstrecke jedes einzelnen Treffers wird korrigiert.

4.3.1 Driftstrecken-Residuum

In Abbildung 4.2 ist exemplarisch das Driftstrecken-Residuum gegen die gemessene Driftstrecke aufgetragen. Dargestellt sind die Mittelwerte sowie die Fehler der Mittelwerte der Driftresiduen für eine innere Lage[1] der CJC1. Für kleine Driftstrecken befindet sich der Spurtreffer in der Nähe

[1] Die Lagen 3 bis 21 der CJC1 und 27 bis 53 der CJC2 werden als „innere“ Lagen bezeichnet.

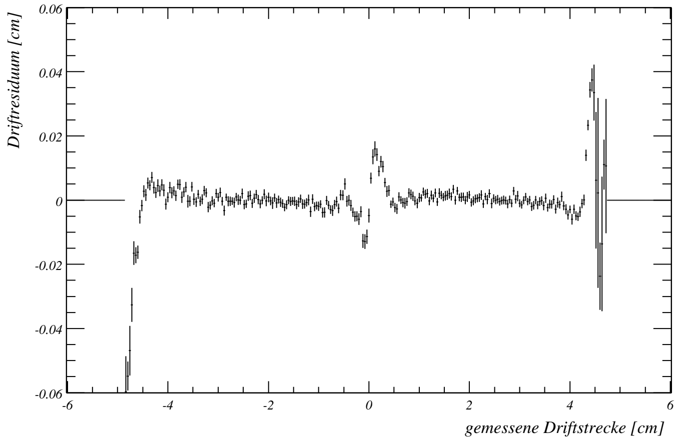

Abbildung 4.2: *Beispiel einer Residuen-Verteilung. Dargestellt ist das Driftstrecken-Residuum, also die Differenz aus gemessener und erwarteter Driftstrecke gegen die gemessene Driftstrecke, der Lage 18 der CJC1.*

des Signaldrahtes, d.h. der Signaldraht liegt am Ursprung der Abbildung. Die maximale Driftstecke wird durch die Lage der Kathodendrähte bestimmt. Man erkennt sowohl Bereiche auf der positiven wie negativen Driftseite[2], in denen die Erwartung mit der Messung gut übereinstimmt, als auch Bereiche, in denen eine Korrektur notwendig ist. Die Drifträume der CJC lassen sich so in „gute“ und „schlechte“ Bereiche unterteilen. In den guten Bereichen herrscht ein nahezu homogenes Feld, so dass die Driftgeschwindigkeit der Elektronen als konstant gegen die Driftstrecke angesehen werden kann. Die erwarteten Driftstrecken für jeden einzelnen Treffer werden aus Spuren bestimmt, die aus den Spurtreffern dieser guten Bereiche der inneren Lagen sowie aus Informationen des zentralen Silizium-Detektors (CST) gewonnen werden. Inhomogenitäten in der Struktur des elektrischen Feldes in der CJC werden als unabhängig von ϕ angenommen. Dies rechtfertigt eine lagenabhängige Korrektur der Driftstrecke.

Zur Kontrolle, ob der Mittelwert der Residuen nicht durch einzelne „Ausreißer“ verschoben wird, zeigt Abbildung 4.3 einige Verteilungen der Einträge in einzelnen Intervallen der Driftstrecke. Es ist darin zu sehen, dass die Verteilung der Einträge in den einzelnen Intervallen durch eine Gaußfunktion beschrieben werden können, und dass keine „Ausreißer“ die Verteilung verzerren. Eine gesonderte Unterdrückung von Residuen mit großer Abweichung vom Mittelwert („outlier rejection“) vorzunehmen, ist also nicht notwendig. Selbst Intervalle mit wenigen Einträgen – wie in Abbildung 4.3 rechts unten – werden durch eine Gaußverteilung immer noch zufriedenstellend beschrieben. Intervalle mit sehr wenigen Einträgen, bei denen der Fehler des Mittelwertes den dreifachen mittleren Fehler überschreitet, werden bei der Korrektur der Daten unterdrückt.

Weiterhin wurde die Breite der Verteilung der Driftresiduen in den einzelnen Intervallen untersucht. Abbildung 4.4 zeigt die Standardabweichung σ der Intervalle. Wiederum kann man auch hier „gute“ und „schlechte“ Bereiche unterscheiden, d.h. die Verschiebung des Mittelwertes der

[2]Die Bezeichnung der Driftraumbereiche rechts und links vom Signaldraht als positive und negative Driftseite ist willkürlich gewählt.

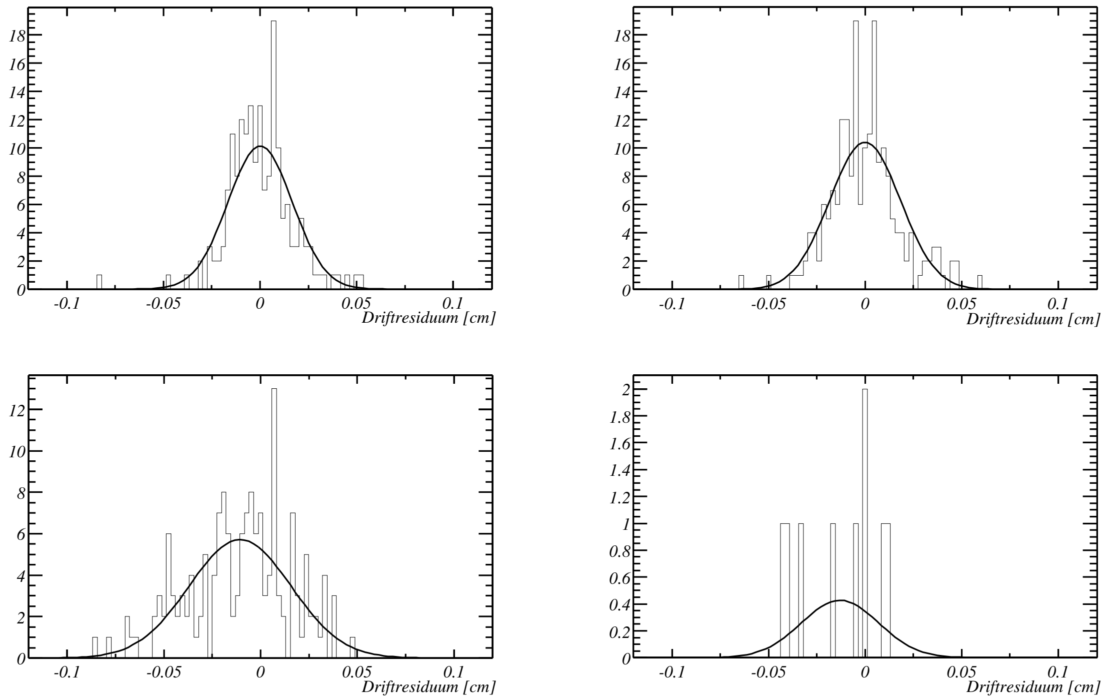

Abbildung 4.3: *Ausgewählte Intervall-Verteilungen. Dargestellt sind die Anzahl der Spurtreffer gegen die Driftresiduen dieser Treffer in einer Lage. Die Histogramme der oberen Reihe stammen aus den „guten" Driftbereichen; unten links zeigt die Verteilung der Driftresiduen in Signaldrahtnähe für Lage 18 der CJC1. Rechts unten sind die Residuen einer äußeren Lage der CJC2 (24) gezeigt. Aufgrund der geometrischen Anordnung der Zellen, fallen in dieses Intervall nur wenige Einträge. An die Verteilungen sind mittels Maximum-Likelihood-Verfahren Gaußfunktionen angepasst.*

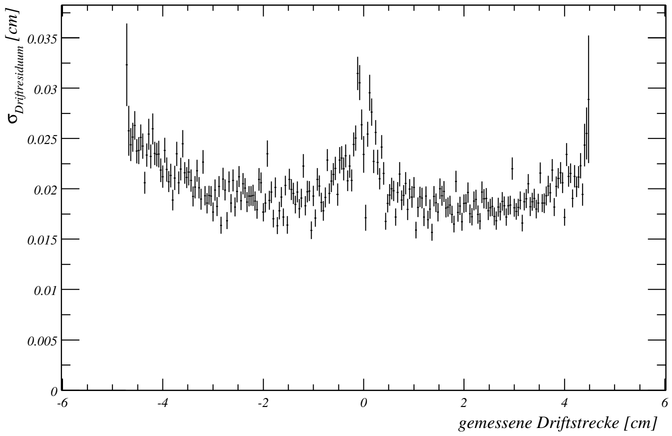

Abbildung 4.4: *Breite der Driftresiduen gegen die gemessene Driftstrecke der Lage 18 der CJC1.*

Driftresiduen in Signal- und Kathodendrahtnähe spiegelt sich auch in der Breite der Verteilungen in den einzelnen Intervallen wieder. In Abbildung 4.3 links unten sind die Residuen der Spurtreffer deutlich breiter verteilt als in den Histogrammen der oberen Reihe.

4.3.2 Spline-Funktionen

Die Korrekturen an die Driftstrecken werden mit Hilfe von Spline-Funktionen [27] durchgeführt, die an die Driftresiduen angepasst werden. Sie ermöglichen die Interpolation von diskreten Daten an dazwischenliegenden Punkten. Die Fehler der Datenpunkte werden dabei zur Gewichtung benutzt.

Eine Spline-Funktion $f_k(x)$ der Ordnung k besteht aus einer Linearkombination von sogenannten Basis-Spline-Funktionen, kurz B-Splines k-ter Ordnung, die nur in einem beschränkten Gebiet von x, der Basis, nicht verschwindet.

$$f_k(x) = \sum_i a_i B_{i,k}(x) \tag{4.4}$$

Die einzelnen B-Splines sind dabei Polynome des Grades $k-1$ und werden in Abhängigkeit einer Menge von Knotenpunkten t_i, bestimmten x-Werten, definiert. B-Splines der Ordnung $k = 1$ haben in einem Knotenintervall $[t_i, t_{i+1}]$ den konstanten Wert 1, B-Splines höherer Ordnung werden daraus durch Rekursion definiert, so dass die $B_{i,k}(x)$ aus einer Linearkombination von B-Splines der Ordnung $k-1$ gebildet werden:

$$B_{i,1}(x) = \begin{cases} 1 & t_i \leq x < t_{i+1} \\ 0 & sonst \end{cases} \tag{4.5}$$

$$B_{i,k}(x) = \frac{x - t_i}{t_{i+k-1} - t_i} B_{i,k-1}(x) + \frac{t_{i+k} - x}{t_{i+k} - t_{i+1}} B_{i+1,k-1}(x) \tag{4.6}$$

Für diesen Anwendungsfall werden Spline-Funktionen vierter Ordnung gewählt; die B-Splines entsprechen also stückweise kubischen Polynomen.

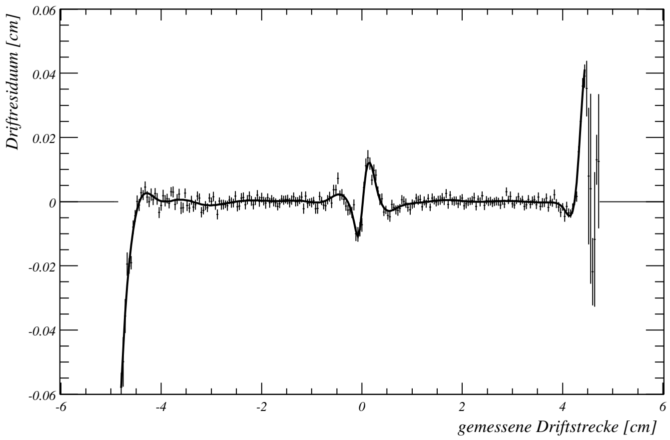

Abbildung 4.5: *Spline-Funktion-Anpassung an die Verteilung der Driftresiduen gegen die gemessene Driftstrecke.*

Die Wahl der Knoten bestimmt, wie die Spline-Funktion den Daten folgen wird. Werden Knotenpunkte in kurzen Abständen gesetzt, wird die Spline-Funktion jeder Datenverteilung folgen, also auch statistischen Schwankungen („overfitting"). Bei geringer Knotendichte werden feinere Datenstrukturen nicht mehr aufgelöst, sondern durch eine glatte Kurve wiedergegeben. Für die Driftstreckenresiduen werden daher die Knoten in der Nähe der Signal- und Kathodendrähte mit geringerem Abstand gesetzt als in den „guten" Bereichen. Die Koeffizienten a_i der B-Splines werden durch eine Anpassung nach der Methode der kleinsten Quadrate an die Daten bestimmt. Folgender Ausdruck wird minimiert:

$$S(a_1, ..., a_n) = \sum_{j=1}^{n} w_j (y_j - \sum_i a_i B_i(x_j))^2 \tag{4.7}$$

Dabei bestimmt n die Anzahl der Datenpunkte, y den gemessenen Wert an der Stelle x, hier also die gemessene Driftstrecke, und $w = 1/\sigma_y^2$ sein aus dem Fehler des Mittelwertes der Driftresiduen abgeleitetes Gewicht. Bei Vorgabe von Daten und dazugehörigen Knoten lassen sich so die Koeffizienten bestimmen. Bei gegebener Knoten-Anordnung und deren Koeffizienten kann dann der Funktionswert der Spline-Funktion $f(x)$ (Gleichung 4.4) berechnet werden. Durch die Wahl der Knoten kann somit der Verlauf der Driftresiduen gegen die Driftstrecke durch die B-Spline-Koeffizienten parametrisiert werden (s. Abbildung 4.5), und es können dann die gemessenen Driftstrecken mit dem Wert der Spline-Funktion korrigiert werden.

4.3.3 Verbesserung der $r\phi$-Auflösung

Sowohl für Daten aus ep-Kollisionen als auch für Ereignisse mit kosmischen Myonen werden Koeffizienten und Korrekturparameter bestimmt. Kosmische Myonen sind insofern vorteilhaft für eine Bestimmung der Korrektur, da sie sich aufgrund ihres hohen Impulses trotz des Magnetfeldes nahezu geradlinig durch die Spurkammer bewegen. Auch für ep-Daten wurden nur Teilchen

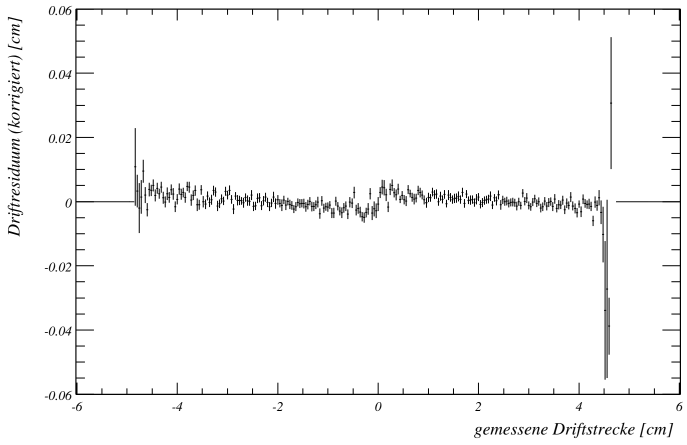

Abbildung 4.6: *Mit einer Spline-Funktion korrigierte Drift-Residuen der Lage 18 der CJC1. Die "Steigung" resultiert aus der ungenauen Bestimmung der Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Die Driftgeschwindigkeit wird gesondert korrigiert.*

mit einem Transversalimpuls von mindestens 350 MeV/c verwendet. Zum einen wird dadurch die Vielfachstreuung der Teilchen bei kleinen Impulsen unterdrückt, zum anderen erhält man damit längere Spuren, die beide Jetkammern durchqueren, also nicht innerhalb der Kammern eine Spirale bilden[3]. Zudem werden so kleine Winkel zwischen Driftrichtung der Elektronen und der Teilchenspur vermieden, so dass eine Winkelabhängigkeit des Driftresiduums gesondert untersucht werden kann.

Mit den gespeicherten Knoten und Koeffizienten der Spline-Funktionen jeder Lage werden die Driftstrecken-Residuen der einzelnen Spurtreffer korrigiert. Abbildung 4.6 zeigt das Ergebnis. Die inhomogenen Feldbereiche in der Nähe der Signaldrähte und an den Kathodendrähten sind nicht mehr erkennbar. Allerdings bleiben im Fernbereich einzelne Spurtreffer unkorrigiert (z.B. Abbildung 4.6 ganz links). Diese Intervalle haben so wenige Einträge, dass sie bei der Berechnung der Spline-Funktion aufgrund des großen Fehlers nicht berücksichtigt werden. Weiterhin wird die Driftgeschwindigkeit bei der Korrektur außer Acht gelassen. Dies ist in der „Steigung" der Driftresiduen in Abbildung 4.6 zu erkennen. Dazu wird, bevor die Spline-Funktionen an die Driftresiduen angepasst werden, für jede Lage links und rechts des Signaldrahtes eine Geradengleichung bestimmt, deren Steigung aus der Residuenverteilung korrigiert wird. Die Driftgeschwindigkeit kann so gesondert bestimmt werden, d.h. die Korrekturen aus den Spline-Funktionen sind unempfindlich gegen einen Variation der Driftgeschwindigkeit z.B. aufgrund veränderter Gaszusammensetzung. Der Ordinatenschnittpunkt der Gerade wird nicht berücksichtigt. Er resultiert aus der Unsicherheit der Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes T_0 und der Signaldraht-Position.

Die so gewonnenen Korrekturparameter sind in eine neue Kalibration der Zentralen Jetkammer eingefügt worden. Die erzielten Verbesserungen in der Auflösung sind nicht allein auf die gezeigte

[3]Der Transversalimpuls eines Teilchens kann aus dem Magnetfeld B und der Krümmung der Spur κ bestimmt werden: $p_{\perp} = \frac{cB}{\kappa}$.

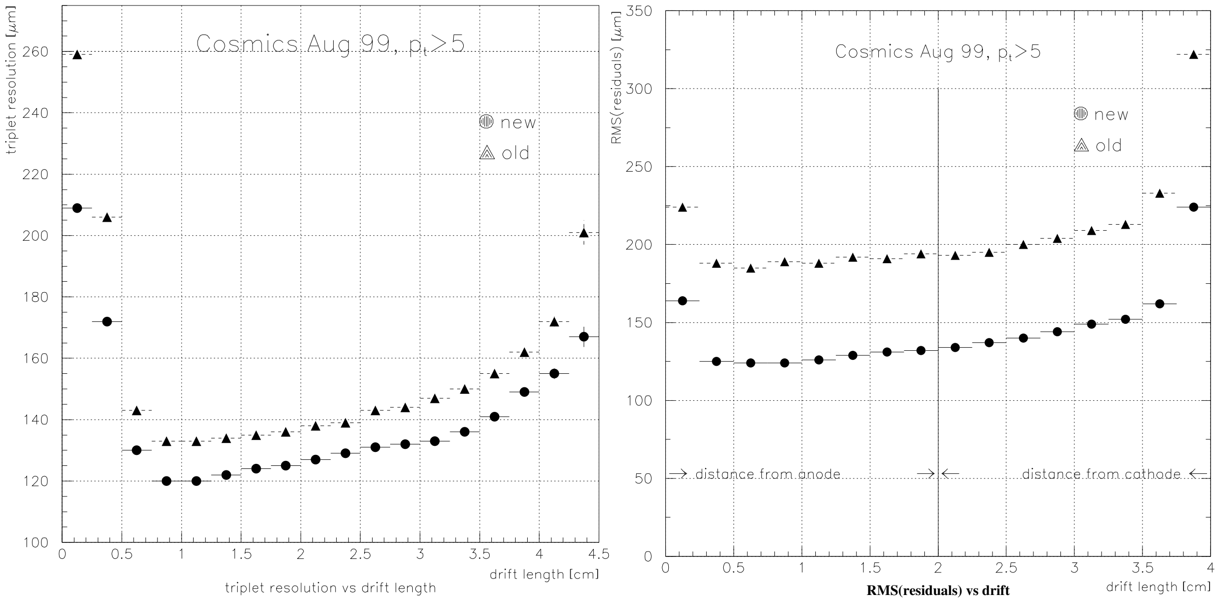

Abbildung 4.7: *Vergleich der Triplett-Auflösung für drei aufeinanderfolgende Hits (links) und der mittleren quadratischen Abweichung der Driftresiduen (rechts) vor (old) und nach (new) der neuen Kalibration. Die Abweichung der Driftresiduen ist gegen die Driftstrecken relativ zum Signaldraht (distance from anode) und zu den Kathodendrähten aufgetragen (distance from cathode) [29].*

Methode zurückzuführen. So wurden die Positionen der Signaldrähte der Driftkammer anhand von Daten aus Ereignissen mit kosmischen Myonen neu vermessen. Weiterhin ist eine Korrektur des Isochronen-Radius in Abhängigkeit des Winkels zwischen Drift- und Teilchenflugrichtung sowie eine von der Pulsform des Signals abhängige Korrektur eingegangen. Der Isochronen-Radius bezeichnet die Orte innerhalb des Driftraumes mit gleicher Driftzeit zum Signaldraht. Eine genaue Beschreibung findet sich in [28].

Die in diesem Kapitel vorgestellte Analyse trägt in erster Linie dazu bei, dass der „gute“ Bereich für die Bestimmung einer Teilchenspur erweitert werden kann. Dies betrifft zum einen die Spurtreffer in der Nähe von Signal- und Kathodendrähten als auch die äußeren Lagen der beiden Kammern. Das effektive Messvolumen der CJC konnte vergrößert werden. Insgesamt konnte die Triplett-Auflösung von drei aufeinanderfolgenden Spurtreffern verbessert sowie die mittlere quadratische Abweichung der Driftresiduen reduziert werden. Abbildung 4.7 illustriert dies beispielhaft für kosmische Myonen mit Transversalimpulsen oberhalb 5 GeV/c. Die mit der Triplettmethode bestimmte Einzeldrahtauflösung wird untersucht, da die Auflösung durch die dicht beieinanderliegenden Spurtreffer sensitiv auf lokale Effekte ist. Durch die verbesserte $r\phi$-Auflösung der Zentralen Jetkammer konnten weiterhin Verbesserungen der Auflösung verschiedener Spurparameter erzielt werden. Dies wird in Tabelle 4.2 und Abbildung 4.8 gezeigt.

[4]DCA: Distance of Closest Approach. Der minimale Abstand der Spur vom nominellen Ereignisvertex.

[5]Die Auflösung des Transversalimpulses einer Spur von $p_\perp = 10$ GeV/c konnte von 95 MeV/c auf 60 MeV/c reduziert werden.

