H1-10/94-397

Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H 1-Detektor bei HERA

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Andreas Gellrich
aus Hamburg

Hamburg
1994

Gutachter der Dissertation:	Herr Prof. Dr. H. Spitzer Frau Prof. Dr. B. Naroska
Gutachter der Disputation:	Herr Prof. Dr. V. Blobel Herr Prof. Dr. A. Wagner
Datum der Disputation:	12. Juli 1994
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Herr Prof. Dr. E. Lohrmann

Kurzfassung

In der Elektron-Proton-Streuung bei HERA werden *Charm*-Quarks hauptsächlich durch den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion in Photoproduktion erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt der Erzeugung von *Charm* bei HERA ist dabei u.a. von der Dichteverteilung der Gluonen im Proton abhängig.
In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode zum Nachweis von Mesonen mit *Charm* untersucht. Die Methode basiert auf der Rekonstruktion des Zerfalls von $D^{*\pm}$-Mesonen im Kanal $D^{*+} \rightarrow D^0\ \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^-\ \pi^+$. Die geladenen Zerfallsteilchen werden in der zentralen Spurenkammer des H 1-Detektors gemessen, und die $D^{*\pm}$-Mesonen werden durch die Δm-Methode nachgewiesen. Auf der Grundlage der vom H 1-Detektor 1992 aufgezeichneten Daten, entsprechend einer integrierten Luminosität von $23.8\,nb^{-1}$, wird der Wirkungsquerschnitt der Erzeugung von *Charm* in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA bestimmt. Es ergibt sich ein Wert von $\sigma_{c\bar{c}} = 1082 \pm 941\ nb$.

Abstract

In electron-proton-scattering at HERA charm quarks are produced by the photoproduction process of photon-gluon fusion. The cross section of charm production at HERA depends on the density distribution of gluons in the proton.
This thesis investigates a method for identifying charm quarks by charmed mesons. The method is based on the reconstruction of $D^{*\pm}$ mesons decaying to $D^{*+} \rightarrow D^0\ \pi^+$ and $D^0 \rightarrow K^-\ \pi^+$. The charged decay particles are measured in the central jet chamber of the H 1-detector. To reconstruct the $D^{*\pm}$ meson the well-known Δm-method is applied. Using the data, recorded by the H 1-detector in 1992 and corresponding to an integrated luminosity of $23.8\,nb^{-1}$, the cross section of charm production in electron-proton scattering at HERA is determined. A value of $\sigma_{c\bar{c}} = 1082 \pm 941\ nb$ is obtained.

Inhaltsverzeichnis

A theory is more impressive
the greater the simplicity of its premises,
the more diverse the things it relates,
and the more extended its area of applicability.

Albert Einstein

Einleitung

Die Motivation zur Durchführung von physikalischen Experimenten ist seit Menschengedenken das Bestreben, die Natur und ihr Verhalten zu verstehen und zu modellieren. Dabei ließen sich die Forscher von der Hoffnung leiten, eine möglichst geringe Zahl von Bausteinen zu finden, aus denen sich die Materie aufbaut. Ästhetische Gesichtspunkte, die Symmetrie und Einfachheit der Modelle betreffend, spielten eine wichtige Rolle. In der zweiten Hälfte dieses Jahrhunderts wurden Hochenergie-Experimente durchgeführt, um diesem Ziel näher zu kommen. Es wurden subatomare Teilchen mit hohen Energien zur Kollision gebracht und die Reaktionsprodukte ihrer Wechselwirkung mit speziellen Nachweisgeräten (Detektoren) analysiert.
Das zur Zeit umfassendste Modell der Struktur der Materie ist das *Standardmodell*. Es enthält als Grundbausteine Fermionen (*Quarks* und *Leptonen*), die über den Austausch von Eichbosonen miteinander wechselwirken. Den Theorien der Wechselwirkungen liegt das Prinzip der lokalen Eichinvarianz zugrunde. Die elektroschwache Theorie, die die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung gemeinsam beschreibt, basiert auf der Eichgruppe $SU(2) \otimes U(1)$. Sie enthält drei massive (W^+, W^-, Z^0) und ein masseloses (γ) Eichboson. An der elektroschwachen Wechselwirkung nehmen alle Fermionen teil. Die starke Wechselwirkung (QCD) wird durch die Eichgruppe $SU(3)$ beschrieben. Sie wirkt nur zwischen Quarks und wird durch Gluonen vermittelt. Durch die starke Wechselwirkung sind z.B. die Quarks in den Nukleonen aneinander gebunden. Die Gravitation wird im *Standardmodell* nicht beschrieben.
Trotz der großen Erfolge des *Standardmodell*s bei der Vorhersage von Ergebnissen von Hochenergie-Experimenten bleiben elementare Fragen offen. Das *Standardmodell* beinhaltet eine große Anzahl ($16 - 20$) von freien Parametern, die nicht vorhergesagt werden, sondern experimentell bestimmt werden müssen. Zu diesen Parametern zählen u.a. die relativen Stärken der Wechselwirkungen, ausgedrückt durch die Kopplungskonstanten ($\alpha, G_F, \alpha_s, \sin\theta_W^2$), die Massen der Quarks und der Leptonen sowie die Elemente der Kobayashi-Maskawa-Mischungsmatrix.
Zur Beantwortung dieser Fragen ist es nötig, die Energien der kollidierenden Teilchen weiter zu erhöhen und die Detektoren mit modernster Technik auszustatten. Wegen der hohen Kosten und des enormen Aufwands an Mensch und Material ist es nicht mehr möglich, solche Experimente auf nationaler Ebene zu verwirklichen. Wissenschaftliche Großprojekte wie LEP und HERA sind Beispiele für die internationale Zusammenarbeit von Wissenschaftlern und Technikern aus allen Teilen der Welt.
Bei DESY in Hamburg steht seit 1991 mit HERA eine vollkommen neue Art von Speicherring-Anlage zur Verfügung. In zwei gegenläufig betriebenen Speicherringen werden Elektronen und Protonen beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Elektronen, die

im Rahmen des *Standardmodells* als elementar gelten, dienen als Sonde, um Protonen, die aus Quarks und Gluonen aufgebaut sind, zu durchdringen. Bisher wurden Untersuchungen dieser Art mit *Fixed Target*-Experimenten durchgeführt, bei denen Leptonen (Elektronen,Myonen oder Neutrinos) oder Photonen auf ruhende Nukleonen geschossen wurden. Aus kinematischen Gründen ist das räumliche Auflösungsvermögen bei Speicherring-Experimenten um ein Vielfaches höher, so daß mit HERA eine Vertiefung des Wissens über die Struktur der Materie in einem neuen kinematischen Bereich möglich wird. Besondere Beachtung findet auch der Bereich kleiner Werte der Skalenvariablen *Bjorken-x*, in dem die Grenze der störungstheoretisch rechenbaren QCD erreicht wird. Ferner könnte der Nachweis von z.B. angeregten Leptonen, Leptoquarks oder im *Standardmodell* verbotenen Zerfällen Hinweise auf neue Physik außerhalb des *Standardmodells* geben.
Neben der tief-unelastischen Elektron-Proton-Streuung mit großen Impulsüberträgen, die vor allem die Verteilung der Quarks im Proton untersuchen soll, spielt die Streuung von fast-reellen Photonen bei sehr kleinen Impulsüberträgen eine wichtige Rolle. In der Photoproduktion werden u.a. schwere Quarks (*Charm* und *Beauty*) erzeugt. Ihr Nachweis eröffnet die Möglichkeit, die Dichteverteilung der Gluonen im Proton direkt zu messen und die Modelle zu Erzeugung und Zerfall von schweren Quarks zu untersuchen.
Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung einer Methode zum Nachweis von Mesonen mit *Charm*-Quarks. Sie basiert auf der Rekonstruktion der Zerfälle von $D^{*\pm}$-Mesonen im Kanal $D^{*+} \rightarrow D^0\ \pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K^-\ \pi^+$ mit mit Hilfe der zentralen Spurenkammer des H 1-Detektors. Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:
Kapitel 1 gibt eine Einführung in die *Charm*-Physik. Es werden die verschiedenen Prozesse der Erzeugung und des Zerfalls von Teilchen mit *Charm* beschrieben. Einen Überblick über die bei HERA geplante Physik und die grundlegenden Mechanismen der Elektron-Proton-Streuung bei HERA gibt Kapitel 2. Es werden die Erzeugungsprozesse für *Charm* und die sich daraus ergebenden Möglichkeiten der Untersuchung der Struktur der Materie erörtert. In Kapitel 3 werden die Speicherring-Anlage HERA und der H 1-Detektor vorgestellt. Die wichtigste Detektorkomponente für diese Analyse ist die zentrale Spurenkammer CJC des H 1-Detektors. Auf den in der CJC vermessenen Spuren geladener Teilchen basieren die Untersuchungen. Die technischen Aspekte der Rekonstruktion und der Auswahl der Spuren werden in Kapitel 4 diskutiert. Die Kinematik der Erzeugung von*Charm*-Quarks gibt die Rahmenbedingungen für den Nachweis von *Charm* mit Hilfe der zentralen Spurenkammer CJC vor. In den Kapiteln 5 und 6 werden diese Rahmenbedingungen und die sich daraus ergebenden experimentellen Gesichtspunkte auf der Basis von *Monte Carlo*-Ereignissen abgesteckt. Die Untersuchungen zur Rekonstruktion des oben angegebenen Zerfalls des $D^{*\pm}$-Mesons sind Thema von Kapitel 7. Auf der Grundlage der Ereignisse, die in der Datennahmeperiode 1992 vom H 1-Detektor aufgezeichnet wurden, wird die beschriebene Methode in Kapitel 8 angewendet. Das Ziel ist dabei die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der Erzeugung von *Charm* in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA im Rahmen des durch die geringe Statistik dominierten Fehlers. Einen Ausblick auf Datennahmeperioden mit höheren Luminositäten gibt Kapitel 9. Die Anhänge enthalten weitere Einzelheiten, auf die in den Kapiteln nicht eingegangen werden kann. Den Abschluß bilden die Zusammenfassung, das Literaturverzeichnis und die Danksagung.

Kapitel 1

Einführung in die Charm-Physik

Die experimentelle Physik mit schweren Quarks begann mit der Entdeckung des *Charm*-Quarks 1974. Das *Charm*-Quark ist das erste Quark, das vor seinem experimentellen Nachweis theoretisch vorhergesagt wurde. Im Gegensatz zu den Quarks u, d, s ist die Masse des *Charm*-Quarks wesentlich größer als die Massenskala der QCD; *Charm*-Quarks werden wie die b-Quarks als schwere Quarks bezeichnet. Teilchen mit *Charm* oder *Beauty* eignen sich zur Überprüfung der Vorhersagen der perturbativen QCD.
In den letzten zwanzig Jahren wurden zahlreiche Experimente durchgeführt, um neue Erkenntnisse über Erzeugung und Zerfall von schweren Quarks zu gewinnen [29]. Es wird erwartet, daß die Elektron-Proton-Speicherring-Anlage HERA, die Untersuchungen in einem erweiterten kinematischen Bereich ermöglicht, dazu beiträgt, die theoretischen Modelle zu überprüfen. Im Folgenden sollen die erwarteten Erzeugungs- und Zerfallsmechanismen von Teilchen mit *Charm* näher erläutert werden. Die Betrachtungen dienen als Einführung für die bei HERA erwartete Physik mit *Charm*.

1.1 Vorhersage und Entdeckung von Charm

Die Quarkhypothese wurde 1963 von Gell-Mann [2] und Zweig [3] aufgestellt. In ihrer ursprünglichen Form enthielt sie 3 Quarksorten (*Flavours*) mit den Namen u (*up*), d (*down*) und s (*strange*). Die Idee dieses Konzeptes war, alle bekannten Hadronen aus wenigen Bausteinen, Quarks, zusammengesetzt zu erklären. Die Quark-Zusammensetzungen $q\bar{q}$ werden als Mesonen (z.B. Pion $\pi^+ = u\bar{d}$, Kaon $K^- = s\bar{u}$), die Zustände mit qqq als Baryonen (z.B. Proton $p = uud$, Neutron $n = udd$, Lambda $\Lambda^0 = uds$) bezeichnet. Die Quantenzahlen der Hadronen ergeben sich direkt aus denen der Quarks.
Die Quarks u und d mit den Ladungen $Q_u = +\frac{2}{3}\,e$ und $Q_d = -\frac{1}{3}\,e$ bilden in Analogie zu Proton und Neutron ein Isospin-Dublett. Dem s-Quark ($Q_s = -\frac{1}{3}\,e$) wurde die Quantenzahl *Strangeness* (S) zugeordnet, die zur Erklärung der unerwartet langen Lebensdauern der Kaonen eingeführt worden war. In Analogie zu den bis dahin bekannten 4 Leptonen [4], die sich in 2 Generationen (e^-, ν_e) und (μ^-, ν_μ) anordnen, wurde schon vor seiner Entdeckung ein 4. Quark vorhergesagt, das als Partner des s-Quarks die 2. Generation vervollständigen sollte:

- Bjørken und Glashow [5] postulierten1964 als natürliche Erweiterung der Quarkhypothese ein viertes Quark (c) mit der Ladung $Q_c = +\frac{2}{3}\,e$ und einer Masse zwischen

1 und $3\,GeV/c^2$, das die Quantenzahl *Charm* (C) tragen sollte.

- Glashow, Iliopoulos und Maiani [6] erklärten 1970 die Abwesenheit von *Flavour*ändernden neutralen Strömen in K-Zerfällen mit der Existenz des *Charm*-Quarks.

Der erste experimentelle Nachweis des *Charm*-Quarks gelang 1974 gleichzeitig bei SPEAR[1] in der e^+e^--Vernichtung [8] und am AGS[2] in pBe-Streuung [9]. Beide Experimente entdeckten eine schmale Resonanz bei einer Masse von $3.1\,GeV/c^2$, die den Namen J/Ψ erhielt und in bekannte Teilchen zerfiel:

$$\begin{array}{llllll} \text{SPEAR:} & e^+\,e^- & \to & J/\Psi & \to & e^+e^-,\ \mu^+\mu^-,\ q\bar{q} \\ \text{AGS:} & p\,Be & \to & J/\Psi\,X & \to & e^+e^-\,X \end{array}$$

Wegen der kleinen Zerfallsbreite konnte es sich nicht um ein gebundenes System aus den bekannten Quarks u, d, s handeln. Diese Resonanz wurde deshalb als gebundener Quark-Antiquark-Zustand einer neuen schweren Quarksorte interpretiert. Die Mesonenzustände, die die Quantenzahl $C = \pm 1$ tragen und ein schweres *Charm*-Quark neben einem leichten Quark $\bar{q}$ enthalten, wurden 1976/77 in e^+e^--Vernichtung bei SPEAR nachgewiesen [11, 12, 14, 15]. Die leichtesten Teilchen mit *Charm* sind die pseudoskalaren D-Mesonen. Sie ordnen sich in zwei Isospin-Dubletts ($D^+ = c\bar{d}, D^0 = c\bar{u}$) und ($\bar{D}^0 = \bar{c}u, D^- = \bar{c}d$) an und zerfallen durch die schwache Wechselwirkung, wobei das *Charm*-Quark in ein s-Quark übergeht. Die Vektormesonen D^* zerfallen durch die starke Wechselwirkung in die etwas leichteren D-Mesonen mit dem gleichen Quarkinhalt und ein leichtes Meson. Die $D^{(*)}$-Mesonenzustände mit einem s-Quark als leichtem Quark heißen $D_s^\pm$ und $D_s^{*\pm}$. Sie wurden erst 1983 durch die CLEO Collaboration bei CESR[3] nachgewiesen [16]. In den Tabellen 1.1 und 1.2 sind die Massen und Lebensdauern der $D^{(*)}$-Mesonen aufgelistet. Für die ladungskonjugierten Zustände gelten die gleichen Werte.

Name	Quarks	I_3	S	Masse $[MeV/c^2]$	Lebensdauer $[ps]$
D^+	$c\bar{d}$	$+\frac{1}{2}$	0	1869.3 ± 0.5	1.066 ± 0.023
D^0	$c\bar{u}$	$-\frac{1}{2}$	0	1864.5 ± 0.5	0.420 ± 0.008
D_s^+	$c\bar{s}$	0	1	1968.8 ± 0.7	$0.450^{+0.030}_{-0.026}$

Tabelle 1.1: Die pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$) mit *Charm* [1]

Name	Quarks	I_3	S	Masse $[MeV/c^2]$
D^{*+}	$c\bar{d}$	$+\frac{1}{2}$	0	2010.1 ± 0.6
D^{*0}	$c\bar{u}$	$-\frac{1}{2}$	0	2007.1 ± 1.4
D_s^{*+}	$c\bar{s}$	0	+1	2110.3 ± 2.0

Tabelle 1.2: Die Vektormesonen ($J^P = 1^-$) mit *Charm* [1]

Der erste Nachweis für die Existenz von Baryonen mit *Charm* stammt aus einem Blasenkammer-Experiment am AGS [10].
Bereits 1973 schlugen Kobayashi und Maskawa eine 3. Generation von Quarks vor, um

[1] SLAC, Stanford, USA
[2] BNL, Brookhaven, USA
[3] Cornell, Ithaca, New York, USA

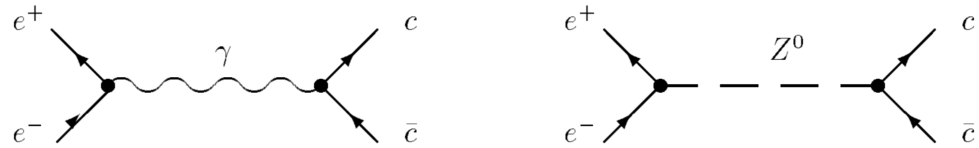
die CP-Verletzung im *Standardmodell* erklären zu können. 1977 wurde das b-Quark mit der Ladung $Q_b = -\frac{1}{3}\,e$ und der Quantenzahl *Beauty* B in einem *Fixed Target*-Experiment bei FNAL[4] nachgewiesen [17, 18]. Das zweite Quark der 3. Generation, das *Top*-Quark (t) mit der Ladung $Q_t = +\frac{2}{3}\,e$, konnte bisher nicht sicher nachgewiesen werden. Es gibt jedoch aus Experimenten an den Speicherringen LEP[5] und am FNAL Hinweise auf seine Existenz [20]. Das entsprechende Lepton der 3. Generation τ wurde 1975 bei SPEAR entdeckt [19].
Geschichtliches zur Entwicklung der Quarkhypothese und des *Standardmodells* findet sich in den Lehrbüchern [21, 22, 23, 24, 25]. Ein guter Übersichtsartikel zur Entdeckung des *Charm*-Quarks ist [7].

1.2 Erzeugung von Charm-Quarks

Die Prozesse zur Erzeugung von *Charm* sind vielfältig. Sie werden durch die zur Kollision gebrachten Teilchensorten unterschieden; ihnen liegen jedoch zum Teil die gleichen Subprozesse zu Grunde.

1.2.1 e^+e^--Vernichtung

In der e^+e^--Vernichtung wechselwirken elementare Teilchen elektroschwach miteinander. Die starke Wechselwirkung spielt beim Produktionsprozeß keine Rolle. Die beiden Leptonen annihilieren in ein virtuelles, zeitartiges Photon oder Z^0, das ein $c\bar{c}$-Paar erzeugen kann (Abb. 1.1).



(a) Elektromagnetische Wechselwirkung (b) Schwache Wechselwirkung

Abbildung 1.1: Erzeugung von *Charm* in der e^+e^--Vernichtung

Oberhalb der Produktionsschwelle ($\sqrt{s} \geq 2 \cdot m_c$) enthalten etwa 40% aller Ereignisse *Charm*-Quarks. Bei Schwerpunktsenergien unterhalb der Z^0-Masse, wie bei SPEAR[6], PEP[7], BEPC[8], DORIS[9], PETRA[10], TRISTAN[11] oder CESR[12], dominiert die elektromagnetische Kopplung (Abb. 1.1a), der Beitrag des Z^0-Austausches (Abb. 1.1b) ist klein. Im Bereich der Z^0-Resonanz bei etwa $91\,GeV/c^2$, wie bei (LEP oder SLC[13]), ist der

[4] FNAL, Batavia, Illinois, USA
[5] CERN, Genf, Schweiz
[6] SLAC, Stanford, Kalifornien, USA
[7] SLAC, Stanford, Kalifornien, USA
[8] Bejing, China
[9] DESY, Hamburg, Deutschland
[10] DESY, Hamburg, Deutschland
[11] KEK, Japan
[12] Cornell, Ithaca, New York, USA
[13] SLAC, Stanford, Kalifornien, USA

Wirkungsquerschnitt des schwachen Prozesses 4000-mal größer als der des elektromagnetischen [31].
Die Ereignisse enthalten im Gegensatz zur Hadroproduktion von *Charm* nur Fragmentationsprodukte des $c\bar{c}$-Paares, die Teilchenbündel, sogenannte *Jets*, bilden.
In e^+e^--Vernichtung fallen Labor- und Schwerpunktsystem zusammen. Die Detektoren weisen typischerweise eine symmetrische Bauweise um den Wechselwirkungspunkt auf und sind nicht auf den Nachweis eines speziellen Zerfallskanals optimiert. Die Experimente der jüngsten Generation bei DORISII, CESR und LEP sind mit hochauflösenden Vertexdetektoren ausgerüstet und erlauben neben der Rekonstruktion exklusiver Zerfallskanäle die Messung der Lebensdauern von Teilchen mit *Charm*.

1.2.2 Hadroproduktion

Bei der Hadroproduktion wechselwirken Teilchen miteinander, die im Gegensatz zu Leptonen eine Substruktur besitzen. *Charm*-Quarks werden durch die Fusion bzw. Annihilation zweier Partonen (Quarks oder Gluonen) in einem harten Subprozeß erzeugt (Abb. 1.2).

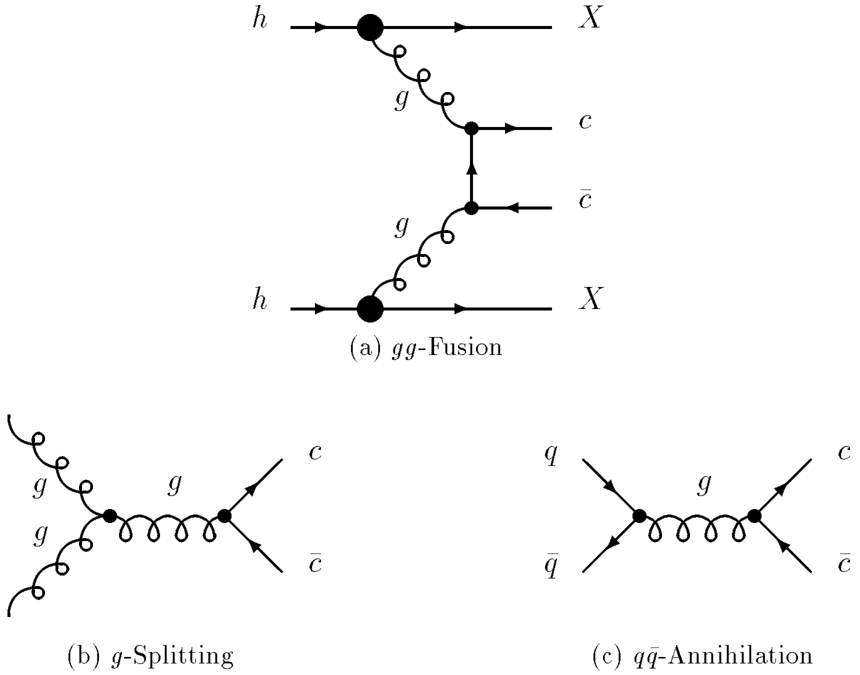


Abbildung 1.2: Hadroproduktion von *Charm* der Ordnung α_s^2

Bei für *Fixed Target*-Experimente typischen Schwerpunktsenergien von $10-50\ GeV$ überwiegt die Gluon-Gluon-Fusion (Abb. 1.2a,b) gegenüber der Gluon-Aufspaltung (Abb. 1.2c). Bei höheren Energien, wie sie z.B. am Proton-Antiproton-Speicherring TEVATRON am FNAL erreicht werden ($\sqrt{s} = 1.8\,TeV$), ist der Beitrag der Gluon-Aufspaltung wesentlich höher. Die Quark-Antiquark-Vernichtung (Abb. 1.2c) trägt mit maximal 10% bei.
Der Gesamt-Wirkungsquerschnitt der Hadroproduktion errechnet sich aus den Dichteverteilungen der Partonen i, j in den Hadronen, die durch die Strukturfunktionen $f_{i,j}$ beschrieben werden, ($x_{1,2}$ sind die Impulsanteile der Partonen an den Hadronen) und dem

Wirkungsquerschnitt des harten Subprozesses $\hat{\sigma}$ mit der Schwerpunktsenergie $\hat{s} = x_1 \cdot x_2 \cdot s$. Der Parameter μ gibt die Massenskala an, bei der die Berechnungen durchgeführt werden:

$$\sigma\,(h\;N \to c\bar{c}\;X) = \sum_{ij} \int dx_1 \int dx_2\; f_i\,(x_1, \mu^2) \cdot f_j\,(x_2, \mu^2) \cdot \hat{\sigma}\,(g\;g; q\;\bar{q} \to c\bar{c})\,(\hat{s}, \mu^2, m_c^2) \tag{1.1}$$

Theoretische Berechnungen sind vollständig bis zur Ordnung α_s^3 (Abb. 1.3) durchgeführt worden [38] und stimmen im Rahmen großer Unsicherheiten mit den gemessen Werten überein [33]. Im Vergleich zur Ordnung α_s^2 erhöhen die Prozeße der Ordnung α_s^3 den totalen Wirkungsquerschnitt ungefähr um einen Faktor 3 [29].

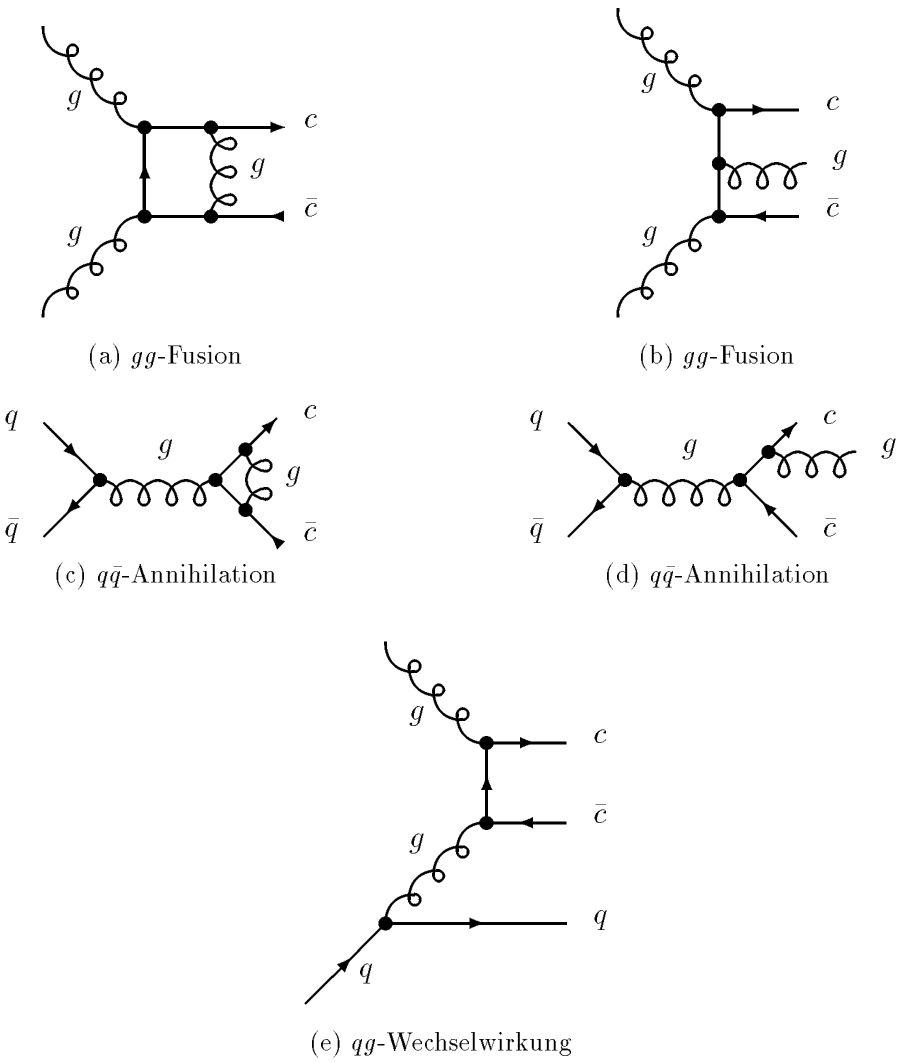


Abbildung 1.3: Hadroproduktion von *Charm* der Ordnung α_s^3

Die Vorhersage des totalen Produktions-Wirkungsquerschnittes und der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Transversalimpuls p_T^2 und *Feynman-x*[14] der *Charm*-Quarks ist deshalb mit großen Unsicherheiten behaftet. Zwar wird die Form der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes gut beschrieben, jedoch bereitet die absolute Normierung

[14] $x_F = \frac{p_L}{p_{max}}$

Schwierigkeiten [43]. Die Wahl der Massenskala μ sowie die *Charm*-Quarkmasse m_c sind dabei die kritischen Parameter.
Die schweren Quarks fragmentieren unter dem Einfluß der Partonen der einfallenden Hadronen, und es kommt zu einer Korrelation der erzeugten *Charm*-Hadronen mit den Strahlteilchen (*Leading-Particle*-Effekt [29]). Die Zahl der Teilchen in einem Ereignis ist im Vergleich zur e^+e^--Vernichtung relativ groß. Bei *Fixed Target*-Experimenten ist außerdem der experimentell erfaßbare Phasenraum durch den *Lorentz-Boost*[15] der Teilchen in Flugrichtung der Strahlteilchen stark begrenzt. Im Gegensatz dazu überdecken Hadron-Speicherringe wegen ihrer großen Schwerpunktsenergie einen anderen kinematischen Bereich. Auch für relativ kleine Werte von x ist es möglich, in einem harten Subprozeß schwere Quarks zu erzeugen. Jedoch bereitet die theoretische Beschreibung dieser Region Schwierigkeiten, da der Einfluß von Prozeßen höherer Ordnung groß ist und sie störungstheoretisch nicht zu behandeln ist.
Im Gegensatz zur e^+e^--Vernichtung macht der Wirkungsquerschnitt für die *Charm*-Erzeugung in der Hadroproduktion bei $\sqrt{s} \approx 10 - 50\ GeV$ nur etwa 1/1000 des totalen unelastischen Wirkungsquerschnittes aus [32]. Die Verzweigungsverhältnisse in exklusive Kanäle liegen typischerweise zwischen 1 und 10%, sodaß die Spezialisierung auf bestimmte, leicht nachzuweisende Zerfallssignaturen die Raten stark senkt.
Sowohl bei *Fixed Target*-Experimenten als auch bei Hadron-Speicherringen ist deshalb der Nachweis von Ereignissen mit schweren Quarks, insbesondere mit *Charm*, schwierig. Zur Anwendung kommen bei *Fixed Target*-Experimenten große Spektrometer mit großen Akzeptanzen, guten Orts- und Impulsauflösungen, guten Teilchenidentifikationssystemen sowie Vertexdetektoren, die Produktions- und Zerfallsvertex klar trennen können. Wegen der hohen Luminositäten und den damit verbundenen hohen Ereignisraten werden selektive Triggersysteme verwendet, die für bestimmte Zerfallskanäle optimiert sind. Neuere *Fixed Target*-Experimente der Hadroproduktion sind z.B. am CERN: NA32 [34] und WA82 [30] und am FNAL: E769 [73], E789 [26] und E791 [32]. Ergebnisse gibt es auch von Hadron-Speicherringen bei CERN: UA1 [60] und beim FNAL: CDF [64]. Die Detektoren sind wie die bei der e^+e^--Vernichtung symmetrisch aufgebaut und eignen sich für die Untersuchung verschiedener physikalischer Fragestellungen. Die Verwendung von Vertexdetektoren eröffnet auch dort neue Möglichkeiten. Die aktuellen Experimente (CDF und D0) verfolgen wegen der hohen Schwerpunktsenergien das Ziel des Nachweises des *Top*-Quarks [20].

1.2.3 Photoproduktion

Die Erzeugung von schweren Quarks durch die Wechselwirkung von reellen Photonen mit Nukleonen wird als Photoproduktion bezeichnet. Im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation $\Delta t \cdot \Delta E \approx \hbar$ kann ein reelles Photon in ein $q\bar{q}$-Paar fluktuieren. Die Photoproduktion beinhaltet deshalb zwei Komponenten, die durch eine Photon-Strukturfunktion beschrieben werden:

- Die direkte oder punktförmige Komponente (Abb. 1.4) wechselwirkt durch die elektromagnetische Wechselwirkung.

[15] Bündelung der Teilchen in Richtung der Bewegung des Schwerpunktsystems aufgrund der *Lorentz*-Transformation

- Die hadronische oder aufgelöste Komponente (Abb. 1.5) wechselwirkt analog zur Hadroproduktion durch die starke Wechselwirkung.

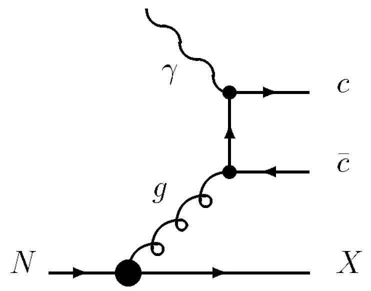
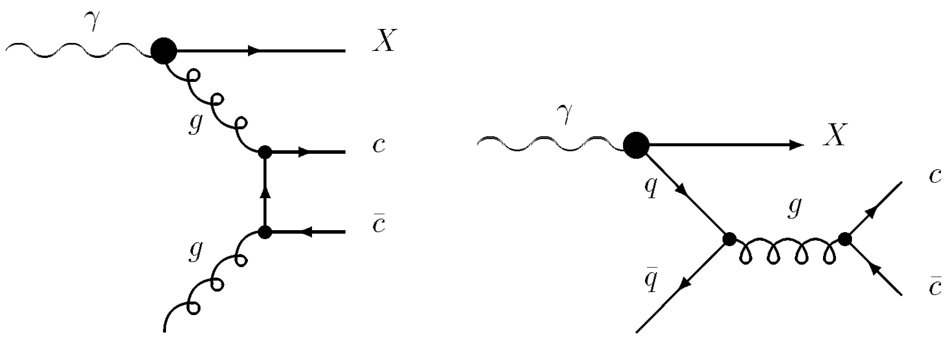


Abbildung 1.4: Direkte Komponente der Photoproduktion der Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s$



(a) gg-Fusion (b) $q\bar{q}$-Annihilation

Abbildung 1.5: Hadronische Komponente der Photoproduktion der Ordnung α_s^2

Der Wirkungsquerschnitt der direkten Komponente ergibt sich durch Faktorisierung in die Dichteverteilung des Gluons $g\,(x_g, \mu^2)$ im Nukleon[16] und in den harten Subprozeß mit der Schwerpunktsenergie $\hat{s} = x_g \cdot s$ (x_g ist der Impulsanteil des Gluons am Nukleon):

$$\sigma\,(\gamma\; N \rightarrow c\bar{c}\; X) = \int dx_g\; g\,(x_g, \mu^2) \cdot \hat{\sigma}\,(\gamma\; g \rightarrow c\bar{c})\,(\hat{s}, \mu^2, m_c^2) \tag{1.2}$$

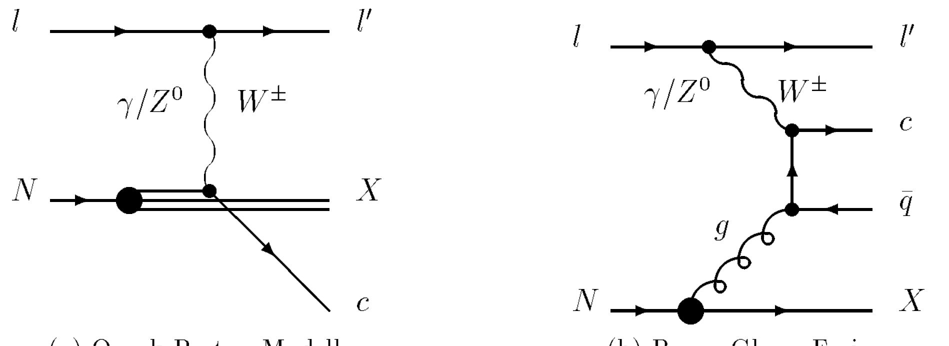
Der Wirkungsquerschnitt hängt von der Impuls-Verteilung der Gluonen im Nukleon ab; dadurch läßt sich die Gluondichteverteilung direkt messen. Er ist vollständig bis zur Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s^2$ berechnet [41]. Die Beiträge der höheren Ordnungen sind im Vergleich zur Hadroproduktion klein [27]. Wie bei der Hadroproduktion bereitet die Vorhersage der absoluten Normierung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes die größten Schwierigkeiten. Die Form der Energieabhängigkeit und die differentiellen Wirkungsquerschnitte in Transversalimpuls p_T^2 und *Feynman-x* werden gut beschrieben [32].
Die Beiträge der hadronischen Komponente spielen bei *Fixed Target*-Experimenten wegen der kleinen Schwerpunktsenergien keine Rolle. Ihr Anteil ist kleiner 5% [41]. Bei höheren Schwerpunktsenergien wird ein Beitrag von bis zu 30% erwartet [41]. Die hadronische Komponente kann durch eine Parton-Dichteverteilung beschrieben werden, deren

[16] Häufig wird hierfür der Begriff Gluon-Strukturfunktion verwendet. Es handelt sich jedoch nicht um eine Dichteverteilung von Partonen im Gluon, wie im Falle der Nukleon-Strukturfunktionen!

Messung bisher nur auf der Basis von kleinen Datenmengen durchgeführt werden konnte [119].
Der Wirkungsquerschnitt für die *Charm*-Erzeugung in der Photoproduktion beträgt bei *Fixed Target*-Experimenten etwa 1/200 des totalen inelastischen Wirkungsquerschnittes. Im Gegensatz zur Hadroproduktion beeinflussen nur die Partonen des Targets den Fragmentationsprozeß der *Charm*-Quarks im Endzustand. Die Teilchenmultiplizitäten sind deshalb kleiner als in der Hadroproduktion.
Durch den Einsatz von Detektoren, die denen von *Fixed Target*-Experimenten mit Hadroproduktion ähneln, ist eine Vielzahl von Untersuchungen durchgeführt worden. Wegen der klaren Trennung von Produktions- und Zerfallsvertex durch den *Lorentz-Boost* der Teilchen in Flugrichtung des Strahlteilchens ist eine Messung der Lebensdauern möglich. Neuere *Fixed Target*-Experimente sind am CERN: NA14 [32] und am FNAL: E691 [27] und E687 [32].

1.2.4 Leptoproduktion

Die Erzeugung von schweren Quarks durch die Streuung von geladenen oder neutralen Leptonen an Nukleonen wird als Leptoproduktion bezeichnet. Leptonen wechselwirken durch den Austausch von virtuellen Eichbosonen, deren Ladung bestimmt, ob es sich um Ereignisse mit neutralen (γ, Z^0) oder geladenen ($W^{\pm}$) Strömen handelt.
Die rein elektroschwache Wechselwirkung mit den Quarks im Nukleon wird durch das Quark-Parton-Modell (QPM) beschrieben. In diesem Modell wird die tief-unelastische Lepton-Nukleon-Streuung (DIS) als quasi-elastische Lepton-Quark-Streuung (Abb. 1.6a) angesehen.
Der QCD-Prozeß niedrigster Ordnung ist die Boson-Gluon-Fusion. Das Eichboson fusioniert mit einem Gluon des Nukleons und erzeugt ein Quark-Antiquark-Paar (Abb. 1.6b).



(a) Quark-Parton-Modell (b) Boson-Gluon-Fusion

Abbildung 1.6: Leptoproduktion von *Charm*

Neutrinos wechselwirken ausschließlich schwach durch den Austausch von Z^0 oder $W^{\pm}$. Da die Dichte von *Charm*-Quarks in Nukleonen (intrinsischer *Charm*) klein ist, dominieren Prozesse mit geladenen Strömen. Die Neutrinos gehen dabei durch die Streuung an leichten d- oder s-Quarks in geladene Leptonen l über[17]:

$$\begin{aligned} \nu_l\, d &\to l^-\, c \\ \nu_l\, s &\to l^-\, c \end{aligned}$$

Die erzeugten *Charm*-Quarks hadronisieren in Mesonen oder Baryonen mit *Charm* und zerfallen. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß hängt neben der Dichteverteilung der leichten Quarks im Nukleon $q_q\,(x, Q^2)$ von den Elementen $|V_{cq}|$ der Kobayashi-Maskawa-Matrix ab:

$$\sigma(\nu_l\, N \to l^-\, c\, X) \propto \sum_q \int dx \int dQ^2\, |V_{cq}|^2 \cdot q_q\,(x, Q^2) \tag{1.3}$$

Die Auswertung der Experimente mit Neutrinostrahlen bei CDHS am CERN [46] und CCFR am FNAL [47] ergaben, daß der QCD-Prozeß der $W^{\pm}$-Gluon-Fusion einen signifikanten Beitrag zur Erzeugung von *Charm* durch Neutrinos liefert [43].
Die Erzeugung von *Charm* durch die Streuung geladener Leptonen an Nukleonen wird durch die Photon-Gluon-Fusion bei kleinen Viererimpulsüberträgen Q^2 dominiert. Wegen ihrer großen Masse ist der Austausch von $W^{\pm}$ stark unterdrückt. Bei $Q^2 \approx 0$ kann die Erzeugung von *Charm* in Lepton-Nukleon-Streuung als Photoproduktion mit quasireellen Photonen angesehen werden. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich durch die Faktorisierung in einen harten Subprozeß mit der Schwerpunktsenergie $\hat{s} = x_g \cdot s$ und die Dichteverteilung des Gluons $g\,(x_g, \mu^2)$ im Nukleon:

$$\sigma\,(l^-\, N \to \nu_l\, c\bar{q}\, X) = \int dx_g\; g\,(x_g, \mu^2) \cdot \hat{\sigma}\,(\hat{s}, \mu^2, m_c^2) \tag{1.4}$$

s ist die Schwerpunktsenergie des lN-Systems. x_g ist der Anteil des Gluons am Impuls des Nukleons, μ bestimmt die Massenskala, an der $g\,(x_g, \mu^2)$ und $\hat{s}$ berechnet werden, und m_c ist die *Charm*-Masse.
Die neuesten Ergebnisse stammen von dem CERN-Myonstrahl-Experiment EMC [45]:

$$\mu\, N \to \mu\, c\bar{c}\, X$$

Es wurden u.a. Ereignisse mit zwei und drei Myonen im Endzustand nachgewiesen. Die *Charm*-Quarks bilden Mesonen, von denen eines oder beide in Myonen zerfallen.

1.3 Zerfall von Teilchen mit Charm

Die in den verschiedenen harten Subprozessen gebildeten *Charm*-Quarks fragmentieren in Hadronen. Je nach Quark-Konfiguration werden *Charm*-Mesonen ($c\bar{q}$), *Charm*-Baryonen (cqq) und Charmonium-Zustände ($c\bar{c}$) unterschieden. Hier kann nur auf die Meson-Zerfälle eingegangen werden.
Vektormesonen mit *Charm* zerfallen durch die starke oder elektromagnetische Wechselwirkung in die etwas leichteren pseudoskalaren D-Mesonen (Tabelle 1.3). In den D-Mesonen sind die *Charm*-Quarks durch die starke Wechselwirkung gebunden, sie zerfallen aber

[17] Im *Standardmodell* gilt die Leptonzahlerhaltung. Wechselwirkungen der Leptonen sind deshalb nur innerhalb einer Familie möglich ($l = e, \mu, \tau$)

durch die schwache Wechselwirkung, wobei sie in leichte s- oder d-Quarks übergehen. D-Mesonen sind deshalb geeignet, die schwache Wechselwirkung unter dem Einfluß der starken Wechselwirkung zu untersuchen. Die Vermessung ihrer Zerfälle ist eine gute Möglichkeit, das *Standardmodell* zu testen. Der Nachweis von verbotenen Zerfallskanälen wäre ein Hinweis auf neue Physik.
Neuere Modelle zur Beschreibung von Zerfällen schwerer Quarks, wie die *Heavy-Quark-Effective-Theory* (HQET) [51], beziehen ihre Vorhersagen vor allem auf das b-Quark, da es durch seine höhere Masse besser durch die perturbative QCD beschrieben wird. Da b-Quarks mit hoher Wahrscheinlichkeit in *Charm*-Quarks zerfallen, erfordert die Analyse von b-Zerfällen eine genaue Kenntnis der Verzweigungsverhältnisse von D-Mesonen, deren Messung schon deshalb große Bedeutung zukommt.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis [%]
$D^{*+} \to D^0\ \pi^+$	55 ± 4
$D^{*+} \to D^+\ \pi^0$	27.2 ± 2.5
$D^{*+} \to D^+\ \gamma$	18 ± 4
$D^{*0} \to D^0\ \pi^0$	55 ± 6
$D^{*0} \to D^+\ \pi^-$	kinematisch verboten
$D^{*0} \to D^0\ \gamma$	45 ± 6
$D_s^{*+} \to D_s^+\ \gamma$	≈ 100

Tabelle 1.3: Zerfälle der Vektormesonen mit *Charm* [1]

1.3.1 Im Standard-Modell erlaubte Zerfälle

Im *Standardmodell* wird der Zerfall von schweren Quarks durch schwache geladene Ströme beschrieben. Sie zerfallen in ein leichtes Quark und ein virtuelles $W^\pm$. Materialisiert das $W^\pm$ in ein $l\,\nu_l$-Paar, werden Leptonen und Hadronen im Endzustand erzeugt (semileptonische Zerfälle). Die Bildung eines $q\bar{q}$-Paares führt zu hadronischen Zerfällen.
Die an der schwachen Wechselwirkung teilnehmenden Quarks der Ladung $-\frac{1}{3}\,e$ sind nicht die *Flavour*-Eigenzustände, sondern Mischungen dieser. Das GIM-Modell [6], das zuerst für die 4 leichtesten Quarks (u, d, s, c) aufgestellt wurde, enthält 2 Isospin-Dubletts (u, d') und (c, s'). Es wird eine Konvention verwendet, bei der die Quarks der Ladung $+\frac{2}{3}\,e$ nicht mischen [48]. Es gilt:

$$\begin{aligned} d' &= d \cdot \cos\theta_C &+& \; s \cdot \sin\theta_C \\ s' &= -d \cdot \sin\theta_C &+& \; s \cdot \cos\theta_C \end{aligned} \tag{1.5}$$

Die Größe θ_C ist der *Cabbibo*-Winkel. Für 3 Generationen mit 6 *Flavours* (u, d, s, c, b, t) ergeben sich die Mischzustände durch eine Mischungsmatrix, die Kobayashi-Maskawa-Matrix (KM):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.6}$$

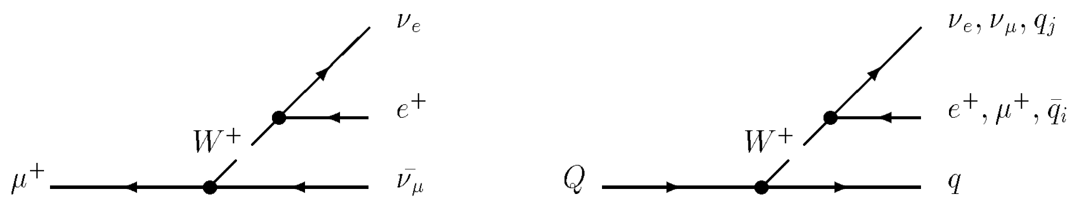
Im *Standardmodell* sind die Elemente der KM-Matrix fundamentale Parameter, wie etwa die Quarkmassen, und können nur durch Messungen bestimmt werden. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für den Zerfall des *Charm*-Quarks in ein leichtes s- oder d-Quark und die Kopplung des W^+ an ein $u\bar{d}$- oder $u\bar{s}$-Paar ergeben sich aus den entsprechenden Elementen der KM-Matrix:

$$
\begin{array}{lclclclll}
c & \rightarrow & s\,W^+ & \propto & |V_{cs}|^2 & \approx cos\theta_C^2 & \approx 1 & \textit{Cabbibo}\text{-erlaubt} \\
c & \rightarrow & d\,W^+ & \propto & |V_{cd}|^2 & \approx sin\theta_C^2 & \approx (0.22)^2 & \textit{Cabbibo}\text{-unterdrückt} \\
W^+ & \rightarrow & l^+\,\nu_l & \propto & & & 1 & \\
W^+ & \rightarrow & u\bar{d} & \propto & |V_{ud}|^2 & = cos\theta_C^2 & \approx 1 & \textit{Cabbibo}\text{-erlaubt} \\
W^+ & \rightarrow & u\bar{s} & \propto & |V_{us}|^2 & = sin\theta_C^2 & \approx (0.22)^2 & \textit{Cabbibo}\text{-unterdrückt}
\end{array}
\tag{1.7}
$$

Zerfälle mit $c \rightarrow d$ oder $W^+ \rightarrow u\bar{s}$ heißen einfach *Cabbibo*-unterdrückt, solche mit $c \rightarrow d$ und $W^+ \rightarrow u\bar{s}$ doppelt *Cabbibo*-unterdrückt.

Zerfallsmechanismen

Im naiven Zuschauer-Modell zerfällt das *Charm*-Quark als quasi-freies Teilchen. Die Anwesenheit von leichten Quarks und Gluonen wird vernachlässigt; sie fungieren als Zuschauer (Abb. 1.7).



(a) μ-Zerfall (b) Q-Zerfall

Abbildung 1.7: Diagramm des Zerfalls eines schweren Quarks in Analogie zum μ-Zerfall

In Analogie zum μ-Zerfall gilt für die semileptonische Zerfallsbreite:

$$\Gamma_{sl} = \frac{G_F^2 \cdot m_c^2}{192\,\pi^3} \cdot |V_{cs}|^2 \cdot \mathcal{P} \tag{1.8}$$

Dabei ist G_F die Fermi-Konstante, m_C die *Charm*-Quark-Masse, $\mathcal{P}$ der Phasenraumfaktor (≈ 0.6) und $|V_{cs}|$ das entsprechende Element der KM-Matrix. Die totale Zerfallsbreite ergibt sich unter der Annahme, daß die partiellen Zerfallsbreiten für beide semileptonischen Kanäle ($W^+ \rightarrow e^+\,\nu_e,\ \mu^+\,\nu_\mu$) und jeden hadronischen Kanal ($W^+ \rightarrow u\bar{d}$ mit 3 möglichen Farbladungskombinationen) gleich sind, zu:

$$\Gamma_{total} = 5 \cdot \Gamma_{sl} \tag{1.9}$$

Damit ist die Lebensdauer:

$$\tau = \hbar / \Gamma_{total} \approx 1.5\,ps \tag{1.10}$$

für die verschiedenen Mesonen und Baryonen gleich:

$$\tau_{D^+} = \tau_{D^0} = \tau_{D_s^+} \quad \text{und} \quad \tau_{\Lambda_C} = \tau_{\Sigma_C^0} = \tau_{\Sigma_C^+} \tag{1.11}$$

und das semileptonische Verzweigungsverhältnis ist:

$$B_{sl} = \Gamma_{sl} / \Gamma_{total} = 1/5 = 20\% \tag{1.12}$$

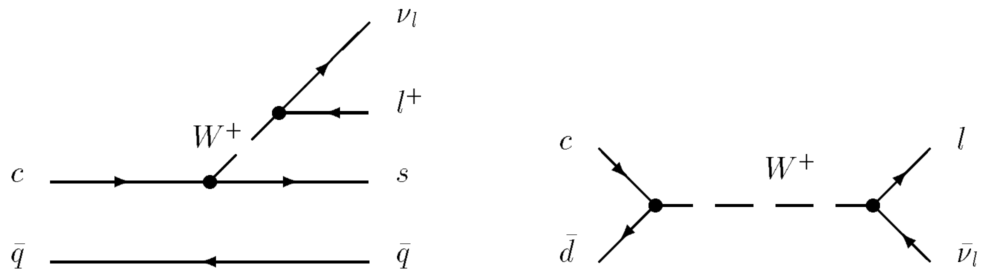
Der Vergleich der vom naiven Zuschauermodell vorausgesagten mit den gemessenen Verzweigungsverhältnissen und Lebensdauern zeigt, daß das naive Zuschauermodell keine gute Beschreibung von *Charm*-Zerfällen ist (siehe Tabelle 1.4). Die semileptonischen Zerfallsbreiten $\Gamma_{sl}^{D^0} = B_{sl}^{D^0}/\tau_{D^0}$ und $\Gamma_{sl}^{D^+} = B_{sl}^{D^+}/\tau_{D^+}$ sind jedoch im Rahmen der Meßfehler gleich. Die beobachteten Unterschiede werden offenbar durch die hadronischen Zerfallskanäle verursacht.

Teilchen	Lebensdauer $[ps]$
D^+	1.066 ± 0.023
D^0	0.420 ± 0.008
D_s^+	$0.450^{+0.030}_{-0.026}$
Λ_C^+	$0..91^{+0.015}_{-0.012}$
Ξ_C^+	$0.30^{+0.10}_{-0.06}$
Ξ_C^0	$0.82^{+0.059}_{-0.030}$

Tabelle 1.4: Lebensdauern von Teilchen mit *Charm* [49]

Semileptonische Zerfälle

Semileptonische Zerfälle werden durch das Zuschauer-Modell richtig beschrieben (Abb. 1.8a). Die Zerfallsbreite läßt sich in den leptonischen Prozeß $W^+ \to l^+ \nu_l$ und die Bildung eines Hadrons $s\bar{q}$ faktorisieren. Der leptonische Teil ist gut bekannt. Der hadronische Teil kann durch einen Formfaktor f_D beschrieben werden, für den es theoretische Vorhersagen verschiedener Modelle gibt [51]. Experimentell konnten die D-Zerfälle in pseudoskalare Mesonen $D \to K\ l\ \nu_l$ und in Vektormesonen $D \to K^*\ l\ \nu_l$ und $D_s^+ \to \phi\ l^+\ \nu_l$ genau vermessen werden [56, 57]. Die Messungen stimmen mit den Theorien überein. Auch die *Cabbibo*-unterdrückten Kanäle $D \to \pi\ l\ \nu_l$ konnten nachgewiesen werden.



(a) Semileptonischer Zerfall (b) Leptonischer Zerfall

Abbildung 1.8: Diagramme semileptonischer und rein leptonischer D-Zerfälle

Leptonische Zerfälle

Zerfälle von $D_{(s)}^+$-Mesonen in rein leptonische Endzustände sind im Zuschauer-Modell nicht möglich. Sie werden durch das Annihilations-Diagramm beschrieben (Abb. 1.8b). Ihre Zerfallsbreite wird durch eine Zerfallskonstante d_D bestimmt [55]:

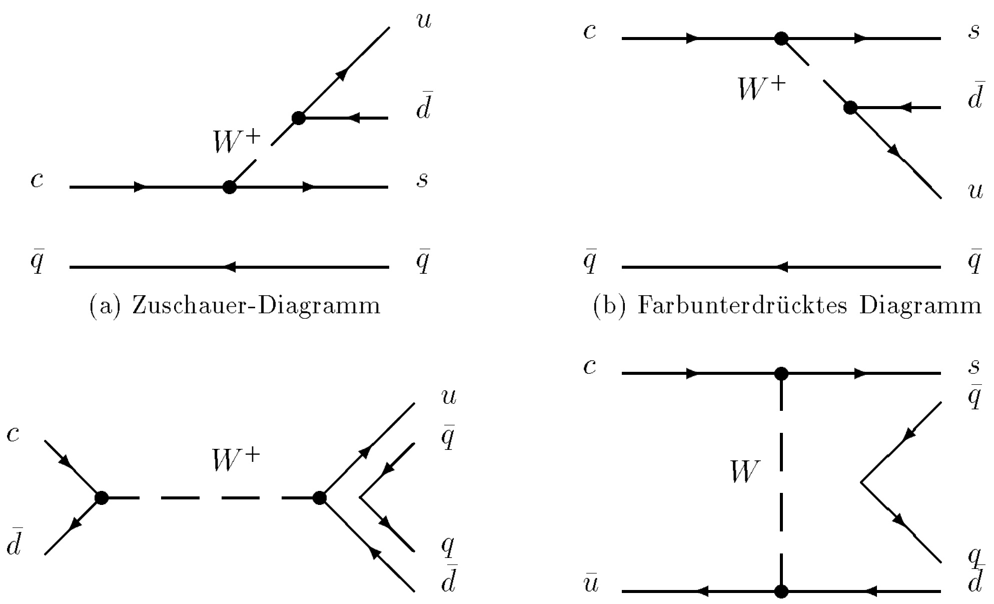
$$\Gamma\,(D_{(s)}^+ \to l^+\ \nu_l) = \frac{G_F^2}{8\pi} \cdot |V_{cq}|^2 \cdot d_D^2 \cdot m_D \cdot m_l^2 \cdot (1 - \frac{m_c^2}{m_D^2})^2 \tag{1.13}$$

Wie die π-Zerfälle sind die leptonischen $D^+_{(s)}$-Zerfälle Helizitäts-unterdrückt. Es gilt [49]:

$$\Gamma_\tau > \Gamma_\mu > \Gamma_e \quad \text{und} \quad \Gamma_{D_s^+} > \Gamma_{D^+} \tag{1.14}$$

Hadronische Zerfälle

Die Beschreibung der hadronischen Zerfälle ist allein mit dem Zuschauer-Modell nicht möglich, da es im Gegensatz zu den semileptonischen Zerfällen zu starken Wechselwirkungen zwischen den Quarks im Endzustand kommt. Es gibt eine Reihe von Diagrammen, die einen Beitrag zur hadronischen Zerfallsbreite liefern (Abb. 1.9). Mit ihrer Hilfe können die unterschiedlichen Lebensdauern der D-Mesonen erklärt werden.



(a) Zuschauer-Diagramm (b) Farbunterdrücktes Diagramm

(c) Vernichtungs-Diagramm (d) Austausch-Diagramm

Abbildung 1.9: Diagramme hadronischer Zerfälle von Mesonen mit *Charm*

Als Referenz für die hadronischen Verzweigungsverhältnisse werden Zerfälle verwendet, die mit hoher Genauigkeit vermessen wurden:

$$B\,(D^0 \to K^-\,\pi^+) = 3.95 \pm 0.08 \pm 0.17\ \%\ [54] \tag{1.15}$$

$$B\,(D^+ \to K^-\,\pi^+\,\pi^-) = 9.0 \pm 0.8\ \%\ [53] \tag{1.16}$$

Nicht vollständig verstanden sind die unterschiedlichen Verzweigungsverhältnisse der beiden *Cabbibo*-unterdrückten Zerfälle $D^0 \to \pi^+\,\pi^-$ und $D^0 \to K^+\,K^-$:

$$B\,(D^0 \to K^+\,K^-)/B\,(D^0 \to \pi^+\,\pi^-) \approx 2 - 3 \tag{1.17}$$

Für diesen Unterschied werden Wechselwirkungen der Mesonen im Endzustand untereinander (*Rescattering*) verantwortlich gemacht [50]:

$$K^+\,K^- \to K^0\,\bar{K}^0 \quad \text{bzw.} \quad \pi^+\,\pi^- \to \pi^0\,\pi^0 \tag{1.18}$$

Bigi [50] schlägt deshalb vor, folgendes Verhältnis zu untersuchen:

$$B\,(D^0 \to K^+\,K^- + D^0 \to K^0\,\bar{K}^0)/B\,(D^0 \to \pi^+\,\pi^- + D^0 \to \pi^0\,\pi^0) \qquad (1.19)$$

Experimentell ergibt sich ein Wert, der nur wenig über der theoretischen Vorhersage liegt [49].
Die Rate des doppelt *Cabbibo*-unterdrückten Zerfalls $D^0 \to K^+\,\pi^-$ wird durch das Verhältnis:

$$r^{K\pi}_{DCSD} = \Gamma\,(D^0 \to K^+\,\pi^-)/\Gamma\,(D^0 \to K^-\,\pi^+) \qquad (1.20)$$

beschrieben. Im Rahmen des *Standardmodells* ist $r^{K\pi}_{DCSD} \propto (\tan\Theta_C)^4$ mit Vorhersagen zwischen 0.0027 und 0.0054. Experimentell kann dieser Zerfallskanal nicht von dem Übergang $D^0 \to \bar{D}^0$ mit $\bar{D}^0 \to K^+\,\pi-$ unterschieden werden. Er bildet deshalb den wichtigsten Untergrund für die Untersuchung der $D^0-\bar{D}^0$-Mischung.

Zuschauer-Diagramm Die Zuschauer-Diagramme (Abb. 1.9a) dominieren die hadronische Zerfallsbreite. Da zwischen den Quarklinien im Endzustand der Austausch von Gluonen möglich ist, wird erwartet, daß die hadronische relativ zur semileptonischen Zerfallsbreite erhöht ist. Theoretische Berechnungen sagen semileptonische Verzweigungsverhältnisse bis 29% voraus [49].

Farbunterdrückung: Das virtuelle W^+ trägt keine Farbladung. Materialisiert es in ein Meson, sind 3 Farbladungs-Kombinationen möglich. Wird jedoch eines seiner Quarks mit dem Zuschauerquark kombiniert, ist die Farbladungs-Kombination durch die des D-Mesons fest vorgegeben (Abb. 1.9b). Die Zerfallsbreiten der Diagramme mit Farbunterdrückung werden daher erniedrigt erwartet. Dem entgegen wirkt der Austausch von Gluonen mit sehr kleinen Impulsüberträgen (weiche Gluonen) zwischen den Quarks.
Während die Zerfälle $D^0 \to K^-\,\pi^+$ und $D_s^+ \to \phi\,\pi^+$ nur durch das Zuschauer-Diagramm möglich sind, kann der Zerfall $D^+ \to \bar{K}^0\,\pi^+$ auch durch das farbunterdrückte Zuschauer-Diagramm stattfinden (Abb. 1.10). Die Ungleichheit der Lebensdauern:

$$\tau_{D^+} > \tau_{D^0} \approx \tau_{D_s^+} \qquad (1.21)$$

wird der destruktiven Interferenz der beiden Zerfallsdiagramme des D^+-Mesons zugeschrieben.

Annihilation: Obwohl der Effekt der Helizitäts-Unterdrückung schwächer ausgeprägt ist als bei den leptonischen Zerfällen, da die Quarks des W^+ mit $q\bar{q}$-Paaren im Vakuum hadronisieren, ist die Zerfallsbreite dieses Diagramms (Abb. 1.9c) klein. Der Nachweis des Kanals $D_s^+ \to \rho\,\pi$ könnte Aufschlüsse über die Bedeutung der hadronischen Annihilation, besonders bei den Zerfällen des D_s^+-Mesons, geben. Alle Versuche, seine hadronische Verzweigungsverhältnisse theoretisch vorherzusagen, sind bisher erfolglos geblieben [49].

Austausch: Der Beitrag der Austausch-Diagramme (Abb. 1.9d) wird als klein angenommen. Durch den Austausch von Gluonen mit sehr kleinen Impulsüberträgen zwischen den Quarklinien könnte er signifikant erhöht sein [49].

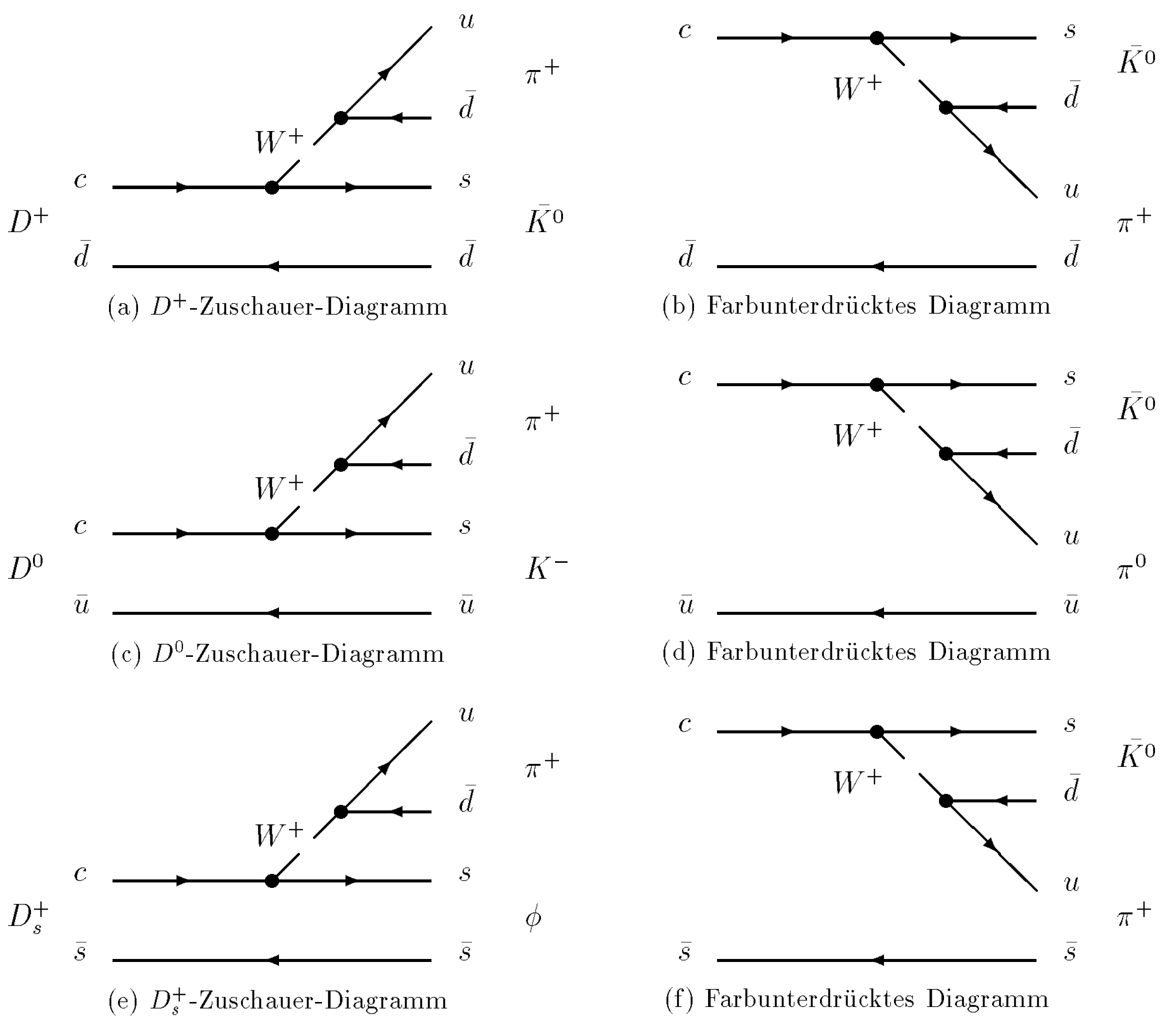


Abbildung 1.10: Diagramme hadronischer Zerfälle von D-Mesonen

1.3.2 Seltene Zerfälle

Zerfälle von D-Mesonen, die im *Standardmodell* erlaubt aber deren Verzweigungsverhältnisse stark unterdrückt sind, werden als *seltene* Zerfälle bezeichnet. Neben den bereits beschriebenen *Cabbibo*-unterdrückten und leptonischen Zerfällen mit Verzweigungsverhältnissen von 10^{-5} bis 10^{-3} gibt es Übergänge mit Schleifen (*Loops*), die im *Standardmodell* niedrigster Ordnung (*Tree-Level*) nicht enthalten sind. Ihre Raten sind sensitiv auf neue, schwere Teilchen in *Loops* und neue physikalische Effekte [120].

***Loop*-Diagramme:** Diagramme mit *Loops* (Abb. 1.11a-c), sogenannte *Pinguin*-Diagramme, führen zu Übergängen $c \to u\ (\gamma)$. Experimentell manifestieren sie sich durch Zerfälle von *Charm*-Mesonen mit Leptonpaaren oder Photonen (Tabelle 1.5) im Endzustand.

Mischung: Der direkte Übergang eines $D^0 \to \bar{D}^0$ wird als Mischung (*Mixing*) bezeichnet. Analog zu K- bzw. B-Systemen wird er durch ein Box-Diagramm (Abb. 1.11d) beschrieben. Die Rate wird durch einen Mischungsparameter ausgedrückt, der mit der Massendifferenz $\Delta M = M_{D^0} - M_{\bar{D}^0}$ und der Zerfallsbreite Γ_D zusammenhängt:

$$r_D = \frac{1}{2} \left(\Delta M / \Gamma_D\right)^2 \tag{1.22}$$

Sie wird durch das schwerste virtuelle Quark bestimmt und ist deshalb für $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$ wesentlich kleiner als für $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$. Theoretische Berechnungen sagen $r_D \approx 5 \cdot 10^{-3}$ voraus. Der experimentelle Nachweis von größeren Raten könnte ein Hinweis auf neue physikalische Effekte außerhalb des *Standardmodells* sein.

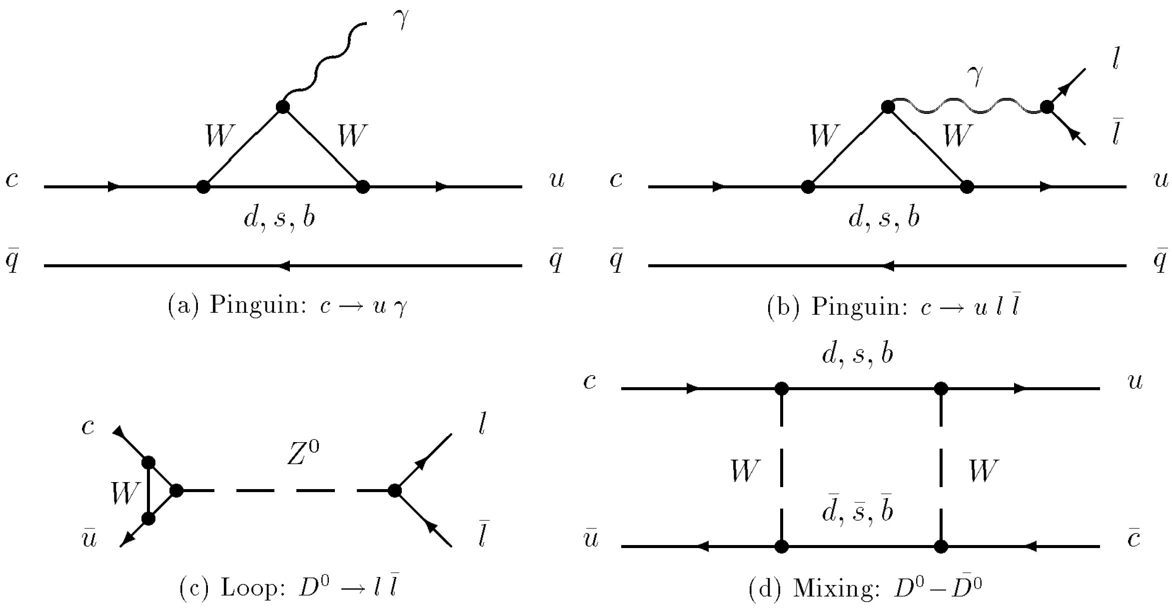


Abbildung 1.11: Diagramme seltener Zerfälle von *Charm*-Mesonen mit *Loops*

Kanal	Limit 95% C.L.	Experiment
$D^0 \rightarrow e^+\, e^-$	$3.1 \cdot 10^{-5}$	E691
$D^0 \rightarrow \mu^+\, \mu^-$	$1.1 \cdot 10^{-5}$	E691
$D^+ \rightarrow \pi^+\, e^+\, e^-$	$5.0 \cdot 10^{-4}$	E691
$D^+ \rightarrow \pi^+\, \mu^+\, \mu^-$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	E691
$D \rightarrow e^+\, e^-\, X$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	CLEO
$D \rightarrow \mu^+\, \mu^-\, X$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	CLEO

Tabelle 1.5: Seltene Zerfälle von *Charm*-Mesonen [120]

1.3.3 Verbotene Zerfälle

Innerhalb des *Standardmodells* sind Zerfälle, die die Baryon- bzw. Leptonzahl-Erhaltung verletzen, in allen Ordnungen verboten. Ihr experimenteller Nachweis wäre ein Hinweis auf Effekte, die durch Konzepte wie *Technicolour*, *Compositeness*, *Leptoquarks* oder schwere Neutrinos erklärt werden könnten. Einige Beispiele für solche Zerfälle sind in Tabelle 1.6 aufgeführt.

Baryonzahl-Verletzung
$D^0 \to \bar{p}\ e^+$
$D^- \to n\ e^-$
Leptonzahl-Verletzung
$D^0 \to \mu^+\ e^-$
$D^0 \to \tau^+\ e^-$

Tabelle 1.6: Verbotene Zerfälle von *Charm*-Mesonen [120]

1.4 Nachweis von $D^{*\pm}$-Mesonen

Aufgrund der großen *Charm*-Quark-Masse werden Hadronen mit *Charm* fast ausschließlich durch die Fragmentation primärer *Charm*-Quarks gebildet. Die Erzeugung von Hadronen mit *Charm* in Fragmentationsprozessen leichter Quarks ist unwahrscheinlich.
Eine traditionelle Methode des Nachweises von *Charm*-Quarks ist die Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen. Etwa 30% aller *Charm*-Quarks bilden $D^{*\pm}$-Mesonen, die die Richtungen und Impulse der primären *Charm*-Quarks näherungsweise beibehalten. Mit Hilfe eines Korrekturfaktors x_c, der den Fragmentationsprozeß beschreibt und in e^+e^--Speicherring-experimenten bestimmt wurde, kann folgende Beziehung aufgestellt werden [155]:

$$\vec{p_c} = x_c \cdot \vec{p_{D^*}} \quad \text{mit} \quad x_c \approx 0.8 \tag{1.23}$$

Nussinov [13] wies bereits 1975 darauf hin, daß die geringe Massendifferenz zwischen dem Vektormeson D^{*+} und dem pseudoskalaren Meson D^0, die knapp oberhalb der Pion-Masse liegt, die Möglichkeit gibt, den Zerfallskanal[18] der starken Wechselwirkung:

$$D^{*+} \to D^0\ \pi_s^+ \tag{1.24}$$

mit hoher Genauigkeit und geringem Untergrund zu rekonstruieren. Das Verzweigungsverhältnis ist [1]:

$$B\,(D^{*+} \to D^0\ \pi_s^+) = 55 \pm 4\,\% \tag{1.25}$$

Die aktuellen Werte für die Massen sind [1]:

$$M_{D^{*+}} = 2010.1 \pm 0.6\ MeV/c^2 \tag{1.26}$$
$$M_{D^0} = 1864.5 \pm 0.5\ MeV/c^2 \tag{1.27}$$
$$\tag{1.28}$$

$$\Delta M \equiv M_{D^{*+}} - M_{D^0} = 145.44 \pm 0.06\ MeV/c^2 \tag{1.29}$$

Die kinetische Energie (Q-Wert) und der Impuls des Pions im Ruhesystem des D^{*+} sind:

$$Q \equiv M_{D^{*+}} - M_{D^0} - M_{\pi_s^+} = 5.8\ MeV/c^2 \tag{1.30}$$

$$p^*_{\pi_s} = 40\,MeV/c \tag{1.31}$$

Wegen seines geringen Impulses (der Transversalimpuls des Pions relativ zur D^{*+}-Flugrichtung ist maximal $p^*_{\pi_s}$) wird es häufig als weiches (*soft*) oder langsames (*slow*) Pion

[18] Der Zerfall des D^{*+} steht stellvertretend auch für den ladungskonjugierten Zerfallskanal mit D^{*-}

(Index s) bezeichnet. Bei für Hochenergie-Experimente typischen Impulsen der primären Quarks von $p_Q \gg p^*_{\pi_s}$ ist der Öffnungswinkel zwischen D^{*+} und π_s^+ klein. Das π_s^+ spiegelt deshalb Ladung und Richtung des D^{*+} und damit des primären *Charm*-Quarks wider.
Das D^0 zerfällt durch die schwache Wechselwirkung (Kapitel 1.3). Der einfachste Zerfallskanal in zwei geladene Mesonen ist:

$$D^0 \to K^- \, \pi^+ \tag{1.32}$$

mit einem Verzweigungsverhältnis von [1]:

$$B\,(D^0 \to K^- \, \pi^+) = 3.65 \pm 0.21\,\% \tag{1.33}$$

Da das pseudoskalare Meson D^0 keinen Spin besitzt, ist der Kosinus des Zerfallswinkels $\cos\theta^*_K$ des Kaons gegen die D^0-Flugrichtung im Ruhesystem des D^0 gleichverteilt.
Experimentell kann die Massendifferenz ΔM wegen der festgelegten Kinematik mit einer wesentlich höheren Genauigkeit bestimmt werden als die Massen der D^*- und D^0-Mesonen selbst.
Diese Tatsache wurde zur Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen in allen Prozessen der Erzeugung von *Charm* ausgenutzt. Die erste experimentelle Beobachtung des beschriebenen Zerfalls des D^{*+}-Mesons gelang 1977 in der e^+e^--Vernichtung bei SPEAR am SLAC. Ergebnisse sind auch von den Proton-Antiproton-Speicherringen am CERN [60] und am FNAL [64] sowie den e^+e^--Speicherringen bei DESY [61, 62, 63], LEP [65, 66, 67, 68, 69, 70], KEK [71] und CESR [72] verfügbar.