Parameter	vorher	nachher
Triplett-Auflösung	140 μm $\longrightarrow$	130 μm
RMS der Driftresiduen	190 μm $\longrightarrow$	130 μm
DCA-Auflösung[4]	425 μm $\longrightarrow$	250 μm
ϕ-Auflösung	1.7 mrad $\longrightarrow$	1.1 mrad
$1/p_\perp$-Auflösung[5]	0.95 % c/GeV $\longrightarrow$	0.60 % c/GeV

Tabelle 4.2: *Verbesserung der Messung von Spurparametern der CJC [30].*

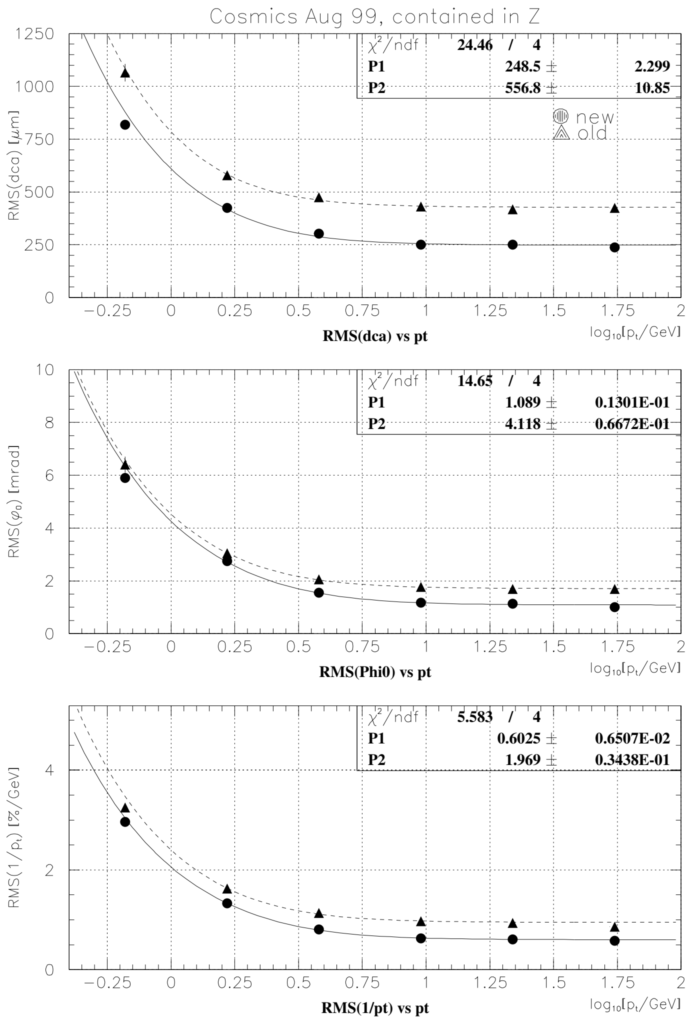

Abbildung 4.8: *Verbesserung der Messung von Spurparametern der CJC [29].*

Kapitel 5

Selektion von charm-Ereignissen

In diesem Kapitel wird die Methode zur Auswahl von charm-Ereignissen über das D*-Meson im Endzustand vorgestellt. Rekonstruiert wird der Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+ \rightarrow (K^-\pi^+)\pi_s^+$ sowie der dazu ladungskonjugierte Prozess. Die in der Analyse verwendeten Daten und die Selektionsbedingungen werden erläutert. Dann wird die Anpassungsfunktion zur Bestimmung der D*-Ereigniszahlen eingeführt, und die Auswahl von Photoproduktionsereignissen anhand der beiden dafür verwendeten Subtrigger wird präsentiert.

5.1 Prinzip der D*-Rekonstruktion

Um ein D*-Meson zu rekonstruieren, wird im ersten Schritt versucht, aus zwei an den primären Vertex angepassten Spuren der zentralen Jetkammer einen D^0-Meson-Kandidaten zu bilden. So gewonnene D^0-Kandidaten werden dann mit einer ebenfalls an den Primärvertex angepassten dritten Spur zu einem D*-Kandidaten verbunden. Das Prinzip beruht auf der Bestimmung der invarianten Masse der Teilchenkombinationen. Eine Teilchenidentifikation wird dabei nicht durchgeführt.

Rekonstruktion von D^0-Kandidaten

Erfüllt die Spur eines Ereignisses allgemeine Qualitätskriterien in Transversalimpuls und Spurlänge, wird ihr die Kaon-Masse zugeordnet. Nun wird eine zweite Spur mit entgegengesetzter Ladung gesucht, die ebenso den gewählten Kriterien entspricht, und für sie wird die Pionmasse angenommen. Mit diesen Massenhypothesen können die Viererimpulse $\mathbf{P}_\mathrm{K}$ und $\mathbf{P}_\pi$ der beiden Spuren und daraus die invariante Masse dieses Kπ-Systems gebildet werden:

$$M(\mathrm{K}\pi) = \sqrt{(\mathbf{P}_\mathrm{K} + \mathbf{P}_\pi)^2} \qquad \text{mit} \quad \mathbf{P} = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \quad . \tag{5.1}$$

Liegt die invariante Masse in einem bestimmten Bereich um die D^0-Masse, wird das $K\pi$-System als D^0-Kandidat akzeptiert. Dieser Vorgang wird für alle Zwei-Spur-Kombinationen eines Ereignisses wiederholt.

Rekonstruktion von D*-Kandidaten

Im zweiten Schritt wird jeder so gewonnene D^0-Kandidat mit einer weiteren Teilchenspur des Ereignisses kombiniert, wobei für dieses dritte Teilchen wiederum die Pionmasse angenommen wird, und es wird daraus der Vierervektor $\mathbf{P}_{\pi_s}$ gebildet. Die Ladung der Spur muss dabei mit der des Pions aus dem D^0-Kandidaten übereinstimmen. Dadurch werden positive als auch negative D*-Kandidaten zugelassen. Aus den drei Vierervektoren wird die invariante Masse des D*-Kandidaten durch

$$M(\mathrm{K}\pi\pi_s) = \sqrt{(\mathbf{P}_\mathrm{K} + \mathbf{P}_\pi + \mathbf{P}_{\pi_s})^2} \tag{5.2}$$

bestimmt, und es wird geprüft, ob die Differenz der invarianten Massen

$$\Delta M = M(\mathrm{K}\pi\pi_s) - M(\mathrm{K}\pi) \tag{5.3}$$

unterhalb eines bestimmten Grenzwertes liegt. Ist dies der Fall und sind ausgewählte Anforderungen an den rekonstruierten Transversalimpuls und die Pseudorapidität ebenso erfüllt, wird die Spur-Kombination als D*-Kandidat akzeptiert. Der Vorgang wird für alle restlichen Spuren des Ereignisses wiederholt.

5.2 Vorselektion von Ereignissen und verwendete Daten

Vorselektion

Das Datenvolumen der vom H1-Detektor in den Jahren 1997 bis 2000 aufgezeichneten DST-Daten beträgt etwa 1.7 TB. Wegen der großen Datenmenge muss eine Vorauswahl von Ereignissen getroffen werden. Dabei werden aus den Daten D*-Ereignisse mit sehr weichen Selektionskriterien ausgewählt. Verwendet werden an den Primärvertex angepasste Spuren ohne CST-Information. Diese sind schon auf Festplatte verfügbar und müssen nicht erst erzeugt werden. Es wird der auf der Basis der invarianten Massen der Spurpaare basierende Algorithmus aus Abschnitt 5.1 benutzt. Die für diese Vorauswahl verwendeten Schnitte sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Verwendete Daten

Das zugrundeliegende Datenmaterial für diese Analyse setzt sich aus Runperioden[1] der Jahre 1997 bis 2000 zusammen. Ausgenommen werden sogenannte „minimum bias"-Runs für 1997

[1]Die Daten des H1-Detektors sind in sogenannte „Runs" eingeteilt. Ein Run bezeichnet den Zeitraum kontinuierlicher Datennahme. Muss die Datennahme gestoppt werden, z.B. aufgrund des Ausfalls wichtiger Detektorkomponenten oder wenn die Teilchenstrahlen neu injiziert werden sollen, wird gleichzeitig auch der Run beendet. Werden erneut Daten aufgezeichnet, wird der nächste Run gestartet.

D^0-Kandidat	
Spurlänge K, π	$r^{r\phi}_{\mathrm{end}} - r^{r\phi}_{\mathrm{start}} > 10$ cm
Transversalimpuls	$p_\perp(\mathrm{K}, \pi) > 0.25$ GeV/c
Ladung	$Q_\mathrm{K} \neq Q_\pi$
invariante Masse	$\lvert M(\mathrm{K}\pi) - M_{\mathrm{D}^0}\rvert < 250$ MeV/c^2
D^*-Kandidat	
Spurlänge π_s	$r^{r\phi}_{\mathrm{end}} - r^{r\phi}_{\mathrm{start}} > 10$ cm
Ladung	$Q_{\pi_s} = Q_\pi = Q_{\mathrm{D}^*}$
Transversalimpuls	$p_\perp(\pi_s) > 0.10$ GeV/c
	$p_\perp(\mathrm{D}^*) > 1.4$ GeV/c
Pseudorapidität	$\lvert\eta(\mathrm{D}^*)\rvert < 1.6$
Massendifferenz	$\Delta M = M(\mathrm{K}\pi\pi_s) - M(\mathrm{K}\pi) < 0.17$ GeV/c^2

Tabelle 5.1: *Selektionskriterien für die Vorauswahl der D*-Kandidaten.*

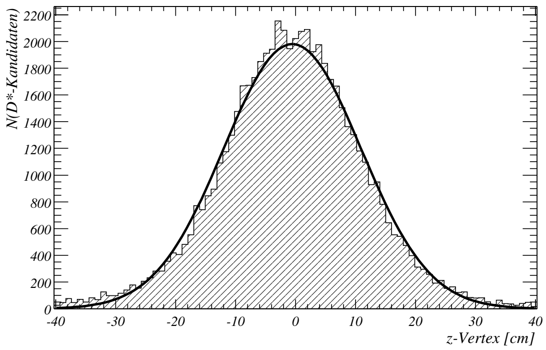

Abbildung 5.1: *Verteilung der rekonstruierten Vertex-Position in z-Richtung für Ereignisse des Jahres 1998.*

und 1999 mit veränderten Triggerbedingungen sowie Runbereiche mit verschobenem Wechselwirkungspunkt im Jahr 2000. Zudem werden nur solche Runs akzeptiert, in denen wichtige Detektorkomponenten funktionsfähig und die Strahlbedingungen stabil waren (Runs guter und mittlerer Qualität). Sind während dieser Runs einzelne Detektorkomponenten aufgrund von Problemen mit der Hochspannung abgeschaltet, werden diese Ereignisse in der Analyse verworfen[2]. Liegt die rekonstruierte Vertex-Position entlang der z-Achse mehr als 35 cm vom nominellen z-Vertex entfernt, wird das Ereignis ebenso nicht verwendet. Die unterschiedliche Lage des Vertex in z-Richtung wird durch die longitudinale Ausdehnung der Proton-Pakete bedingt. Durch den Schnitt auf die Vertex-Position sollen Ereignisse ausgeschlossen werden, die durch Kollisionen erzeugt werden, die deutlich vor oder hinter dem Überkreuzungsbereich der Elektron- und Proton-Pakete liegen. Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung der Vertexposition der Ereignisse mit rekonstruierten D*-Kandidaten des Jahres 1998.

[2] Zu diesen Detektorkomponenten zählen CJC1, CJC2, LAr-Kalorimeter, Spaghetti-Kalorimeter SpaCal, Flugzeitsystem ToF und Luminositätssystem.

D^0-Kandidat	
Spurlänge K, π	$r_{\text{end}}^{r\phi} - r_{\text{start}}^{r\phi} > 10$ cm
Transversalimpuls	$p_\perp(\mathrm{K}, \pi) > 0.30$ GeV/c
Ladung	$Q_\mathrm{K} \neq Q_\pi$
Invariante Masse	$\lvert M(\mathrm{K}\pi) - M_{\mathrm{D}^0}\rvert < 100$ MeV/c^2 für $\Delta M > 155$ MeV/c^2
D^*-Kandidat	
Spurlänge π_s	$r_{\text{end}}^{r\phi} - r_{\text{start}}^{r\phi} > 10$ cm
Ladung	$Q_{\pi_s} = Q_\pi = Q_{\mathrm{D}*}$
Transversalimpuls	$p_\perp(\pi_s) > 0.12$ GeV/c
	$p_\perp(\mathrm{D}^*) > 1.5$ GeV/c
Pseudorapidität	$\lvert\eta(\mathrm{D}^*)\rvert < 1.5$
Massendifferenz	$\Delta M = M(\mathrm{K}\pi\pi_s) - M(\mathrm{K}\pi) < 0.17$ GeV/c^2

Tabelle 5.2: *Selektionsbedingungen für die D^*-Kandidaten*

5.3 Selektionskriterien für D*-Mesonen

Um ein D*-Meson aus den vorselektierten Ereignissen für die weitere Analyse zu rekonstruieren, werden die Spuren mit CST-Informationen verbessert, sofern Treffer im CST der Jetkammer-Spur zugeordnet werden können. Der primäre Vertex wird ebenso aus diesen CST-verbesserten Spuren neu berechnet. Damit eine Spurkombination als D*-Kandidat akzeptiert wird, müssen die in Tabelle 5.2 aufgeführten Bedingungen erfüllt sein.

Zusätzlich wird ein Algorithmus zur Sekundärvertexbestimmung des D^0-Mesons verwendet [19]. Durch den Sekundärvertex-Algorithmus können Spurpaare als D^0-Kandidat rekonstruiert werden, deren Anpassung an den primären Vertex aufgrund der CST-Information verworfen wird. Werden präzise CST-Treffer an eine Spur der CJC angepasst, kann die Spur eventuell nicht mehr an den primären Vertex angepasst werden, da sie diesen nun in großem Abstand passiert.

Der Sekundärvertex-Algorithmus sucht in nicht an den primären Vertex angepassten Spuren nach Spurpaaren, deren gemeinsamer Sekundärvertex in der $r\phi$-Ebene in einem maximalen Abstand von 1 cm um den Primärvertex liegt. Es werden Spuren verwendet, die – wenn möglich – durch angepasste CST-Treffer verbessert wurden. Auch für diese Spurpaare wird die invariante Masse des Kπ-Systems bestimmt. Wird ein D^0-Kandidat sowohl aus zwei Spuren zum primären Vertex als auch zu einem Sekundärvertex gefunden, wird letzterer gewählt, d.h. für die weitere D*-Rekonstruktion nach dem oben vorgestellten Prinzip werden die an den Sekundärvertex angepassten Spuren verwendet.

Der Anteil der D*-Kandidaten, bei denen das D^0-Meson durch Sekundärvertex-Algorithmus gefunden werden, beträgt etwa 30 % der insgesamt gefundenen D*-Kandidaten. Zudem werden bei etwa 10 % der D*-Kandidaten die D^0-Mesonen nur durch den Sekundärvertex-Algorithmus ausgewählt. Abbildung 5.2 zeigt die Verteilung der Massendifferenz ΔM der ausgewählten D*-Kandidaten.

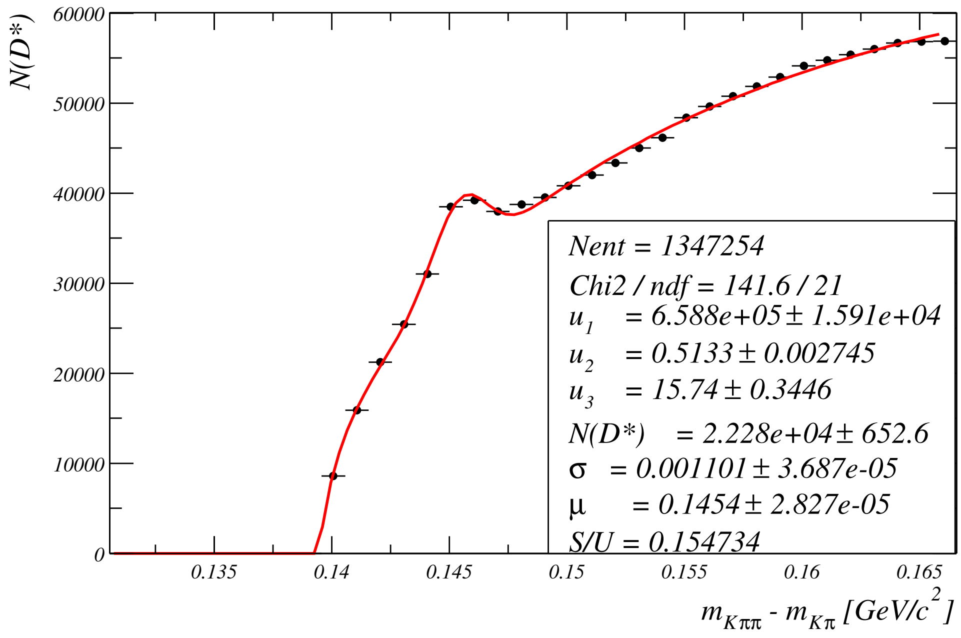

Abbildung 5.2: *ΔM-Verteilung der D^*-Kandidaten für die die Selektionsbedingungen aus Tabelle 5.2 erfüllt sind. Im Signal werden 22280 $\pm$650 D^*-Mesonen bei einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 0.15 : 1 innerhalb einer 2σ Umgebung um den Mittelwert μ bestimmt.*

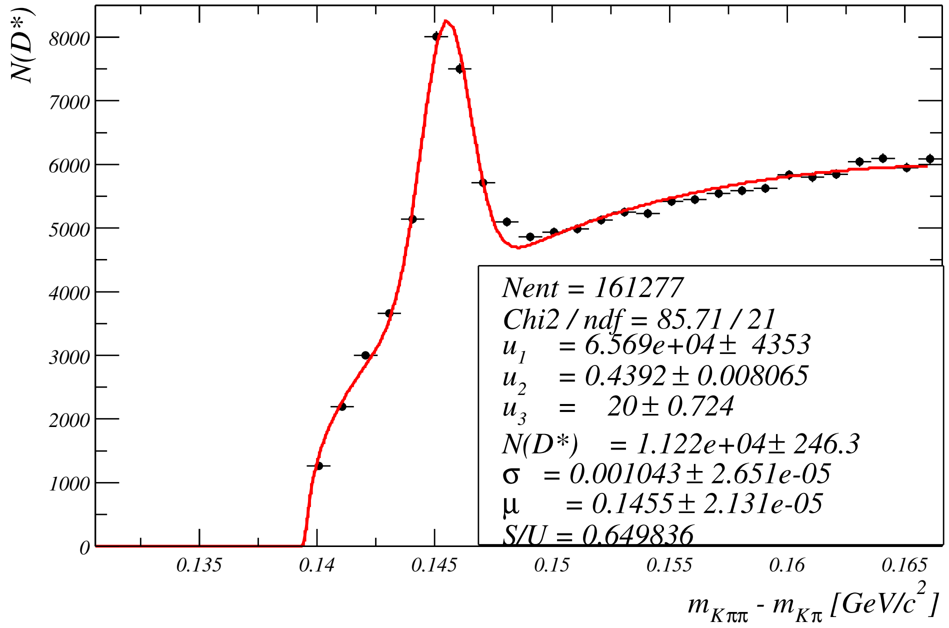

Abbildung 5.3: *ΔM-Verteilung der D*-Kandidaten mit Selektionsbedingungen zur Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses (Tabelle 5.3). Im Signal werden 11220 ±250 D*-Mesonen bei einem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von 0.65 bestimmt.*

D^0-Kandidat	
Spurlänge K, π	$r^{r\phi}_{\mathrm{end}} - r^{r\phi}_{\mathrm{start}} > 17$ cm
Transversalimpuls	$p_\perp(\mathrm{K},\pi) > 0.50$ GeV/c
Invariante Masse	$\lvert M(\mathrm{K}\pi) - M_{\mathrm{D}^0}\rvert < 60$ MeV/c^2
dE/dx-Likelihood	$lh_{\mathrm{Kaon}}(\mathrm{K}) > 5\%$
	$lh_{\mathrm{Pion}}(\pi) > 5\%$
D-Kandidat*	
Transversalimpuls	$p_\perp(\mathrm{D}*) > 2$ GeV/c

Tabelle 5.3: *Selektionsschnitte an die D*-Kandidaten zur Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses.*

5.4 Bestimmung der D*-Ereigniszahlen

Wegen des geringen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses in der ΔM-Verteilung der rekonstruierten D*-Kandidaten werden zusätzliche Kriterien angewendet, die die Kandidaten-Auswahl einschränken, jedoch den kombinatorischen Untergrund deutlich reduzieren. In Tabelle 5.3 sind die dafür gewählten Schnitte aufgeführt, und Abbildung 5.3 zeigt die entsprechende ΔM-Verteilung.

Zunächst wurden einige Schnitte, die schon für die Kandidatenauswahl benutzt wurden, verschärft. Dazu zählen die radiale Spurlänge und die Transversalimpulse von Kaon und Pion sowie die invariante Masse des $(\mathrm{K}\pi)$-Systems. Außerdem wird ein aus den Viererektoren der Zerfallsteilchen bestimmter Transversalimpuls des D*-Mesons von $p_\perp^{\mathrm{D}^*} > 2$ GeVc gefordert.

Zusätzlich wird der Energieverlust der Teilchen pro Wegstrecke in der Zentralen Jetkammer dE/dx verwendet. Unter Verwendung einer Likelihood-Methode wird eine Teilchen-Wahrscheinlichkeit berechnet (dE/dx-Likelihood). Sie besagt, inwieweit der gemessene dE/dx-Wert eines Teilchens bei einer bestimmten Massenhypothese mit dem Erwartungswert aus einer an den H1-Detektor angepassten „Normfunktion“ verträglich ist. Die Berechnung dieser Likelihood-Wahrscheinlichkeit ist in [31] ausführlich beschrieben. In Abbildung 5.4 ist der Energieverlust des Kaons und des Pions aus dem D^0-Zerfall gegen den inversen Impuls aufgetragen. Man erkennt schwach das Kaon- und das Proton-Band. D*-Kandidaten, für die der dE/dx-Wert des Kaons im Protonband liegt, können als fehlidentifiziert ausgeschlossen werden, wenn die Teilchenwahrscheinlichkeit, dass es sich bei dem Kaonkandidaten tatsächlich um ein Kaon handelt, unterhalb von 5 % liegt. Die Abbildungen zeigen auch Bereiche, die durch die verschärften Schnitte auf die D*-Kandidaten bereits ausgeschlossen werden (ab etwa $1/p(\mathrm{K},\pi) > 2(\mathrm{GeV}/c)^{-1}$) wegen des Schnittes auf den Transversalimpuls für Kaon und Pion). Für das langsame Pion π_s wird dieser Schnitt nicht angewendet.