Kapitel 2

Physik bei HERA

Die Elektron-Proton-Speicherring-Anlage HERA ist das erste Beschleunigersystem, bei dem Elektronen *und* Protonen gespeichert und zur Kollision gebracht werden. Aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie sind Untersuchungen der tief-unelastischen Elektron-Proton-Streuung bei sehr hohen Viererimpulsüberträgen und auch bei sehr kleinen Werten von *x-Bjorken* möglich. Messungen von bisher durchgeführten *Fixed Target*-Experimenten können dadurch ergänzt werden. Bei kleinen Viererimpulsüberträgen dominiert der Austausch von quasi-reellen Photonen die Elektron-Proton-Streuung. Mit HERA kann damit die Photoproduktion bei sehr hohen Schwerpunktsenergien untersucht werden. Die Photon-Proton-Wechselwirkung ist auch die Hauptquelle für schwere Quarks, deren Nachweis Thema dieser Arbeit ist.

2.1 Elektron-Proton-Streuung

2.1.1 Kinematik

Das einlaufende Elektron wechselwirkt mit dem Proton durch den Austausch eines Eichbosons und geht je nach Ladung des Eichbosons in ein geladenes oder neutrales Lepton l' über. Bei unelastischen Streuprozessen bleibt das Proton nicht erhalten. Seine Partonen bilden einen hadronischen Endzustand X, der Jets bilden kann (Abb. 2.1).

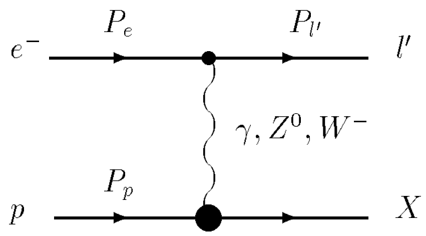


Abbildung 2.1: Diagramm der inklusiven Elektron-Proton-Streuung bei HERA

Ist das Boson ein ungeladenes γ oder Z^0, spricht man von einem Ereignis mit neutralem Strom (NC). Das Lepton im Endzustand ist ein Elektron, das im Detektor nachgewiesen werden kann. Im Falle eines geladenen W^- spricht man von einem geladenen Strom (CC). Das Elektron-Neutrino im Endzustand kann nicht nachgewiesen werden.

$$\begin{array}{ll} \text{Neutraler Strom (NC):} & e^- \, p \rightarrow e^- \, X \\ \text{Geladener Strom (CC):} & e^- \, p \rightarrow \nu_e \, X \end{array}$$

Die Kinematik der inklusiven ep-Streuung wird durch zwei kinematische Variablen vollständig beschrieben, wenn die Schwerpunktsenergie des ep-System bekannt ist. Die folgenden *Lorentz*-invarianten Größen werden am häufigsten benutzt:

$$s \equiv (P_p + P_e)^2 \approx 4 \; E_e \; E_p \tag{2.1}$$

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

$$W^2 \equiv (q + P_p)^2 \approx m_p^2 + 2 m_p \, \nu - Q^2 \tag{2.3}$$

$$\nu \equiv \frac{(q \cdot P_p)}{m_p} \tag{2.4}$$

$\sqrt{s}$ ist die Schwerpunktsenergie des ep-Systems, q^2 ist das Quadrat des Viererimpulsübertrages des Eichbosons und beschreibt dessen Virtualität. W ist die invariante Masse des hadronischen Endzustandes X. ν ist der Energieübertrag im Ruhesystem des Protons. Die beiden dimensionslosen Skalenvariablen x und y sind wie folgt definiert, wobei die hintere Form nur im Ruhesystem des Protons gilt:

$$x \equiv \frac{Q^2}{2\,(q \cdot P_p)} = \frac{Q^2}{2\, m_p \, \nu} \tag{2.5}$$

$$y \equiv \frac{(q \cdot P_p)}{(P_e \cdot P_p)} = \frac{\nu}{\nu_{max}} \tag{2.6}$$

y beschreibt die Inelastizität des Streuprozesses und ist das Verhältnis des tatsächlichen zum maximal möglichen Energieübertrag im Ruhesystem des Protons. Die Variable x erhält in der Beschreibung der tief-unelastischen ep-Streuung durch das Quark-Parton-Modell eine Bedeutung (siehe Kapitel 2.1.3). Beide Größen können Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Unter Vernachlässigung der Massen von Elektron und Proton sind die kinematischen Variablen wie folgt verknüpft:

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \tag{2.7}$$

$$W^2 = Q^2 \, \frac{1-x}{x} + m_p^2 \tag{2.8}$$

Mit den nominellen HERA-Strahlenergien $E_p = 820\,GeV$ und $E_e = 30\,GeV$ ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314\,GeV$. Das Quadrat des Viererimpulsübertrages kann dann den Maximalwert $Q^2_{max} = 98400\,GeV^2/c^2$ annehmen. Während der Betriebsperioden 1992 und 1993 wurde HERA mit $E_e = 26.7\,GeV$ betrieben. Damit ergeben sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 296\,GeV$ und ein maximaler Viererimpulsübertrag von $Q^2_{max} = 87576\,GeV^2/c^2$.

Experimentell lassen sich die Variablen durch verschiedene Verfahren bestimmen. Bei NC-Ereignissen kann die Kinematik durch die Messung des Polarwinkels des gestreuten Elektrons relativ zur Protonrichtung θ_e und der Energie des gestreuten Elektrons E'_e berechnet werden:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \, sin^2(\theta_e/2) \tag{2.9}$$

$$Q_e^2 = 4\,E_e\,E_e'\,cos^2(\theta_e/2) \tag{2.10}$$

Ein alternatives, von der Messung des gestreuten Elektrons unabhängiges Verfahren ist die Methode von *Jacquet-Blondel* [105]. Sie basiert auf der Messung des hadronischen Endzustandes. Sie kommt bei CC-Ereignissen zur Anwendung und bei Ereignissen, bei denen das gestreute Elektron vom Akzeptanzbereich des Detektors nicht erfaßt werden kann bzw. in einem kinematischen Bereich mit schlechter Auflösung gemessen wird.

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

$$Q_{JB}^2 = \frac{1}{1 - y_{JB}} \,(\sum_h \vec{p}_{T,i}\,)^2 \tag{2.12}$$

Die Summation umfaßt alle im Detektor nachweisbaren Hadronen h. E_i, $p_{z,i}$ und $p_{T,i}$ sind die Energien und die longitudinalen bzw. transversalen Impulse der Hadronen.

2.1.2 Photoproduktion

Die ep-Streuung bei HERA wird durch den Austausch von quasi-reellen Photonen bei kleinen Viererimpulsüberträgen $Q^2 \approx 0$ dominiert. Das einlaufende Elektron wird dabei unter einem kleinen Polarwinkel gestreut. Es gilt in kollinearer Näherung:

$$E_\gamma = y \cdot E_e \quad \text{mit} \quad y = 1 - \frac{E_e'}{E_e} \tag{2.13}$$

Die hohe Schwerpunktsenergie des γp-Systems $W_{\gamma p} \leq 314\,GeV$ erlaubt die Untersuchung der Photoproduktion in einem neuen kinematischen Bereich, der um ein bis zwei Größenordnungen über dem von *Fixed Target*-Experimenten liegt.

Die Wechselwirkung von Photonen mit Protonen führt sowohl zu *weichen* Streuprozessen, bei denen die Transversalimpulse der erzeugten Teilchen sehr klein sind ($p_T \ll 1\,GeV/c$), als auch zu *harten* Streuprozessen, bei denen Jets mit Transversalimpulsen über $10\,GeV/c$ entstehen. Bisher ist es nicht gelungen, eine einheitliche Beschreibung für alle p_T-Bereiche zu finden. Die Photoproduktion bei HERA wird durch drei Komponenten beschrieben [100]:

VDM-Komponente: Das phänomenologische Vektor-Dominanz-Modell (VDM) wird verwendet, um Prozesse mit kleinen Transversalimpulsen ($p_T \leq 1\,GeV/c$) zu beschreiben. Das Photon fluktuiert in einen gebundenen, virtuellen $q\bar{q}$-Zustand (Vektor-Meson $V = \rho^0, \omega, \phi, ...$), der mit dem Proton wechselwirkt. Die VDM-Komponente beinhaltet folgende Anteile:

- VDM-Komponente
  - diffraktiv
    - elastisch
    - diffraktiv
  - nicht-diffraktiv
    - weich
    - hart

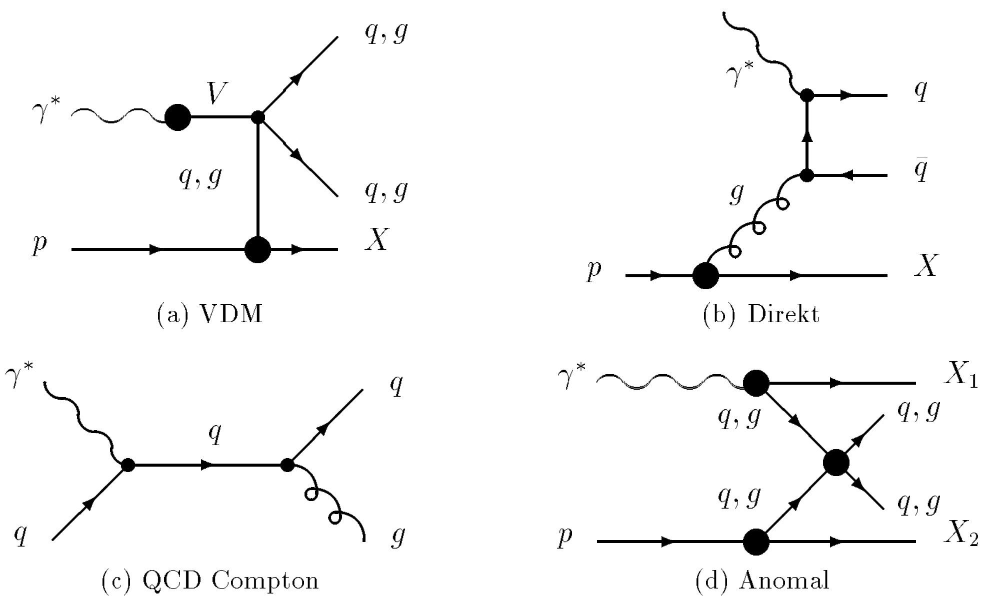


Abbildung 2.2: Diagramme der harten Streuprozesse der Photoproduktion bei HERA

Beispiele sind die elastische ρ^0-Produktion $\gamma\ p \rightarrow \rho^0\ p$ und die elastische und diffraktive J/Ψ-Erzeugung $\gamma\ p \rightarrow J/\Psi\ X$.
Das VDM wurde erfolgreich u.a. zur Beschreibung der Spektren der Transversalimpulse von Teilchen aus $p\bar{p}$-Kollisionen angewandt [85]. Der harte VDM-Anteil (Abb. 2.2a) erreicht bei zu HERA vergleichbaren Schwerpunktsenergien Transversalimpulse, die deutlich über $10\,GeV/c$ reichen.

Direkte Komponente: Mit Hilfe der perturbativen QCD lassen sich Prozesse mit höheren Transversalimpulsen ($p_T \geq 1.5 - 2\ GeV/c$) beschreiben. Ein bestimmter Mindest-Transversalimpuls ist nötig, um störungstheoretische Berechnungen durchführen zu können.
Das Photon wechselwirkt als punktförmiges Eichboson. Bei der Photon-Gluon-Fusion (Abb. 2.2b) können sowohl leichte Quarkpaare erzeugt werden, die Jets bilden, als auch schwere $c\bar{c}$- oder $b\bar{b}$-Paare.
Beim QCD-Compton-Effekt (Abb. 2.2c) koppelt das Photon direkt an ein Quark im Proton. Im Endzustand entstehen ein Gluon und ein Quark, die Jets bilden.

Anomale Komponente: Die Fluktuation des Photons in ein ungebundenes, virtuelles $q\bar{q}$-Paar, dessen Partonen in einem harten Subprozeß mit Partonen des Protons wechselwirken, wird anomale Komponente genannt (Abb. 2.2d). Zusätzlich zu den beiden Jets des harten Subprozesses kann der hadronische Photonrest einen dritten Jet bilden.
Eine klare Abgrenzung der anomalen Komponente von der harten VDM-Komponente bezüglich des Transversalimpulses ist nicht möglich. Der hadronische Inhalt des Photons wird für beide Komponenten zusammen durch die Photon-Strukturfunktion $F^\gamma(x_\gamma, \mu^2)$ beschrieben. Die Variable x_γ gibt den Impulsanteil des Partons am Photon an. μ ist die Massenskala.

Der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion ist die Summe der Wirkungsquerschnitte der drei Komponenten:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_{VDM}^{\gamma p} + \sigma_{direkt}^{\gamma p} + \sigma_{anomal}^{\gamma p} \tag{2.14}$$

Der totale γp-Wirkungsquerschnitt und inklusive Teilchenspektren

Durch den differentiellen ep-Wirkungsquerschnitt kann der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion bestimmt werden [99]. Es gilt folgende Beziehung:

$$\frac{d^2\sigma^{ep}}{dy\,dQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1}{Q^2}\left(\frac{1+(1-y)^2}{y}\cdot\sigma_T\,(W_{\gamma p}^2, Q^2) + 2\cdot(1-y)\cdot\sigma_L\,(W_{\gamma p}^2, Q^2)\right) \tag{2.15}$$

σ_T und σ_L sind die Absorptions-Wirkungsquerschnitte für transversal bzw. longitudinal polarisierte Photonen. In der Weizsäcker-Williams-Approximation [114], die für quasireelle Photonen bei $Q^2 \approx 0$ gilt, kann die longitudinale Komponente σ_L vernachlässigt werden [116]. Der Faktor vor σ_T ist die Photon-Spektralfunktion $G_{\gamma/e}$ [115]. Sie beschreibt die Energieverteilung des vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photons. Die Integration über Q^2 ergibt:

$$G_{\gamma/e}(y) = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1+(1-y)^2}{y}\,\ln\left(\frac{Q_{max}^2}{Q_{min}^2}\right) \tag{2.16}$$

Die Größe σ_T kann mit dem totalen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt identifiziert werden:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_T\,(W_{\gamma p}^2) \tag{2.17}$$

Es gilt:

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dy} = G_{\gamma/e}(y)\cdot\sigma_{tot}^{\gamma p}\,(W_{\gamma p}^2) \tag{2.18}$$

Für die Schwerpunktsenergie des γp-Systems ergibt sich:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{y\cdot s} \tag{2.19}$$

Bei H 1 ist der vermeßbare Q^2- und y-Bereich der Photoproduktion durch die geometrische Akzeptanz des Kleinwinkel-Elektrondetektors (siehe Kapitel 3) begrenzt:

$$3\times 10^{-8} < Q^2 < 10^{-2}\ GeV^2/c^2 \tag{2.20}$$

$$0.2 < y < 0.8 \tag{2.21}$$

Damit liegt die Schwerpunktsenergie des γp-Systems in einem Brereich:

$$150 < W_{\gamma p} < 250\ GeV \tag{2.22}$$

Der Mittelwert beträgt:

$$\langle W_{\gamma p}\rangle = 195\,GeV \tag{2.23}$$

Der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion wurde bestimmt zu [76]:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = 159 \pm 7 \pm 20\ \mu b \tag{2.24}$$

Die ZEUS-Kollaboration veröffentlichte einen Wert, der im Rahmen der Fehler übereinstimmt [89]. Die Messungen sind mit den Vorhersagen von Donnachie und Landshoff, die auf der Regge Phänomenologie basieren, verträglich.
Die inklusiven Spektren in Transversalimpuls p_T und Pseudorapidität η können nur unter Einbeziehung der direkten und anomalen Photonkomponente erklärt werden [75, 90, 98]. Im Vergleich zu $p\bar{p}$-Kollisionen, die von der UA1-Kollaboration bei der gleichen Schwerpunktsenergie untersucht wurden, sind die mittleren Transversalimpulse bei HERA etwas größer [85].
Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Jets in der Photoproduktion als Funktion der transversalen Jetenergie und der Pseudorapidität hängt von der Verteilung der Partonen im Photon ab. Die Messungen sind nur durch die Existenz einer gluonischen Komponente im Photon zu erklären [80].

Inklusive Jet-Produktion und Photon-Strukturfunktion

Aus den Energien und Polarwinkeln der Jets in 2-Jet-Ereignissen läßt sich der Impulsanteil x_γ des Partons am Photon bestimmen. Die Verteilung von x_γ wird durch die Photon-Strukturfunktion beschrieben, für die verschiedene Parametrisierungen vorliegen. Wegen der begrenzten Statistik ist bisher keine eindeutige Bestimmung möglich, jedoch schließen die Daten Photon-Strukturfunktionen mit einem sehr großen gluonischen Anteil bei großen x_γ aus [80].

Elastische ρ^0 Produktion

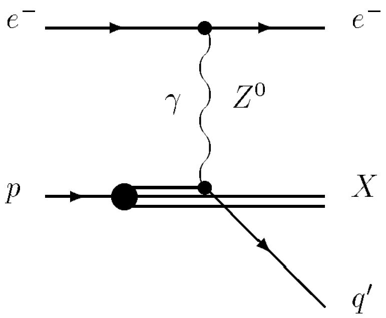
Die Produktion von ρ^0-Mesonen in elastischer Photoproduktion konnte bei HERA beobachtet werden. Sowohl die Winkelverteilung der Zerfallspionen als auch die Verteilung der Mandelstam-Variablen t zeigen ein für die elastische Streuung von transversal polarisierten Photonen typisches Verhalten [103].

2.1.3 Tief-unelastische Elektron-Proton-Streuung

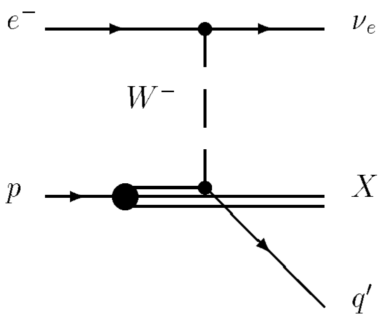
Mit HERA können aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 314\,GeV$ Viererimpulsüberträge bis $Q^2_{max} \approx s/c^2 \approx 10^5\,GeV^2/c^2$ erreicht werden, die um zwei Größenordnungen höher als die von bisher durchgeführten *Fixed Target*-Experimenten liegen. HERA erlaubt außerdem Messungen bei sehr kleinem *x-Bjorken.* Bei $Q^2 = 10\,GeV^2/c^2$ sind x-Werte bis hinunter zu 10^{-4} möglich, die bisher in *Fixed Target*-Experimenten nicht erreicht werden konnten.
Im Grenzfall hoher Energien kann das Proton als ein System von quasi-freien Partonen angesehen werden, die unter Vernachlässigung der Transversalimpulse den Anteil x des Protonimpulses tragen. Die tief-unelastische Elektron-Proton-Streuung ist in diesem Bild eine elastische Streuung von Elektronen an quasi-freien Partonen (Abb. 2.3).

Die Proton-Strukturfunktion

Der Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung wird durch den Austausch von Photonen bei kleinen Q^2 dominiert. Dort sind Z^0- und W^--Austausch wegen ihrer großen Massen stark unterdrückt und können vernachlässigt werden. In Bornscher Näherung ist



(a) Neutraler Strom



(b) Geladener Strom

Abbildung 2.3: Born-Diagramme der tief-unelastischen Elektron-Proton-Streuung bei HERA

der differentielle Wirkungsquerschnitt durch die beiden Strukturfunktionen F_1 und F_2 gegeben:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2} = \frac{4\pi\,\alpha^2}{Q^4\,x}\left[y^2 \cdot x \cdot F_1\,(x, Q^2) + (1-y) \cdot F_2\,(x, Q^2)\right] \tag{2.25}$$

Im Standard-Parton-Modell sind F_1 und F_2 durch die Callan-Gross-Beziehung verknüpft:

$$F_2 = 2 \cdot x \cdot F_1 \tag{2.26}$$

F_2 kann mit der Summe der Quarkdichten im Proton $q\,(x, Q^2)$ identifiziert werden; e ist die Quarkladung:

$$F_2\,(x, Q^2) = x \sum_i e_i^2 \cdot q_i\,(x, Q^2) \tag{2.27}$$

Die Abhängigkeit der Strukturfunktionen von Q^2 wird als Skalenverletzung bezeichnet und der Anwesenheit von Gluonen im Proton zugeschrieben. In erster Ordnung der QCD-Störungstheorie muß das Born-Diagramm in Abb. 2.3a durch den QCD-Compton-Prozeß (Abb. 2.2c) und die Photon-Gluon-Fusion (Abb. 2.2b) ergänzt werden. Die Verteilung der Gluonen im Proton, beschrieben durch die Gluondichte $G(x, Q^2)$, ergibt sich bei kleinen x aus der Skalenverletzung von F_2:

$$\frac{\partial\, F_2\,(x, Q^2)}{\partial\, lnQ^2} \propto G\,(x, Q^2) \tag{2.28}$$

Außerdem muß die Callan-Gross-Beziehung modifiziert werden:

$$F_2\,(x, Q^2) = 2 \cdot x \cdot F_1\,(x, Q^2) \cdot (1 + R\,(x, Q^2)) \tag{2.29}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt erhält damit die Form:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2} = \frac{2\pi\,\alpha^2}{Q^4\,x}\left[2 \cdot (1-y) + \frac{y^2}{1+R} \cdot F_2\,(x, Q^2)\right] \tag{2.30}$$

Die Größe R kann durch Vergleich der Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Schwerpunktsenergien bestimmt werden. Bei den bisher durchgeführten Analysen wurden die QCD-Vorhersagen für R verwendet, die typischerweise bei $R = 0.4 - 0.5$ für $Q^2 = 15\,GeV^2/c^2$ liegen [102]. Die Strukturfunktion F_2 und die Skalenverletzung von F_2 konnten in *Fixed Target*-Experimenten bei sehr kleinen x bis hinunter zu 10^{-4} bisher nicht

vermessen werden. Die Vorhersagen der verschiedenen theoretischen Modelle unterscheiden sich in diesem kinematischen Bereich stark, da die Grenze der Anwendbarkeit der störungstheoretischen QCD erreicht wird. Mit HERA ist es zum ersten Mal möglich, F_2 im Übergangsbereich zur nicht-perturbativen QCD zu messen [87].
Erste Ergebnisse von H 1 und ZEUS sind veröffentlicht [78, 81, 83, 91, 97].

Hadronische Endzustände und Jets

Das Diagramm der niedrigsten Ordnung (Abb. 2.3a) führt zu einem Endzustand, der neben dem im Strahlrohr verschwindenden Proton-Restjet einen Jet des gestreuten Partons enthält ($1 \oplus 1$ Jet-Ereignis). Die Einbeziehung der QCD führt zu Ereignissen, in denen zwei ($2 \oplus 1$ Jet-Ereignisse) oder mehr Jets entstehen. Ihre Raten und die Transversalimpuls- und Energieverteilungen lassen Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Streuprozesse und auf die Fragmentation zu [77, 82, 86, 91, 93, 94].

Geladene Ströme

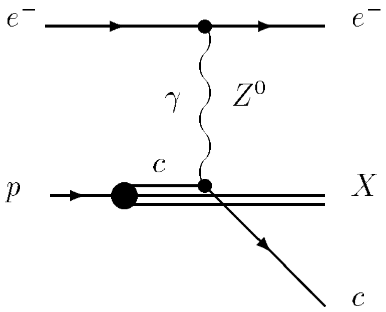
Aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie können bei HERA zum ersten Mal Viererimpulsüberträge erreicht werden, bei denen die W-Masse den Wirkungsquerschnitt von geladenen Strömen signifikant beeinflußt (Propagatoreffekt). In der von H 1 1993 aufgezeichneten Datenmenge von $\approx 350\,nb^{-1}$ konnten 14 Ereignisse mit geladenen Strömen nachgewiesen werden, bei denen $Q^2 > 625\,GeV^2/c^2$ ist. Der daraus bestimmte Wirkungsquerschnitt stimmt mit den theoretischen Erwartungen, die auf Neutrino-Experimenten beruhen und die W-Masse miteinbeziehen, überein [84].

2.2 Charm-Physik bei HERA

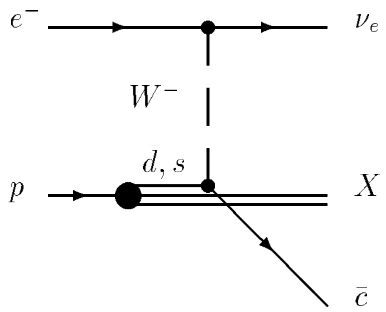
2.2.1 Erzeugung von Charm

Tief-unelastische Elektron-Proton-Streuung

Wie oben erläutert, wird die tief-unelastische Elektron-Proton-Streuung ($Q^2 \gg 0$) im Quark-Parton-Modell (QPM) durch die Wechselwirkung eines Eichbosons, das vom Elektron abgestrahlt wird, mit einem Quark im Proton beschrieben (Abb. 2.4).



(a) Neutraler Strom



(b) Geladener Strom

Abbildung 2.4: Diagramme der Erzeugung von *Charm* in der tief-unelastischen *ep*-Streuung bei HERA

Bei Ereignissen mit neutralen Strömen (Abb. 2.4a) kann durch die Kopplung des neutralen Eichbosons γ oder Z^0 an ein *Charm*-Quark im Proton (intrinsischer *Charm*) *Charm* im Endzustand erzeugt werden. Da der *Charm*-Quark-Inhalt des Protons sehr klein ist, kann der Beitrag zum totalen *Charm*-Wirkungsquerschnitt vernachlässigt werden [110]. Im Fall von Ereignissen mit geladenen Strömen (Abb. 2.4b) kann ein leichtes $\bar{d}$- oder $\bar{s}$-Quark durch die Wechselwirkung mit dem W^- in ein $\bar{c}$-Quark übergehen. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses hängt vom Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Proton-Streuung mit geladenen Strömen an leichten Quarks ($\sigma_{\bar{d}}, \sigma_{\bar{s}}$) und dem entsprechenden Element der CKM-Matrix ab:

$$\sigma^{DIS}(e^- \, p \to \nu_e \, \bar{c} \, X) = |V_{cd}|^2 \cdot \sigma_{\bar{d}} + |V_{cs}|^2 \cdot \sigma_{\bar{s}} \tag{2.31}$$

Die Kinematik wird durch die Variablen der tief-unelastischen Elektron-Proton-Streuung beschrieben (Formel 2.1-2.8). In Tabelle 2.1 sind Abschätzungen der Wirkungsquerschnitte für HERA mit nominellen Strahlenergien aufgeführt [106].

Strom	Prozeß	$\lvert V_{cq}\rvert^2$	σ_c $[pb]$
NC	$e^- \; c \to e^- \; c$		≈ 0
CC	$e^- \; \bar{s} \to \nu_e \; \bar{c}$	0.948	3.3
	$e^- \; \bar{d} \to \nu_e \; \bar{c}$	0.05	0.26

Tabelle 2.1: Wirkungsquerschnitte der Erzeugung von *Charm* im QPM bei HERA [106]

Photoproduktion

Der Hauptprozeß der Erzeugung von schweren Quarks ist der QCD-Prozeß der Boson-Gluon-Fusion (BGF). Das vom Elektron abgestrahlte Eichboson fusioniert mit einem Gluon des Protons und bildet ein schweres Quarkpaar:

$$\begin{array}{ll} \text{Neutraler Strom (NC):} & \gamma/Z^0 \; g \to c\bar{c} \\ \text{Geladener Strom (CC):} & W^- \; g \to c \, \bar{Q} \end{array}$$

Die Diagramme der führenden Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s$ sind in Abb. 2.5 dargestellt.

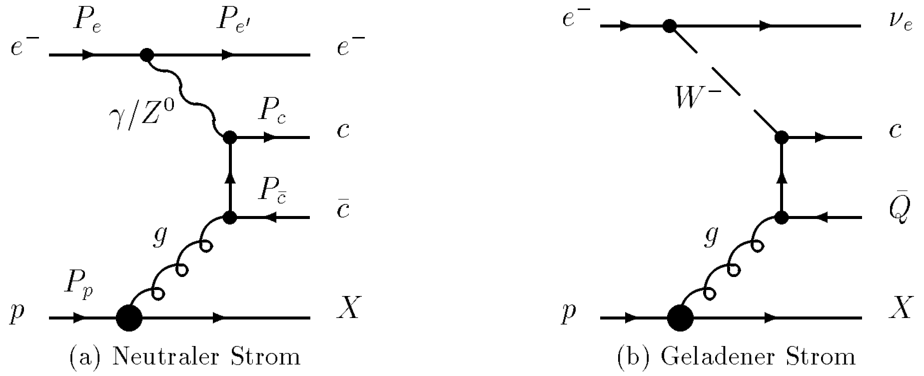


Abbildung 2.5: Diagramme der Erzeugung von *Charm* in der Boson-Gluon-Fusion bei HERA

Bei HERA wird die Elektron-Proton-Streuung durch den Austausch von Photonen bei kleinen Q^2 dominiert (siehe Kapitel 2.1.2). Dort sind die Beiträge von Z^0- und W^--Austausch aufgrund ihrer großen Massen klein ($O(10^{-5} - 10^{-6})$ [106]) und können vernachlässigt werden (Propagatoreffekt). *Charm* wird bei HERA deshalb hauptsächlich in

Photoproduktion mit quasi-reellen Photonen bei $Q^2 \approx 0$ erzeugt.
Das Photon kann sowohl als punktförmiges Eichboson (direkte Komponente) als auch als Teilchen mit einer hadronischen Struktur (aufgelöste Komponente) wechselwirken. Der Beitrag der aufgelösten Komponente zur Erzeugung von *Charm* hängt von der Schwerpunktsenergie des γN-Systems ab und variiert zwischen $\leq 5\%$ bei *Fixed Target*-Experimenten ($50 < E_\gamma < 400\ GeV$) und $\leq 30\%$ bei HERA-Energien [41, 107].

Kinematik und Wirkungsquerschnitt

Die Kinematik der Photon-Gluon-Fusion (PGF) wird neben den Variablen der inklusiven Elektron-Proton-Streuung (Formel 2.1-2.8) durch drei weitere Größen beschrieben:

- Anteil des Gluonimpulses x_g am Protonimpuls:

$$P_g = x_g \cdot P_p \tag{2.32}$$

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

$$z \equiv \frac{(P_c \cdot P_p)}{(q \cdot P_p)} \tag{2.33}$$

  Diese Größe ist ein Maß für den Polarwinkel des $c\bar{c}$-Systems relativ zur Protonrichtung (vgl. Formel 2.6).

- Azimutaler Winkel zwischen Lepton- und Hadron-Ebene:

$$cos\Phi \equiv \frac{(\vec{p}_p \times \vec{p}_e) \cdot (\vec{p}_p \times \vec{p}_c)}{|\vec{p}_p \times \vec{p}_e| \cdot |\vec{p}_p \times \vec{p}_c|} \tag{2.34}$$

Für die Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses $e^- \, g \rightarrow c\bar{c}$ gilt:

$$\hat{s} \equiv (P_c + P_{\bar{c}})^2 \approx y \cdot x_g \cdot s - Q^2 \tag{2.35}$$

Das Quadrat des Tranversalimpulses des c-Quarks ist:

$$p_T^2 = \hat{s} \cdot z \cdot (1 - z) - m_c^2 \tag{2.36}$$

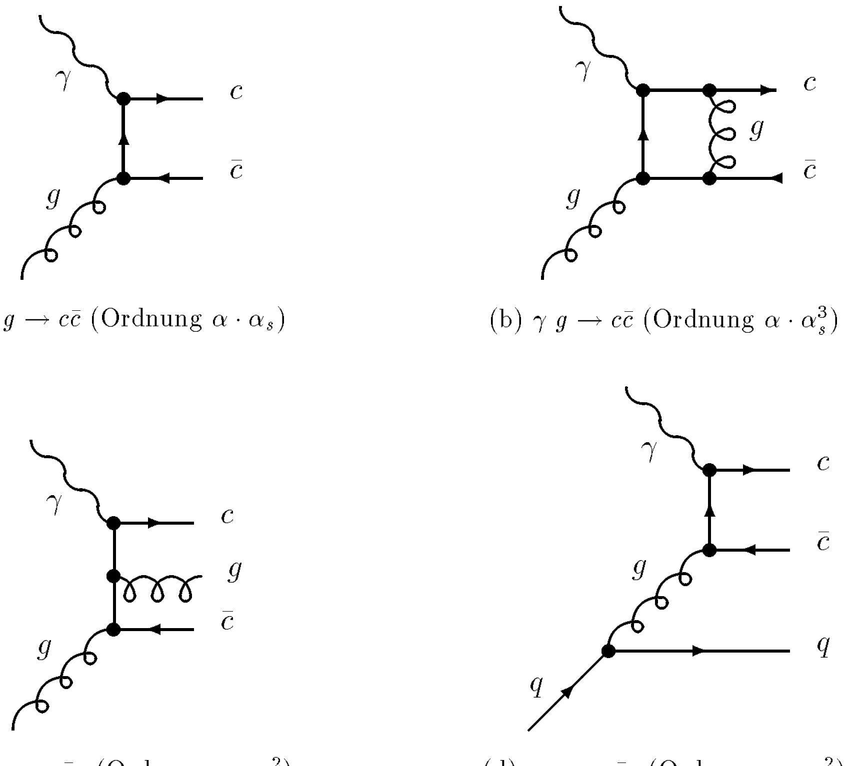
Für den totalen Wirkungsquerschnitt der Erzeugung von *Charm* durch die Photon-Gluon-Fusion gilt mit dem Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$ des harten Subprozesses $e^- \, g \rightarrow e^- \, c\bar{c}$:

$$\sigma_{c\bar{c}}^{PGF} = \int dy \int dQ^2 \int dx_g \int dz \int d\Phi \; g\,(x_g, \mu^2) \cdot \hat{\sigma}\,(y, Q^2, x_g, z, \Phi, \hat{s}, \mu^2) \tag{2.37}$$

$g(x_g, \mu^2)$ gibt die Gluondichteverteilung im Proton an. μ ist die Skala, an der die perturbative QCD ausgewertet wird.
Mit Hilfe der Weizsäcker-Williams-Approximation (siehe Kapitel 2.1.2) kann der Wirkungsquerschnitt durch den Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion ausgedrückt werden. Die Spektralfunktion $G_{\gamma/e}(y)$ (Formel 2.16) gibt die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines Photons mit dem Anteil y am Impuls des Elektrons an. Nach Integration über z und Φ kann der Wirkungsquerschnitt damit wie folgt geschrieben werden:

$$\sigma_{c\bar{c}}^{PGF} = \int dy \, G_{\gamma/e}\,(y) \int dx_g \; g\,(x_g, \mu^2) \cdot \hat{\sigma}\,(\gamma \; g \rightarrow c\bar{c})\,(\hat{s}, \mu^2) \tag{2.38}$$

Er setzt sich aus der Gluondichteverteilung $g\,(x_g, \mu^2)$ und dem Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}$ des Photoproduktionsprozesses $\gamma\; g \rightarrow c\bar{c}$ zusammen.
Ellis und Nason [41] haben Berechnungen des Wirkungsquerschnittes der Erzeugung von schweren Quarks in Photoproduktion vollständig bis zur Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s^2$ durchgeführt (analog zur Ordnung α_s^3 der Hadroproduktion [38]). Das Ziel dieser Berechnungen war die Beschreibung der von *Fixed Target*-Experimenten gemessenen Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion von schweren Quarks. Ihre Strahlenergien liegen typischerweise bei $50 < E_\gamma < 400\ GeV$ und führen zu Schwerpunktsenergien von $10 < \sqrt{s} < 30\ GeV$. Die beitragenden Diagramme der direkten Komponente sind in Abb. 2.6 gezeigt. Der Prozeß der Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s^3$ in Abb. 2.6b liefert durch Interferenz mit dem Prozeß niedrigster Ordnung (Abb. 2.6a), der den gleichen Endzustand bildet, einen Beitrag zur Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s^2$. Abb. 2.6d beschreibt die Wechselwirkung mit Quarks im Proton, und Abb. 2.6c steht stellvertretend für alle Prozesse, bei denen Gluonen abgestrahlt werden.



(a) $\gamma\; g \rightarrow c\bar{c}$ (Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s$)

(b) $\gamma\; g \rightarrow c\bar{c}$ (Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s^3$)

(c) $\gamma\; g \rightarrow c\bar{c}g$ (Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s^2$)

(d) $\gamma\; q \rightarrow c\bar{c}q$ (Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s^2$)

Abbildung 2.6: Erzeugung von *Charm* in der Photon-Gluon-Fusion

Die Vorhersage des Wirkungsquerschnittes ist mit Unsicherheiten behaftet. Grundsätzlich stellt sich die Frage, ob das Modell der Photon-Gluon-Fusion zusammen mit QCD-Korrekturen höherer Ordnungen eine gute und zuverlässige Beschreibung der Photoproduktion von *Charm* darstellt. Der Entwicklungsparameter der QCD-Störungstheorie ist die Masse des *Charm*-Quarks. Die perturbative QCD kann nur unter der Annahme angewendet werden, daß die *Charm*-Masse im Vergleich zur Skala der QCD Λ groß ist. Für die Berechnungen werden folgende Parameter benötigt, die variiert wurden, um ihre Einflüsse auf die Berechnungen zu überprüfen:

- Die *Charm*-Quark-Masse m_c.
  Es wurden Werte von $m_c = 1.2, 1.5, 1.8\ GeV/c^2$ gewählt. Die QCD-Summenregel sagt $m_c = 1.46 \pm 0.5\, GeV/c^2$ voraus.

- Die Skala der QCD Λ.
  Im Renormierungsschema $\overline{MS}$ ergeben sich in Abhängigkeit von der Zahl der aktiven *Flavours* $n_f = 3, 4, 5$ die Werte $\Lambda_3 = 310 \pm 110\, MeV$, $\Lambda_4 = 260 \pm 100\, MeV$ und $\Lambda_5 = 170 \pm 80\, MeV$.

- Die Gluondichteverteilung $g\,(x_g, \mu^2)$ im Nukleon.
  $g\,(x_g, \mu^2) = 3 \cdot (1 - x_g)^5$

- Die Skala μ.
  Die Gluondichteverteilung $g\,(x_g, \mu^2)$ wurde bisher aus der Skalenverletzung der Strukturfunktion $F_2\,(x, \mu^2)$ in tief-unelastischer Lepton-Nukleon-Streuung bestimmt [108]. Als Skala wurde der Viererimpulsübertrag gewählt $\mu^2 = Q^2/c^2$. Messungen liegen nur für Werte von $Q^2 \geq 4\, GeV^2/c^2$ vor. Die Vorhersagen der QCD bei kleinen μ sind mit großen Unsicherheiten behaftet. Für μ^2 wurde deshalb $\mu^2 \approx (2m_c)^2 \approx 10\, GeV^2/c^4$ gewählt, wobei dieser Wert um einem Faktor 2 variiert wurde.

In Abb. 2.7 sind die Ergebnisse der Berechnungen von Ellis und Nason [41] im Vergleich zu den Messungen verschiedener *Fixed Target*-Experimente dargestellt. Die mitt-

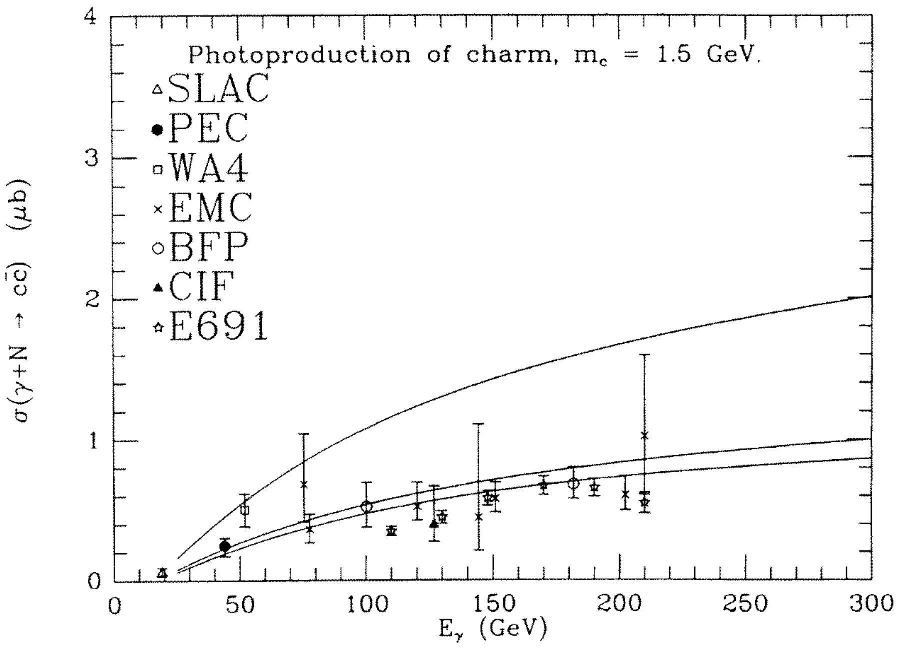


Abbildung 2.7: Wirkungsquerschnitte der Erzeugung von *Charm* in der Photoproduktion [41]

lere Kurve ergab sich unter Verwendung von $m_c = 1.5\, GeV/c^2$, $\Lambda_4 = 260 \pm 100\, MeV$, $\mu^2 = 10\, GeV^2/c^4$ und $g\,(x_g, \mu^2) = 3 \cdot (1 - x)^5$. Die obere und die untere Kurve ergaben sich durch die Variation der Parameter in den genannten Bereichen. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den Variablen p_T^2 (Tansversalimpuls von D-Mesonen) und x_F (*x-Feynman*) sind stabil gegen die Variation der Parameter einschließlich der *Charm*-Masse.

m_c $[GeV/c^2]$	$\sigma_{c\bar{c}}$ $[nb]$
1.2	1240^{+530}_{-350}
1.5	680^{+260}_{-180}
1.8	410^{+140}_{-100}

Tabelle 2.2: Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von *Charm* bei HERA [41]

Auf Grundlage der Berechnungen der Wirkungsquerschnitte von *Fixed Target*-Experimenten wurden Vorhersagen für die Elektroproduktion von schweren Quarks bei HERA getroffen. Die Energieverteilung der quasi-reellen Photonen ($Q^2 \approx 0$) wird durch die Weizsäcker-Williams-Approximation beschrieben (siehe Kapitel 2.1.2). In Abhängigkeit von der angenommenen *Charm*-Quark-Masse ergeben sich die in Tabelle 2.2 angegeben Wirkungsquerschnitte für die nominellen Strahlenergien bei HERA. Der Beitrag der aufgelösten Komponente zum *Charm*-Wirkungsquerschnitt wurde zu $\leq 30\%$ abgeschätzt. Für die Erzeugung von $b\bar{b}$-Paaren wurde ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{b\bar{b}} = 6.0 \pm 1.1\,nb$ vorhergesagt.

Monte Carlo-Ereignisgeneratoren

Für die Generierung von Ereignissen mit schweren Quarks wird bei H 1 hauptsächlich der *Monte Carlo*-Ereignisgenerator PYTHIA Version 5.6 [113] verwendet. Er wurde ursprünglich für die Hadron-Hadron-Streuung entwickelt und später für die e^+e^--Vernichtung und die ep-Streuung erweitert. PYTHIA besteht aus drei Teilen [117]:

- Berechnung des Wirkungsquerschnittes und Generierung des harten Subprozesses
- Partonschauerentwicklung
- Bildung von Hadronen (Hadronisation)

Die Erzeugung von schweren Quarks in ep-Streuung wird durch den QCD-Prozeß der Boson-Gluon-Fusion einschließlich der aufgelösten Komponente des Photons beschrieben. Die Energie des vom Elektron abgestrahlten Photons wird mit Hilfe der Weizsäcker-Williams-Approximation [114] (siehe Kapitel 1.2 und 2.1.2) berechnet. Das Photon fliegt dabei ohne Transversalimpuls in Elektronrichtung (kollineare Näherung) und trägt den Anteil y am Elektronimpuls. In der nachfolgenden Partonschauerentwicklung aller am harten Subprozeß beteiligten Partonen wird die Möglichkeit der Abstrahlung von Gluonen berücksichtigt und dem Photon nachträglich ein Transversalimpuls zugewiesen. Um zu gewährleisten, daß die Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses die Schwelle zur Erzeugung von schweren Quarks $\sqrt{\hat{s}} \geq 2 \cdot m_Q \cdot c^2$ durch Abstrahlung nicht unterschreitet, wird die Partonschauerentwicklung rückwärts durchgeführt. Für die Bildung von Hadronen (Hadronisierung), die die schweren Quarks enthalten, wird das Modell der String-Fragmentation angewendet.
Wie alle *Monte Carlo*-Ereignisgeneratoren bietet PYTHIA die Möglichkeit der Wahl verschiedener Parametrisierungen der Photon- und Proton-Strukturfunktionen als Eingangsgrößen. Für die in dieser Arbeit vorgestellten *Monte Carlo*-Studien wurden die Photon-Strukturfunktion GRV HO von [119] und die Proton-Strukturfunktion MRS D- von [118] gewählt. Die sich daraus ergebenden Wirkungsquerschnitte der direkten und

Prozeß	Wirkungsquerschnitt $[nb]$	Anteil $[\%]$
Direkte Komponente		
$\gamma\, g \to c\bar{c}$	610	80.8
Aufgelöste Komponente		
$g\, g \to c\bar{c}$	133	17.6
$q\, q \to c\bar{c}$	12	1.6
Summe	755	100

Tabelle 2.3: Wirkungsquerschnitte des Ereignisgenerators PYTHIA Version 5.6

aufgelösten Komponenten der Photoproduktion für HERA bei $\sqrt{s} = 296\, GeV$ und $m_c = 1.5\, GeV/c^2$ sind in Tabelle 2.3 aufgelistet. Wegen der anderen Proton-Strukturfunktion ist der Wirkungsquerschnitt höher als in Tabelle 2.2.

Ereignis-Charakteristik

Wie bereits erwähnt werden die Ereignis-Kinematik und die kinematischen Variablen der *Charm*-Quarks durch den Mechanismus der Photon-Gluon-Fusion mit quasi-rellen Photonen bei sehr kleinen Q^2 bestimmt Das einlaufende Elektron wird dabei unter kleinen Polarwinkeln gestreut. Die unter Grenze von Q^2 ist von der *Charm*-Quark-Masse abhängig [111]:

$$Q^2_{min} \approx m_e^2 \cdot \frac{4 \cdot m_c^2}{s} \cdot c^6 \approx 10^{-10}\, GeV^2/c^2 \tag{2.39}$$

Nur etwa 1.7% aller $c\bar{c}$-Ereignisse werden mit $Q^2 > 10\, GeV^2/c^2$ erzeugt [112]. Die Energieverteilung des Photons zeigt das Verhalten eines Bremsstrahlungsspektrums (Abb. 2.8a). $c\bar{c}$-Paare können nur erzeugt werden, wenn die Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses mindestens die doppelte *Charm*-Quark-Masse erreicht:

$$\hat{s}\,(\gamma\, g \to c\bar{c}) = x_g \cdot y \cdot s \geq 4 \cdot m_c^2 \cdot c^4 \tag{2.40}$$

Aufgrund der $1/\hat{s}^2$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes des harten Subprozesses und der abnehmenden Gluondichte bei großen x_g (Abb. 2.9) werden *Charm*-Quarks dominant an ihrer Produktionsschwelle erzeugt (Abb. 2.8b). Die untere Grenze von x_g ist durch die *Charm*-Quark-Masse und die Schwerpunktsenergie des ep-Systems s gegeben:

$$x_g^{min} = \frac{4 \cdot m_c^2 \cdot c^4}{s} \approx 10^{-4} \tag{2.41}$$

Für den Nachweis von Ereignissen mit *Charm* sind die Verteilungen der Transversalimpulse p_T und der Rapiditäten η der *Charm*-Quarks wichtig. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T^{*2}$ im $c\bar{c}$-Schwerpunktsystem (cms) ist durch die transversale Masse:

$$m_T^2 \equiv p_T^{*2}/c^2 + m_c^2 \tag{2.42}$$

bestimmt:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^{*2}} \propto \frac{\sqrt{1 - \frac{4 \cdot m_c^2 \cdot c^4}{s}}}{m_T^4 \cdot c^2} \tag{2.43}$$

Der Transversalimpuls liegt im Mittel etwa bei der *Charm*-Quark-Masse [112]:

$$\langle p_T^* \rangle \approx m_c \cdot c \tag{2.44}$$

und fällt bei größeren Werten wie $1/p_T^{*4}$ ab. Bei Ereignissen mit kleinen Q^2 kann der Transversalimpuls des $c\bar{c}$-Systems gegen die Strahlachse vernachlässigt werden (kollineare Näherung). Das $c\bar{c}$-System bewegt sich deshalb nur in longitudinaler Richtung, und die Transversalimpulse der *Charm*-Quarks im Laborsystem entsprechen denen im $c\bar{c}$-Schwerpunktsystem:

$$p_T = p_T^* \tag{2.45}$$

Die p_T-Verteilung ist in Abb. 2.8c gezeigt.
Die Rapiditäten η^* der *Charm*-Quarks im $c\bar{c}$-Schwerpunktsystem hängen mit der Variablen z (Formel 2.33) zusammen:

$$\eta^* = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{1-z}{z}\right) \tag{2.46}$$

Die η^*-Verteilung ist symmetrisch um 0, hat eine Breite von etwa 6 Einheiten der Rapidität und fällt an den Seiten steil ab. Durch die Bewegung des $c\bar{c}$-Systems mit:

$$\eta_{cms} = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{y \cdot E_e}{x_g \cdot E_p}\right) \tag{2.47}$$

ergibt sich im Laborsystem:

$$\eta = \eta^* + \eta_{cms} \tag{2.48}$$

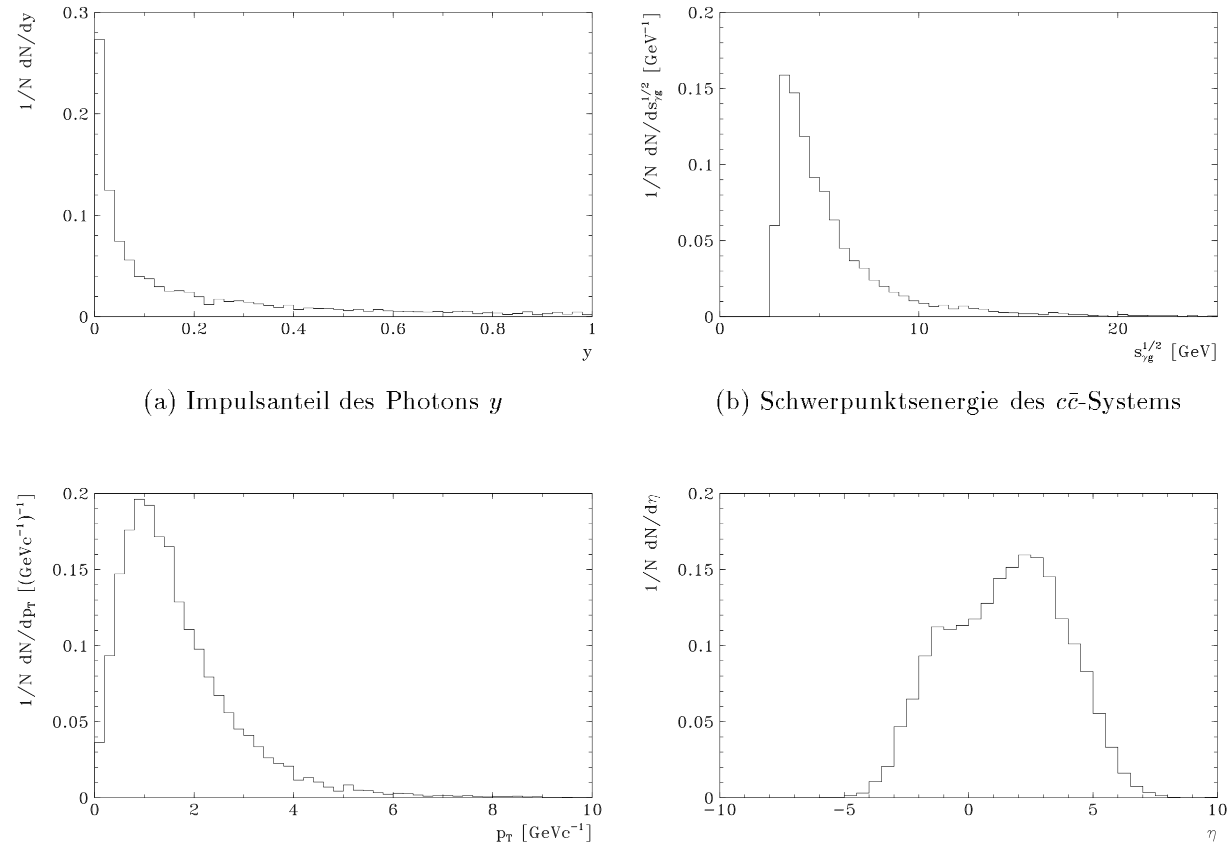
Die Verteilung ist aufgrund der im Vergleich zur Elektronstrahlenergie großen Protonstrahlenergie in Proton-Richtung (positive η) verschoben (Abb. 2.8d).

2.2.2 Bestimmung der Gluondichteverteilung

Obwohl seit langem bekannt ist, daß etwa 50% des Nukleonimpulses von Gluonen getragen werden, ist die Gluondichte in Nukleonen bisher nur ungenau bekannt. *Fixed Target*-Experimente mit Lepton- oder Photonstrahlen liefern Informationen über die Verteilung der Valenz- und Seequarks (Strukturfunktionen $F_i\,(x, Q^2)$). Aufgrund der geringen Schwerpunktsenergien von typischerweise $\sqrt{s} = 10 - 40\ GeV$ ist der dabei erfaßbare kinematische Bereich bei $Q^2 \geq 4\,GeV^2/c^2$ auf $x \geq 10^{-2}$ beschränkt. Die Gluondichteverteilung $g\,(x_g, Q^2)$ ergibt sich aus der Skalenverletzung der Strukturfunktionen $F_i\,(x, Q^2)$ des Protons und Lösung der QCD-Entwicklungsgleichungen, oder aus der longitudinalen Strukturfunktion $F_L\,(x, Q^2) = F_2\,(x, Q^2) - 2 \cdot x \cdot F_1\,(x, Q^2)$. Üblicherweise wird die Gluondichte an einem festen Q_0^2 wie folgt parametrisiert:

$$g\,(x_g, Q_0^2) = x_g \cdot G\,(x_g) = A_g \cdot (1 - x_g)^{n_g} \tag{2.49}$$

Die freien Parameter Λ_{QCD} und n_g werden durch Anpassungsrechnungen (*Fits*) an Daten bestimmt. Wegen der starken Korrelation der Fitparameter und des eingeschränkten kinematischen Bereiches der verfügbaren Messungen sind die Parametrisierungen mit großen Unsicherheiten behaftet. Für kleine Werte von $x_g < 10^{-2}$, die aus theoretischer Sicht besonders interessant sind, da dort die Anwendbarkeit der perturbativen QCD ihre Grenzen erreicht, unterscheiden sich die verschiedenen Parametrisierungen stark. Als Beispiele



(a) Impulsanteil des Photons y

(b) Schwerpunktsenergie des $c\bar{c}$-Systems

(c) Transversalimpulse der *Charm*-Quarks p_T

(d) Rapiditäten der *Charm*-Quarks η

Abbildung 2.8: Verteilungen der kinematischen Eigenschaften von Ereignissen mit *Charm* (PYTHIA Version 5.6)

sind in Abb. 2.9 die Gluondichteverteilungen GRV HO von [119] und MRS D- von [118] zusammen mit der von Ellis und Nason [41] verwendeten Parametrisierung dargestellt.
Eine direkte Messung der Gluondichte ist durch Prozesse möglich, die durch Gluonen hervorgerufen werden. Bei HERA werden *Charm*-Quarks durch die Photon-Gluon-Fusion erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses hängt von der Gluondichteverteilung ab (Formel 2.38). Da die Schwerpunktsenergie bei HERA mit $\sqrt{s} = 314\,GeV$ um etwa eine Größenordnung über der von bisher durchgeführten *Fixed Target*-Experimenten liegt, kann die Gluondichteverteilung für Werte von $10^{-4} \leq x_g \leq 10^{-2}$ (Formel 2.41) gemessen werden. Dazu eignen sich die Erzeugung von Ereignissen mit zwei *Jets* [108], die J/Ψ-Produktion [109, 107, 104], die inklusiven Verteilungen kinematischer Größen der *Charm*-Quarks (z.B. Transversalimpuls und Rapidität) [108] und der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_g$ der Erzeugung von *Charm* [108, 156].

Rekonstruktion von x_g

Die Rekonstruktion von x_g beruht auf der Messung von Richtung und Impuls der *Charm*-Quarks durch ihre Hadronisationsprodukte.
Etwa 30% (siehe Kapitel 1.4) aller *Charm*-Quarks erzeugen in der Hadronisation $D^{*\pm}$-

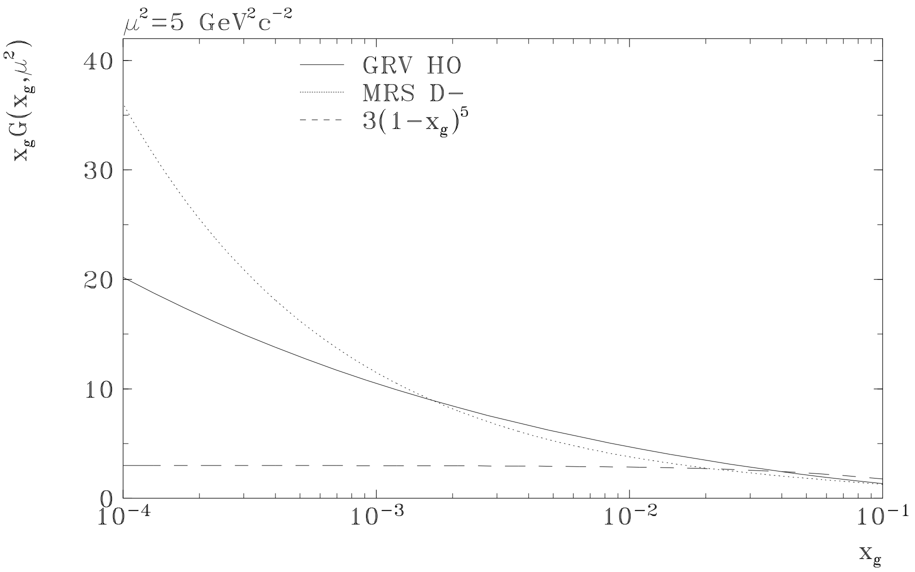


Abbildung 2.9: Parametrisierungen der Gluondichte [119, 118, 41]

Mesonen. Die geladenen $D^{*\pm}$-Mesonen behalten die Flugrichtungen und Impulse der primären *Charm*-Quarks näherungsweise bei. Mit Hilfe eines Korrekturfaktors x_c, der den Fragmentationsprozeß beschreibt, kann der *Charm*-Quark-Impuls berechnet werden (Kapitel 1.4):

$$\vec{p_c} = x_c \cdot \vec{p_{D^*}} \quad \text{mit} \quad x_c \approx 0.8 \tag{2.50}$$

Die Rekonstruktion von x_g ist durch zwei Methoden möglich:

Die $\hat{s}$-Methode: Die Formel 2.41 verknüpft x_g mit der Schwerpunktsenergie des $c\bar{c}$-Systems $\hat{s}$ und der Inelastizität y, die durch das gestreute Elektron (Formel 2.13) oder durch die Methode von *Jacquet-Blondel* (Formel 2.11) gemessen werden kann:

$$x_g = \frac{\hat{s}}{y \cdot s} \tag{2.51}$$

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \tag{2.52}$$

$$y_{JB} = \frac{1}{2 \cdot E_e} \sum_h (E_i - p_{z,i}) \tag{2.53}$$

In kollinearer Näherung (Photon und Gluon werden parallel zur Strahlachse emittiert) kann $\hat{s}$ aus der Energie und dem Impuls eines *Charm*-Quarks, das wiederum durch sein $D^{*\pm}$-Meson beschrieben wird, bestimmt werden (siehe Anhang A):

$$\hat{s} = \frac{p_T^2 + m_c^2}{z \cdot (1 - z)} \tag{2.54}$$

$$z = \frac{(E - p_L)_c}{2 \cdot y \cdot E_e} \tag{2.55}$$

$$\vec{p_c} = x_c \cdot \vec{p}_{D^{*+}} \tag{2.56}$$

Untersuchungen [156] haben für die Rekonstruktion von x_g durch den Nachweis von geladenen D^*-Mesonen im Bereich $5 \cdot 10^{-4} \leq x_g \leq 10^{-1}$ eine Genauigkeit von $\approx 40\%$ ergeben. Auf der Basis einer integrierten Luminosität von $O(10\,pb^{-1})$ kann damit zwischen verschiedenen Parametrisierungen der Gluondichteverteilung unterschieden werden.

Die η-Methode: Können beide *Charm*-Quarks eines Ereignisses durch die Leptonen ihrer semileptonischen Zerfälle oder durch zwei geladenen D^*-Mesonen nachgewiesen werden, kann die Rapidität $\eta_{c\bar{c}}$ des $c\bar{c}$-Systems bestimmt werden:

$$\eta_{c\bar{c}} \approx \eta_{l^+l^-} \tag{2.57}$$

$$\eta_{c\bar{c}} \approx \eta_{D^{*+}D^{*-}} \tag{2.58}$$

Für x_g ergibt sich damit:

$$x_g = \frac{y \cdot E_e}{E_p} \cdot e^{2 \cdot \eta_{c\bar{c}}} \tag{2.59}$$

Die Genauigkeit dieser Methode ist mit 28% zwar höher als die der $\hat{s}$-Methode, jedoch ist die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in zwei $D^{*\pm}$-Mesonen und deren Nachweis wesentlich kleiner als für ein $D^{*\pm}$-Meson.

2.2.3 Seltene und verbotene D-Meson Zerfälle

Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes der Erzeugung von *Charm*-Quarks und der daraus resultierenden hohen Rate von D-Mesonen ist die Untersuchung von im *Standardmodell* seltenen und verbotenen D^0-Zerfällen (siehe Kapitel 1.3) bei HERA möglich. Etwa 61% aller *Charm*-Quarks hadronisieren in D^0-Mesonen; 1/3 von ihnen stammen aus dem Zerfall von $D^{*\pm}$-Mesonen.
In [157] und [120] wurden die seltenen Zerfallskanäle $D^0 \to \mu^+ \mu^-$ und $D^0 \to e^+ e^-$, die durch *Loop*-Diagramme beschrieben werden, und der verbotene Zerfallskanal $D^0 \to \mu^+ e^-$, der die Leptonzahlerhaltung verletzt, untersucht. Es wird erwartet, daß auf der Basis einer integrierten Luminosität von $100\,pb^{-1}$ eine Verbesserung der aktuellen oberen Grenzen der Verzweigungsverhältnisse um eine Größenordnung erreicht werden kann [157, 120].

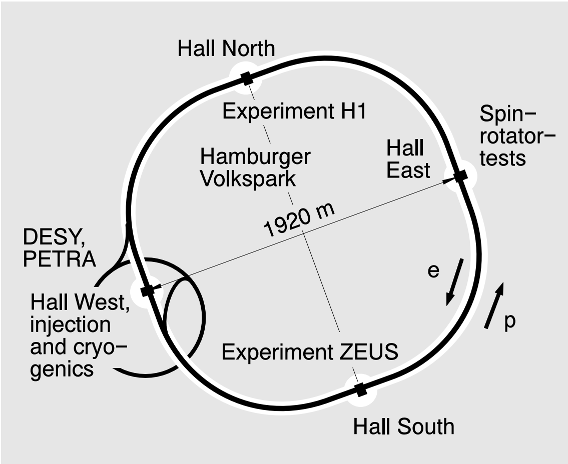
Kapitel 3

HERA und der H 1-Detektor

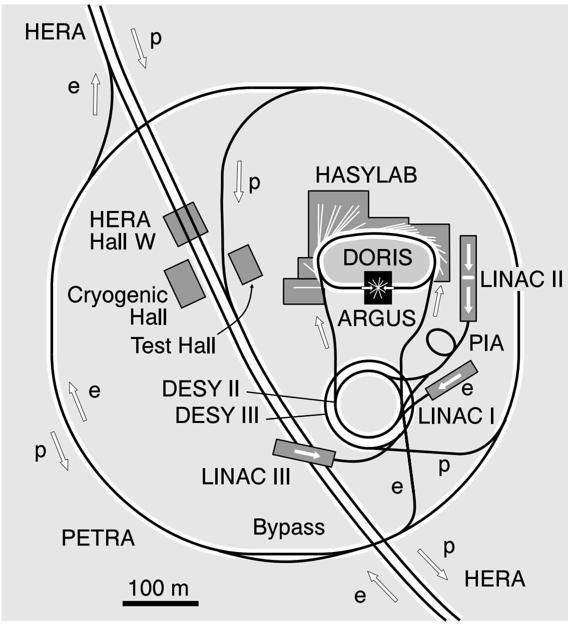
Die Elektron-Hadron-Speicherring-Anlage HERA bei DESY in Hamburg ist die weltweit erste Beschleuniger-Anlage, bei der Elektronen *und* Protonen gespeichert und zur Kollision gebracht werden. Nach einer Bauzeit von 6 Jahren wurde HERA 1990 fertiggestellt. Am 20. Oktober 1991 konnten die ersten ep-Kollisionen beobachtet werden. Im Frühjahr 1992 begann das Experimentierprogramm mit den beiden Detektoren H 1 und ZEUS.

3.1 Die Speicherring-Anlage HERA

In einem $15 - 20\,m$ unter der Erde liegenden, $6336\,m$ langen Ringtunnel werden Elektronen (HERA-e) und Protonen (HERA-p) in zwei separaten Strahlrohren beschleunigt und gespeichert (Abb. 3.1(a)). Als Vorbeschleuniger (Abb. 3.1(b)) dienen die DESY-Anlagen LINAC, DESY und PETRA, die teilweise für ihre neuen Aufgaben modifiziert wurden.
Die Elektronen werden thermoelektrisch erzeugt und im Linearbeschleuniger LINAC II auf eine Energie von $450\,MeV$ beschleunigt. Danach werden sie in das Elektron-Synchrotron DESY II injiziert, und ihre Energie wird auf $7.5\,GeV$ erhöht. In PETRA II erreichen sie anschließend die Injektionsenergie von $14\,GeV$ für HERA-e. HERA-e ist für eine Endenergie von $30\,GeV$ ausgelegt und kann die Elektronen für mehrere Stunden speichern. Das notwendige Führungsfeld von $0.165\,T$ wird im Gegensatz zu HERA-p durch normalleitende Ablenkmagneten erzeugt. Durch Synchrotronstrahlung verlieren die Elektronen pro Umlauf $127\,MeV$. Die gesamte Verlustleistung, die durch das Beschleunigungssystem nachgeliefert werden muß, beträgt $6.5\,MW$.
Die Protonen werden aus negativ geladenen Wasserstoffionen gewonnen. Diese werden in einer Ionenquelle mit einer Energie von $18\,keV$ erzeugt, in einem Hochfrequenz-Quadrupol fokussiert und auf $500\,keV$ beschleunigt. Im Linearbeschleuniger LINAC III erreichen sie danach einen Impuls von $50\,MeV/c$. Durch eine Umladungsinjektion in das Proton-Synchrotron DESY III werden ihnen beim Durchgang durch eine dünne Folie die Elektronen abgestreift. Die Protonen erreichen mit $7.5\,GeV/c$ PETRA II und werden im gleichen Strahlrohr wie die Elektronen aber in gegenläufiger Richtung auf die Injektionsenergie für HERA-p von $40\,GeV$ beschleunigt. Die zur Zeit erreichbare Endenergie von HERA-p ist $820\,GeV$. Bei HERA-p werden supraleitende Ablenkmagnete verwendet, die ein Feld von $4.65\,T$ erzeugen. Die Supraleiter werden mit flüssigem Helium aus einer speziellen Kühlanlage bei DESY auf eine Temperatur von $4.2\,K$ abgekühlt. Die benötigte Kühlleistung ist $6\,MW$.



(a) Der Speicherring HERA



(b) Die Vorbeschleuniger

Abbildung 3.1: Die Speicherring-Anlage HERA und ihre Vorbeschleuniger (aus [130])

Die Elektronen und Protonen können an 4 Stellen zur Kollision gebracht werden. Die Schwerpunktsenergie des ep-Systems ist bei den nominellen Strahlenergien $\sqrt{s} = 314\,GeV$. Im Vergleich zu bisherigen ep-Streuexperimenten mit ruhenden Protonen, sogenannte *Fixed Target*-Experimente, sind die maximal erreichbaren Viererimpulsüberträge bei HERA mit $Q^2_{max} \approx s/c^2 = 98400\,GeV^2/c^2$ um 2 Größenordnungen höher. Um eine entsprechende Schwerpunktsenergie zu erreichen, müßte ein Elektronenstrahl auf eine Energie von $52\,TeV$ beschleunigt werden, was technisch nicht zu realisieren ist. Mit HERA wird damit ein völlig neuer kinematischer Bereich der ep-Wechselwirkung zugänglich.
In den Betriebsperioden 1992 und 1993 wurde HERA-e mit einer Strahlenergie von 26.7 GeV betrieben. Daraus ergeben sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 296\,GeV$ und ein maximal erreichbarer Viererimpulsübertrag von $Q^2_{max} \approx s/c^2 = 87576\,GeV^2/c^2$.
In beiden Speicherringen stehen je 220 Plätze für Teilchenpakete zur Verfügung. Um die geplante Luminosität von $1.5 \cdot 10^{31}\,cm^{-2}s^{-1}$ zu erreichen, muß HERA mit je 200 Teilchenpaketen gefüllt werden, die $0.8 \cdot 10^{13}$ Elektronen bzw. $2.1 \cdot 10^{13}$ Protonen enthalten. Der Strahlstrom beträgt dann 58 bzw. $163\,mA$. An den Kreuzungspunkten von HERA-e und HERA-p kommt es alle $96\,ns$ zu einer Kreuzung der Teilchenpakete und damit möglicherweise zu einer ep-Streuung. Aufgrund des totalen Wirkungsquerschnittes der ep-Streuung wird im Mittel nur alle 10^5 Kreuzungen eine Wechselwirkung erwartet. Demgegenüber führt die Streuung von Protonen an Restgasmolekülen 10-mal häufiger zu Wechselwirkungen im Bereich der Detektoren. In den beiden Betriebsperioden 1992 und 1993 wurden die Speicherringe so gefüllt, daß einige Teilchenpakete keine Kollisionspartner hatten. Sie werden als PILOT-Pakete bezeichnet. Die Untersuchung von Ereignissen aus PILOT-Paketen erlaubt Rückschlüsse über die Wechselwirkung der Teilchenstrahlen mit Restgasmolekülen.

Der Photonenfluß durch Synchrotronstrahlung der Elektronen im Bereich der Wechselwirkungszone von $\approx 10^8\,Hz$ mit Energien $E_\gamma > 5\,keV$ entspricht einer Leistung von $3.6\,kW$ [126]. Die Detektoren sind deshalb durch Synchrotronmasken innerhalb des Strahlrohres geschützt.
Die radialen Ausdehnungen der Strahlen sind $\sigma_{xe} = 280\,\mu m$ und $\sigma_{ye} = 37\,\mu m$ für den Elektronenstrahl sowie $\sigma_{xp} = 265\,\mu m$ und $\sigma_{yp} = 84\,\mu m$ für den Protonstrahl. Für den Querschnitt der Wechselwirkungszone ergeben sich damit Werte in der gleichen Größenordnung. Die Länge der Wechselwirkungszone beträgt hingegen wegen der Länge der Protonpakete $\pm 50\,cm$.
An zwei der vier möglichen Wechselwirkungszonen sind seit dem Frühjahr 1992 die beiden Experimente H 1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd) installiert. Sie haben in den beiden Betriebsperioden 1992 und 1993 Ereignisse der ep-Streuung aufgezeichnet und vermessen. Einen Vergleich einiger Parameter von HERA mit den geplanten Werten zeigen die Tabellen 3.1 und 3.2.

Parameter		HERA-e			HERA-p		
		Design	1992	1993	Design	1992	1993
Strahlenergie	$[GeV]$	30	26.7	26.7	820	820	820
Injektionsenergie	$[GeV]$	14	12	12	40	40	40
Typische Fülldauer	$[min]$	15	30	30	20	120	60
Teilchenpakete		210	$9+1$	$90+4$	210	$9+1$	$90+4$
Teilchen pro Paket	$[10^{10}]$	3.6	3.6	3.6	10	3	3
Strahlstrom	$[mA]$	58	3	25	163	2	20
Mittlere Lebensdauer	$[h]$	$4-10$	$4-10$	$4-10$	50	50	50
Führungsfeld	$[T]$	0.165	0.149	0.149	4.68	4.68	4.68
σ_x	$[\mu m]$	280	290	290	265	330	240
σ_y	$[\mu m]$	37	70	50	84	100	70
σ_z	$[cm]$	0.8	1	1	11	20	20

Tabelle 3.1: Einige Parameter der Speicherring-Anlage HERA [74, 123, 122, 124]

Parameter		Design	1992	1993
Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$	$[GeV]$	314	296	296
Spezifische Luminosität	$[10^{-29}cm^{-2}s^{-1}mA^{-1}]$	4.0	3.5	7
Maximale Luminosität	$[10^{-31}cm^{-2}s^{-1}]$	1.5	0.02	0.15
Integrierte Luminosität	$[nb^{-1}y^{-1}]$	10^5	32	10^3

Tabelle 3.2: Einige Daten von HERA in den beiden Betriebsperioden 1992 und 1993

3.2 Der H 1-Detektor

Das geplante Physikprogramm, die Topologie der Ereignisse und die Untergrund-Verhältnisse stellen besondere Anforderungen an die Detektoren. Ihre Aufgaben sind:

- Nachweis und Messung von Polarwinkel und Energie des gestreuten Elektrons bei Ereignissen mit neutralen Strömen zur Bestimmung der kinematischen Variablen der inklusiven ep-Streuung.

- Vermessung des hadronischen Endzustandes nach Energie und Richtung, Nachweis von Jets sowie Bestimmung von Richtung und Impuls einzelner geladener Teilchen mit hoher Genauigkeit.

- Nachweis von Myonen.

- Bestimmung der Luminosität der ep-Streuung.

- Unterdrückung von Untergrund-Ereignissen der Wechselwirkung des Protonstrahls mit Restgasmolekülen oder dem Strahlrohr sowie der Synchrotronstrahlung der Elektronen.

Der große Unterschied zwischen den Strahlenergien von Elektronen und Protonen führt zu einer Bewegung des Schwerpunktsystems in Richtung des Protonstrahls mit einem Impuls von $p_{cm} = 790\,GeV/c$. Der *Lorentz-Boost*-Faktor beträgt $\gamma_{cm} = 2.71$. Etwa 50% aller Teilchen fliegen mit Polarwinkeln kleiner als 25° in Vorwärtsrichtung. Als Vorwärtsrichtung ($+z$-Richtung) wird die Richtung des Protonstrahls bezeichnet. Die anderen beiden Koordinaten liegen in der horizontalen (x) bzw. in der vertikalen (y) Ebene. Der H 1-Detektor ist asymmetrisch aufgebaut, wobei der Vorwärtsbereich aufwendiger instrumentiert ist.

3.2.1 Aufbau

Eine umfassende Beschreibung des H 1-Detektors gibt [126]. Hier kann nur ein grober Überblick über die verschiedenen Detektorkomponenten (Abb. 3.2 (1-12)) gegeben werden. Der gesamte Detektor hat eine Größe von $x \times y \times z = 12 \times 15 \times 10\ m^3$ und wiegt $2800\,t$.

Der Spurendetektor

Die Aufgabe des Spurendetektors ist die Identifikation und Rekonstruktion von geladenen Teilchen, die bei der ep-Streuung entstehen, sowie die Erzeugung von Triggersignalen für die Ereignisauswahl. Er besteht aus Drift- und Proportionalkammern, die um das Strahlrohr angeordnet sind und sich in einem homogenen, axialen Magnetfeld befinden. Die angestrebte Genauigkeit der Spurrekonstruktion ist:

- Impulsauflösung: $\sigma_p/p^2 \approx 0.3\,\%/(GeV\,c^{-1})$

- Richtungsauflösung: $\sigma_\Theta \approx 1\,mrad$

- Doppelspurauflösung: $\sigma_{Doppel} \approx 2\,mm$

- Teilchenidentifikation: $\sigma_{dE/dx} \approx 6\%$

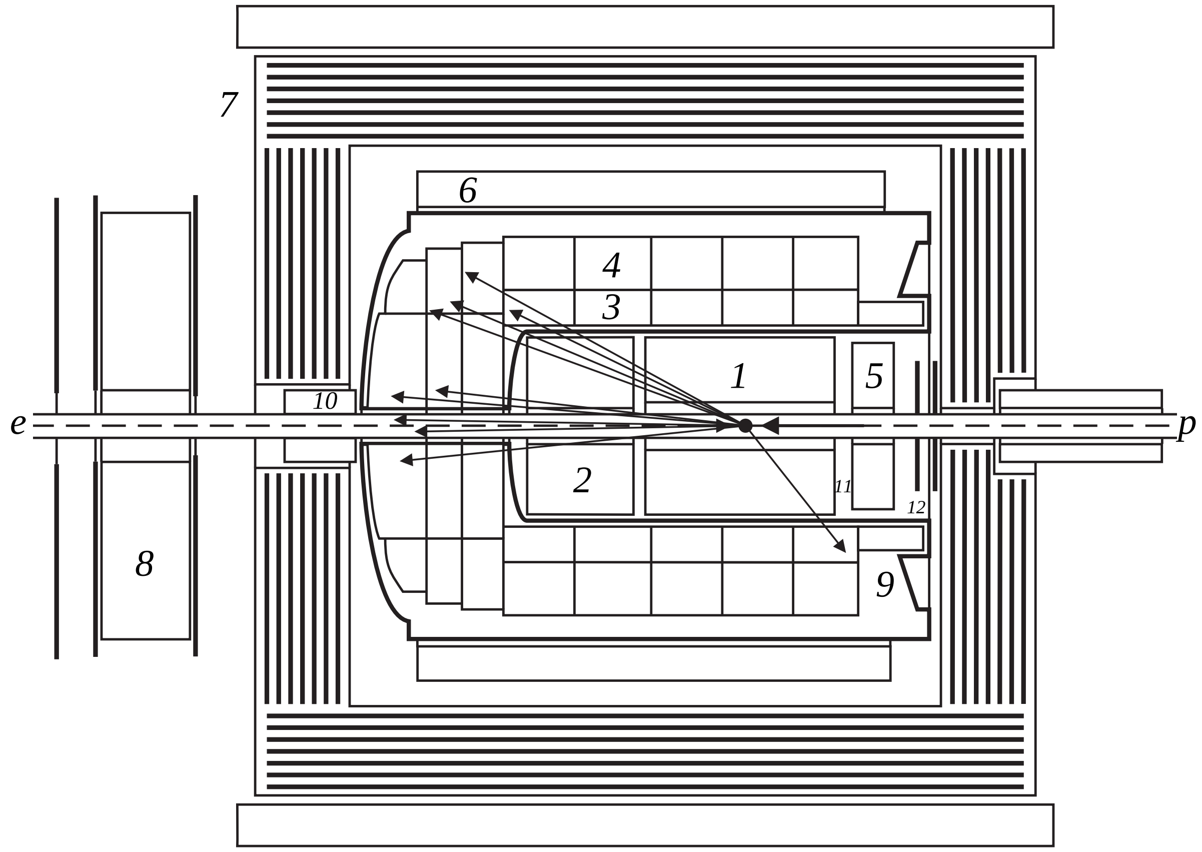


Abbildung 3.2: Längsschnitt des H 1-Detektors (aus [130])

Wegen der Topologie der Ereignisse ist der Spurendetektor in 3 Winkelbereiche aufgeteilt. Der Vorwärts-Spurendetektor (2) überdeckt einen Polarwinkelbereich von $5° < \Theta < 25°$. Er besteht aus 3 identischen Supermodulen. In jedem Supermodul durchqueren die Teilchen vom Wechselwirkungspunkt kommend zuerst drei gegeneinander verdrehte, planare Driftkammern (FPC) mit parallelen, senkrecht zur Strahlachse gespannten Signaldrähten, die eine Messung der x, y-Koordinaten der Teilchenspur zulassen. Dann folgt eine Viel-Draht-Proportionalkammer (FWPC), die ein promptes Triggersignal erzeugt. Beim anschließenden Durchgang durch ein Übergangsstrahlungsmodul (TR) wird weiche Röntgenstrahlung erzeugt. In einer Driftkammer mit radial zur Strahlachse gespannten Signaldrähten (FRC) werden weitere Spurpunkte gemessen. Durch den Nachweis der Roentgenstrahlung ist eine Teilchenidentifikation möglich.
Der zentrale Spurendetektor (1) ist aus 6 Kammern zusammengesetzt und überdeckt einen Polarwinkelbereich von $20° < \Theta < 160°$. Die Spurrekonstruktion basiert auf zwei großen, konzentrischen Jetkammern (CJC1 und CJC2) vom JADE-Typ. Die Signaldrähte sind parallel zur Strahlachse gespannt, und die Driftzellen sind gegen die radiale Richtung geneigt. Die Ortsauflösung ist in der xy-Ebene mit $150 - 170\ \mu m$ wesentlich besser als die Auflösung der z-Koordinate von $\approx 3\,cm$, die durch Ladungsteilung bestimmt wird. Insgesamt haben CJC1 und CJC2 2640 Signaldrähte, die in 90 Zellen und 56 radialen Lagen angeordnet sind. Der gemessene Energieverlust dE/dx der Teilchen im Kammergas kann zur Teilchenidentifikation verwendet werden. Die Jetkammersignale werden außerdem zur

Erzeugung von Triggersignalen verwendet. Eine detaillierte Beschreibung der CJC befindet sich in Kapitel 3.3. Jeweils vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen vor den beiden Jetkammern befinden sich dünne, zylindrische Driftkammern (CIZ und COZ), die durch ihre in azimutaler Richtung gespannten Signaldrähte die z-Koordinaten mit einer Genauigkeit von $300\,\mu m$ messen können; sie werden als z-Kammern bezeichnet. Die Messungen der Jetkammern und der z-Kammern sind ihre Genauigkeit betreffend komplementär und können kombiniert werden. Zu Triggerzwecken sind im Zentralbereich vor den Driftkammern zwei zylindrische Viel-Draht-Proportionalkammern eingebaut (CIP und COP). Sie erzeugen beim Durchgang einer Teilchenspur ein promptes Triggersignal und liefern eine grobe Richtungsinformation.
Im Rückwärtsbereich befindet sich eine weitere Proportionalkammer (11), die einen Polarwinkelbereich von $155.5^\circ < \Theta < 174.5^\circ$ überdeckt (BPC). Sie unterstützt das unmittelbar dahinter installierte rückwärtige Kalorimeter bei der Identifikation des gestreuten Elektrons und liefert Triggersignale.

Das Kalorimeter

Den Hauptteil des H 1-Kalorimeters bildet ein fein segmentiertes Flüssig-Argon Kalorimeter (LAC), das sich in einem Kryostaten innerhalb des H 1-Magneten befindet [127]. Um einen möglichst großen Raumwinkelbereich abzudecken, wird es durch das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter (BEMC) und das Vorwärts-Kalorimeter (PLUG) ergänzt. Das LAC überdeckt einen Polarwinkelbereich von $4^\circ < \Theta < 154^\circ$. Im elektromagnetischen Teil (3) werden Bleiplatten als Absorbermaterial verwendet. Ihre Gesamtdicke entspricht $20-30$ Strahlungslängen X_0. Elektromagnetische Schauer werden vollständig eingeschlossen; die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 12\,\%/\sqrt{E}$ mit einer energieunabhängigen Stabilität des Ansprechverhaltens von 1%. Der hadronische Teil (4) ist mit Edelstahlplatten als Absorbermaterial aufgebaut. Seine Gesamtdicke entspricht $5-7$ hadronischen Wechselwirkungslängen Λ. Die Energieauflösung ist $\sigma_E/E = 55\,\%/\sqrt{E}$ mit einer Stabilität von 2%.
Da das Ansprechverhalten von Elektronen und Hadronen unterschiedlich ist[1], wird zum Erreichen der angegebenen Auflösungen ein Gewichtungsverfahren angewendet [128]. Es macht sich die stark unterschiedliche Entwicklung der elektromagnetischen und hadronischen Schauer zunutze und erfordert eine feine transversale und longitudinale Segmentierung des hadronischen Kalorimeters. Insgesamt gibt es 65000 Auslesekanäle.
Hadronische Schauer, die nicht vollständig im LAC absorbiert werden, können mit Hilfe des Eisenjochs (7) nachgewiesen werden; es wirkt als letzte Absorberschicht des Kalorimeters (*Tail Catcher*). Das Eisenjoch ist mit Streamerrohrkammern instrumentiert, die in 16 Lagen angeordnet sind und gleichzeitig zum Nachweis von Myonen dienen. Die Gesamtzahl der analogen Auslesekanäle ist 4000.
Das BEMC (5) hat die Aufgabe, das gestreute Elektron in Ereignissen der tief-unelastischen Elektron-Proton-Streuung nachzuweisen. Es überdeckt einen Polarwinkelbereich von $151^\circ < \Theta < 177^\circ$. Damit ist ein kinematischer Bereich von $Q^2 < 100\,GeV^2/c^2$ und $x_{Bjorken}$ bis hinunter zu 10^{-4} zugänglich. Das BEMC ist ein Blei-Szintillator-Kalorimeter mit einer Dicke von 22.5 Strahlungslängen X_0 und 0.97 hadronischen Wechselwirkungslängen Λ. Das Szintillatorlicht wird mit Hilfe von Wellenlängenschiebern zu PIN-Photodioden

[1] Das LAC ist ein nicht-kompensierendes Kalorimeter mit $e/h \neq 1$

geleitet und dort nachgewiesen. Insgesamt gibt es 472 Auslesekanäle. Die Energieauflösung ist $\sigma_E/E = 10\,\%/\sqrt{E}$ für Elektronen. Hadronen deponieren typischerweise nur 30% ihrer Energie im BEMC. Etwa 30% aller Hadronen wechselwirken nicht im BEMC.
Um die Akzeptanzlücke im extremen Vorwärtsbereich zu schließen, ist um das Strahlrohr das PLUG (10) bei $z \approx 5\,m$ installiert. Es überdeckt einen Polarwinkelbereich von $0.7° < \Theta < 3.3°$ und besteht aus neun Kupferplatten als Absorbermaterial, zwischen denen sich acht großflächige Siliziumdetektoren befinden.

Der Magnet

Der H 1-Magnet besteht aus einer supraleitenden Spule (6) und einem Eisenjoch (7) zur Rückführung des magnetischen Flusses. Die supraleitende Spule befindet sich in einem Kryostaten mit einer Gesamtlänge von $5.75\,m$ und einem Durchmesser von $5.18\,m$ innen und $6.08\,m$ außen. Die Materialbelegung entspricht 1.2 Strahlungslängen X_0. Im Bereich der Spurenkammern von $3.6\,m$ Länge und $1.6\,m$ Durchmesser ist das mittlere Feld $1.15\,T$, wobei die größte Abweichung am rückwärtigen Ende der CJC 5% beträgt.
Vor dem H 1-Detektor bei $z = -4.4\,m$ ist eine weitere supraleitende Spule zur Kompensation der longitudinalen Feldkomponente installiert, so daß $\int B_z\, d_z = 0$. Dadurch ist gewährleistet, daß der Einfluß der H 1-Magneten auf die HERA-Strahlen minimal ist.

Das Myon-System

Zum Nachweis von Myonen ist das Eisenjoch (7) mit Streamerrohrkammern instrumentiert, die in je drei Lagen vor und hinter sowie in zehn Lagen im Eisen angeordnet sind. Im Zentralbereich ($33° < \Theta < 137°$) sind sie in ϕ und z segmentiert. Zum Erreichen der ersten Lage muß die Energie der Myonen $E_\mu > 1.2\,GeV$ betragen. Für eine vollständige Durchquerung ist $E_\mu > 2.0\,GeV$ notwendig.
Die Vorwärts- ($5° < \Theta < 33°$) und Rückwärts- ($137° < \Theta < 170°$) Endkappen sind in der xy-Ebene segmentiert. Myonen mit $E_\mu > 2.5\,GeV$ durchqueren in diesem Bereich das Eisenjoch.
Beim Myon-System werden alle 103700 Drähte und 28700 Streifen digital ausgelesen. Die räumlichen Auflösungen sind $\sigma_{Draht} = 3 - 4\ mm$ und $\sigma_{Streifen} = 10 - 15\ mm$, die Winkelauflösungen sind $\sigma_\Theta = 15\,mrad$ und $\sigma_\phi = 10\,mrad$ und die Impulsauflösung ist $\sigma_p/p \approx 35\%$.
Das Vorwärts-Myon-Spektrometer (8) überdeckt einen Polarwinkelbereich von $3° < \Theta < 17°$. Seine Aufgabe ist es, hochenergetische Myonen mit $5 < E_\mu < 200\,GeV$ nachzuweisen. Das Spektrometer besteht aus je drei Driftkammerlagen vor und hinter einem Toroiden, dessen mittleres Feld $1.6\,T$ beträgt.

Das Luminositätssystem

Das Luminositätssystem (nicht abgebildet) besteht aus einem Elektrondetektor (ET) bei $z = -33.4\,m$ und einem Photondetektor (PD) bei $z = -102.9\,m$. Zum Schutz vor Synchrotronstrahlung ist der Photondetektor durch einen Blei-Filter der Dicke $2\,X_0$, gefolgt von einem Wasser-Čerenkov-Zähler (VC) der Dicke $1\,X_0$, abgeschirmt. Der ET und der PD sind total absorbierende Čerenkov-Kalorimeter mit einer Dicke von 21.5 Strahlungslängen X_0, die aus TlCl/TlBr-Kristallen aufgebaut sind. Ihre Energieauflösungen

betragen $\sigma_E/E = 10\,\%/\sqrt{E}$, und ihre Ortsauflösungen sind $\sigma_x = \sigma_y = 0.3 - 1.2\ mm$. Die Hauptaufgabe des Luminositätssystems ist die Messung der Luminosität am Wechselwirkungspunkt mit einer Genauigkeit von 5%. Zusätzlich kann es zum Nachweis des gestreuten Elektrons in Ereignissen der Photoproduktion und von radiativen Photonen verwendet werden.
Die Luminosität wird durch die Rate von Ereignissen der Art $ep \rightarrow ep\gamma$ bestimmt, indem das gestreute Elektron und das Photon in Koinzidenz gemessen werden. Der Wirkungsquerschnitt dieses Bremsstrahlungs-Prozesses ist mit Hilfe der QED exakt berechenbar. Der Hauptuntergrund ist die Streuung von Elektronen an Restgasmolekülen im Strahlrohr $eA \rightarrow eA\gamma$. Dieser Prozeß hat die gleiche Ereignissignatur und einen vergleichbaren Wirkungsquerschnitt. Sein Anteil macht etwa 10% der Bremsstrahlungsrate aus und wird durch die Untersuchung von Elektron-Pilot-Paketen bestimmt. Aufgrund des Polarwinkelbereiches des Elektrondetektors von $0 < \Theta < 5\ mrad$ und des Photondetektors von $0 < \Theta < 0.45\ mrad$ ergibt sich eine Rate von $0.4\,MHz$ für Luminositäts-Ereignisse.
Der Elektrondetektor wird zusätzlich zum Nachweis des gestreuten Elektrons der Photoproduktion verwendet (Elektron-*Tagger*). Er überdeckt einen kinematischen Bereich von $Q^2 < 0.01\,GeV^2/c^2$ und $0.2 < y_e = E'_e/E_e < 0.8$.

Das Flugzeit-System (TOF) und die Veto-Wand

Zur Unterdrückung von Untergrund-Ereignissen, die durch den Protonstrahl vor dem H 1-Detektor erzeugt werden, dienen zwei weitere Komponenten.
Das TOF [12] im rückwärtigen Bereich des H 1-Detektors ist ein Hodoskop, das aus zwei Szintillator-Blei-Ebenen mit Flächen von $317 \times 317\ cm^2$ bei $z = -1.95\,m$ und $317 \times 634\ cm^2$ bei $z = -2.25\,m$ aufgebaut ist. Die Identifizierung von Teilchen, die in Richtung des Protonstrahls auf den Detektor treffen, beruht auf der Flugzeitdifferenz von $\approx 13\,ns$ zu Teilchen aus ep-Kollisionen vom Wechselwirkungspunkt.
Die Veto-Wand besteht aus einer inneren und einer äußerern Veto-Wand. Die innere Veto-Wand bei $z = -8.1\,m$ überdeckt eine Fläche von $100 \times 90\ cm^2$ und reicht bis $11\,cm$ an das Strahlrohr heran. Sie besteht aus zwei Szintillator-Blei-Ebenen. Teilchen werden in Koinzidenz der beiden Ebenen nachgewiesen, wobei die Zeitauflösung $\pm 3\,ns$ beträgt. Die äußere Veto-Wand bei $z = -6.5\,m$ überdeckt mit einer Fläche von $5 \times 4\ m^2$ die innere Veto-Wand, das Kalorimeter und den größten Teil des instrumentierten Eisens. Sie besteht aus zwei Szintillator-Blei-Ebenen, zwischen denen sich zusätzlich eine $5\,cm$ dicke Eisen-Platte befindet. Die Zeitauflösung der Koinzidenz beider Ebenen beträgt $\pm 8\,ns$.
Zwischen der äußeren und der inneren Veto-Wand befindet sich eine $3\,m$ dicke Beton-Abschirmung zur Unterdrückung von niederenergetischen Teilchen.

3.2.2 Das Trigger- und Datennahmesystem

Für die Durchführung des geplanten Physikprogramms, dessen Schwerpunkt auf der Untersuchung von Prozessen mit kleinen Wirkungsquerschnitten liegt, die nur einen Bruchteil der gesamten Ereignisrate ausmachen, ist es nötig, interessante Ereignisse auszuwählen und Untergrund effizient zu unterdrücken. Zusätzlich begrenzt die Datentransferrate zu den Speichermedien des DESY-Großrechners, wo die Daten für die weiteren Analysen gespeichert werden, die Ausleserate auf $5-10$ Ereignisse/s. Die Hauptquellen für Untergrund sind:

- Die Streuung von Protonen an Restgas-Molekülen im Bereich des H 1-Detektors. Ihre Rate ist aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes der unelastischen Proton-Nukleon-Streuung bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 39\,GeV$ von $\sigma_{pA} \approx 200\,mb$ etwa $1\,kHz$ (bei der geplanten Luminosität). In ihrer Topologie ähneln diese Ereignisse stark denen mit schweren Quarks und bilden daher den wichtigsten Untergrund der *Charm*-Physik.

- Die Wechselwirkung von Protonen mit dem Strahlrohr und der Beschleunigeranlage vor dem H 1-Detektor führt zu einer Rate von $50\,kHz$ (bei der geplanten Luminosität). Wegen der stark unterschiedlichen Topologie dieser Ereignisse (die Teilchen durchqueren den Detektor unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung) ist dieser Untergrund leicht zu erkennen.

- Die Synchrotronstrahlung des Elektronenstrahls wird durch die Synchrotronmasken im Strahlrohr deutlich gesenkt. Sie führt in jedem zehnten Ereignis zu Treffern in den zentralen Spurenkammern.

- Myonen der kosmischen Höhenstrahlung, die die Wechselwirkungzone durchqueren, bilden wegen ihrer Topologie einen wichigen Untergrund für myonische Zerfälle von schweren Quarks, insbesondere für J/Ψ-Zerfälle [104].

Um diesen Anforderungen und dem kurzen Zeitabstand zwischen den Strahlkreuzungen von $96\,ns$ gerecht zu werden, sind die Detektoren H 1 und ZEUS mit speziellen Datennahmesystemen ausgerüstet. Zum ersten Mal in Hochenergie-Physik-Experimenten werden die Daten in zentral synchronisierten Datenketten (*Pipelines*) zwischengespeichert, bis eine Entscheidung zum Abspeichern (*Trigger*) gefallen ist. Das Ziel ist es dabei, uninteressante Ereignisse möglichst früh zu verwerfen, ohne die Datennahme zu unterbrechen. Um die Totzeit durch den Ausleseprozeß, während der keine weiteren Ereignisse aufgezeichnet werden können, klein zu halten, ist das H 1-Triggersystem mehrstufig aufgebaut. Die Effizienz, Untergrund und uninteressante Ereignisse zu verwerfen, steigt dabei mit der zur Verfügung stehenden Zeit und der Menge der zur Verfügung stehenden Daten.

Die erste Triggerstufe

Die erste Triggerstufe (L1) arbeitet totzeitfrei. Sie besteht aus neun verschiedenen Triggersystemen, die aus den synchronisierten Triggersignalen der Subdetektoren insgesamt 128 Triggerelemente bilden. In der zentralen Triggerlogik werden die Triggerelemente zu 128 Subtriggern verknüpft. Mit einer Verzögerung von 23 Strahlkreuzungen, entsprechend $2.4\,\mu s$, wird zu jeder Strahlkreuzung eine L1-Entscheidung durch ein logisches ODER aller Subtrigger getroffen. Ist die Triggerentscheidung positiv (L1*keep*), wird die Datennahme angehalten, und die Zwischenspeicher werden ausgelesen. Während dieser Zeit können keine weiteren Ereignisse aufgezeichnet werden; die Totzeit beginnt. Die Triggersysteme lassen sich in drei Gruppen einteilen:

Vertexorientierte Triggersysteme: Die Bestimmung des geometrischen Ursprungs (*Vertex*) eines Ereignisses ist die wirkungsvollste Methode zur Unterdrückung von Untergrund. Die Triggerelemente dieser Triggersysteme sind deshalb in fast allen Triggerkombinationen vertreten.
Das TOF erkennt Teilchen aus der Wechselwirkung des Protonstrahls vor dem H1-Detektor (TOF-BG) durch ihre Flugzeitdifferenz zu Teilchen der Elektron-Proton-Streuung aus dem Wechselwirkungspunkt (TOF-IA).
Die Viel-Draht-Proportionalkammern FWPC, CIP, COP und BPC werden dazu verwendet, die Position des Vertexes entlang der Strahlachse (z-Achse) zu bestimmen (ZVTX- und FWD-RAY-Trigger) [146]. Die Signale ihrer Ausleseelektroden werden in einer speziellen Triggerschaltung zu Strahlen (*Rays*) verbunden und zur Strahlachse extrapoliert. Ihre z-Position wird in ein Histogramm gefüllt, dessen Binbreite der z-Auflösung des Verfahrens von $5.4\,cm$ entspricht. Während falsche Kombinationen zu gleichverteilten Einträgen in dem z-Vertexhistogramm führen, häufen sich die Einträge der richtigen Kombinationen an der z-Vertexposition des Ereignisses. Die Triggerentscheidung wird aufgrund der Signifikanz einer Anhäufung im Histogramm getroffen (ZVTX-SIG1 und ZVTX-SIG2). Wegen der guten Zeitauflösung der Viel-Draht-Proportionalkammern kann der Zeitpunkt der Wechselwirkung (T_0) bestimmt werden, um das Ereignis einer Strahlkreuzung zuzuordnen (ZVTX-T0 und FWD-T0).
Mit Hilfe der CJC können Spuren in der xy-Ebene, die aus dem Wechselwirkungspunkt kommen, erkannt werden (DC-RPHI-Trigger) [147]. Die digitalisierten Signale eines Teils der Signaldrähte werden in zu HERA synchron getaktete Schieberegister geschrieben, die die Driftzeitinformationen mit einer Auflösung von $5\,mm$ speichern. Für Spuren aus dem Wechselwirkungspunkt ergeben sich typische Muster (*Roads*) der Einträge in den Schieberegistern, die vom Zeitpunkt der Spurentstehung und dem Transversalimpuls abhängen. Der DC-RPHI-Trigger liefert Informationen über die Anzahl der Spuren aus dem Wechselwirkungspunkt, führt eine grobe Impulsbestimmung durch und erlaubt die Erkennung einfacher Ereignistopologien. Außerdem liefert er eine T_0-Information.
Der z-Kammertrigger arbeitet in der rz-Ebene nach dem gleichen Prinzip wie der DC-RPHI-Trigger [126]. Er verwendet die Signale der z-Kammern CIZ und COZ, deren z-Auflösungen in etwa der xy-Auflösung der CJC entsprechen. Dieser Trigger war 1992 und 1993 noch nicht implementiert.

Energieorientierte Triggersysteme: Das Prinzip des Kalorimeter-Triggersystems ist die Erkennung von Ereignissen aufgrund ihrer Energiedeposition in den verschiedenen topologischen Bereichen des LAC durch Jets und durch das gestreute Elektron [126, 127]. Die Kalorimeterzellen des LAC werden im elektromagnetischen und hadronischen Teil getrennt zu sogenannten *Triggertower* (TT) zusammengefaßt, die wiederum sogenannte *Bigtower* (BT) bilden. Die Triggerentscheidung beruht auf der Erkennung von Elektronen aufgrund ihrer hohen elektromagnetischen und niedrigen hadronischen Energiedeposition und auf Energiesummen in Vorwärts-, Zentral- und Rückwärtsbereich.

Teilchentyporientierte Triggersysteme: Mit dem BEMC läßt sich in einem eingeschränkten kinematischen Bereich das gestreute Elektron der tief-unelastischen Elektron-Proton-Streuung nachweisen. Der BEMC-Trigger (BSET) beruht auf der Erkennung von hochenergetischen Elektronen aufgrund ihrer Energiedeposition mit einer für elektroma-

gnetische Schauer typischen räumlichen Ausdehnung.
Der Eisen-Myon-Trigger (MU) wird aus den Signalen der Streamerrohrkammern des instrumentierten Eisens gebildet [104]. Innerhalb einer Lage werden die Signale durch ein logisches ODER verknüpft, wobei 5 der 16 Lagen beitragen. Eine Triggerentscheidung wird aufgrund des Ansprechens einer bestimmten Anzahl von Lagen getroffen. Im Polarwinkel ist der Eisen-Myon-Trigger in vier Bereiche eingeteilt: Vordere Endkappe, vorderes Barrel, hinteres Barrel und hintere Endkappe.
Aus den Signalen der Driftkammern des Vorwärts-Myonspektrometers werden ebenfalls Triggerelemente gebildet. Aufgrund der geometrischen Anordnung der Signaldrähte hat das Vorwärts-Myonspektrometer eine gute Richtungsauflösung und erlaubt eine einfache Erkennnung von Teilchen, die aus dem Wechselwirkungspunkt kommen [104].
Das Luminositätssystem wird dazu verwendet, die Luminosität der Elektron-Proton-Streuung zu messen und das unter kleinen Winkeln gestreute Elektron in Ereignissen der Photoproduktion nachzuweisen (ETAG). Die drei Detektoren ET, PD und VC liefern jeweils ein Signal, wenn die gemessene Energie über einer einstellbaren Schwelle liegt. Jede Kombination dieser drei Triggerbits kann ein Triggerelement bilden. Das gestreute Elektron der Photoproduktion wird durch ein ET-Signal in Anti-Koinzidenz mit dem PD und dem VC nachgewiesen.

Die zweite Triggerstufe

Die zweite Triggerstufe (L2) führt während der Auslese eine weitere Überprüfung der Daten durch. Ihre Triggerentscheidung basiert auf den L1-Informationen und den bereits ausgelesenen Daten und wird durch eine Hardware-Logik getroffen. Die zur Verfügung stehende Zeit ist $20\,\mu s$. Eine Verwerfung des Ereignisses durch L2 führt zu einem sofortigen Abbruch des Ausleseprozesses und einem Neustart der Datennahme.

Die dritte Triggerstufe

Die dritte Triggerstufe (L3) verwendet ein Mikroprozessorsystem zur weiteren Analyse der Daten. Ihr Zeitbedarf beträgt etwa $800\,\mu s$. In den Betriebsperioden 1992 und 1993 waren die Triggerstufen L2 und L3 nicht implementiert.

Die vierte Triggerstufe

Im Gegensatz zu den drei ersten Triggerstufen, die nur auf einen Teil der Daten eines Ereignisses zugreifen können und synchron arbeiten, verfügt die vierte Triggerstufe (L4) über alle Daten des Ereignisses (*Full Event Unit*). Auf einem Prozessorsystem (*Filterfarm*) wird durch schnelle Filteralgorithmen [125] und eine vereinfachte Rekonstruktion eine weitere Reduktion der Ereignisrate erreicht. Während der Rekonstruktion werden Kalibrationskonstanten bestimmt und auf einer zentralen Datenbasis gespeichert, die später bei der vollständigen Rekonstruktion verwendet werden [148].

Die Datenverwaltung

Die vom H 1-Experiment aufgezeichneten Daten werden über eine schnelle Datenleitung mit einer Transferrate von ($7\,Mbyte/s$) zum DESY-Großrechner des Typs IBM ES 9000/720

VF übertragen und auf Magnetband-Kassetten (*Cartridges*) gespeichert. Die Ereignisse sind zu diesem Zeitpunkt noch nicht vollständig rekonstruiert; sie werden als Roh-Daten bezeichnet. Parallel zur weiteren Datennahme wird mit Hilfe eines SGI[2]-Rechnersystems eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisse (Programmpaket H1REC) unter Verwendung der in L4 bestimmten Kalibrationskonstanten durchgeführt und eine Einteilung in Ereignisklassen vorgenommen (L5-Klassifikation). In diesem Stadium sind die Datenmengen aufgrund des großen Anteils von Strahl-Gas-Ereignissen noch so groß, daß sie weiterhin auf Kassetten gespeichert werden müssen (POT[3]). Erst in einem weiteren Schritt kann durch eine Klassifizierung mit verschärften Bedingungen eine Reduktion des Untergrundes und der uninteressanten Ereignisse erreicht werden, die es erlaubt, die Daten auf Festplatten zu speichern (DST[4]).

Physik-Analyse

Die Daten sind in sogenannten BOS-Bänken gespeichert. Das Programm-Paket BOS [142] erlaubt eine dynamische Speicherplatz-Verwaltung und arbeitet in Verbindung mit dem Paket FPACK [144], das die Ein- und Ausgabe der Daten kontrolliert. Für die graphische Darstellung von Histogrammen, Kurven und Ereignissen wurde das Programm LOOK [143] entwickelt, das auf der Basis von GKS-Funktionen arbeitet. Dem Anwender steht außerdem das Analyse-Paket H1PHAN [145] zur Verfügung, das einen einfachen Zugriff auf die BOS-Bänke ermöglicht und eine Sammlung von Analyse-Routinen enthält.
Zur Durchführung von *Monte Carlo*-Studien wird ein Detektor-Simulationsprogramm (H1SIM) verwendet, das auf auf der Basis von GEANT arbeitet. Als Eingangsgrößen dienen Vierervektoren, die durch Ereignisgeneratoren erzeugt werden. H1SIM erzeugt BOS-Bänke, die weitestgehend denen des H 1-Detektors entsprechen. Die H 1-Daten und *Monte Carlo*-Daten können somit mit dem gleichen Analyseprogrammen behandelt werden.
Mit der von HERA 1992 gelieferten Luminosität wurde eine L1-Rate von $26\,Hz$ erzeugt, die durch die L4-Filterfarm um 70% auf $8\,Hz$ gesenkt wurde. Die gesamte Totzeit des Systems betrug 8% der Laufzeit. Die beobachteten Untergrundraten stimmten unter Berücksichtigung der geringeren Strahlströme (0.5% des geplanten Wertes) mit den Erwartungen überein. Die Gesamtzahl der 1992 gespeicherten POT-Ereignisse beträgt etwa $8 \cdot 10^6$. Auf den DSTs sind etwa 500000 Ereignisse gespeichert.

3.3 Die zentrale Spurenkammer des H 1-Detektors

Der wichtigste Teil des H 1-Spurendetektors ist die zentrale Spurenkammer (CJC). Sie erlaubt die Vermessung von Spuren geladener Teilchen im Zentralbereich des H 1-Detektors mit hoher Genauigkeit. Die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen an Spuren basieren ausschließlich auf den Daten der CJC. Ihr Aufbau und ihre Arbeitsweise sollen deshalb kurz dargestellt werden.

[2]Silicon-Graphics
[3]Production Output Tape
[4]Data Summary Tape

Funktionsweise einer Driftkammer

In Abbildung 3.3 zeigt eine minimale Driftkammer mit einem Anodendraht, die sich in einem Gasvolumen befindet. Der Anodendraht liegt gegenüber den Kathodendrähten auf positivem Potential. Es entsteht ein elektrisches Feld, das in einem großen Bereich homogen ist (Driftregion). In der Nähe des Anodendrahtes wird das Feld stark inhomogen; die Feldstärke steigt stark an (Gasverstärkungsregion).

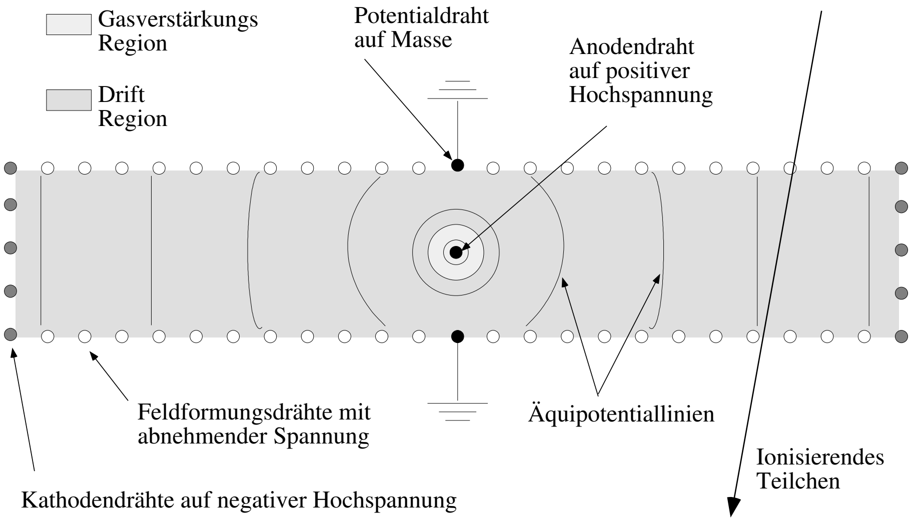


Abbildung 3.3: Minimale Driftkammer mit einer Driftzelle und einem Anodendraht (aus [130])

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Driftzelle finden elastische Stösse mit den Elektronenhüllen der Gasatome statt, die längs der Teilchenspur zur Ionisation der Gasatome führen (Ionisationsphase). Der Energieverlust des geladenen Teilchens wird durch das Photon-Absorptions-Modell (PAIM) oder in guter Näherung durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben und hängt von der Teilchengeschwindigkeit und Teilchenmasse ab [140]. Die in der Ionisationsphase freigesetzten Elektronen driften entlang der elektrischen Feldlinien mit einer annähernd konstanten Geschwindigkeit (typischerweise $v_D \approx 50\,\mu m/ns$) zum Anodendraht (Driftphase). In der Nähe des Anodendrahtes werden die Elektronen in dem dort inhomogenen Feld so stark beschleunigt, daß sie in einem lawinenartigen Prozeß weitere Gasatome ionisieren (Gasverstärkungsphase). Mit einer geeigneten Elektronik kann der dabei entstehende Spannungspuls am Anodendraht registriert werden; der Anodendraht dient als Signaldraht. Driftkammern werden im Proportionalbereich der Gasverstärkung betrieben. Die Signalhöhe ist ein Maß für die in der Ionisationsphase freigesetzte Ladung und proportional zu der vom Teilchen im Kammergas deponierten Energie. Die Zeitdifferenz zwischen Teilchendurchgang und Signalentstehung $t - t_0$ ist ein Maß für die Länge des Driftweges s und damit für den Ort des Teilchendurchganges. Es gilt:

$$s = \int_{t_0}^{t} v_D(t)\, dt \approx v_D \cdot (t - t_0) \tag{3.1}$$

Eine Driftkammer besteht aus mehreren Driftzellen. Die wiederholte Ortsmessung an den Signaldrähten der Kammer erlaubt eine Rekonstruktion der Spur eines geladenen Teilchens. Die Ortsauflösung für einen Punkt ist typischerweise $100 - 200\ \mu m$.

Befindet sich die Kammer in einem homogenen Magnetfeld B $[T]$, das parallel zu den Signaldrähten verläuft, läßt sich aus der Vermessung des Krümmungsradius R $[m]$ der Spur der Transversalimpuls p_T $[GeV/c]$ bestimmen:

$$p_T = 0.3 \cdot B \cdot R \tag{3.2}$$

An dieser Stelle kann nur eine kurze Einführung in das Funktionsprinzip einer Driftkammer gegeben werden. Eine ausführliche Behandlung befindet sich in [132] und [131]. Eine gute Zusammenfassung liefert auch [130].

Jetkammern

In Speicherring-Experimenten werden infolge der großen Schwerpunktsenergien hochenergetische Teilchen erzeugt, die in Fragmentationsprozessen Teilchenbündel (*Jets*) bilden. Um die Spuren von geladenen Teilchen in Jets zu vermessen, wurden zylindrische Driftkammern, sogenannte Jetkammern, entwickelt, die viele Meßpunkte ($O(10-100)$) in radialer Richtung aufnehmen. Die Signaldrähte sind entlang der Strahlachse gespannt und bilden die Mittelebenen (Signaldrahtebenen) von sektorförmigen Zellen mit transversalen elektrischen Feldern. Die Zellen sind durch Kathodenebenen begrenzt. Die maximalen Driftstrecken betragen typischerweise einige cm, und die Längen der Drähte liegen bei $1-4$ m. Befindet sich die Jetkammer in einem axialen Magnetfeld, ist eine Impulsmessung der Spuren möglich [131]. Die erste Driftkammer dieses Types wurde für den JADE-Detektor am e^+e^--Speicherring PETRA gebaut. Jetkammern kommen auch in den Experimenten bei TEVATRON, LEP und HERA zum Einsatz.

Aufbau und Arbeitsweise der CJC

Die zentrale Spurenkammer des H1-Detektors besteht aus zwei zylindrischen Ringen, vor denen sich jeweils eine z- und eine Viel-Draht-Proportionalkammer (MWPC) befindet (Abb. 3.4). Der innere Ring (CJC1) besteht aus 30 Zellen mit je 24 Signaldrähten; der äußere Ring hat 60 Zellen mit je 32 Signaldrähten. Die Zellen sind durch Kathodendrahtebenen und Felddrähte begrenzt, die ein homogenes elektrisches Feld senkrecht zu den Signaldrahtebenen erzeugen. Jede Signaldrahtebene ist von einer Doppelreihe von Potentialdrähten umgeben. Diese Anordnung führt zu einer deutlichen Verringerung der Oberflächenfeldstärken und zu einer elektrostatischen Trennung von Drift- und Gasverstärkungsfeld, die quasi unabängig voneinander eingestellt werden können. Die Signaldrahtebenen sind um 30° gegen die radiale Richtung geneigt. Dies führt zu einigen Vorteilen gegenüber einer radialen Anordnung:
Im Magnetfeld erfolgt die Drift der Ionisationselektronen nicht mehr entlang der Feldlinien des elektrischen Feldes. Die *Lorentz*kraft zwingt die Elektronen auf Kreisbahnen. Es stellt sich ein konstanter Winkel (*Lorentz*winkel) zwischen der Driftbewegung der Elektronen und dem elektrischen Feld ein. Dieser Winkel wird bei den Betriebsparametern der CJC durch die Neigung der Zellen nahezu ausgeglichen.
Für hochenergetische Teilchen steht die Driftrichtung senkrecht auf der Spur, was zu einer verbesserten Doppelspurauflösung führt.
Die Driftzeit der Elektronendrift vom Ort der Spur bis zum Signaldraht bestimmt nach Gleichung 3.1 den Abstand der Spur vom Signaldraht. Informationen darüber, ob die

Ionisation links oder rechts von der Signaldrahtebene stattfand, können nicht abgeleitet werden; grundzätzlich müssen beide Möglichkeiten in Betracht gezogen werden (Spiegeltreffer) (siehe Abbildungen in Anhang C). Diese Driftkammer-Mehrdeutigkeit kann dadurch aufgelöst werden, daß nur einer der beiden Spiegeltreffer zu einer Spur gehört, die sich in die nächste Zelle fortsetzt und zum Wechselwirkungspunkt zeigt. Für kurze Spuren wird die Unterscheidung durch das *Staggering*[5] unterstützt.
Jede Spur kreuzt mindestens je einmal eine Signaldrahtebene und eine Kathodendrahtebene und durchquert Regionen mit homogenem Driftfeld.
Es ist möglich, aus den aufgezeichneten Daten eine Kalibration des Zeitnullpunktes, der Driftgeschwindigkeit und des *Lorentz*winkels der Kammer durchzuführen (selbstkalibrierende Kammer), da falsche Annahmen über diese Größen zu Versätzen der Spursegmente an den Drahtebenen führen. Eine Beschreibung des Verfahrens ist in [130] nachzulesen.
Der Zeitnullpunkt t_0 bestimmt den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs durch den Detektor und ermöglicht die Zuordnung des Ereignisses zu einer bestimmten Strahlkreuzung. Die Genauigkeit der t_0-Bestimmung ist etwa $0.5\,ns$ [138]. Das Übersprechen (*Cross Talk*) auf benachbarte Signaldrähte wird unterdrückt, da die Signalentstehung an den Drähten infolge des *Staggerings* um etwa $100\,ns$ zeitversetzt erfolgt. Auf eine elektronische Kompensation des Übersprechens kann verzichtet werden.
Neben der Driftzeit wird auch die während der Primärionisation getrennte Ladungsmenge bestimmt, die ein Maß für die vom Teilchen deponierte Energie ist. Da ein Signaldraht als Spannungsteiler wirkt, kann aus der Messung der Ladungen an beiden Drahtenden (Q^+ und Q^-) die Koordinate der Signalentstehung entlang des Drahtes (z-Koordinate) bestimmt werden [135]:

$$z = \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+ + Q^-} \tag{3.3}$$

Der Energieverlust des Teilchens im Kammergas ist proportional zur Summe aller Ladungen:

$$\frac{dE}{dx} \propto Q \equiv \sum_{Treffer} Q_i^+ + Q_i^- \tag{3.4}$$

Er wird zur Teilchenidentifikation verwendet [136, 140].
Die CJC wird mit einem minimalen Überdruck gegen den Atmosphärendruck betrieben, da nur so auf die Verwendung eines Drucktanks verzichtet werden kann. Die Aufnahme der Zugspannungen der insgesamt 14370 Drähte stellt hohe Anforderungen an die Festigkeit der Endwände. Das Gehäuse der CJC ist aus leichten Verbundmaterialien gefertigt, um die Materialbelegung möglichst gering zu halten. Das Aufschauern von Teilchen in den Kammerwänden wird dadurch stark vermindert, was die nachfolgende Energiemessung im Kalorimeter verbessern soll. Die Positionierung der Signaldrähte ist durch die Verwendung von hochpräzisen Haltevorrichtungen in den Endwänden mit einer Genauigkeit von $\pm 15\,\mu m$ durchgeführt worden.
Einen Überblick über einige Parameter der CJC ist in den Tabellen 3.3 und 3.4 gegeben.

[5] Die Signaldrähte sind alternierend um $150\,\mu m$ aus der Signaldrahtebene versetzt angeordnet.

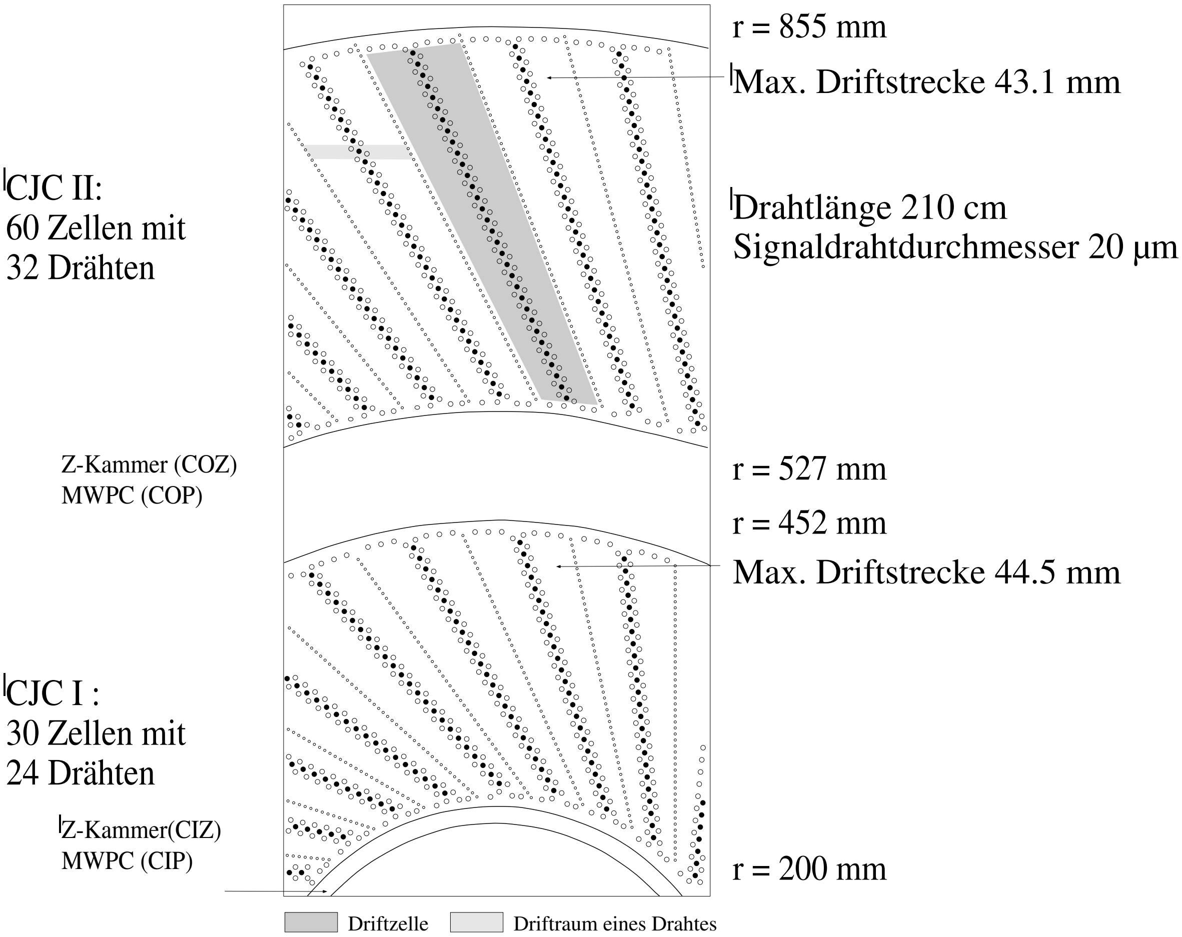


Abbildung 3.4: Querschnitt des zentralen Spurendetektors (aus [130])

Auslese der CJC

Die Signaldrähte werden beidseitig durch ladungssensitive Vorverstärker ausgelesen, die direkt auf den Kammern installiert sind. Ihre bipolaren Signale werden über Multikoaxialkabel zu schnellen Analog-Digital-Konvertern (FADC) geleitet und dort mit einer Abtastfrequenz von 104 MHz digitalisiert (1 Zeitbin entspricht $\approx 10\,ns$). Jede FADC-Karte beinhaltet 16 Konverter und digitalisiert die Signale von 8 benachbarten Drähten einer Zelle. Die Digitalisierungen werden kontinuierlich in einen zyklischen Ringspeicher mit einer Tiefe von 256 Worten, entsprechend 2.54 μs oder 25 Strahlkreuzungen, geschrieben. Dadurch ist gewährleistet, daß die Daten bis zu einer Triggerentscheidung, die mit einer Zeitverzögerung von 22 Strahlkreuzungen getroffen wird, erhalten bleiben. Um die Totzeit klein zu halten, werden die Ringspeicher blockweise ausgelesen. Während des Transfers werden die Daten nach Pulsen (Treffer oder *Hits*) durchsucht und deren Anfangszeiten für die Weiterverarbeitung gespeichert (*Hit-Detection*). Einträge, die unter einer einstellbaren Schwelle liegen (Pedestal-Subtraktion), und leere Bins (Nullunterdrückung) werden zur Reduzierung der Datenmenge verworfen.
Die Meßgrößen einer Driftkammer sind die Driftzeiten t und die Ladungen Q^+ und Q^-; sie werden während des Auslesevorgangs (online) aus den digitalisierten Signalen für je-

	Betriebsperiode 1992	Betriebsperiode 1993
Kammergas	$Ar/CO_2/CH_4$ (89.5 : 9.5 : 1.0)	Ar/C_2H_6 (50 : 50)
Driftgeschwindigkeit $[\mu m/ns]$	≈ 49.4	≈ 52.4
*Lorentz*winkel	39.5°	41.9°
Ortsauflösung in r-ϕ $[\mu m]$	195	145
Ortsauflösung in z $[mm]$	25	25
Doppelspurauflösung $[mm]$	2.5	2.5
dE/dx-Auflösung	10%	10%

Tabelle 3.3: Einige Daten der CJC in den Betriebsperioden 1992 und 1993 [126, 133, 134]

den Draht berechnet (Qt-Analyse). Aus diesen Größen lassen sich die Raumkoordinaten x, y, z der Spurpunkte und der Energieverlust dE/dx bestimmen (Formeln 3.1, 3.3 und 3.4).
Die in der Primärionisation freigesetzte Elektronenwolke diffundiert während der Drift zur Anode. Die Driftkammersignale haben deshalb typischerweise eine Länge von 200 ns. Die Driftzeit ist durch die ersten Elektronen gegeben (*First-Electron*-Methode) und wird mit Hilfe des *Leading-Edge*-Algorithmus aus der ansteigenden Flanke des Pulses berechnet [126]. Die Anstiegszeit beträgt durch die begrenzte Bandbreite von Vorverstärkern und Kabeln etwa 18 ns. Die Ladung ergibt sich aus dem Pulsintegral. Dieses wird durch eine Summation der Pulshöhen über eine feste Länge von 8 Zeitbins für beide Drahtenden getrennt bestimmt, wobei die Phasenverschiebung zwischen den Drahtenden durch unterschiedliche Signallaufzeiten korrigiert wird. Sich überlappende Pulse werden durch Subtraktion von Normpulsen getrennt und separat analysiert.
Die Ladungen Q^+, Q^- und Driftzeiten t aller Treffer werden in einer BOS-Bank gespeichert; sie dient als Basis für die Spurrekonstruktion. Die Digitalisierungen werden nicht gespeichert und sind der weiteren Datenanalyse nicht mehr zugänglich.
Weitere Einzelheiten befinden sich in [126] und [130].

Parameter		CJC 1	CJC 2	Total
Sensitiver Winkelbereich		$20° - 160°$	$30° - 150°$	
Zellen		30	60	90
Signaldrähte/Zelle		24	32	
Signaldrähte (gesamt)		720	1920	2640
Drahtdicke	$[\mu m]$			20
Potentialdrähte/Zelle		50	66	
Potentialdrähte (gesamt)		1500	3960	5460
Drahtdicke	$[\mu m]$			127
Felddrähte/Zelle		10	10	
Felddrähte (gesamt)		300	600	900
Drahtdicke	$[\mu m]$			500
Kathodendrähte/Zelle		49	65	
Kathodendrähte (gesamt)		1470	3900	5370
Drahtdicke	$[\mu m]$			180
Signaldrahtabstand	$[mm]$			10.16
Radius innen	$[cm]$	20.35	53.00	
Radius außen	$[cm]$	45.15	84.40	
Aktive radiale Länge	$[cm]$	24.80	31.40	56.20
Gesamte radiale Länge	$[cm]$			64.05
Radius innerster Draht	$[cm]$	21.83	54.48	
Radius äußerster Draht	$[cm]$	42.58	82.32	
Maximale radiale Länge	$[cm]$	20.75	27.84	60.49
Aktive Länge	$[cm]$			220.0
Negative z-Grenze	$[cm]$			-107.5
Positive z-Grenze	$[cm]$			112.5
Mittlere Zellneigung		30°	30°	
Minimale Driftstrecke	$[mm]$	22.9	28.5	
Maximale Driftstrecke	$[mm]$	44.5	43.1	
Maximale Driftzeit	$[\mu s]$			≈ 1.0
Mittleres X_0 der CJC	$[cm]$			18.5
Material vor der CJC	$[X_0]$			0.02
Gasvolumen	$[m^3]$	1.14	30.8	4.22

Tabelle 3.4: Einige Daten der zentralen Spurenkammer CJC [126, 133, 134]

Kapitel 4

Spurrekonstruktion mit der zentralen Spurenkammer

Das Thema der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung und Anwendung von Methoden zum Nachweis von *Charm*-Quarks. Sie beruhen auf der Rekonstruktion des Zerfalls des $D^{*\pm}$-Mesons in geladene Teilchen, die mit der zentralen Spurenkammer CJC vermessen werden. Die Genauigkeit der Impuls- und Richtungsauflösung spielt dabei für die Berechnung von invarianten Massen aus den Spurparametern eine entscheidende Rolle.
In diesem Kapitel werden die Spurrekonstruktion erläutert und die Kriterien zur Auswahl von Spuren für die Analyse untersucht.

4.1 Die Spurrekonstruktion

4.1.1 Spurparametrisierung

Die Spuren geladener Teilchen in einem solenoidalen Magnetfeld werden durch eine Helix beschrieben. Die fünf Helixparameter sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Beschreibung		Zeichen	Wertebereich
Inverser Krümmungsradius	$[cm^{-1}]$	κ	$\pm\infty$
Kleinster Abstand zum Ursprung	$[cm]$	d_{ca}	$\pm\infty$
Azimutalwinkel am DCA	$[rad]$	ϕ	$\pm\pi$
Polarwinkel am DCA	$[rad]$	θ	$0-\pi$
Schnittpunkt mit der z-Achse am DCA	$[cm]$	z_0	$\pm\infty$

Tabelle 4.1: Helixparameter der Spur eines geladenen Teilchens in einem axialen Magnetfeld

In der xy-Ebene sind die Spuren kreisförmig. Der Azimutalwinkel ϕ wird am Punkt des kleinsten Abstandes des Kreises vom Ursprung (DCA[1]) bestimmt. Die Vorzeichen von κ und d_{ca} ergeben sich nach Abb. 4.1. Der DCA wird so um den Ursprung gedreht, daß sein Ortsvektor mit der x-Achse zusammenfällt und sich die Spur zu positiven y hin ausbreitet. Diese Konvention gewährleistet, daß im Falle der Vorzeichenänderung eines Parameters die Vorzeichen der anderen Parameter erhalten bleiben. Für das H1-Magnetfeld, dessen

[1] *Distance of Closest Approach*

Feldvektor in die $+z$-Richtung zeigt, haben die Spuren positiv geladener Teilchen negative Krümmungsradien:

$$Q = -\frac{\kappa}{|\kappa|} \tag{4.1}$$

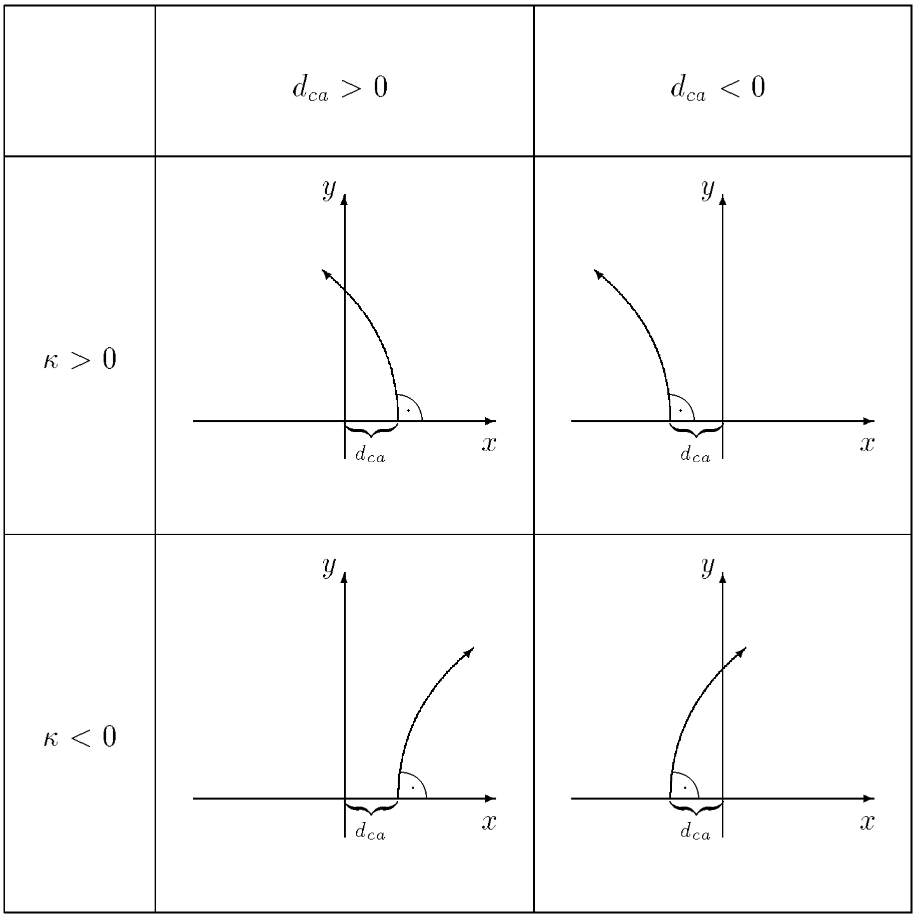


Abbildung 4.1: Vorzeichenkonvention der Helixparameter κ und d_{ca} (aus [135])

Die Parameter κ, ϕ und d_{ca} werden durch eine Kreis-Anpassung mit Hilfe eines nicht-iterativen Verfahrens [141] berechnet. Es gilt die Kreisgleichung in den Polarkoordinaten r und φ:

$$\frac{1}{2} \cdot \kappa \cdot (r^2 + d_{ca}^2) + (1 - \kappa \cdot d_{ca}) \cdot r \cdot \sin(\phi - \varphi) - d_{ca} = 0 \tag{4.2}$$

Die beiden Parameter θ und z sind in der sz-Ebene definiert. s ist die Projektion der Koordinate entlang der Spur in der xy-Ebene. Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate wird an die Meßpunkte $z_i = z_0 + s_i \cdot (dz/ds)$ eine Gerade angepaßt. Für den Polarwinkel gilt:

$$\theta = \arctan(1/\frac{dz}{ds}) \tag{4.3}$$

4.1.2 Spurfindung

Es gibt zwei Versionen des Spurfindungsprogramms. Eine schnelle Version sucht nach Spuren, die vom Wechselwirkungspunkt (primärer Vertex) kommen und Transversalimpulse

von $p_T > 100\,MeV/c$ haben. Sie kommt auf der Filter-Farm (L4-Trigger) zur Anwendung und erlaubt die Unterdrückung von Untergrund sowie eine vorläufige Klassifizierung der Ereignisse. Die Standardversion, die etwa um einen Faktor 10 langsamer arbeitet, ist für alle Arten von Spuren effizient und wird während der vollständigen Rekonstruktion (L5) verwendet.
Die Spurfindung mit der Jetkammer basiert auf ihren Ladungs- und Zeitinformationen (Qt). Da die Meßgenauigkeit der CJC in der xy-Ebene ($\sigma_{xy} \approx 200\,\mu m$) um 2 Größenordnungen höher als in der rz-Ebene ist ($\sigma_z \approx 3\,cm$), wird die Suche nach Spuren hauptsächlich in der xy-Ebene durchgeführt. Die Helixparameter θ und z_0 werden erst nach der erfolgreichen Spurfindung durch eine Geradenanpassung aus den z-Koordinaten der Treffer (siehe Kapitel 3.3) bestimmt. Die beiden Ringe (CJC1 und CJC2) werden weitestgehend unabhängig voneinander behandelt. Bei der Verbindung von Spursegmenten in CJC1 und CJC2 kann es nötig sein, unterschiedliche Parametrisierungen für beide Segmente zu wählen, wenn es zu Vielfach-Streuung im Material zwischen den Ringen gekommen ist.
Die Spurfindung läuft in drei Schritten ab:

- Bestimmung des Zeit-Nullpunktes t_0 des Ereignisses.
- Suche nach kurzen Spurstücken, bestehend aus drei Treffern innerhalb einer Zelle (Tripel).
- Definition von Spuren und Bestimmung der Helixparameter.

Schnelle Version: In der schnellen Version wird das t_0 durch die kürzesten gemessenen Driftzeiten (untere Schwelle des Driftzeit-Histogramms) angenähert. In einem ersten Schritt werden Spursegmente aus drei Treffern (Tripel) mit jeweils zwei Treffern Abstand gebildet. Unter der Annahme, daß die Spursegmente zu Spuren vom primären Vertex gehören, werden der Azimutalwinkel ϕ und der inverse Krümmungsradius κ für jedes Tripel berechnet. z und der spezifische Energieverlust dE/dx ergeben sich als Median der drei Meßwerte. Tripel mit großer Krümmung oder großer Abweichung von der radialen Richtung werden verworfen. Spuren werden gebildet, indem in der $\kappa\phi$-Ebene nach Ansammlungen von Tripeln gesucht wird. Die Helixparameter werden schließlich durch eine Kreisanpassung in der xy-Ebene und durch eine Geradenanpassung in der sz-Ebene bestimmt.

Standardversion: Die Standardversion verwendet die in der schnellen Version gefundenen langen Spuren zur Anpassung des t_0. Dabei wird ausgenutzt, daß ein falsches t_0 zu einem Versatz der Spuren an den Signaldrahtebenen führt. Bei der Suche nach Tripeln werden benachbarte Drähte innerhalb einer Zelle betrachtet. Tripel mit gemeinsamen Treffern werden zu Ketten zusammengefaßt und als Spurelemente angesehen. Verbindungen von Spurelementen zu Spuren werden erst innerhalb und zwischen benachbarten Zellen, dann innerhalb der Ringe und schließlich zwischen den Ringen geschaffen. Dazu werden die Helixparameter der Spurelemente verglichen und, falls sie in weiten Grenzen übereinstimmen, durch die χ^2-Methode angepaßt. Gibt es mehrere Kombinationen desselben Spurelementes, wird die Kombination mit dem kleinsten χ^2 als Spur definiert. Um die Effizienz und die Genauigkeit der Spurfindung zu optimieren, wird versucht, durch Extrapolation der Spur durch die ganze Jetkammer weitere Treffer aufzusammeln.

Sehr kurze Spuren werden verworfen, wenn sie keine Treffer auf den ersten Drähten der CJC1 beinhalten. Die endgültigen Helixparameter ergeben sich durch die Anpassung eines Kreises in der xy-Ebene und einer Geraden in der sz-Ebene an die Treffer. Weit abseits liegende Treffer werden nicht berücksichtigt. Durch Fehlerfortpflanzung der einzelnen Meßfehler werden die Standardabweichungen und die Korrelationskoeffizienten der Helixparameter berechnet. Der spezifische Energieverlust dE/dx wird aus den Ladungen der Treffer durch Transformation der asymmetrischen Landau-Verteilung der $(dE/dx)_i$ in eine nahezu symmetrische Verteilung der Werte $1/\sqrt{(dE/dx)_i}$ bestimmt [140, 136]. Für die Berechnungen werden nur Treffer verwendet, deren Ladungsinformation (Q) verläßlich gemessen wurde [140]. Die Helixparameter $(\kappa, \phi, \theta, d_{ca}, z_0)$, ihre Kovarianzmatrix, die Anzahl der Treffer ($N_{Treffer}$), die radialen Abstände des ersten und letzten Treffers vom Ursprung (R_{Start}, R_{Stop}), der spezifische Energieverlust (dE/dx) und der Zeiger zu einer verbundenen Spur mit einer eigenen Parametrisierung sind für alle Spuren eines Ereignisses gespeichert (CJKR-Bank) (Tab. 4.1 und Tab. 4.2). Sie werden als Spurparameter bezeichnet.
Weitere Einzelheiten sind in [126] nachzulesen.

Beschreibung		Zeichen
Anzahl der Treffer		$N_{Treffer}$
Radialer Abstand des ersten Treffers zum Ursprung	$[cm]$	R_{Start}
Radialer Abstand des letzten Treffers zum Ursprung	$[cm]$	R_{Stop}
Radiale Spurlänge	$[cm]$	L_{Spur}
Spezifischer Energieverlust	$[m.i.p.]$	dE/dx
Zahl der Treffer für dE/dx		$N_{dE/dx}$

Tabelle 4.2: Zusätzlich zu den Helixparametern bestimmte Größen einer Spur

4.1.3 Kalibration

Um die angestrebten Genauigkeiten der Impuls- und Richtungsbestimmung zu erreichen, ist es notwendig, kammerspezifische Parameter (Kalibrationskonstanten) genau zu kennen [130]. Globale Kalibrationskonstanten sind das t_0, die Driftgeschwindigkeit v_D und der *Lorentz*winkel α_L. Drahtabhängige Kalibrationskonstanten sind die individuellen Signallaufzeiten sowie die relativen und absoluten Verstärkungsfaktoren (siehe Kapitel 3.3).
Alle für die Bestimmung dieser Größen wichtigen Informationen werden während der Rekonstruktion ermittelt und gespeichert. Als kleinste zeitliche Einheit, für die Kalibrationskonstanten bestimmt werden, dient ein Lauf. Am Ende eines jeden Laufes, der mindestens einige hundert Ereignisse und damit einige tausend Spuren enthält, werden die gespeicherten Informationen ausgewertet und in der Datenbasis abgespeichert [148].
Grundsätzlich müssen die Daten mindestens zweimal vollständig rekonstruiert werden. In einem ersten Durchlauf, im einfachsten Fall auf der Filter-Farm (L4), werden die Kalibrationskonstanten bestimmt, die dann bei der zweiten vollständigen Rekonstruktion (L5) verwendet werden.
In den Datennahmeperioden 1992 und 1993 war die automatische Bestimmung der Kalibrationskonstanten während der Rekonstruktion auf der Filter-Farm (L4) noch nicht

implementiert. Die Größen wurden teilweise durch außerhalb der eigentlichen Rekonstruktion arbeitende Verfahren [130] oder während einer erneuten vollständigen Rekonstruktion der Daten bestimmt.

4.1.4 Vertexanpassung

Bei der Rekonstruktion von Spuren in der CJC wird von der Position des primären Vertexes der Ereignisse kein Gebrauch gemacht. Durch die Verwendung des primären Vertexes als zusätzlichen Spurpunkt kann jedoch die Genauigkeit der Bestimmung von Transversalimpuls p_T, Azimutalwinkel ϕ und Polarwinkel θ verbessert werden.
Als Vertexanpassung wird ein mathematisches Verfahren bezeichnet, bei dem die Helixparameter der Spuren unter Einbeziehung des primären Vertexes neu berechnet werden. Es ist vorgesehen, sowohl die im zentralen Spurendetektor (CJC und z-Kammern) als auch die im Vorwärts-Spurendetektor gemessenen Spuren an den primären Vertex anzupassen. Da die Programme zur Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich und zur Verbindung von Spuren mit Treffern in den z-Kammern noch nicht verläßlich arbeiteten, wurde für diese Arbeit eine Version des Anpassungsprogramms entwickelt, die ausschließlich CJC-Spuren (CJKR-Bank) verwendet. Die Vertexanpassung umfaßt mehrere Schritte:

- Auswahl von Spuren, die aus der Vertexregion stammen:
  Spuren mit großen Werten des kleinsten Abstandes zum Ursprung ($|d_{ca}| > 5\,cm$), großen Abständen zum nominellen Wechselwirkungspunkt entlang der Strahlachse und großen radialen Abständen des ersten Treffers zum Ursprung ($R_{Start} > 30\,cm$) werden verworfen.

- Die Fehler von d_{ca} und ϕ werden auf Effekte der Vielfachstreuung im Material vor der CJC (Strahlrohr, CIP,CIZ und Kammerwand) korrigiert.

- Mit der Positition des primären Vertexes in der xy-Ebene x_V und y_V werden die Helixparameter κ und ϕ neu angepaßt. Für die Kreisgleichung gilt:

$$\frac{1}{2} \cdot \kappa \cdot (x_v^2 + y_v^2 + d_{ca}^2) + (1 - \kappa \cdot d_{ca}) \cdot (x_v \cdot sin\phi - y_v \cdot \cos\phi) - d_{ca} = 0 \tag{4.4}$$

- Aus allen Spuren, deren Anpassungsrechnung konvergierte, wird ein gemeinsamer Ereignisvertex entlang der Strahlachse z_V durch Bildung des gewichteten Mittels berechnet. Als Gewichte dienen die Quadrate der Kehrwerte der Spurlängen.

- Die Polarwinkel θ der Spuren werden unter Verwendung der Kovarianzmatrix so korrigiert, daß die Spuren zum gemeinsamen Ereignisvertex z_V zeigen.

- Für die beiden betroffenen Helixparameter und die Komponenten des Vertexes werden vollständige Kovarianzmatrizen durch Fehlerfortpflanzung berechnet und mit dem χ^2 der Anpassungsrechnung (KVKR- und KVER-Bank) abgespeichert.

4.2 Bestimmung des Vertexes

Für die Verbesserung der Impuls- und Richtungsauflösung durch die Anpassung der Spuren an den primären Vertex ist die genaue Kenntnis seiner Position und Ausdehnung der

Vertexregion Voraussetzung. Während die radiale Ausdehnung durch die Betriebsparameter der Speicherringe gegeben ist (siehe Anhang B), hängt die Position des primären Vertexes im H1-Koordinatensystem x_V und y_V von der Stellung des Detektors relativ zur Strahlachse ab. Die Genauigkeit der Positionierung des Detektors[2] (er hat ein Gesamtgewicht von $2800\,t$) ist durch die mechanischen Gegebenheiten auf einige Millimeter begrenzt. Die Position des Ereignisvertexes entlang der Strahlachse (z_V) ist durch die Länge der Protonpakete bestimmt und liegt in einem Bereich von $\pm 50\,cm$ um die nominelle Position bei $z_V = 0$. Die z_0-Auflösung der Spuren ($O(1\,cm)$) ist gut genug, um z_V innerhalb eines Ereignisses zu berechnen.
Die Anzahl der Spuren eines einzigen Ereignisses ist zu klein ($O(1-10)$), um die Position des primären Vertexes mit einer Auflösung, die der radialen Ausdehnung der Vertexregion entspricht, zu bestimmen. Da davon ausgegangen werden kann, daß die Position der HERA-Strahlen, und damit der Vertexregion, über lange Zeit, mindestens aber für einen Lauf ($\approx 1h$), gleich bleibt, werden die Spuren aller Ereignisse eines Laufes gespeichert und zur Bestimmung der mittleren Position verwendet. Der xy-Vertex wird deshalb im Folgenden als Laufvertex bezeichnet.

4.2.1 Verfahren zur Bestimmung des Laufvertexes

Nicht alle Spuren und Ereignisse sind zur Bestimmung der Position des Laufvertexes geeignet. Da die Zahl der Ereignisse pro Lauf und der Spuren pro Ereignis groß ist, können Spuren verworfen werden, ohne die benötigte Anzahl zu unterschreiten. Für das Verfahren wird angenommen, daß sich der Laufvertex in der Nähe des Ursprungs (Abweichungen $\leq 1\,cm$) des H1-Koordinatensystems befindet. Es umfaßt vier Schritte:

- Aus allen Spuren, die in der CJC rekonstruiert wurden (CJKR-Bank), wird eine Auswahl getroffen. Um die Spurqualität zu gewährleisten und um Spuren aus Sekundärzerfällen, aus Strahl-Wand-Wechselwirkungen oder mit großen Energieverlusten und Vielfachstreuungen zu verwerfen, werden die Schnitte in Tabelle 4.3 angewendet.

Parameter		Schnitt	Beschreibung
Spurbank		CJKR	CJC-Spuren
R_{Start}	$[cm]$	< 30	Spurstart in CJC1
$\lvert d_{ca}\rvert$	$[cm]$	< 5	Kleinster Abstand zum Ursprung
$\lvert z_0\rvert$	$[cm]$	< 75	Schnittpunkt mit der Strahlachse
L_{Spur}	$[cm]$	> 10	Radiale Spurlänge
p_T	$[GeV/c]$	> 0.200	Transversalimpuls

Tabelle 4.3: Bedingungen an die Spuren für die Bestimmung des Laufvertexes

- Von den akzeptierten Spuren eines Ereignisses wird gefordert, daß sie innerhalb eines Bereiches von $2.5\,\sigma_{dca}$ zu einem gemeinsamen xy-Vertex gehören. Außenseiter werden verworfen. Bei dieser Überprüfung wird der Ereignisvertex entlang der

[2] Am Ende jeder Datennahmeperiode wird der Detektor aus der Wechselwirkungszone von HERA gefahren, um Modifikationen und Reparaturen durchzuführen.