An die Verteilungen der Massendifferenz ΔM in den Abbildungen 5.2 und 5.3 ist die Funktion in Gleichung 5.4 angepasst worden. Sie ist die Summe aus einer Gaußfunktion für das Signal und einem Term zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes. Für den Untergrund-Term wurde zunächst eine Wurzelfunktion der Form $u_1\cdot(\Delta M - m_\pi)^{u_2}$ mit $u_2 \approx 0.5$ verwendet. Es zeigte sich, dass durch eine quadratische Korrektur eine deutliche Reduzierung des χ^2 aufgrund der verbesserten Anpassung der Funktion an den Untergrund erreicht werden kann. Die verwendete Anpassungsfunktion lautet damit:

$$f(\Delta M) = \frac{N^{\mathrm{D}^*}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{(\Delta M - \mu)^2}{\sigma^2}\right) + u_1 \cdot (\Delta M - m_\pi)^{u_2} \cdot (1 - u_3 \cdot \Delta M^2) \quad . \tag{5.4}$$

Dabei beschreiben die freien Parameter N^{D^*} die aus der Anpassung rekonstruierte Anzahl an D*-Mesonen, μ und σ den Mittelwert und die Breite des Signals. u_1 bis u_3 sind freie Parameter des Untergrundterms.

Durch die zusätzlichen Schnitte wird zwar die Anzahl der D*-Mesonen, die im Signal gefunden werden, halbiert, das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis kann jedoch um mehr als einen Faktor 4 verbessert werden.

Für die selektierten Ereignisse kann nun überprüft werden, ob die Anzahl an rekonstruierten D*-Mesonen durch die Rekonstruktion der Zahl der D^0-Mesonen bestätigt werden kann. Um ein D^0-Signal in der $\mathrm{K}\pi$-Verteilung der selektierten D*-Mesonen nachweisen zu können, werden bei der Daten-Selektion auch Teilchen-Kombinationen akzeptiert, die in einem größeren Bereich um die nominelle D^0-Masse liegen als die verwendeten D*-Kandidaten. Es werden $(\mathrm{K}\pi)$-Kombinationen gespeichert, die um weniger als 250 MeV/c^2 von der D^0-Masse abweichen, allerdings nur für eine Massendifferenz des D*-Kandidaten von $\Delta M < 155$ MeV/c^2 (siehe Gleichung 2.17). Damit erhält man ein D^0-Signal für D*-Kandidaten aus der Signalregion (siehe Abbildung 5.4). Die Signalregion wird als $143.5 \text{ MeV} < \Delta M < 147.5$ MeV definiert, also für einen Bereich von etwa

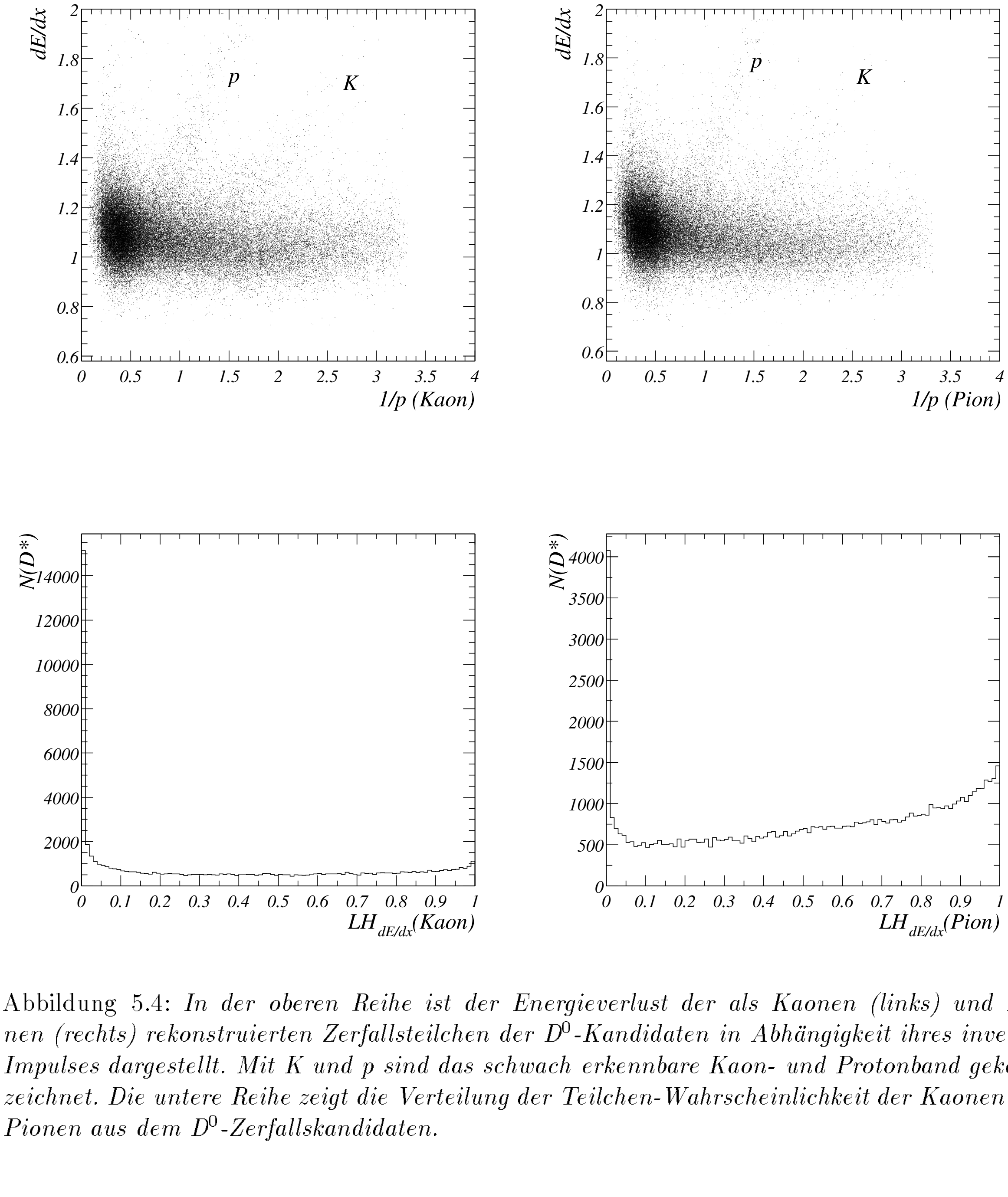

Abbildung 5.4: *In der oberen Reihe ist der Energieverlust der als Kaonen (links) und Pionen (rechts) rekonstruierten Zerfallsteilchen der D^0-Kandidaten in Abhängigkeit ihres inversen Impulses dargestellt. Mit K und p sind das schwach erkennbare Kaon- und Protonband gekennzeichnet. Die untere Reihe zeigt die Verteilung der Teilchen-Wahrscheinlichkeit der Kaonen und Pionen aus dem D^0-Zerfallskandidaten.*

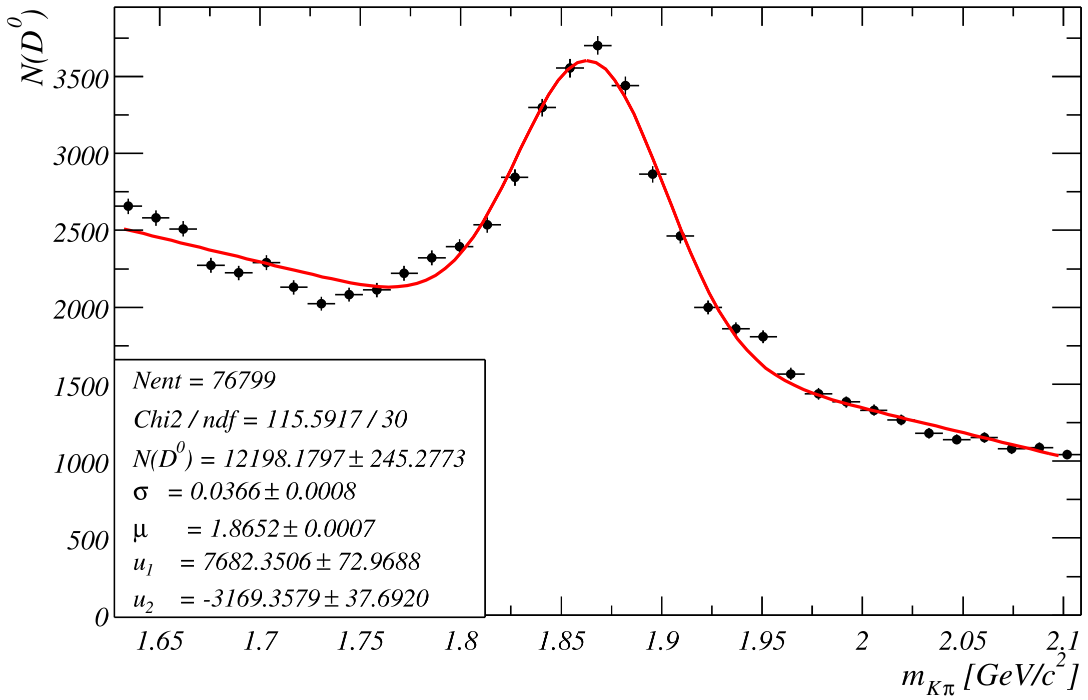

Abbildung 5.5: *D^0-Signal aus der D*-Signalregion. Die nominelle D^0-Masse von 1864.5 MeV wird durch den Fit (Gleichung 5.5) gut rekonstruiert. Im Signal werden 12198 ±245 D^0-Mesonen bestimmt.*

zwei Standardabweichungen um das D*-Signals. Es wurden die Schnitte in Tabelle 5.3 bis auf die Einschränkung auf die invariante Masse des D^0-Kandidaten verwendet. Die Anpassungsfunktion zur Rekonstruktion der Zahl der D^0-Mesonen ist eine Gaußverteilung über einer Geraden:

$$f(m_{\mathrm{K}\pi}) = \frac{N^{\mathrm{D}^0}}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp\left(\frac{(m_{\mathrm{K}\pi}-\mu)^2}{\sigma^2}\right) + u_1 + u_2 \cdot m_{\mathrm{K}\pi} \tag{5.5}$$

Die Anzahl der D^0-Mesonen, die aus der Verteilung der Kπ-Kombinationen gewonnen wird, übertrifft die Zahl der aus der ΔM-Verteilung rekonstruierten D*-Mesonen um etwa 8 %. Zieht man jedoch in Betracht, dass sich im Signalbereich der ΔM-Verteilung Untergrundereignisse mit „echten“ D^0-Mesonen befinden, stimmen die Zahlen mit der Erwartung überein.

5.5 Auswahl von Photoproduktionsereignissen

Der kinematische Bereich der Photoproduktion wird in dieser Analyse durch einen Viererimpulsübertrag von $Q^2 < 1$ GeV^2 bestimmt. Bei diesen Ereignisse kann das gestreute Elektron nicht im Hauptdetektor nachgewiesen werden. Mit den beiden im HERA-Tunnel installierten

Elektron-Detektoren ET33 und ET44 ist jedoch ein Nachweis des Elektrons unter sehr kleinen Winkeln möglich. Aufgrund ihrer geometrischen Anordnung entspricht der Nachweis des Elektrons in einem der beiden Elektron-Detektoren einem maximalen Streuwinkel des Elektrons von 5 mrad (ET33) bzw. 3.5 mrad (ET44). Daraus resultiert nach Gleichung 2.8 ein Viererimpulsübertrag von $Q^2 < 0.01$ GeV^2. Für die Analyse werden nur Ereignisse verwendet, in denen das Elektron in dieser Weise nachgewiesen („getagged") wurde. Für die Datenauslese dieser Ereignisse sind die Subtrigger S83 für den Elektron-Detektor ET33 und S84 für ET44 vorgesehen. Die Subtrigger sprechen an, sofern die in Tabelle 5.4 angegebenen Bedingungen erfüllt werden. Darin enthalten ist die Forderung einer bestimmten Energiedeposition im Elektron-Detektor. Die Subtrigger sind aus einzelnen Triggerelementen der Stufe L1 logisch aufgebaut.

ST	Definition	L1-Triggerelemente
83	DCRPh_Tc ∧ zVtx_sig_1 ∧ LU_ET ∧ ¬LU_PD_low	19, 31, 115, ¬113
84	DCRPh_Tc ∧ zVtx_sig_1	19, 31, 114, ¬113, ¬117
	∧ LU_ET44 ∧ ¬LU_PD_low ∧ ¬LU_WatVet	

Tabelle 5.4: *Definition der Subtrigger S83 und S84, die zur Untersuchung von Ereignissen der Photoproduktion verwendet werden. Aufgeführt sind die wichtigsten Triggerelemente der Stufe L1. Dabei steht ∧ für das logische UND, ¬ für Verneinung.*

Der Spurtrigger DCRPh_Tc ist ein Triggerelement der zentralen Jetkammer. Er spricht an, sobald drei Spurkandidaten mit einem Transversalimpuls $p_\perp > 450$ MeV/c gefunden werden.

Der z-Vertex-Trigger zVtx_sig_1 wird aus den Signalen der doppellagigen Vieldraht-Proportionalkammern CIP und COP und aus den ersten Doppellagen der Vorwärts-Proportionalkammer FPC bestimmt. Die Kammersignale (angesprochene „Pads") werden in sogenannte Strahlen („Rays") umgewandelt, und deren Schnittpunkte mit der Strahlachse in ein z-Vertex-Histogramm eingetragen. Fallen mehrere dieser Strahlen in ein Intervall dieses Histogramms, ergibt sich dort eine Anhäufung, die auf einen Ereignis-Vertex hindeutet. Eine zufällige Verteilung der z-Schnittpunkte ergibt eine geringe Signifikanz. zVtx_sig_1 entspricht einer bestimmten Schwelle dieser Signifikanz einer Anhäufung im z-Vertex-Histogramm. Der z-Vertex-Trigger ist ausführlich in [32] beschrieben.

Die Triggerelemente der Elektronen-Detektoren LU_ET und LE_ET44 sprechen an, wenn die in den jeweiligen Detektoren deponierte Energie oberhalb einer bestimmten Schwelle liegt. Um Untergrund durch Bremsstrahlungsereignisse auszuschließen, darf die im Photon-Detektor deponierte Energie eine bestimmte Schwelle nicht überschreiten, d.h das Triggerelement LU_PD_low darf nicht angesprochen haben. Für den Subtrigger S84 wird zusätzlich ein Veto-Trigger verwendet, der durch einen vor dem Photon-Detektor installierten Wasser-Čherenkov-Detektor gebildet wird.

Abbildung 5.6 zeigt eine Übersicht, wie viele D*-Meson in Ereignissen rekonstruiert werden, für die ein bestimmter Subtrigger angesprochen hat. Dargestellt ist die durch die Fitfunktion (Gleichung 5.4) bestimmte Anzahl an D*-Mesonen für ein Ansprechen der auf L4 verifizierten Subtrigger. Die Anpassung erfolgte bei festgehaltenem Mittelwert und Breite des Signals sowie festgehaltenen Exponenten u_2 und Korrekturparameter u_3 des Untergrundes. Freie Parameter waren nur die Anzahl der D*-Mesonen im Signal N^{D^*} und die Höhe des Untergrundes u_1. Neben

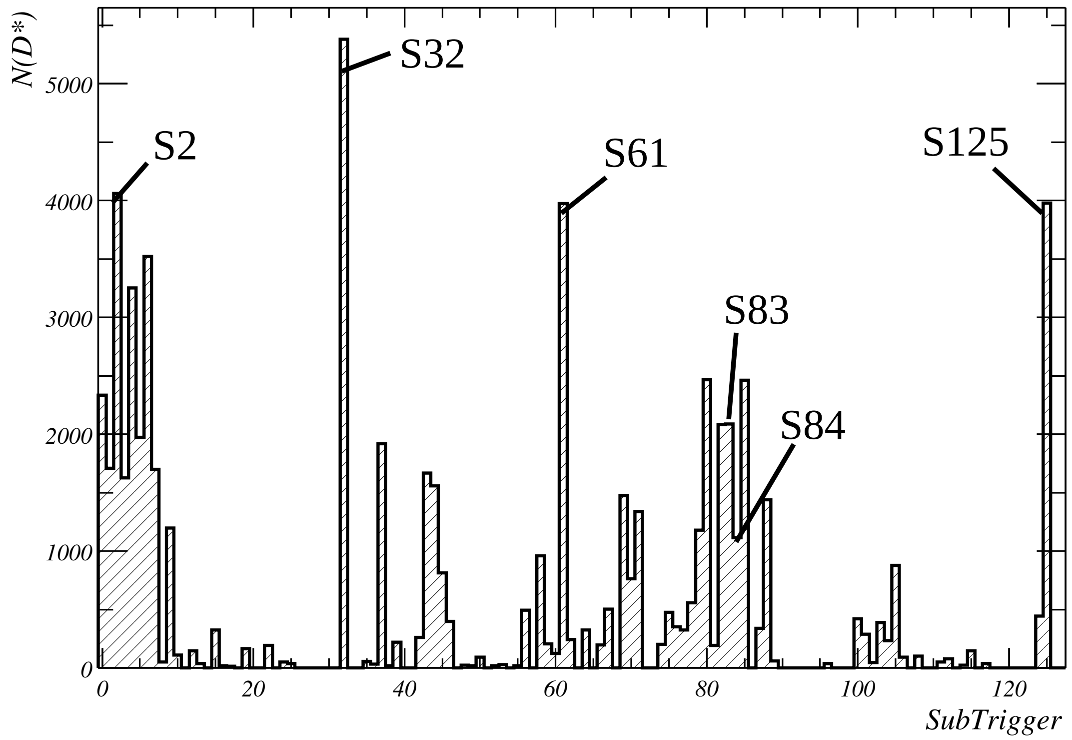

Abbildung 5.6: *Übersicht der auf L4 verifizierten Subtrigger, die in den verwendeten Daten angesprochen haben. Dargestellt ist die Anzahl der D*-Mesonen, die mit Hilfe einer Anpassungsfunktion aus dem jeweiligen Datenbereich bestimmt wurden („echte“ D*-Mesonen). Die beiden verwendeten Subtrigger sowie solche, die besonders häufig angesprochen haben sind gekennzeichnet.*

den Photoproduktionstriggern haben zwei Trigger für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung DIS (S2, S61), ein Minimum-Bias-Spur-Trigger (S32) und ein spezieller z-Vertex-Trigger (S125) häufig angesprochen.

Eine Auswahl von Photoproduktionsereignissen mit D*-Kandidaten, für die das gestreute Elektron nicht nachgewiesen wird („untagged“), wäre mit dem Subtrigger S32 möglich. Er besteht aus den Triggerelementen DCRPh_Tc und zVtx_sig_1 sowie DCRPh_T0, einem Trigger, der anspricht sobald ein Ereignis-Zeitnullpunkt aus den Spuren der Driftkammer rekonstruiert werden kann. Jedoch muss zusätzlich der Nachweis des gestreuten Elektrons in einem der Kalorimeter des Hauptdetektors ausgeschlossen werden.

Tabelle 5.5 zeigt die in den einzelnen Jahren für die Subtrigger S83 und S84 aufgezeichnete Luminosität $\mathcal{L}_{\mathrm{cor}}$ sowie die jeweiligen mittleren Skalierungsfaktoren (*prescale*) $\langle p \rangle$. Die Luminosität wurde auf eingeschaltete Detektorkomponenten und die z-Vertex-Position korrigiert. Die Abbildungen 5.7 und 5.8 zeigen die ΔM-Verteilungen der Subtrigger S83 und S84. Das deutlich unterschiedliche Signal-zu-Untergrund-Verhältnis resultiert aus dem großen Untergrund an

Jahr	ET 33		ET44	
	$\mathcal{L}_{\mathrm{cor}}\,[\mathrm{pb}^{-1}]$	$\langle p \rangle$	$\mathcal{L}_{\mathrm{cor}}\,[\mathrm{pb}^{-1}]$	$\langle p \rangle$
1997 e^+	15.59	1.25	3.03	6.43
1998/1999 e^-	12.22	1.18	5.11	2.81
1999 e^+	13.97	1.06	8.12	1.82
2000 e^+	40.29	1.22	10.73	4.57
Σ	82.06		26.99	

Tabelle 5.5: *Aufgezeichnete korrigierte Luminosität $\mathcal{L}_{cor}$ und mittlere Skalierungsfaktoren $\langle p \rangle$ der Elektron-Detektoren ET33 (ST83) und ET44 (ST84).*

D*-Kandidaten in Vorwärtsrichtung ($\eta(D^*) > 0.5$), für die das gestreute Elektron im ET33 nachgewiesen wurde.