Strahlachse z_V abgeschätzt und zusammen mit der Anzahl der ausgewählten Spuren für jedes Ereignis gespeichert (CJGR-Bank). Die Werte sind nur grobe Abschätzungen und mit großen Fehlern behaftet. Sie werden als Übergangsgrößen benötigt, bis sie in der Vertexanpassung durch die endgültigen Werte ersetzt werden.

- An die Ereignisse werden die in Tabelle 4.4 aufgelisteten Bedingungen gestellt. Erfüllt ein Ereignis diese Bedingungen nicht, werden seine Spuren verworfen. Der Anteil an Ereignissen und damit an Spuren aus ep-Kolisionen wird dadurch angereichert (vergleiche auch Kapitel 7.2).

Parameter	Schnitt	Beschreibung
N_{Spuren}	≥ 2	Anzahl der Spuren
$N_{Rueckwaerts}$	≥ 1	Anzahl der Spuren mit $\theta > 90°$
$\lvert\sum Q\rvert$	≤ 8	Summe der Spurladungen

Tabelle 4.4: Bedingungen an die Ereignisse für die Bestimmung des Laufvertexes

- Am Ende eines jeden Laufes werden aus den nach Ereignisnummern geordneten Spuren in Paketen zu 500 die Position des xy-Vertexes bestimmt. Der kleinste Abstand zum Ursprung d_{ca} wird durch das Verfahren der kleinsten Quadrate minimiert. Dabei wird angenommen, daß die Positionen x_V und y_V unkorreliert sind.
  Während der Tests des Verfahrens hat sich herausgestellt, daß die Position des xy-Vertexes abhängig ist von der Position des Ereignisvertexes entlang der Strahlachse z_V. Zusätzlich zu $(x_V(z_V = 0), y_V(z_V = 0), z_V)$ werden deshalb die Steigungen x_S und y_S eingeführt [149]. Die Werte werden als Laufvertex bezeichnet. Es gilt damit für die Position des xy-Vertexes eines Ereignisses:

$$x_V(z_V) = x_V(0) + x_S \cdot z_V \tag{4.5}$$

$$y_V(z_V) = y_V(0) + y_S \cdot z_V \tag{4.6}$$

  Die zu minimierende Größe d stellt sich unter der Annahme, daß die Spuren im Bereich des xy-Vertexes gerade sind ($\kappa = 0$), wie folgt dar (Normalform nach *Hesse*):

$$d = (x_V(0) + x_S \cdot z_V) \cdot \sin\phi - (y_V(0) + y_S \cdot z_V) \cdot \cos\phi - d_{ca} \tag{4.7}$$

4.2.2 Anwendung des Verfahrens

Die Auswertung der Daten von 1992 und 1993 zeigt, daß im Mittel etwa 4 Spuren pro Ereignis den Qualitätskriterien genügen und gespeichert werden. Für 60% aller Läufe liegt die Anzahl der gespeicherten Spuren über 5000. Auf der Basis von Paketen zu 500 Spuren beträgt die Auflösung für die Position des xy-Vertexes bereits $\approx 100\,\mu m$. Dies entspricht der Größenordung der transversalen Ausdehnung der Vertexregion. Der Vergleich der Ergebnisse einzelner Pakete eines Laufes läßt keine Abhängigkeit von den Strahlströmen oder Luminositäten erkennen. Für die Datennahmeperiode Herbst 1992 sind die Ergebnisse gegen die Laufnummer in Abb. 4.2 gezeigt, wobei nur die Läufe mit mindestens 5000 Spuren berücksichtigt sind. Die Länge der vertikalen Striche gibt den Bereich von $\pm 1\,\sigma$ des statistischen Fehlers an. Obwohl zu sehen ist, daß sich die Werte in mehrere Perioden einteilen und zusammenfassen lassen, wurden sie für jeden Lauf separat gespeichert.

Automatische Verfahren zur Mittelung der Werte über mehrere Läufe werden untersucht und kommen in den nächsten Datennahmeperioden zur Anwendung. Für 1992 und 1993 wurde für jeden Lauf die Position des Laufvertexes als Kalibrationskonstante in der Datenbasis gespeichert (CJVX-Bank). Auf diese Bank wird während der Vertexanpassung zugegriffen, wobei zur Berechung des xy-Vertexes der vorher abgeschätzte Ereignisvertex entlang der Strahlachse z_V (CJGR-Bank) verwendet wird. Erst am Ende der Vertexanpassung steht der endgültige Ereignisvertex z_V zur Verfügung und wird zusammen mit den Werten für $x_V(z_V)$ und $y_V(z_V)$ abgespeichert (KVER).
Das Verfahren ist Teil des Standard-Rekonstruktionsprogramms. Die Position des Laufvertexes (x_V, y_V) wird in der H 1-Datenbasis in einer Tabelle (XMOT) gespeichert [149]. Er kann deshalb erst bei der zweiten vollständigen Rekonstruktion der Daten verwendet werden.

4.2.3 Bewertung der Ergebnisse

Die Laufvertizes der Daten vom Herbst 1992 wurden erst während der letzten vollständigen Rekonstruktion Anfang 1994 bestimmt. Sie stehen seitdem für die Vertexanpassung zur Verfügung. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse zur Rekonstruktion eines exklusiven Zerfallskanals zeigen, daß mit Hilfe der Vertexanpassung eine deutliche Verbesserung erreicht wird.
Eine dem Verfahren zur Bestimmung der Position des Laufvertexes mit CJC-Spuren zugrundeliegende Annahme war, daß der Laufvertex in der Nähe des Ursprunges des H 1-Koordinatensystems liegt. Deshalb sind die Schnitte so gewählt, daß tendenziell Ansammlungen in der Nähe des Ursprunges bevorzugt werden, um die Überbewertung zufälliger, weit entfernter Ansammlungen auszuschließen. Da es sich um ein zweidimensionales Problem handelt (Bestimmung von x_V und y_V), kann für einen tatsächlich weit entfernten Laufvertex eine zufällige Ansammlung am Ursprung als Laufvertex erkannt werden. Für *Monte Carlo*-Ereignisse konnte die durch die Parameter der Simulation vorgegebene Position des Laufvertexes richtig rekonstruiert werden. Sie lag wie in den Daten von 1992 bei etwas unter 1 cm.
Neuere Untersuchungen [150] zeigen Anzeichen für einen größeren Abstand des Laufvertexes zum Ursprung in den Daten von 1993. In diesem Fall neigt das Verfahren mit den beschriebenen Schnitten zur Unterschätzung des Abstandes.
Da durch die Analysen der Daten von 1992 und 1993 gezeigt werden konnte, daß mit einem auf CJC-Spuren basierenden Verfahren die Bestimmung der Position des Laufvertexes möglich ist und daraus deutliche Verbesserungen der Auflösungen resultieren, kann es für die Zukunft in verbesserter Form angewendet werden. Um die Zahl der vollständigen Rekonstruktionen zu verringern, soll die Position des Laufvertexes wie alle anderen Kalibrationskonstanten während der ersten Rekonstruktion auf der Filter-Farm (L4) bestimmt werden. Die Kalibrationskonstanten würden dann während der zweiten, vollständigen Rekonstruktion (L5) zur Verfügung stehen [149].

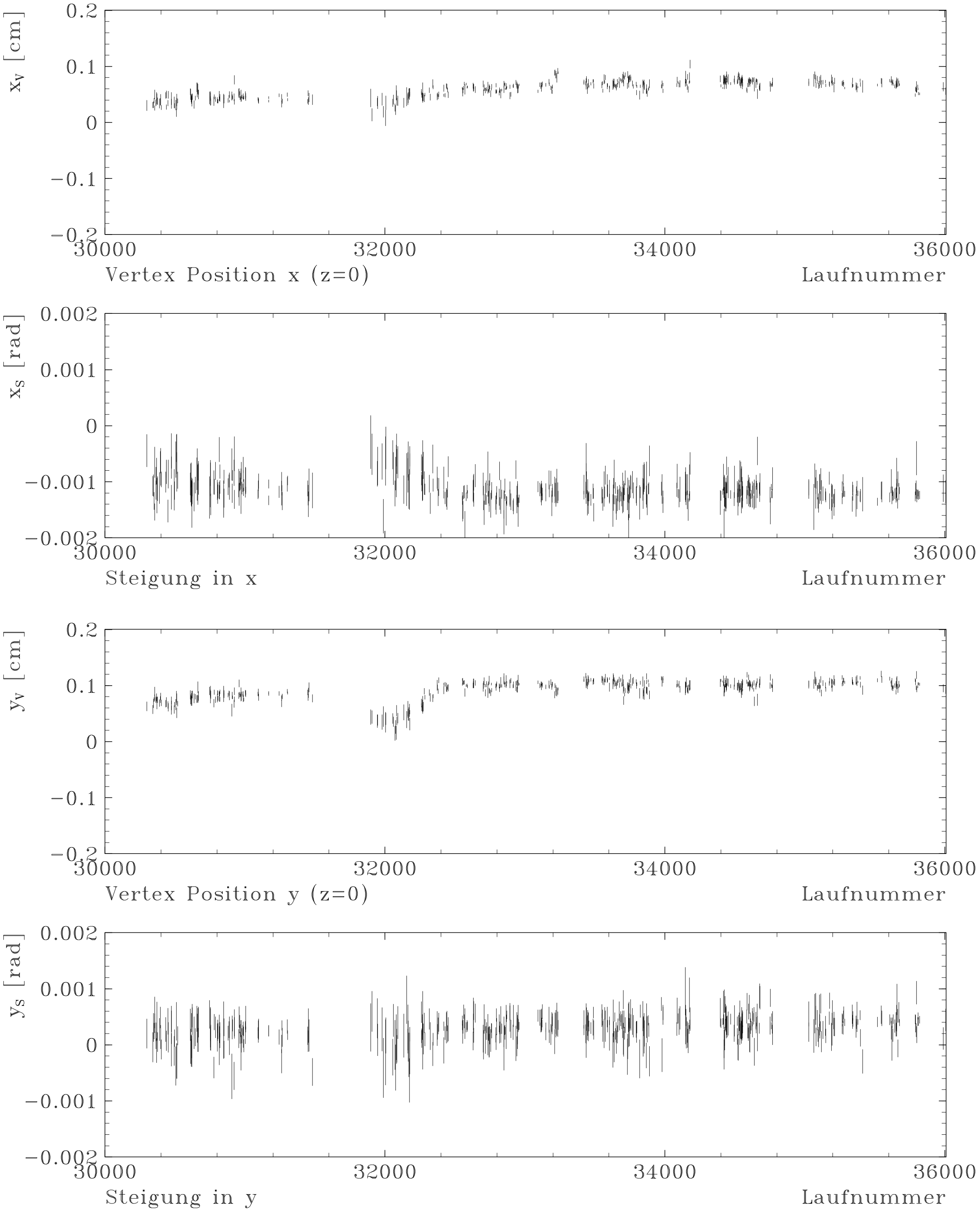


Abbildung 4.2: Position des Laufvertexes bei $z_V = 0$ und Steigung in der Datennahmeperiode 1992

4.3 Die Spurauswahl

Aus den durch das Rekonstruktionsprogramm gefundenen Spuren sollen solche ausgewählt werden, die sich für die nachfolgenden Analysen eignen. Als Grundlage dienen die CJC-Spuren. Die Vertexanpassung wird in einem späteren Schritt durchgeführt.

4.3.1 Geometrische Akzeptanz

Die Akzeptanz der CJC bezüglich des Transversalimpulses p_T und des Polarwinkels θ ist durch ihre Geometrie gegeben. Aufgrund der zylindrischen Bauweise gibt es keine konstruktionsbedingte Abhängigkeit vom Azimutalwinkel ϕ. Die innerste Signaldrahtlage befindet sich bei $R \approx 22\,cm$. Die Endwände liegen bei $z = -107.5\,cm$ und $z = 112.5\,cm$ (siehe Kapitel 3.3).

Transversalimpuls

Wegen ihrer Krümmung im Magnetfeld erreichen erst Spuren mit Transversalimpulsen $p_T > 38\,MeV/c$ die erste Signaldrahtlage der CJC. Für eine verläßliche Messung der Helixparameter ist eine Mindestanzahl von Treffern $N_{Treffer} \geq 10$ und eine radiale Spurlänge von $L_{Spur} > 10\,cm$ nötig. Die minimalen Transversalimpulse $p_{T,min}$ zum Erreichen eines bestimmten Radius sind in Tabelle 4.5 aufgelistet und in Abb. 4.4 dargestellt. In dieser Arbeit werden Spuren mit Transversalimpulsen von $0.075 < p_T < 5.000\ GeV/c$ verwendet.

Radius R $[cm]$	$p_{T,min}$ $[MeV/c]$	Beschreibung
21.83	38	Erster Draht in CJC1
42.58	74	Letzter Draht in CJC1
54.48	95	Erster Draht in CJC2
82.32	143	Letzter Draht in CJC2

Tabelle 4.5: Geometrische Akzeptanz der CJC im Transversalimpuls p_T der Spuren

Die Spuren werden in vier p_T-Bereiche eingeteilt (Tab. 4.6). Die Wahl der Grenzen richtet sich dabei nicht nur nach den geometrischen Gegebenheiten der CJC, sondern auch nach der Kinematik der in dieser Arbeit untersuchten Zerfallsteilchen (siehe Kapitel 5.2). Ferner spielt die Akzeptanz der vertexorientierten Triggersysteme eine Rolle (siehe Kapitel 6.3). Die Einteilung wird für alle folgenden Untersuchungen beibehalten.

Bezeichnung	p_T-Bereich $[GeV/c]$	Beschreibung
Sehr kleine Transversalimpulse	$0.075 - 0.150$	Spur durchquert CJC1
Kleine Transversalimpulse	$0.150 - 0.450$	Spur durchquert CJC1+2
Mittlere Transversalimpulse	$0.450 - 1.000$	
Hohe Transversalimpulse	$1.000 - 5.000$	Quasi-gerade Spuren

Tabelle 4.6: Einteilung der Transversalimpulse p_T der Spuren

Polarwinkel

Der Akzeptanzbereich der CJC im Polarwinkel θ ist durch den Abstand der Endwände zum Ereignisvertex entlang der Strahlachse z_V gegeben. Die minimalen Polarwinkel zum Erreichen bestimmter Radien sind in Tabelle 4.7 aufgelistet und in Abb. 4.4 dargestellt.

Radius R $[cm]$	$\theta_{min}(z=0)$	$\theta_{min}(z=50)$	Beschreibung
21.83	11°	21°	Erster Draht in CJC1
42.58	21°	37°	Letzter Draht in CJC1
54.48	26°	43°	Erster Draht in CJC2
82.32	37°	55°	Letzter Draht in CJC2

Tabelle 4.7: Geometrische Akzeptanz der CJC im Polarwinkel θ der Spuren

Die Verteilung des Ereignisvertexes entlang der Strahlachse z_V für H 1-Daten von 1992 ist in Abb. 4.3 gezeigt. Die Verteilung hat eine Breite von $\approx \pm 20\,cm$. Für alle nachfolgenden Betrachtungen wird von den Spuren ein Polarwinkel von $20° < \theta < 160°$ und ein Schnittpunkt mit der Strahlachse von $|z_0| < 50\,cm$ gefordert.

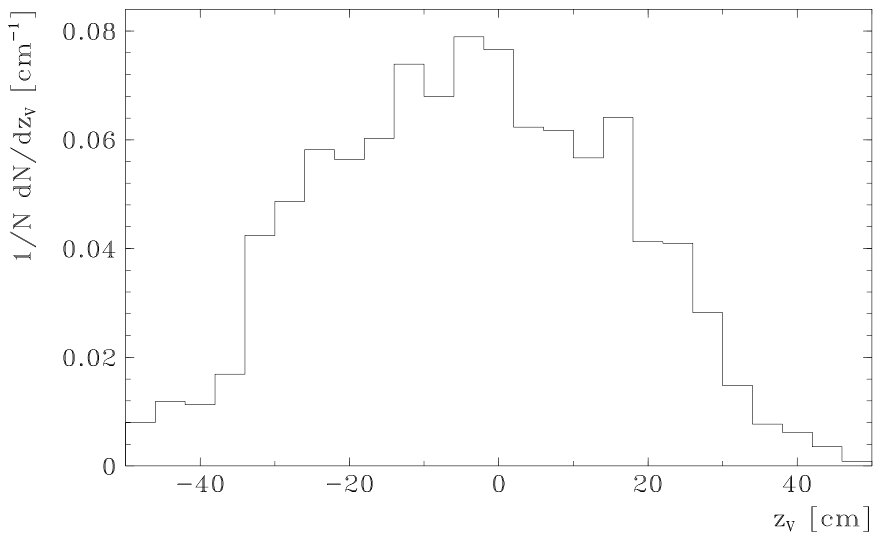


Abbildung 4.3: Verteilung des Ereignisvertexes z_V in der Datennahmeperiode 1992

4.3.2 Impulsberechnung

Für die Durchführung physikalischer Analysen werden aus den Helixparametern κ, ϕ und θ die Impulskomponenten berechnet. Der Transversalimpuls p_T $[GeV/c]$ ist proportional zum Krümmungsradius $1/\kappa$ $[m]$ und zum Magnetfeld B $[T]$. Es gilt für Teilchen mit einfacher Elementarladung:

$$p_T = 0.3 \cdot B \cdot 1/\kappa \tag{4.8}$$

Die Abhängigkeit der z-Komponente B_z des Magnetfeldes vom Ort z entlang der Strahlachse und vom Radius R senkrecht dazu zeigt Abb. 4.5. Im inneren Bereich der CJC2 ($R = 60\,cm$) variiert B um 5% zwischen der Endwand bei $z = -107.5\,cm$ und $z = 0$.

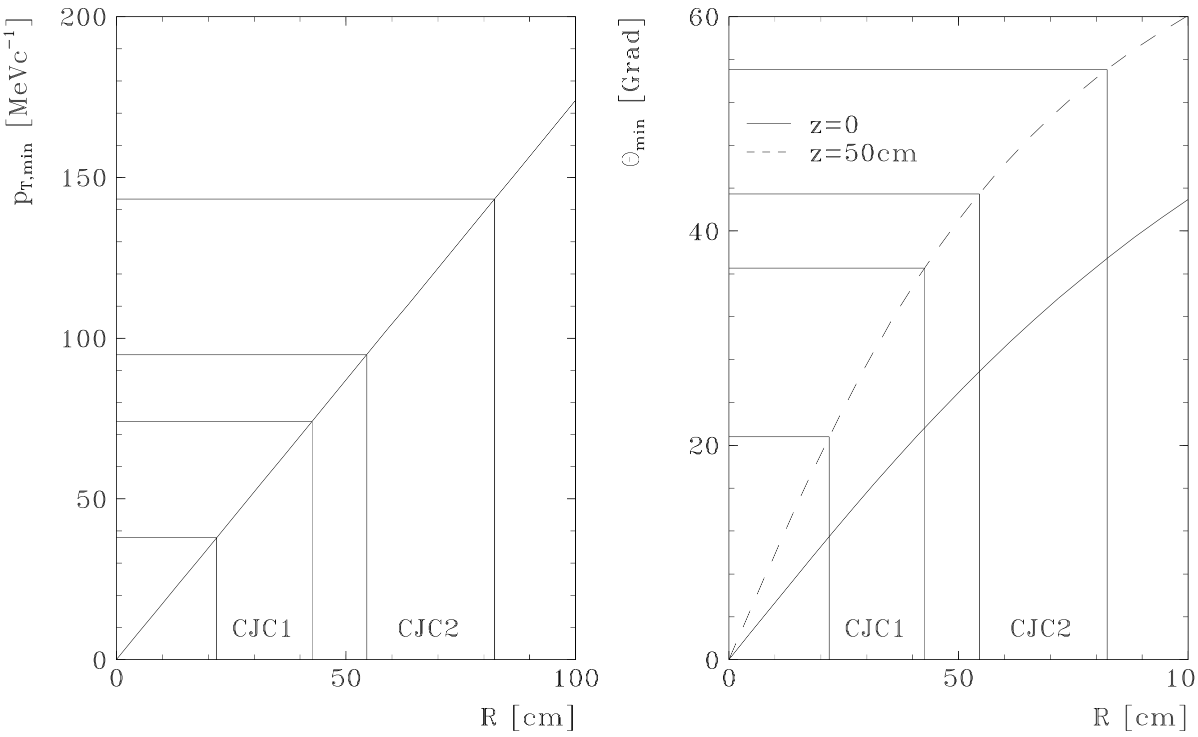


Abbildung 4.4: Geometrische Akzeptanz der CJC in Transversalimpuls und Polarwinkel

Während der Vertexanpassung wird aus den Werten für das Magnetfeld am Spurstart B_{Start}, in der Spurmitte B_{Mitte} und dem Spurende B_{Stop} ein Korrekturfaktor f_B bestimmt. Er bezieht sich auf den nominellen Wert $B_0(z = 0, R = 0)$.

$$f_B = \frac{1 \cdot B_{Start} + 4 \cdot B_{Mitte} + 1 \cdot B_{Stop}}{6 \cdot B_0} \tag{4.9}$$

Die Korrekturen liegen typischerweise bei $\pm 1\%$.
Die Komponenten des Impulses $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ errechnen sich aus Transversalimpuls p_T, Polarwinkel ϕ und Azimutalwinkel θ wie folgt:

$$p = p_T / \sin\theta \tag{4.10}$$
$$p_x = p_T \cdot \cos\phi \tag{4.11}$$
$$p_y = p_T \cdot \sin\phi \tag{4.12}$$
$$p_z = p \cdot \cos\theta \tag{4.13}$$

4.3.3 Auswahlkriterien für Spuren

Das Spurrekonstruktionsprogramm basiert auf der Erkennung von Mustern von Treffern, die zu einer Spur gehören. Dabei werden keine Bedingungen an die Spurparameter (Tab. 4.1 und 4.2) gestellt. Die Entscheidung, ob ein als Spur erkanntes Treffermuster als Teilchen angesehen wird, hängt von der geplanten Analyse ab. In der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse sollen Zerfälle durch die Berechnung invarianter Massen von Spurkombinationen rekonstruiert werden. Die Transversalimpulse sind dabei teilweise sehr

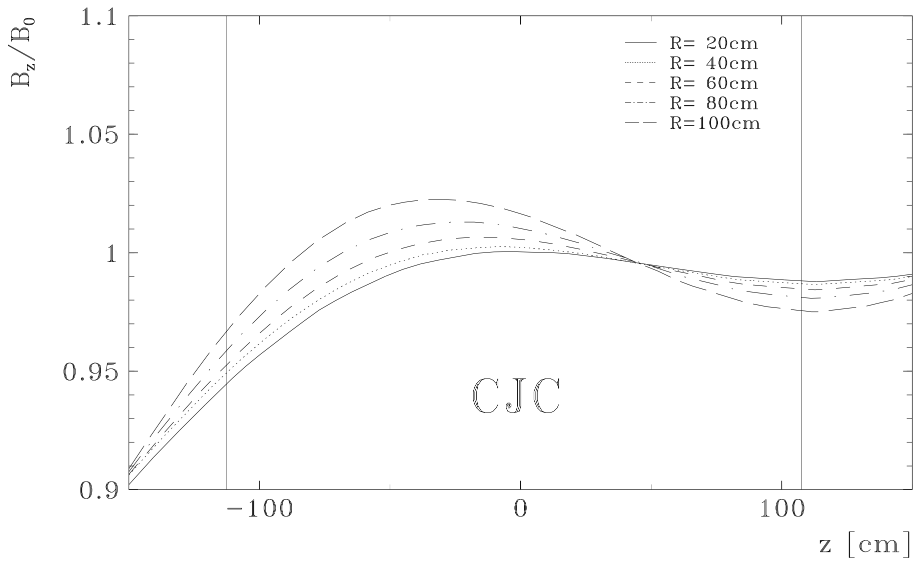


Abbildung 4.5: Relatives Magnetfeld $B_z(z,R)/B_0(0,0)$ in Abhängigkeit von z und R

klein (siehe Kapitel 5.2). Die Abschätzung der Effizienz dieses Verfahrens wird in Kapitel 7.5 mit Hilfe von *Monte Carlo*-Ereignissen behandelt.
Die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz in H1-Daten ist schwierig, da nicht ermittelt werden kann, wieviele geladene Teilchen tatsächlich die CJC durchquert haben. Eine Möglichkeit ist die manuelle Durchsicht von Ereignissen mit dem Ziel, Muster von Treffern, die nicht als Spuren erkannt worden sind, zu zählen. Dabei ist die Entscheidung, ob ein Muster der Spur eines geladenen Teilchens zugeordnet werden kann, besonders für sehr wenige Treffer willkürlich. Die Bestimmung der Spurparameter, insbesondere des Transversalimpulses und der Winkel, ist nur mit großen Unsicherheiten möglich.
Auf der Basis von 100 Ereignissen mit etwa 1000 Spuren ergibt sich durch das manuelle Verfahren eine Rekonstruktionseffizienz von 92 ± 3 % für Spuren mit $p_T > 300\,MeV/c$ [85]. Die Durchsicht von *Monte Carlo*-Ereignissen mit einer entsprechenden Zahl von Spuren ergab eine Effizienz von 100%. Diese Zahlen berücksichtigen Teilchen, die aufgrund von Wechselwirkungen mit dem Material vor der CJC keine Treffer in der CJC erzeugen, nicht.
Für die Spurauswahl stehen die Spurparameter (Tab. 4.1 und 4.2) zur Verfügung. Von allen Spuren wird zusätzlich zu den beschriebenen Einschränkungen der p_T-, θ- und z_0-Bereiche gefordert, daß sie am Anfang der CJC1 beginnen. Für den Startradius soll $R_{Start} < 30\,cm$ gelten. Bei Spuren, die in CJC1 und CJC2 rekonstruiert wurden, aber unterschiedliche Parametrisierungen erhielten, werden die Parameter in CJC1 verwendet. Alle diese Bedingungen sind in Tabelle 4.8 aufgeführt.
Die Neigung der Zellen der CJC gegen die radiale Richtung, die zu einer teilweisen Kompensation des *Lorentz*winkels führt (siehe Kapitel 3.3), erfordert eine getrennte Behandlung der Spuren von negativ und positiv geladenen Teilchen. Die Spuren positiv geladener Teilchen[3] sind in Richtung der Zellneigung gekrümmt. Spuren mit kleinen Transversalimpulsen ($p_T \approx 100\,MeV/c$) durchlaufen deshalb nur wenige Zellen ($1-3$) und kreuzen maximal einmal eine Signaldrahtebene (Anhang B). Im Gegensatz dazu verlaufen Spuren

[3] Positive Spuren

Parameter		Schnitt	Beschreibung
Spurbank		CJKR	CJC-Spuren
R_{Start}	$[cm]$	< 30	Spurstart in CJC1
$\|d_{ca}\|$	$[cm]$	< 5	Kleinster Abstand zum Ursprung
L_{Spur}	$[cm]$	> 10	Radiale Spurlänge
N_{Teffer}		≥ 10	Anzahl der Treffer
$\|z_0\|$	$[cm]$	< 50	Schnittpunkt mit der Strahlachse
p_T	$[GeV/c]$	$0.075 - 5.000$	Transversalimpuls
θ		$20° - 160°$	Polarwinkel

Tabelle 4.8: Bedingungen, die an alle Spuren gestellt werden

negativ geladener Teilchen[4] entgegen der Zellneigung und kreuzen deutlich mehr Signaldrahtebenen $(4 - 6)$.
In den folgenden Betrachtungen zur Spurauswahl wird deshalb zwischen beiden Ladungen unterschieden. Die Histogramme für negative Spuren sind schraffiert dargestellt. In den verschiedenen p_T-Bereichen werden die Parameter, auf die Schnitte zur Spurauswahl angewendet werden, gezeigt und diskutiert. Diese Schnitte sind in den Tabelle 4.9 aufgelistet. Die Spuren stammen aus einem Datensatz, der photoproduzierte 2-Jet-Ereignisse enthält, die durch den Kleinwinkel-Elektrondetektor erkannt wurden [152]. Damit ist gewährleistet, daß der Strahl-Gas-Untergrund klein ist. Es kann damit davon ausgegangen werden, daß die Spuren aus der Elektron-Proton-Streuung stammen [152]. Neben den Verteilungen für Spuren aus H 1-Daten (ep) sind Verteilungen von *Monte Carlo*-Spuren (MC) gezeigt. Alle Verteilungen sind auf die Anzahl ihrer Einträge normiert. Die Anzahl der betrachteten Spuren ist groß genug, um statistisch signifikante Aussagen machen zu können (≈ 62000 Spuren aus H 1-Daten und ≈ 32000 *Monte Carlo*-Spuren).

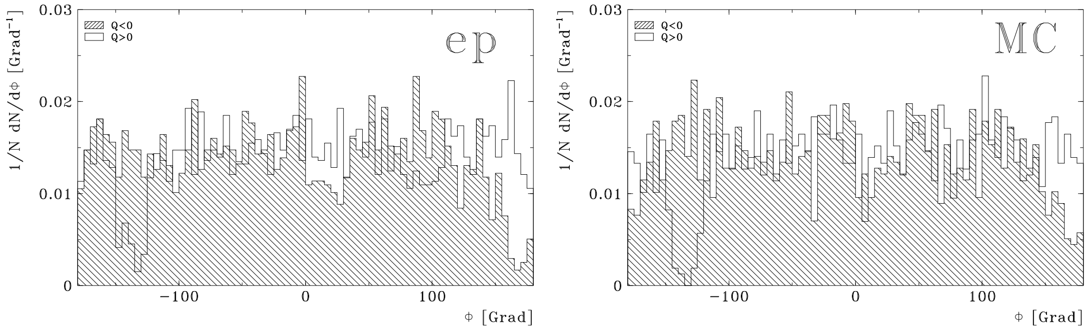
p_T-Bereich $[GeV/c]$	$N_{Treffer}$	$\|d_{ca}\|$ $[cm]$
$0.075 - 0.150$	≥ 10	< 5
$0.150 - 0.450$	≥ 10	< 5
$0.450 - 1.000$	≥ 16	< 1
$1.000 - 5.000$	≥ 16	< 1

Tabelle 4.9: Bedingungen an die Spuren in den verschiedenen Bereichen des Transversalimpulses p_T

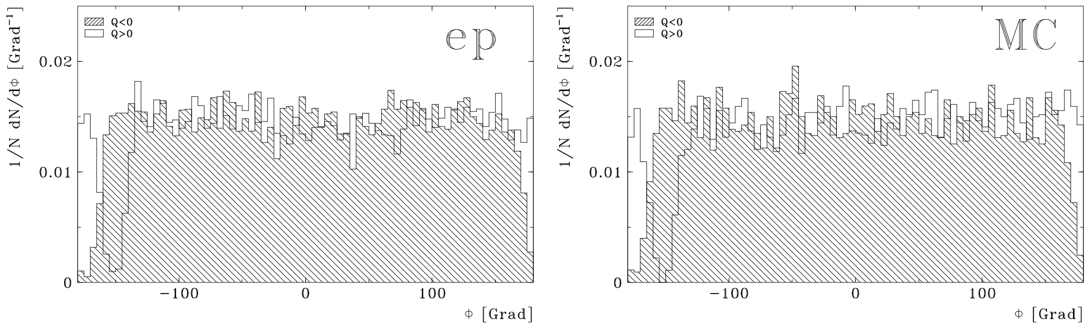
Azimutalwinkel

Die Verteilungen der Azimutalwinkel der Spuren ϕ sind in Abb. 4.6 dargestellt. In der Datennahmeperiode Herbst 1992 mußte aufgrund von Hochspannungsproblemen eine der 24 Zellen der CJC1 abgeschaltet werden. Aufgrund der Größe und des Vorzeichens der Krümmung hängen die Positionen der Lücken in ϕ von Transversalimpuls und Ladung ab. Die fehlende Zelle ist in der *Monte Carlo*-Simulation berücksichtigt. Da sich die ϕ-Verteilungen von H 1-Daten und *Monte Carlo*-Ereignissen gleichen, wird auf eine explizite Einschränkung des ϕ-Bereichs verzichtet.

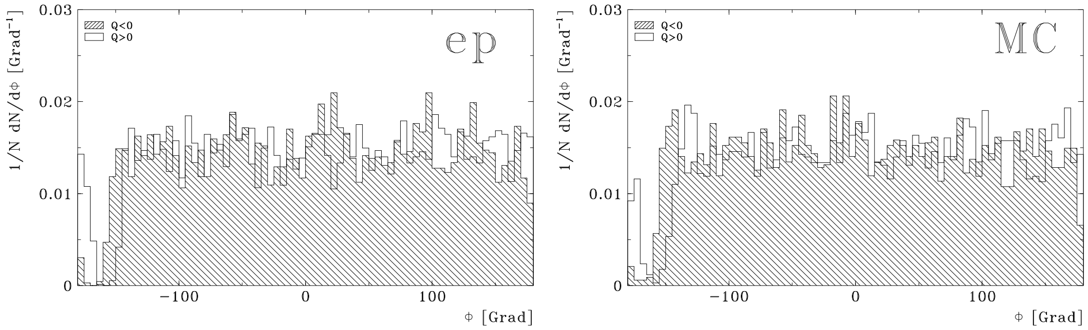
[4] Negative Spuren



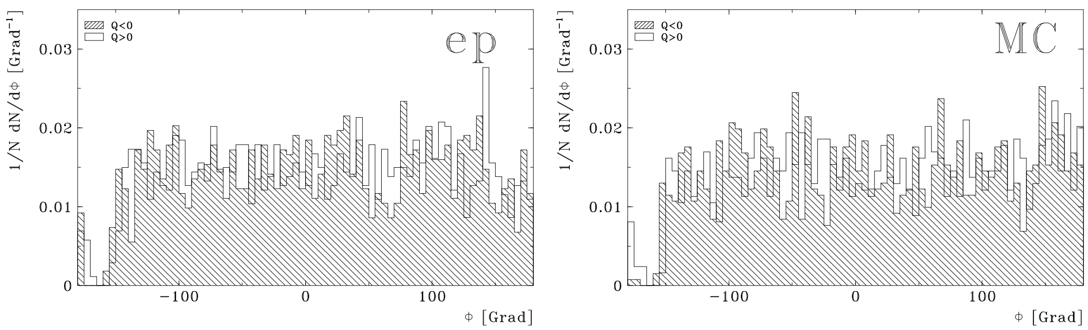
(a) $0.075 < p_T < 0.150\ GeV/c$



(b) $0.150 < p_T < 0.450\ GeV/c$



(c) $0.450 < p_T < 1.000\ GeV/c$



(d) $1.000 < p_T < 5.000\ GeV/c$

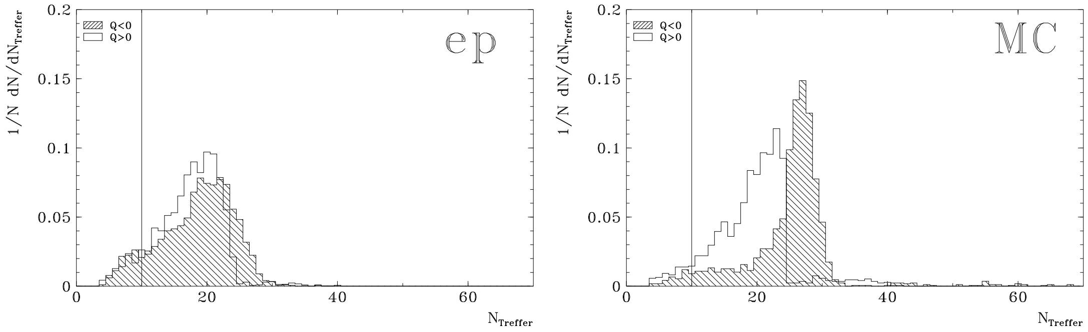
Abbildung 4.6: Verteilung des Azimutalwinkels ϕ der Spuren (Daten (ep), *Monte Carlo* (MC))

Anzahl der CJC-Treffer pro Spur

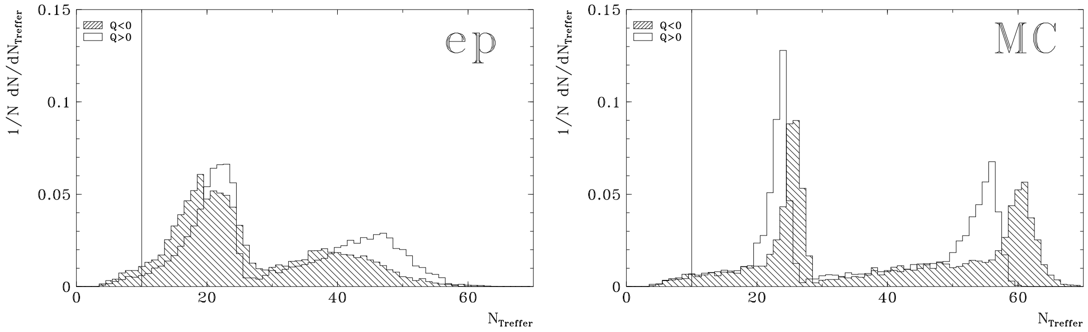
Die Verteilungen der Anzahl der Treffer pro Spur $N_{Treffer}$ zeigt Abb. 4.7. Die senkrechten Linien markieren die Schnitte in Tabelle 4.10.
Im Vergleich zu *Monte Carlo*-Spuren haben die Spuren der H 1-Daten durchweg weniger Treffer. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Signalbildung durch Ionisation des Kammergases und alle weiteren Prozesse bis zur Signalentstehung am Anodendraht nicht simuliert werden. Es werden nur geometrische Effekte berücksichtigt; die Einzeldrahteffizienz ist 100%.
Wenn die Spur parallel zu den Driftlinien verläuft, wird der gesamte Driftraum eines einzelnen Drahtes ionisiert. Die am Signaldraht entstehende Ladungswolke ist dann zeitlich so gestreckt, daß keine eindeutige Zeit- (t) und Ladungsbestimmung (Q) mehr durchgeführt werden kann. Der Treffer geht in aller Regel verloren. Die *Monte Carlo*-Simulation ordnet einer solchen Spur genau einen Treffer mit einer wohldefinierten Driftzeit und Ladung zu.
Aufgrund der Krümmung der Spuren ist es möglich, daß an der Grenze zweier benachbarter Zellen zwei Drähte der gleichen Signaldrahtlage angesprochen werden. Dieser Effekt ist für negative Spuren wahrscheinlicher als für positive, da mehr Zellen durchlaufen werden. In den H 1-Daten tritt dieser Effekt weit seltener auf als in der *Monte Carlo*-Simulation, da die Qt-Messung für Treffer in der Nähe der Zellgrenze (Kathodendrahtebene) durch Inhomogenitäten des elektrischen Feldes erschwert ist.
Schließlich sind Auswirkungen der Mißkalibration von Driftgeschwindigkeit, Zeitnullpunkt und *Lorentz*winkel in der *Monte Carlo*-Simulation nicht berücksichtigt. Sie führen zu Verlusten von Treffern an den Rändern der Zellen [130].
Für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz des betrachteten Zerfallskanals in Kapitel 7.5 werden *Monte Carlo*-Ereignisse verwendet. In Tabelle 4.10 sind deshalb die Anteile der Spuren, die über den angewendeten Schnitten liegen, aufgeführt. Die Zahlen zeigen, daß die Anteile in H 1- und *Monte Carlo*-Daten für Transversalimpulse mit $p_T > 150\,MeV/c$ innerhalb 1% übereinstimmen. Für sehr kleine Transversalimpulse ist der Anteil für *Monte Carlo*-Daten signifikant höher.
Die Werte werden zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Berechung der Rekonstruktionseffizienz in Kapitel 7.5 verwendet.

Schnitt auf die Anzahl der Treffer $N_{Treffer}$					
p_T-Bereich $[GeV/c]$	Schnitt	H 1-Daten		*Monte Carlo*	
		$Q < 0$	$Q > 0$	$Q < 0$	$Q > 0$
$0.075 - 0.150$	≥ 10	90.9 ± 0.6	92.2 ± 0.5	96.8 ± 0.4	94.2 ± 0.6
$0.150 - 0.450$	≥ 10	96.6 ± 0.2	98.1 ± 0.1	97.9 ± 0.2	98.2 ± 0.2
$0.450 - 1.000$	≥ 16	96.3 ± 0.2	97.0 ± 0.2	96.4 ± 0.3	96.4 ± 0.3
$1.000 - 5.000$	≥ 16	96.2 ± 0.5	96.5 ± 0.4	97.6 ± 0.4	96.7 ± 0.4

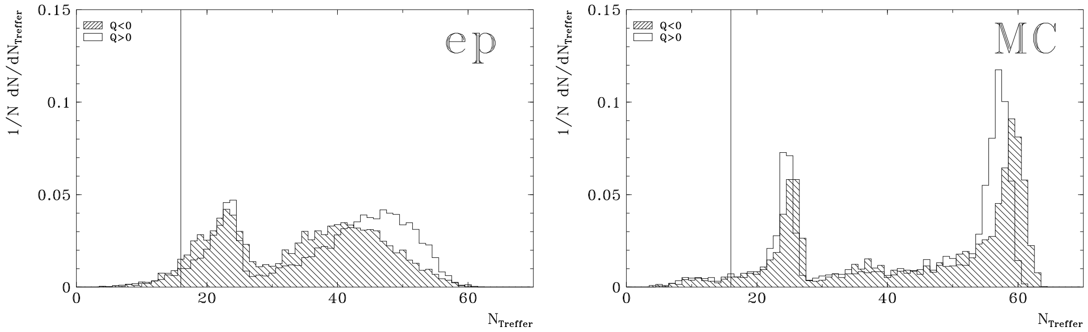
Tabelle 4.10: Anteile der Spuren, die oberhalb des Schnittes auf die Anzahl der Treffer pro Spur $N_{Treffer}$ liegen



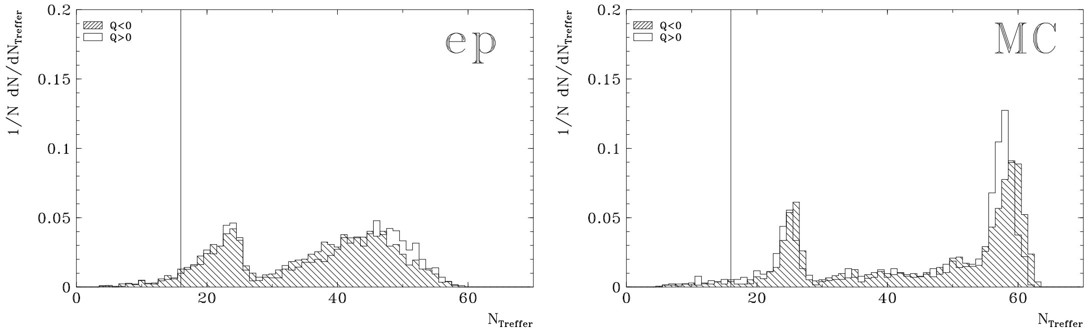
(a) $0.075 < p_T < 0.150\,GeV/c$



(b) $0.150 < p_T < 0.450\,GeV/c$



(c) $0.450 < p_T < 1.000\,GeV/c$



(d) $1.000 < p_T < 5.000\,GeV/c$

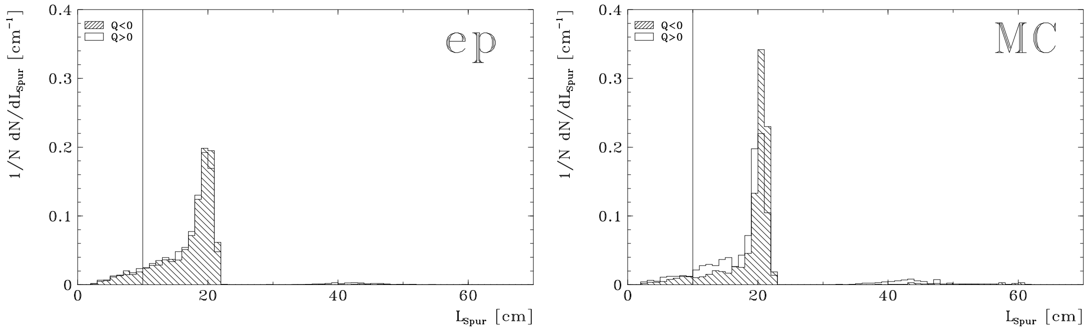
Abbildung 4.7: Verteilung der CJC-Treffer pro Spur $N_{Treffer}$ (Daten (ep), *Monte Carlo* (MC))

Radiale Spurlänge

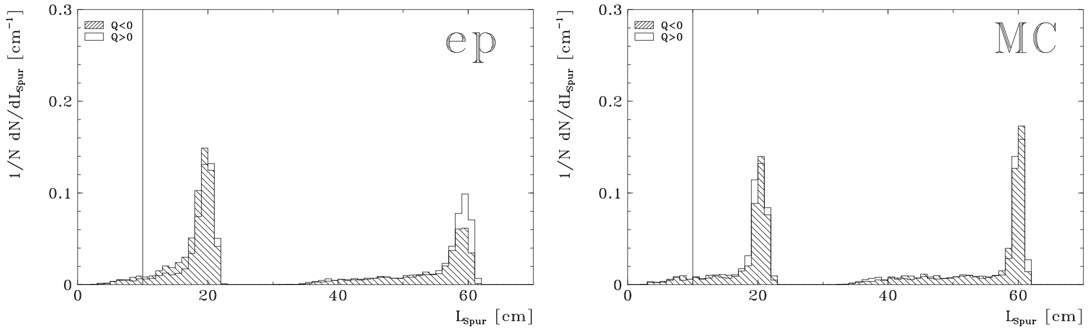
Die Abb. 4.8 zeigt die Verteilungen der radialen Spurlänge L_{Spur}. Die senkrechten Linien markieren die Schnitte (Tab. 4.11).
Da die radiale Spurlänge der radiale Abstand zwischen dem ersten und letzten Treffer der Spur ist, spielt die Anzahl der Zellkreuzungen keine Rolle. Für positive und negative Spuren sehen die Verteilungen deshalb gleich aus. Im Vergleich zu *Monte Carlo*-Spuren sind die Spuren der H 1-Daten geringfügig kürzer. Der Grund dafür sind die im Abschnitt über die Anzahl der Treffer beschriebenen Unterschiede zwischen H 1-Daten und *Monte Carlo*-Simulation.
In Tabelle 4.11 sind die Anteile der Spuren aufgelistet, die über den Schnitten liegen. Die Zahlen zeigen ein ähnliches Verhalten wie die für die Schnitte auf die Anzahl der Treffer (Tab. 4.10).

Schnitt auf die radiale Spurlänge L_{Spur}					
p_T-Bereich $[GeV/c]$	Schnitt	H 1-Daten		*Monte Carlo*	
		$Q < 0$	$Q > 0$	$Q < 0$	$Q > 0$
$0.075 - 0.150$	$> 10\,cm$	90.9 ± 0.6	90.3 ± 0.5	94.5 ± 0.6	92.3 ± 0.4
$0.150 - 0.450$	$> 10\,cm$	96.4 ± 0.2	97.3 ± 0.1	96.1 ± 0.3	96.7 ± 0.2
$0.450 - 1.000$	$> 10\,cm$	99.3 ± 0.1	99.2 ± 0.1	97.6 ± 0.3	97.7 ± 0.3
$1.000 - 5.000$	$> 10\,cm$	98.6 ± 0.3	98.8 ± 0.3	98.5 ± 0.3	98.2 ± 0.4

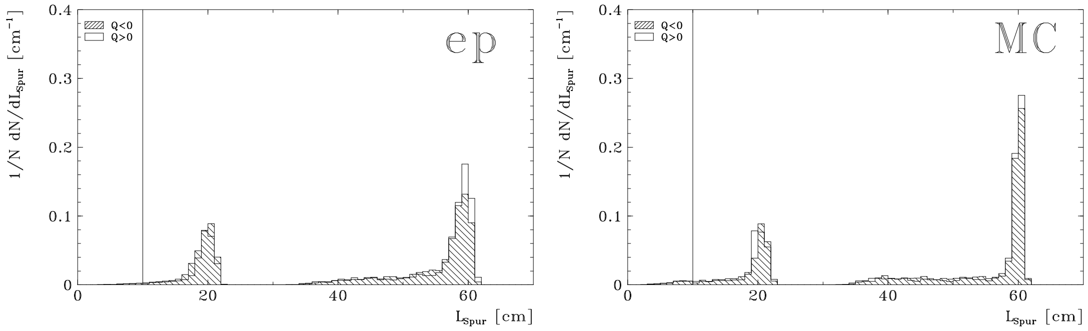
Tabelle 4.11: Anteile der Spuren, die oberhalb der Schnitte auf die radiale Spurlänge L_{Spur} liegen



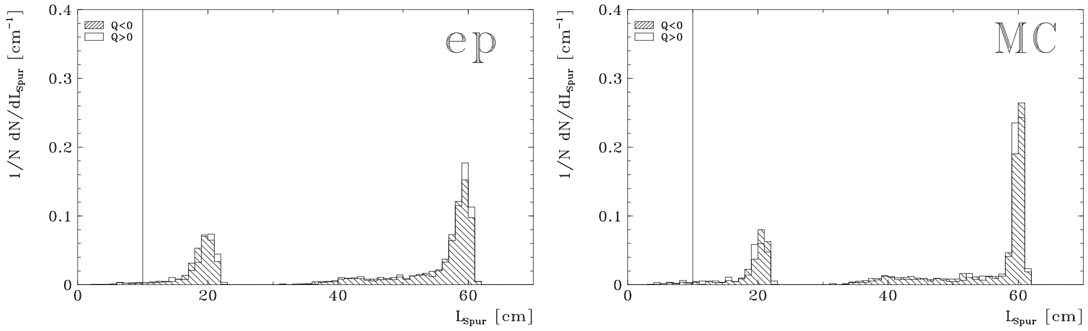
(a) $0.075 < p_T < 0.150\,GeV/c$



(b) $0.150 < p_T < 0.450\,GeV/c$



(c) $0.450 < p_T < 1.000\,GeV/c$



(d) $1.000 < p_T < 5.000\,GeV/c$

Abbildung 4.8: Verteilung der radialen Spurlänge L_{Spur} (Daten (ep), *Monte Carlo* (MC))

Kleinster Abstand zum Ursprung

Die Verteilungen der kleinsten Abstände der Spuren zum Ursprung d_{ca} sind in Abb. 4.9 gezeigt.
Aufgrund von Wechselwirkungen der Teilchen im Material vor der CJC ($0.02\ X_0$) zeigt die in der CJC rekonstruierte Spur nicht exakt zum primären Vertex. Zwei Effekte tragen bei:

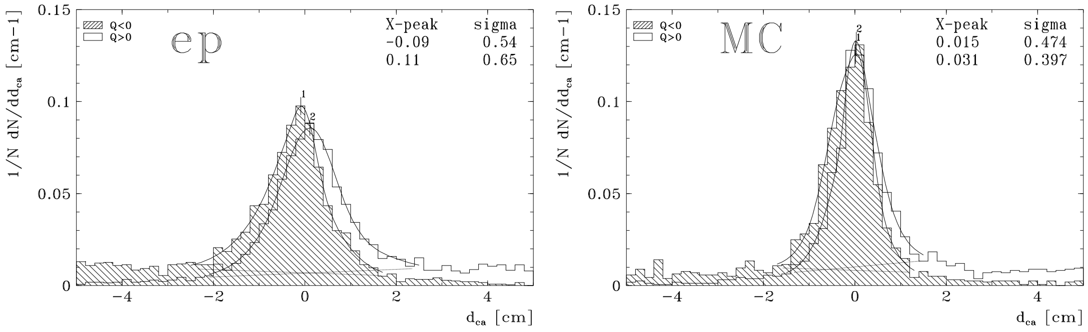
- Die Teilchen verlieren Energie. Der Energieverlust hängt von der Masse und der Geschwindigkeit des Teilchens ab und wird durch die *Bethe-Bloch*-Formel oder das Photon-Absorptions-Ionisations-Modell PAIM beschrieben [140]. Er nimmt für Impulse im Bereich $p \approx 3 - 4 \cdot m_0\, c$ (m_0 = Ruhemasse des Teilchens) ein Minimum an und steigt zu kleineren Impulsen hin stark an. *Monte Carlo*-Studien ergeben, daß Pionen mit einem Impuls von $p_{Gen} = 100\, MeV/c$ in der CJC im Mittel mit $\langle p_{Rec} \rangle = 95\, MeV/c$ rekonstruiert werden (Anhang B) und [137]). Wegen der zu großen Krümmung zeigen die Spuren deshalb am Laufvertex vorbei. Die d_{ca}-Verteilungen der positiven Teilchen sind deshalb zu positiven Werten hin verschoben, die von negativen Teilchen zu negativen Werten. Für große Transversalimpulse ist dieser Effekt klein.

- Die ursprüngliche Richtung der Teilchen wird durch Vielfach-Streuung geändert. Diese Richtungsänderung führt zu einer Verbreiterung der d_{ca}-Verteilungen und überwiegt für kleine Impulse (siehe Kapitel 4.4).

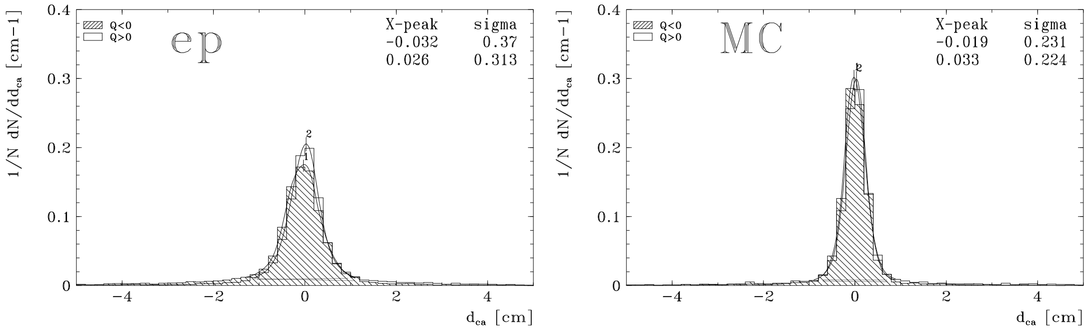
Im Rahmen einer Diplomarbeit wurden detaillierte Untersuchungen dieser Effekte durchgeführt [137].
In Tabelle 4.12 sind die Auswirkungen von Schnitten auf das d_{ca} quantifiziert. Diese Schnitte haben zusätzlich den Zweck, Spuren von sekundären Vertizes zu verwerfen.
In Kapitel 4.4 wird sich zeigen, daß der kleinste Abstand zum Ursprung und sein Meßfehler Auswirkungen auf die Vertexanpassung haben.

Schnitt auf den kleinsten Abstand zum Ursprung $\|d_{ca}\|$					
p_T-Bereich $[GeV/c]$	Schnitt	H1-Daten		*Monte Carlo*	
		$Q < 0$	$Q > 0$	$Q < 0$	$Q > 0$
$0.075 - 0.150$	$< 5\, cm$	100	100	100	100
$0.150 - 0.450$	$< 5\, cm$	100	100	100	100
$0.450 - 1.000$	$< 1\, cm$	96.1 ± 0.2	94.2 ± 0.3	97.4 ± 0.3	96.2 ± 0.3
$1.000 - 5.000$	$< 1\, cm$	95.9 ± 0.5	93.8 ± 0.6	98.5 ± 0.3	98.3 ± 0.4

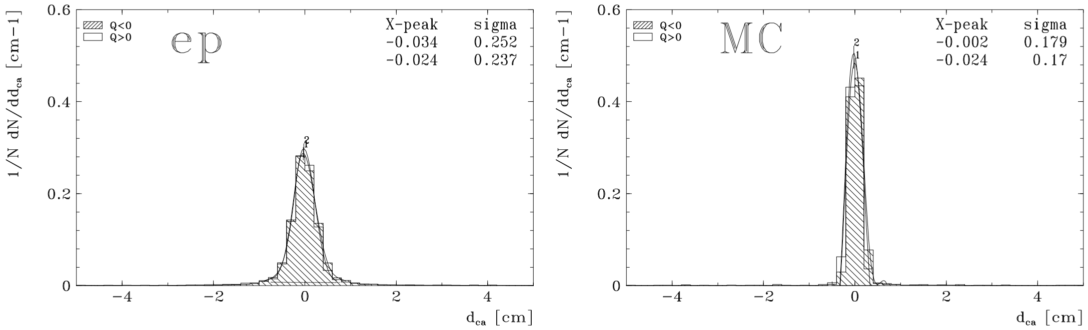
Tabelle 4.12: Anteile der Spuren, die unterhalb der Schnitte auf den kleinsten Abstand zum Ursprung d_{ca} liegen



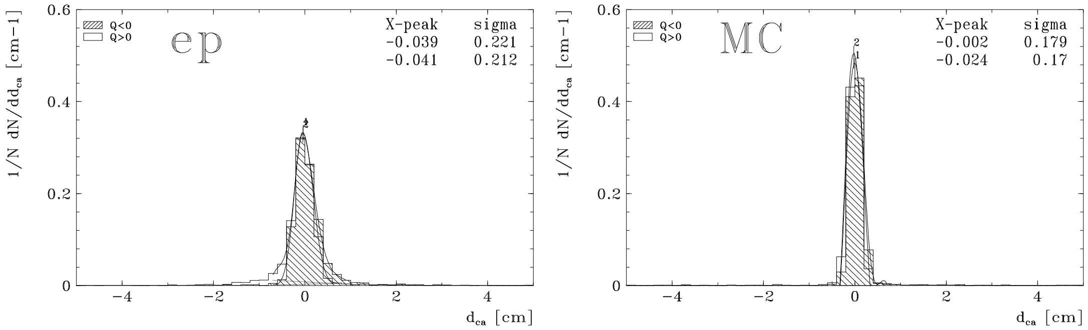
(a) $0.075 < p_T < 0.150\, GeV/c$



(b) $0.150 < p_T < 0.450\, GeV/c$



(c) $0.450 < p_T < 1.000\, GeV/c$



(d) $1.000 < p_T < 5.000\, GeV/c$

Abbildung 4.9: Verteilung des kleinsten Abstandes zum Ursprung d_{ca} (Daten (ep), *Monte Carlo* (MC))

4.4 Impuls- und Richtungsauflösung

Die nominellen Werte für die Auflösung in Transversalimpuls p_T und Polarwinkel θ bei gegebenen Einzeltrefferauflösungen in der $r\phi$-Ebene $\sigma_{r\phi}$ und der z_0-Position σ_z berechnen sich nach [139]. Für eine Spur der radialen Länge L_{Spur} $[m]$ mit $N_{Treffer}$ äquidistanten Meßpunkten gilt in einem Magnetfeld B $[T]$:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{\sigma_{r\phi}}{0.3 \cdot B \cdot L_{Spur}^2} \cdot p_T \cdot \sqrt{\frac{720}{N_{Treffer}+4}} \tag{4.14}$$

und

$$\sigma_\theta = \frac{\sigma_z}{L_{Spur}} \cdot \sqrt{\frac{12 \cdot (N_{Treffer}-1)}{N_{Treffer} \cdot (N_{Treffer}+1)}} \tag{4.15}$$

In Abb. 4.10 sind die relativen Fehler gegen die Spurlänge aufgetragen. Die Einzeltrefferauflösungen sind $\sigma_{r\phi} = 195\,\mu m$ [134] und $\sigma_z = 2.2\,cm$ [126].

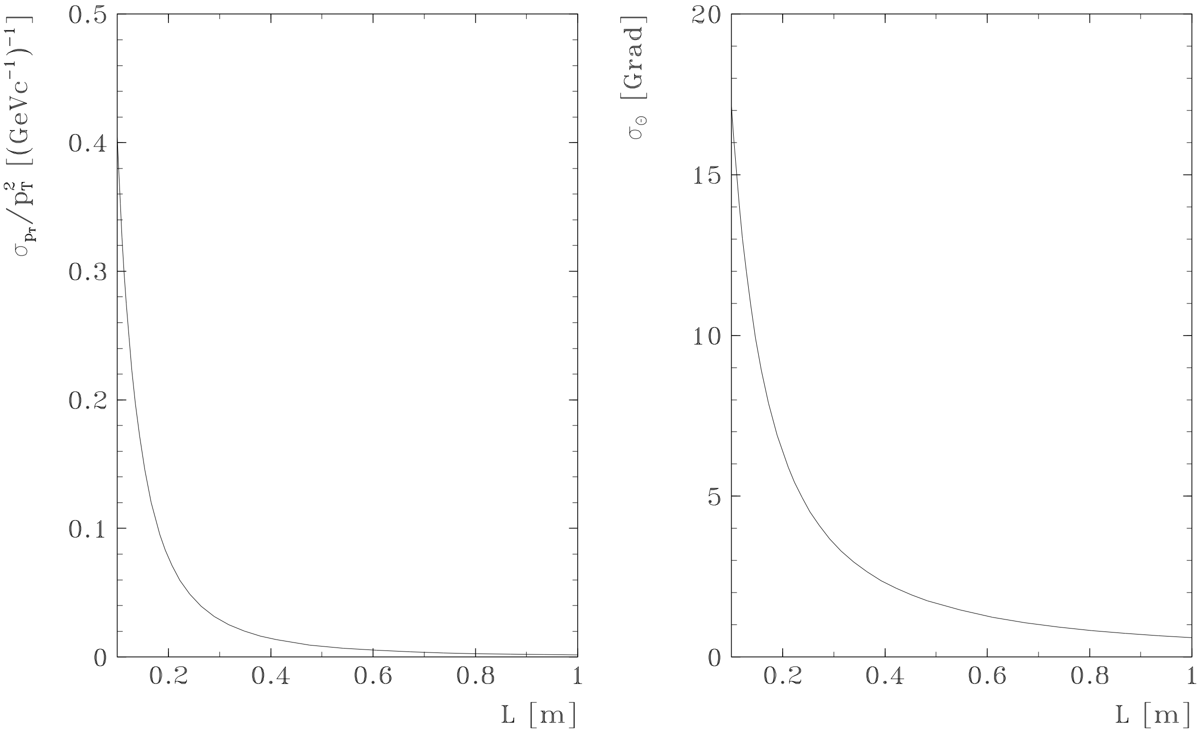


Abbildung 4.10: Nominelle Auflösungen des Transversalimpulses σ_{p_T}/p_T^2 und des Polarwinkels σ_θ gegen die radiale Spurlänge L

Für die in der Spurrekonstruktion bestimmten Helixparameter κ, ϕ, θ, d_{ca} und z_0 ist eine Fehlermatrix verfügbar. Ihre Elemente ergeben sich durch Fehlerfortpflanzung der Einzelfehler der Treffer. Zur Abschätzung der Auflösungen werden die folgenden Untersuchungen angestellt.

Transversalimpuls

Die Bestimmung der Auflösung des Transversalimpulses σ_{p_T}/p_T^2 wurde mit verschiedenen Verfahren durchgeführt:

- Mit einer Einzeldrahtauflösung von $\sigma_{r\phi} = 195\,\mu m$ ergibt sich nach Formel 4.14 sich für Spuren, die die CJC1+2 durchqueren ($L_{Spur} = 60\,cm$ und $N_{Treffer} = 56$) eine Auflösung von $\sigma_{p_T}/p_T^2 = 0.5\,\%\,(GeV/c)^{-1}$. Dieser Wert wird als nominelle Auflösung bezeichnet.

- Der Vergleich der Transversalimpulse der beiden Spurteile eines Teilchens der kosmischen Höhenstrahlung ergab $\sigma_{p_T}/p_T^2 = 0.8\,\%\,(GeV/c)^{-1}$. Dieser im Vergleich zur nominellen Auflösung um einen Faktor 1.6 schlechtere Wert wurde auf die Kalibration zurückgeführt [130].

- Die Breite der invarianten Massenverteilung von K^0-Mesonen ist in den H1-Daten etwa 40% größer als in *Monte Carlo*-Ereignissen.

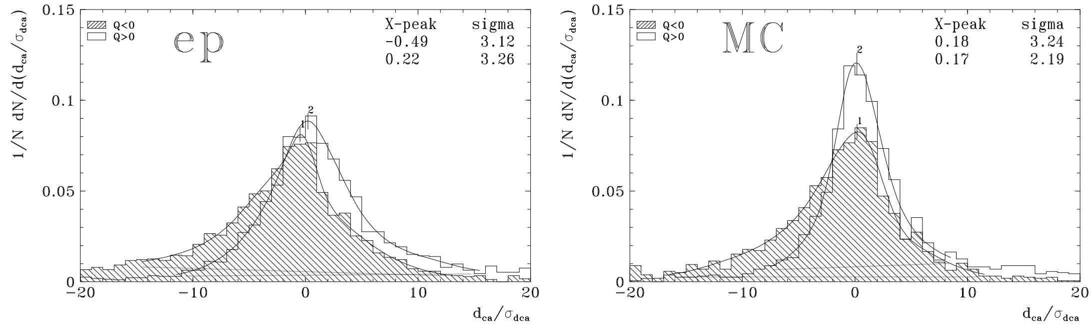
Die angeführten Werte für die Genauigkeit der Messung des Transversalimpulses σ_{p_T}/p_T^2 legen unterschiedliche radiale Spurlängen zugrunde. So hatten die Spuren der kosmischen Höhenstrahlung, deren Transversalimpulse hoch waren ($p_T \gg 1\,GeV/c$), mehr als 50 Treffer und radiale Spurlängen von $L_{Spur} > 50\,cm$. In Kapitel 4.3 wurde bereits gezeigt, daß die radiale Spurlänge in den Bereichen des Transversalimpulses deutlich verschieden sind. Im Vergleich zur nominellen Auflösung bei $L_{Spur} = 60\,cm$ und $N_{Treffer} = 56$ verschlechtert sich der Wert für σ_{p_T}/p_T^2 bei $L_{Spur} = 20\,cm$ und $N_{Treffer} = 20$ nach Formel 4.14 um einen Faktor 14 auf $\sigma_{p_T}/p_T^2 = 5\,\%\,(GeV/c)^{-1}$. Die radiale Spurlänge dominiert die Genauigkeit der Messung von σ_{p_T}/p_T^2.
Die in Kapitel 4.3 beschriebenen Inhomogenitäten des Magnetfeldes sind ebenfalls nicht berücksichtigt. Ihr Einfluß liegt im Bereich von einigen Prozent.

Azimutalwinkel ϕ

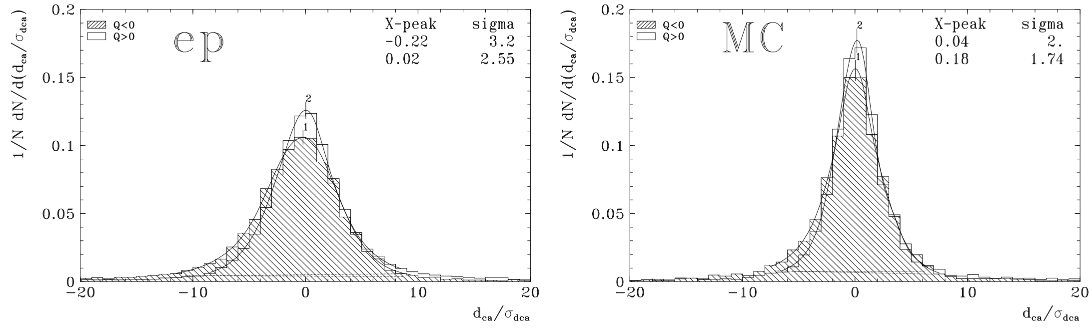
Die Auflösung im Azimuthalwinkel wurde durch den Vergleich der beiden Spurteile eines Teilchens der kosmischen Höhenstrahlung in [130] zu $\sigma_\phi = 0.133°$ bestimmt. Da dazu Spuren mit großen Spurlängen und großen Impulsen verwendet wurden, wird die Auflösung für sehr kleine und kleine Transversalimpulse um eine Größenordnung schlechter erwartet.

Kleinster Abstand zum Ursprung

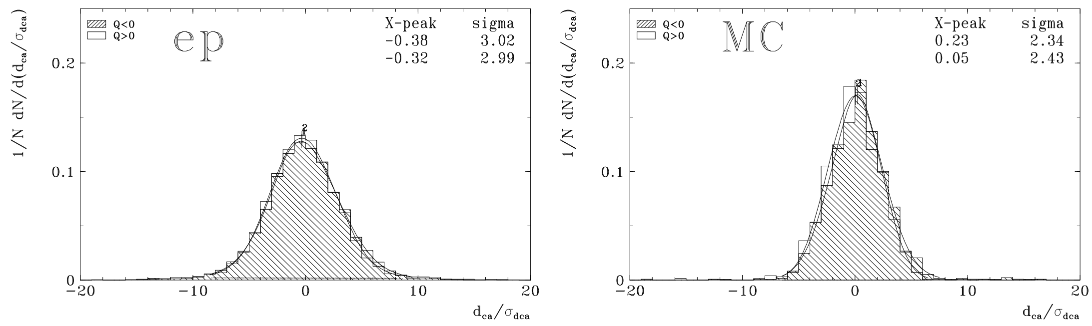
Die Verteilung der kleinsten Abstände zum Usprung wurden schon in Kapitel 4.3 diskutiert. In Abb. 4.11 sind die auf die Fehler normierten d_{ca} gezeigt (normierte Residuen). Die Verteilungen haben sowohl für H1-Daten als auch für *Monte Carlo*-Spuren Breiten von deutlich über 1. Die tatsächlichen Residuen können mit den durch Fehlerfortpflanzung bestimmten Fehlern nicht erklärt werden. Dieser Effekt wird der Wechselwirkung der Teilchen mit dem Material vor der CJC zugeschrieben [137]. Sowohl der Energieverlust als auch die Vielfach-Streuung führen zu großen Abständen zum Ursprung (siehe Kapitel 4.3). Besonders bei niedrigen Impulsen spielen diese Effekte eine Rolle (siehe Anhang B). Der in [130] angegeben Wert von $\sigma_{dca} = 0.420\,\mu m$ schließt die beschriebenen Effekte nicht mit ein.



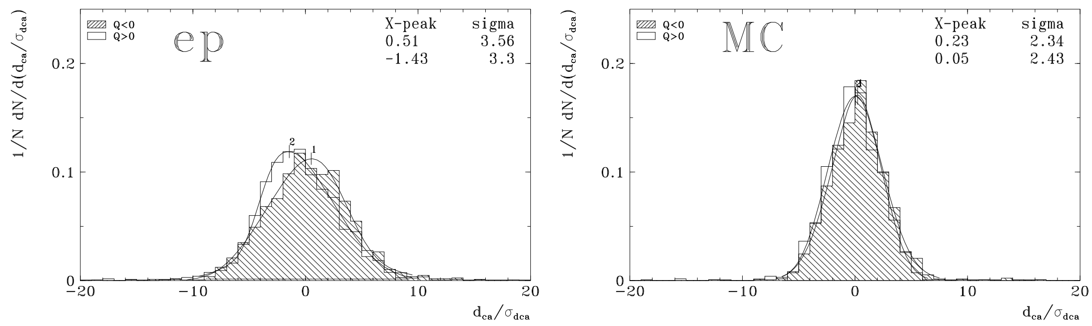
(a) $0.075 < p_T < 0.150\, GeV/c$



(b) $0.150 < p_T < 0.450\, GeV/c$



(c) $0.450 < p_T < 1.000\, GeV/c$



(d) $1.000 < p_T < 5.000\, GeV/c$

Abbildung 4.11: Verteilung des normierten Residuums d_{ca}/σ_{dca}

Polarwinkel θ

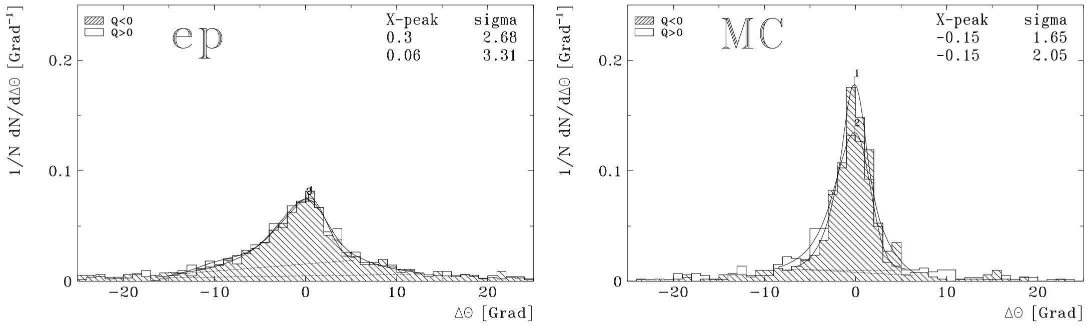
Der nominelle Wert für die Genauigkeit der Messung des Polarwinkels ist nach Formel 4.15 für $L_{Spur} = 60\,cm$ und $N_{Treffer} = 56$ $\sigma_\theta = 1°$. Für Spuren mit sehr kleinen Transversalimpulsen ($0.075 < p_T < 0.150\ GeV/c$) mit $L_{Spur} = 20\,cm$ und $N_{Treffer} = 20$ ergibt sich ein um einen Faktor 2.7 schlechterer Wert von $\sigma_\theta = 2.7°$. Im Gegensatz zur Auflösung in Transversalimpuls σ_{p_T}/p_T^2 und Azimutalwinkel σ_ϕ kann σ_θ mit Spuren der H 1-Daten bestimmt werden.
Die Bestimmung des Ereignisvertexes entlang der Strahlachse z_V wurde in Kapitel 4.1 beschrieben. Die durch dieses Verfahren erreichte Genauigkeit wird durch die Anzahl der verwendeten Spuren bestimmt und liegt in der Größenordnung $1 - 10\ mm$. Für jede Spur läßt sich der Abstand des Schnittpunktes mit der Strahlachse z_0 zum Ereignisvertex z_V bestimmen. Das Residuum ist definiert als:

$$\Delta z \equiv z_0 - z_V \tag{4.16}$$

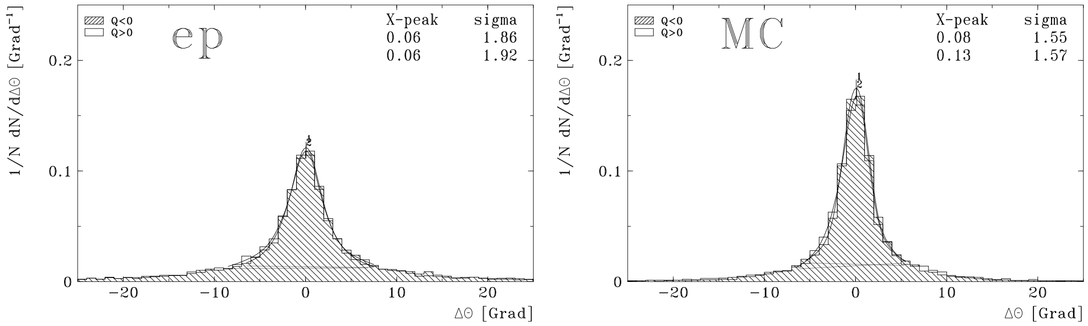
Mit Hilfe der Elemente der Fehlermatrix berechnet sich damit eine Korrektur für den Polarwinkel, sodaß die Spur zum Ereignisvertex z_V zeigt:

$$\Delta\theta = \rho_{\theta z_0} \cdot \frac{\sigma_\theta}{\sigma_{z_0}} \cdot \Delta z_0 \tag{4.17}$$

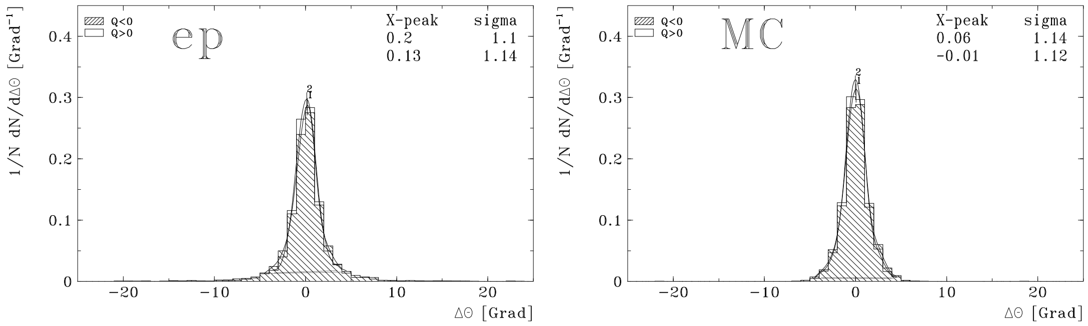
Die $\Delta\theta$ können als Maß für die θ-Auflösung verwendet werden. Die Verteilungen dieser Größe für vier Bereiche der radialen Spurlänge sind in Abb. 4.12 gezeigt. Für Spuren, die nur in CJC1 gemessen werden ($L_{Spur} < 30\,cm$), haben die Verteilungen Ausläufer zu großen Werten. Erst für Spuren, die in CJC1 und CJC2 gemessen werden ($L_{Spur} > 30\,cm$), erlaubt die Rekonstruktion eine zuverlässige Messung des Polarwinkels. Für Spuren mit radialen Spurlängen von $L_{Spur} > 15\,cm$ werden Werte von $\sigma_\theta \approx 2°$ erreicht.
Die Verteilungen der auf die Fehler normierten Residuen sind in Abb. 4.13 abgebildet. Die Breiten der Verteilungen liegen für H 1-Daten durchgehend etwa 20% über 1. Daraus folgt, daß die durch Fehlerfortpflanzung bestimmten Fehler die tatsächlichen Abweichungen unterschätzen. In diesem Rahmen werden jedoch auch die Ausläufer durch die Fehler beschrieben.
Auch *Monte Carlo*-Spuren haben Ausläufer bei kleinen Transversalimpulsen,wenn auch die Residuen bei geringen Spurlängen deutlich kleiner sind.
Die Untersuchungen lassen darauf schließen, daß die z-Auflösung der Einzeltreffer zu schlecht ist, um auf der Basis von $10 - 15$ Treffern eine Anpassungsrechnung in der sz-Ebene durchzuführen. Aus diesem Grund ist für die kommenden Datennahmeperioden ein neues Rekonstruktionsprogramm entwickelt worden [150]. Der Polarwinkel und der Schnittpunkt mit der Strahlachse werden nicht mehr gemeinsam bestimmt. In jedem Ereignis werden die Spuren erst in der xy-Ebene rekonstruiert und an den Laufvertex angepaßt. Aus langen Spuren ($L_{Spur} > 30\,cm$) wird anschließend der Ereignisvertex entlang der Strahlachse z_V mit einer Genauigkeit von $1 - 10\ mm$ berechnet. Mit diesem Wert als festem Punkt können dann die Polarwinkel der Spuren angepaßt werden.
Die in dieser Arbeit verwendete Vertexanpassung arbeitet nach einem ähnlichen Prinzip. Die Polarwinkel der Spuren werden, wie oben beschrieben, zum Ereignisvertex z_V des Ereignisses hin korrigiert. Dabei werden die einzelnen Treffer jedoch nicht neu angepaßt. Für kurze Spuren bedeutet das eine Verbesserung der θ-Auflösung um etwa eine Größenordnung.