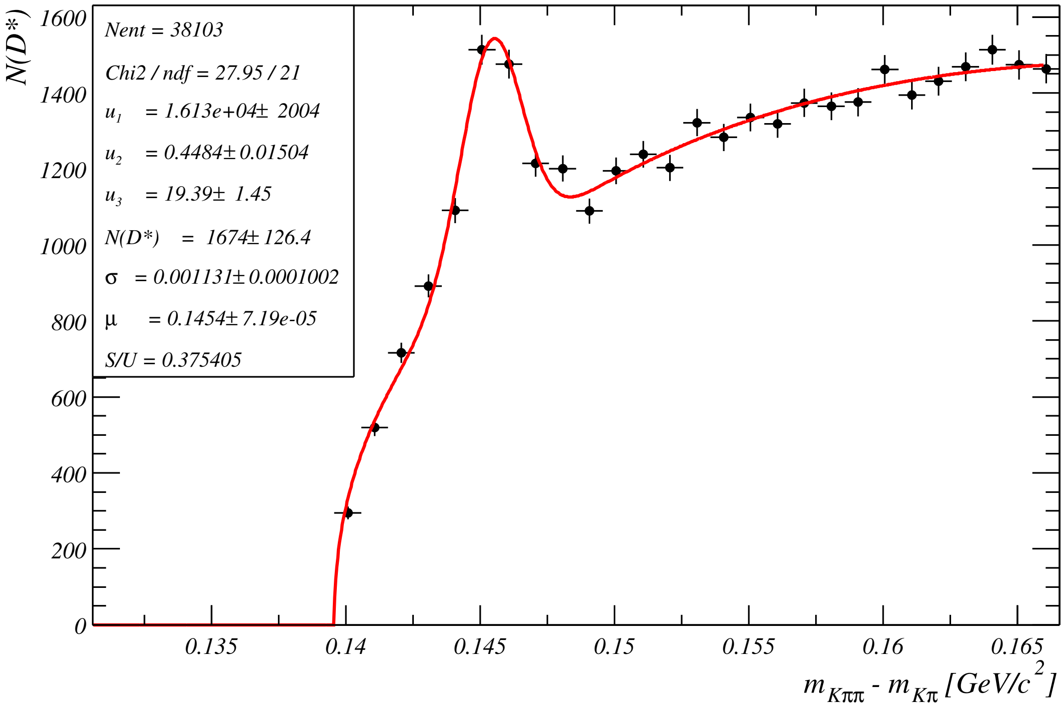

Abbildung 5.7: ΔM*-Verteilung von Ereignissen mit angesprochenem Subtrigger S83.*

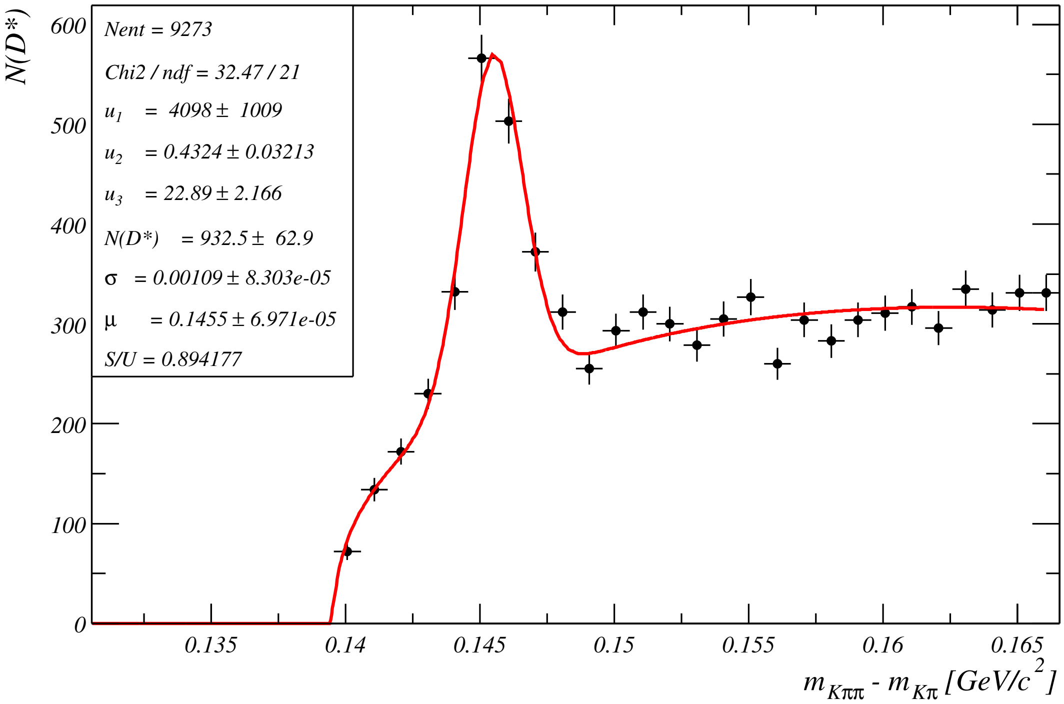

Abbildung 5.8: ΔM-*Verteilung von Ereignissen mit angesprochenem Subtrigger S84. Der sichtbare Bereich ist in der Pseudorapidität des D^*-Mesons auf* $-0.5 < \eta < 1.5$ *eingeschränkt (siehe Abschnitt 6.1.1).*

Kapitel 6

Wirkungsquerschnitte

Ziel dieser Arbeit ist es, Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion von charm-Quarks in der ep-Wechselwirkung zu bestimmen. Der Wirkungsquerschnitt ist die „Produktionswahrscheinlichkeit“ zur Erzeugung von $c\bar{c}$-Paaren für eine bestimmte integrierte Luminosität :

$$N_{c\bar{c}} = \sigma(ep \longrightarrow c\bar{c}X) \cdot \int \mathcal{L}(t)\ dt \quad . \tag{6.1}$$

In dieser Analyse wird ein spezieller Zerfallskanal des D*-Mesons verwendet, um daraus die Anzahl der charm-Ereignisse zu bestimmen, so dass der Wirkungsquerschnitt berechnet werden kann. Ist das Verzweigungsverhältnis und die Wahrscheinlichkeit bekannt, mit der ein charm-Quark in ein D*-Meson fragmentiert, kann man auf die Zahl der charm-Ereignisse zurückschließen.

Jedoch können nicht alle D*-Mesonen des gewählten Zerfallskanals nachgewiesen werden. Da für den H1-Detektor bzw. die zum Nachweis der Zerfallsteilchen verwendeten Detektorkomponenten nur ein in der Kinematik der Ereignisse eingeschränkter Bereich sichtbar ist, muss dieser Akzeptanzbereich bzw. die Detektor-Akzeptanz $\mathcal{A}$ in Betracht gezogen werden. Hinzu kommt zum einen die vom Aufbau des H1-Detektors abhängige Wahrscheinlichkeit ϵ_{rec} dafür, dass das D*-Meson aus den gespeicherten Daten über seine Zerfallsteilchen überhaupt rekonstruiert werden kann. Zum anderen muss die Triggereffizienz ϵ_{trig} berücksichtigt werden, die eine Aussage darüber macht, wie häufig ein D*-Ereignis nicht aufgezeichnet wurde, weil der entsprechende Trigger nicht angesprochen hat. Zusätzlich muss auch die Akzeptanz der Elektron-Detektoren A_{ET} berücksichtigt werden, da nur Ereignisse verwendet werden, in denen das gestreute Elektron nachgewiesen bzw. getagged werden kann.
Können diese Größen bestimmt werden, lässt sich die wahre Anzahl erzeugter D*-Mesonen $N_{\mathrm{true}}^{\mathrm{D}^*}$ durch

$$N_{\mathrm{true}}^{\mathrm{D}^*} = \frac{N_{\mathrm{vis}}^{\mathrm{D}^*}}{\mathcal{A} \cdot \epsilon_{\mathrm{rec}} \cdot \epsilon_{\mathrm{trig}} \cdot A_{\mathrm{ET}}} \tag{6.2}$$

aus der im Detektor beobachteten Zahl $N_{\mathrm{vis}}^{\mathrm{D}^*}$ berechnen.
Die nachfolgenden Abschnitte gehen auf die einzelnen Größen ein. Als Ergebnisse werden dann Wirkungsquerschnitte für den sichtbaren Bereich und mit der Akzeptanz $\mathcal{A}$ extrapolierte totale Wirkungsquerschnitte für Photoproduktion angegeben. Schließlich werden differentielle Wirkungsquerschnitte gezeigt.

6.1 Allgemeine Aspekte zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

6.1.1 Der sichtbare Bereich

Der sichtbare Bereich bzw. Akzeptanzbereich $\mathcal{A}$, für den der Wirkungsquerschnitt berechnet wird, ist für diese Analyse wie folgt definiert:

$$\begin{array}{rcl} p_\perp(\mathrm{D}^*) & > & 2\ \mathrm{GeV}/c \\ |\eta(\mathrm{D}^*)| & < & 1.5 \\ Q^2 & < & 0.01\ \mathrm{GeV}^2 \quad . \end{array} \tag{6.3}$$

Für den Elektron-Detektor ET44 wird zusätzlich

$$\eta(\mathrm{D}^*) > -0.5 \quad (\mathrm{ET44}) \tag{6.4}$$

gefordert (siehe dazu auch Abschnitt 6.1.2). Außerdem wird der sichtbare Bereich in der Inelastizität y eingeschränkt. Der y-Bereich hängt vom jeweiligen Akzeptanzbereich der beiden Elektron-Detektoren ab und wird mit

$$0.28 < y < 0.68 \ \ (\mathrm{ET33}) \quad \text{und} \quad 0.025 < y < 0.34 \ \ (\mathrm{ET44}) \tag{6.5}$$

angegeben (siehe Abschnitt 6.1.2). Für die differentiellen Wirkungsquerschnitte ist der sichtbare Bereich zudem auf die einzelnen Intervalle der jeweiligen Verteilung eingeschränkt (siehe Abschnitt 6.2.4).

Um einen totalen Wirkungsquerschnitt bestimmen zu können, muss der in $p_\perp$, η, Q^2 und y eingeschränkte sichtbare Wirkungsquerschnitt auf den gesamten Phasenraum extrapoliert werden. Dies geschieht mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators AROMA. Die Akzeptanz $\mathcal{A}$ wird wie folgt bestimmt:

$$\mathcal{A} = \frac{N_{\mathrm{gen}}^{\mathrm{D}^*}|_{\mathcal{A}}}{N_{\mathrm{gen}}^{\mathrm{D}^*}} \quad . \tag{6.6}$$

Tabelle 6.1 zeigt die aus drei verschiedenen Monte-Carlo-Datensätzen errechneten Akzeptanzen. Die Werte werden mit der dazu korrespondierenden Luminosität gewichtet.
Die Unterscheidung von Elektronen und Positronen ist für den betrachteten Prozess der PGF nicht relevant, da Elektronen und Positronen das ausgetauschte Photon in gleicher Weise abstrahlen. Daher zeigen die geringfügig voneinander abweichenden Werte der Konfigurationen mit einer Protonenergie von 920 GeV nur vernachlässigbare statistische Schwankungen.

6.1.2 Mittlere Akzeptanz der Elektron-Detektoren

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte muss die Akzeptanzfunktion der Elektron-Detektoren $A(y)$ berücksichtigt werden. Sie ist abhängig von der Inelastizität y des Ereignisses und der genauen Lage des Elektronenstrahls, d.h. es existieren verschiedene Parametrisierungen der Akzeptanzfunktion für unterschiedliche Runperioden. Eine Verschiebung des Elektronenstrahls in horizontaler Richtung um etwa 1 mm bewirkt eine Änderung der Akzeptanz um

Konfiguration	$\mathcal{L}_{\mathrm{ET33}}$ [pb^{-1}]	$\mathcal{A}_{\mathrm{ET33}}$	$\mathcal{L}_{\mathrm{ET44}}$ [pb^{-1}]	$\mathcal{A}_{\mathrm{ET44}}$
e$^+$, $E_p = 820$ GeV (1997)	15.59	1.843 %	3.03	3.486 %
e$^-$, $E_p = 920$ GeV (1998/1999)	12.22	2.059 %	5.11	3.992 %
e$^+$, $E_p = 920$ GeV (1999/2000)	54.26	2.063 %	18.85	3.978 %
Σ	82.06	2.021 %	26.99	3.933 %

Tabelle 6.1: *Akzeptanzen des H1-Detektors für den sichtbaren Bereich der Elektron-Detektoren ET33 und ET44.*

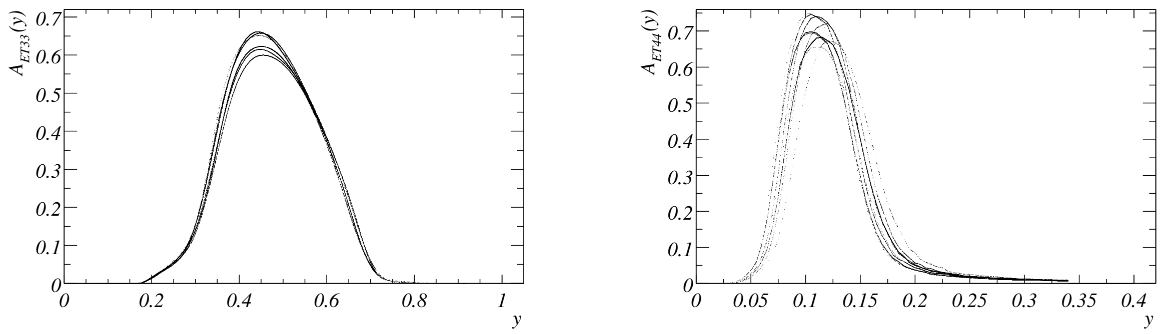

Abbildung 6.1: *Die Akzeptanz der Elektron-Detektoren ET33 (links) und ET44 (rechts) als Funktion der Inelastizität y für verschiedene Strahlpositionen.*

10 – 20 %. Beispielhaft sind in Abbildung 6.1 einige Akzeptanz-Kurven für Runbereiche aus den Jahren 1997 und 1999 angegeben.

Wegen des unterschiedlichen Aufbaus der beiden Elektron-Detektoren müssen die mittleren Akzeptanzen gesondert bestimmt werden.

ET33

Für den Elektron-Detektor ET33 lässt sich die Akzeptanz A_i des i-ten Ereignisses direkt aus der Inelastizität y bestimmen, da die Energie des gestreuten Elektrons auf ± 1.5 % genau gemessen werden kann [33]. Die mittlere Akzeptanz ergibt sich dann aus den A_i als Mittelwert der Gewichte $w_i = \frac{1}{A_i}$ zu

$$\overline{A} = \frac{\sum 1}{\sum \frac{1}{A_i}} = \frac{n}{\sum\limits_n w_i} = \frac{S_1}{S_w} \quad . \tag{6.7}$$

Die statistischen Fehler in Gleichung 6.7 betragen $\sigma_{S_1} = \sqrt{n}$ für den Zähler und $\sigma_{S_w} = \sqrt{\sum w_i^2}$ im Nenner. Um nun den Fehler von $\overline{A}$ zu bestimmen, muss in Betracht gezogen werden, dass die Zahl der Ereignisse n mit der Summe der Gewichte $S_w = \sum w_i$ korreliert ist. Die Korrelation ist maximal und positiv. Betrachtet man zunächst nur ein Ereignis ($n = 1$) und bildet dann die

Summe, so gilt für die Kovarianzmatrix

$$V\begin{bmatrix}1\\ w_i\end{bmatrix} = \begin{pmatrix}\sigma_1^2 & \sigma_1\sigma_{w_i}\\ \sigma_1\sigma_{w_i} & \sigma_{w_i}^2\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}1 & w_i\\ w_i & w_i^2\end{pmatrix} \xrightarrow{sum} \begin{pmatrix}S_1 & S_w\\ S_w & S_{w^2}\end{pmatrix} = V\begin{bmatrix}S_1\\ S_w\end{bmatrix} \quad , \tag{6.8}$$

und mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung und den partiellen Ableitungen $\frac{\partial \overline{A}}{\partial S_1} = \frac{1}{S_w}$ und $\frac{\partial \overline{A}}{\partial S_w} = -\frac{S_1}{(S_w)^2}$ erhält man daraus für die Varianz der mittleren Akzeptanz

$$\begin{aligned}\sigma^2(\overline{A}) = V[\overline{A}] &= \begin{pmatrix}\frac{1}{S_w} & -\frac{S_1}{(S_w)^2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}S_1 & S_w\\ S_w & S_{w^2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\frac{1}{S_w}\\ -\frac{S_1}{(S_w)^2}\end{pmatrix}\\ &= \frac{S_1^2 S_{w^2}}{(S_w)^4} - \frac{S_1}{(S_w)^2} \quad .\end{aligned} \tag{6.9}$$

Der sichtbare y-Bereich wird für den ET33 auf

$$0.28 < y < 0.68 \tag{6.10}$$

beschränkt. Damit wird verhindert, dass einzelne Ereignisse mit sehr großem Gewicht die Messung ungünstig beeinflussen. In diesem Bereich liegt die Akzeptanz des Elektron-Detektors oberhalb von 10 %. Insgesamt ergibt sich daraus für die im ET33 gemessenen Ereignisse eine mittlere Akzeptanz des Elektron-Detektors von

$$\overline{A}_{\mathrm{ET33}} = 0.365 \quad . \tag{6.11}$$

Der hier diskutierte statistische Fehler der mittleren Akzeptanz ist für den gesamten Datensatz klein (0.3 %) und vernachlässigbar. Für die Intervalle der differentiellen Wirkungsquerschnitte werden jedoch Werte bis 8 % erreicht und werden dort berücksichtigt (siehe Abschnitt 6.2.4).

Die Schwerpunktsenergie im Photon-Proton-System $W_{\gamma p,33}$, für den die Wirkungsquerschnitte angegeben werden, wird mit Hilfe des gewählten y-Bereiches und einer wegen der unterschiedlichen Protonenstrahlenergien luminositätsgewichteten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 316$ GeV zu

$$167 \text{ GeV} < W_{\gamma p,33} < 261 \text{ GeV} \tag{6.12}$$

bestimmt.

ET44

Für den Elektron-Detektor bei 44 m muss eine andere Methode zur Akzeptanz-Bestimmung angewendet werden, da die Inelastizität y aufgrund der geringen Energieauflösung in einzelnen Ereignissen nicht genau bestimmt werden kann. Eine Akzeptanzbestimmung bzw. Gewichtung auf Ereignisbasis ist daher nicht möglich. Abbildung 6.2 illustriert die geringe Energieauflösung des Elektron-Detektors für D*-Ereignisse, bei denen der Subtrigger S84 angesprochen hat. Weiterhin ist der Fehler in der Bestimmung der Inelastizität nach der Methode von Jacquet-Blondel gezeigt. Der Fehler liegt bei etwa 20%, so dass auch diese Methode nicht zur Bestimmung von y verwendet werden kann, denn besonders die Akzeptanzkurve für den ET44 variiert stark mit y und damit auch das Gewicht der einzelnen Ereignisse.

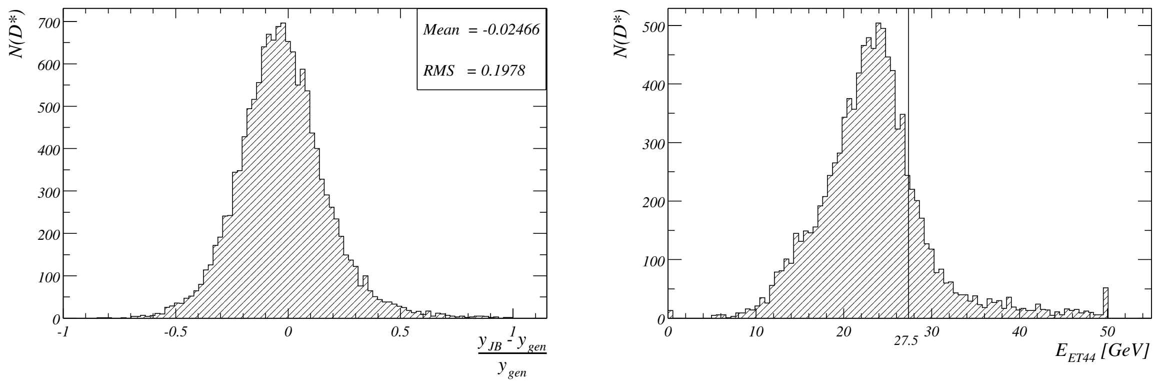

Abbildung 6.2: *Links: Relative Abweichung der nach der Methode von Jacquet-Blondel bestimmten Inelastizität y vom generierten Wert (AROMA 1999). Rechts: Gemessene Energie des gestreuten Elektrons im ET44. Die senkrechte Linie kennzeichnet die Strahlenergie der Elektronen von 27.5 GeV.*

Wegen der schmalen Akzeptanzkurve in y beinhaltet der Nachweis des Elektrons im ET44 schon mehr Information als die Messung der Energie bzw. die Methode von Jacquet-Blondel liefert. Aus diesem Grund werden keine Wirkungsquerschnitte in verschiedenen y- bzw. $W_{\gamma p}$-Bereichen des ET44 angegeben.

Um eine mittlere Akzeptanz des ET44 angeben zu können, wird aus den von der Runperiode abhängigen Akzeptanzkurven $A_{\mathrm{run}}(y)$ ein luminositätsgewichtetes Mittel $\overline{A}(y)$ bestimmt:

$$\overline{A}(y) = \frac{\sum\limits_{\mathrm{run}} A_{\mathrm{run}}(y) \cdot \mathcal{L}_{\mathrm{run}}}{\sum\limits_{\mathrm{run}} \mathcal{L}_{\mathrm{run}}} \quad . \tag{6.13}$$

Die so gemittelte Akzeptanzkurve ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Die mittlere Akzeptanz kann daraus dann wie folgt bestimmt werden [34]:

$$\overline{A} = \frac{\int\limits_{y_{\mathrm{min}}}^{y_{\mathrm{max}}} f(y)\overline{A}(y)\mathrm{d}y}{\int\limits_{y_{\mathrm{min}}}^{y_{\mathrm{max}}} f(y)\mathrm{d}y} \quad . \tag{6.14}$$

Darin bezeichnet $f(y)$ die für den betrachteten sichtbaren Bereich aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnene generierte y-Verteilung. Die Integrationsgrenzen y_{min} und y_{max} werden durch den Bereich definiert, in dem der Elektron-Detektor eine von Null verschiedene Akzeptanz hat. Der sichtbare Bereich des ET44 wird somit auf

$$0.025 = y_{\mathrm{min}} < y < y_{\mathrm{max}} = 0.34 \tag{6.15}$$

festgesetzt (vgl. Abbildung 6.3). Die zusätzliche Einschränkung des sichtbaren Bereiches in der Pseudorapidität von $\eta(\mathrm{D}^*) > -0.5$ wird angebracht, da für kleinere Werte von η die Inelastizität

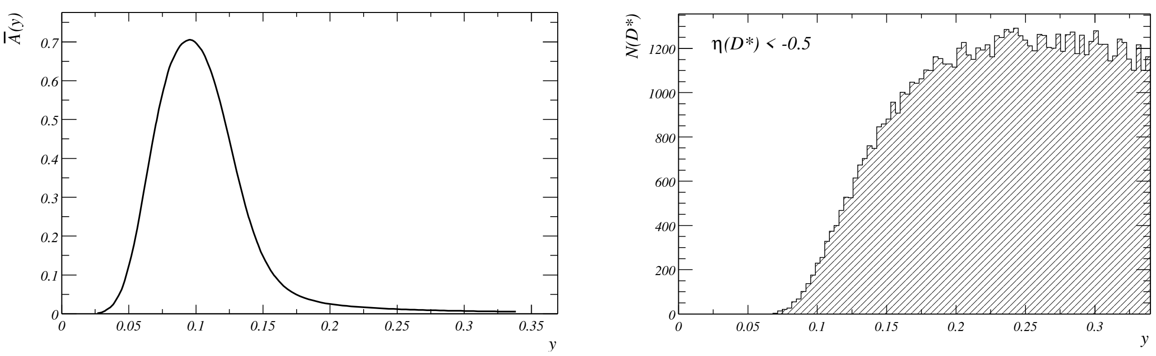

Abbildung 6.3: *Links: Luminositätsgewichtete mittlere Akzeptanzkurve des Elektron-Detektors ET44 in Abhängigkeit von der Inelastizität y. Rechts: y-Verteilung generierter D^*-Ereignisse im Rückwärtsbereich des H1-Detektors ($\eta(D^*) < -0.5$).*

y der Ereignisse fast ausschließlich in einem Bereich mit sehr geringer Akzeptanz des Elektron-Detektors liegt. Dies ist ebenso in Abbildung 6.3 dargestellt. Geringe Unsicherheiten im Verlauf der Akzeptanzkurve führen hier zu einem großen Fehler des zu bestimmenden Mittelwertes.

Im sichtbaren Bereich des Elektron-Detektors ET44 ergibt sich mit Hilfe der angegebenen Methode eine mittlere Akzeptanz von

$$\overline{A}_{\mathrm{ET44}} = 0.279 \quad . \tag{6.16}$$

Der statistische Fehler, der aus der Zahl der zur verfügbaren Monte-Carlo-Ereignisse für Gleichung 6.14 resultiert, ist vernachlässigbar.