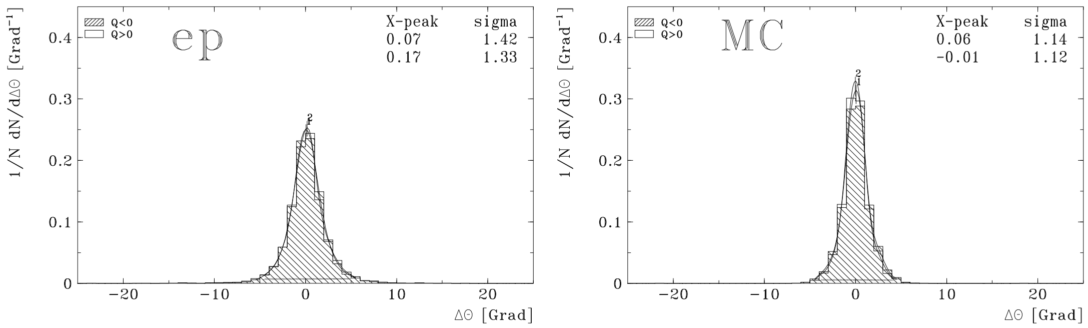
(a) $10 < L_{Spur} < 15\ cm$



(b) $15 < L_{Spur} < 30\ cm$

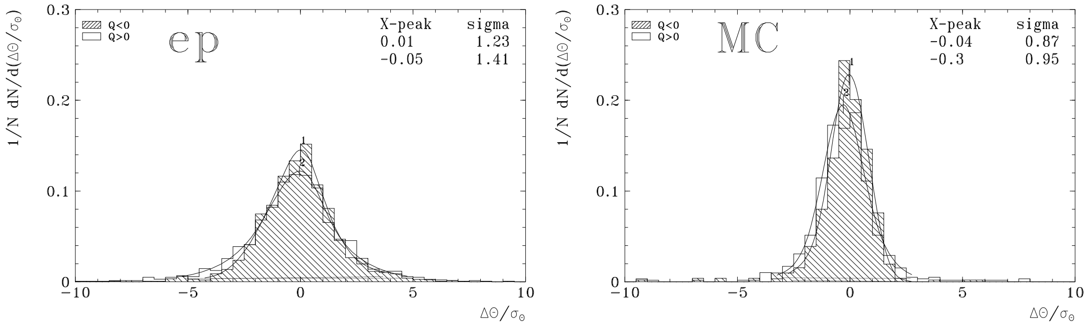


(c) $30 < L_{Spur} < 55\ cm$

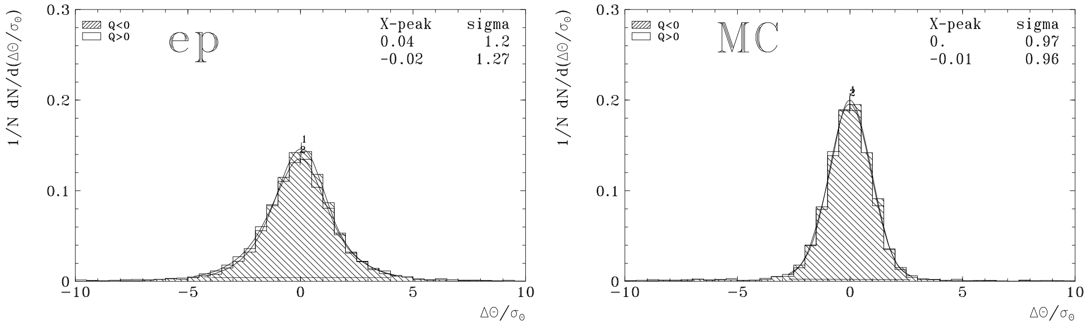


(d) $55 < L_{Spur} < 70\ cm$

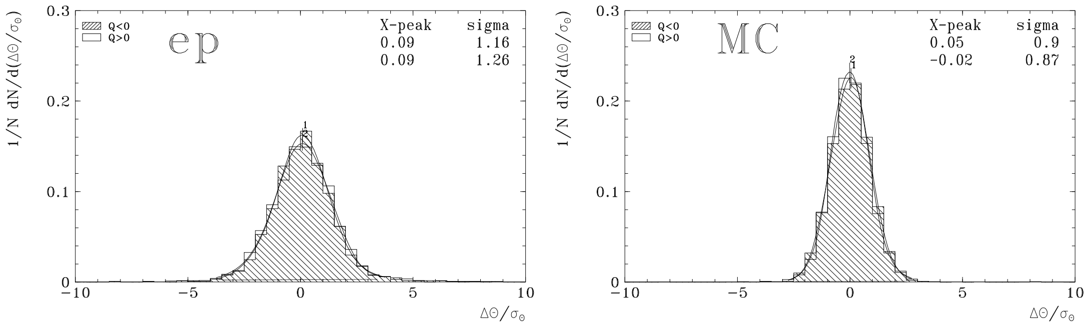
Abbildung 4.12: Verteilung des Residuums des Polarwinkels $\Delta\theta$



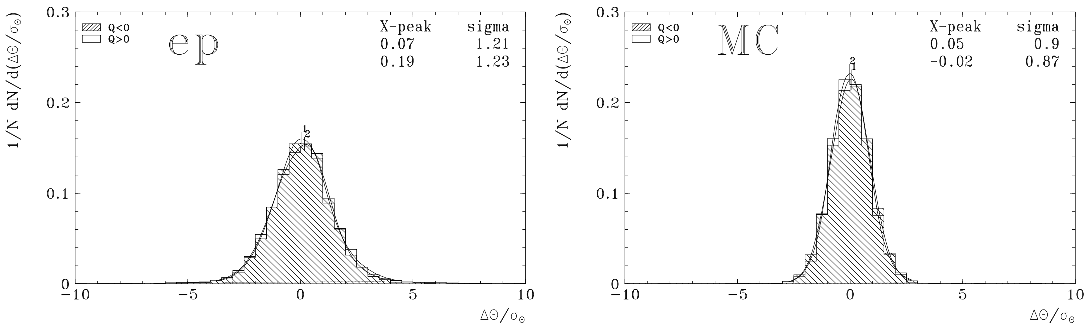
(a) $10 < L_{Spur} < 15\ cm$



(b) $15 < L_{Spur} < 30\ cm$



(c) $30 < L_{Spur} < 55\ cm$



(d) $55 < L_{Spur} < 70\ cm$

Abbildung 4.13: Verteilung des normierten Residuums $\Delta\theta/\sigma_\theta$

4.5 Effizienz der Vertexanpassung

Zur Verbesserung der Impuls- und Richtungsauflösung wird der Laufvertex als zusätzlicher Spurpunkt verwendet (siehe Kapitel 4.1). Während in der xy-Ebene eine Anpassungsrechnung durchgeführt wird, werden die Polarwinkel so korrigiert, daß die Spuren zum Ereignisvertex z_V zeigen.
Für die Anpassungsrechung spielt der kleinste Abstand zum Ursprung d_{ca} die entscheidende Rolle. Diese Größe und ihr Fehler σ_{dca} sind ein Maß für die Verträglichkeit der Spur mit dem Laufvertex. Die Konvergenz der Anpassungsrechung hängt deshalb von dem normierten Residuum d_{ca}/σ_{dca} ab. In Kapitel 4.4 wurde gezeigt, daß die durch Fehlerfortpflanzung bestimmten Fehler die d_{ca}-Verteilungen nicht erklären können. Der Grund ist die Wechselwirkung der Teilchen im Material vor der CJC, die zu Energieverlust und Vielfach-Streuung führt. Diese Effekte sind in den Fehlern nicht berücksichtigt. In der für diese Arbeit verwendeten Version des Anpassungsprogramms wurde versucht, die Fehler von d_{ca} und ϕ entsprechend der erwarteten Vielfachstreuung zu vergrößern. Detaillierte Untersuchungen [137] zeigen jedoch, daß die angewendeten Korrekturen für kleine Impulse deutlich zu gering sind, da der Energieverlust nicht berücksichtigt wird (siehe Anhang B). Entsprechende Verfahren zur vollständigen Behandlung dieser Effekte werden studiert, standen aber für diese Arbeit noch nicht zur Verfügung.
In Tabelle 4.13 sind die Anteile der Spuren, die an den Laufvertex angepaßt werden konnten, aufgelistet. Der Anteil ist für *Monte Carlo*-Spuren durchweg größer. Dies ist auf die schmaleren Verteilungen von d_{ca} und d_{ca}/σ_{dca} zurückzuführen (Abb. 4.9 und Abb. 4.11).

Effizienz der Vertexanpassung				
p_T-Bereich $[GeV/c]$	H1-Daten		*Monte Carlo*	
	$Q<0$	$Q>0$	$Q<0$	$Q>0$
$0.075-0.150$	75.4 ± 0.9	78.1 ± 0.8	83.7 ± 1.0	81.8 ± 1.0
$0.150-0.450$	86.6 ± 0.3	88.3 ± 0.3	92.9 ± 0.4	91.7 ± 0.3
$0.450-1.000$	97.4 ± 0.2	97.6 ± 0.2	98.9 ± 0.2	98.6 ± 0.2
$1.000-5.000$	97.8 ± 0.4	97.4 ± 0.4	98.8 ± 0.3	99.1 ± 0.3

Tabelle 4.13: Anteile der Spuren, die an den Laufvertex angepaßt werden konnten

Kapitel 5

Nachweis von Ereignissen mit Charm

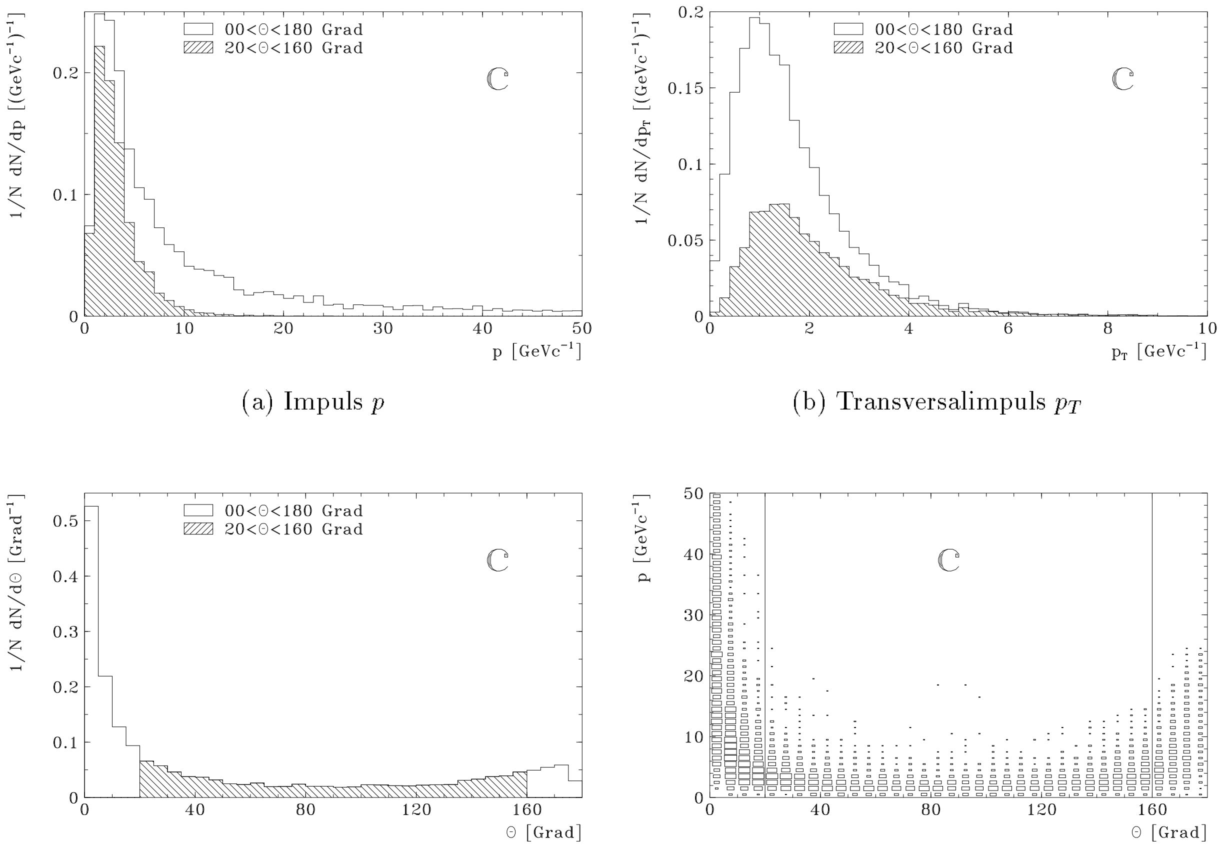
Die Mechanismen zur Erzeugung von *Charm* in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA wurden bereits in Kapitel 2.2.1 beschrieben. *Charm*-Quarks werden in Photoproduktion erzeugt. Daraus ergeben sich die typischen kinematischen Eigenschaften der *Charm*-Quarks und ihrer Fragmentationsprodukte. Die kinematischen Eigenschaften geben die Rahmenbedingungen für die Untersuchungen von Teilchen mit *Charm* mit dem H 1-Detektor vor.
In diesem Kapitel werden die Rahmenbedingungen mit Hilfe von *Monte Carlo*-Ereignissen untersucht. Die daraus abgeleiteten Erkenntnisse kommen dann in der Analyse der H 1-Daten zur Anwendung.

5.1 Kinematische Eigenschaften der Charm-Quarks

Die folgenden Untersuchungen basieren auf den Vierervektoren, die den Teilchen bei der Generierung der Ereignisse zugeordnet werden (Generatorniveau). Auf die Simulation des Detektors wird hier verzichtet.
In Abb. 5.1(a-d) sind einige kinematische Eigenschaften der *Charm*-Quarks gezeigt. Die *Charm*-Quarks stammen aus *Monte Carlo*-Ereignissen, die mit dem Generator PYTHIA als Ereignisse der Photoproduktion bei HERA generiert wurden. Als Eingangsgrößen wurden die Photon-Strukturfunktion GRV HO und die Proton-Strukturfunktion MRS D- gewählt (siehe Kapitel 2.2.1).
Die *Charm*-Quarks werden vorwiegend in Vorwärtsrichtung ($\theta < 20°$) erzeugt (Abb. 5.1(c)). Nur etwa 30% aller *Charm*-Quarks liegen im Zentralbereich des Detektors (schraffierter Bereich mit $20° < \theta < 160°$). Dort sind die Impulse am kleinsten (Abb. 5.1(a,d)). Die Linien markieren die Grenzen des Akzeptanzbereiches des zentralen Spurendetektors. Der Transversalimpuls p_T nimmt im Mittel einen Wert von $\langle p_T \rangle \approx m_c \cdot c = 1.5\,GeV/c$ an und erreicht für *Charm*-Quarks im Zentralbereich des Detektors Werte bis $\approx 5\,GeV/c$ (Abb. 5.1(b)). Ereignisse mit *Charm* weisen **keine** ausgeprägte Jet-Struktur im Zentralbereich des Detektors auf.
Eine häufig verwendete Methode zum Nachweis von *Charm*-Quarks und zur Messung

ihrer kinematischen Eigenschaften ist die Rekonstruktion des Zerfalls[1] $D^{*+} \rightarrow D^0\ \pi_s^+$ mit $D^0 \rightarrow K^-\ \pi^+$ (siehe Kapitel 1.4). Die kinematischen Eigenschaften der generierten $D^{*\pm}$-Mesonen sind in Abb. 5.2(a-d) dargestellt.

Die $D^{*\pm}$-Mesonen behalten näherungsweise die Richtung der primären *Charm*-Quarks, aus denen sie durch Fragmentationsprozesse hervorgegangen sind, bei. In Abb. 5.3(a-b) sind die Korrelationen zwischen den Transversalimpulsen und Polarwinkeln der $D^{*\pm}$-Mesonen und *Charm*-Quarks gezeigt.



(a) Impuls p

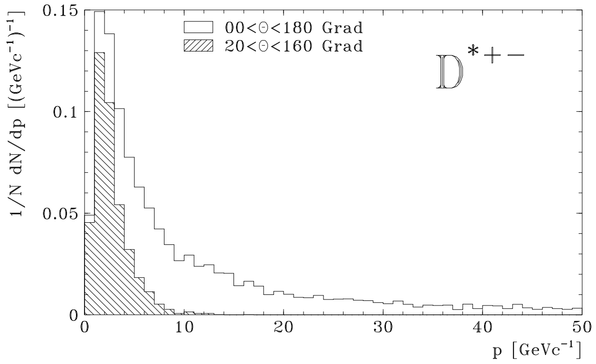
(b) Transversalimpuls p_T

(c) Polarwinkel θ

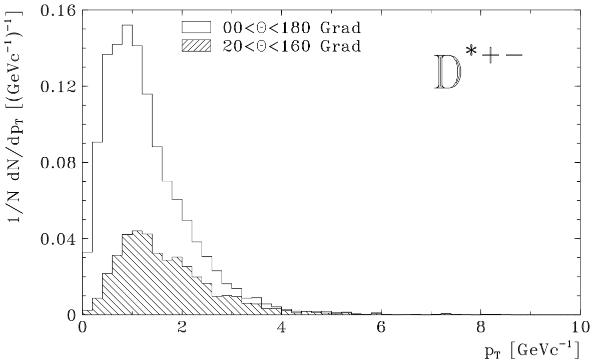
(d) Impuls p gegen Polarwinkel θ

Abbildung 5.1: Kinematische Eigenschaften von generierten *Charm*-Quarks

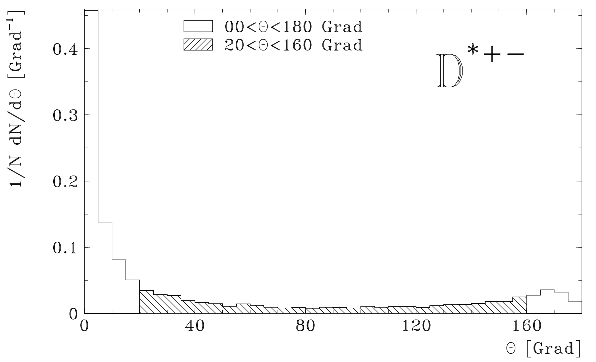
[1] Der Zerfall des D^{*+} steht stellvertretend auch für den Zerfall des ladungskonjugierten Mesons D^{*-}



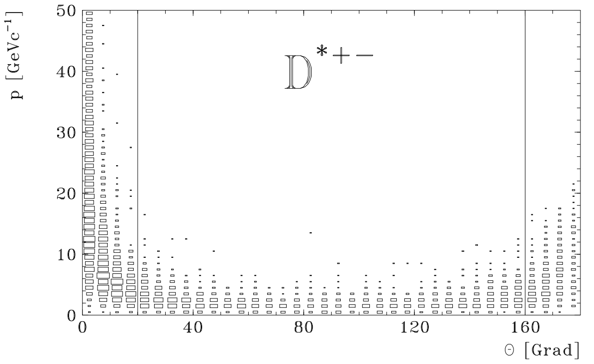
(a) Impuls p



(b) Transversalimpuls p_T

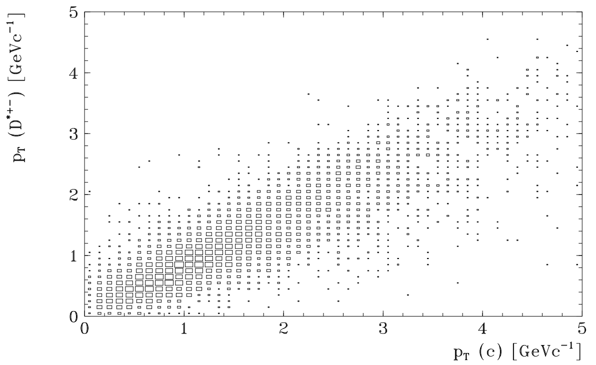


(c) Polarwinkel θ

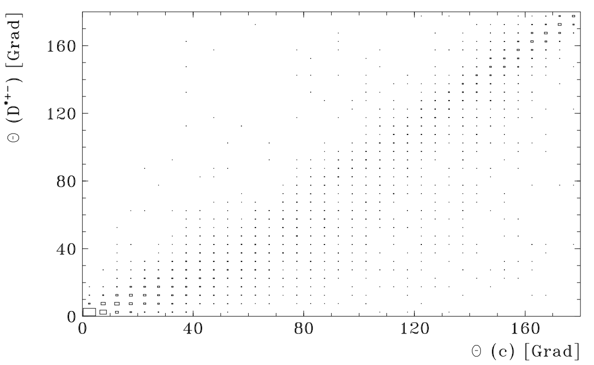


(d) Impuls p gegen Polarwinkel θ

Abbildung 5.2: Kinematische Eigenschaften von generierten $D^{*\pm}$-Mesonen



(a) Transversalimpuls p_T



(b) Polarwinkel θ

Abbildung 5.3: Korrelationen zwischen generierten *Charm*-Quarks und $D^{*\pm}$-Mesonen

5.2 Der Zerfall der $D^{*\pm}$-Mesonen

Etwa 30% der primären *Charm*-Quarks bilden in einem Fragmentationsprozeß $D^{*\pm}$-Mesonen. Diese zerfallen dann wiederum zu etwa 2% in dem hier betrachteten Kanal. Die Verzweigungsverhältnisse haben folgende Werte [1]:

$$\underbrace{c \xrightarrow{90\%} \text{Meson} \xrightarrow{75\%} D^* \xrightarrow{90\%} D^*_{u,d} \xrightarrow{50\%} D^{*+} \xrightarrow{55\%} D^0\ \pi_s^+ \xrightarrow{4\%} (K^-\ \pi^+)\ \pi_s^+}_{0.7\%} \tag{5.1}$$

Etwa 0.7% aller *Charm*-Quarks können also durch diesen Zerfallskanal nachgewiesen werden. Im Folgenden werden die kinematischen Eigenschaften der Zerfallsteilchen der generierten $D^{*\pm}$-Mesonen untersucht. Die Eigenschaften geben die Rahmenbedingungen für die Rekonstruktion des genannten Zerfallskanals mit der zentralen Spurenkammer des H 1-Detektors vor (siehe Kapitel 7).

Die kinematischen Eigenschaften des Pions π_s^+ aus dem $D^{*\pm}$-Zerfall sowie des Kaons K^- und des Pions π^+ aus dem D^0-Zerfall sind in Abb. 5.4(a-d) und 5.6(a-h) gezeigt. Mit Selektion (schraffierte Histogramme) werden Einträge von Teilchen bezeichnet, die den Bedingungen in Tabelle 5.1 genügen. Die Schnitte auf die Polarwinkel bei 20° bzw. 160° in den Korrelations-Histogrammen (d,h) p gegen θ sind durch Linien markiert. Diese Bedingungen werden aufgrund der in Kapitel 4.3 beschriebenen Untersuchungen festgelegt. Sie stellen sicher, daß die Teilchen mit der zentralen Spurenkammer des H 1-Detektors rekonstruiert werden können (siehe Kapitel 4). Der Anteil der Teilchen, die diese Bedingungen erfüllen, wird als Akzeptanz bezeichnet. Die Werte für die Akzeptanzen sind ebenfalls in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Wie aufgrund der kinematischen Eigenschaften der *Charm*-Quarks zu erwarten ist, fliegen die Zerfallsteilchen der $D^{*\pm}$-Mesonen vorwiegend in Vorwärtsrichtung. Der Anteil der $D^{*\pm}$-Mesonen, deren drei Zerfallsteilchen den Bedingungen in Tabelle 5.1 genügen, ist etwa 15%. Den größten Einfluß hat dabei der eingeschränkte Akzeptanzbereich im Polarwinkel θ.

Die Beschränkung des Transversalimpulses zu kleinen Werten hin hat vor allem Auswirkungen auf das langsame Pion π_s^+. Während die Transversalimpulse des Kaons K^- und des Pions π^- relativ unkorreliert sind (Abb. 5.7(a)), ist der Transversalimpuls des langsamen Pions π_s^+ stets kleiner als der des Kaons K^- (Abb. 5.7(b)).

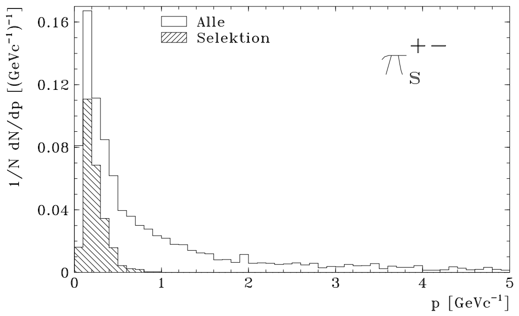
Wegen der Zerfallskinematik (das langsame Pion hat nur eine Impuls von $p^*_{\pi_s} = 40\,MeV/c$ im Ruhesystems des $D^{*\pm}$-Mesons) ist der Öffnungswinkel α zwischen der Flugrichtung der D^0-Mesonen und des langsamen Pions klein ($\cos\alpha \approx 1$) (Abb. 5.5).

Die Tatsache, daß die Ereignisse mit *Charm* keine Jet-Struktur besitzen, spiegelt sich auch in den Flugrichtungen der Zerfallsteilchen des D^0-Mesons zueinander wider. Die Differenzen der Azimutalwinkel $\Delta\phi$ und der Polarwinkel $\Delta\theta$ sowie der Öffnungswinkel β der Flugrichtungen von Kaon K^- und Pion π^+ sind in Abb. 5.8(a-c) gezeigt. Für die Teilchen, die in Richtung des Zentralbereiches des Detektors fliegen (schraffierte Histogramme), ist keine Korrelation erkennbar.

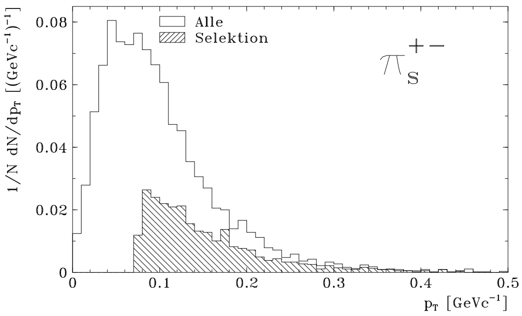
Eine weitere Größe ist der Polarwinkel θ^* des Kaons K^- im Ruhesystem des D^0-Mesons gegen die Flugrichtung des D^0-Mesons (Abb. 5.8(d)). Da das D^0-Meson keinen Spin besitzt, ist die Verteilung von $\cos\theta^*$ flach. Durch die Einschränkung der Transversalimpulse für die Teilchen im Zentralbereich des Detektors gehen die Einträge für $|\cos\theta^*| > 0.8$ verloren. Dieser Effekt zeigt sich auch bei der Kombination von zwei zufällig ausgewählten Spuren in der zentralen Spurenkammer. Das vielfach angewendete Verfahren zur Unterdrückung von zufälligen 2-Spurkombinationen, die vorwiegend Einträge bei $|\cos\theta^*| > 0.8$ liefern, kann deswegen nicht angewendet werden.

Parameter		Bereich	Akzeptanz [%]	Beschreibung
		Langsames Pion π_s^+		
p_T	$[GeV/c]$	$0.075 - 0.450$	57.4 ± 0.7	Transversalimpuls
θ		$20° - 160°$	34.5 ± 0.6	Polarwinkel
			25.5 ± 0.6	Gesamtakzeptanz
		Kaon K^-		
p_T	$[GeV/c]$	$0.450 - 5.000$	83.3 ± 0.5	Transversalimpuls
θ		$20° - 160°$	43.9 ± 0.7	Polarwinkel
			38.3 ± 0.7	Gesamtakzeptanz
		Pion π^+		
p_T	$[GeV/c]$	$0.450 - 5.000$	84.1 ± 0.5	Transversalimpuls
θ		$20° - 160°$	48.8 ± 0.7	Polarwinkel
			42.0 ± 0.7	Gesamtakzeptanz
		Kaon K^- und Pion π^+		
p_T	$[GeV/c]$		69.3 ± 0.6	Transversalimpuls
θ			33.5 ± 0.6	Polarwinkel
			28.0 ± 0.6	Gesamtakzeptanz
		Langsames Pion π_s^+, Kaon K^- und Pion π^+		
p_T	$[GeV/c]$		38.5 ± 0.7	Transversalimpuls
θ			28.0 ± 0.6	Polarwinkel
			15.4 ± 0.5	Gesamtakzeptanz

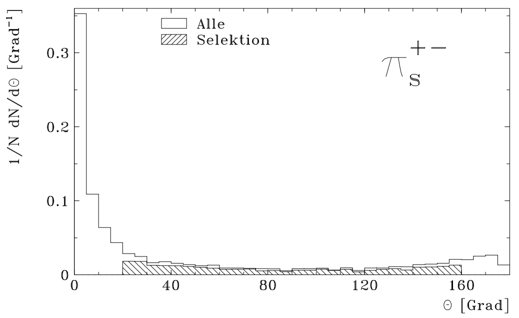
Tabelle 5.1: Akzeptanzbereiche der Zerfallsteilchen von generierten $D^{*\pm}$-Mesonen



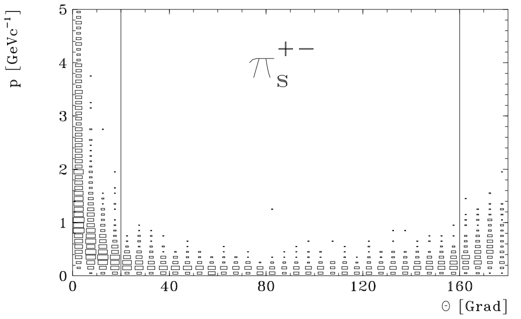
(a) Impuls p



(b) Transversalimpuls p_T



(c) Polarwinkel θ



(d) Impuls p gegen Polarwinkel θ

Abbildung 5.4: Kinematische Eigenschaften der $\pi_s^{\pm}$ aus dem $D^{*\pm}$-Zerfall

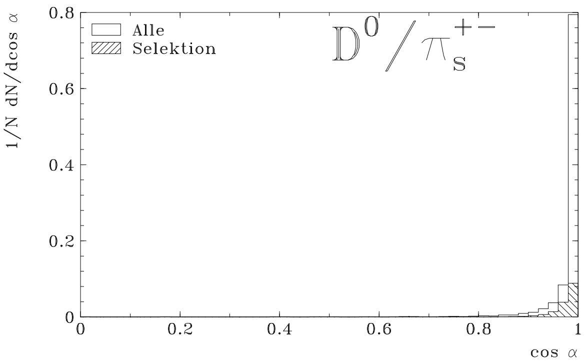
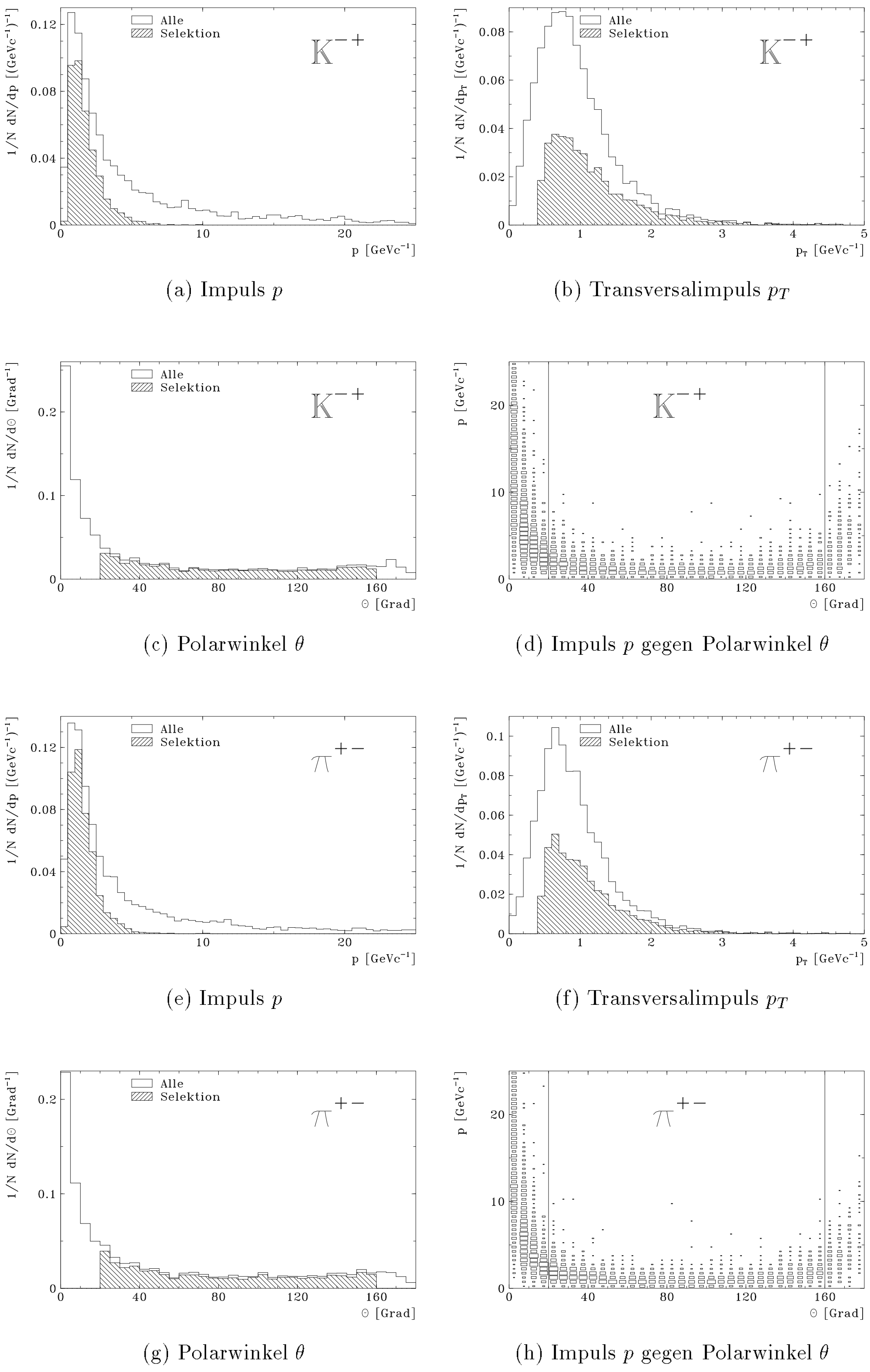


Abbildung 5.5: Kosinus des Öffnungswinkels α zwischen D^0 und $\pi_s^{\pm}$



(a) Impuls p

(b) Transversalimpuls p_T

(c) Polarwinkel θ

(d) Impuls p gegen Polarwinkel θ

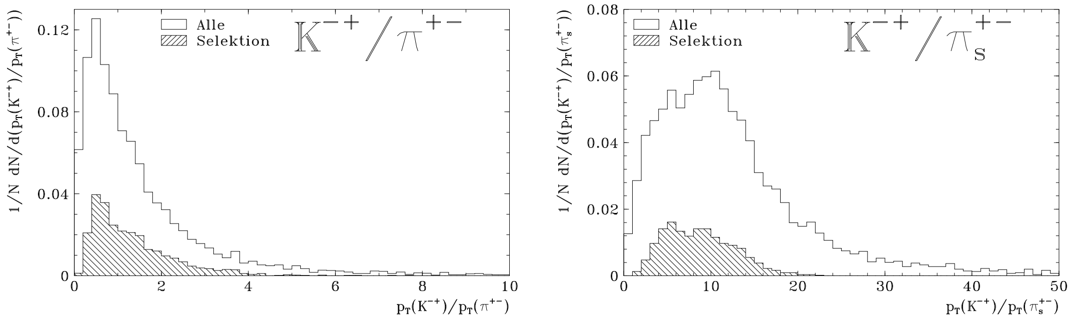
(e) Impuls p

(f) Transversalimpuls p_T

(g) Polarwinkel θ

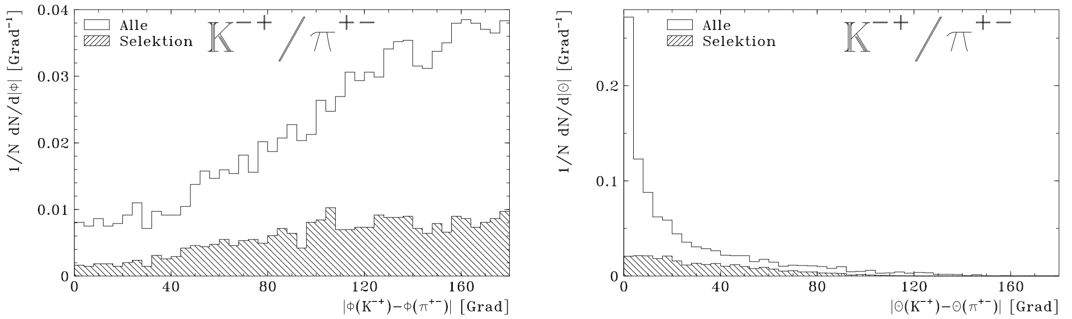
(h) Impuls p gegen Polarwinkel θ

Abbildung 5.6: Kinematische Eigenschaften der $K^{\mp}$ und $\pi^{\pm}$ aus dem D^0-Zerfall

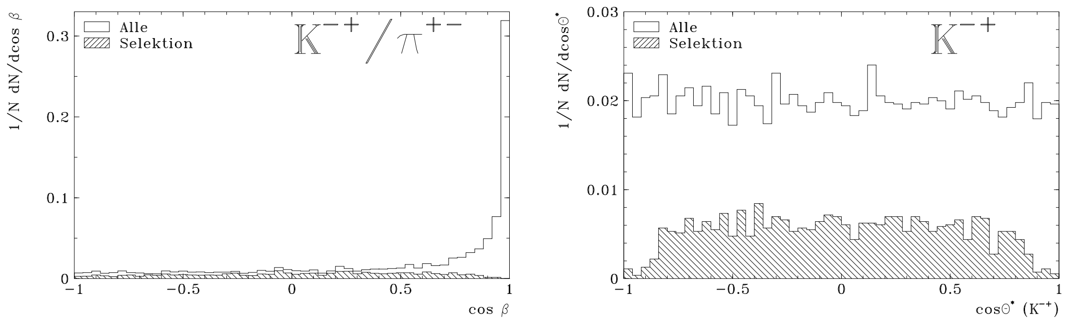


(a) Verhältnis $p_T\,(K^{\mp})/p_T\,(\pi^{\pm})$ (b) Verhältnis $p_T\,(K^{\mp})/p_T\,(\pi_s^{\pm})$

Abbildung 5.7: Verhältnisse der Transversalimpulse der Zerfallsteilchen der $D^{*\pm}$-Mesonen



(a) Differenz der Azimutalwinkel $\Delta\phi$ (b) Differenz der Polarwinkel $\Delta\theta$



(c) Kosinus des Öffnungswinkels β (d) Kosinus des Polarwinkels θ^*

Abbildung 5.8: Winkel zwischen $K^{\mp}$ und $\pi_s^{\pm}$ des D^0-Zerfalls

Kapitel 6

Ereignisselektion und Trigger

Das Ziel dieser Arbeit ist der Nachweis von *Charm*-Quarks durch die Rekonstruktion der Zerfälle von $D^{*\pm}$-Mesonen, die die *Charm*-Quarks enthalten. Voraussetzung dafür ist die Erkennung solcher Ereignisse auf der ersten Triggerstufe und die Abtrennung von Untergrundereignissen.
Die Mechanismen zur Erzeugung von *Charm* und die kinematischen Eigenschaften der *Charm*-Quarks wurden in Kapitel 2.2 und Kapitel 5.1 beschrieben. *Charm* wird durch die Photoproduktion mit den für sie typischen Ereignistopologien erzeugt; dabei sind die im Zentralbereich des Detektors deponierten Energien klein. Der Hauptuntergrund sind Ereignisse der Photoproduktion leichter Quarks und die Wechselwirkung des Protonstrahls mit Restgasmolekülen im Strahlrohr. Die Selektion von Ereigissen mit *Charm* und die verwendeten Triggersysteme sind Gegenstand dieses Kapitels.

6.1 Charakteristik und Untergrund

Im Folgenden wird untersucht, ob sich Ereignisse mit *Charm* von Untergrund-Ereignissen aufgrund ihrer topologischen und kinematischen Eigenschaften unterscheiden lassen. Zum Untergrund zählen Ereignisse der Photoproduktion leichter Quarks und Ereignisse der Strahl-Gas-Wechselwirkung. Es werden Verteilungen von *Monte Carlo*-Ereignissen miteinander verglichen.
Aus den Eigenschaften der Ereignisse lassen sich Kriterien für die Abtrennung von Untergrund ableiten und Aussagen über die Verwendung von Triggersystemen machen. Die Topologien der Ereignisse werden mit Hilfe von Größen beschrieben, die aus Spuren der zentralen Spurenkammer abgeleitet werden. Einige kalorimetrische Größen zeigen, mit welchen Energiedepostitionen im Detektor zu rechnen ist. Als kinematische Variablen eignen sich die Inelastizitäten und der hadronische Energiefluß.

Aus CJC-Spuren abgeleitete Größen: Aus den Spuren der zentralen Spurenkammer CJC lassen sich einige Größen berechnen, mit denen sich die Topologien der Ereignisse charakterisieren lassen. Die Auswahlkriterien für die Spuren basieren auf den Untersuchungen in Kapitel 4.3. An die CJC-Spuren werden die in Tabelle 6.1 aufgeführten Bedingungen gestellt. Aus den Spuren werden folgende Größen berechnet:

- Anzahl der Spuren (N_{Spuren})

- Anzahl der Spuren mit Polarwinkeln $\theta > 90°$ ($N_{Rueckwaerts}$)
- Maximaler Transversalimpuls ($p_{T,max}$)
- Skalare Summe der Transversalimpulse ($S \equiv \sum p_T$)
- Summe der Spurladungen ($\sum Q$)
- Position des Ereignisvertexes entlang der Strahlachse (z_V)

Parameter	Schnitt	Beschreibung
Spurbank	CJKR	CJC-Spuren
R_{Start} $[cm]$	< 30	Spurstart in CJC1
L_{Spur} $[cm]$	> 10	Radiale Spurlänge
$\lvert z_0 \rvert$ $[cm]$	< 50	Schnittpunkt mit der z-Achse
θ	$20° - 160°$	Polarwinkel
$0.150 < p_T < 0.450\ GeV/c^2$		Transversalimpuls
$\lvert d_{ca} \rvert$ $[cm]$	< 5	Kleinster Abstand zum Ursprung
$N_{Treffer}$	≥ 10	Anzahl der Treffer
$p_T > 0.450\ GeV/c^2$		Transversalimpuls
$\lvert d_{ca} \rvert$ $[cm]$	< 1	Kleinster Abstand zum Ursprung
$N_{Treffer}$	≥ 16	Anzahl der Treffer

Tabelle 6.1: Bedingungen, die an die Spurparameter der CJC-Spuren gestellt werden

Kalorimetrische Größen: Zum Vergleich der Energiedepositionen werden kalorimetrische Größen verglichen, die während der Rekonstruktion bestimmt (EVCL-Bank) wurden:

- Energiesumme im Zentralbereich ($25° < \theta < 152°$) (E_{Barrel})
- Energiesumme im Rückwärtsbereich ($152° < \theta < 180°$) ($E_{Rueckwaerts}$)
- Energiesumme im Vorwärtsbereich ($0° < \theta < 152°$) ($E_{Vorwaerts}$)
- Verhältnis der Energiesummen im hadronischen und elektromagnetischen Teil des Kalorimeters (E_{had}/E_{em})

Kinematische Variablen: Die kinematischen Eigenschaften der Ereignisse werden durch die Inelastizität y und den Energiefluß beschrieben:

- Inelastizität, berechnet aus der Energie im Kleinwinkel-Elektrondetektor (y_e)
- Inelastizität, berechnet aus dem hadronischen Energiefluß nach der *Jacquet-Blondel*-Methode (y_{JB})
- Relativer hadronischer Energiefluß in Vorwärtsrichtung ($\sum p_z / \sum p$)
- Korrelation zwischen dem relativen Energiefluß und der Inelastizität ($\sum p_z / \sum p$ versus y_{JB})

Mit Hilfe der aufgeführten Größen wird ein Vergleich von Ereignissen mit *Charm* mit Untergrund-Ereignissen durchgeführt.

Datensätze zum Vergleich der Topologien und kinematischen Eigenschaften

Für die Untersuchung der Ereignisse der Elektron-Proton-Streuung werden *Monte Carlo*-Datensätze mit vollständiger Detektorsimulation verwendet. An die Ereignisse werden keine weiteren Bedingungen gestellt. Die Datensätze können deshalb auch Ereignisse enthalten, die vom H1-Triggersystem nicht erkannt werden. Für die hier angestellten Untersuchungen spielt dies jedoch keine Rolle, da es um die Beschreibung der grundlegenden Eigenschaften geht und nicht um die Berechung von Ereignisraten.
In Kapitel 2.1.2 wurde die Photoproduktion bei HERA beschrieben. Während die Erzeugung von *Charm* mit Hilfe der QCD durch harte Subprozesse auf Partonebene beschrieben wird (*Charm*-Ereignisse), beinhaltet die Photoproduktion leichter Quarks mehrere Komponenten. Prozesse mit hohen Transversalimpulsen der Partonen werden ebenfalls mit Hilfe harter Subprozesse erklärt, die störungstheoretisch zu behandeln sind (JETJET-Ereignisse). Die VDM-Komponente, deren Ereignisse Partonen mit kleinen Transversalimpulsen besitzen, wird durch das Vektor-Dominanz-Modell beschrieben (VDM-Ereignisse). Eine Übersicht der verwendeten *Monte Carlo*-Datensätze zeigt Tabelle 6.2.

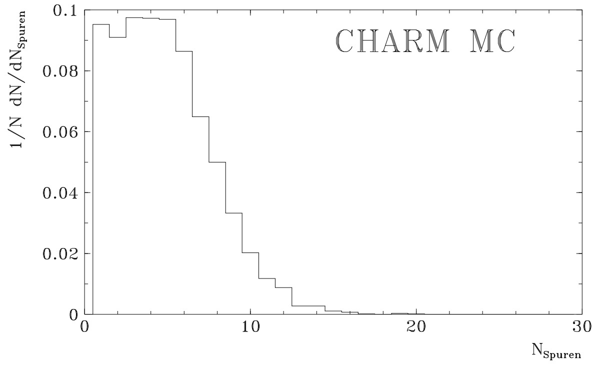
Datensatz	Generator	Wirkungsquerschnitt $[nb]$	Ereignisse
Charm-Ereignisse	PYTHIA 5.6	755	5440
JETJET-Ereignisse	PYTHIA 5.6	92290	212750
VDM-Ereignisse	H1RAYVDM	5130	22495

Tabelle 6.2: *Monte Carlo*-Datensätze zur Untersuchung der Ereignischarakteristika

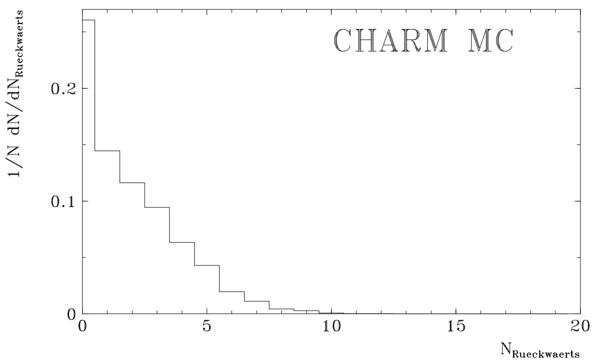
Die Ereignisse zur Untersuchung des Strahl-Gas-Untergrundes sind während der Datennahmeperiode Herbst 1992 aufgezeichnet worden. Sie wurden durch minimale Bedingungen des Triggersystems erkannt und stammen aus Protonpaketen, die keinen Kollisionspartner hatten (PILOT-Pakete).

6.1.1 Ereignisse mit Charm

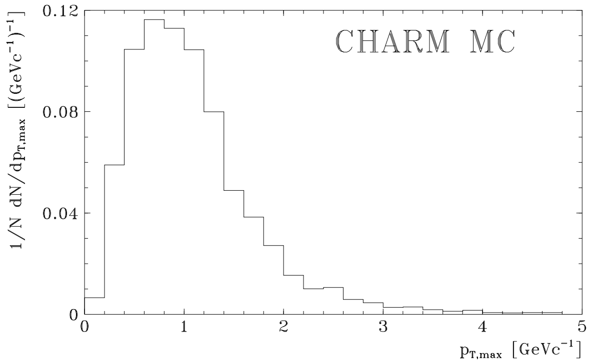
Die Verteilungen der beschriebenen Größen für *Monte Carlo*-Ereignisse mit *Charm* sind in Abb. 6.1(a-f), Abb. 6.2(a-d) und Abb. 6.3(a-d) gezeigt. Die mittlere Anzahl von Spuren geladener Teilchen in der CJC liegt bei $\langle N_{Spuren}\rangle \approx 5$ (Abb. 6.1(a)). Etwa die Hälfte aller Ereignisse hat mindestens eine Spur in Rückwärtsrichtung (Abb. 6.1(b)). Der maximale Transversalimpuls einer Spur in einem Ereignis liegt bei $\langle p_{T,max}\rangle \approx 1\,GeV/c$ (Abb. 6.1(c)), und für die skalare Summe der Transversalimpulse ergibt sich $\langle S\rangle \approx 3\,GeV/c$ (Abb. 6.1(d)). Wie bei allen Ereignissen der Elektron-Proton-Streuung wird eine symmetrische Verteilung der Summe der Spurladungen $\sum Q$ um Null herum erwartet (Abb. 6.1(e)). Die Position des Ereignisvertexes entlang der Strahlachse z_V ist durch die Länge der Protonpakete gegeben und liegt im Bereich $\pm 50cm$ (Abb. 6.1(f)). Die Energiedeposition im Zentralbereich des Kalorimeters liegt im Mittel bei $\langle E_{Barrel}\rangle \approx 11\,GeV$ (Abb. 6.2(a)). Aufgrund der im Vergleich zur Protonstrahlenergie niedrigen Elektronstrahlenergie sind die Ereignisse teilweise nach vorwärts gebündelt. Die Energiedeposition ist deshalb im Rückwärtsbereich mit $\langle E_{Rueckwaerts}\rangle \approx 3\,GeV$ wesentlich kleiner als im Vorwärtsbereich $\langle E_{Vorwaerts}\rangle \approx 26\,GeV$ (Abb. 6.2(b-c)). Das Verhaltnis der Energien im hadronischen und elektromagnetischen Teil des Kalorimeters liegt im Mittel unter 1 und ist typisch für niederenergetische Ereignisse. Die Verteilung der Inelastizität folgt einem Bremsstrahlungsspektrum (Kapitel 2.1.2). Die Verteilung der Größe $y_e = 1 - E'_e/E_e$ (Abb. 6.3(a)), spiegelt die Akzeptanz des Kleinwinkel-Elektrondetektors wider (Abb. 6.8). Die Größe y_{JB}ist nach der *Jacquet-Blondel*-Methode berechnet. Diese Methode arbeitet besonders bei kleinen Inelastizitäten mit hoher Genauigkeit (Abb. 6.3(b)). Bei einem großen Teil der Photoproduktionsereignisse ist die Topologie nach vorwärts gerichtet. Der relative Energiefluß in Vorwärtsrichtung $\sum p_z / \sum p$ liegt deshalb häufig bei kleinen y_{JB} nahe 1 (Abb. 6.3c-d).



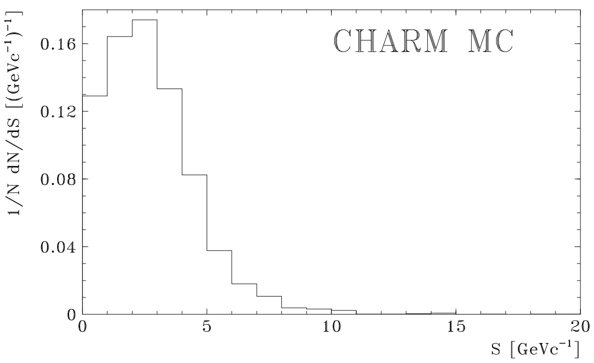
(a) Anzahl der Spuren (N_{Spuren})



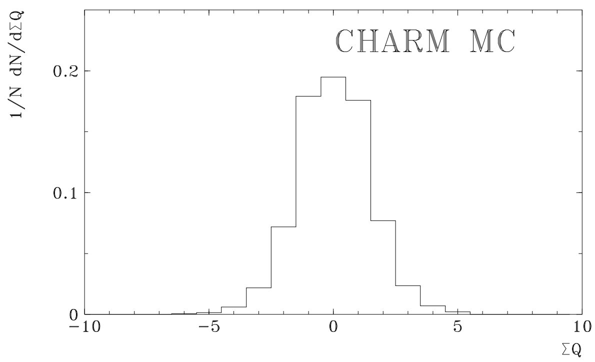
(b) Anzahl der Rückwärts-Spuren ($N_{Rueckwaerts}$)



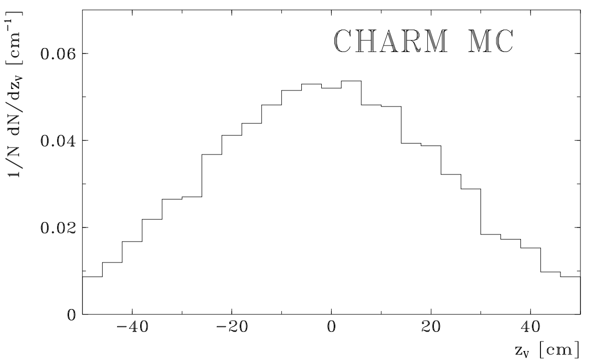
(c) Maximaler Transversalimpuls ($p_{T,max}$)



(d) Skalare Summe der Transversalimpulse (S)

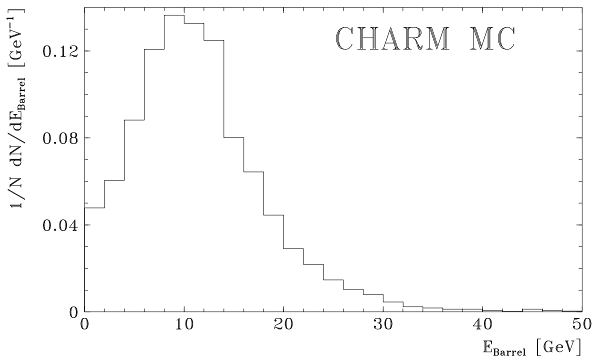


(e) Summe der Spurladungen ($\sum Q$)

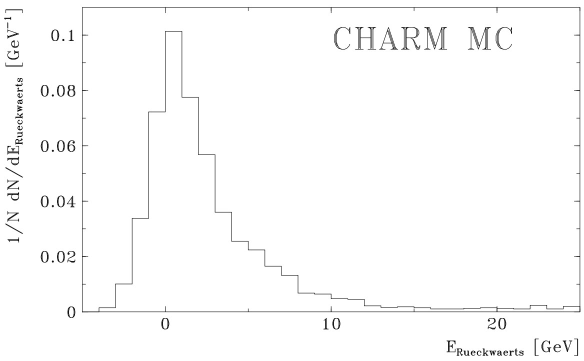


(f) Position des Ereignisvertexes (z_V)

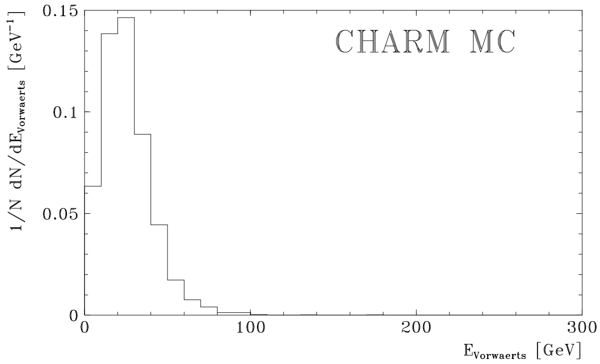
Abbildung 6.1: Verteilungen der aus CJC-Spuren abgeleiteten Größen von *Monte Carlo*-Ereignissen mit *Charm*



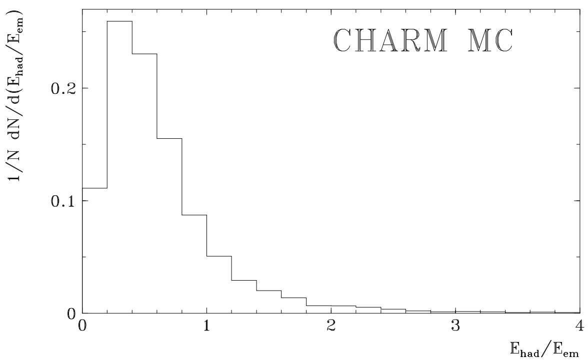
(a) Barrel-Energie (E_{Barrel})



(b) Rückwärts-Energie ($E_{Rueckwaerts}$)

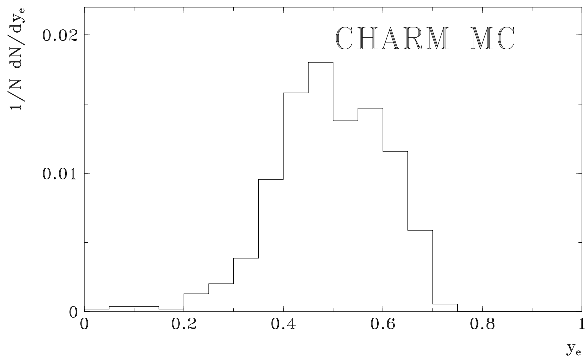


(c) Vorwärts-Energie ($E_{Vorwaerts}$)

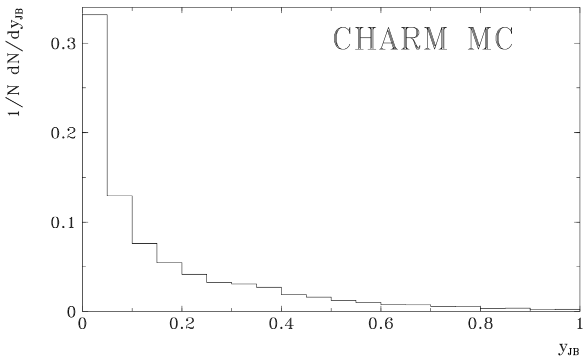


(d) Energieverhältnis (E_{had}/E_{em})

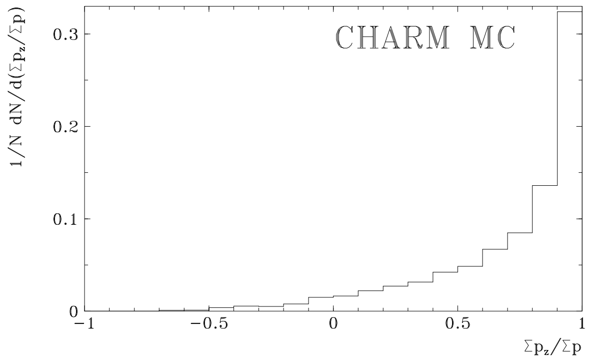
Abbildung 6.2: Verteilungen einiger kalorimetrischer Größen von *Monte Carlo*-Ereignissen mit *Charm*



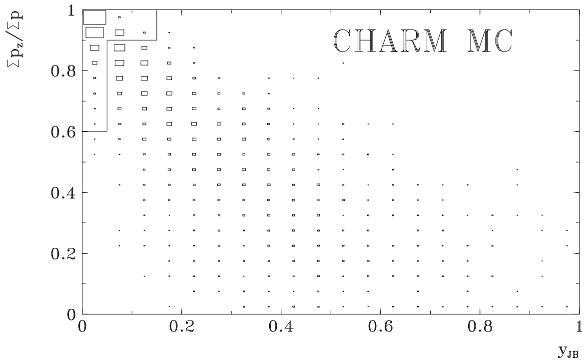
(a) Inelastizität (Elektron) (y_e)



(b) Inelastizität (Hadronen) (y_{JB})



(c) Relativer Energiefluß ($\sum p_z / \sum p$)



(d) Relativer Energiefluß gegen Inelastizität

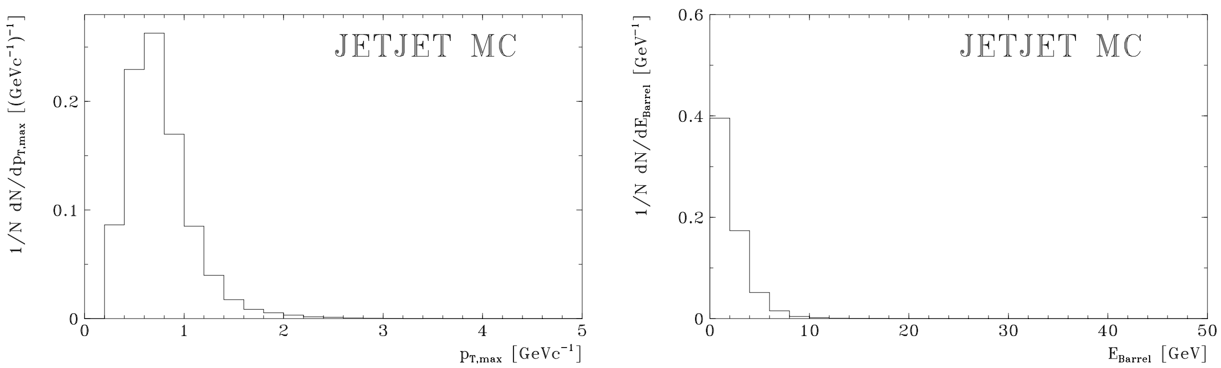
Abbildung 6.3: Verteilungen einiger kinematischer Variablen von *Monte Carlo*-Ereignissen mit *Charm*

6.1.2 Photoproduktion leichter Quarks

Zur Untersuchung der Photoproduktion leichter Quarks wurden Datensätze mit JETJET- und VDM-Ereignissen verwendet. Es sind nur Verteilungen gezeigt, in denen sich Unterschiede zu denen der *Charm*-Ereignisse ergeben (Abb. 6.4(a-b) und (Abb. 6.5(a-b)).

JETJET-Ereignisse

JETJET-Ereignisse unterscheiden sich in ihrer Ereignistopologie und Kinematik nur wenig von *Charm*-Ereignissen, da ihnen die gleichen Produktionsmechanismen zugrunde liegen. Für die Erzeugung von zwei *Charm*-Quarks ist eine Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses von mindestens $2 \times m_c \approx 3\,GeV/c^2$ nötig. Die Energiedeposition im Zentralbereich des Kalorimeters E_{Barrel} (Abb. 6.4b) ist deshalb für *Charm*-Ereignisse im Mittel höher. Auf der Basis der Barrel-Energie könnte ein effizientes Kriterium zur Anreicherung von Ereignissen mit *Charm* entwickelt werden. Die Forderung nach einer Barrel-Energie von $E_{Barrel} > 10\,GeV$ würde den größten Teil der Ereignisse der Photoproduktion leichter Quarks verwerfen, wogegen etwa die Hälfte der Ereignisse mit *Charm* erhalten bliebe. Für die Analyse der H 1-Daten von 1992 wird ein solcher Schnitt jedoch nicht zur Anwendung kommen, da die Datenmenge ohnehin schon sehr klein ist. Die Zahl der Spuren in der CJC und alle weiteren topologischen Größen und kinematischen Variablen unterscheiden sich nicht stark (Abb. 6.4(a)). Eine effiziente Unterdrückung von JETJET-Ereignissen ist auf Basis der vorgestellten Größen nur möglich,wenn ein deutlicher Verlust an Ereignissen mit *Charm* in Kauf genommen wird.

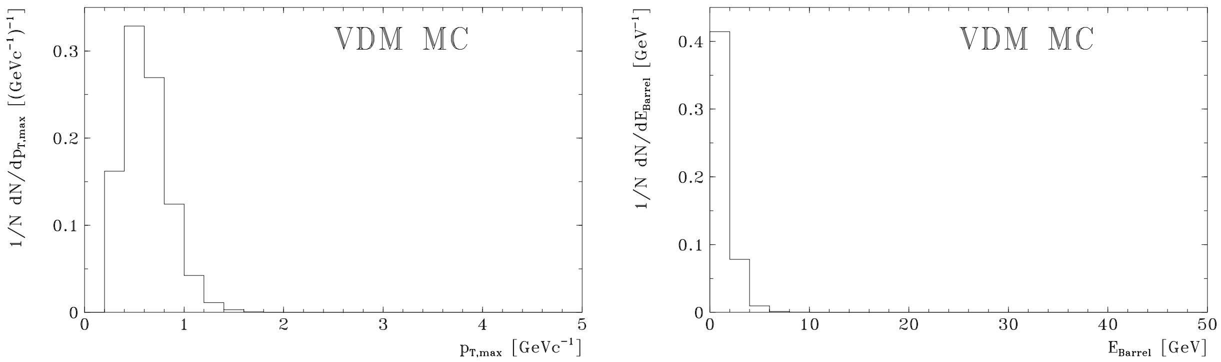


(a) Maximaler Transversalimpuls ($p_{T,max}$) (b) Barrel-Energie (E_{Barrel})

Abbildung 6.4: Verteilungen einiger topologischer und kinematischer Größen von JETJET-Ereignissen

VDM-Prozesse

Als VDM-Ereignisse werden Ereignisse mit kleinen Transversalimpulsen auf Ebene der Partonen bezeichnet. Daraus resultieren entsprechend kleine Werte für die maximalen Transversalimpulse (Abb. 6.5(a)) und die Energiedepositionen im Zentralbereich des Kalorimeters (Abb. 6.5(b)).



(a) Maximaler Transversalimpuls ($p_{T,max}$) (b) Barrel-Energie (E_{Barrel})

Abbildung 6.5: Verteilungen einiger topologischer und kinematischer Größen von VDM-Ereignissen

6.1.3 Strahl-Gas-Ereignisse

Die Wechselwirkung des Protonstrahls mit Restgasmolekülen im Strahlrohr im Bereich des Wechselwirkungspunktes bildet eine weitere Untergrundquelle. Die Streuung von Protonen an ruhenden Nukleonen führt zu anderen kinematischen Verhältnissen als die Elektron-Proton-Streuung. Die Ereignisse sind sehr stark nach vorwärts gebündelt, und die transversalen Energien sind klein. Der größte Teil dieser Ereignisse ist im Detektor nicht sichtbar. Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes der Proton-Nukleon-Streuung ist die Rate an Ereignissen mit Spuren im Zentralbereich des Detektors jedoch hoch.
In Abb. 6.6(a-f) sind einige Verteilungen gezeigt. Die Energiedeposition im Zentralbereich des Kalorimeters ist klein (Abb. 6.6(c)). Wie bei den Ereignissen der Photoproduktion gleichen die Verteilungen der aus den CJC-Spuren bestimmten Größen jedoch denen der *Charm*-Ereignisse. In Abb. 6.6(b) ist ein Überschuß an Spuren positiv geladener Teilchen zu erkennen. Dabei handelt es sich u.a. um Protonen, Deuteronen und α-Teilchen, die bei der Wechselwirkung des Protonstrahls mit Restgasmolekülen im Strahlrohr oder mit dem Strahlrohr selbst entstehen [126].
Die Reduktion dieses Untergrundes beruht auf dem durch die Kinematik bedingten relativen Energiefluß in Vorwärtsrichtung (Abb. 6.6(d-f)). Die Inelastizität, berechnet aus dem hadronischen Energiefluß, liegt nahe Null, während der relative Energiefluß in Vorwärtsrichtung nahe 1 liegt. In Abb. 6.6(f) ist der Bereich umrandet, in dem Ereignisse als Strahl-Gas-Untergrund klassifiziert werden. Die Bedingungen sind [126]:

$$N_{Rueckwaerts} \leq 2 \tag{6.1}$$

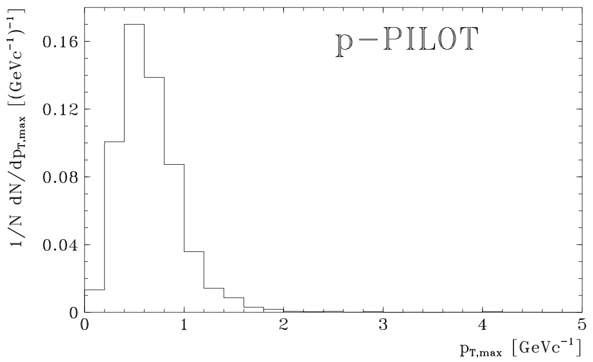
und

$$y_{JB} < 0.05 \quad \text{und} \quad \frac{\sum p_z}{\sum p} > 0.6 \tag{6.2}$$

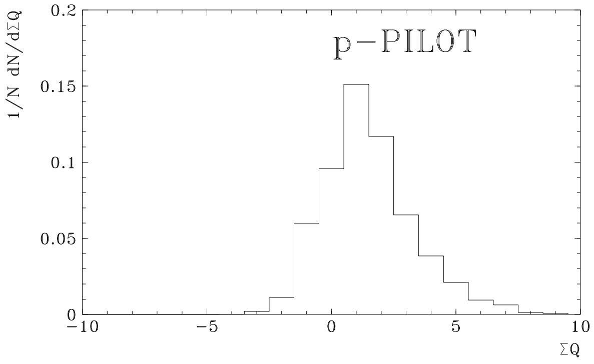
oder

$$y_{JB} < 0.15 \quad \text{und} \quad \frac{\sum p_z}{\sum p} > 0.9 \tag{6.3}$$

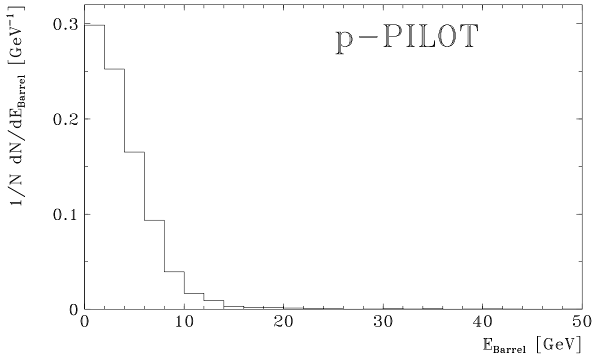
In dem betrachteten Datensatz fallen $\approx 70\%$ der Ereignisse in diesen Bereich. Insgesamt werden mit diesen Schnitten $\approx 99\%$ des Strahl-Gas-Untergundes erkannt [126]. Aufgrund der beschriebenen Topologien wird auch ein Teil der Photoproduktionsereignisse als Strahl-Gas-Untergrund klassifiziert. Insbesondere Ereignisse mit kleinen Spurmultiplizitäten und kleinen Energiedepositionen im Zentralbereich des Detektors werden teilweise als Strahl-Gas-Untergrund klassifiziert (beispielsweise werden bis zu 40% der diffraktiv erzeugten J/ψ-Mesonen als Strahl-Gas-Untergrund klassifiziert [104]). In Kapitel 7.5 wird sich zeigen, daß dieser Anteil für Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Mesonen im Zentralbereich des Detektors mit etwa 30% in einem vertretbaren Rahmen bleibt.



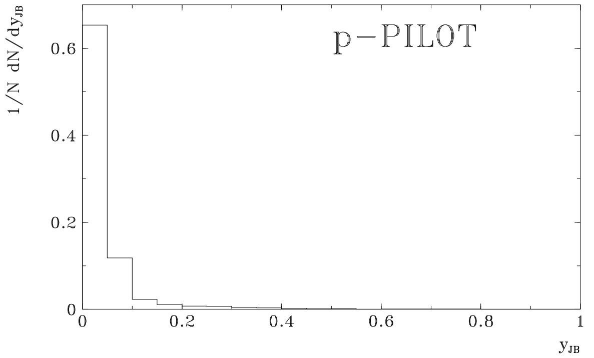
(a) Maximaler Transversalimpuls (p_T)



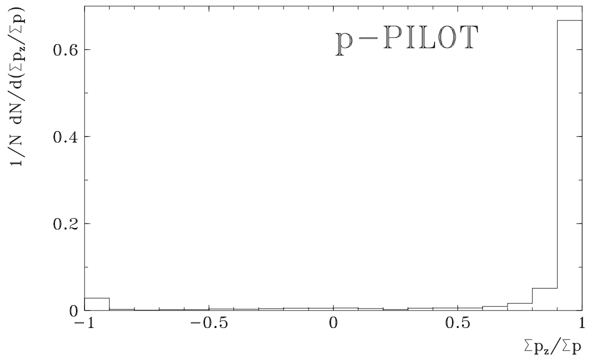
(b) Summe der Spurladungen ($\sum Q$)



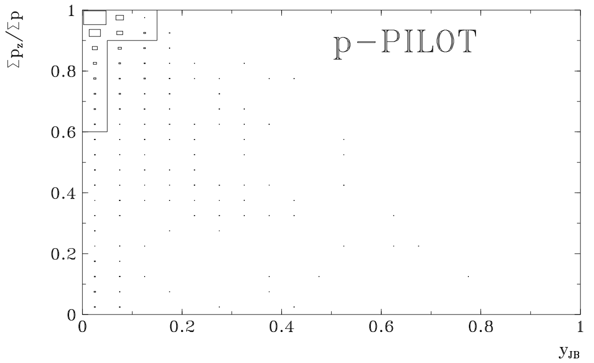
(c) Barrel-Energie (E_{Barrel})



(d) Inelastizität (Hadronen) (y_{JB})



(e) Relativer Energiefluß ($\sum p_z / \sum p$)



(f) Relativer Energiefluß gegen Inelastizität

Abbildung 6.6: Verteilungen einiger topologischer und kinematischer Größen von Strahl-Gas-Ereignissen

6.2 Ereignisselektion 1992

In der Betriebsperiode 1992 wurde HERA mit je 10 Elektron- und Protonpaketen betrieben, wobei jeweils ein Paket keinen Kollisionspartner hatte (siehe Kapitel 3.1). Die erreichte Luminosität entsprach aufgrund der kleineren Anzahl von Teilchenpaketen und der geringeren Teilchenzahlen pro Paket etwa 1/100 des geplanten Wertes (Tab. 3.1). Im Herbst 1992 lieferte HERA insgesamt eine integrierte Luminosität von $\int_{1992}^{HERA} \mathcal{L}dt = 32nb^{-1}$. Mit dem H 1-Detektor wurden $\int_{1992}^{H1} \mathcal{L}dt = 25.1nb^{-1}$ aufgezeichnet, von denen $23.8nb^{-1}$ dieser Analyse zugrunde liegen (Abb. 6.7).
Die Ereignisrate der ersten Triggerstufe (L1) betrug etwa $26Hz$ und wurde auf der Filter-Farm (L4) auf $5-10$ Ereignisse/s gesenkt. Zur Anwendung kamen dabei eine vereinfachte Rekonstruktion (siehe Kapitel 4.1) und schnelle Filter-Algorithmen auf Basis der CJC-Informationen [125, 104]. Verworfen wurden hauptsächlich Ereignisse der Wechselwirkung des Protonstrahls mit dem Strahlrohr oder mit Restgasmolekülen außerhalb des H 1-Detektors sowie Ereignisse durch Synchrotronstrahlung der Elektronen. Der Verlust an Ereignissen der Elektron-Proton-Streuung war gering ($O(1\%)$) [104]. Insgesamt wurden $\approx 8 \times 10^6$ Ereignisse gespeichert.

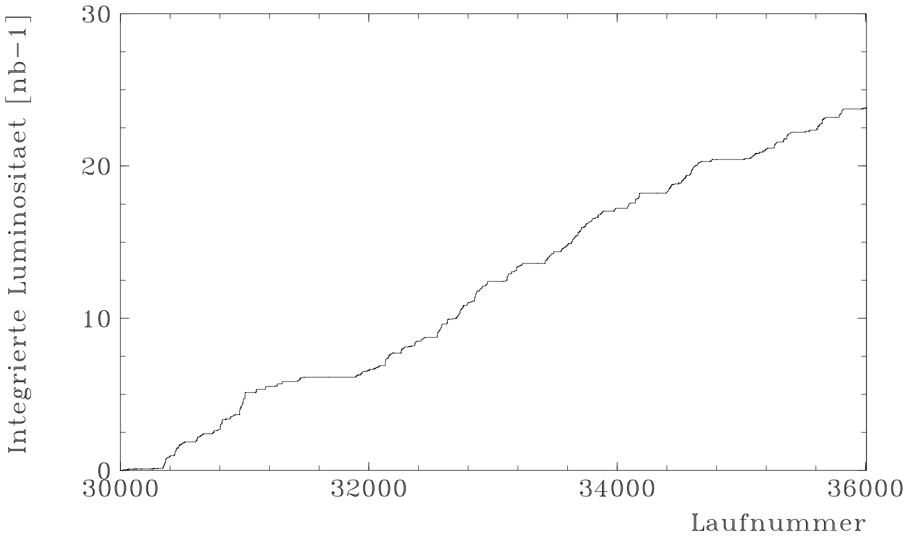


Abbildung 6.7: Die vom H 1-Detektor aufgezeichnete integrierte Luminosität der Datennahmeperiode Herbst 1992

Während der Rekonstruktion der Daten auf der L5-Stufe wurden die Ereignisse bezüglich der verschiedenen zu untersuchenden physikalischen Fragestellungen klassifiziert und markiert (FPACK-Klassen[1]). Die Klassifizierung beruht auf einfachen kinematischen und topologischen Eigenschaften der Ereignisse.
Die *Charm*-Klasse war für Ereignisse mit *Charm* auf Grundlage der in Kapitel 6.1 beschriebenen Untersuchungen definiert. Die Bedingungen waren so gewählt, daß möglichst alle Zerfallskanäle der *Charm*-Quarks klassifiziert werden. Auf die explizite Rekonstruktion bestimmter Zerfälle wurde verzichtet. Ereignisse mit semileptonischen Zerfällen und Er-

[1]Das Programmpaket FPACK erlaubt die Erkennung von Ereignissen durch ihre FPACK-Klasse, ohne die Daten vollständig einzulesen, was zu einer erheblichen Zeitersparnis führt.

eignisse mit J/Ψ-Kandidaten wurden getrennt klassifiziert. An die Ereignisse der *Charm*-Klasse wurden die in den Tabellen 6.3 und 6.4 aufgelisteten Bedingungen gestellt. Alle

Parameter		Schnitt	Beschreibung
Spurbank		CJKR	CJC-Spuren
R_{Start}	$[cm]$	< 30	Spurstart in CJC1
$\|d_{ca}\|$	$[cm]$	< 2	Kleinster Abstand zum Ursprung
$N_{Treffer}$		≥ 16	Anzahl der Treffer
$\|z_0\|$	$[cm]$	< 100	Schnittpunkt mit der Strahlachse

Tabelle 6.3: Spurauswahl für die POT/DST-Selektion

Parameter		Schnitt	Beschreibung
$p_{T,1}$	$[GeV/c]$	> 0.450	Höchster Transversalimpuls
$p_{T,2}$	$[GeV/c]$	> 0.450	Zweithöchster Transversalimpuls

Tabelle 6.4: POT/DST-Ereignisselektion

Ereignisse aus Läufen, bei denen die für die Analysen wichtigen Detektorkomponenten in Betrieb waren (GOOD und MEDIUM Runs), wurden als POT[2]-Daten gespeichert. Die POT-Daten enthielten einen sehr großen Anteil an Untergrundereignissen. Die Datenmenge war deshalb zu groß, um sie für die Analysen leicht zugänglich auf Festplatten zu speichern. In einem weiteren Schritt wurden unter Verwendung verschärfter Bedingungen nochmal Ereignisse selektiert und als DST[3]-Daten gespeichert. Diese Daten (411064 Ereignisse) bilden die Grundlage für alle weiteren Analysen. Für die *Charm*-Klasse wurde zusätzlich gefordert, daß die selektierten Ereignisse nicht als Strahl-Gas-Kandidaten im Sinne der Schnitte in Kapitel 6.1 klassifiziert worden waren. Mit einem Anteil von etwa 30% bildet die *Charm*-Klasse trotzdem die größte Klasse in den DST-Daten. In dieser Arbeit wird die DST-Selektion H1DST6 verwendet, die auf der der Rekonstruktion H1POT5 basiert.

6.3 Die Trigger

6.3.1 Auswahl der Trigger

In Kapitel 6.1 wurden die topologischen und kinematischen Eigenschaften der Ereignisse mit *Charm* beschrieben. Wegen der geringen Energiedeposition im Kalorimeter kommen deshalb kalorimetrische Triggersysteme auf der ersten Triggersufe (L1) nicht in Betracht. Verwendet werden vertexorientierte Triggersysteme und das Triggersystem des Kleinwinkel-Elektrondetektors (siehe Kapitel 3.2):

Die Viel-Draht-Proportionalkammern: Das Triggersystem der Viel-Draht-Proportionalkammern bestimmt die Position des Ereignisvertexes entlang der Strahlachse (z-Achse). Damit die Spuren den gesamten zentralen Spurendetektor durchlaufen, ist ein

[2]Production-Output-Tape
[3]Data-Summay-Tapes

Transversalimpuls von $p_T > 150\,MeV/c$ nötig. Die Triggerentscheidung wird aufgrund der Einträge in den 16 Bins des z-Vertexhistogramms getroffen (siehe Kapitel 3.2). Hier werden folgende ZVTX-Triggerelemente verwendet:

- Das ZVTX-T0-Triggerelement wird bereits durch einen Eintrag im z-Vertexhistogramm ausgelöst und ist damit ein Indikator für Aktivität im Zentralbereich des Detektors. Seine Effizienz kann für jede Spur in Abhängigkeit von Richtung und Impuls berechnet werden. Wegen der guten Zeitauflösung der Viel-Draht-Proportionalkammern wird es zur Zuordnung des Ereignisses zu einer bestimmten Strahlkreuzung genutzt.

- Das ZVTX-SIG1-Triggerelement wird aufgrund der Signifikanz eines Maximums im z-Vertexhistogramms gesetzt. Die Signifikanz σ berechnet sich aus der Anzahl der Einträge im Bin des Maximums N_{max} und der Anzahl der Einträge in den übrigen Bins N_U. Die Triggerbedingung ist für $\sigma > 1.5$ erfüllt.

$$\sigma = \frac{N_{max} - \frac{N_U}{15}}{\sqrt{N_{max}}} \tag{6.4}$$

- Das ZVTX-SIG2-Triggerelement arbeitet wie das ZVTX-SIG1-Triggerelement mit verschärften Bedingungen.

- Das CIP-BACKWARDS-Triggerelement erkennt Spuren, die aus der Region vor dem Detektor kommen (negative z). Sie stammen aus der Wechselwirkung des Protonstrahls mit Restgasmolekülen im Strahlrohr. Dieses Triggerelement wird als Veto-Signal für einige ZVTX-Triggerelemente verwendet.

Die zentrale Driftkammer: Das Triggersystem der zentralen Driftkammer (DC-RPHI-Trigger) erkennt, zählt und vermißt Spuren in der xy-Ebene des Detektors mit Transversalimpulsen $p_T > 450\,MeV/c$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit hängt von dem Transversalimpuls p_T und dem Abstand der Spur zum Ursprung d_{ca} ab. Z.B. sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit für einen Transversalimpuls von $p_T = 1\,GeV/c$ von 98% bei $d_{ca} = 0\,cm$ über 80% bei $d_{ca} = 2\,cm$ auf 45% bei $d_{ca} = 3\,cm$ [104]. Hier wird das Triggerelement DC-RPHI-THR-0 verwendet. Es wird ausgelöst, wenn die Anzahl der erkannten Spuren $N_{Spuren} \geq 1$ ist.

Der Kleinwinkel-Elektrondetektor: Ereignisse mit *Charm* können auch durch das gestreute Elektron mit dem Kleinwinkel-Elektrondetektor (ETAG-Trigger) erkannt werden. Dieses Verfahren ist weitgehend unabhängig von der Topologie des hadronischen Endzustandes. Seine Akzeptanz (Abb. 6.8) für die kinematische Variable y ist durch seine Geometrie gegeben. Etwa 11% aller Photoproduktionsereignisse werden mit dem ETAG-Trigger erkannt. Im Bereich von $0.3 < y_e < 0.7$ ist die Triggereffizienz 100% [85].
Die L1-Triggerentscheidung wird durch Subtrigger, die aus den Triggerelementen der verschiedenen Triggersysteme zusammengesetzt sind, getroffen. Jeder Subtrigger kann ein Triggersignal auslösen[4]. Falls die Triggerrate einzelner Trigger zu hoch für das Auslesesystem des Detektors wird (in diesem Fall steigt die Totzeit stark an), kann ein einstellbarer

[4]Im Folgenden werden die Subtrigger einfach als Trigger bezeichnet.

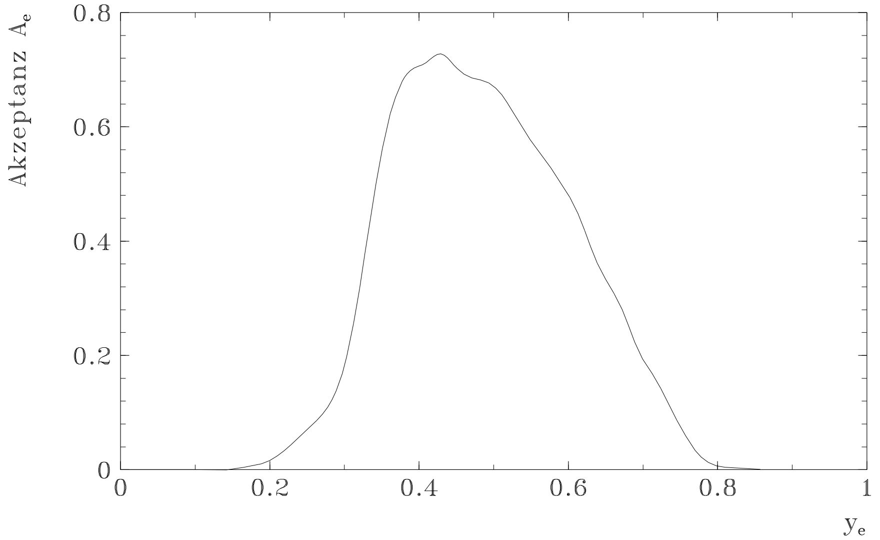


Abbildung 6.8: Akzeptanz des Kleinwinkel-Elektrondetektors für die Inelastizität y_e

Skalierungsfaktor N_{Skala} verwendet werden. Nur jedes N_{Skala}-te Triggersignal des betreffenden Triggers löst dann einen L1-Trigger aus.
Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurden die drei in Tabelle 6.5 aufgelisteten Trigger ausgewählt, die sich aus den beschriebenen Triggerelementen zusammensetzen. Der Trigger ZVTX-SIG2*NOT(CIP-BACKWARDS) arbeitete ab Laufnummer 30851 in seiner endgültigen Konfiguration. Die anderen Trigger arbeiteten während der gesamten Datennahmeperioden unter den gleichen Betriebsbedingungen.

Spurtrigger
ZVTX-SIG1*DC-RPHI-THR-0
ZVTX-SIG2*NOT(CIP-BACKWARDS)
Elektrontrigger
ETAG*ZVTX-T0

Tabelle 6.5: Für die Analyse verwendete Trigger (siehe Kapitel 3.2)

Die Trigger, die die Triggerelemente der vertexorientierten Triggerssysteme enthalten, werden als Spurtrigger bezeichnet. Der Trigger mit dem ETAG-Triggerelement heißt Elektrontrigger.

6.3.2 Abschätzung der Triggereffizienz

Die Triggereffizienz[5] kann aus den Daten selbst bestimmt werden, wenn Triggersysteme zur Verfügung stehen, die unabhängig voneinander ausgelöst werden.
Ist N die Zahl der Ereignisse, die erkannt werden sollen, und N_1 und N_2 die Zahl der Ereignisse, für die die Trigger T_1 bzw. T_2 ausgelöst wurden, so ist die Triggereffizienz

[5] Im Folgenden wird als Triggereffizienz das Produkt aus Akzeptanz und Effizienz bezeichnet.

definiert als:

$$\epsilon_1 \equiv \frac{N_1}{N} \tag{6.5}$$

$$\epsilon_2 \equiv \frac{N_2}{N} \tag{6.6}$$

Damit ergibt sich:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \tag{6.7}$$

Arbeiten die Trigger unabhängig voneinander, gilt unter Verwendung der Zahl der Ereignisse für die beide Trigger ausgelöst wurden (Überlapp N_{12}):

$$\epsilon_1 = \frac{N_{12}}{N_2} \tag{6.8}$$

$$\epsilon_2 = \frac{N_{12}}{N_1} \tag{6.9}$$

Sind die Zahlen N_1, N_2 und N_{12} bekannt, können die Effizienzen **beider** Trigger bestimmt werden. Die so bestimmte Triggereffizienz ist eine mittlere Triggereffizienz, da i.a. wenigstens einer der beiden Trigger von der Verteilung bestimmter ereignisspezifischer Größen abhängt. Die Anzahl der Spuren ist z.B. so eine Größe, von der die Effizienz der Spurtrigger abhängt.
Sollen die Ergebnisse auf einen Datensatz mit einer beliebigen Verteilung der Anzahl der Spuren übertragen werden, muß die Triggereffizienz differentiell bestimmt werden, d.h. in Abhängigkeit von z.B. der Anzahl der Spuren. Dazu dient ein Satz von Referenzereignissen, die durch einen von der zu untersuchenden Größe unabhängigen Trigger erkannt wurden. Die differentielle Triggereffizienz ergibt sich dann durch binweise Division der Verteilungen des Triggers und aller Referenzereignisse.
Als unabhängige Trigger eignen sich jeweils ein Spurtrigger und der Elektrontrigger. Während die Spurtrigger von den Spuren im hadronischen Endzustand des Ereignisses ausgelöst werden, erkennt der Elektrontrigger das gestreute Elektron. In einem y_e-Bereich von $0.3 < y_e < 0.7$ ist die Triggereffizienz des Elektrontriggers 100% [76]. Die Effizienz der Spurtrigger ist abhängig von der Anzahl der Spuren, die in ihren Akzeptanzbereich fallen:

$$N_{Spuren} \; : \; \text{Anzahl der Spuren mit } p_T > 150\, MeV/c \tag{6.10}$$

$$N_{450} \; : \; \text{Anzahl der Spuren mit } p_T > 450\, MeV/c \tag{6.11}$$

Für die Abschätzung der Effizienz jeweils zweier Trigger nach dem oben beschriebenen Verfahren werden aus den DST-Daten Ereignisse unter folgende Bedingungen ausgewählt:

- Sie besitzen mindestens zwei Spuren mit $p_T > 450\, MeV/c$, wobei die Spuren durch die Schnitte in Tabelle 7.3 definiert sind.

- Die Position ihres Ereignisvertexes entlang der Strahlachse ist $|z_V| < 50\, cm$.

- Sie sind nicht als Strahl-Gas-Kandidaten klassifiziert worden.

Der Vergleich der beiden Spurtrigger mit dem Elektrontrigger ergibt die in Tabelle 6.6 bzw. Tab. 6.7 aufgelisteten Werte. N_i sind die Ereignisse, die durch die entsprechenden Trigger erkannt wurden, und D_i gibt die mittleren Skalierungsfaktoren (aus Informationen in der H1-Datenbasis) an. Die Effizienzen berechnen sich nach:

$$\epsilon_1 = \frac{N_{12}}{N_2 \cdot D_2} \tag{6.12}$$

$$\epsilon_2 = \frac{N_{12}}{N_1 \cdot D_1} \tag{6.13}$$

Ihre statistischen Fehler sind:

$$\sigma_{\epsilon_1} = \sqrt{\frac{\epsilon_1 \cdot (1-\epsilon_1)}{N_2}} \tag{6.14}$$

$$\sigma_{\epsilon_2} = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \cdot (1-\epsilon_2)}{N_1}} \tag{6.15}$$

Zusätzlich ist das Verhältnis der Effizienzen angegeben.

i	Trigger	N_i	D_i	ϵ_i [%]	Verhältnis
1	ZVTX-SIG1*DC-RPHI-THR-0	3876	1.05	41.0 ± 1.3	2.7 ± 0.1
2	ETAG*ZVTX-T0	1516	1.00	15.2 ± 0.6	1
12	Überlapp	622			

Tabelle 6.6: Triggereffizienzen mit dem Spurtrigger ZVTX-SIG1*DC-RPHI-THR-0

i	Trigger	N_i	D_i	ϵ_i [%]	Verhältnis
1	ZVTX-SIG2*NOT(CIP-BACKWARDS)	2540	1.20	28.7 ± 1.2	2.3 ± 0.2
2	ETAG*ZVTX-T0	1372	1.00	12.9 ± 0.7	1
12	Überlapp	394			

Tabelle 6.7: Triggereffizienzen mit dem Spurtrigger ZVTX-SIG2*NOT(CIP-BACKWARDS)

Die mit den beiden Spurtriggern getrennt bestimmten Effizienzen des Elektrontriggers unterscheiden sich um etwa 2.5 Standardabweichungen. Dieser Effekt kann nicht durch den Strahl-Gas-Untergrund erklärt werden, für den die Effizienz des Elektrontriggers praktisch 0 ist. Der Anteil von Proton-Pilot-Paketen in den Datensätzen der beiden Spurtrigger ist mit etwa 0.9% gleich. Der Anteil an Strahl-Gas-Ereignissen kann deshalb mit etwa 10% angesetzt werden.
Im Gegensatz zu den Spurtriggern ist die Simulation des Elektrontriggers in *Monte Carlo*-Ereignissen mit hoher Genauigkeit durchgeführt worden. Untersuchungen ergeben eine Effizienz des Elektrontriggers in einem vergleichbar ausgewählten Datensatz von $\epsilon_{ETAG}^{MC} = 16.5 \pm 2.2$ %. Da die Vergleichbarkeit von H1-Daten mit *Monte Carlo*-Daten bezüglich der Spurtriggereffizienzen nicht Thema dieser Arbeit ist, konnten keine detaillierten Untersuchungen diesbezüglich durchgeführt werden. Für die Analyse der Daten werden deshalb nur die Verhältnisse der Effizienzen der Spurtrigger zum Elektrontrigger verwendet. Für die absolute Normierung wird das Ergebnis der *Monte Carlo*-Studien der Effizienz des Elektrontriggers benutzt.

Aufgrund dieser Inkonsistenzen bei der Bestimmung der Effizienz des Elektrontriggers muß von einem systematischen Fehler in der Bestimmung der Spurtriggereffizienzen von 20% ausgegangen werden. Die Ergebnisse sind:

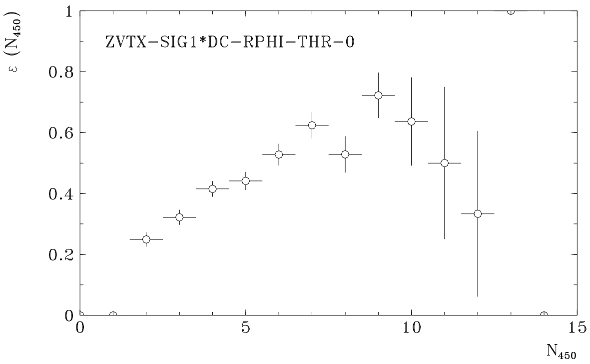
ZVTX-SIG1*DC-RPHI-THR-0-Trigger:	$\epsilon_T = 41.0 \pm 1.3 \pm 8.2$
ZVTX-SIG2*NOT(CIP-BACKWARDS)-Trigger:	$\epsilon_T = 28.7 \pm 1.2 \pm 5.7$
ETAG*ZVTX-T0-Trigger:	$\epsilon_T = 16.5 \pm 2.2$

Um die Triggereffizienzen für Datensätze mit beliebigen Multiplizitätsverteilungen bestimmen zu können, wird die differentielle Effizienz eines Trigger gegen die Anzahl der Spuren bestimmt. Als Referenz dienen Ereignisse, die durch den Elektrontrigger erkannt wurden. Die differentiellen Effizienzen berechnen sich durch binweise Division der Multiplizitätsverteilung der Ereignisse des entsprechenden Spurtriggers und aller Referenzereignisse. Sie sind in den Tabellen 6.8 und 6.9 aufgelistet und in den Abb. 6.9(a) und Abb. 6.10(a) graphisch dargestellt.

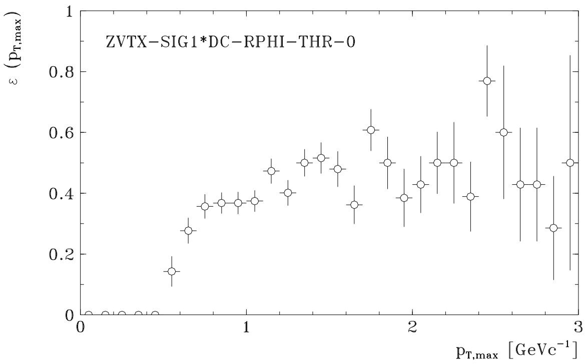
Zur Überprüfung werden die Effizienzverteilungen binweise mit dem Kehrwert der Effizienzen multipliziert. Trivialerweise werden die Effizienzverteilungen der Anzahl der Spuren flach (Abb. 6.9(c) und Abb. 6.10(c)), da sie mit ihrem Kehrwert multipliziert werden. Als Testgröße dient der maximale Transversalimpuls $p_{T,max}$, der unabhängig von der Anzahl der Spuren ist (Abb. 6.9(b) und Abb. 6.10(b)). Die Effizienzverteilung dieser Größe wird im Rahmen der Fehler ebenfalls flach (Abb. 6.9(d) und Abb. 6.10(d)). Daraus kann geschlossen werden, daß die Anzahl der Spuren geeignete Größen zur Bestimmung der differentiellen Triggereffizienzen sind.

Die Effizienz des Triggers ZVTX-SIG1*DC-RPHI-THR-0 (Abb. 6.9(a)) steigt mit der Anzahl der Spuren von 23% bis auf 72% an. Da er sensitiv auf einzelne Spuren in Abhängigkeit von deren d_{ca} und p_T ist, ist diese Verteilung verständlich.

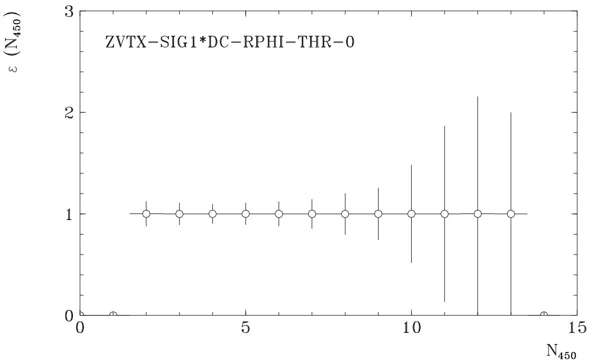
Die Bedingung für die Auslösung dieses Triggers hängt von der Signifikanz des Maximums im z-Vertexhistogramm ab. Diese ist für eine mittlere Anzahl von Spuren $(5 - 8)$ am höchsten, nimmt zu kleineren und größeren Multiplizitäten hin ab und hängt wenig vom maximalen Transversalimpuls ab.



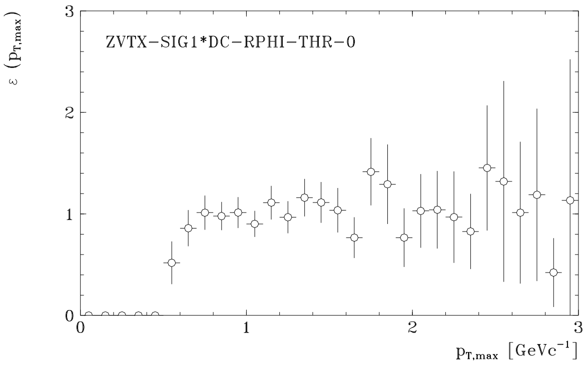
(a) Triggereffizienz gegen N_{450}



(b) Triggereffizienz gegen $p_{T,max}$



(c) Korrigierte Triggereffizienz gegen N_{450}

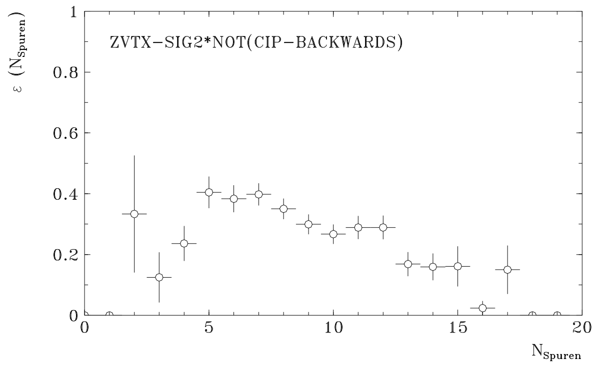


(d) Korrigierte Triggereffizienz gegen $p_{T,max}$

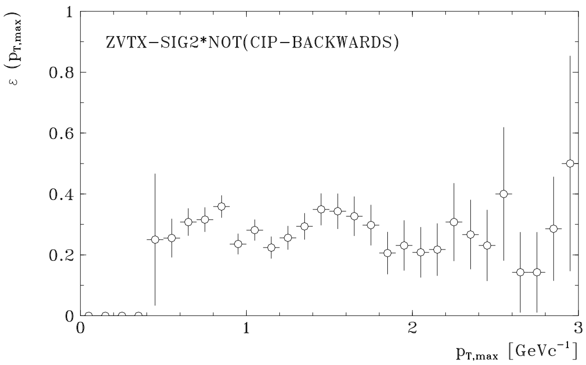
Abbildung 6.9: Differentielle Effizienz des Spurtriggers ZTVX-SIG1*DC-RPHI-THR-0

N_{450}	Effizienz [%]	Fehler [%]
2	24.9	2.4
3	32.2	2.5
4	41.5	2.6
5	44.1	3.0
6	52.8	3.6
7	62.4	4.3
8	52.9	6.0
9	72.2	7.5
10	63.6	14.5
11	50.0	25.0
12	33.3	27.2
13	100	100

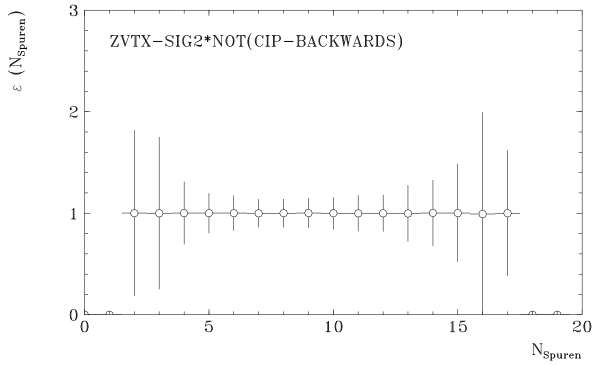
Tabelle 6.8: Effizienz-Tabelle des Spurtriggers ZVTX-SIG1*DC-RPHI-THR-0



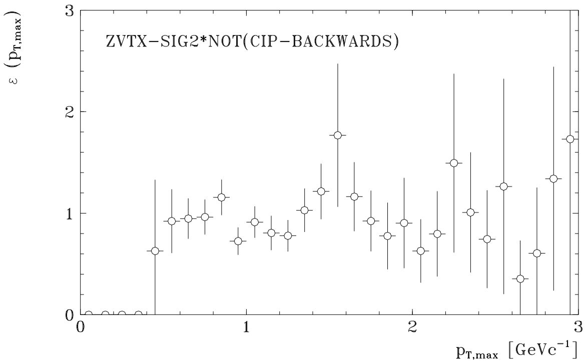
(a) Triggereffizienz gegen N_{Spuren}



(b) Triggereffizienz gegen $p_{T,max}$



(c) Korrigierte Triggereffizienz gegen N_{Spuren}



(d) Korrigierte Triggereffizienz gegen $p_{T,max}$

Abbildung 6.10: Differentielle Effizienz des Spurtriggers ZTVX-SIG2*NOT(CIP-BACKWARDS)

N_{Spuren}	Effizienz [%]	Fehler [%]
2	33.3	19.2
3	12.5	8.3
4	23.6	5.7
5	40.4	5.2
6	38.3	4.4
7	39.8	3.6
8	35.0	3.4
9	29.9	3.3
10	26.7	3.2
11	28.9	3.8
12	28.9	3.9
13	16.9	4.0
14	15.9	4.4
15	16.1	6.6
16	2.4	2.4
17	15.0	8.0

Tabelle 6.9: Effizienz-Tabelle des Spurtriggers ZVTX-SIG2*NOT(CIP-BACKWARDS)

Kapitel 7

Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen

Die kinematischen Eigenschaften der $D^{*\pm}$-Mesonen und ihrer Zerfallsprodukte wurden bereits in Kapitel 5.2 beschrieben. In diesem Kapitel wird gezeigt, wie die $D^{*\pm}$-Mesonen mit Hilfe der zentralen Spurenkammer (CJC) des H 1-Detektors durch ihre Zerfallsteilchen rekonstruiert werden können.
Auf der Grundlage von *Monte Carlo*-Ereignissen mit vollständiger Detektorsimulation werden die angewendeten Methoden erklärt und technische Aspekte zur Herausarbeitung eines $D^{*\pm}$-Signals erläutert. Außerdem wird die Rekonstruktionseffizienz bestimmt, die bei der Abschätzung des Wirkungsquerschnittes der Erzeugung von *Charm* mit den H 1-Daten von 1992 verwendet wird.

7.1 Die Δm-Methode

In Kapitel 1.4 wurden die kinematischen Gegebenheiten des Zerfallskanals $D^{*+} \to D^0\ \pi_s^+$ beschrieben. Die Massendifferenz zwischen den $D^{*\pm}$-Mesonen und den D^0-Mesonen liegt knapp oberhalb der Pionmasse [1]:

$$\Delta M \equiv M_{D^{*+}} - M_{D^0} = 145.55 \pm 0.06\ MeV/c^2 \tag{7.1}$$

Das Standardverfahren zum Nachweis $D^{*\pm}$-Mesonen basiert auf dem Zerfall $D^{*+} \to D^0\ \pi_s^+$ mit $D^0 \to K^-\ \pi^+$. Unter der Annahme, daß es sich um Kaonen und Pionen handelt, werden alle in einem Spurendetektor rekonstuierten Spuren zu 3-Spursystemen kombiniert.
In einem ersten Schritt wird aus zwei entgegengesetzt geladenen Spuren, denen die Kaon- bzw. Pionmassen zugeordnet werden, das $K\pi$-System gebildet. Liegt die invariante Masse des $K\pi$-Systems innerhalb eines Bereiches, der aufgrund der Impulsauflösung des Detektors festgelegt wird, um die nominelle D^0-Masse, wird diese Kombination als D^0-Kandidat angesehen. Der D^0-Kandidat wird anschließend mit einer dritten Spur kombiniert, der die Pionmasse zugeordnet wird und deren Ladung der des Pions π entspricht. Die Massendifferenz wird wie folgt berechnet:

$$\Delta m = m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi} \tag{7.2}$$

Für Spuren, die aus dem Zerfall eines $D^{*\pm}$-Mesons stammen, liegt der Wert in unmittelbarer Nähe des nominellen Wertes $\Delta m \approx \Delta M = 145.44\, GeV/c^2$. Die Anhäufung in dieser Region wird als $D^{*\pm}$-Signal bezeichnet.

Die Genauigkeit der Bestimmung der Massendifferenz Δm ist besser als die der invarianten Massen. Die Auflösung wird im Wesentlichen durch die Impulsauflösung des langsamen Pions π_s bestimmt. Zufällige 3-Spurkombinationen mit Massendifferenzen Δm im Bereich des $D^{*\pm}$-Signals sind unwahrscheinlich, da der verfügbare Phasenraum klein ist. Der minimale Wert für Δm ist durch die Pionmasse gegeben $\Delta m \geq m_\pi = 139.6\, MeV/c^2$. Dieses Verfahren zur Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen wird als Δm-Methode bezeichnet. Eine erste Abschätzung der erwarteten Auflösungen für die invarianten Massen kann mit Hilfe von $D^{*\pm}$-Zerfällen auf Generatorniveau vorgenommen werden. Aufgrund der Untersuchungen in Kapitel 5.2 werden an die Zerfallsteilchen der D^*-Mesonen die in Tabelle 7.1 aufgelisteten Bedingungen gestellt. Damit ist gewährleistet, daß die Teilchen im Akzeptanzbereich der zentralen Spurenkammer liegen. Die kinematischen Größen der Teilchen (Transversalimpuls p_T, Polarwinkel θ und Azimutalwinkel ϕ) werden statistisch um ihre tatsächlichen Werte verschmiert, wobei *Gauss*-Verteilungen der Breite σ angenommen werden. Die verwendeten Auflösungen sind in Tabelle 7.2 aufgelistet. Sie ergeben sich aus den in Kapitel 4.4 bestimmten Auflösungen für Spuren in den entsprechenden Bereichen des Transversalimpulses.

Parameter	Bereich		Beschreibung
	$K^\mp/\pi^\pm$	$\pi_s^\pm$	
p_T $[GeV/c]$	$0.450 - 5.000$	$0.075 - 0.450$	Transversalimpuls
θ	$20° - 160°$	$20° - 160°$	Polarwinkel

Tabelle 7.1: Akzeptanzbereiche für die Zerfallsteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons

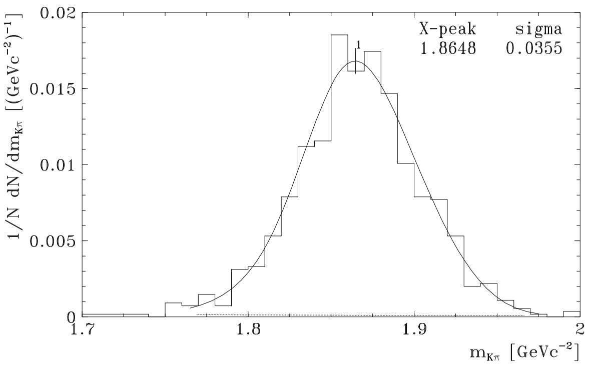
Parameter	Auflösung		Beschreibung
	$K^\mp/\pi^\pm$	$\pi_s^\pm$	
σ_{p_T}/p_T^2 $[(GeV/c)^{-1}]$	2%	10%	Transversalimpuls
$\sigma\phi$	0.1°	1°	Azimutalwinkel
σ_θ	1°	4°	Polarwinkel

Tabelle 7.2: Angenommene Auflösungen für die Zerfallsteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons

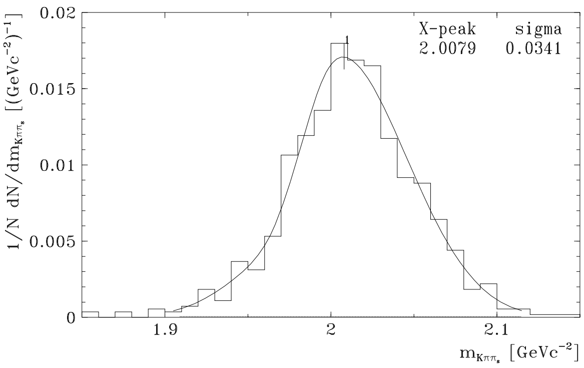
Die Verteilungen der invarianten Massen $m_{K\pi}$ und $m_{K\pi\pi_s}$, sowie der Massendifferenz Δm sind in Abb. 7.1 gezeigt. Trotz der im Vergleich zu den geplanten Werten schlechten Auflösungen bleibt das $D^{*\pm}$-Signal erhalten. Wegen der kinematischen Randbedingungen des $D^{*\pm}$-Zerfalls ist das $D^{*\pm}$-Signal sehr unempfindlich gegen Fehlmessungen der Richtungen und Impulse der Zerfallsteilchen. Der Nachweis von $D^{*\pm}$-Mesonen ist auch dann möglich, wenn der kombinatorische Untergrund hoch ist.

7.2 Spurauswahl

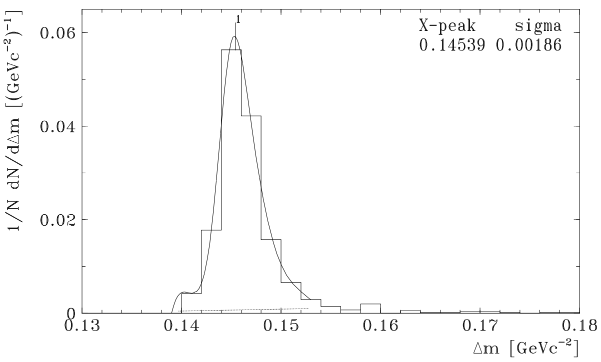
Zum Nachweis von $D^{*\pm}$-Mesonen wird die Δm-Methode auf die in der zentralen Spurenkammer CJC rekonstruierten Spuren angewendet. Die Anzahl der auszuwertenden Spurkombinationen steigt überproportional mit der Anzahl der rekonstruierten Spuren. Außerdem sollen nur Spuren kombiniert werden, die bestimmte Qualitätskriterien erfüllen (Kapitel 4.3). Auf der Grundlage der in Kapitel 5.2 beschriebenen Untersuchungen der



(a) Invariante Masse des $K\pi$-Systems



(b) Invariante Masse des $K\pi\pi_s$-Systems



(c) Massendifferenz $\Delta m = m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}$

Abbildung 7.1: Verteilungen der invarianten Massen mit verschmierten Richtungen und Impulsen

kinematischen Eigenschaften der Zerfallsteilchen des $D^{*\pm}$-Mesons werden Bedingungen an die Transversalimpulse und Polarwinkel der Spuren gestellt. Dabei wird der Akzeptanzbereich des zentralen Spurendetektors berücksichtigt (Kapitel 4.3). Die Zerfallsteilchen des D^0-Mesons, Kaon K und Pion π, liegen hauptsächlich in einem Bereich des Transversalimpulses $0.450 < p_T < 5.000\ GeV/c$. Der Transversalimpuls des langsamen Pions π_s liegt stets niedriger. Sein Bereich ist $0.075 < p_T < 0.450\ GeV/c$. Die untere Grenze ist durch die Akzeptanz des Detektors gegeben. Die Auswahlkriterien für die Spuren sind in Tab. 7.3 aufgelistet.

Zusätzlich werden an die Spursysteme noch die Bedingungen in Tabelle 7.4 gestellt.

Alle $K\pi\pi_s$-Kombinationen mit Massendifferenzen in einem Bereich $\Delta m < 0.200\,GeV/c^2$ werden als $D^{*\pm}$-Kandidaten bezeichnet. Die Schnitte sind so gewählt, daß die Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten eine Untermenge der in Kapitel 6.2 definierten *Charm*-Klasse sind.

Die Selektion der $D^{*\pm}$-Kandidaten wird zunächst mit CJC-Spuren ohne Vertexanpassung durchgeführt (siehe Kapitel 4.2). Erst in einem späteren Schritt werden vertexangepaßte Spuren verwendet. Aus den geänderten Helixparametern der Spuren werden dann die invarianten Massen neu berechnet.

Durch dieses Verfahren wird die Entscheidung, ob die Vertexanpassung geeignet ist, die Auflösung des $D^{*\pm}$-Signals zu verbessern, auf ein späteres Stadium der Analyse verscho-

Parameter		Schnitt		Beschreibung
		$K^{\mp}/\pi^{\pm}$	$\pi_s^{\pm}$	
Spurbank		CJKR	CJKR	CJC-Spuren
R_{Start}	$[cm]$	< 30	< 30	Spurstart in CJC1
$\|d_{ca}\|$	$[cm]$	< 1	< 5	Kleinster Abstand zum Ursprung
L_{Spur}	$[cm]$	> 10	> 10	Radiale Spurlänge
$N_{Treffer}$		≥ 16	≥ 10	Anzahl der Treffer
$\|z_0\|$	[cm]	< 50	< 50	Schnittpunkt mit der Strahlachse
p_T	$[GeV/c]$	$0.450 - 5.000$	$0.075 - 0.450$	Transversalimpuls
θ		$20° - 160°$	$20° - 160°$	Polarwinkel
$N_{dE/dx}$		≥ 10		Anzahl der Treffer für dE/dx

Tabelle 7.3: Bedingungen, die an die Spurparameter der CJC-Spuren für die $D^{*\pm}$-Rekonstruktion gestellt werden

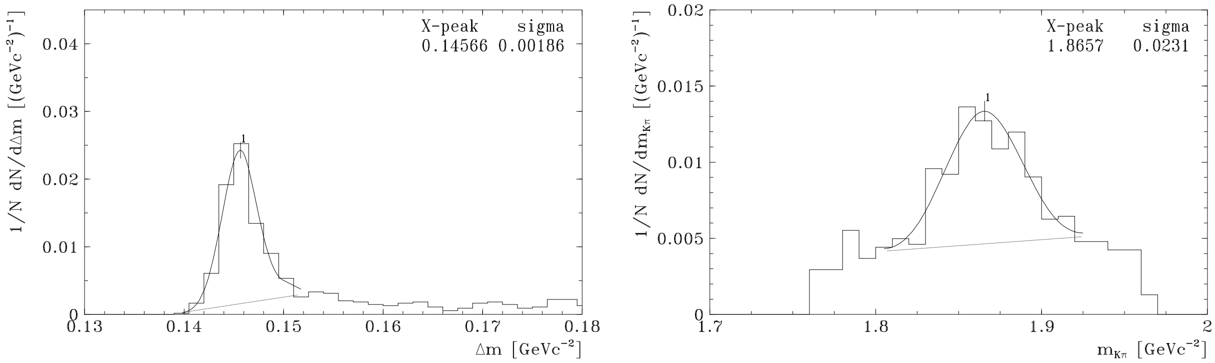
Parameter		Schnitt
$K\pi$-System		
$\|z_0(K) - z_0(\pi)\|$	$[cm]$	< 50
$\|m_{K\pi} - m_{D^0}\|$	$[GeV/c^2]$	< 0.100
$K\pi\pi_s$-System		
$p_T(\pi_s) < p_T(K)$		
$p_T(\pi_s) < p_T(\pi)$		
$\Delta m \equiv m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}$	$[GeV/c^2]$	< 0.200

Tabelle 7.4: Weitere Bedingungen, die an die $D^{*\pm}$-Kandidaten gestellt werden

ben. Insbesondere besteht die Möglichkeit, verschiedene Verfahren der Vertexanpassung auszuprobieren bzw. Einflüsse der Vertexposition und der Ausdehung zu studieren.

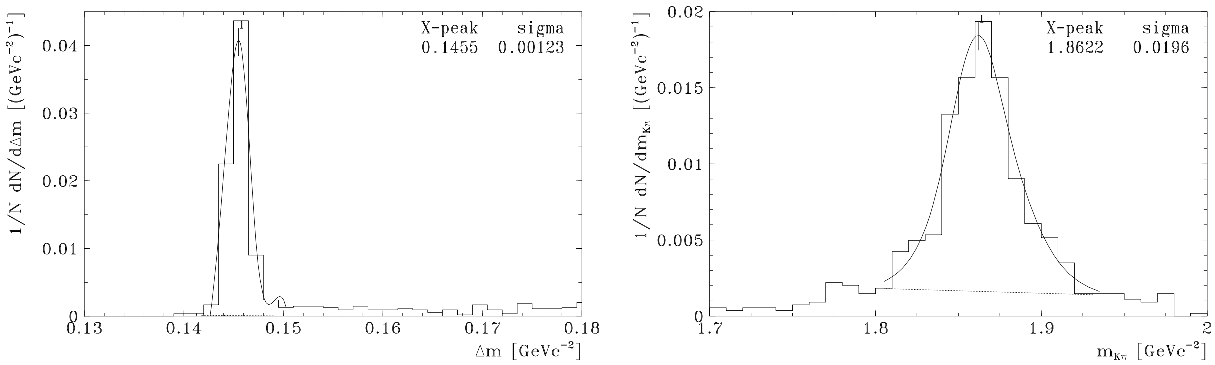
7.3 Verbesserung des $D^{*\pm}$-Signals

Durch die Anpassung der CJC-Spuren an den primären Vertex des Ereignisses in xyz wird eine Verbesserung der Impuls- und Richtungsauflösung erwartet (siehe Kapitel 4.2). Der Einfluß der Vertexanpassung auf die Verteilungen der invarianten Massen wird hier anhand von *Monte Carlo*-Ereignissen mit vollständiger Detektorsimulation untersucht. Jedes Ereignis enthält genau ein $D^{*\pm}$-Meson, das in dem betrachteten Kanal zerfällt. Für den *Monte Carlo*-Datensatz wurde das gleiche Rekonstruktionsprogramm verwendet wie für die H1-Daten.
Die Verteilungen der Massendifferenz Δm und der invarianten Masse des $K\pi$-Systems $m_{K\pi}$ für CJC-Spuren ohne Vertexanpassung sind in Abb. 7.2 gezeigt. $D^{*\pm}$-Kandidaten sind durch die in den Tabelle 7.3 und 7.4 aufgeführten Bedingungen definiert.
Die Massenauflösungen entsprechen den Werten, die aufgrund der Studien auf Generatorniveau in Kapitel 7.1 erwartet werden.
Die Anpassung der CJC-Spuren an den primären Vertex des Ereignisses führt zu den Verteilungen in Abb. 7.3. Sowohl die Breite der Verteilung der invarianten Masse des $K\pi$-Systems als auch die Breite des $D^{*\pm}$-Signals sind deutlich kleiner (Faktor 1.5).



(a) Massendifferenz Δm (b) Invariante Masse $m_{K\pi}$

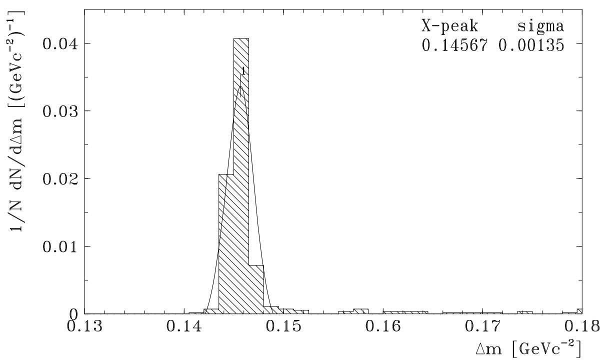
Abbildung 7.2: Massenverteilungen für $D^{*\pm}$-Kandidaten mit CJC-Spuren ohne Vertexanpassung



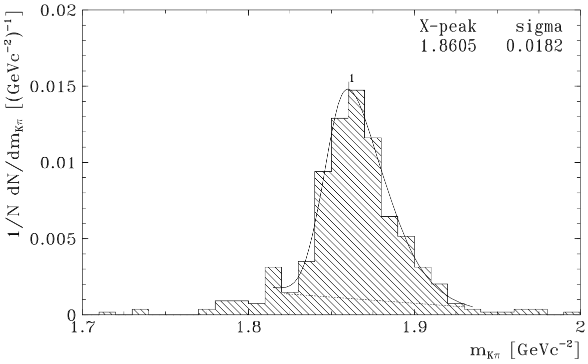
(a) Massendifferenz Δm (b) Invariante Masse $m_{K\pi}$

Abbildung 7.3: Massenverteilungen für $D^{*\pm}$-Kandidaten mit CJC-Spuren mit Vertexanpassung

Bisher wurden alle 3-Spurkombinationen betrachtet, die den Bedingungen, die an die $D^{*\pm}$-Kandidaten gestellt werden, genügen. Da hier *Monte Carlo*-Ereignisse betrachtet werden, kann durch den Vergleich der als Spuren erkannten Treffermuster mit den simulierten Treffern eine Zuordnung von Spuren zu generierten Teilchen vorgenommen werden. Für jeden $D^{*\pm}$-Kandidaten ist damit bekannt, ob seine Spuren Zerfallsteilchen eines generierten $D^{*\pm}$-Mesons sind. Solche $D^{*\pm}$-Kandidaten werden im Folgenden als *wahre* $D^{*\pm}$-Kandidaten bezeichnet. In Abb. 7.4 sind die Verteilungen für die *wahren* $D^{*\pm}$-Kandidaten abgebildet. Im Vergleich zu den Verteilungen aller $D^{*\pm}$-Kandidaten fehlt ein Großteil der Einträge rechts vom $D^{*\pm}$-Signal ($\Delta m > 0.150\, GeV/c^2$). Daraus kann geschlossen werden, daß zufällige Spurkombinationen, die nicht zu *wahren* $D^{*\pm}$-Kandidaten gehören, den Hauptteil des kombinatorischen Untergrundes außerhalb des Signals ausmachen.
Da die Breite des $D^{*\pm}$-Signals durch die Vertexanpassung der Spuren deutlich schmaler wird, kann erwartet werden, daß sich das Signal-zu-Untergrund Verhältnis ebenfalls verbessert.
In Kapitel 8.1 wird sich zeigen, daß sich ein über dem Untergrund abhebendes $D^{*\pm}$-Signal nur durch die Verwendung der Vertexanpassung der CJC-Spuren beobachten läßt.



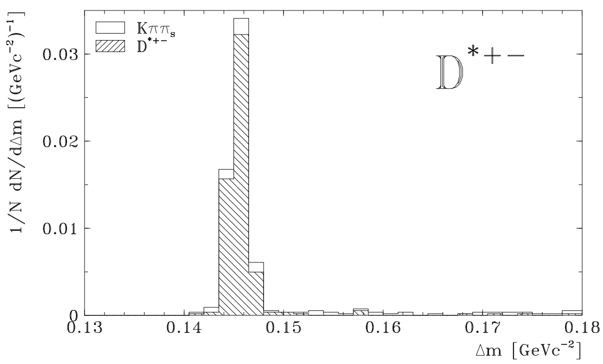
(a) Massendifferenz Δm



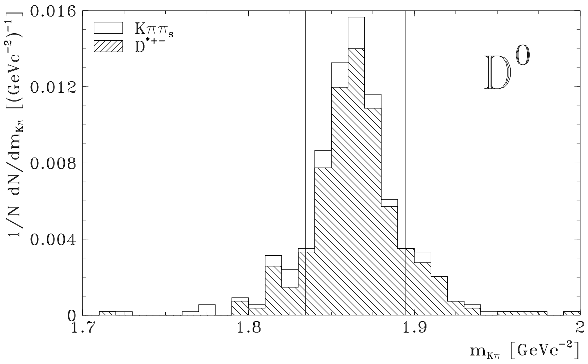
(b) Invariante Masse $m_{K\pi}$

Abbildung 7.4: Massenverteilungen für *wahre* $D^{*\pm}$-Mesonen mit CJC-Spuren mit Vertexanpassung

Zusätzlich muß der Bereich der invarianten Masse des $K\pi$-Systems gegenüber der beschriebenen Selektion der $D^{*\pm}$-Kandidaten verkleinert werden, um den kombinatorischen Untergrund weiter zu senken. In Abb. 7.5(a) ist die Verteilung der Massendifferenz Δm für $D^{*\pm}$-Kandidaten in einem Bereich von $\pm 30\,MeV/c^2$ um die nominelle D^0-Masse abgebildet. Abb. 7.5(b) zeigt die Verteilung der invarianten Masse des $K\pi$-Systems für alle $D^{*\pm}$-Kandidaten des $D^{*\pm}$-Signals mit $\Delta m < 0.150\,GeV/c^2$.



(a) Massendifferenz Δm



(b) Invariante Masse $m_{K\pi}$

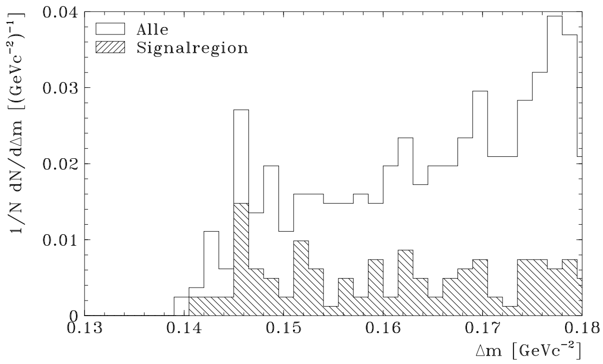
Abbildung 7.5: $D^{*\pm}$- und D^0-Signal nach Anwendung aller Schnitte

7.4 Unterdrückung von Untergrund

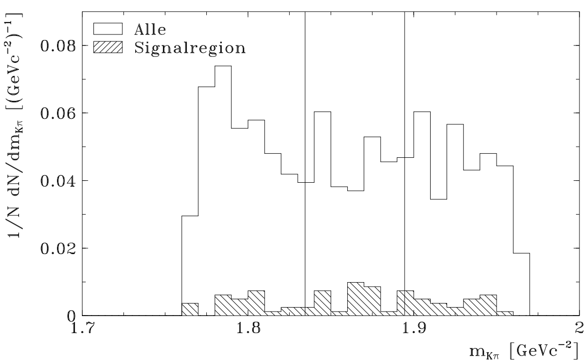
Bisher wurden *Monte Carlo*-Ereignisse betrachtet, die generierte $D^{*\pm}$-Mesonen enthalten. Der Anteil von Ereignissen mit $D^{*\pm}$-Mesonen ist in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA jedoch klein gegen die Zahl der Ereignisse insgesamt. In Kapitel 6.1 wurde gezeigt, daß keine effiziente Selektion von Ereignissen mit *Charm* auf der Grundlage der Ereignistopologien möglich ist. Es muß deshalb davon ausgegangen werden, daß der kombinatorische Untergrund, der durch Ereignisse mit Spuren im Zentralbereich des Detektors erzeugt wird, erheblich ist. Exemplarisch für solche Ereignisse werden in diesem Abschnitt *Monte Carlo*-Ereignisse mit *Charm*-Quarks ($c\bar{c}$) mit einem den Verzweigungsverhältnissen entsprechenden Anteil an $D^{*\pm}$-Mesonen sowie JETJET-Ereignisse der Photoproduktion (siehe Kapitel 6.1) betrachtet. Das Ziel ist dabei nicht die quantitative Bestimmung des zu erwartenden kombinatorischen Untergrundes sondern die Entwicklung weiterer Bedingungen zur Unterdrückung des Untergrundes. In den H 1-Daten wird der Untergrund durch die Anpassung einer geeigneten Funktion an die Δm-Verteilung bestimmt (siehe Kapitel 8.1).

$c\bar{c}$-Ereignisse

Die Verteilungen für die $D^{*\pm}$-Kandidaten in *Monte Carlo* generierten $c\bar{c}$-Ereignissen sind in Abb. 7.6 ohne und in Abb. 7.7 mit Vertexanpassung der CJC-Spuren gezeigt. Die schraffierten Verteilungen der Massendifferenz Δm enthalten nur Einträge von $D^{*\pm}$-Kandidaten mit invarianten Massen des $K\pi$-Systems in einem Bereich von $\pm 30\,MeV/c^2$ um die nominelle D^0-Masse. Die schraffierten Verteilungen der invarianten Massen des $K\pi$-Systems $m_{K\pi}$ enthalten nur Einträge von $D^{*\pm}$-Kandidaten aus der Signalregion ($\Delta m < 0.150\,GeV/c^2$). Durch die Vertexanpassung der CJC-Spuren wird das Signal-zu-Untergrund Verhältnis, wie schon in Kapitel 7.3 beschrieben, verbessert.



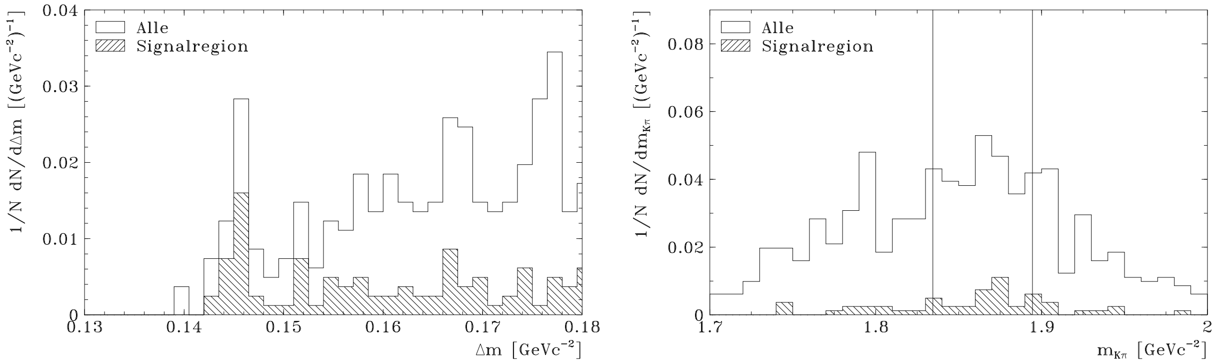
(a) Massendifferenz Δm



(b) Invariante Masse $m_{K\pi}$

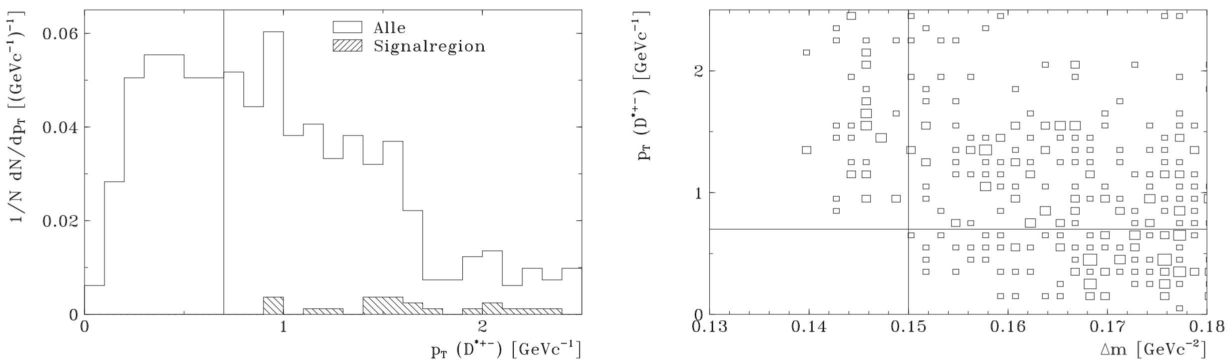
Abbildung 7.6: Massenverteilungen für $D^{*\pm}$-Kandidaten in $c\bar{c}$-Ereignissen mit CJC-Spuren ohne Vertexanpassung

Eine weitere Größe zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes ist der Transversalimpuls der $D^{*\pm}$-Kandidaten $p_T\,(D^{*\pm})$. In Abb. 7.8 sind die Verteilungen des Transversalimpulses $p_T\,(D^{*\pm})$ für alle $D^{*\pm}$-Kandidaten und für die $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion gezeigt (schraffiert). Zufällige Kombinationen führen häufig zu $D^{*\pm}$-Kandidaten mit kleinen Transversalimpulsen, während der Transversalimpuls für $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion i.a. größer als $0.7\,GeV/c$ ist. Die Linien in den Abb. 7.8(a-b) markieren diesen Wert. Durch die Verwerfung von $D^{*\pm}$-Kandidaten mit Transversalimpulsen von $p_T\,(D^{*\pm}) < 0.7\,GeV/c$ wird ein Großteil des kombinatorischen Untergrundes unterdrückt. Dieser Schnitt kommt deshalb bei der Auswertung der H 1-Daten in Kapitel 8.1 zur Anwendung.



(a) Massendifferenz Δm (b) Invariante Masse $m_{K\pi}$

Abbildung 7.7: Massenverteilungen für $D^{*\pm}$-Kandidaten in $c\bar{c}$-Ereignissen mit CJC-Spuren mit Vertexanpassung

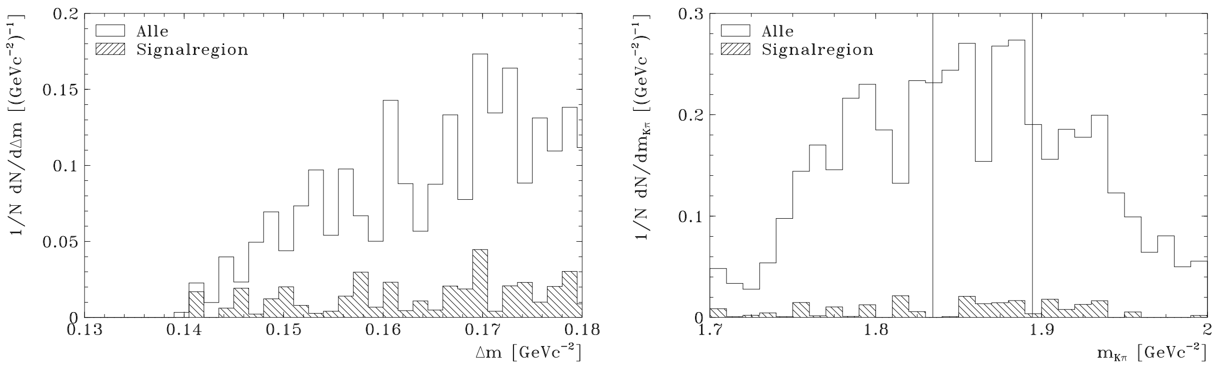


(a) Transversalimpuls p_T (b) p_T versus Δm

Abbildung 7.8: Verteilungen der Transversalimpulse der $D^{*\pm}$-Kandidaten in $c\bar{c}$-Ereignissen

JETJET-Ereignisse

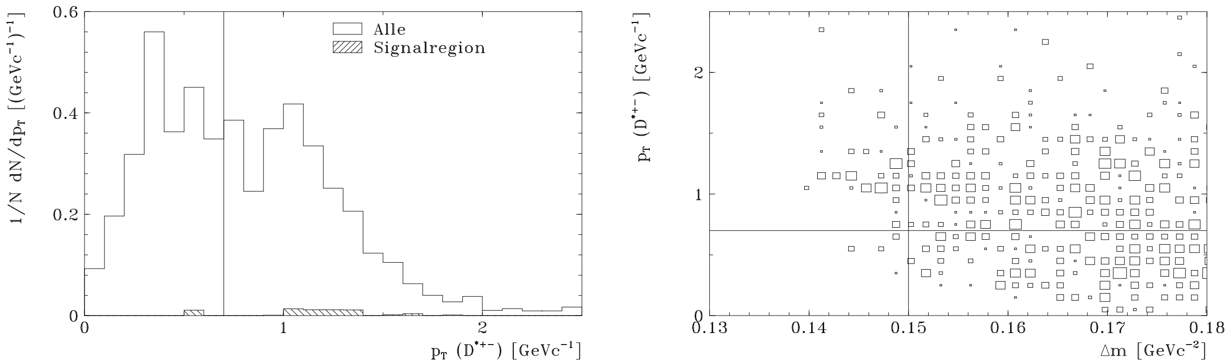
Die gleichen Untersuchungen wie für $c\bar{c}$-Ereignisse können auch für JETJET-Ereignisse angestellt werden. Diese Ereignisse enthalten keine $D^{*\pm}$-Mesonen. Aufgrund ihrer den *Charm*-Ereignissen sehr ähnlichen Ereignistopologien (siehe Kapitel 6.1) und ihres hohen Wirkungsquerschnittes tragen sie stark zum kombinatorischen Untergrund bei. Die Verteilungen der invarianten Masse des $K\pi$-Systems und der Massendifferenz Δm für CJC-Spuren mit Vertexanpassung sind in Abb. 7.9 gezeigt. Durch die Einschränkung des Bereiches der invarianten Masse des $K\pi$-Systems wird die Zahl der Einträge in der Δm-Verteilung stark gesenkt (schraffiertes Histogramm).
Die Untersuchung der Verteilung des Transversalimpulses der $D^{*\pm}$-Kandidaten führt zu den gleichen Ergebnissen wie bei den $c\bar{c}$-Ereignissen.



(a) Massendifferenz Δm

(b) Invariante Masse des $K\pi$-Systems

Abbildung 7.9: Massenverteilungen für $D^{*\pm}$-Kandidaten in JETJET-Ereignissen



(a) Transversalimpuls p_T

(b) p_T versus Δm

Abbildung 7.10: Verteilungen der Transversalimpulse der $D^{*\pm}$-Kandidaten in JETJET-Ereignissen

7.5 Rekonstruktionseffizienz für $D^{*\pm}$-Mesonen

Für die Abschätzung des Wirkungsquerschnittes der Erzeugung von *Charm* in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA mit den H1-Daten von 1992 ist die Kenntnis der Rekonstruktionseffizienz der $D^{*\pm}$-Mesonen notwendig. Als Rekonstruktionseffizienz wird der Anteil der $D^{*\pm}$-Mesonen bezeichnet, die durch Verwendung der beschriebenen Bedingungen an die Spuren rekonstruiert werden können. Die Rekonstruktionseffizienz soll hier bestimmt werden. Die Untersuchungen umfassen zwei Aspekte:

- Die Rekonstruktionseffizienzen der drei Zefallsteilchen werden gegen die Transversalimpulse p_T und die Polarwinkel θ bestimmt. Durch den Vergleich der als Spuren erkannten Treffermuster mit simulierten Treffern werden die Spuren generierten Teilchen zugeordnet. Der Vergleich der Verteilungen der generierten Teilchen und ihrer Spuren liefert die Rekonstruktionseffizienzen. Diese Methode hängt entscheidend von dem Verfahren der Zuordnung von generierten Teilchen zu rekonstruierten Spuren ab. Hier wird gefordert, daß mehr als die Hälfte der Treffer der rekonstruierten Spuren zu dem generierten Teilchen gehören und die Ladungen gleich sind. Sekundärteilchen, die durch die Wechselwirkung der primär generierten Teilchen im Material vor der CJC entstehen, werden nicht immer als eigenständige Teilchen gespeichert. Die durch diese Teilchen erzeugten Treffer in der CJC werden dann ebenfalls dem primär generierten Teilchen zugeordnet. Im ungünstigsten Fall können einem Teilchen bis zu einige hundert Treffer zugeordnet werden. Die Helixparameter der aus den Treffermustern rekonstruierten Spuren geben dann die kinematischen Eigenschaften der Teilchen nicht richtig wieder. Die durch dieses Verfahren bestimmten Rekonstruktionseffizienzen eignen sich deshalb nur zur Überprüfung der Bedingungen, die an die Spuren gestellt werden.

- Die für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz der $D^{*\pm}$-Mesonen verwendete Methode basiert auf einem globalen Vergleich der rekonstruierten $D^{*\pm}$-Kandidaten mit den generierten $D^{*\pm}$-Mesonen ohne explizite Zuordnung der rekonstruierten Spuren zu generierten Teilchen. Diese Methode kommt den bei H1-Daten vorliegenden Umständen am nächsten. In Kapitel 7.2 wurde bereits gezeigt, daß der kombinatorische Untergrund eine große Rolle spielt. Selbst in *Monte Carlo*-Ereignissen mit jeweils genau einem $D^{*\pm}$-Meson werden teilweise mehr als ein $D^{*\pm}$-Kandidat pro Ereignis rekonstruiert. Dieser Effekt wird durch die globale Methode berücksichtigt.

Rekonstruktionseffizienzen der Zerfallsteilchen

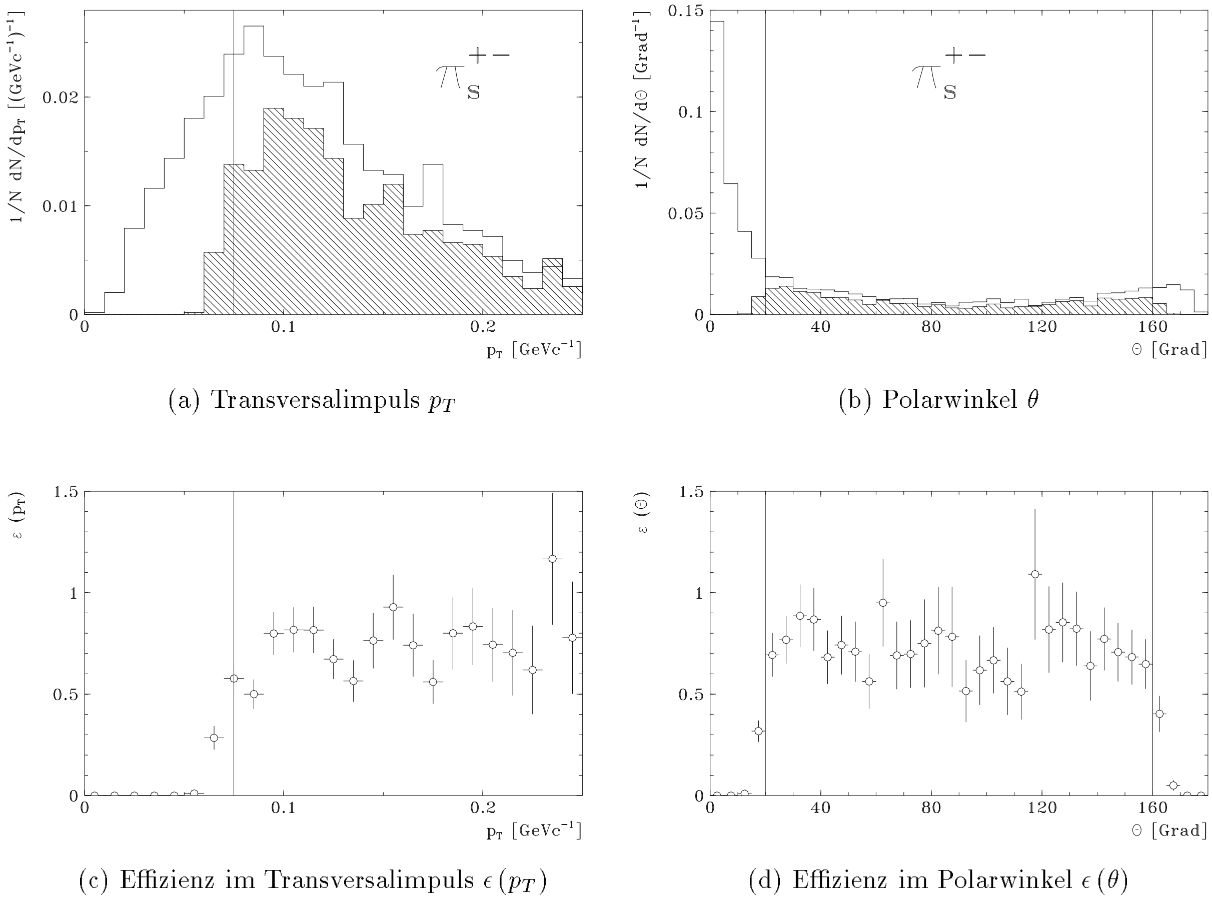
Der geometrische Akzeptanzbereich der zentralen Spurenkammer wurde in Kapitel 4.3 beschrieben. Daraus wurden die in Kapitel 7.2 beschriebenen Bedingungen an die CJC-Spuren zur Bildung eines $D^{*\pm}$-Kandidaten abgeleitet (Tab. 7.3).
In Tabelle 7.5 sind die Rekonstruktionseffizienzen der drei Zerfallsteilchen der $D^{*\pm}$-Mesonen aufgelistet. Die Zahlen sind für die Teilchen ohne Bedingungen an die Polarwinkel und Transversalimpulse (Von allen Teilchen) und für die Teilchen im Akzeptanzbereich der zentralen Spurenkammer (nach Tab. 5.1) aufgelistet. Zusätzlich liegen die Rekonstruktionseffizienzen ohne (erste Zeile) und mit den in Tabelle 7.3 aufgeführten Bedingungen an die Spurparameter der den Teilchen zugeordneten Spuren vor. Der Verlust durch

die an die Spurparameter gestellten Bedingungen beträgt etwa 10% und stimmt mit den Untersuchungen in Kapitel 4.3 überein.