Mit der in Gleichung 6.13 bestimmten Kurve lässt sich auch der Bereich der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p,44}$ unter Berücksichtigung des Akzeptanzbereichs des Elektron-Detektors angeben. Für den folgenden $W_{\gamma p}$-Bereich werden die Wirkungsquerschnitte angegeben:

$$65 \text{ GeV} < W_{\gamma p,44} < 125 \text{ GeV} \quad . \tag{6.17}$$

6.1.3 Rekonstruktions- und Trigger-Effizienz

Die mittlere Effizienz ϵ setzt sich für den jeweiligen sichtbaren Bereich $\mathcal{A}$ aus dem Produkt aus Rekonstruktionseffizienz ϵ_{rec} und Triggereffizienz ϵ_{trig} zusammen:

$$\epsilon = \epsilon_{\mathrm{rec}} \cdot \epsilon_{\mathrm{trig}} \quad . \tag{6.18}$$

Zur Bestimmung der Effizienzen wurden Monte-Carlo-Daten des Ereignisgenerators AROMA verwendet. Zur Verfügung standen Datensätze der Jahre 1997, 1999 (e^+) und 2000, für die die generierten Ereignisse die Simulation des H1-Detektors und die anschließende Rekonstruktion durchlaufen haben. Ein MC-Datensatz für die Runperioden in 1998 und 1999, in denen ein Elektronenstrahl verwendet wurde, stand nicht zur Verfügung. Zunächst werden für jeden der

S83	$\mathcal{L}$ [pb^{-1}]	ϵ_{rec}	ϵ_{trig}	ϵ
1997	15.59	0.376 ±0.004	0.907	0.341 ±0.004
1999	13.97	0.381 ±0.005	0.855	0.326 ±0.004
2000	40.29	0.398 ±0.005	0.826	0.328 ±0.004
Σ	69.85		$\epsilon =$	0.331 ±0.004

Tabelle 6.2: *Rekonstruktions- und Triggereffizienzen für den Subtrigger S83. Die angegebenen Fehler sind die aus der Monte-Carlo-Statistik resultierenden statistischen Fehler.*

S84	$\mathcal{L}$ [pb^{-1}]	ϵ_{rec}	ϵ_{trig}	ϵ
1997	3.03	0.389 ±0.003	0.753	0.293 ±0.002
1999	8.12	0.339 ±0.004	0.720	0.244 ±0.003
2000	10.73	0.414 ±0.004	0.676	0.280 ±0.003
Σ	21.88		$\epsilon =$	0.268 ±0.003

Tabelle 6.3: *Rekonstruktions- und Triggereffizienzen für den Subtrigger S84. Die angegebenen Fehler sind die aus der Monte-Carlo-Statistik resultierenden statistischen Fehler.*

vorhandenen Datensätze die Effizienzen einzeln bestimmt, um dann daraus eine luminositätsgewichtete Gesamteffizienz zu berechnen:

$$\epsilon = \frac{\mathcal{L}^{97} \cdot \epsilon^{97} + \mathcal{L}^{99e+} \cdot \epsilon^{99e^+} + \mathcal{L}^{00} \cdot \epsilon^{00}}{\mathcal{L}^{97} + \mathcal{L}^{99e+} + \mathcal{L}^{00}} \quad . \tag{6.19}$$

Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktionseffizienz ϵ_{rec} wird aus dem Quotienten der mit Hilfe der Anpassungsfunktion bestimmten Anzahl an rekonstruierten D*-Mesonen $N_{\mathrm{rec}}^{\mathrm{D}^*}$ und der Anzahl der im selben Monte-Carlo-Datensatz in dem jeweiligen sichtbaren Akzeptanzbereich $\mathcal{A}$ generierten D*-Mesonen $N_{\mathrm{gen}}^{\mathrm{D}^*}$ ermittelt:

$$\epsilon_{\mathrm{rec}} = \left.\frac{N_{\mathrm{rec}}^{\mathrm{D}^*}}{N_{\mathrm{gen}}^{\mathrm{D}^*}}\right|_{\mathcal{A}} \quad . \tag{6.20}$$

Triggereffizienz

Die Triggereffizienz ϵ_{trig} wird aus der Zahl der rekonstruierten D*-Ereignisse berechnet, für die die in der Monte-Carlo-Simulation vorhandenen Triggerelemente der Stufe L1 angesprochen haben. Es können nur die Effizienzen der Triggerelemente DCRPh_Tc (TE19) und zVtx_sig_1 (TE31) bestimmt werden. Triggerelemente der Elektron-Detektoren sind in der Detektor-Simulation nicht verfügbar, da die genaue Lage des Elektronenstrahls nicht simuliert werden kann. Die Triggereffizienz dieser Elemente wird jedoch in den Akzeptanzkurven der Elektron-Detektoren berücksichtigt. Die Triggereffizienz der Spur- und Vertextrigger wird für den sichtbaren Bereich durch

$$\epsilon_{\mathrm{trig}} = \left.\frac{N_{\mathrm{rec}}^{\mathrm{MC}}(\mathrm{TE19} \wedge \mathrm{TE31})}{N_{\mathrm{rec}}^{\mathrm{MC}}}\right|_{\mathcal{A}} \tag{6.21}$$

bestimmt. Die errechneten Effizienzen für die beiden Subtrigger sind in den Tabellen 6.2 und 6.3 angegeben.

Der statistische Fehler der Effizienzen, der von der Zahl der verfügbaren Monte-Carlo-Ereignisse stammt, ist für die Gesamt-Querschnitte der Elektron-Detektoren kleiner als 1 % und vernachlässigbar. Für die differentiellen Wirkungsquerschnitte, besonders in der $p_\perp$-Verteilung erreichen sie jedoch bis zu 8 %, sind für jedes Intervall bestimmt worden und werden dort zusätzlich in Betracht gezogen.

6.1.4 Systematische Fehler

Der statistische Fehler wird von den Unsicherheit in der Bestimmung der Anzahl der D*-Mesonen aus der Anpassungsfunktion bestimmt. In diesem Abschnitt werden die systematischen Fehler dieser Analyse behandelt. Eine tabellarische Übersicht wird in Tabelle 6.4 gegeben.

▷ Detektor-Akzeptanz
Zur Bestimmung des Akzeptanzbereiches $\mathcal{A}$ wird der Monte-Carlo-Generator AROMA verwendet. In [35] wurde der aus der Variation der Form der Charm-Fragmentationsfunktion resultierende systematische Fehler untersucht und mit 3 % angegeben.

▷ Rekonstruktions- und Triggereffizienz
Der systematische Fehler der Effizienz setzt sich aus dem Fehler von Spurrekonstruktion und Triggereffizienz zusammen und wird zu insgesamt 10 % abgeschätzt [35, 36].

▷ Akzeptanz der Elektron-Detektoren
Der systematische Fehler auf $\overline{A}_{\mathrm{ET33}}$ ist in [33] untersucht worden. Er ist hauptsächlich durch die Unsicherheit der im Elektron-Detektor gemessenen Energie bestimmt und wird mit 3% angegeben.
Der systematische Fehler der mittleren Akzeptanz des Elektron-Detektors ET44 wird in [34] mit weniger als 6 % angegeben. Jedoch muss berücksichtigt werden, dass für die y-Verteilungen in Gleichung 6.14 aus kinematischen Gründen nur ein Teil des Akzeptanzbereiches „sichtbar“ ist, wenn einzelne Intervalle der Pseudorapidität betrachtet werden. Für die differentiellen Wirkungsquerschnitte wird daher ein zu dem in Gleichung 6.16 in Beziehung gesetzter systematischer Fehler

$$\sigma_{\overline{A}_{\eta,p_\perp}} = 6\% \cdot \sqrt{\frac{\overline{A}}{\overline{A}_{\eta,p_\perp}}} \cdot \overline{A}_{\eta,p_\perp} \qquad (6.22)$$

abgeschätzt.

▷ Bestimmung der Anzahl der D*-Mesonen
Für die Gesamt-Datensätze der Elektron-Detektoren ist die Statistik so groß, dass der systematische Fehler in Bestimmung der Ereigniszahl N^{D^*} durch Variation bzw. das Festhalten einzelner Parameter der Anpassungsfunktion mit 2 % angegeben werden kann. Für die differentiellen Verteilungen wird der systematische Fehler zusätzlich durch eine Differenzbestimmung abgeschätzt. Dabei wird aus den D*-Kandidaten, die außerhalb der differentiellen Intervalle liegen, die Zahl der D*-Ereignisse bestimmt und von der Gesamtanzahl

Fehlerquelle	sichtbar		extrapoliert		differentiell	
	ET33	ET44	ET33	ET44	ET33	ET44
Signal-Anpassung	2 %		2 %		10 %	
Effizienz ϵ	10 %		10 %		10 %	
Akzeptanz $\overline{A}_{\mathrm{ET33,44}}$	3 %	6 %	3 %	6 %	3 %	6 (8) %
Luminosität $\mathcal{L}_{\mathrm{cor}}$	1.5 %		1.5 %		1.5 %	
$\mathcal{B}(\mathrm{D}^* \to (\mathrm{K}\pi)\pi_s)$	2.3 %		2.3 %		2.3 %	
$\mathcal{P}(c \to \mathrm{D}^*)$	–	–	8 %		–	–
Det.-Akzeptanz $\mathcal{A}$	–	–	3 %		–	–
Systematischer Fehler	11.0 %	12.2 %	13.9 %	14.9 %	14.7 %	15.6 (16.5) %

Tabelle 6.4: *Systematische Fehler bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte.*

abgezogen. Insgesamt wird für die differentiellen Verteilungen ein systematischer Fehler von 10 % verwendet.

Insgesamt erhält man für die sichtbaren Wirkungsquerschnitte einen quadratisch addierten systematischen Fehler von 11.0 % (ET33) bzw. 12.2 % (ET44). Für die totalen Wirkungsquerschnitte sind die Unsicherheiten in der Fragmentationswahrscheinlichkeit $\mathcal{P}$ und der Effizienzbestimmung durch die Monte-Carlo-Simulation dominant, so dass daraus ein gesamter systematischer Fehler von 13.9 % bzw. 14.9 % resultiert. In den differentiellen Verteilungen müssen aufgrund der geringeren Statistik in den einzelnen Intervallen einige Parameter der Anpassungsfunktion der ΔM-Verteilung festgehalten werden. Dies führt zu einem systematischen Fehler von insgesamt 14.7 % für den ET33. Für den ET44 schwankt der systematische Fehler zwischen 15.6 % und 16.5 %.

6.2 Ergebnisse

6.2.1 Der sichtbare Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{vis}}(ep \to \mathrm{D}^*X)$

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt errechnet sich aus der Anzahl der für die beiden Subtrigger bzw. Elektron-Detektoren rekonstruierten D*-Mesonen $N^{\mathrm{D}^*}_{\mathrm{ET33(44)}}$ zu

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathrm{vis}}(ep \to \mathrm{D}^*X) &= \sigma_{\mathrm{vis}}(ep \to \mathrm{D}^{*+}X) + \sigma_{\mathrm{vis}}(ep \to \mathrm{D}^{*-}X) \\ &= \frac{N^{D*}_{\mathrm{Subtr.}}}{\mathcal{L}^{\mathrm{ET33(44)}}_{\mathrm{cor}} \cdot \mathcal{B}(\mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s) \cdot \epsilon \cdot \overline{A}_{\mathrm{ET33(44)}}} \quad . \end{aligned} \tag{6.23}$$

Dabei bezeichnet $\mathcal{B}(\mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s)$ das kombinierte Verzweigungsverhältnis des D*-Mesons in $\mathrm{D}^0\pi_s$ und $D^0 \to \mathrm{K}\pi$, $\mathcal{L}_{\mathrm{cor}}$ die integrierte und auf Hochspannungsbedingungen korrigierte Luminosität. ϵ steht für das Produkt aus Trigger- und Rekonstruktionseffizienz und $\overline{A}_{\mathrm{ET33(44)}}$ für die mittlere Akzeptanz der Elektron-Detektoren bei 33 bzw. 44 m. Mit den in den vorherigen Abschnitten bestimmten Werten ergeben sich

$$\sigma_{\mathrm{vis,ET33}}(ep \to \mathrm{D}^*X) = (6.51 \pm 0.49 \pm 0.72)\ \mathrm{nb} \qquad \text{bei } 167\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p,33} < 261\ \mathrm{GeV} \tag{6.24}$$

und

$$\sigma_{\mathrm{vis,ET44}}(ep \to \mathrm{D}^* X) = (17.80 \pm 1.20 \pm 2.17)\ \mathrm{nb} \quad \text{bei } 65\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p,44} < 125\ \mathrm{GeV} \tag{6.25}$$

für die beiden Datensätze.

6.2.2 Der totale Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to c\bar{c}X)$

Mit der Akzeptanz $\mathcal{A}$ und der Fragmentationswahrscheinlichkeit $\mathcal{P}$ eines charm-Quarks in ein D*-Meson kann der sichtbare Wirkungsquerschnitt auf den gesamten Kinematischen Bereich der Photoproduktion ($Q^2 < 1\ \mathrm{GeV}^2$) erweitert werden. Der totale Elektroproduktion-Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\sigma(ep \longrightarrow c\bar{c}X) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma(ep \to \mathrm{D}^* X)}{\mathcal{P} \cdot \mathcal{A}} \quad . \tag{6.26}$$

Der Faktor 1/2 trägt der Tatsache Rechnung, dass positiv und negativ geladene D*-Mesonen nicht getrennt betrachtet werden. Für die beiden Datensätzen der Elektron-Detektoren ergeben sich mit $\mathcal{P} = 26.0\%$ und den in Tabelle 6.1 angegebenen Detektor-Akzeptanzen $\mathcal{A}$ folgende totale ep-Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma(ep \longrightarrow c\bar{c}X) = (620 \pm 47 \pm 86)\ \mathrm{nb} \quad \text{bei } 167\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p,33} < 261\ \mathrm{GeV} \tag{6.27}$$

und

$$\sigma(ep \longrightarrow c\bar{c}X) = (870 \pm 59 \pm 130)\ \mathrm{nb} \quad \text{bei } 65\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p,44} < 125\ \mathrm{GeV} \quad . \tag{6.28}$$

Der totale Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt, der im Monte-Carlo-Generator AROMA für den gesamten $W_{\gamma p}$-Bereich verwendet wurde, beträgt $\sigma(ep \longrightarrow c\bar{c}X) = 616$ nb.

6.2.3 Der totale Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X)$

In der Weizsäcker-Williams-Approximation (WWA) wird der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to c\bar{c}X)$ als Faltung aus dem Fluss der Photonen $f_{\gamma/e}$, die vom einlaufenden Elektron abgestrahlt werden, mit dem Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X)$ errechnet. Unter der Annahme, dass der γp-Wirkungsquerschnitt in den y-Bereichen der Elektron-Detektoren konstant ist, gilt:

$$\begin{aligned} \sigma(ep \longrightarrow c\bar{c}X) &= \int f_{\gamma/e}(y) \cdot \sigma(\gamma p \longrightarrow c\bar{c}X)\, dy \\ &\approx \sigma(\gamma p \longrightarrow c\bar{c}X) \cdot \int_{y_{\mathrm{min}}}^{y_{\mathrm{max}}} f_{\gamma/e}(y)\, dy \quad . \end{aligned} \tag{6.29}$$

Der Photonenfluss $f_{\gamma/e}(y)$ ist für den kinematischen Bereich von HERA gegeben durch [37]:

$$f_{\gamma/e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \frac{Q^2_{\mathrm{max}}}{Q^2_{\mathrm{min}}} - 2\frac{1-y}{y} \left(1 - \frac{Q^2_{\mathrm{min}}}{Q^2_{\mathrm{max}}} \right) \right) \tag{6.30}$$

mit

$$
\begin{aligned}
Q^2_{\max} &= E_e^2(1-y)\theta^2_{e',\max} && (6.31)\\
Q^2_{\min} &= \frac{y^2 \cdot m_e^2}{1-y} \quad . && (6.32)
\end{aligned}
$$

Dabei bezeichnet $\theta_{e',\max}$ den maximalen Streuwinkel des Elektrons für den Nachweis in einem der Elektron-Detektoren. Der Streuwinkel wird entgegen der sonstigen Konvention in Bezug auf die Flugrichtung des Elektrons angegeben und beträgt 5 mrad für den ET33 und 3.5 mrad für den ET44.

Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt kann dann aus den Gleichungen 6.26 und 6.29 bestimmt werden:

$$\sigma(\gamma p \longrightarrow c\bar{c}X) = \frac{\sigma(ep \longrightarrow c\bar{c}X)}{\mathcal{F}_{\gamma/e}} \qquad (6.33)$$

mit

$$\mathcal{F}_{\gamma/e} = \int\limits_{y_{\min}}^{y_{\max}} f_{\gamma/e}(y)\, dy \quad . \qquad (6.34)$$

Als Ergebnis für die beiden Elektron-Detektoren erhält man

$$\sigma(\gamma p \longrightarrow c\bar{c}X) = (16.83 \pm 1.27 \pm 2.47)\,\mu\text{b} \quad \text{bei } 167 \text{ GeV} < W_{\gamma p,33} < 261 \text{ GeV} \qquad (6.35)$$

und

$$\sigma(\gamma p \longrightarrow c\bar{c}X) = (3.57 \pm 0.24 \pm 0.56)\,\mu\text{b} \quad \text{bei } 65 \text{ GeV} < W_{\gamma p,44} < 125 \text{ GeV} \quad . \qquad (6.36)$$

In den früheren Analysen [1, 5] wurde für den Elektron-Detektor ET33 ein Wert von $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (13.2 \pm 2.2)\mu$b bei einer mittleren Photon-Proton-Schwerpunktsenergie von $\langle W_{\gamma p}\rangle = 200$ GeV ermittelt. In [6] wird aus den Daten von 1994 bis 1996 ein Wert von (12.02 $\pm$1.29) μb bei $\langle W_{\gamma p}\rangle = 198$ GeV gemessen. Aufgrund der erhöhten Protonstrahlenergie von 920 GeV ab 1998 gegenüber 820 GeV bis 1997 liegt die mittlere Photon-Proton-Schwerpunktsenergie dieser Analyse mit $\langle W_{\gamma p}\rangle = 214$ GeV etwas höher, so dass die Werte in guter Übereinstimmung sind. Dies wird auch durch den im nächsten Abschnitt bestimmten Wert der differentiellen $W_{\gamma p}$-Verteilung bei 200 GeV von (11.9 $\pm$1.0) μb deutlich.

Für den Elektron-Detektor bei 44 m ergibt sich jedoch im Vergleich zu dem in [7] bestimmten Wert ein anderes Bild. Bei der gleichen mittleren γp-Schwerpunktsenergie von 95 GeV wird der frühere Wert von $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}X) = (6.42 \pm 1.15)\mu$b deutlich unterschritten.

Die Ergebnisse der totalen Wirkungsquerschnitte dieser Analyse sind zur Übersicht noch einmal in Tabelle 6.5 angegeben. Ein graphischer Vergleich der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitte sowie deren Abhängigkeit von der γp-Schwerpunktsenergie ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Dafür sind ebenso die in Abschnitt 6.2.4 bestimmten differentiellen Werte für $d\sigma/dW_{\gamma p}$ extrapoliert und in die Abbildung eingetragen.

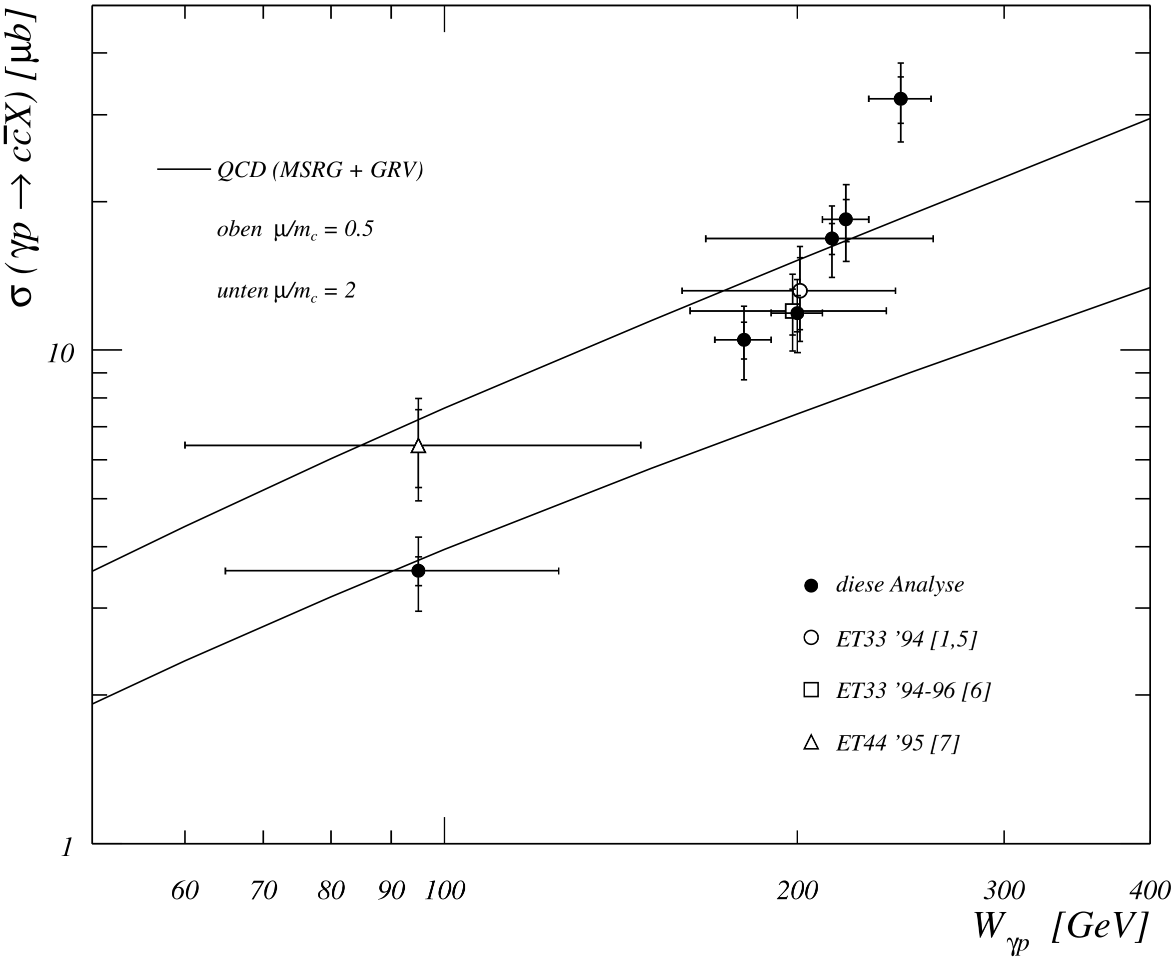

Abbildung 6.4: *Totaler Photoproduktionswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$. Die vollen Punkte zeigen die gemessenen Wirkungsquerschnitte dieser Analyse, die offenen Symbole kennzeichnen frühere Messungen. Der innere Fehlerbalken markiert die statistischen Fehler, der äußere den quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehler. Die durchgezogenen Linien stellen stellen die Vorhersage einer QCD-Rechnung in nächstführender Ordnung da. MSRG und GRV sind die dabei verwendeten Partondichte-Funktionen für Proton und Photon. Die beiden Linien grenzen den Bereich der Vorhersage durch Variation der Renormalisierungsskala zwischen* $0.5 < \mu/m_c < 2$ *ein.*