Spuren	Von allen Teilchen [%]	Im Akzeptanzbereich [%]
Langsames Pion π_s^+		
CJC-Spuren ohne Bedingungen	25.5 ± 0.5	84.4 ± 1.0
CJC-Spuren mit Bedingungen	21.6 ± 0.6	74.8 ± 1.2
Kaon K^-		
CJC-Spuren ohne Bedingungen	44.5 ± 0.7	87.6 ± 0.7
CJC-Spuren mit Bedingungen	36.5 ± 0.7	79.2 ± 0.9
Pion π^+		
CJC-Spuren ohne Bedingungen	50.4 ± 0.7	91.2 ± 0.6
CJC-Spuren mit Bedingungen	42.2 ± 0.7	82.3 ± 0.8

Tabelle 7.5: Rekonstruktionseffizienzen der Zerfallsteilchen der $D^{*\pm}$-Mesonen

Die Rekonstruktionseffizienzen, aufgetragen gegen die Transversalimpulse und den Polarwinkel, sind in Abb. 7.11, 7.12 und 7.13 gezeigt. An die Spurparameter wurden die bereits beschriebenen Bedingungen gestellt. Die Effizienzen ergeben sich durch binweise Division der Verteilungen der rekonstruierten Spuren (schraffierte Histogramme) und der generierten Teilchen. Dabei werden für die Verteilungen der Transversalimpulse nur generierte Teilchen im Akzeptanzbereich des Polarwinkels berücksichtigt und umgekehrt. Die senkrechten Linien markieren die angewendeten Schnitte.
Die Schnitte auf die Transversalimpulse liegen in einem Bereich, in dem die Rekonstruktionseffizienzen im Rahmen der Fehler konstant sind. Im Gegensatz dazu wirken die Schnitte auf die Polarwinkel in Bereichen, in denen die Rekonstruktionseffizienzen stark abnehmen. Da die ohnehin kleine $D^{*\pm}$-Rate in den H1-Daten von 1992 (siehe Kapitel 8.1) bei kleinen Polarwinkeln stark ansteigt (siehe Kapitel 5.2), werden diese Schnitte beibehalten. In Kapitel 8.1 wird sich zeigen, daß die Genauigkeit der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes mit H1-Daten von dem statistischen Fehler der rekonstruierten $D^{*\pm}$-Kandidaten dominiert wird. Ein systematischer Fehler in der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen von $10-20$ % fällt dabei nicht ins Gewicht.



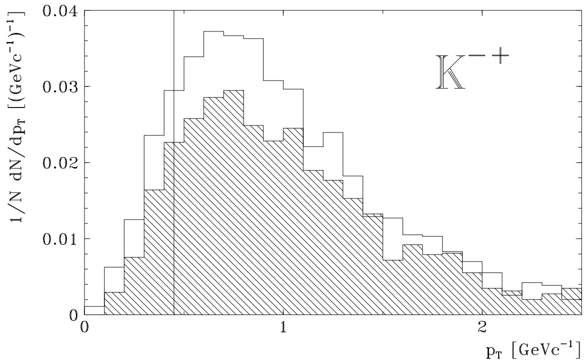
(a) Transversalimpuls p_T

(b) Polarwinkel θ

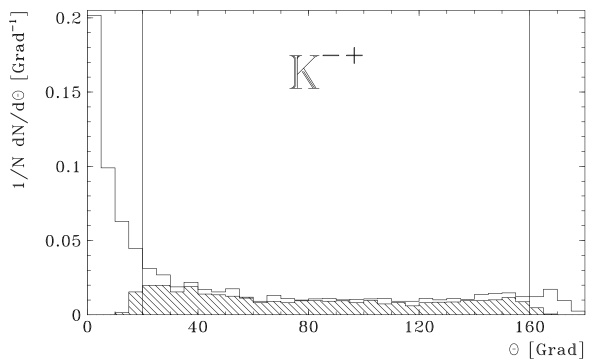
(c) Effizienz im Transversalimpuls $\epsilon\,(p_T)$

(d) Effizienz im Polarwinkel $\epsilon\,(\theta)$

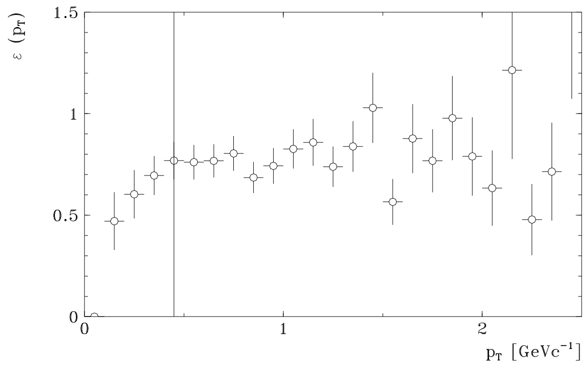
Abbildung 7.11: Rekonstruktionseffizienzen des langsamen Pions $\pi_s^{\pm}$



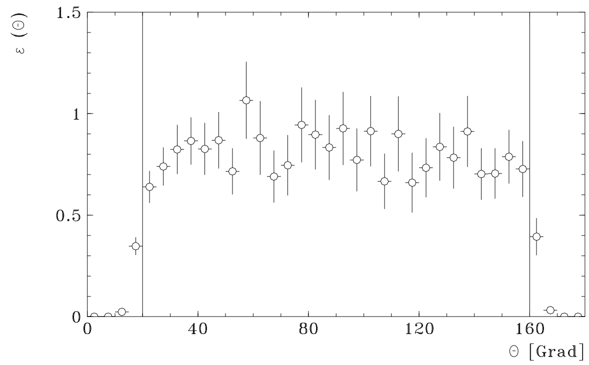
(a) Transversalimpuls p_T



(b) Polarwinkel θ

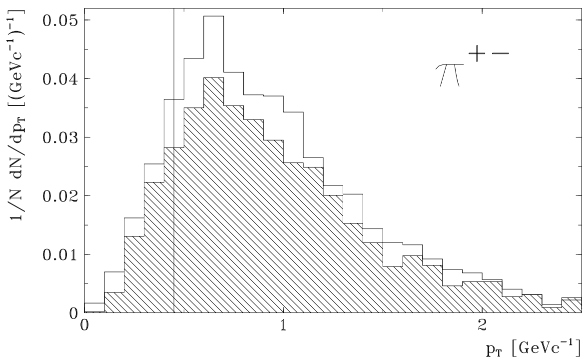


(c) Effizienz im Transversalimpuls $\epsilon\,(p_T)$

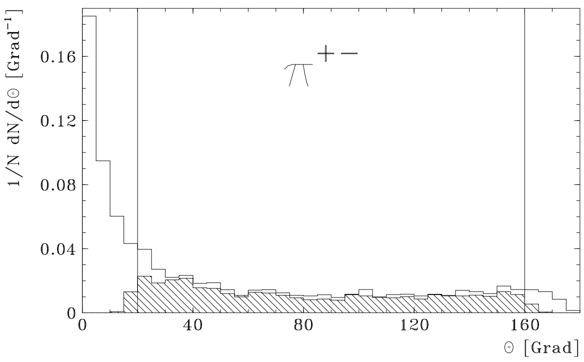


(d) Effizienz im Polarwinkel $\epsilon\,(\theta)$

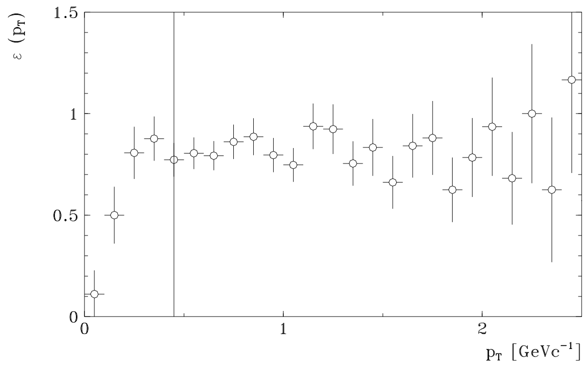
Abbildung 7.12: Rekonstruktionseffizienzen des Kaons $K^{\mp}$



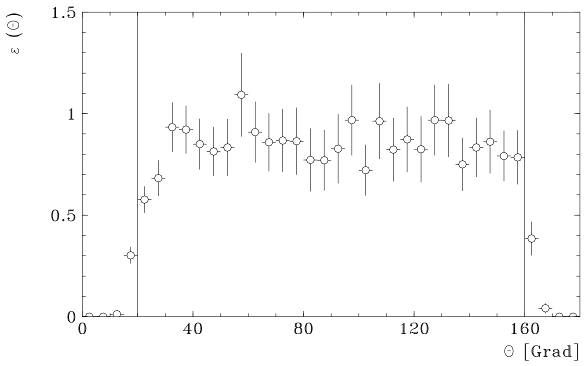
(a) Transversalimpuls p_T



(b) Polarwinkel θ



(c) Effizienz im Transversalimpuls $\epsilon\,(p_T)$



(d) Effizienz im Polarwinkel $\epsilon\,(\theta)$

Abbildung 7.13: Rekonstruktionseffizienzen des Pions $\pi^{\pm}$

Globale Rekonstruktionseffizienz für $D^{*\pm}$-Mesonen

Um zu einem Wert für die Rekonstruktionseffizienz der $D^{*\pm}$-Mesonen zu gelangen, werden durch das in Kapitel 7.2 beschriebene Verfahren $D^{*\pm}$-Kandidaten rekonstruiert. In Tabelle 7.6 sind die Zahlen für die Rekonstruktionseffizienz nach den verschiedenen in Kapitel 7.2 und 7.4 beschriebenen Selektionsschritten aufgelistet. Der Anteil des kombinatorischen Untergrundes ist in der Signalregion nach Anwendung aller Schnitte etwa 10%. Für die Rekonstruktionseffizienz ergibt sich ein Wert von 5.9 ± 0.3 %. Diese Zahl beinhaltet bereits die Akzeptanz der zentralen Spurenkammer von 15.4% aus Kapitel 5.2.

Selektionsschritt		Anteil [%]	
		Alle generierten $D^{*\pm}$	Im Akzeptanzbereich
Selektion der $D^{*\pm}$-Kandidaten		13.8 ± 0.5	89.5 ± 1.1
Vertexanpassung		12.4 ± 0.4	80.3 ± 1.4
$\lvert m_{K\pi} - M_{D^0}\rvert < 0.030$	$[GeV/c^2]$	7.8 ± 0.4	50.8 ± 1.7
$\Delta m < 150$	$[GeV/c^2]$	6.0 ± 0.3	39.0 ± 1.7
$p_T\,(D^{*\pm}) > 0.7$	$[GeV/c]$	5.9 ± 0.3	38.2 ± 1.7

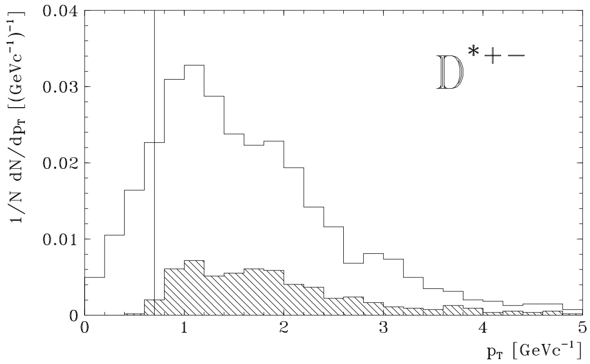
Tabelle 7.6: Rekonstruktionseffizienz für $D^{*\pm}$-Mesonen

Die Rekonstruktionseffizienz, aufgetragen gegen den Transversalimpuls und den Polarwinkel der $D^{*\pm}$-Mesonen, ist in Abb. 7.14 gezeigt. Sie ergibt sich, wie bei den Zerfallsteilchen, durch binweise Division der Verteilungen der rekonstruierten $D^{*\pm}$-Kandidaten (schraffierte Histrogramme) und der generierten $D^{*\pm}$-Mesonen. Die Abhängigkeiten der Rekonstruktionseffizienz von Transversalimpuls und Polarwinkel spiegeln die Bedingungen, die an die Spuren der Zerfallsteilchen gestellt werden, wider. Es zeigt sich, daß der in Kapitel 7.4 eingeführte Schnitt auf den Transversalimpuls der $D^{*\pm}$-Kandidaten $p_T\,(D^{*\pm}) > 0.7\,GeV/c$ zur Unterdrückung von Untergrund nur etwa 2% der $D^{*\pm}$-Mesonen verwirft.

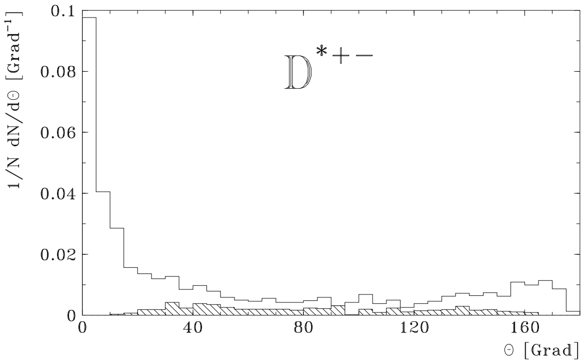
Effizienz der Ereignisauswahl

Die *Monte Carlo*-Ereignisse mit rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen werden dazu verwendet den Anteil zu bestimmen, der durch die in Kapitel 6.2 beschriebenen Bedingungen die *Charm*-Klasse der DST-Daten erreicht. Da die Bedingungen an die CJC-Spuren der $D^{*\pm}$-Kandidaten so gewählt werden, daß die Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten eine Untermenge der *Charm*-Klasse bilden, ergibt sich ein Verlust an Ereignissen nur noch durch ihre Fehlinterpretation als Strahl-Gas-Kandidaten. Etwa 24% der *Monte Carlo*- Ereignisse mit rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen werden als Strahl-Gas-Ereignisse klassifiziert.
Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes in Kapitel 8.3 wird deshalb hier die Effizienz der Ereignisauswahl (Triggerstufe L5) definiert. Der Wert ist:

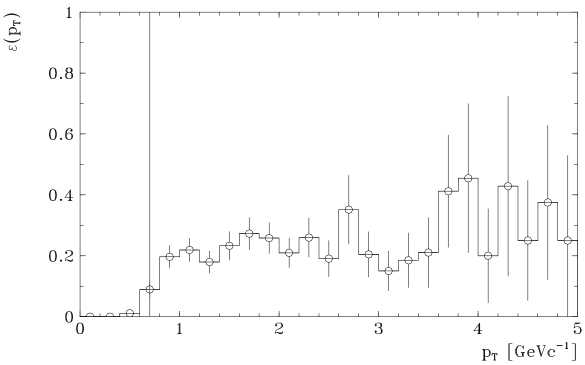
$$\epsilon_{L5} = 76.2 \pm 2.1\ \% \tag{7.3}$$



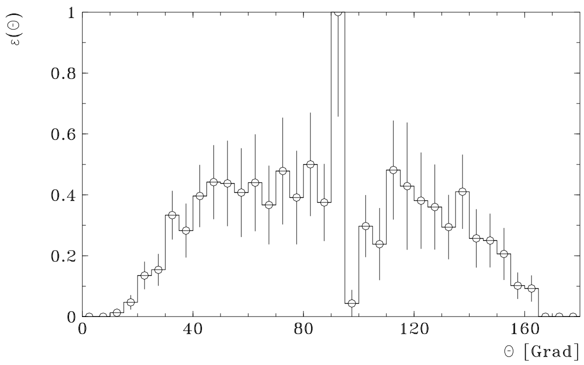
(a) Transversalimpuls p_T



(b) Polarwinkel θ



(c) Effizienz im Transversalimpuls $\epsilon\,(p_T)$



(d) Effizienz im Polarwinkel $\epsilon\,(\theta)$

Abbildung 7.14: Rekonstruktionseffizienzen der $D^{*\pm}$-Mesonen

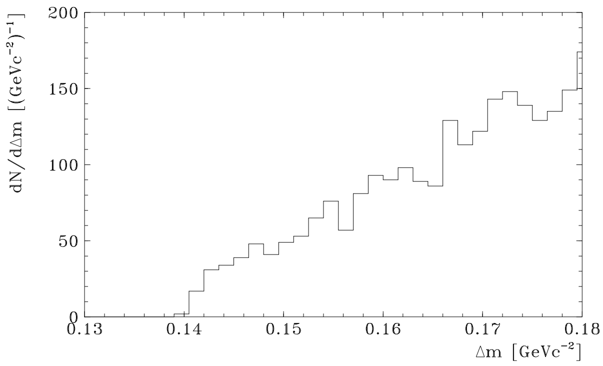
Kapitel 8

Auswertung der Daten von 1992

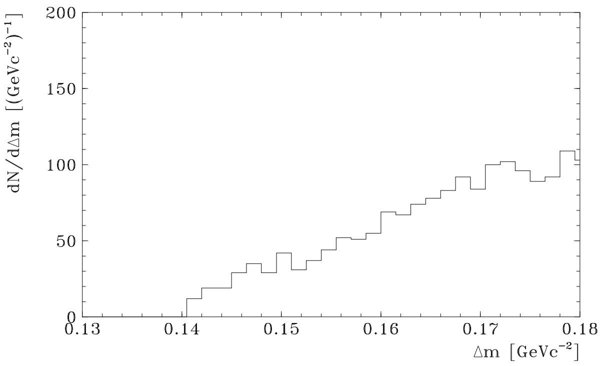
In den vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, wie $D^{*\pm}$-Mesonen in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA mit dem H 1-Detektor nachgewiesen werden können. Die beschriebenen Verfahren werden dazu verwendet, in den im Herbst 1992 aufgezeichneten Ereignissen $D^{*\pm}$-Mesonen zu rekonstruieren und eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung von *Charm* zu geben.
Wegen der kleinen integrierten Luminosität von $23.8 nb^{-1}$ dienen die Untersuchungen weniger der Erlangung von detaillierten quantitativen Aussagen über die zugrundeliegenden Produktionsmechanismen, als vielmehr der Etablierung von Verfahren, die bei wesentlich höheren Luminositäten zur Anwendung kommen können.

8.1 Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen

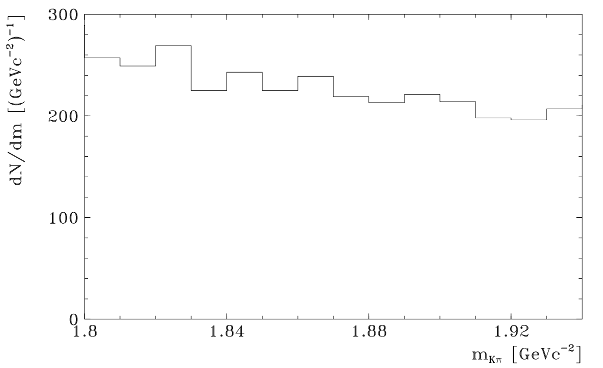
Als Grundlage für die Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen dienen zunächst alle ≈ 411064 Ereignisse der DST-Daten. Durch die Anwendung der in Kapitel 7 beschriebenen Methode werden 3370 Ereignisse mit insgesamt 4655 $D^{*\pm}$-Kandidaten ausgewählt. Dieser Datensatz wird im Folgenden als Vorselektion bezeichnet. Als $D^{*\pm}$-Kandidaten gelten Kombinationen aus drei Spuren, die die in Tabelle 7.3 und 7.4 aufgelisteten Bedingungen erfüllen, also in einem Bereich von $\Delta m < 200\, MeV/c^2$ liegen. Die erwartete Massendifferenz für rekonstruierte $D^{*\pm}$-Mesonen liegt bei $\Delta m = 145.44\, MeV/c^2$ [1]. Der Bereich $\Delta m < 150\, MeV/c^2$ wird deshalb im Folgenden als Signalregion bezeichnet (siehe 7.2).
Während der Rekonstruktion der POT-Daten stand die aus den Daten bestimmte Position des Laufvertexes noch nicht zur Verfügung (siehe Kapitel 4.2). Die Spuren der $D^{*\pm}$-Kandidaten werden deshalb erst nachträglich an den Vertex angepaßt. Aus den durch eine erfolgreiche Vertexanpassung veränderten Spurparametern werden dann die invarianten Massen neu berechnet. In Abbildung 8.1 sind die Δm- und $m_{K\pi}$-Verteilungen für die $D^{*\pm}$-Kandidaten ohne (a,c) und mit (b,d) Vertexanpassung gezeigt. Aufgrund der Breite des erlaubten $m_{K\pi}$-Bereiches ist die Zahl der zufälligen Kombinationen (kombinatorischer Untergrund) in der Δm-Verteilung hoch.
In *Monte Carlo*-Studien (siehe Kapitel 7) wurde gezeigt, daß die Vertexanpassung die Impuls- und damit die Massenauflösung deutlich verbessert. Durch die Einschränkung des $m_{K\pi}$-Bereiches nach der Vertexanpassung wird der kombinatorische Untergrund erheblich verringert, ohne daß $D^{*\pm}$-Kandidaten verloren gehen. In Abbildung 8.2 sind die Δm-Verteilungen für die verbleibenden $D^{*\pm}$-Kandidaten ohne (a) und mit Vertexanpas-



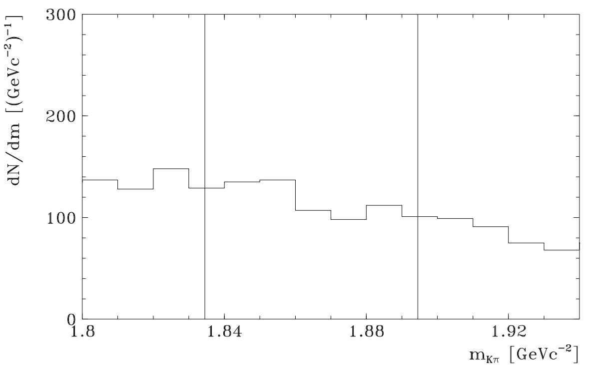
(a) Δm-Verteilung ohne Vertexanpassung



(b) Δm-Verteilung mit Vertexanpassung



(c) $m_{K\pi}$-Verteilung ohne Vertexanpassung

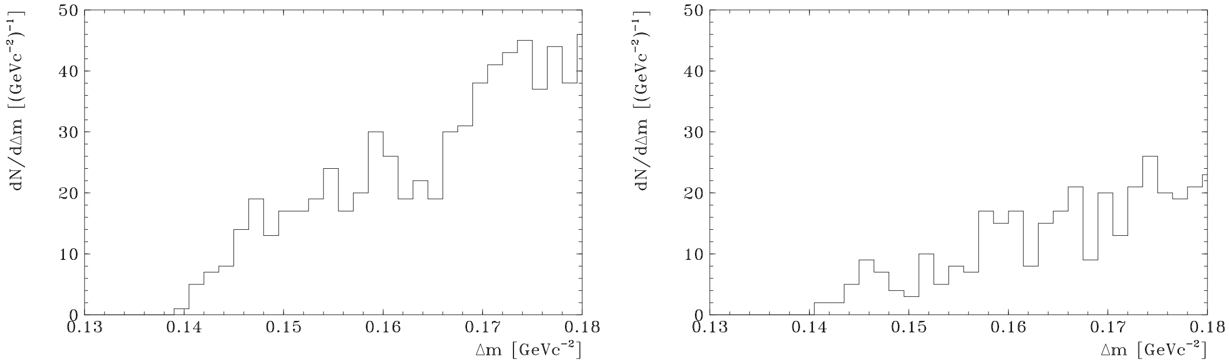


(d) $m_{K\pi}$-Verteilung mit Vertexanpassung

Abbildung 8.1: Δm- und $m_{K\pi}$-Verteilungen der $D^{*\pm}$-Kandidaten der Vorselektion

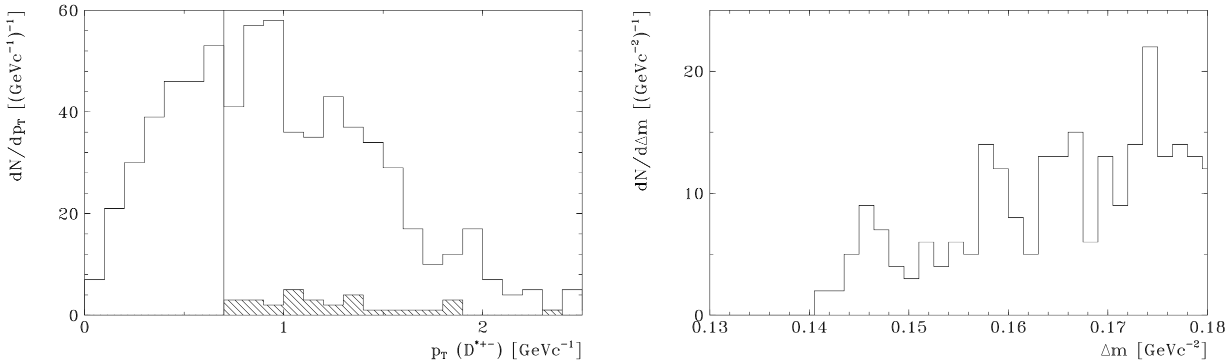
sung (b) gezeigt. Alle weiteren Schnitte werden im Folgenden zusätzlich zu den bereits genannten Schnitten auf die Eigenschaften der $D^{*\pm}$-Kandidaten mit Vertexanpassung angewendet.
Zufällige Kombinationen führen zu $D^{*\pm}$-Kandidaten mit kleinen Transversalimpulsen. Durch die Forderung nach einem Mindestwert dieser Größe wird der kombinatorische Untergrund weiter gesenkt. In Abbildung 8.3 sind die Verteilung der Transversalimpulse der $D^{*\pm}$-Kandidaten (a) und die Δm-Verteilung nach Anwendung eines Schnittes von $p_T(D^{*\pm}) > 0.7\,GeV/c$ (b) gezeigt. Die schraffierte Verteilung in (a) ergibt sich durch $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion vor Anwendung des Schnittes.
Ereignisse aus der Strahl-Gas-Wechselwirkung, die wegen der ähnlichen Topologie nur schwer von Photoproduktionsereignissen getrennt werden können, bilden eine weitere Quelle für Untergrund. Es wird eine große Zahl von Protonen erwartet. Mit Hilfe des in der CJC gemessenen spezifischen Energieverlustes dE/dx werden $D^{*\pm}$-Kandidaten verworfen, bei denen Protonen als Pionen oder Kaonen fehlinterpretiert werden. Die Verteilung der spezifischen Energieverluste[1] gegen den Impuls für die Spuren der $D^{*\pm}$-Kandidaten zeigt Abbildung 8.4(a-c). Die durchgezogenen Linien markieren die erwarteten Werte. Durch Anwendung von Schnitten bei dE/dx $(K) < 2.5$, dE/dx $(\pi) < 1.5$ und

[1] Der spezifische Energieverlust dE/dx ist auf minimal-ionisierenderPionen ($m.i.p.$) normiert.



(a) Δm-Verteilung ohne Vertexanpassung (b) Δm-Verteilung mit Vertexanpassung

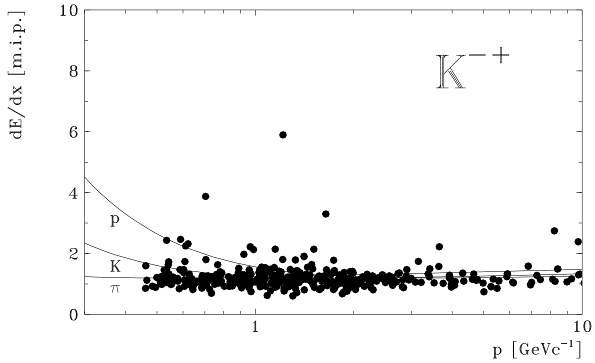
Abbildung 8.2: Δm-Verteilungen der $D^{*\pm}$-Kandidaten mit $|m_{K\pi} - m_{D^0}| < 0.030\, GeV/c^2$



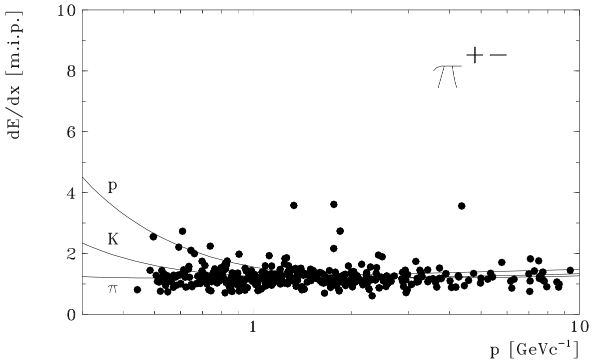
(a) p_T-Verteilung der $D^{*\pm}$-Kandidaten (b) Δm-Verteilung mit $p_T(D^{*\pm}) > 0.7\, GeV/c$

Abbildung 8.3: Δm-Verteilung der $D^{*\pm}$-Kandidaten mit Schnitten auf $p_T(D^{*\pm})$

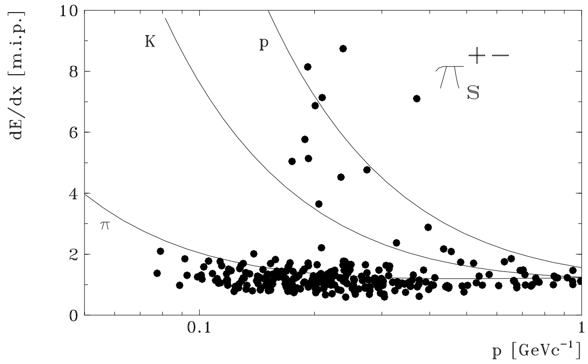
$dE/dx\ (\pi_s) < 2.2$ werden $D^{*\pm}$-Kandidaten mit fehlinterpretierten Spuren verworfen. Die Δm-Verteilung der verbleibenden $D^{*\pm}$-Kandidaten zeigt Abbildung 8.4(d).
Die ursprüngliche Zahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten wird durch die Vertexanpassung der Spuren und durch die Anwendung weiterer Schnitte gegenüber der Vorselektion auf 8.7% reduziert. Die Reduktionsfaktoren der Zahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten durch die einzelnen Schnitte sind in Tabelle 8.1 aufgelistet. Die mittlere Anzahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten pro Ereignis ist konstant für alle Schnitte und liegt bei 1.4.
Abb. 8.6 zeigt nochmal die Δm-Verteilung nach Anwendung aller beschriebenen Schnitte. Die Δm-Verteilung zeigt eine Anhäufung bei etwa $0.146\, GeV/c^2$. Da es wegen des eingeschränkten Phasenraumes unwahrscheinlich ist, daß zufällige Kombinationen Einträge am unteren Ende der Δm-Verteilung liefern, die durch die Pionmasse auf $\Delta m_{min} = m_\pi = 139.6\, MeV/c^2$ begrenzt ist, wird die Anhäufung als $D^{*\pm}$-Signal angesehen.
Die Verteilung der invarianten Masse des $K\pi$-Systems aller $D^{*\pm}$-Kandidaten nach Anwendung der Schnitte bzw. der $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion sind in Abb. 8.7 (schraffiertes Histogramm) zu sehen. Die Anzahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion ist zu gering und die Massenauflösung für das $K\pi$-System ist zu schlecht, um ein D^0-Signal



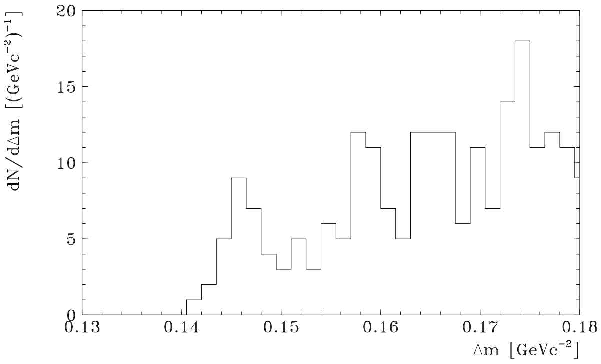
(a) dE/dx-Verteilung der K-Kandidaten



(b) dE/dx-Verteilung der π-Kandidaten



(c) dE/dx-Verteilung der π_s-Kandidaten



(d) Δm-Verteilung mit dE/dx-Schnitten

Abbildung 8.4: dE/dx-Verteilungen der Spuren der $D^{*\pm}$-Kandidaten

an der nominellen Position bei $m_{K\pi} = m_{D^0} = 1864.5 \pm 0.5\ MeV/c^2$ [1] nachzuweisen.
In der Signalregion befinden sich 29 $D^{*\pm}$-Kandidaten aus 28 Ereignissen. In einem Ereignis werden zwei $D^{*\pm}$-Kandidaten rekonstruiert, die sich nur in der Spur des $\pi^\pm$ unterscheiden. Während einer der $D^{*\pm}$-Kandidaten mit $\Delta m = 145.4\,MeV/c^2$ im zentralen Bin des Signalbereiches liegt, liefert der andere $D^{*\pm}$-Kandidat einen Eintrag bei $\Delta m = 141.2\,MeV/c^2$ im untersten Rand. Er wird deshalb als kombinatorischer Untergrund angesehen.
Zur Bestimmung der Anzahl der $D^{*\pm}$-Mesonen im Signal wird an die Verteilung eine Funktion $f(x = \Delta m)$ angepaßt (durchgezogene Kurve), die sich aus einer *Gauss*-Verteilung $f_G(x)$ und einem Polynom ersten Grades $f_{P_1}(x)$ zusammensetzt:

$$f(x = \Delta m) = f_G(x) + f_{P_1}(x) \tag{8.1}$$

mit

$$f_G(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\cdot\sigma^2}} \tag{8.2}$$

und

$$f_{P_1}(x) = b + a \cdot x \tag{8.3}$$

Für die fünf Anpassungsparameter ergeben sich folgende Werte:

$$A \;=\; 6.7 \pm 2.7\ (GeV/c^2)^{-1} \tag{8.4}$$

Schnitt		$D^{*\pm}$-Kandidaten	%	Ereignisse	%
Selektion		4655	100	3370	100
Vertexanpassung		3453	74.1	2519	74.7
$\|m_{K\pi} - m_{D^0}\| < 0.030$	$[GeV/c^2]$	705	15.1	527	15.6
$p_T(D^{*\pm}) > 0.7$	$[GeV/c]$	463	9.9	341	10.1
$dE/dx\ (K) < 2.5$	$[m.i.p.]$				
$dE/dx\ (\pi) < 1.5$	$[m.i.p.]$	400	8.6	293	8.7
$dE/dx\ (\pi_s) < 2.2$	$[m.i.p.]$				
$D^{*-} \to (K^+\,\pi^-)\,\pi_s^-$		193		144	
$D^{*+} \to (K^-\,\pi^+)\,\pi_s^+$		207		149	
Charm-Klasse (Kapitel 6.2)		329	7.1	240	7.1

Tabelle 8.1: Reduktionsfaktoren und Zahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten und Ereignisse nach der Anwendung der Schnitte

$$x_0 = 0.1459 \pm 0.0005\ GeV/c^2 \tag{8.5}$$

$$\sigma = 0.0014 \pm 0.0006\ GeV/c^2 \tag{8.6}$$

$$b = -43.5 \pm 7.0\ (GeV/c^2)^{-1} \tag{8.7}$$

$$a = 314.5 \pm 44.5\ (GeV/c^2)^{-2} \tag{8.8}$$

Mit 26 Datenpunkten und 5 Anpassungsparametern ergeben sich $N_{DoF} = 21$ Freiheitsgrade für die Anpassungsrechnung. Das χ^2 pro Freiheitsgrad ist $\chi^2/N_{DoF} = 0.86$ mit einer χ^2-Wahrscheinlichkeit von $\mathcal{P}(\chi^2) = 66\,\%$. Die gestrichelte Linie ergibt sich durch die Anpassung eines Polynoms ersten Grades $f'_{P_1}(x)$ an die Verteilung. Dabei werden die drei Bins unter der *Gauss*-Verteilung ausgespart.

$$f'_{P_1}(x) = b' + a' \cdot x \tag{8.9}$$

Die Parameter der Anpassungsrechung sind:

$$b' = -42.4 \pm 6.4\ (GeV/c^2)^{-1} \tag{8.10}$$

$$a' = 307.9 \pm 41.3\ (GeV/c^2)^{-2} \tag{8.11}$$

Im Rahmen der Fehler ergeben sich die gleichen Geradenparameter wie zuvor. Damit kann der Untergrund im Rahmen der Fehler der Anpassungsrechung durch eine Gerade beschrieben werden.
Die *Gauss*-Verteilung wird als $D^{*\pm}$-Signal bei $\Delta m = x_0 = 145.9\,MeV/c^2$ mit einer Breite von $\sigma = 1.4\,MeV/c^2$ interpretiert. Der Wert stimmt im Rahmen der Fehler mit dem nominellen Wert von $\Delta m^{PDG} = 145.44 \pm 0.06\ MeV/c^2$ [1] überein. Der Untergrund wird durch die Gerade $f_{P_1}(x = \Delta m)$ beschrieben.
Die Zahl der rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen ergibt sich durch die Integration der *Gauss*-Verteilung und durch die Berücksichtigung der Binbreite $B = 1.5\,MeV/c^2$ des Histogramms:

$$N_{D^{*\pm}} = \frac{1}{B} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f_G(x)\,dx = \frac{1}{B} \cdot A \cdot \sqrt{2\,\pi} \cdot \sigma = 15.7 \pm 9.2 \tag{8.12}$$

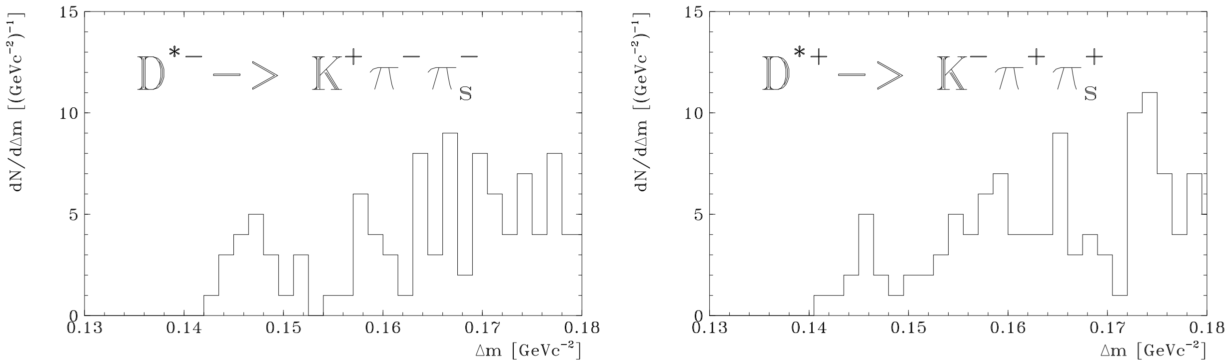
Die Anzahl der Untergrund-Ereignisse wird durch Integration des Polynoms ersten Grades in einem Bereich von $\pm 3\,\sigma = \pm 4.2\,MeV/c^2$ ($x_1 = 141.7\,MeV/c^2, x_2 = 150.1\,MeV/c^2$) um das $D^{*\pm}$-Signal bestimmt:

$$N_{Untergrund} = \frac{1}{B} \cdot \int_{x_1}^{x_2} f_{P_1}(x)\, dx = \frac{1}{B} \cdot (b \cdot x + \frac{a}{2} \cdot x^2)|_{x_1}^{x_2} = 13.4 \pm 3.7 \qquad (8.13)$$

Damit ergibt sich ein Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von:

$$S/U \equiv \frac{N_{D^{*\pm}}}{N_{Untergrund}} = 1.2 \pm 0.8 \qquad (8.14)$$

In Abb. 8.5 ist die Δm-Verteilung, nach Ladung der $D^{*\pm}$-Kandidaten getrennt, gezeigt. Daß in beiden Verteilungen eine Anhäufung in der Signalregion zu erkennen ist, kann als zusätzliches Indiz für rekonstruierte $D^{*\pm}$-Mesonen gewertet werden. Die Zahl der Einträge in dieser Region ist jedoch zu gering (maximal 5), um signifikante Aussagen treffen zu können.



(a) D^{*-}-Kandidaten (b) D^{*+}-Kandidaten

Abbildung 8.5: Δm-Verteilung, getrennt nach Ladung der $D^{*\pm}$-Kandidaten

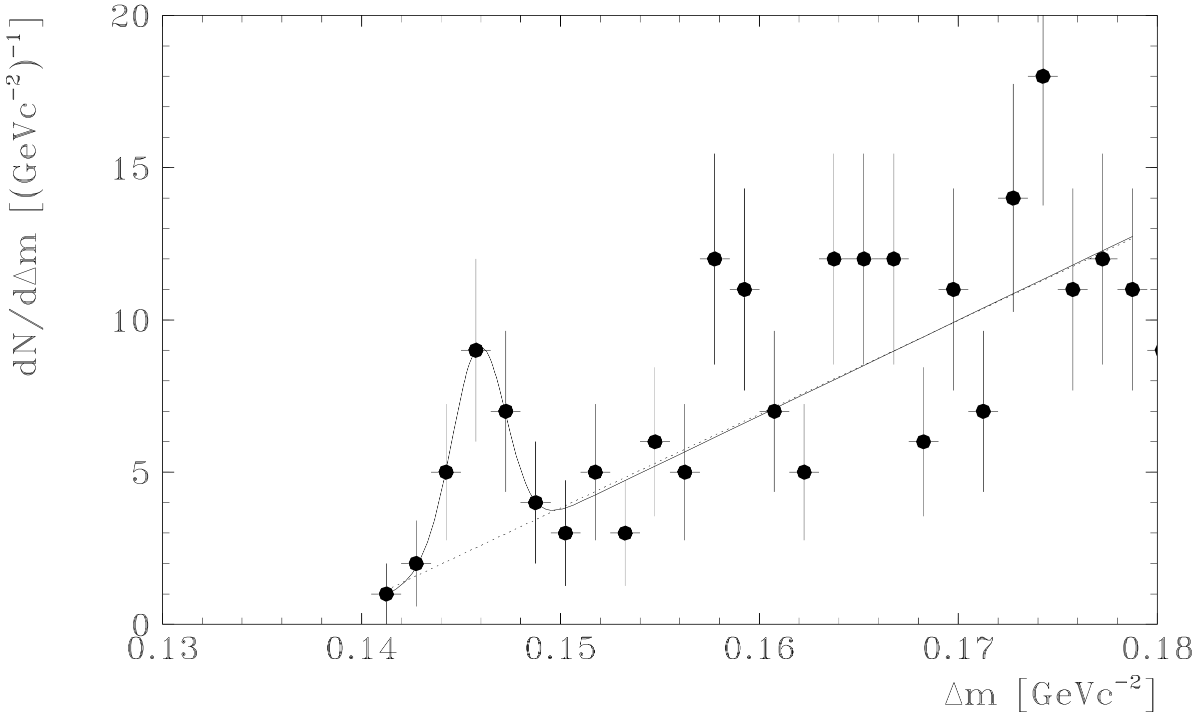


Abbildung 8.6: Die Δm-Verteilung mit dem $D^{*\pm}$-Signal

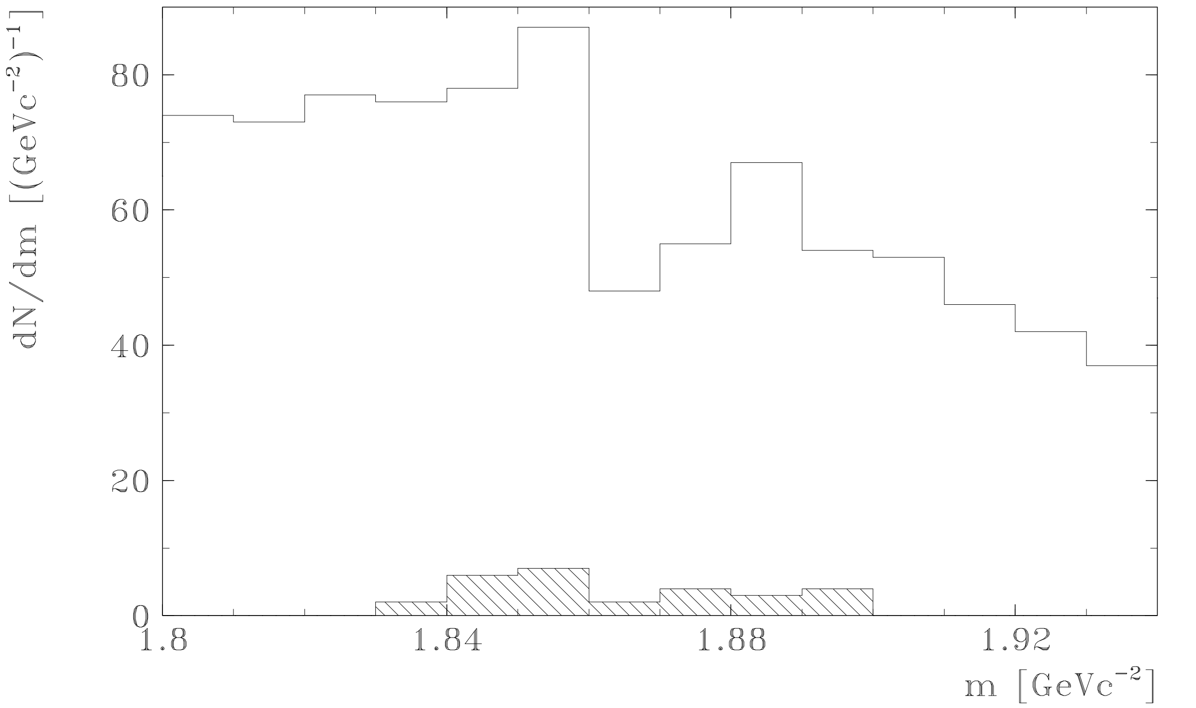


Abbildung 8.7: Die $m_{K\pi}$-Verteilung im Bereich der nominellen D^0-Masse $M_{D^0} = 1864.5\,MeV/c^2$

8.2 Eigenschaften der Ereignisse

Der größte Teil (79%) der Ereignisse stammt aus der *Charm*-Klasse. Dieser Anteil bleibt auch nach der Anwendung der Schnitte auf die $D^{*\pm}$-Kandidaten erhalten. Die restlichen 21% gehören zu FPACK-Klassen, in denen, im Gegensatz zur *Charm*-Klasse, Strahl-Gas-Ereignisse nicht verworfen werden. Ihre Klassifikationskriterien sind nicht mehr ohne weiteres nachzuvollziehen. Dieser Datensatz wird im Folgenden als $D^{*\pm}$-Selektion bezeichnet. Die Δm-Verteilung für die $D^{*\pm}$-Kandidaten der *Charm*-Klasse und die Anpassung einer Funktion, wie in Kapitel 8.1 beschrieben, ist in Abb. 8.8 gezeigt. Für die fünf Anpassungsparameter ergeben sich folgende Werte:

$$A = 5.1 \pm 2.5\,(GeV/c^2)^{-1} \tag{8.15}$$
$$x_0 = 0.1457 \pm 0.0005\,GeV/c^2 \tag{8.16}$$
$$\sigma = 0.0012 \pm 0.0006\,GeV/c^2 \tag{8.17}$$
$$b = -34.9 \pm 6.5\,(GeV/c^2)^{-1} \tag{8.18}$$
$$a = 253.0 \pm 41.2\,(GeV/c^2)^{-2} \tag{8.19}$$

Die χ^2-Wahrscheinlichkeit liegt bei $\mathcal{P}\,(\chi^2) = 60\,\%$. Daraus ergibt sich für die Zahl der rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen in der *Charm*-Klasse:

$$N_{D^{*\pm}} = 10.2 \pm 8.4 \tag{8.20}$$

Für den Untergrund ergibt sich:

$$N_{Untergrund} = 11.3 \pm 3.6 \tag{8.21}$$

Die Gesamtzahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion ist:

$$N_{Signal} = N_{D^{*\pm}} + N_{Untergrund} = 21.5 \pm 9.1 \tag{8.22}$$

Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ist damit:

$$S/U = 0.9 \pm 0.8 \tag{8.23}$$

8.2.1 Strahl-Gas-Untergrund

Je eines der 10 Proton- und Elektronpakete hatte in der Betriebsperiode Herbst 1992 keinen Kollisionspartner. Solche Pakete werden als *PILOT-Bunche* bezeichnet. Ereignisse, die diesen Paketen zugeordnet wurden, stammen aus der Strahl-Gas-Wechselwirkung und eignen sich deshalb zur Abschätzung des Strahl-Gas-Untergrundes. Ihr Anteil muß auf die gesamte Anzahl der Pakete hochgerechnet werden, da auch Ereignisse, die kollidierenden Paketen zugeordnet werden, Produkte der Strahl-Gas-Wechselwirkung sein können. In Tabelle 8.2 sind die verschiedenen Anteile aufgelistet.
Der Anteil der *PILOT-Bunche* in den selektierten Ereignissen von 0.9% läßt auf einen Strahl-Gas-Untergrund von $10 \times 0.9\% = 9 \pm 2$ % schließen. Durch die Anwendung der Schnitte auf die $D^{*\pm}$-Kandidaten verringert sich dieser Anteil um etwa 50%. Da die Gesamtzahl der Ereignisse zu klein wird, ist eine statistisch signifikante Aussage nicht mehr möglich. In den Ereignissen nach Anwendung der Schnitte muß deshalb von einem Strahl-Gas-Untergrund von $\approx 5 - 10\%$ ausgegangen werden.

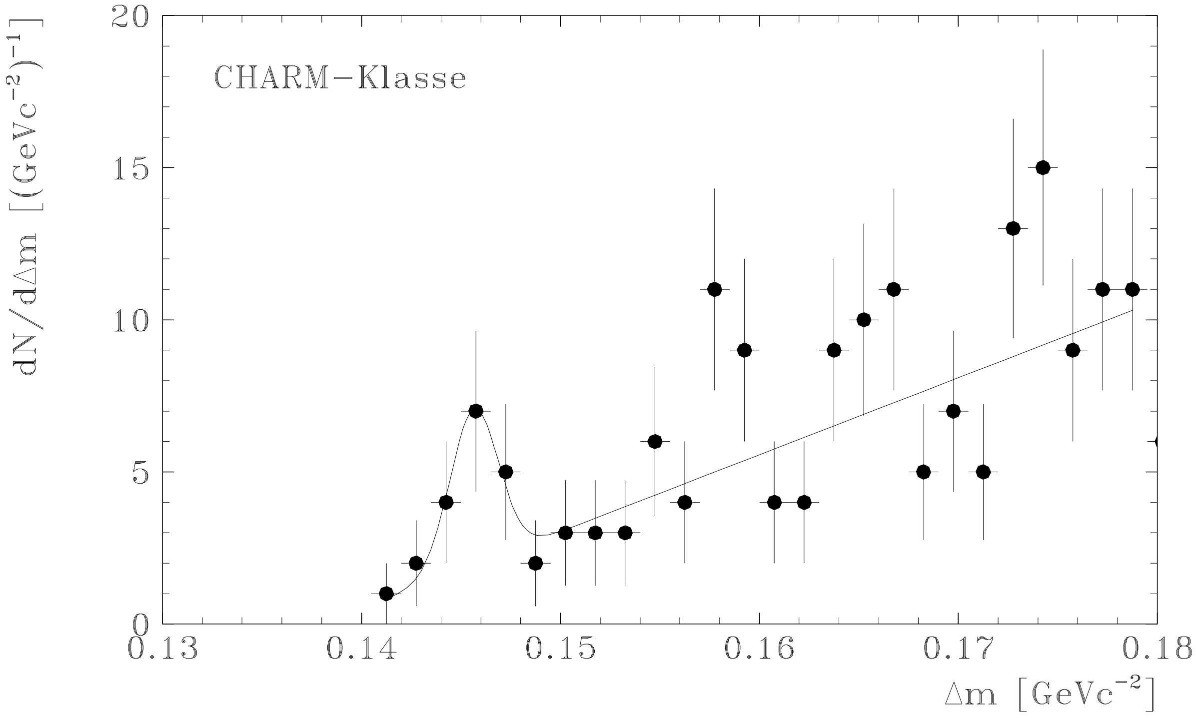


Abbildung 8.8: Δm-Verteilung der $D^{*\pm}$-Kandidaten der $D^{*\pm}$-Selektion mit dem $D^{*\pm}$-Signal

	Vorselektion		$D^{*\pm}$-Selektion	
Paket	Ereignisse	Anteil [%]	Ereignisse	Anteil [%]
p-Pilot	23	0.9 ± 0.2	0	0
e-Pilot	1	0.04 ± 0.04	0	0
ep-Kollision	2633	99.1 ± 0.2	240	100
Summe	2657	100	240	100

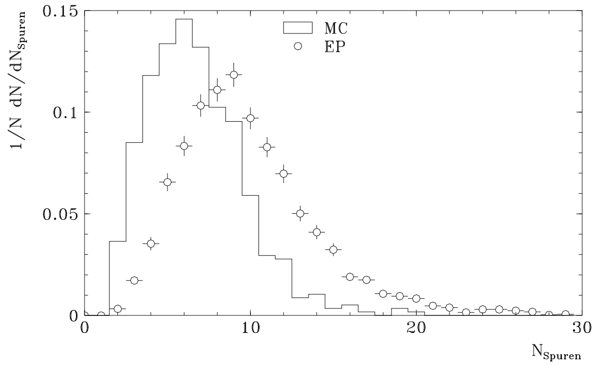
Tabelle 8.2: Anteile des Strahl-Gas-Untergrundes in den Ereignissen

8.2.2 Topologie und Kinematik

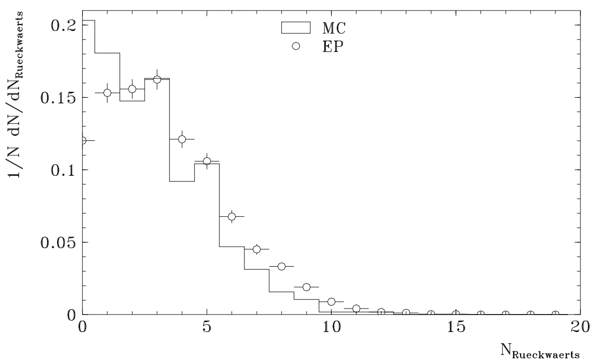
Die Zahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion ist zu klein, um signifikante Vergleiche ihrer kinematischen und topologischen Eigenschaften mit *Monte Carlo*-Ereignissen durchführen zu können. Da sich die Eigenschaften der Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion nicht von denen aller $D^{*\pm}$-Kandidaten unterscheiden, werden alle Ereignisse verwendet. Die Zahl der betrachteten Ereignisse ist 240 (Tab. 8.1).
Bei dem hier vorgenommenen Vergleich handelt es sich um eine grobe Überprüfung der topologischen und kinematischen Eigenschaften der Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten. Auf die Korrektur der Triggereffizienzen wird deshalb verzichtet. Für diese Untersuchungen werden die in Kapitel 6.1 beschriebenen Größen verwendet. Die *Monte Carlo*-Ereignisse enthalten $D^{*\pm}$-Mesonen, die mit den für die Datenanalyse verwendeten Schnitten rekonstruiert wurden (siehe Kapitel 7).

Aus CJC-Spuren abgeleitete Größen

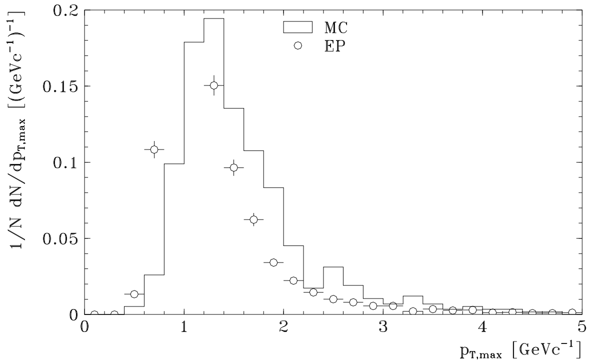
Der Vergleich der Spurmultiplizitäten (Abb. 8.9(a-b)) zeigt die größte Diskrepanz zwischen Ereignissen der H 1-Daten und *Monte Carlo*-Eeignissen mit vollständiger Detektorsimulation. Sie ist darauf zurückzuführen, daß die meisten Ereignisse durch Spurtrigger erkannt worden sind, deren Effizienz von der Anzahl der Spuren abhängt (siehe Kapitel 6.3). Dies führt zu einer Verschiebung der Verteilung zu höheren Spurmultiplizitäten hin. Dasselbe Argument ist für die Verteilung des maximalen Transversalimpulses (Abb. 8.9(c)) und der skalaren Summe der Transversalimplse (Abb. 8.9(d)) gültig. Die Effizienz des Driftkammer-Triggers steigt mit dem Transversalimpuls der Spuren. Im Gegensatz zum *Monte Carlo*-Ereignissen ist die Verteilung der Spurladungssumme (Abb. 8.9(e)) bei den Daten zu positiven Summen hin asymmetrisch. Dies läßt auf eine Verunreinigung durch Strahl-Gas-Ereignisse schliessen, die sich durch einen Überschuß an positiven Spuren auszeichnen. Untersuchungen haben gezeigt, daß ein zusätzlicher Schnitt auf die Ladungssumme von $|\sum Q| \leq 6$ die Anzahl der Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten um einige Prozent senkt, die Signalregion aber unverändert läßt. Die Position des Ereignisvertexes entlang der z-Achse wird gut beschrieben (Abb. 8.9(f)).



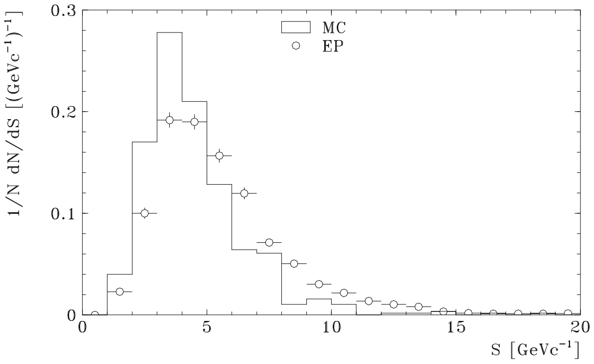
(a) Anzahl der Spuren (N_{Spuren})



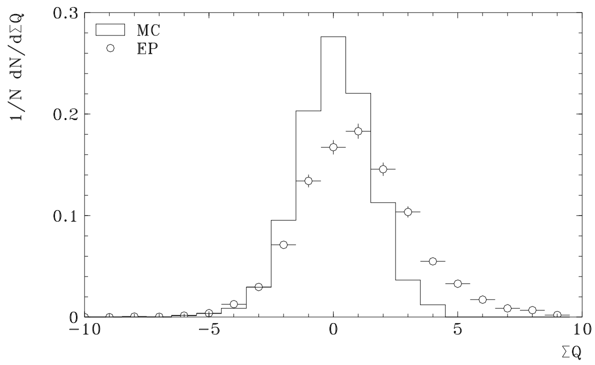
(b) Anzahl der Rückwärts-Spuren ($N_{Rueckwaerts}$)



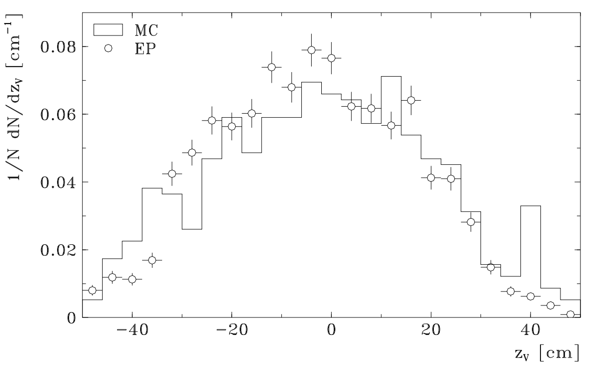
(c) Maximaler Transversalimpuls ($p_{T,max}$)



(d) Skalare Summe der Transversalimpulse (S)



(e) Summe der Spurladungen ($\sum Q$)

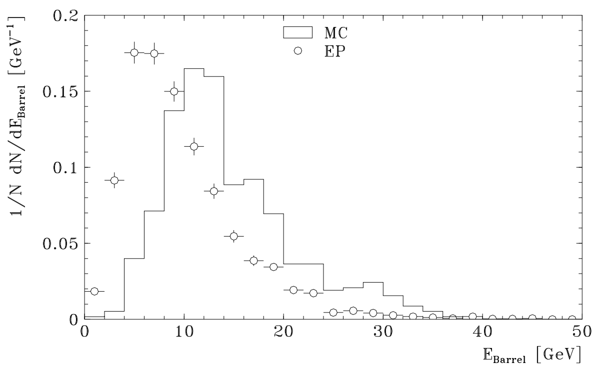


(f) Position des Ereignisvertexes (z_V)

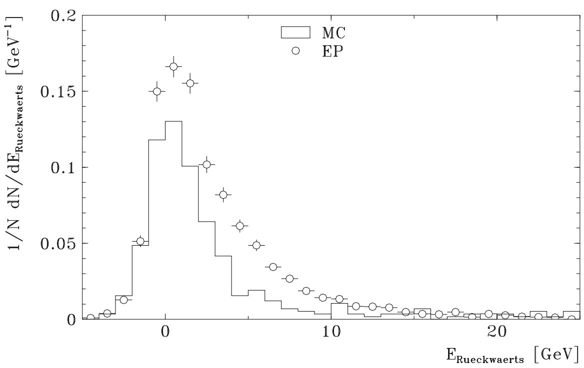
Abbildung 8.9: Vergleich der aus CJC-Spuren abgeleiteten Größen von Ereignissen der $D^{*\pm}$-Selektion mit *Monte Carlo*-Ereignissen

Kalorimetrische Größen

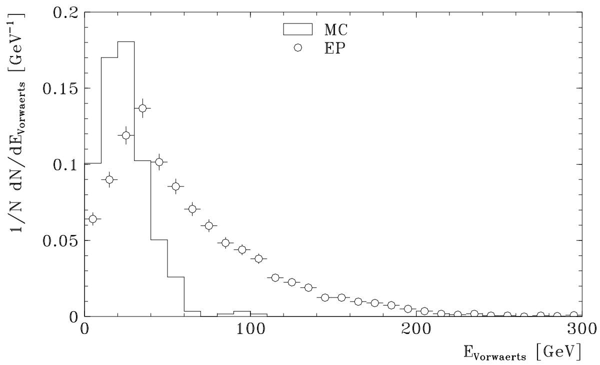
Die Unterschiede in den Energie-Verteilungen (Abb. 8.10(a-c)) sind auf die für Ereignisse mit geringer Energiedeposition schwierige Simulation des Ansprechverhaltens des Kalorimeters zurückzuführen (Abb. 8.10(a-c)). Das Verhältnis der Energien im hadronischen und elektromagnetischen Teil des Kalorimeters wird gut beschrieben und zeigt eine für niederenergetische Ereignisse typische Verteilung (Abb. 8.10(d)).



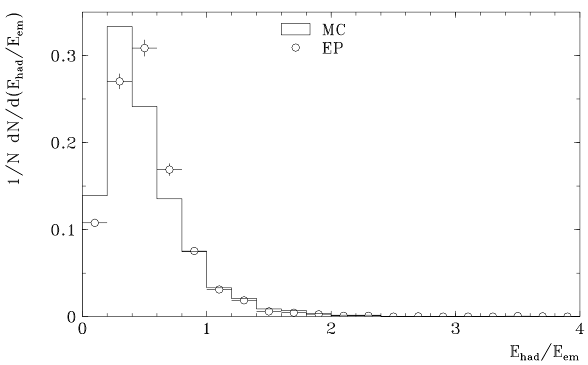
(a) Barrel-Energie (E_{Barrel})



(b) Rückwärts-Energie ($E_{Rueckwaerts}$)



(c) Vorwärts-Energie ($E_{Vorwarts}$)

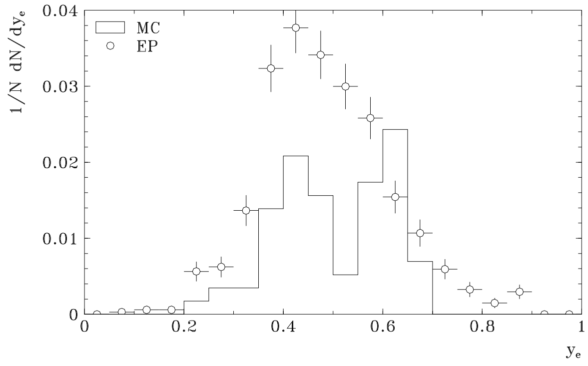


(d) Energieverhältnis (E_{had}/E_{em})

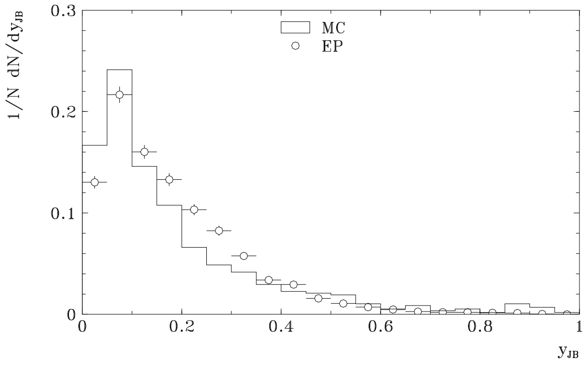
Abbildung 8.10: Vergleich der kalorimetrischen Größen von Ereignissen der $D^{*\pm}$-Selektion mit *Monte Carlo*-Ereignissen

Kinematische Variablen

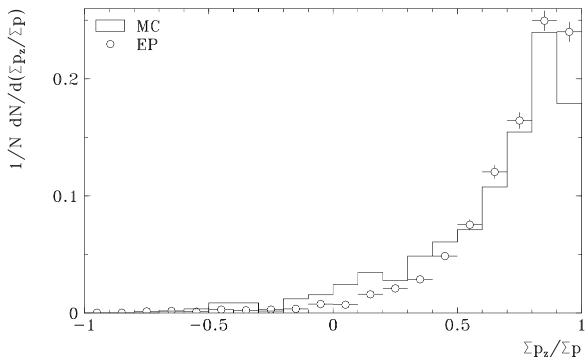
Die Verteilung der Inelastizität y_e (Abb. 8.11(a)) spiegelt die Akzeptanz des Kleinwinkel-Elektrondetektors wider. Die daraus resultierende geringe Anzahl von Einträgen bei den *Monte Carlo*-Ereignissen erklärt die großen Fluktuationen. Wegen der Effizienzen der Spurtrigger (siehe Kapitel 6.3) in den Ereignissen der $D^{*\pm}$-Selektion ist der Anteil des Elektrontriggers größer als in *Monte Carlo*-Ereignissen, sodaß die Normierungen in Abb. 8.11(a) nicht übereinstimmen. Die Verteilung der Inelastizität y_{JB} (Abb. 8.11(b)), die aus Spuren und Energien berechnet wurde, zeigt das erwartete Bremsstrahlungsspektrum. Die Verteilungen des relativen Energieflusses (Abb. 8.11(c)) und der Korrelation zwischen Energiefluß und Inelastizität vor der Verwerfung der Strahl-Gas-Kandidaten (Abb. 8.11(d)) sind ebenfalls typisch und zeigen die kinematischen Eigenschaften des Strahl-Gas-Untergrundes.



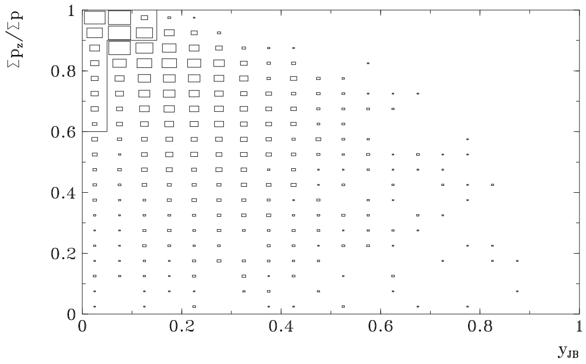
(a) Inelastizität (Elektron) (y_e)



(b) Inelastizität (Hadronen) (y_{JB})



(c) Relativer Energiefluß ($\sum p_z / \sum p$)

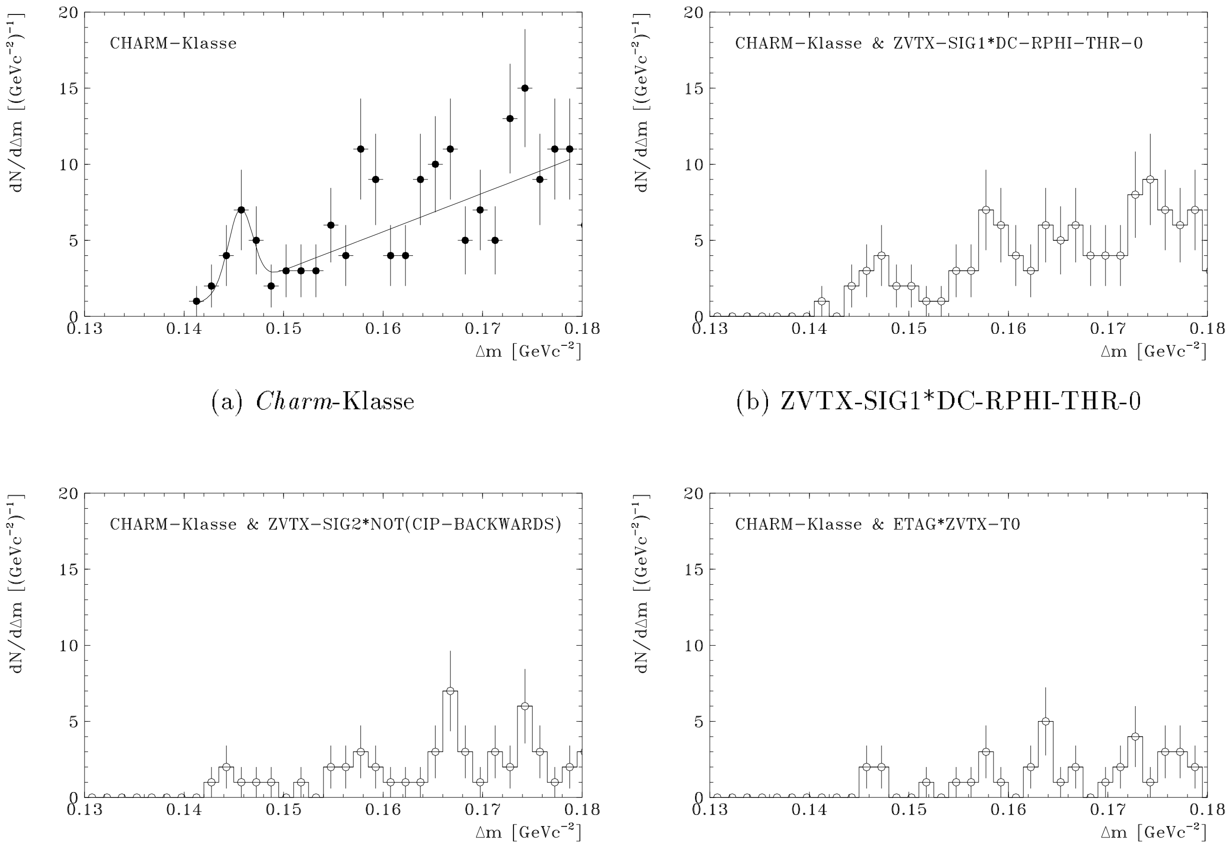


(d) Relativer Energiefluß gegen Inelastizität

Abbildung 8.11: Vergleich der kinematischen Variablen von Ereignissen der $D^{*\pm}$-Selektion mit *Monte Carlo*-Ereignissen

8.3 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Es hat sich gezeigt (Kapitel 6.3), daß es für Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Mesonen keinen ausgezeichneten Trigger mit hoher Effizienz gibt. Der größte Anteil wird von den Spurtriggern erkannt ($O(50\%)$), deren Triggereffizienz von der Topologie der Ereignisse abhängt. Der Elektrontrigger hat eine Effizienz von $O(15\%)$. Er wird unabhängig von der Topologie des hadronischen Endzustandes durch das gestreute Elektron der Photoproduktion ausgelöst. Die Anzahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten innerhalb der Signalregion ist klein. Die Δm-Verteilungen für die $D^{*\pm}$-Kandidaten der $D^{*\pm}$-Selektion nach Triggern getrennt sind in Abb. 8.12(a-d) gezeigt. Die Anzahl der Einträge ist in den nach Triggern getrennten Verteilungen so klein, daß keine signifikanten Aussagen über die Zahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion mehr gemacht werden können. Unter der Annahme, daß die Topologien der Ereignisse in der Signalregion gleich denen in der gesamten Verteilung sind, kann der Anteil der verschiedenen Trigger am Signal aus dem Anteil der Trigger an der gesamten Verteilung berechnet werden.



(a) *Charm*-Klasse (b) ZVTX-SIG1*DC-RPHI-THR-0

(c) ZVTX-SIG2*NOT(CIP-BACKWARDS) (d) ETAG*ZVTX-T0

Abbildung 8.12: Δm-Verteilungen der $D^{*\pm}$-Selektion für die verschiedenen Trigger

8.3.1 Mittlere Triggereffizienz der $D^{*\pm}$-Kandidaten

In Kapitel 6.3 wurde die Effizienz der Spurtrigger gegen die Anzahl der Spuren pro Ereignis bestimmt (differentielle Triggereffizienz). Für den DC-RPHI-Trigger wurde die Anzahl der Spuren N_{450} mit Transversalimpulsen $p_T > 450\,MeV/c$ und für den ZVTX-Trigger die Zahl der Spuren N_{Spuren} mit $p_T > 150\,MeV/c$ verwendet. Die Anzahl der Spuren ist für die Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten anders verteilt als für die Referenzereignisse in Kapitel 6.3. Um eine mittlere Triggereffizienz für diese Ereignisse zu bestimmen, werden die Verteilungen deshalb binweise korrigiert. Dazu werden die Triggereffizienzen mit der Anzahl der Einträge in den Bins der Verteilungen gewichtet und gemittelt.
Da sich die Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion nicht von denen der Vorselektion (siehe Kapitel 8.1) unterscheiden, werden für die Bestimmung der mittleren Triggereffizienz die Ereignisse der Vorselektion verwendet. In Abb. 8.13 sind die Verteilungen der Anzahl der Spuren N_{Spuren} und N_{450} abgebildet. Tabelle 8.3 enthält die Ergebnisse für die mittleren Triggereffizienzen und die Verhältnisse relativ zur Effizienz

des Elektrontriggers. Die Fehler sind durch Fehlerfortpflanzung berechnet. Zusätzlich ist noch der systematische Fehler von 20% angegeben, der sich durch die Betrachtungen in Kapitel 6.3 ergab. Für den Elektrontrigger wird die in Kapitel 6.3 bestimmte Effizienz verwendet.

Trigger	Mittlere Effizienz [%]	Verhältnis
ZVTX-SIG1*DC-RPHI-THR-0	$47.4 \pm 1.9 \pm 9.5$	2.9 ± 0.6
ZVTX-SIG2*NOT(CIP-BACKWARDS)	$31.4 \pm 1.6 \pm 6.3$	1.9 ± 0.5
ETAG*ZVTX-T0	16.5 ± 2.2	1

Tabelle 8.3: Mittlere Effizienzen der Trigger für die Ereignisse der Vorselektion

8.3.2 Signalanteil der Trigger

Als Basis für die Berechnung der Anteile dienen die 240 Ereignisse mit 329 $D^{*\pm}$-Kandidaten der $D^{*\pm}$-Selektion. Die Anzahl der Ereignisse, die durch die drei Trigger erkannt wurden, sowie der mittlere Skalierungsfaktor sind in Tabelle 8.4 aufgelistet. Da die Trigger nicht während der gesamten Datennahmeperiode aktiviert waren, ist ein zusätzlicher Korrekturfaktor nötig.