	ET33	ET44
Inelastizität	$0.28 < y < 0.68$	$0.025 < y < 0.34$
Bereich in $W_{\gamma p}$	167 GeV $< W_{\gamma p} <$ 261 GeV	65 GeV $< W_{\gamma p} <$ 125 GeV
gemessene D*-Mesonen N^{D^*}	1674 ±126	933 ±63
korrigierte Luminosität $\mathcal{L}_{\mathrm{cor}}$	82.06 pb^{-1}	26.99 pb^{-1}
$\mathcal{B}(\mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s)$	0.02593	0.02593
mittlere Effizienz ϵ	0.331 ±0.004	0.268 ±0.003
Akzeptanz des ET $\overline{A}$	0.365	0.279
$\sigma_{\mathrm{vis}}(ep \to \mathrm{D}^* X)$	(6.51 ±0.49 ±0.72) nb	(17.80 ±1.20 ±2.17) nb
Akzeptanz $\mathcal{A}$	2.021 %	3.933 %
$\mathcal{P}(c \to \mathrm{D}^*)$	26.0 ±2.1 %	26.0 ±2.1 %
$\sigma(ep \to c\bar{c}X)$	(620 ±47 ±86) nb	(870 ±59 ±130) nb
Photon-Fluss $\mathcal{F}_{\gamma/e}$	0.03681	0.2438
$\sigma(\gamma p \longrightarrow c\bar{c}X)$	(16.83 ±1.27 ±2.47) μb	(3.57 ±0.24 ±0.56) μb

Tabelle 6.5: *Übersicht über Parameter und Ergebnisse der Wirkungsquerschnitte für die verwendeten Elektron-Detektoren.*

6.2.4 Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx$

Die in den Jahren 1997 bis 2000 vom H1-Detektor aufgezeichnete Datenmenge reicht aus, um den Verlauf der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit einiger kinematischer Größen wiederzugeben, die sensitiv auf den Produktionsmechanismus sind und zur Unterscheidung verschiedener Partondichte-Funktionen angewendet werden können. In diesem Abschnitt werden Wirkungsquerschnitte in differentiellen Verteilungen des Transversalimpulses $p_\perp$ und der Pseudorapidität η für die beiden Elektron-Detektoren angegeben und mit den theoretischen Vorhersagen der QCD in führender Ordnung und für direkte Prozesse der PGF verglichen. Für den Vergleich wird der Monte-Carlo-Generator AROMA verwendet. Für den ET33 können zudem Wirkungsquerschnitte für verschiedene Bereiche der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ angegeben werden.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt im sichtbaren Bereich $d\sigma_{\mathrm{vis}}/dx$ kann für jede Größe x aus $p_\perp$, η und $W_{\gamma p}$ für den entsprechenden Elektron-Detektor aus

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{vis}}}{dx} = \frac{d\sigma_{\mathrm{vis}}(ep \to \mathrm{D}^* X)}{dx} = \frac{N_x^{\mathrm{D}^*}}{dx \cdot \mathcal{L}_{\mathrm{cor}}^{\mathrm{ET33,44}} \cdot \mathcal{B}(\mathrm{D}^* \to \mathrm{K}\pi\pi_s) \cdot \epsilon_x \cdot \overline{A}_x^{\mathrm{ET33,44}}} \quad . \tag{6.37}$$

errechnet werden

Die Intervallgrenzen, in denen die Wirkungsquerschnitte angegeben werden, werden anhand der Datenmenge in den Intervallen ausgewählt. Es wird darauf geachtet, dass noch ein gut messbares Signal in der ΔM-Verteilung sichtbar ist, für das der statistische Fehler in der Anzahl der rekonstruierten D*-Mesonen nicht mehr als etwa 10 % beträgt.

Zur Bestimmung der D*-Ereignisahlen aus der ΔM-Verteilung wird wie für die Gesamt-Datensätze Gleichung 5.4 benutzt. Für das Gaußsignal wird jedoch die Position bei μ = 145.4 MeV/c^2 sowie die Breite von σ = 1.1 MeV/c^2 festgehalten. Ebenso werden der Parameter des quadratischen Korrekturterms u_3 und der Exponent u_2 der Wurzelfunktion für den Untergrund bei den aus dem jeweiligen Gesamt-Datensatz ermittelten Werten fixiert.

In Anlehnung an die Abschnitt 6.1.3 vorgestellte Methode müssen die Rekonstruktions- und Triggereffizienzen $\epsilon_{\rm rec}$ und $\epsilon_{\rm trig}$ für die einzelnen Intervalle der Verteilungen separat bestimmt werden. Abbildung 6.5 zeigt auf der linken Seite für den Elektron-Detektor ET33 beispielhaft den Verlauf der beiden Effizienzen in Intervallen des Transversalimpulses $p_\perp$ für die zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Datensätze. Die in den einzelnen Betriebsperioden bestimmten Werte werden wiederum in ein mit der Luminosität gewichtetes Mittel der Effizienz ϵ umgerechnet (vgl. Abschnitt 6.1.3). Die rechte Seite von Abbildung 6.5 zeigt dieses Mittel, die in den Intervallen gemittelte Akzeptanz des ET33 und die Zahl der in den Intervallen mit Hilfe der Fitfunktion aus den ΔM-Verteilungen bestimmten D*-Mesonen $N_x^{\rm D^*}$. Die ΔM-Verteilungen selbst sind in Anhang A abgebildet.

Für den Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit der Monte-Carlo-Vorhersage muss in Betracht gezogen werden, dass der AROMA-Generator aufgelösten Prozesse, in denen das Photon in einen hadronischen Zustand fluktuiert, nicht berücksichtigt. Die aufgelösten Prozesse zeigen ein von den direkten Prozessen unterschiedliches Verhalten der Wirkungsquerschnitte sowie der Rekonstruktions- und Trigger-Effizienz [6]. Durch die Verwendung geeigneter Monte-Carlo-Generatoren (z.B. PYTHIA) ließen sich auch aufgelöste Prozesse untersuchen bzw. deren Anteil am Wirkungsquerschnitt berücksichtigen.

Elektron-Detektor ET33

Für die beiden restlichen Verteilungen für den Elektron-Detektor ET33 sind die Anzahl der D*-Mesonen, die gemittelten Effizienzen sowie die Akzeptanz des Elektron-Detektors in Abbildung 6.6 dargestellt.

Abbildung 6.7 zeigt logarithmisch den Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte als Funktion des Transversalimpulses $p_\perp$ des D*-Mesons, der Pseudorapidität $\eta(\rm D^*)$ und der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Die Intervall-Einträge sind nach Gleichung 6.37 berechnet, d.h. durch die jeweilige Intervallbreite dx dividiert. Die hinterlegten Histogramme zeigen den differentiellen Wirkungsquerschnitt der jeweiligen Variablen des Monte-Carlo-Generators AROMA. Es wurde kein Skalierungsfaktor angefügt.

Für die differentielle Verteilung des Transversalimpulses stimmt nicht nur der Verlauf sondern auch die absolute Höhe der gemessenen Größen mit denen der Simulation überein. Einzig das Intervall mit den kleinsten in dieser Analyse verwendeten Transversalimpulsen des D*-Mesons von 2 GeV/c bis 2.5 GeV/c liegt tiefer als die Vorhersage. Jedoch ist in diesem Intervall das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis mit etwa 0.14 klein gegen die der restlichen Intervalle.

In den differentiellen Wirkungsquerschnitten der Pseudorapidität und der γp-Schwerpunktsenergie stimmt der gemessene Verlauf mit der Vorhersage des Monte-Carlo-Generators gut überein. Die absolute Höhe der AROMA-Vorhersage stimmt überwiegend mit den aus den Daten ermittelten Werten überein. Im Rückwärtsbereich ($\eta < -1$) liegen die Daten um etwa 20 % unter dem Monte-Carlo-Wert. Auch im zentralen Bereich ist eine leichte Diskrepanz erkennbar.

$p_\perp(\mathrm{D}^*)$ [GeV/c]	2 – 2.5	2. 5 – 3	3 – 3.5	3.5 – 4.25
$d\sigma_{\mathrm{vis}}/dp_\perp$ [pb/(GeV/c)]	3764 ±572	3173 ±304	1751 ±193	1164 ±107
	4.25 – 5	5 – 6	6 – 8.5	8.5 – 12
	638 ±67	314 ±40	80 ±12	13.1 ±3.9

Tabelle 6.6: *Differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Transversalimpulses $p_\perp$ des D*-Kandidaten für den Elektron-Detektor ET33. Es sind die statistischen Fehler angegeben.*

$\eta(\mathrm{D}^*)$	(-1.5) – (-1)	(-1) – (-0.5)	(-0.5) – 0	0 – 0.5	0.5 – 1	1 – 1.5
$d\sigma_{\mathrm{vis}}/d\eta$ [pb]	4018 ±269	3331 ±227	1753 ±206	1811 ±231	1159 ±254	475 ±284

Tabelle 6.7: *Differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Pseudorapidität η des D*-Kandidaten für den Elektron-Detektor ET33. Es sind die statistischen Fehler angegeben.*

$W_{\gamma p}$ [GeV]	170 – 190	190 – 210	210 – 230	230 – 260
$d\sigma_{\mathrm{vis}}/dW_{\gamma p}$ [pb/GeV]	109.1 ±9.8	65.3 ±5.7	57.5 ±5.6	47.7 ±5.3
$\mathcal{A}$ [$\cdot 10^{-}3$]	6.493	4.848	3.771	3.903
$\sigma_{\mathrm{tot}}(ep \to c\bar{c}X)$	(646 ±58) nb	(518 ±45) nb	(586 ±57) nb	(705 ±78) nb
$\mathcal{F}_{\gamma/e}$	0.06134	0.04393	0.03193	0.02179
$\sigma_{\mathrm{tot}}(\gamma p \to c\bar{c}X)$	(10.5 ±0.9) μb	(11.9 ±1.0) μb	(18.4 ±1.8) μb	(32.3 ±3.5) μb

Tabelle 6.8: *Differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ für den Elektron-Detektor ET33. Es sind die statistischen Fehler angegeben.*

Für die $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit werden die Detektor-Akzeptanz $\mathcal{A}$ und der integrierte Photonfluss $\mathcal{F}_{\gamma/e}$ berechnet, so dass auch totale Wirkungsquerschnitte in Elektro- und Photoproduktion in diesen Bereichen der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie angegeben werden können. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden innerhalb der Fehler noch gut durch die AROMA-Vorhersage beschrieben. Es hat jedoch den Anschein, dass der Anstieg des γp-Wirkungsquerschnittes mit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie steiler ist, als dies NLO-QCD-Rechnungen mit den Proton- und Photon-Dichtefunktionen MSRG bzw. GRV vorhersagen (vgl. Abbildung 6.4).

Die Tabellen 6.6, 6.7 und 6.8 verzeichnen die einzelnen gemessenen Werte.

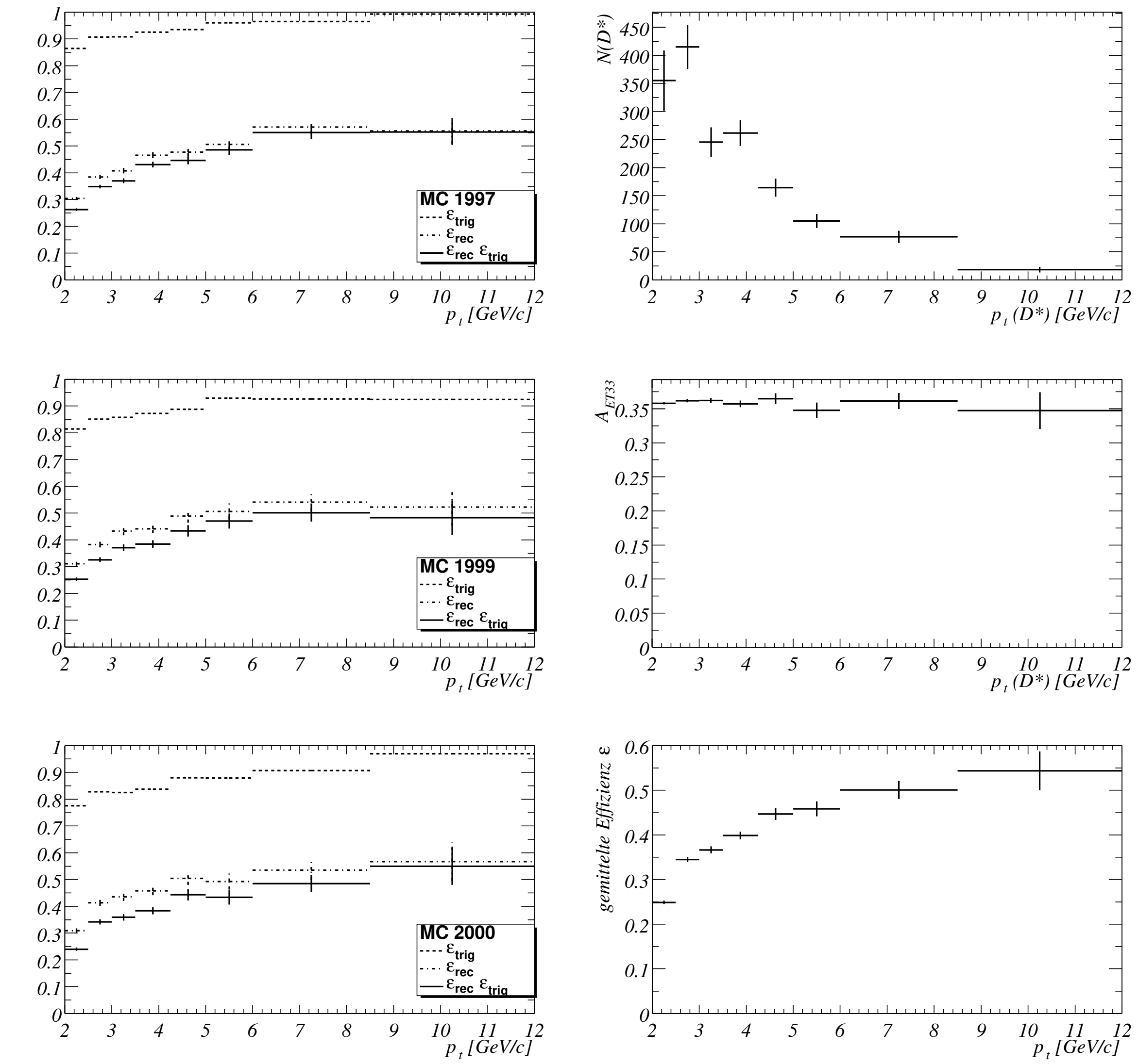

Abbildung 6.5: *Parameter zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_\perp$ für den Elektron-Detektor ET33: Auf der linken Seite sind die Rekonstruktions- und Triggereffizienzen der drei vorhanden Monte-Carlo-Simulationen aufgetragen. Auf der rechten Seite sind die Anzahl der in jedem Intervall gemessenen D^*-Mesonen, die gemittelten Elektron-Detektor-Akzeptanzen und die luminositätsgewichteten mittleren Effizienzen dargestellt (von oben nach unten).*

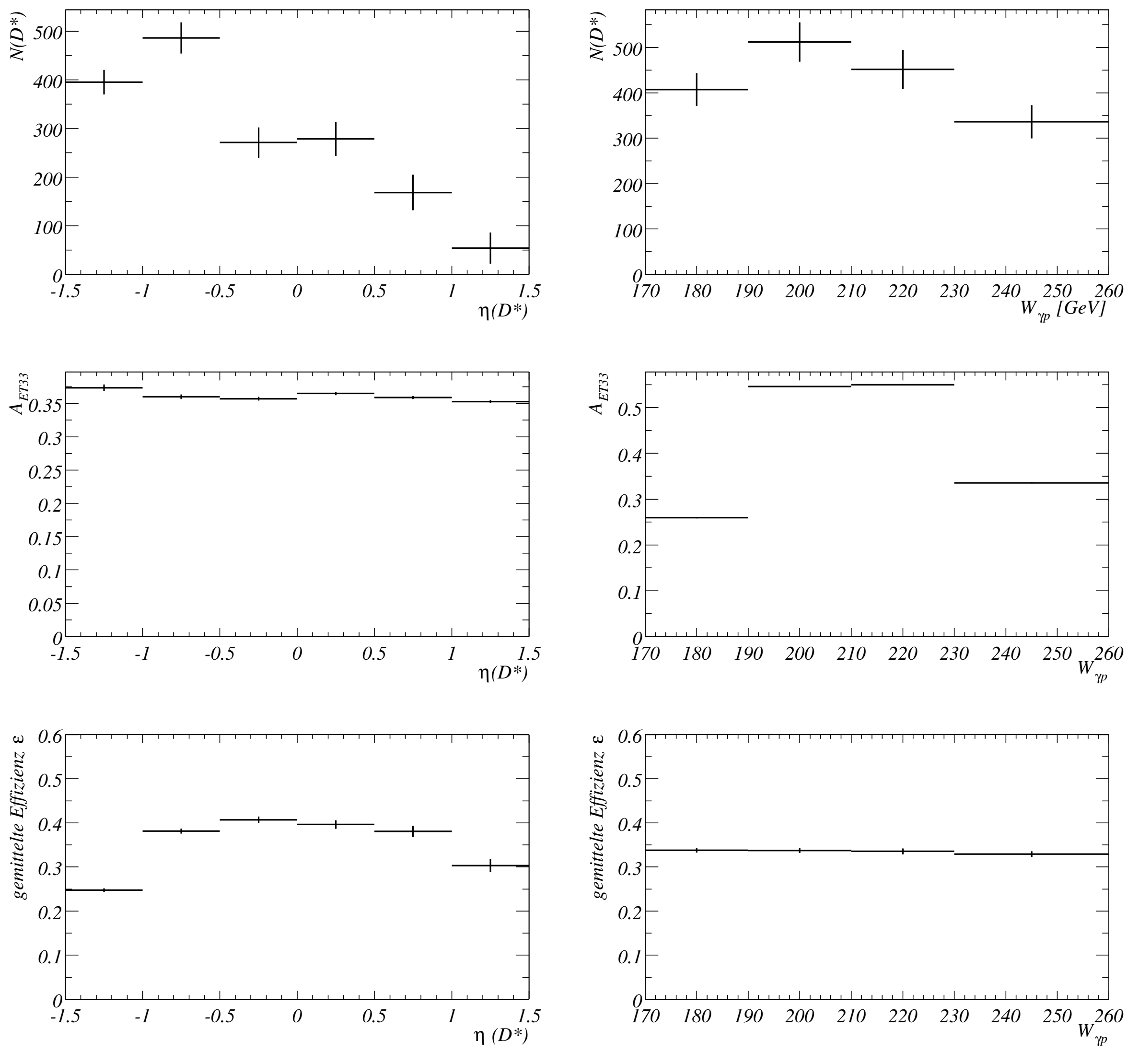

Abbildung 6.6: *Parameter zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\eta$ (links) und $d\sigma/dW_{\gamma p}$ (rechts) für den Elektron-Detektor ET33. Die Anzahl der in jedem Intervall gemessenen D*-Mesonen, die gemittelten Elektron-Detektor-Akzeptanzen und die luminositätsgewichteten mittleren Effizienzen sind von oben nach unten dargestellt.*

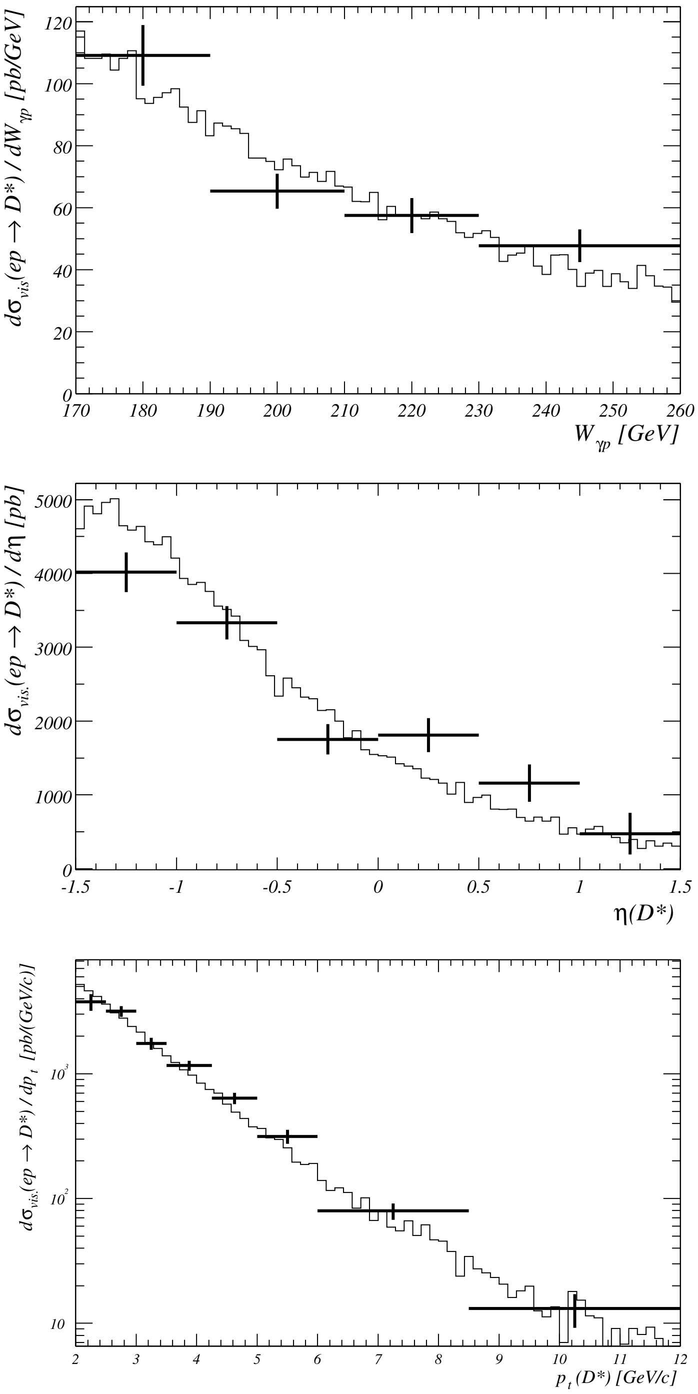

Abbildung 6.7: *Differentielle Wirkungsquerschnitte für den ET33 in $W_{\gamma p}$, η und $p_\perp$. Die Fehlerbalken markieren den statistischen Fehler. Das hinterlegte Histogramm stellt jeweils den entsprechenden Verlauf des Monte-Carlo-Generators AROMA dar.*

$p_\perp(\mathrm{D}^*)$ [GeV/c]	2 – 2.5	2. 5 – 3	3 – 3.5	3.5 – 4.5
$d\sigma_{\mathrm{vis}}/dp_\perp$ [pb/(GeV/c)]	10577 ±1118	6499 ±669	4959 ±523	2184 ±227
	4.5 – 6	6 – 10		
	857 ±120	157 ±33		

Tabelle 6.9: *Differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Transversalimpulses $p_\perp$ des D*-Kandidaten für den Elektron-Detektor ET44. Es sind die statistischen Fehler angegeben.*

$\eta(\mathrm{D}^*)$	(-0.5) – (-0.1)	(-0.1) – 0.3	0.3 – 0.7	0.7 – 1.1	1.1 – 1.5
$d\sigma_{\mathrm{vis}}/d\eta$ [pb]	5819 ±759	6633 ±653	8580 ±733	9850 ±927	6066 ±1255

Tabelle 6.10: *Differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Pseudorapidität η des D*-Kandidaten für den Elektron-Detektor ET44. Es sind die statistischen Fehler angegeben.*

Elektron-Detektor ET44

Für die differentiellen Wirkungsquerschnitte des Elektron-Detektors bei 44 m sind die Anzahl der D*-Mesonen, die gemittelten Effizienzen sowie die nach Gleichung 6.14 bestimmte mittlere Akzeptanz des Elektron-Detektors in Abbildung 6.8 dargestellt. Abbildung 6.9 zeigt dann die daraus bestimmten Verteilungen der Wirkungsquerschnitte. Der Grad der Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersage des ET33 wird dabei nicht erreicht. Bei kleinen Transversalimpulsen wird die absolute Höhe der gemessenen Werte des Wirkungsquerschnittes durch die der Monte-Carlo-Verteilung überschritten; bei großen Transversalimpulsen des D*-Mesons liegt die AROMA-Vorhersage zu tief. Die $p_\perp$-Verteilung ist in den Daten des ET44 härter als die der Monte-Carlo-Simulation.