Trigger	Ereignisse	Skalierung	Korrektur	Verhältnis
Alle	240			
ZVTX-SIG1*DC-RPHI-THR-0	126	1.07	1.04	2.4 ± 0.4
ZVTX-SIG1*NOT(CIP-BACKWARDS)	87	1.22	1.09	2.0 ± 0.3
ETAG*ZVTX-T0	57	1.00	1.01	1

Tabelle 8.4: Anteile der Trigger an den Ereignissen der $D^{*\pm}$-Selektion

Die Zahl der Ereignisse, die durch die Spurtrigger erkannt wurden, ist mit den Anteilen, die aufgrund der Triggereffizienzen erwartet werden, verträglich. Es kann deshalb davon ausgegangen werden, daß sich die Zahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion ebenso verhalten. Die absolute Normierung wird relativ zum Elektrontrigger durchgeführt, da seine Akzeptanz und Effizienz in dem betrachteten Bereich der Inelastizität $0.3 < y_e < 0.7$ am Besten bekannt sind. Die Zahl der rekonstruierten $D^{*\pm}$-Kandidaten ($N_{D^{*\pm}}$) für die Trigger ist in Tabelle 8.5 aufgeführt.

Trigger	$N_{D^{*\pm}}$	Skalierung	Korrektur	Anteil [%]
Alle	329			100
ZVTX-SIG1*DC-RPHI-THR-0	193	1.07	1.04	65.3 ± 3.0
ZVTX-SIG1*NOT(CIP-BACKWARDS)	103	1.22	1.09	41.6 ± 3.5
ETAG*ZVTX-T0	74	1.00	1.01	22.7 ± 2.3

Tabelle 8.5: Anteile der Trigger an den $D^{*\pm}$-Kandidaten der $D^{*\pm}$-Selektion

Die Zahl der rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen für den Elektrontrigger ist damit:

$$N^T_{D^{*\pm}} = 0.227 \cdot N_{D^{*\pm}} = 2.3 \pm 1.9 \tag{8.24}$$

Diese Zahl stimmt mit in der Signalregion vorhandenen Einträgen überein (Abb. 8.12(c)). Durch das beschriebene Verfahren konnte die Verteilung der ohnehin geringen Anzahl von $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion auf die verschiedenen Trigger umgangen werden. Im Falle des Elektrontriggers ist kein $D^{*\pm}$-Signal erkennbar, da die Zahl der Einträge zu gering ist. Stattdessen wurde die Anzahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten im Signal für den Elektrontrigger, dessen Akzeptanz und Effizienz bekannt sind, durch den Vergleich der Anteile der Trigger an allen Ereignissen der $D^{*\pm}$-Selektion bestimmt.

8.3.3 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von $D^{*\pm}$-Mesonen bzw. *Charm*-Quark-Paaren in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA ergibt sich nach folgenden Formeln:

$$\sigma_{D^{*\pm}} = \frac{1}{L} \cdot \frac{N^T_{D^{*\pm}}}{\epsilon_R \cdot \epsilon_{L5} \cdot \epsilon_T} \tag{8.25}$$

$$\sigma_{c\bar{c}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma_{D^{*\pm}}}{B\,(c \to D^{*+}) \cdot B\,(D^{*+} \to D^0\ \pi_s^+) \cdot B\,(D^0 \to K^-\ \pi^+)} \tag{8.26}$$

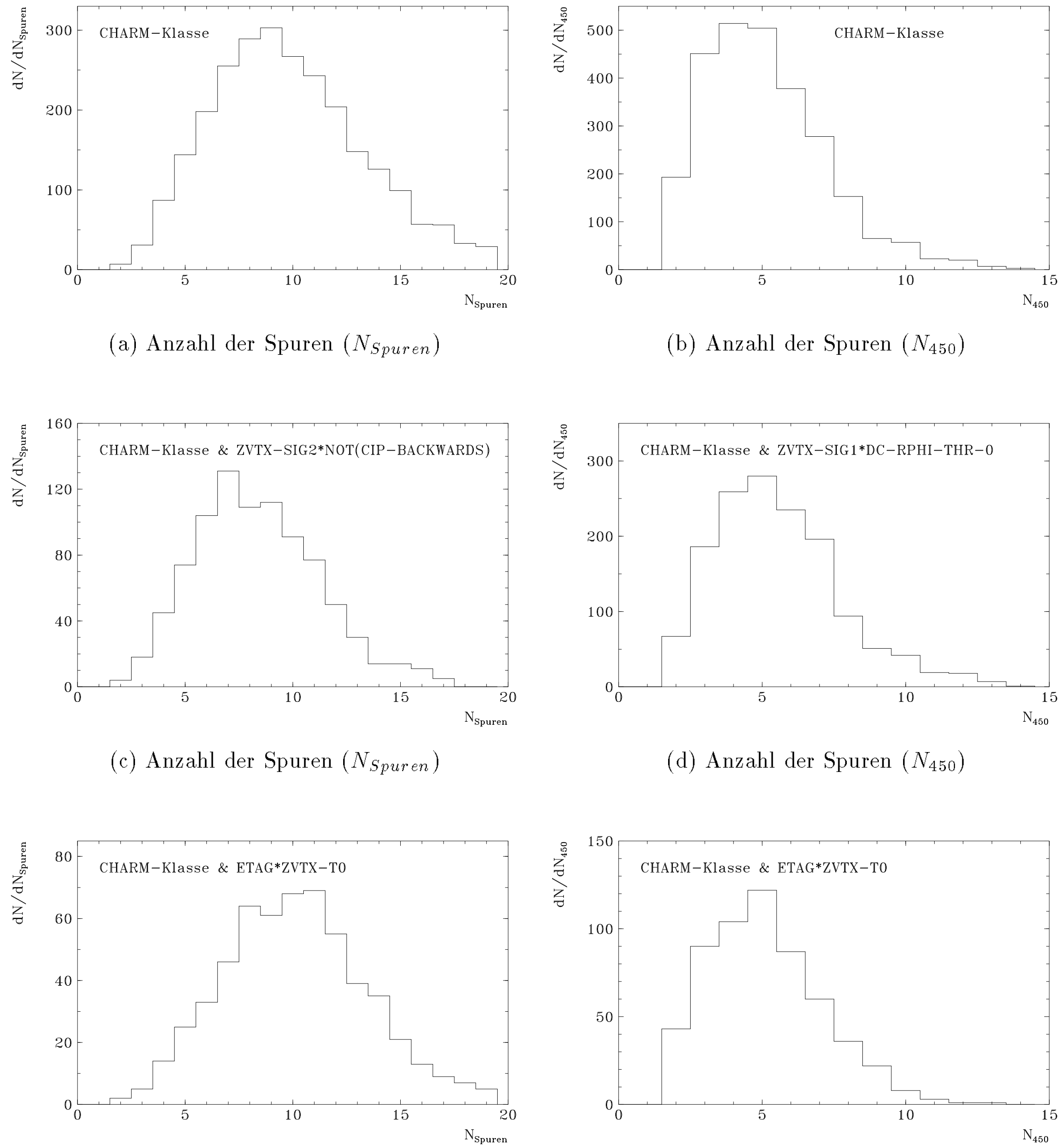
Die Faktoren sind in Tabelle 8.6 aufgeführt. L ist die integrierte Luminosität, $N_{D^{*\pm}}$ ist die Anzahl der rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen, ϵ_R die Rekonstruktionseffizienz, ϵ_T die Triggereffizienz und ϵ_{L5} die Selektionseffizienz für die *Charm*-Klasse.

Faktor	Wert	Referenz
$N^T_{D^{*\pm}}$	2.3 ± 1.9	Kapitel 8.3
ϵ_R	0.059 ± 0.003	Kapitel 7.5
ϵ_{L5}	0.762 ± 0.021	Kapitel 7.5
ϵ_T	0.165 ± 0.022	Kapitel 8.3
L $[nb^{-1}]$	23.8 ± 1.7	[76]
$B\,(c \to D^{*+})$	0.30 ± 0.03	[154]
$B\,(D^{*+} \to D^0\ \pi_s^+)$	0.55 ± 0.04	[1]
$B\,(D^0 \to K^-\ \pi^+)$	0.0365 ± 0.0021	[1]

Tabelle 8.6: Faktoren für den Wirkungsquerschnitt

Wirkungsquerschnitt	Wert
H 1-Daten 1992	
$\sigma_{D^{*\pm}}$ $[nb]$	13.1 ± 11
$\sigma_{c\bar{c}}$ $[nb]$	1082 ± 941
Monte Carlo-Rechnungen	
$\sigma_{D^{*\pm}}$ $[nb]$	9
$\sigma_{c\bar{c}}$ $[nb]$	755

Tabelle 8.7: Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von *Charm* bei HERA aus den H 1-Daten von 1992 im Vergleich zu *Monte Carlo*-Rechnungen (Tabelle 2.3)



(a) Anzahl der Spuren (N_{Spuren})

(b) Anzahl der Spuren (N_{450})

(c) Anzahl der Spuren (N_{Spuren})

(d) Anzahl der Spuren (N_{450})

(e) Anzahl der Spuren (N_{Spuren})

(f) Anzahl der Spuren (N_{450})

Abbildung 8.13: Verteilungen der Anzahl der Spuren der Ereignisse der Vorselektion

8.4 Diskussion der Ergebnisse

Obwohl zu erwarten war, daß aufgrund der geringen integrierten Luminosität die Zahl der rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen in der Signalregion klein ist, wurde eine vollständige Analyse der H 1-Daten der Datennahmeperiode Herbst 1992 durchgeführt. Das Ergebnis ist eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes der Erzeugung von *Charm* in Elektron-Proton-Streuung bei HERA unter der Annahme, daß $D^{*\pm}$-Mesonen ausschließlich in der Hadronisierung primär erzeugter $c\bar{c}$-Paare entstehen. Der Wirkungsquerschnitt stimmt im Rahmen seines durch die geringe Statistik großen Fehlers mit den Erwartungen aus *Monte Carlo*-Untersuchungen überein. Quantitative Aussagen über die zugrundeliegenden Produktionsmechanismen und die Gluon-Strukturfunktion können jedoch noch nicht getroffen werden. Die systematischen Fehler, die durch die Abschätzung der Triggereffizienzen aus den Daten selbst und durch die Bestimmung des Signalanteils aus der gesamten Verteilung entstehen, sind im Vergleich zu dem statistischen Fehler klein. Diese Verfahren sind deshalb gerechtfertigt.
Es konnte gezeigt werden, daß es mit der zentralen Spurenkammer des H 1-Detektors möglich ist, den einfachsten Zerfallskanal der $D^{*\pm}$-Mesonen zu rekonstruieren. Wegen des großen kombinatorischen Untergrundes konnte ein im Rahmen der geringen Statistik signifikantes Signal erst nach Anpassung der Spuren an den primären Vertex beobachtet werden. Die Verbesserung der Auflösung durch dieses Verfahren liegt im Rahmen der Erwartungen aus Untersuchungen von *Monte Carlo*-Ereignissen. Wegen der geringen Luminosität von HERA während der Laufperiode 1992 war die Rate der Spurtrigger genügend klein, um auf hohe Skalierungsfaktoren zu verzichten. Der größte Teil der $D^{*\pm}$-Kandidaten wurde durch die Spurtrigger erkannt. Da es sich bei *Charm*-Ereignissen um Ereignisse mit geringen Energiedepositionen im Detektor handelt, konnte kein effektives Verfahren gefunden werden, um schon auf Basis der Topologie eine Abtrennung von Untergrund durchführen zu können.
Als Beispiel ist eines der Ereignisse, die einen Eintrag in der Signalregion liefern, in Abb. 8.14 gezeigt. Dabei handelt es sich um ein für diese Analyse typisches Ereignis. Die Eigenschaften des rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesons sowie einige toplogische und kinematische Größen des Ereignisses sind in Tabelle 8.8 aufgelistet.

Parameter		Wert		
Lauf		35808		
Ereignis		88112		
Lauf-Qualität		GOOD		
Paket		4 (ep-Kollision)		
L1-Trigger		ZVTX-SIG1*DC-RPHI-THR-0		
L4-Trigger		CJC_GOODTRK		
L5-Klassifizierung		*Charm*-Klasse		
Spurparameter		K^-	π^+	π_s^+
d_{ca}	$[cm]$	0.2	0.1	0.8
L_{Spur}	$[cm]$	52.2	53.9	17.8
$N_{Treffer}$		38	47	16
z_0	$[cm]$	-26.8	-24.6	-29.8
dE/dx	$[m.i.p.]$	0.9	0.9	
p_T	$[GeV/c]$	0.479	0.587	0.089
θ		137.6°	30.2°	54.6°
D^0-Kandidat				
$m_{K\pi}$	$[GeV/c^2]$	1.8542		
$\lvert z_0(K^-) - z_0(\pi^+)\rvert$	$[cm]$	2.2		
p_T	$[GeV/c]$	0.646		
θ		53.1°		
$D^{*\pm}$-Kandidat				
Δm	$[GeV/c^2]$	0.1454		
p_T	$[GeV/c]$	0.733		
θ		53.2°		
Aus Spuren abgeleitete Größen				
N_{Spuren}		7		
$N_{Rueckwaerts}$		5		
$p_{T,max}$	$[GeV/c]$	0.587		
S	$[GeV/c]$	3.1		
$\sum Q$		1		
z_V	$[cm]$	-28.1		
Kalorimetrische Größen				
E_{Barrel}	$[GeV]$	5.8		
$E_{Rueckwaerts}$	$[GeV]$	3.8		
$E_{Vorwaerts}$	$[GeV]$	3.1		
E_{had}/E_{em}		0.05		
Kinematische Variablen				
y_e		-		
y_{JB}		0.085		
$\sum p_z / \sum p$		0.36		

Tabelle 8.8: Eigenschaften eines rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesons sowie einige kinematische und topologische Eigenschaften des Ereignisses

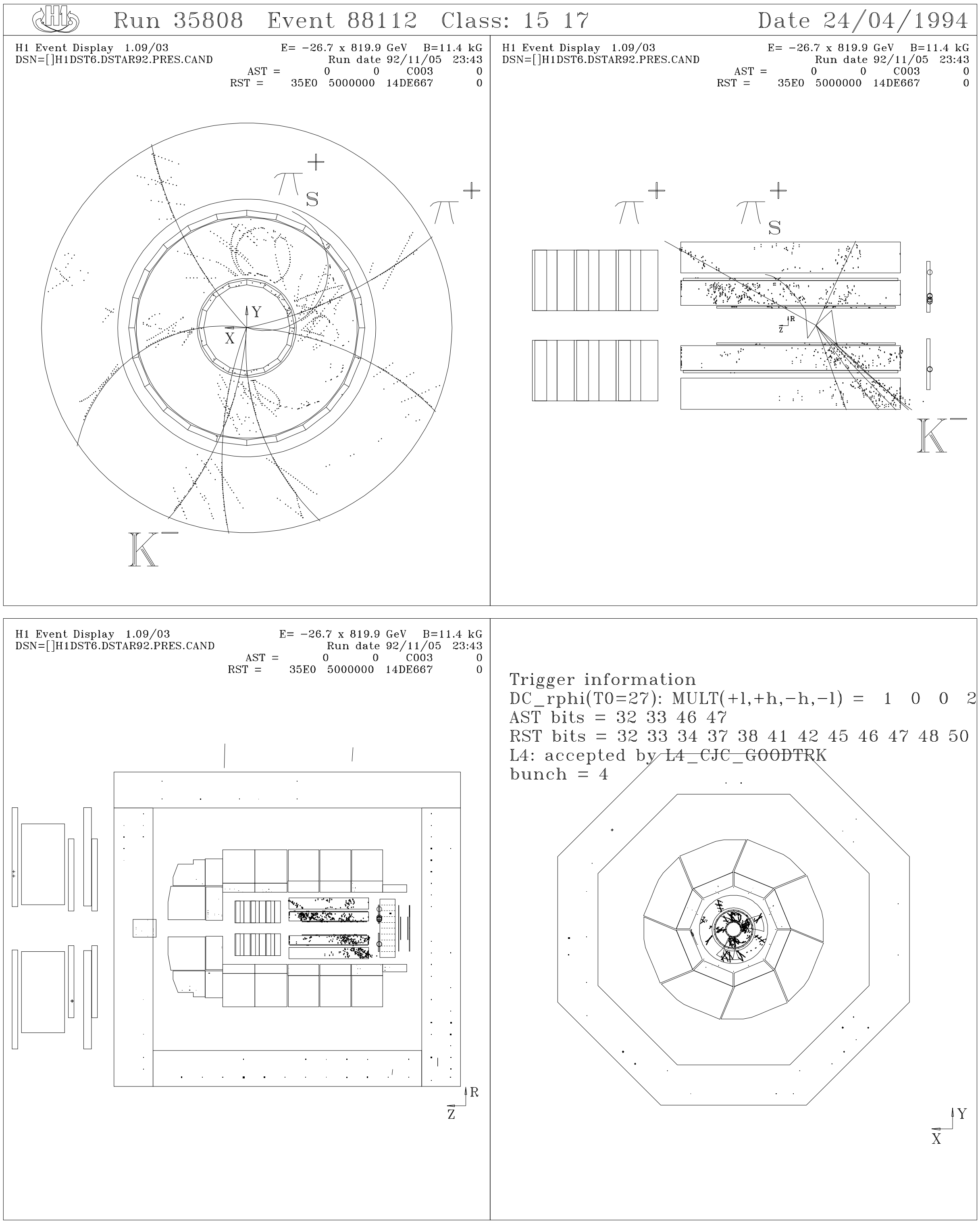


Abbildung 8.14: Ereignis mit einem rekonstruierten $D^{*\pm}$-Meson im H 1-Detektor

Kapitel 9

Ausblick: Untersuchung von $D^{*\pm}$-Mesonen bei hohen Luminositäten

In der Datennahmeperiode 1993 lieferte HERA eine integrierte Luminosität von $1\,pb^{-1}$. Mit dem H 1-Detektor konnte eine Datenmenge von $\approx 500\,nb^{-1}$ aufgezeichnet werden. Die Analyse dieser Daten ist nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Jedoch werden die in den Kapiteln 4-8 beschriebenen Methoden zur Rekonstruktion geladener $D^{*\pm}$-Mesonen auch für die Daten von 1993 verwendet [160].
Durch den Vergleich der Bedingungen von 1992 und 1993 ergeben sich Möglichkeiten und Probleme für zukünftige Datennahmeperioden mit wesentlich höheren Luminositäten. Diese sollen hier kurz diskutiert werden.

9.1 Die Datennahmeperiode 1993

HERA wurde 1993 mit je 94 Proton- und Elektronpaketen betrieben. Gegenüber 1992 konnte dadurch die Luminosität etwa verzehnfacht werden (Tabelle 3.1). Für die drei wesentlichen Stufen der Analyse ergeben sich folgende Unterschiede zu 1992:

Trigger

In Kapitel 6.3 wurde beschrieben, welche Triggersysteme sich für die Erkennung von Ereignissen mit *Charm* eignen. Es stellte sich heraus, daß einfache Kombinationen der Triggerelemente der vertexorientierten Triggersysteme (Spurtrigger) den Großteil ($50 - 70$ %) der Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten[1] erkannt haben. Wegen seiner begrenzten Akzeptanz ist der Elektrontrigger nur in $\approx 20\%$ der Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten ausgelöst worden. Auf der vierten Triggerstufe (Filterfarm) wurden keine Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten verworfen.
Aufgrund der höheren Luminositäten 1993 konnten Spurtrigger nur mit großen Skalierungsfaktoren (siehe Kapitel 6.3) oder in komplizierten Kombinationen mit anderen Triggerelementen betrieben werden. Trotz eingehender Untersuchungen konnte kein Trigger

[1] Als $D^{*\pm}$-Kandidaten gelten 3-Spurkombinationen, die die in Kapitel 8.1 beschriebenen Bedingungen erfüllen.

entwickelt werden, der Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten mit hoher Effizienz ($> 20\%$) erkennt. Die Analysen der Daten von 1993 werden deshalb vermutlich hauptsächlich auf Ereignissen basieren, die durch den Elektrontrigger erkannt wurden.
Um die Ereignisrate des L1-Triggers auf die maximale Transferrate zum IBM-Großrechner zu senken, wurden schon auf der Filterfarm gegenüber 1992 verschärfte Bedingungen an die Ereignisse gestellt. Da Ereignisse mit *Charm* aufgrund ihrer Topologie nicht immer von Strahl-Gas-Untergrund zu unterscheiden sind (siehe Kapitel 6.1), wurde schon auf dieser Stufe ein signifikanter Teil der Ereignisse mit $D^{*\pm}$-Kandidaten verworfen.

Ereignisselektion

Die Untersuchungen in Kapitel 6.1 haben gezeigt, daß es für Ereignisse mit *Charm* keine effizienten Kriterien gibt, um sie aufgrund ihrer Topologie von Untergrundereignissen zu unterscheiden. Zum Untergrund zählen dabei sowohl Ereignisse der Photoproduktion leichter Quarks als auch Ereignisse der Strahl-Gas-Wechselwirkung. Für die Datennahmeperiode 1992 wurde die *Charm*-Klasse definiert (siehe Kapitel 6.2), die auf von Spuren abgeleiteten Größen basiert. Es wurden keine Zerfallskanäle explizit ausgewählt.
In der Datennahmeperiode 1993 war dies nicht mehr möglich, da die Anzahl der Ereignisse, die die Bedingungen erfüllten, zu groß war. Bei der Auswahl der DST-Ereignisse wurden deshalb einige wenige Zerfallskanäle der $D^{*\pm}$-Mesonen berücksichtigt. Die an die $D^{*\pm}$-Kandidaten gestellten Bedingungen wurden auf der Grundlage der in Kapitel 7.2 beschriebenen Schnitte definiert.

$D^{*\pm}$-Rekonstruktion

Die Analyse der Daten von 1992 basierte auf den gesamten DST-Daten.
Die Auswahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten der Daten von 1993 wurde schon während der Ereignisselektion vorgenommen. Die Bedingungen, die an die Spuren und an die Spurkombinationen gestellt wurden, sind in Tabelle 9.1 und Tabelle 9.2 aufgelistet.

Parameter		Schnitt		Beschreibung
		$K^{\mp}/\pi^{\pm}$	$\pi_s^{\pm}$	
Spurbank		CJKR	CJKR	CJC-Spuren
R_{Start}	$[cm]$	< 30	< 30	Spurstart in CJC1
$\lvert d_{ca}\rvert$	$[cm]$	< 1	< 5	Kleinster Abstand zum Ursprung
L_{Spur}	$[cm]$	> 20	> 10	Radiale Spurlänge
$N_{Treffer}$		≥ 10	≥ 10	Anzahl der Treffer
$\lvert z_0\rvert$	[cm]	< 50	< 50	Schnittpunkt mit der Strahlachse
p_T	$[GeV/c]$	$0.450 - 5.000$	$0.075 - 0.500$	Transversalimpuls
θ		$20° - 160°$	$20° - 160°$	Polarwinkel
$N_{dE/dx}$		≥ 10		Anzahl der Treffer für dE/dx

Tabelle 9.1: Spurauswahl für die $D^{*\pm}$-Kandidaten der Daten von 1993

Sie ergaben sich in Anlehung an die Untersuchungen in Kapitel 7.2. Bei der Analyse der Daten von 1993 hat sich gezeigt [160], daß sich ein $D^{*\pm}$-Signal nur bei der Verwendung von vertexangepaßten Spuren abzeichnet.

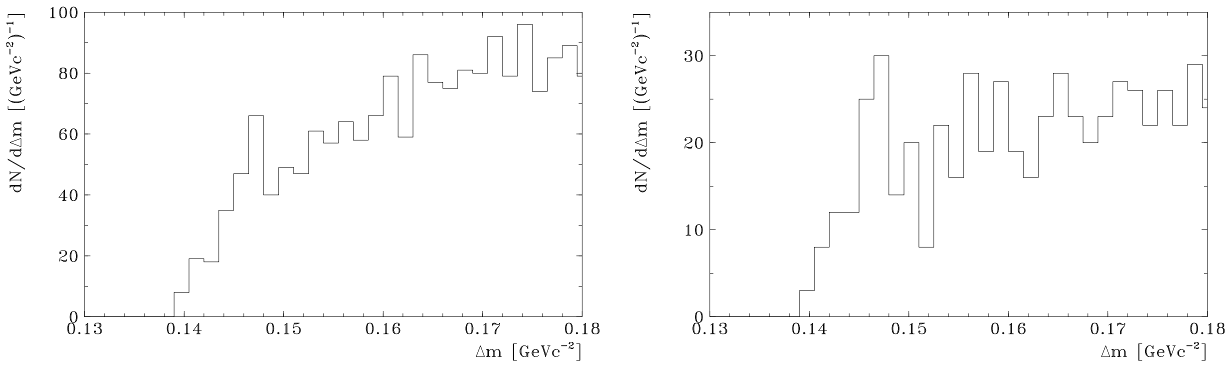
Parameter		Schnitt
$K\pi$-System		
$\vert z_0(K) - z_0(\pi)\vert$	$[cm]$	< 20
$\vert m_{K\pi} - m_{D^0}\vert$	$[GeV/c^2]$	< 0.100
$K\pi\pi_s$-System		
$p_T(\pi_s) < p_T(K)$		
$p_T(\pi_s) < p_T(\pi)$		
$\Delta m \equiv m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}$	$[GeV/c^2]$	< 0.200

Tabelle 9.2: Weitere Bedingungen an die $D^{*\pm}$-Kandidaten der Daten von 1993

Abb. 9.1 zeigt die Verteilungen der Massendifferenzen. Für die Verteilung (a) wurden wie für die Daten von 1992 eine invariante Masse des $K\pi$-Systems $m_{K\pi}$ in einem Bereich von $\pm 30\,MeV/c^2$ um die nominelle D^0-Masse M_{D^0} und ein Transversalimplus des $D^{*\pm}$-Kandidaten von $p_T(D^{*\pm}) > 0.7 GeV/c$ gefordert. Die Verteilung der Massendifferenz in (b) ergibt sich nach der Anwendung der Schnitte in Tabelle 9.3.

Parameter		Schnitt
CJC-Spuren mit Vertexanpassung		
$\vert m_{K\pi} - M_{D^0}\vert$	$[MeV/c^2]$	< 30
$p_T(\pi_s^+)$	$[GeV/c]$	> 0.100
$p_T(D^{*\pm})$	$[GeV/c]$	> 1.4

Tabelle 9.3: Schnitte zur Herausarbeitung eines $D^{*\pm}$-Signals in den Daten von 1993



(a) Bedingungen wie 1992

(b) Bedingungen für 1993

Abbildung 9.1: Verteilungen der Massendifferenzen Δm der $D^{*\pm}$-Kandidaten der Daten von 1993

Da einige Sektoren der zentralen Spurenkammer nicht betrieben werden konnten und die Triggerbedingungen sich als schwieriger erwiesen als zunächst erwartet, ergab sich mit den Daten von 1993 nicht die erhoffte deutliche Verbesserung des $D^{*\pm}$-Signals.

9.2 Zukünftige Datennahmeperioden

In den zukünftigen Betriebsperioden von HERA, wird die Luminosität auf den geplanten Wert gesteigert werden (siehe Tab. 3.1) in Kapitel 3.1). Der Wert liegt etwa zehnmal höher als der von 1993. Für die Experimente bedeutet das eine weitere, deutliche Erhöhung der Ereignisrate der Elektron-Proton-Streuung und des Untergrundes.

Trigger

Für Ereignisse mit kleinen Energiedepositionen im Detektor, wie z.B. Ereignisse mit *Charm*, können die bisherigen Triggerkonzepte nicht weiter verwendet werden. Es werden deshalb Trigger entwickelt, die aus Triggerelementen der vertexorientierten und der kalorimetrischen Triggersysteme kombiniert werden. Da *Charm* vorwiegend in Photoproduktion erzeugt wird, steht auch der Elektrontrigger zur Verfügung. Trotz seiner Akzeptanz von nur 11% wird die Anzahl der Ereignisse mit *Charm* groß genug sein, um Analysen mit hoher Statistik durchführen zu können. Eine weiteres Verfahren ist die Erkennung von Ereignissen mit *Charm* durch Myonen aus semileptonischen Zerfällen von Teilchen mit *Charm*.
In Zukunft werden neben den Triggerstufen L1 und L4 auch die Stufen L2 und L3 implementiert werden. Im Vergleich zu L1 ist die Menge der verfügbaren Informationen für L2 größer. Auf L3 wird die Möglichkeit bestehen, Berechnungen mit Hilfe von Mikroprozessorsystemen durchzuführen (siehe Kapitel 3.2). Es ist deshalb zu erwarten, daß eine effizientere Trennung von Ereignissen der Elektron-Proton-Streuung und des Untergrundes schon bei den Triggern erreicht wird.

Ereignisselektion

Wie schon für die Daten von 1993 wird es notwendig sein, bestimmte Zerfallskanäle auszuwählen, um die Zahl der Ereignisse der POT- und DST-Daten klein zu halten. Im Fall der Rekonstruktion der $D^{*\pm}$-Mesonen in dem in dieser Arbeit beschriebenen Zerfallskanal könnte die Auswahl von $D^{*\pm}$-Kandidaten schon auf der Filterfarm (L4) erfolgen.

$D^{*\pm}$-Rekonstruktion

Wegen der zu erwartenden wesentlich höheren Rate von $D^{*\pm}$-Mesonen wird es möglich sein, schärfere Bedingungen an die $D^{*\pm}$-Kandidaten zu stellen. Insbesondere die Kriterien zur Auswahl der Spuren werden neu definiert werden müssen. Die dadurch verbesserte Genauigkeit der Messung der invarianten Massen und der kinematischen Eigenschaften der $D^{*\pm}$-Mesonen werden weiterreichende Analysen ermöglichen. Eines der Ziele der Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen ist die Messung der Gluondichteverteilung im Proton. Da die $D^{*\pm}$-Mesonen die kinematischen Eigenschaften der *Charm*-Quarks widerspiegeln, ist die Rekonstruktion der gesamten Ereigniskinematik möglich. Daraus resultiert die direkte Messung des Impulsanteils des Gluons am Proton x_g, dessen Verteilung durch die Gluondichteverteilung gegeben ist (siehe Kapitel 2.2.2). Auf der Basis einer Datenmenge von einigen tausend rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen könnte durch dieses Verfahren eine Messung der Gluondichteverteilung durchgeführt werden. Die dafür erforderliche integrierte Luminosität liegt je nach Effizienz der Trigger bei $10 - 100\ pb^{-1}$.

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen zum Nachweis von *Charm* in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA durchgeführt. *Charm* wird bei HERA hauptsächlich in der Photoproduktion erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von *Charm* hängt unter anderem von der Dichteverteilung der Gluonen im Proton ab. Es wird deshalb erwartet, daß die Gluondichteverteilung mit Hilfe von Ereignissen mit *Charm* gemessen werden kann.
Zum Nachweis von *Charm* eignen sich $D^{*\pm}$-Mesonen, die in Fragmentationsprozessen der primären *Charm*-Quarks entstehen und diese enthalten. Eine traditionelle Methode beruht auf der Rekonstruktion des Zerfalls der $D^{*\pm}$-Mesonen in drei geladene Teilchen:

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \, \pi_s^+ \quad \text{mit} \quad D^0 \rightarrow K^- \, \pi^+$$

Die Spuren der geladenen Zerfallsteilchen werden in der zentralen Spurenkammer des H 1-Detektors gemessen und zu einfach geladenen 3-Spursystemen kombiniert. Den beiden gleichgeladenen Spuren werden die Pionmassen und der dritten Spur die Kaonmasse zugeordnet. Wegen der Zerfallskinematik (die Differenz der Massen des $D^{*\pm}$- und des D^0-Mesons liegt nur $\approx 5.8\, MeV/c^2$ oberhalb der Pionmasse) liegen die Massendifferenzen $\Delta m \equiv m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi}$ der drei Zerfallsteilchen eines $D^{*\pm}$-Mesons im Bereich des nominellen Wertes von $\Delta m = 145.44\, MeV/c^2$ ($D^{*\pm}$-Signal). Die Massendifferenz kann mit höherer Genauigkeit gemessen werden als die invarianten Massen $m_{K\pi\pi_s}$ und $m_{K\pi}$. Zufällige 3-Spurkombinationen liefern beliebige Δm-Werte, wobei die Wahrscheinlichkeit für zufällige Einträge im Bereich des $D^{*\pm}$-Signals wegen des eingeschränkten Phasenraums klein ist.
Es konnte gezeigt werden, daß eine Verbesserung der Impuls- und Richtungsauflösung und damit der Massenauflösung durch die Verwendung des Vertexes des Ereignisses als zusätzlichen Spurpunkt erreicht werden kann. Deshalb wurde ein Verfahren zur Bestimmung dieses Vertexes mit Hilfe der in der zentalen Spurenkammer gemessenen Spuren entwickelt, das als Teil des Standard-Spurrekonstruktionsprogramms arbeitet. Dieses Verfahren wurde auf die Daten der Datennahmeperioden 1992 und 1993 angewendet.
Die Topologie der Ereignisse mit *Charm* ist typisch für Prozesse der Photoproduktion. Die *Charm*-Quarks werden vorwiegend in Richtung des Protonstrahls erzeugt, und die Energiedeposition im Zentralbereich des Detektors ist gering. Zur Erkennung der Ereignisse mit *Charm* auf der ersten Triggerstufe kommen deshalb nur vertexorientierte Triggersysteme in Betracht, die Spuren im Detektor erkennen.
Die beschriebene Methode wurde auf die Ereignisse der Datennahmeperiode 1992 angewendet. Durch die Verwendung von vertexangepaßten Spuren konnte ein $D^{*\pm}$-Signal nachgewiesen werden. Aufgrund der geringen Datenmenge, entsprechend einer integrierten Luminosität von $23.8\, nb^{-1}$, ist die Anzahl der rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen mit $N_{D^{*\pm}} = 15.7 \pm 9.2$ klein. Unter Berücksichtigung der mit *Monte Carlo*-Ereignissen

bestimmten Rekonstruktionseffizienz und der aus den Daten selbst berechneten Triggereffizienz für $D^{*\pm}$-Mesonen wurde ein Wirkungsquerschnitt berechnet. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von $c\bar{c}$-Paaren in der Elektron-Proton-Streuung bei HERA ergab sich zu $\sigma_{c\bar{c}} = 1082 \pm 941\ nb$. Der Fehler ist durch die Statistik der geringen Anzahl von rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen dominiert. Der berechnete Wirkungsquerschnitt stimmt in diesem Rahmen mit den Werten der *Monte Carlo*-Studien von $\sigma_{c\bar{c}}^{MC} = 755\,nb$ überein. Die Untersuchungen lassen noch keine weiteren Rückschlüsse über die zugrundeliegenden Produktionsmechanismen zu. Auch konnte eine Messung der Gluondichteverteilung noch nicht durchgeführt werden.
Es konnte gezeigt werden, daß die beschriebene Methode zur Rekonstruktion von $D^{*\pm}$-Mesonen geeignet ist. Diese Methode kam auch bei der Analyse der Ereignisse der Datennahmeperiode 1993 erfolgreich zur Anwendung, die nicht Thema dieser Arbeit war [160]. Analysen, die sich mit der Rekonstruktion anderer Zerfallskanäle der $D^{*\pm}$-Mesonen beschäftigt haben, zeigen ebenfalls Anzeichen für ein $D^{*\pm}$-Signal[161]. Auch in den Daten der ZEUS Kollaboration konnte ein $D^{*\pm}$-Signal beobachtet werden.
Für die zukünftigen Datennahmeperioden, in denen HERA mit wesentlich höheren Luminositäten betrieben werden wird, ist mit einer großen Zahl von rekonstruierten $D^{*\pm}$-Mesonen zu rechnen. Nach den Erfahrungen, die bei der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse gewonnen wurden, ist die Entwicklung eines Triggerkonzepts für Ereignisse mit *Charm* eine der wichtigsten Aufgaben.

Anhang A

Kinematik der $c\bar{c}$-Erzeugung bei HERA

In Kapitel 2.2.2 wurde beschrieben, wie sich die Kinematik der $c\bar{c}$-Erzeugung durch die Messung der kinematischen Eigenschaften der *Charm*-Quarks bestimmen läßt. Die Herleitung der verwendeten Formeln soll hier beschrieben werden. Es wird die Erzeugung von $c\bar{c}$-Paaren in der Elektron-Proton-Streuung durch neutrale Ströme betrachtet:

$$e\ p \rightarrow e'\ c\bar{c}\ X \tag{A.1}$$

Die $c\bar{c}$-Paare werden durch die Photon-Gluon-Fusion in einem harten Subprozeß erzeugt:

$$\gamma\ g \rightarrow c\bar{c} \tag{A.2}$$

Für die Berechungen werden folgende Bezeichnungen verwendet:

P_p	$=$	$(E_p, \vec{p}_p)$	Viererimpuls des einlaufenden Protons p der Masse m_p
P_e	$=$	$(E_e, \vec{p}_e)$	Viererimpuls des einlaufenden Elektrons e der Masse m_e
$P_{e'}$	$=$	$(E_{e'}, \vec{p}_{e'})$	Viererimpuls des auslaufenden Elektrons e' der Masse m_e
P_c	$=$	$(E_c, \vec{p}_c)$	Viererimpuls des *Charm*-Quarks c der Masse m_c
P_X	$=$	$(E_X, \vec{p}_X)$	Viererimpuls des hadronischen Endzustandes X

Die z-Achse des Koordinatensystems zeigt in Richtung des Protonstrahls:

$$\vec{p}_p = (0, 0, E_p) \tag{A.3}$$

$$\vec{p}_e = (0, 0, -E_e) \tag{A.4}$$

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie des ep-Systems ist:

$$s = (P_p + P_e)^2 = m_p^2 + m_e^2 + 2 \cdot (P_p \cdot P_e) \approx 2 \cdot (P_p \cdot P_e) = 4 \cdot E_p \cdot E_e \tag{A.5}$$

Der Viererimpulsübertrag ist definiert als:

$$q \equiv (P_e - P_{e'})^2 = (P_X - P_p)^2 \tag{A.6}$$

Der relative Energieübertrag im Ruhesystem des Protons y ist definiert als:

$$y \equiv \frac{(P_p \cdot q)}{(P_p \cdot P_e)} \tag{A.7}$$

In der kollinearen Näherung gibt x_g den Anteil des Gluonimpulses am Protonimpuls an:

$$P_g = x_g \cdot P_p \tag{A.8}$$

Für das Quadrat der Schwerpunktsenergie des harten Subprozesses gilt:

$$\hat{s} \equiv (P_g + q)^2 = (P_c + P_{\bar{c}})^2 \tag{A.9}$$

Durch Einsetzen ergibt sich:

$$\hat{s} = x_g \cdot y \cdot s \tag{A.10}$$

Eine weitere Größe zur Beschreibung der Kinematik ist:

$$z = \frac{(P_p \cdot P_c)}{(P_p \cdot q)} \tag{A.11}$$

Diese Größe ist ein Maß für den Polarwinkel des *Charm*-Quarks c gegen die Protonrichtung. Einsetzen ergibt:

$$z = \frac{E_p \cdot E_c - \vec{p}_p \cdot \vec{p}_c}{2 \cdot y \cdot E_p \cdot E_e} = \frac{E_c - p_{c,L}}{2 \cdot y \cdot E_e} \tag{A.12}$$

$p_{c,L}$ ist die longitudinale Komponente des Impulses des *Charm*-Quarks c. Da die Produkte von Vierervektoren invariant gegen *Lorentz*transformationen sind, gilt:

$$z = \frac{(P_p \cdot P_c)}{(P_p \cdot q)} = \frac{(P_p^* \cdot P_c^*)}{(P_p^* \cdot q^*)} \tag{A.13}$$

Die gesternten Größen sind die Viererimpulse im Ruhesystem des $c\bar{c}$-Systems. Es gilt:

$$\begin{array}{lcll} P_g^* & = & (E_g^*, \vec{p}_g^*) & \text{mit} \quad \vec{p}_g^* = (0, p^*) \\ q^* & = & (E_\gamma^*, \vec{p}_\gamma^*) & \text{mit} \quad \vec{p}_\gamma^* = (0, -p^*) \end{array} \tag{A.14}$$

mit

$$E_g^* = E_\gamma^* = E^* \tag{A.15}$$

und

$$\hat{s} = (P_g^* + P_\gamma^*)^2 = 4 \cdot E^{*2} \tag{A.16}$$

Damit läßt sich z auch in der folgenden Form schreiben:

$$z = \frac{E^* - p_L^*}{2 \cdot E^*} = \frac{1}{2} - \frac{p_L^*}{\sqrt{s}} \tag{A.17}$$

und mit:

$$E^{*2} = p^{*2} + m_c^2 = p_L^{*2} + p_T^{*2} + m_c^2 \tag{A.18}$$

ergibt sich:

$$\hat{s} = \frac{p_T^{*2} - m_c^2}{z \cdot (z-1)} \tag{A.19}$$

Da sich das $c\bar{c}$-System in der kollinearen Näherung entlang der Strahlachse bewegt, entsprechen sich die transversalen Größen in Labor- und Schwerpunktsystem:

$$p_T^{*2} = p_T^2 \tag{A.20}$$

Durch die Messung des Impulses des *Charm*-Quarks läßt sich durch das beschriebene Verfahren die Kinematik des Erzeugungsprozesses vollständig rekonstruieren.

Anhang B

Radiale Ausdehnung der Wechselwirkungszone

Die radiale Ausdehung des Laufvertexes ist durch die Strahlbreiten gegeben, die sich wiederum aus bekannten Parametern der Speicherringe bestimmen läßt.
Die Strahlbreiten am Wechselwirkungspunkt berechnen sich aus den Maschinenparametern β-Funktion und Emittanz ϵ für die beiden Koordinaten x und y getrennt. Das Koordinatensystem ist so gewählt, daß die x-Achse zum Kreismittelpunkt der Speicherringe zeigt, die y-Achse senkrecht auf der Ringebene steht und die z-Achse in Richtung des Protonstrahls verläuft. Es gilt:

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\beta_{x,y} \cdot \epsilon_{x,y}} \tag{B.1}$$

Während die β-Funktion über einen längeren Zeitraum konstant ist kann die Emittanz ϵ innerhalb einer Füllung variieren. Für ϵ kann deshalb nur ein Bereich angegeben werden [151].
In Tabelle B.1 sind die Werte für die β-Funktion, sowie der kleinste und der größte Wert der Emittanz ϵ_{min} und ϵ_{max} für die beiden Strahlen aufgelistet. Daraus ergeben sich die angegeben Strahlbreiten $\sigma_{x,y}$ für den Elektronring HERA-e und den Protonring HERA-p.

Parameter		HERA-e		HERA-p	
		x	y	x	y
β	$[m/rad]$	2.20	1.41	6.99	0.70
ϵ_{min}	$[nm \cdot rad]$	39.5	1.6	23.0	11.0
ϵ_{max}	$[nm \cdot rad]$	39.5	2.5	69.0	34.0
σ_{min}	$[\mu m]$	294.8	47.5	401.0	694.5
σ_{max}	$[\mu m]$	294.8	59.4	694.5	154.3

Tabelle B.1: Maschinenparameter und Strahlbreiten der HERA-Ringe [151]

Die radiale Ausdehnung σ_{ep} des Wechselwirkungspunktes ist der Überlapp der beiden Strahlen, der sich durch das Produkt der Dichten berechnet:

$$\frac{1}{\sigma_{ep}^2} = \frac{\sigma_e^2 + \sigma_p^2}{\sigma_e^2 \cdot \sigma_p^2} \tag{B.2}$$

Breite		Minimaler Wert	Maximaler Wert
$\sigma_{ep,x}$	$[\mu m]$	237.5	271.4
$\sigma_{ep,y}$	$[\mu m]$	41.8	55.4

Tabelle B.2: Ausdehnung der Wechselwirkungszone in der transversalen Ebene

Die sich daraus ergebenden Werte sind in Tabelle B.2 aufgeführt.
Für die Anpassung der Spuren an den Laufvertex werden die größeren Werte verwendet. Wird die Laufvertexbreite kleiner gewählt als sie tatsächlich ist, sinkt die Effizienz der Anpassungsrechnung. Andererseits steigt die Impulsauflösung mit sinkender Breite, da das Quadrat des Kehrwertes der Breite als Gewicht für die Anpassungsrechnung dient. Der Effizienz wird in diesem Fall höhere Priorität eingeräumt.
Die in Tabelle B.1 aufgeführten Maschinenparameter sind in der H1-Datenbasis gespeichert. Das Programm zur Anpassung der Spuren an den Laufvertex ruft diese Werte ab und berechnet die Breite des Wechselwirkungspunktes.

Anhang C

Rekonstruktion niederenergetischer Pionen

Zur systematischen Untersuchung der Rekonstruktion niederenergetischer Teilchen werden sogenannte INLINE-Teilchen verwendet. Innerhalb des Detektor-Simulationsprogramm (H1SIM) werden Teilchen mit definierten Impulsen und Richtungen generiert und das Ansprechverhalten des Detektors simuliert.
Für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Analyse spielen niederenergetische Pionen eine wichtige Rolle (siehe Kapitel 5.2). Deshalb werden hier je 1000 negativ und positiv geladene Pionen mit Impulsen von $p = 100\,MeV/c$ und Polarwinkeln von $\theta = 90°$ simuliert. Auf die den Pionen vom Simulationsprogramm zugeordneten Treffer wird das Standard-Rekonstruktionsprogramm angewendet.
Weitere Untersuchungen der Rekonstruktion niederenergetischen Teilchenspuren werden im Rahmen einer Diplomarbeit durchgeführt [137].
In Abb. C.1 sind die Verteilungen der Spurparameter und in Abb. C.2 der Verteilungen ihrer Fehler gezeigt. Die Verteilungen für negative Spuren sind schraffiert dargestellt. Die an die Spurparameter gestellten Bedingungen sind in Tabbelle C.1 aufgeführt. Beispiele für die Spuren der INLINE-Pionen zeigen Abb. C.3 und Abb. C.4.

Parameter		Schnitt	Beschreibung
R_{start}	$[cm]$	< 30	Spurstart in CJC1
$\lvert d_{ca}\rvert$	$[cm]$	< 5	Kleinster Abstand zum Ursprung
$\lvert z_0\rvert$	$[cm]$	< 50	Schnittpunkt mit der Strahlachse

Tabelle C.1: An die Spurparameter der INLINE-Pionen gestellte Bedingungen

Anzahl der CJC-Treffer pro Spur: Die Verteilungen der Anzahl der CJC-Treffer pro Spur $N_{Treffer}$ unterscheiden sich zwischen negativen und positiven Spuren deutlich (Abb. C.1(f)). Aufgrund des Vorzeichens der Krümmung κ der Spuren durchqueren negative Spuren $5-6$ Zellen, während positive Spuren nur $1-2$ Zellen kreuzen. Innerhalb einer Signaldrahtlage werden von negativen Spuren mehrere Treffer ausgelöst. In den Beispielen in Abb. C.3(a) und Abb. C.4(a) ist dies deutlich zu erkennen. Die nicht zu Spuren verbundenen Treffer sind die Spiegeltreffer (siehe Kapitel 3.3).

Radiale Spurlänge: Die radiale Spurlänge L_{Spur} ist durch die Differenz des radialen Abstandes des ersten und letzten Treffers einer Spur zum Ursprung bestimmt und durch die Größe der CJC1 begrenzt (Abb. C.1(g)). Deshalb liegen die maximalen Werte für negative und positive Spuren bei etwa $20\,cm$. Es ist jedoch zu erkennen, daß die negativen Spuren im Mittel etwas länger als die positiven Spuren sind. Dies zeigt auch die Verteilung des Radius des letzten Treffers R_{Stop} (Abb. C.1(h)). Der Grund ist, daß bei positiv geladenen Teilchen häufig die letzten ausgelösten Treffer nicht mit der Spur verbunden werden (Abb. C.4(a)).

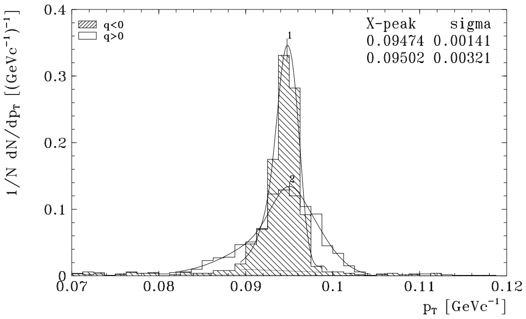
Transversalimpuls: Die Transversalimpulse werden im Mittel mit $\langle p_T \rangle = 95\,MeV/c$ rekonstruiert (Abb. C.1(a)). Die Pionen verlieren also im Material vor der CJC einige MeV an Energie. Die Verteilung der Genauigkeit der Messung des Transversalimpulses σ_{p_T}/p_T^2 ist in Abb. C.2(a) gezeigt. Wegen der größeren Anzahl von Treffern und der etwas größeren radialen Spurlänge ist die Auflösung für negative Spuren etwa um einen Faktor 2 besser (Formel 4.14).

Azimutalwinkel: Die Genauigkeit der Messung des Azimutalwinkels ϕ spiegelt den oben beschriebenen Effekt wieder (Abb. C.2(b)).

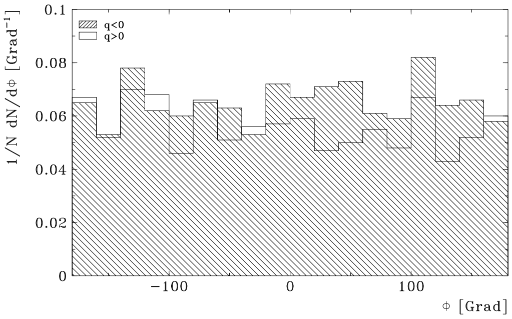
Polarwinkel: Die Verteilungen des Polarwinkels θ sind symmetrisch um den generierten Wert von 90° (Abb. C.1(c)). Die Breiten der Verteilungen sind vergleichbar. Die Verteilungen der Fehler σ_θ (Abb. C.2(c)) unterscheiden sich durch die verschiedenen radialen Spurlängen von negativen und positiven Spuren wenig (Formel 4.15).

Kleinster Abstand zum Ursprung: Die Verteilungen des kleinsten Abstandes zum Ursprung d_{ca} sind für negative Spuren zu negativen und für positive Spuren zu positiven Werten hin verschoben (Abb. C.1(d)). Dieser Effekt kann ebenfalls durch den Energieverlust der Teilchen im Material vor der CJC erklärt werden. Der Energieverlust führt zu kleineren Transversalimpulsen der Teilchen in der CJC und damit zu größeren Krümmungen der Spuren. Die rekonstruierten Spuren zeigen deshalb nicht direkt zum primären Vertex, sondern werden an ihm vorbei extrapoliert. Die in Kapitel 4.1 beschriebene Vorzeichenkonvention für κ und d_{ca} führt dann zu dem beobachteten Effekt.
Eine weitere Folge der Wechselwirkung der Teilchen im Material vor der CJC ist die Verbreiterung der d_{ca}-Verteilung durch Vielfachstreuung. Die Verteilungen des normierten Residuums $d_{ca}/\sigma_{d_{ca}}$ zeigen, daß der kleinste Abstand der Spuren zum Ursprung nicht durch den Fehler $\sigma_{d_{ca}}$ erklärt werden kann (Abb. C.1(d,f)). $\sigma_{d_{ca}}$ wird durch Fehlerfortpflanzung der Einzeltrefferfehler berechnet. Die Vielfachstreuung wird nicht berücksichtigt. Die Breiten der Verteilungen des normierten Residuums $d_{ca}/\sigma_{d_{ca}}$ liegen deutlich über 1.

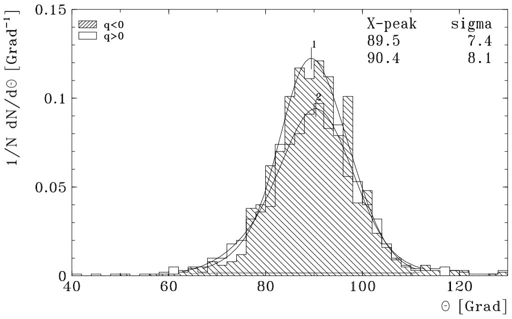
Schnittpunkt mit der Strahlachse: Für die Verteilungen des Schnittpunktes mit der Strahlachse z_0 gelten die gleichen Argumente wie für die Verteilungen der Polarwinkel θ (Abb. C.1(e)).



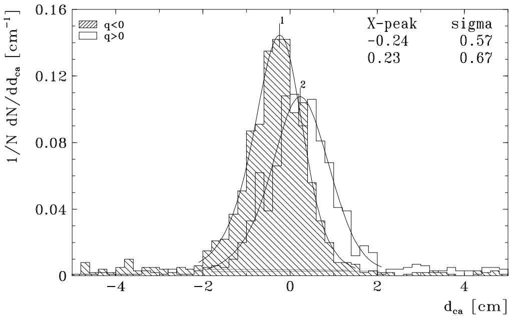
(a) Transversalimpuls p_T



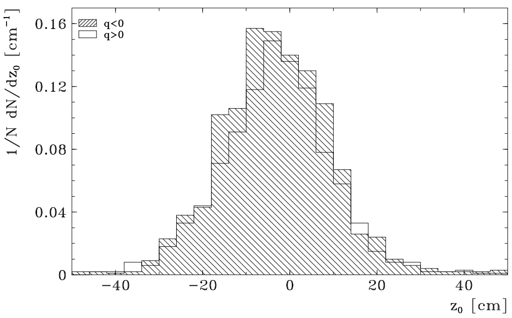
(b) Azimutalwinkel ϕ



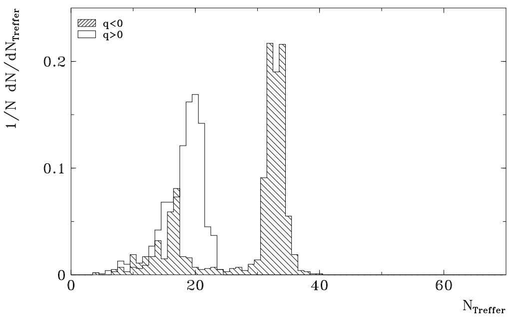
(c) Polarwinkel θ



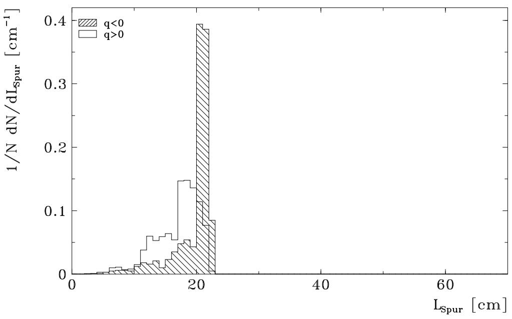
(d) Kleinster Abstand zum Ursprung d_{ca}



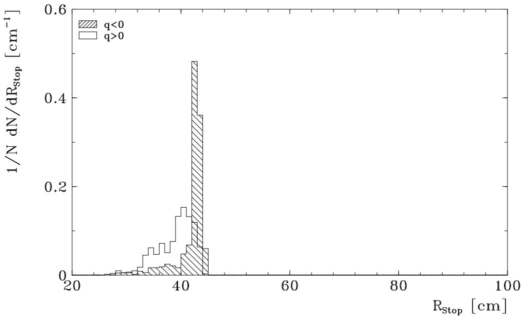
(e) Schnittpunkt mit der Strahlachse z_0



(f) Anzahl der CJC-Treffer $N_{Treffer}$

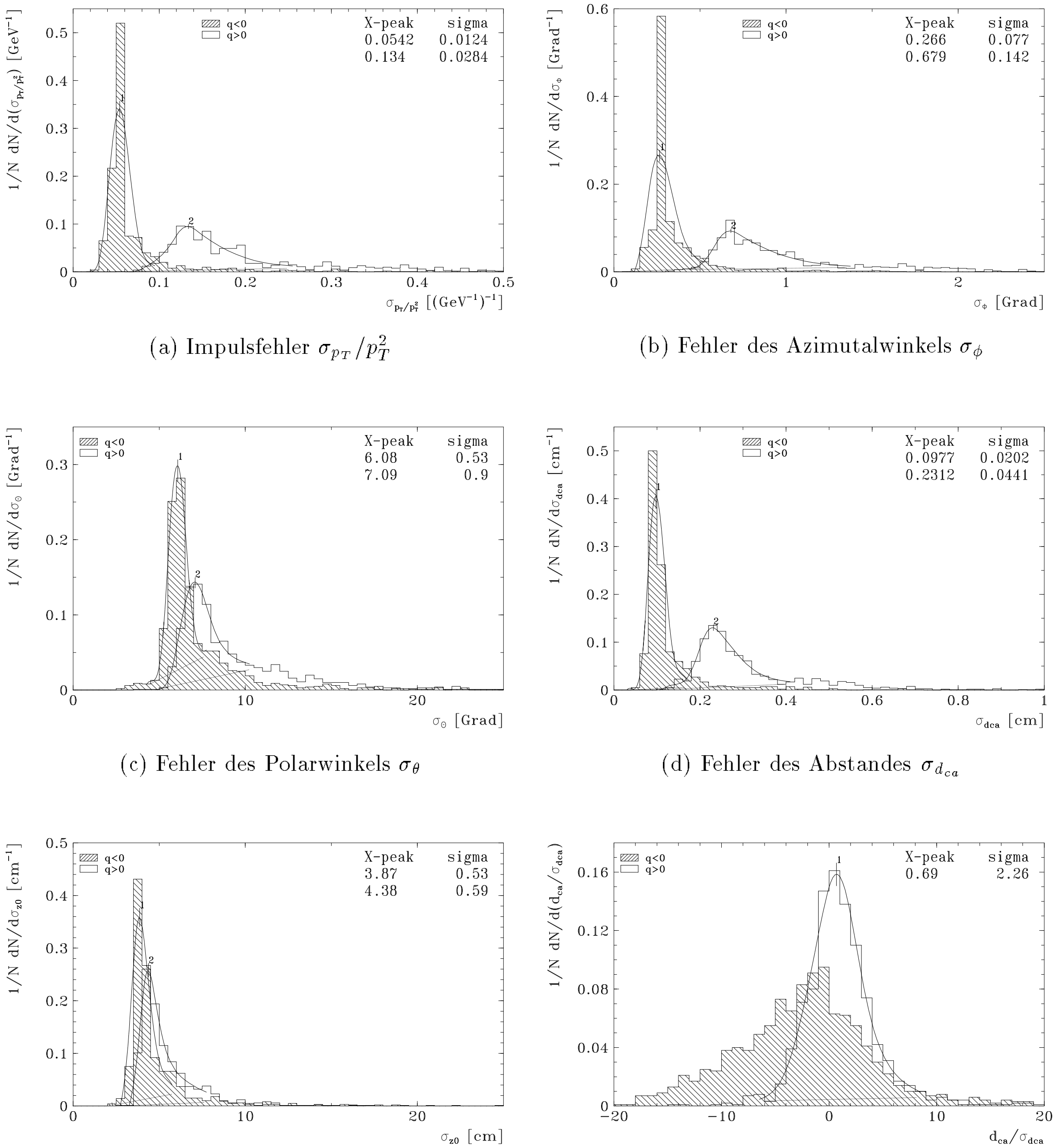


(g) Radiale Spurlänge L_{Spur}



(h) Radius des Spurendes R_{Stop}

Abbildung C.1: Spurparameter der INLINE-Pionen mit $p = 100\,MeV/c$ und $\theta = 90°$



(a) Impulsfehler σ_{p_T}/p_T^2

(b) Fehler des Azimutalwinkels σ_ϕ

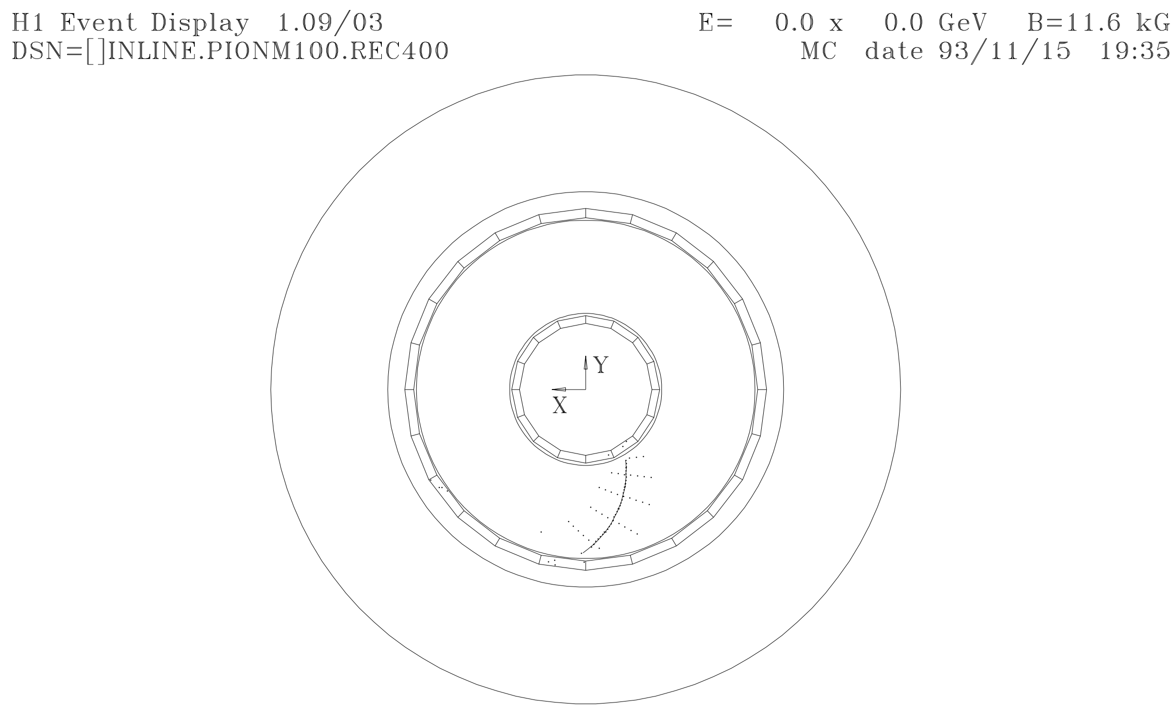
(c) Fehler des Polarwinkels σ_θ

(d) Fehler des Abstandes $\sigma_{d_{ca}}$

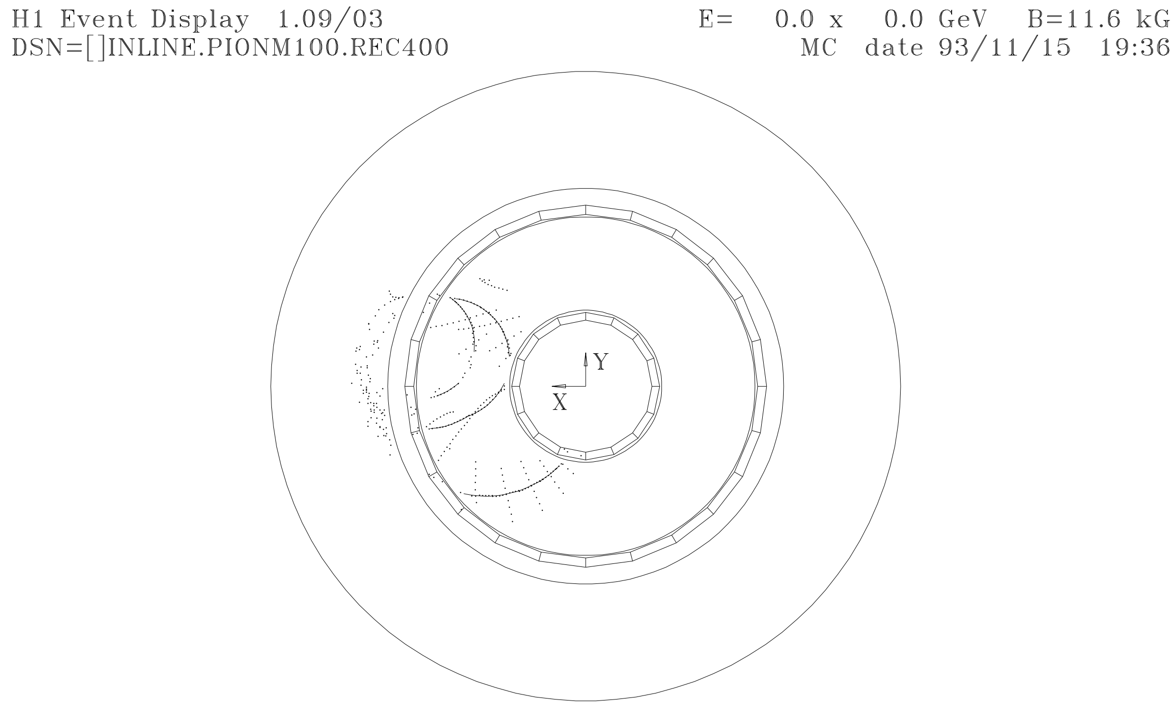
(e) Fehler des Schnittpunktes σ_{z_0}

(f) Normiertes Residuum $d_{ca}/\sigma_{d_{ca}}$

Abbildung C.2: Fehler der Spurparameter der INLINE-Pionen

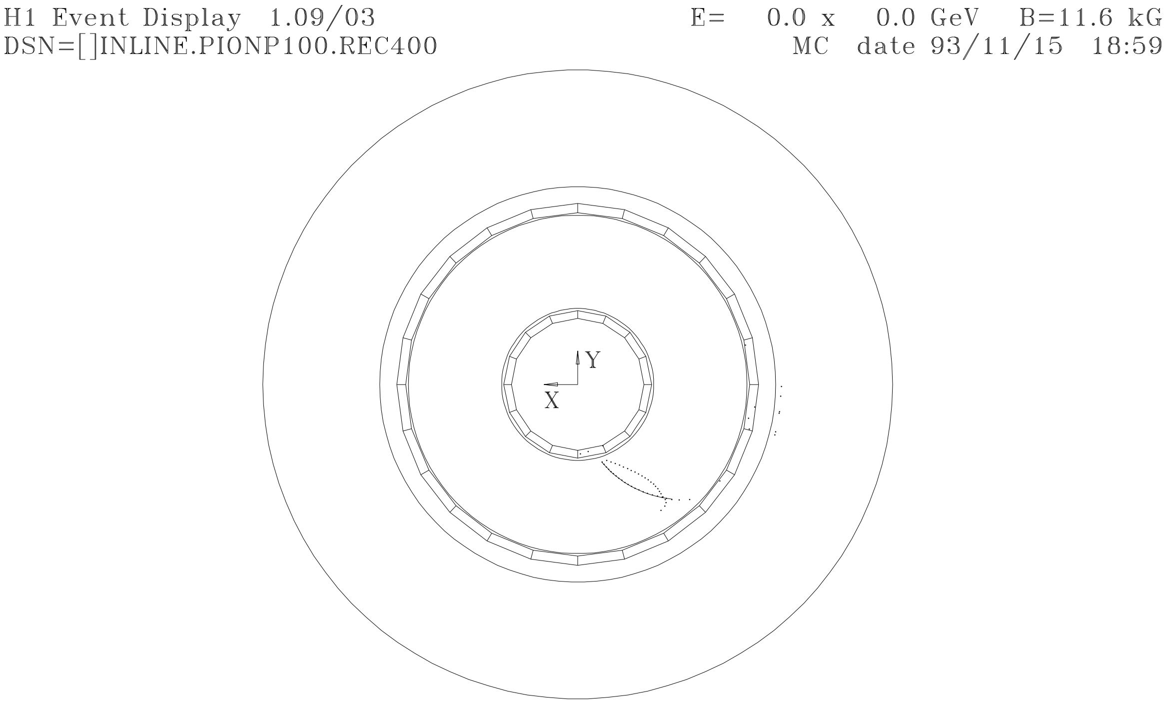


(a) Typische Spur eines π^-

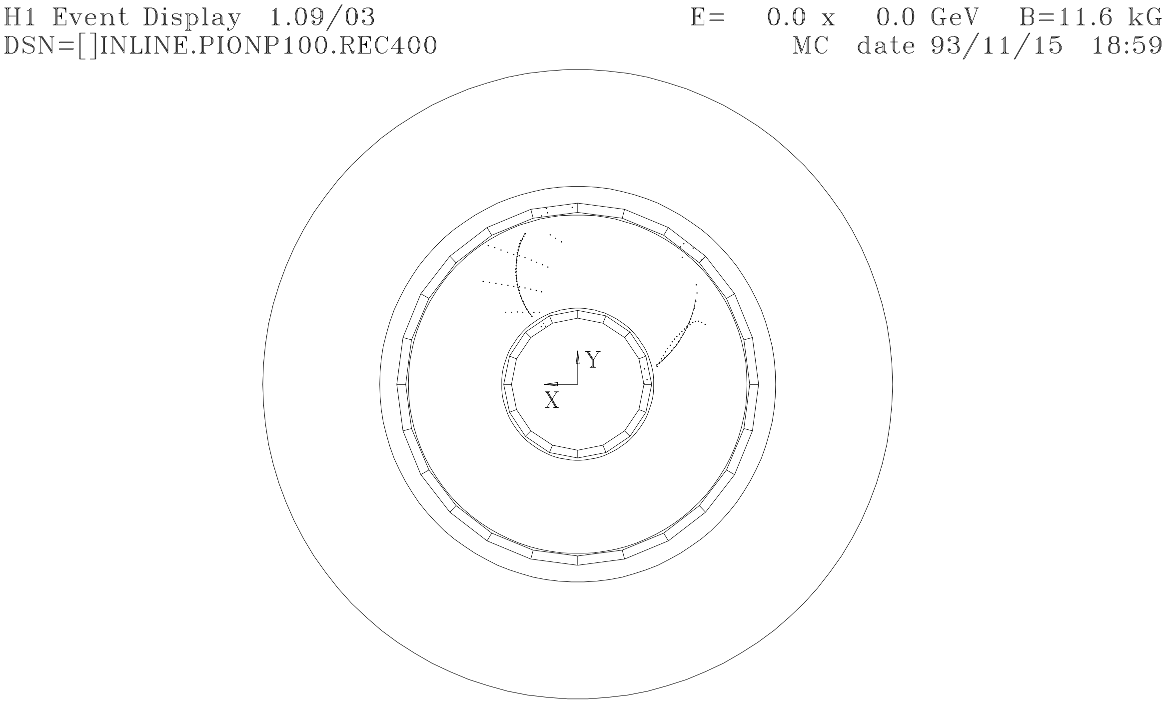


(b) π^- mit mehreren Spurstücken

Abbildung C.3: Beispiele negativ geladener INLINE-Pionen



(a) Typische Spur eines π^+



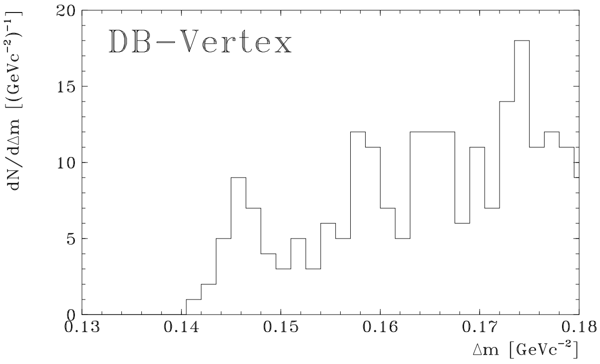
(b) π^+ mit mehreren Spurstücken

Abbildung C.4: Beispiele positiv geladener INLINE-Pionen

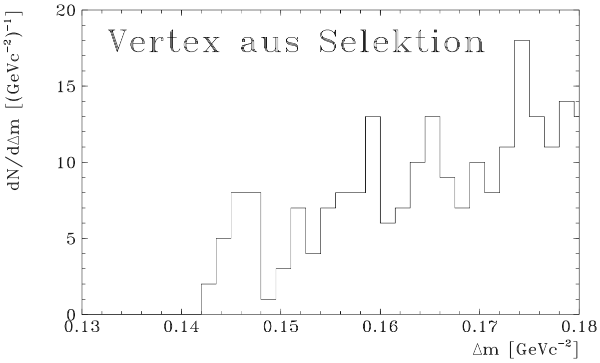
Anhang D

$D^{*\pm}$-Signal bei verschiedenen Positionen des Vertexes

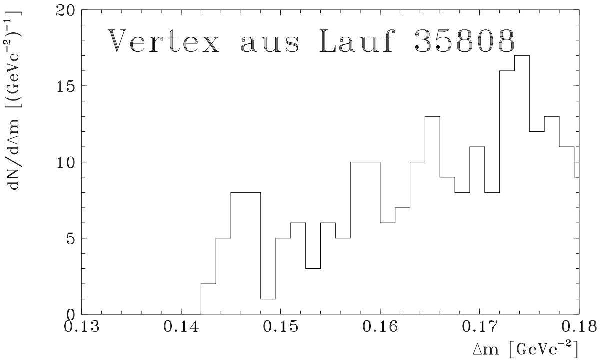
In den Kapiteln 7.3 und 8.1 wurde gezeigt, daß durch die Verwendung von vertexangepaßten Spuren eine Verbesserung des $D^{*\pm}$-Signals erreicht werden kann. Zur weiteren Überprüfung, wird hier die Vertexanpassung für die CJC-Spuren der $D^{*\pm}$-Kandidaten der $D^{*\pm}$-Selektion mit veränderten Positionen des Laufvertexes durchgeführt. Dazu wird die Position des Laufvertexes nach verschiedenen Verfahren bestimmt und die Vertexanpassung wiederholt. Anschließend werden die invarianten Massen der Spurkombinationen der $D^{*\pm}$-Kandidaten mit den geänderten Spurparametern neu berechnet.
Die Verteilungen der Massendifferenz Δm sind in Abb. D.1 gezeigt.
(a) stellt die Verteilung aus Kapitel 8.1 dar, für die der Laufvertex aus der H 1-Datenbasis verwendet wurde.
Für die Verteilung in (b) wird die Position des Laufvertexes aus den 3370 Ereignissen der Vorselektion (siehe Kapitel 8.1) bestimmt.
Die Verteilung in (c) ergibt sich mit dem Laufvertex des Laufes 35808, der während der Entwicklung der Software für die Laufvertexbestimmung verwendet wurde.
In der Verteilung in (d) wird der Laufvertex auf $x_V = y_V = 0$ gesetzt.
Mit dem Laufvertex bei $x_V = y_V = 0$ und einer um etwa eine Größenordnung verbreiterten Ausdehung des Vertexes von $\sigma_x = \sigma_y = 1\,cm$ ergibt sich die Verteilung in (e).
Während das $D^{*\pm}$-Signal bei der Verwendung von Laufvertizes, die aus den H 1-Daten bestimmt wurden, erhalten bleibt (a-c), geht es durch eine künstliche Verschiebung um etwa $1\,cm$ verloren (d). Die Verbreiterung des Vertexes in x und y um eine Größenordnung verringert das Gewicht des Laufvertexes als zusätzlichen Spurpunkt um einen Faktor 100. Die Verbesserung der Impulsauflösung fällt dann geringer aus. Die Verteilung (e) ähnelt der ohne Vertexanpassung.
Wegen der kleinen Anzahl der $D^{*\pm}$-Kandidaten in der Signalregion können diese Untersuchungen weder einen eindeutigen Beweis für die Richtigkeit der Position des Laufvertexes liefern noch ausschließen, daß es sich bei der als $D^{*\pm}$-Signal interpretierten Anhäufung um eine zufällige Fluktuation handelt. Es ist jedoch erkennbar, welchen Einfluß der Laufvertex auf die Verteilung der Massendifferenz Δm hat. Weitere Untersuchungen mit deutlich höherer Statistik werden darüber Aufschluß geben, ob das vorgestellte Verfahren zur Rekonstruktion der Zerfälle von $D^{*\pm}$-Mesonen geeignet ist.