In Abhängigkeit der Pseudorapidität der D*-Mesonen ergibt sich ebenso eine Diskrepanz zwischen Daten und Vorhersage. Im Vorwärtsbereich für $0.3 < \eta < 1.1$ liegt die AROMA-Vorhersage unter den gemessenen Wirkungsquerschnitten. Dies kann wahrscheinlich auf den fehlenden Anteil aufgelöster Prozesse in der Monte-Carlo-Simulation zurückgeführt werden. Dieser wird von AROMA nicht berücksichtigt. Im zentralen Bereich und im Vorwärtsbereich ab $\eta = 1.1$ werden die gemessenen Werte jedoch gut beschrieben.

Die einzelnen Werte für die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in den Tabellen 6.9 und 6.10 aufgeführt.

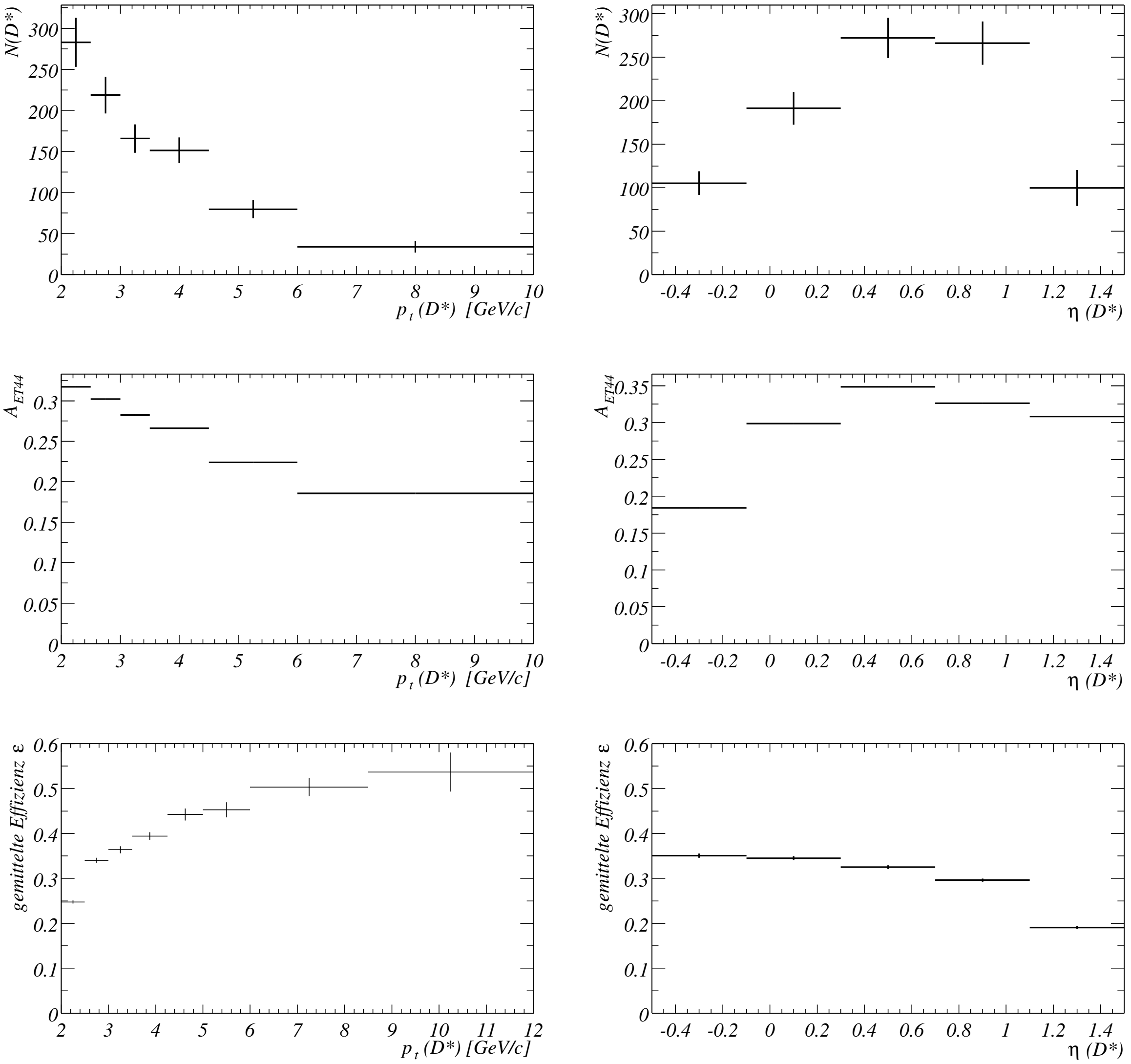

Abbildung 6.8: *Parameter zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dp_t$ (links) und $d\sigma/d\eta$ (rechts) für den Elektron-Detektor ET44. Die Anzahl der in jedem Intervall gemessenen D^*-Mesonen, die gemittelten Elektron-Detektor-Akzeptanzen und die luminositätsgewichteten mittleren Effizienzen sind von oben nach unten dargestellt.*

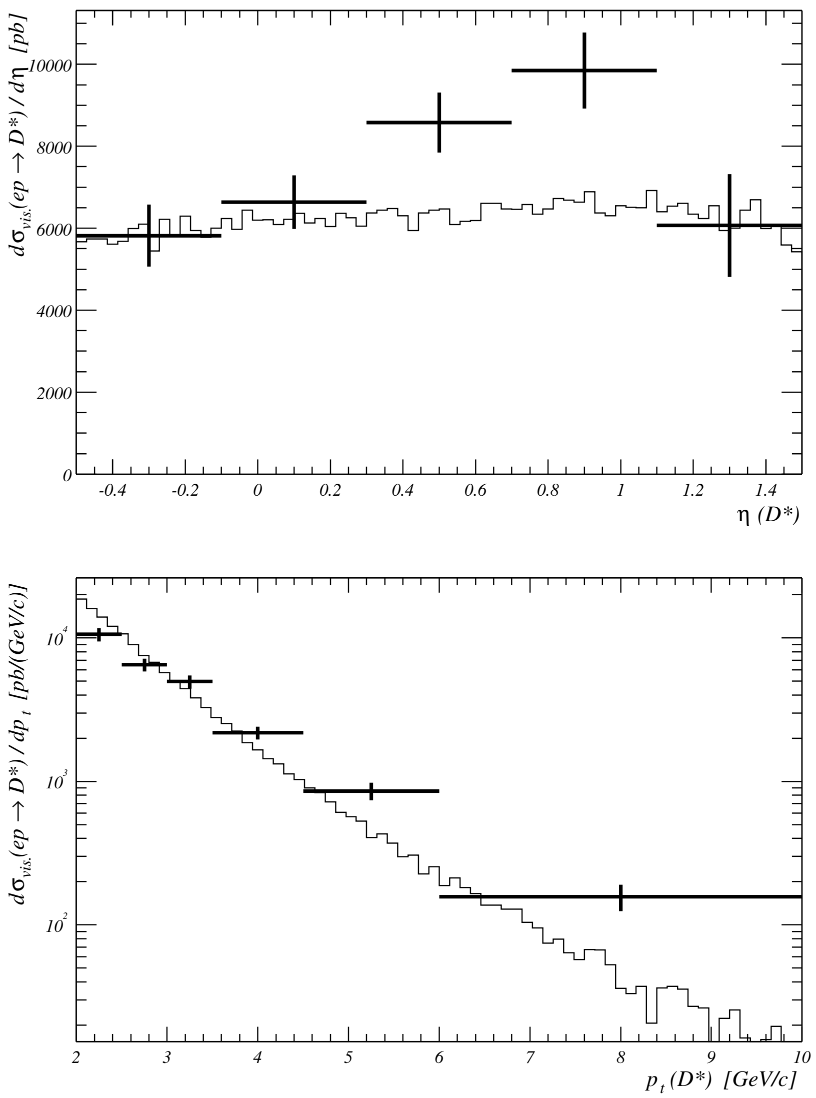

Abbildung 6.9: *Differentielle Wirkungsquerschnitte für den ET44 in Abhängigkeit des Transversalimpulses $p_\perp$ und der Pseudorapidität η. Die Fehlerbalken markieren den statistischen Fehler. Das hinterlegte Histogramm stellt jeweils den entsprechenden Verlauf des Monte-Carlo-Generators AROMA dar.*

Kapitel 7

Zusammenfassung

Mit den vom H1-Detektor am HERA-Speichering aufgezeichneten Daten aus den Jahren von 1997 bis 2000 werden in dieser Arbeit Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion von charm-Quarks gemessen. Das charm-Quark wird über ein D*-Meson im Endzustand des Ereignisses nachgewiesen. Rekonstruiert wird der Zerfallskanal $D^{*+} \to D^0\pi_s^+ \to (K^-\pi^+)\pi_s^+$ sowie der dazu ladungskonjugierte Prozess.

Der dabei dominante Produktionsprozess ist die Photon-Gluon-Fusion PGF, bei dem ein vom einlaufenden Elektron abgestrahltes Photon mit einem Gluon aus dem Proton wechselwirkt und ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt. Dieser Prozess wird mit den ihn beschreibenden kinematischen Variablen in der Arbeit vorgestellt. Anhand des Viererimpulsübertrages Q^2 unterscheidet man den Bereich der Photoproduktion mit $Q^2 \to 0$, bei dem ein quasi reelles Photon ausgetauscht wird, und den Bereich der tiefinelastischen Streuung für große Viererimpulsüberträge.

In dieser Arbeit werden Ereignisse der Photoproduktion untersucht, bei denen das gestreute Elektron in einem der beiden Kleinwinkel-Elektron-Detektoren ET33 und ET44 nachgewiesen wurde. Durch die sogenannten „Elektron-Tagger“ können Wirkungsquerschnitte in zwei unterschiedlichen Bereichen der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gemessen werden. Für die Messung steht eine integrierte Luminosität von 82.06 pb^{-1} (ET33) bzw. 26.99 pb^{-1} (ET44) zur Verfügung.

Zur Bestimmung der Anzahl der D*-Ereignisse wird eine Anpassungsfunktion an die rekonstruierte Massendifferenz $\Delta M = M(\mathrm{K}\pi\pi_s) - M(\mathrm{K}\pi)$ verwendet, deren Term zur Beschreibung des Untergrundes durch eine quadratische Korrektur modifiziert wird. Dadurch wird eine verbesserte Anpassung der Funktion an den Untergrund erreicht. Zur Bestimmung der Effizienzen sowie der Detektor-Akzeptanz wird der Monte-Carlo-Generator AROMA verwendet. Dieser berücksichtigt direkte Prozesse der PGF in führender Ordnung der QCD.

Im sichtbaren Bereich von

$$p_\perp(\mathrm{D}^*) > 2\ \mathrm{GeV}/c, \quad |\eta(\mathrm{D}^*)| < 1.5, \quad Q^2 < 0.01\ \mathrm{GeV}^2, \quad 0.28 < y < 0.68$$

wird für den Elektron-Detektor ET33 ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{\mathrm{vis,ET33}}(ep \to \mathrm{D}^*X) = (6.51 \pm 0.49 \pm 0.72)\ \mathrm{nb} \qquad \text{bei } 167\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p,33} < 261\ \mathrm{GeV} \tag{7.1}$$

gemessen.

Der sichtbare Bereich des ET44 wird durch

$$p_\perp(\mathrm{D}^*) > 2\ \mathrm{GeV}/c, \quad -0.5 < \eta(\mathrm{D}^*) < 1.5, \quad Q^2 < 0.01\ \mathrm{GeV}^2, \quad 0.025 < y < 0.34$$

definiert. Die zusätzliche Einschränkung der Pseudorapidität gegenüber dem ET33 wird angebracht, da die Ereignisse in Rückwärtsrichtung des D*-Mesons hauptsächlich in einem y-Bereich mit sehr kleiner Akzeptanz des Elektron-Detektors liegen. Für den Elektron-Detektor ET44 wird damit ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{\mathrm{vis,ET44}}(ep \to \mathrm{D}^*X) = (17.80 \pm 1.20 \pm 2.17)\ \mathrm{nb} \quad \text{bei } 65\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p,44} < 125\ \mathrm{GeV} \tag{7.2}$$

bestimmt. Durch Extrapolation auf den gesamten kinematischen Bereich ergeben sich die totalen Wirkungsquerschnitte in Photoproduktion von

$$\sigma(ep \longrightarrow c\bar{c}X) = (620 \pm 47 \pm 86)\ \mathrm{nb} \quad \text{bzw.} \tag{7.3}$$
$$\sigma(\gamma p \longrightarrow c\bar{c}X) = (16.83 \pm 1.27 \pm 2.47)\ \mu\mathrm{b} \quad \text{bei } 167\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p,33} < 261\ \mathrm{GeV} \tag{7.4}$$

und

$$\sigma(ep \longrightarrow c\bar{c}X) = (870 \pm 59 \pm 130)\ \mathrm{nb} \quad \text{bzw.} \tag{7.5}$$
$$\sigma(\gamma p \longrightarrow c\bar{c}X) = (3.57 \pm 0.24 \pm 0.56)\ \mu\mathrm{b} \quad \text{bei } 65\ \mathrm{GeV} < W_{\gamma p,44} < 125\ \mathrm{GeV} \tag{7.6}$$

für einen Viererimpulsübertrag von $Q^2 < 1\ \mathrm{GeV}^2$. Weiterhin werden differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Transversalimpulses und der Pseudorapidität für beide Elektron-Detektoren sowie der Verlauf des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ für den ET33 gezeigt.

Die gemessenen Werte für den Elektron-Detektor ET33 sind in guter Übereinstimmung mit früheren mit dem H1-Detektor durchgeführten Analysen. Der mit dem ET44 gemessene Wert liegt unter dem einer früheren Analyse bei H1 von 6.42 $\pm$1.15 μb [7]. Im Vergleich zu den früheren Analysen kann der statistische Fehler aufgrund der größeren Luminosität reduziert werden. Ebenso können durch die große Statistik die Intervalle der gezeigten differentiellen Wirkungsquerschnitte verkleinert werden. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden mit der Vorhersage des Monte-Carlo-Generators AROMA verglichen. Der Verlauf der durch den ET33 gemessenen Werte kann überwiegend gut wiedergegeben werden. Jedoch hat es den Anschein, dass der Anstieg des γp-Wirkungsquerschnittes mit der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie steiler ist, als dies NLO-QCD-Rechnungen mit den Proton- und Photon-Dichtefunktionen MSRG bzw. GRV vorhersagen. Für den ET44 werden einige Diskrepanzen in der η-Verteilung festgestellt, die wahrscheinlich auf den fehlenden Anteil aufgelöster Prozesse in der Monte-Carlo-Simulation zurückzuführen sind. Zudem ist die $p_\perp$-Verteilung in den Daten des ET44 härter als die der Vorhersage.

Desweiteren wird in der Arbeit eine Methode zur Verbesserung der $r\phi$-Auflösung der zentralen Jetkammer des H1-Detektors vorgestellt. Sie ist Teil einer verbesserten Detektorkalibration, mit denen die hier verwendeten Daten reproduziert werden sollen, durch die dann noch genauere Messungen erwartet werden können. Zudem steht eine verbesserte Simulation der Detektorbedingungen des Jahres 2000 noch aus.

Ein Vergleich mit NLO-Rechnungen und die Berücksichtigung aufgelöster Prozesse bei der Monte-Carlo-Simulation sind in Vorbereitung. Weiterhin sollen doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte sowie differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Impulsanteils des Gluons im Proton x_g gezeigt werden, durch die die Gluondichte im Proton bestimmt werden kann.

Anhang A

Differentielle ΔM-Verteilungen

Auf den folgenden Seiten werden die ΔM-Verteilungen zur Bestimmung der D*-Ereigniszahlen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte gezeigt. Es werden Verteilungen der hier aufgezählten kinematischen Variablen für die beiden Elektron-Detektoren dargestellt.

Elektron-Detektor ET33

- ▷ Transversalimpuls $p_\perp$
- ▷ Pseudorapidität η
- ▷ Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$

Elektron-Detektor ET44

- ▷ Transversalimpuls $p_\perp$
- ▷ Pseudorapidität η

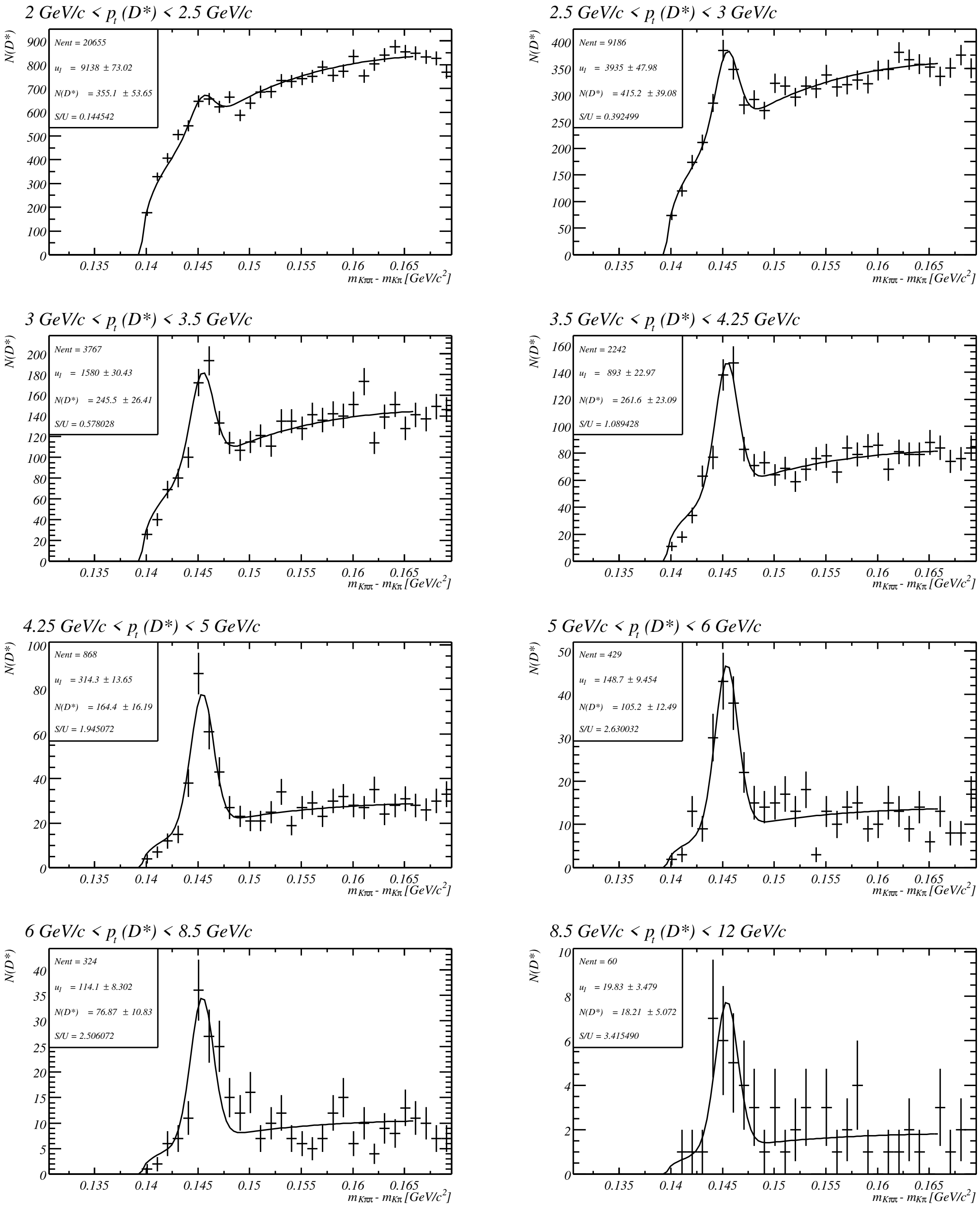

Abbildung A.1: ΔM-*Verteilungen in Intervallen des Transversalimpulses* $p_\perp$ *der* D^*-*Kandidaten für im ET33 gemessene Ereignisse.*

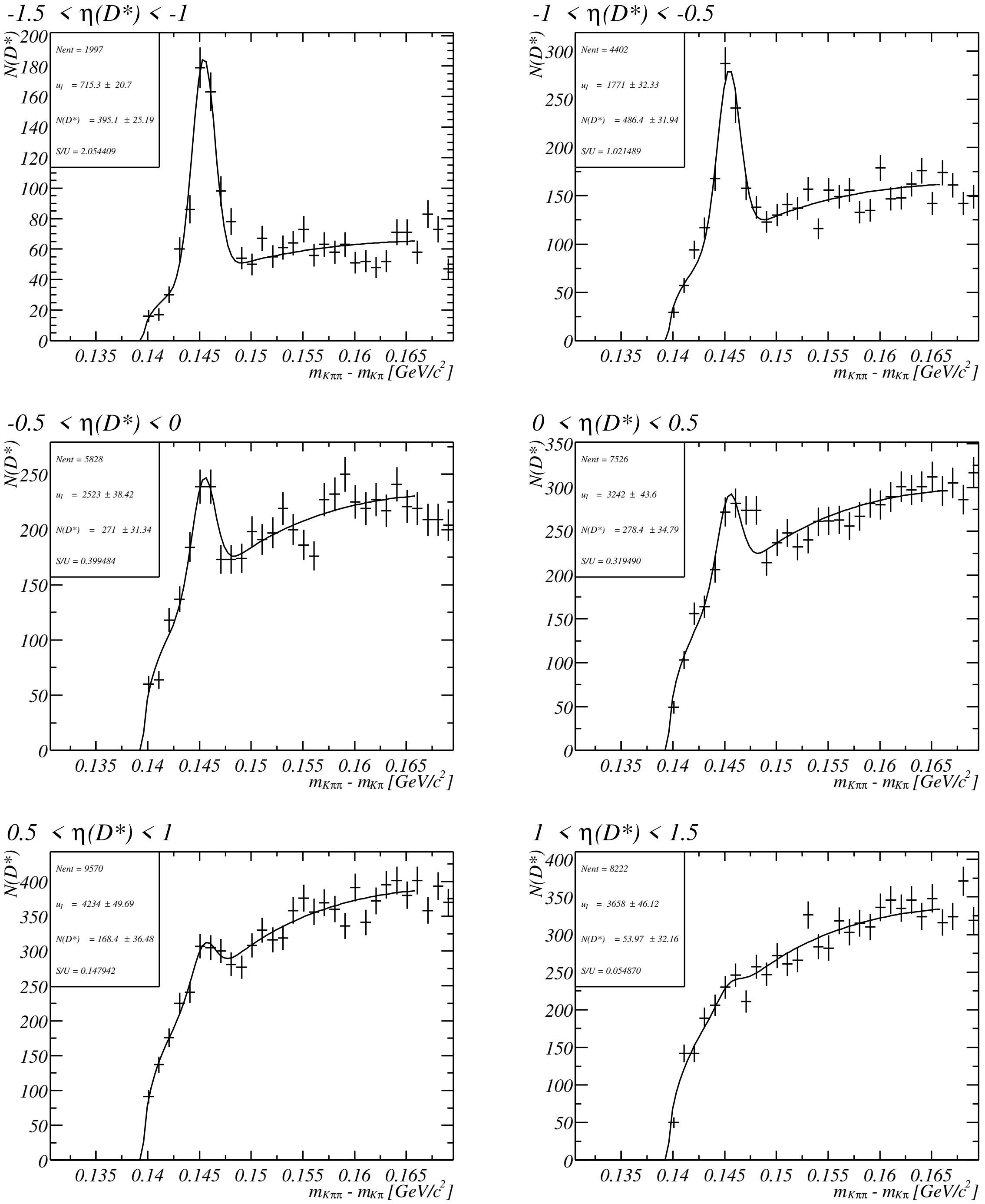

Abbildung A.2: ΔM*-Verteilungen in Intervallen der Pseudorapidität* η *der* D^**-Kandidaten für im ET33 gemessene Ereignisse.*

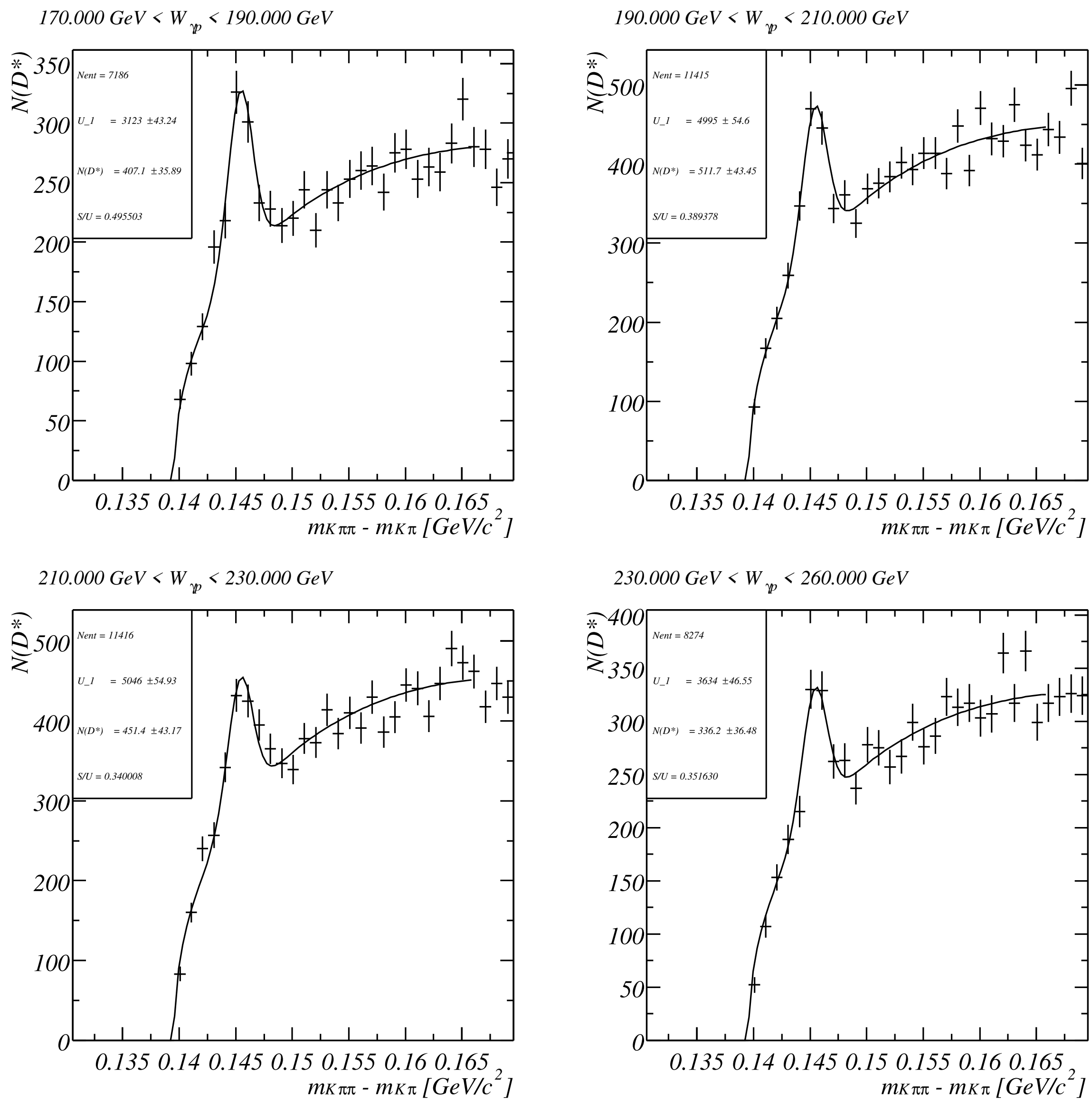

Abbildung A.3: ΔM*-Verteilungen in Intervallen der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$ *für im ET33 gemessene Ereignisse.*

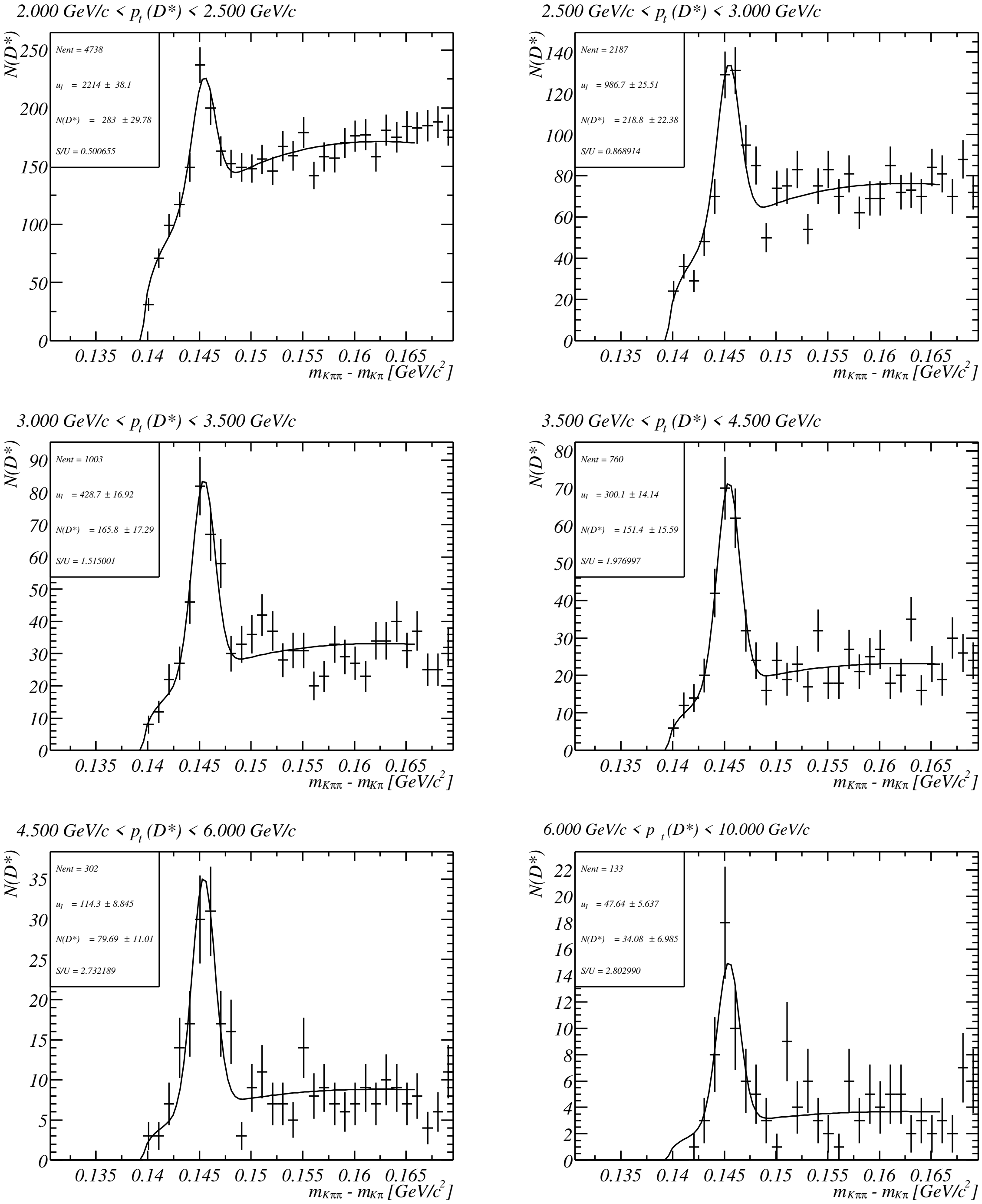

Abbildung A.4: ΔM-*Verteilungen in Intervallen des Transversalimpulses* $p_\perp$ *der* D^*-*Kandidaten für im ET44 gemessene Ereignisse.*

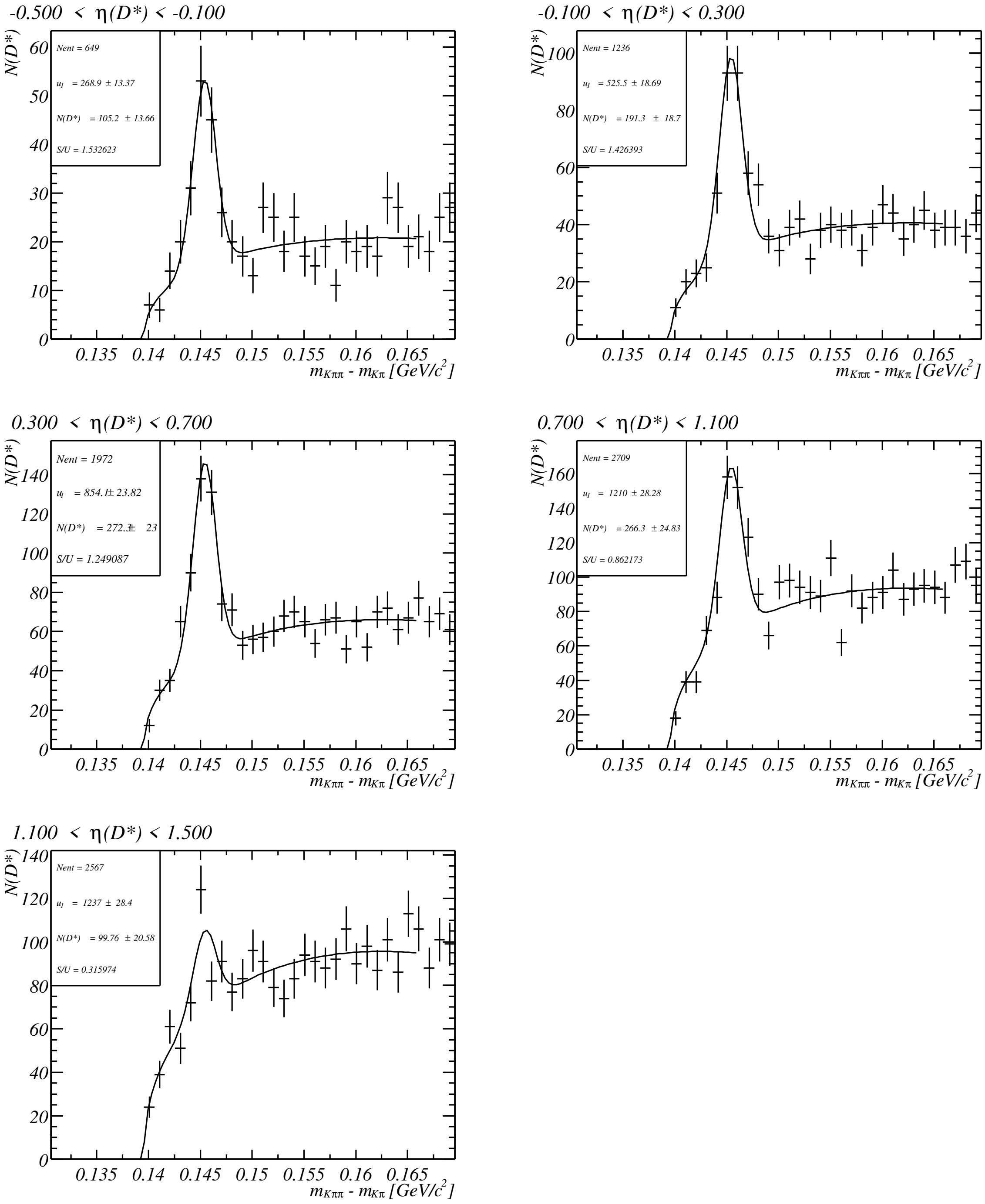

Abbildung A.5: ΔM*-Verteilungen in Intervallen der Pseudorapidität* η *der* D^**-Kandidaten für im ET44 gemessene Ereignisse.*

Literaturverzeichnis

[1] S. Aid et al., *Photoproduction of D^* Mesons in Electron-Proton Collisions at HERA*. Nuclear Physics, **B472** (1996) 32.

[2] A. Ali, D. Wyler, *Heavy quark physics at HERA: Introduction and overview*. In W. Buchmüller, G. Ingelman (Hg.), *Proceedings of the workshop „Physics at HERA“*, Band 2, S. 669–689, 1991.

[3] R. van Woudenberg et al., *Gluon density determination from open charm events at HERA*. In W. Buchmüller, G. Ingelman (Hg.), *Proceedings of the workshop „Physics at HERA“*, Band 2, S. 739–769, 1991.

[4] U. Kathage, *Photoproduktion von $D^{*\pm}$-Mesonen bei HERA*. Dissertation, Universität Kiel, 1997.

[5] W. Erdmann, *Untersuchung der Photoproduktion von D^*-Mesonen am ep-Speicherring HERA*. Dissertation, ETH Zürich, 1996.

[6] M. zur Nedden, *Photoproduction of Open Charm in ep-Collisions at HERA*. Dissertation, Universität Zürich, 1998.

[7] M. Biddulph, *Scale Dependence of the Charm Production Cross Section in Photoproduction and Performance of the Central Silicon Tracker at the H1 Experiment*. Dissertation, ETH Zürich, 1997.

[8] F. Jacquet, A. Blondel, *Detectors For Charged Current Events*. In U. Amaldi (Hg.), *Study for an ep-Facility in Europe*, S. 393–396, DESY, 1979.

[9] J. Feltesse, *Measurement of inclusive differential cross sections*. In R.D. Peccei (Hg.), *Proceedings of the HERA Workshop*, Band 1, S. 33–58, DESY, 1988.

[10] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Heavy-quark production*. hep-ph/9702287.

[11] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*. The European Physical Journal, **C 15**(1-4).

[12] B. Andersson, *The Lund Model*. Cambridge University Press, Cambridge, 1998.

[13] B. Andersson, G. Gustafson, B. Söderberg, *A General Model for Jet Fragmentation*. Zeitschrift für Physik, **C20** (1983) 317.

[14] R. Akers et al., *Measurement of the multiplicity of charm quark pairs from gluons in hadronic Z0 decays*. Phys. Lett., **B353** (1995) 595–605.

[15] B. Martin, G. Shaw, *Particle Physics*. Wiley, Chichester, 1999.

[16] D. H. Perkins, *Hochenergiephysik*. Addison-Wesley, Bonn/München, 1990.

[17] G. Ingelman, J. Rathsman, G. A. Schuler, *AROMA 2.2 - A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions*. Comput. Phys. Commun., **101** (1997) 135–142.

[18] I. Abt et al., *The H1 detector at HERA*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A386** (1997) 310–347.

[19] T. Kuhr, *Rekonstruktion von V^0s mit dem H1-Silizium-Detektor*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1998.

[20] S. A. Prell, *Entwicklung des Steuer- und Auslesemoduls für die Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors*. Dissertation, Universität Hamburg, 1996.

[21] N. Gogitidze, S. Levonian, *An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p Data*. Technischer Bericht H1-02/96-471, Lebedev Physical Institute, Moscow, 1996.

[22] S. Mohrdieck, *Inelastische J/ψ-Erzeugung in Elektroproduktion am H1-Experiment bei HERA*. Dissertation, Universität Hamburg, 2000.

[23] J. Steinhart, *Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes mit der zentralen Spurenkammer am H1-Detektor und seine Anwendung zur Unterdrückung von Untergrund*. Technischer Bericht FH1T-95-02, DESY, 1995.

[24] I. Abt et al., *The tracking, calorimeter and muon detectorss of the H1 experiment at HERA*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A386** (1997) 348–396.

[25] J. Bürger et al., *The central jet chamber of the H1 experiment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A279** (1989) 217–222.

[26] C. Kleinwort, *Present Operational Conditions of CJC*. http://www-h1.desy.de/h1/iww/idet/itracker/icjc/cjc_status/ArEt_990601.html.

[27] V. Blobel, E. Lohrmann, *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Teubner, Stuttgart/Leipzig, 1998.

[28] M. W. Schulz, *Untersuchung von Methoden zur Kalibrierung der H1-Jetkammer*. Dissertation, Universität Hamburg, 1993.

[29] C. Kleinwort, *Tracking Task Force*. http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/tracker/tracktaskforce/welcome.html.

[30] C. Kleinwort. private Mitteilung, April 2001.

[31] J. Steinhart, *Die Messung des totalen $c\bar{c}$-Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes von Λ_c-Baryonen unter Verwendung der verbesserten dE/dx-Teilchenidentifikation am H1 Experiment bei HERA*. Dissertation, Universität Hamburg, April 1999.

[32] D. Müller, *A Measurement of the Gluon Density in the Proton Based on Charm Production at HERA*. Dissertation, Universität Zürich, 1998.

[33] T. Ahmed et al., *Experimental Study of Hard Photon Radiation Processes at HERA*. Zeitschrift für Physik, **C66** (1995) 529–542.

[34] V. Andreev, *Acceptance Determination of Electron Tagger (ET44) in 1995*. Technischer Bericht H1-10/96-493, Lebedev Physical Institute, Moscow, 1996.

[35] C. Adloff et al., *Measurement of D* Meson Cross Section at HERA and Determination of the Gluon Density in the Proton Using NLO QCD*. Nuclear Physics, **B545** (1999) 21–44.

[36] J. Wagner, *Bestimmung von ep-Wirkungsquerschnitten für Charm- und Beauty-Produktion durch D*-Myon-Koinzidenzen*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Oktober 2000.

[37] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Improving the Weizsacker-Williams approximation in electron - proton collisions*. Phys. Lett., **B319** (1993) 339–345.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Chance nutzen, all denjenigen herzlich zu danken, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Professor Dr. Blobel für die immer freundliche und angenehme Betreuung dieser Arbeit besonders bedanken. Die „professorale“ Gelassenheit und Weitsicht dabei haben mich sehr beeindruckt.

Herrn Professor Dr. Spitzer danke ich für die Erstellung des Mitgutachtens.

Danken möchte ich natürlich Herrn Dr. Ralf Gerhards für seine wöchentlichen Hilfestellungen und Anregungen und auch für die Diskussionen, die die Physik so lebendig machen.

Bei Herrn Dr. Claus Kleinwort möchte ich mich für seine Bereitschaft bedanken, mich mit der Hard- und Software der zentralen Jetkammer vertraut zu machen.

Gero Flucke, Thomas Kuhr, Marcel Propp, Jeannine Wagner und Bengt Weßling gebührt großer Dank für ihren Beitrag zu der überaus guten Atmosphäre in unserem kleinen Team. Darüber hinaus will ich mich für alle Hilfs- und Diskussionsbereitschaft bedanken, die ich erleben durfte. Herrn Dr. Olaf Behnke ist es zu verdanken, dass ich überhaupt in diese Arbeitsgruppe gelangt bin.

Auch bei allen hier nicht namentlich erwähnten Mitgliedern von H1, die mir rund um diese Arbeit geholfen haben, möchte ich mich bedanken.

Nicht zuletzt danke ich meiner Frau Katharina, die mich während meines Studiums und in den schwierigen Zeiten, die ich erleben musste, ständig liebevoll unterstützt und ermutigt hat.

Ich versichere, dass ich die Arbeit unter Verwendung der angegebenen Quellen selbständig angefertigt habe.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis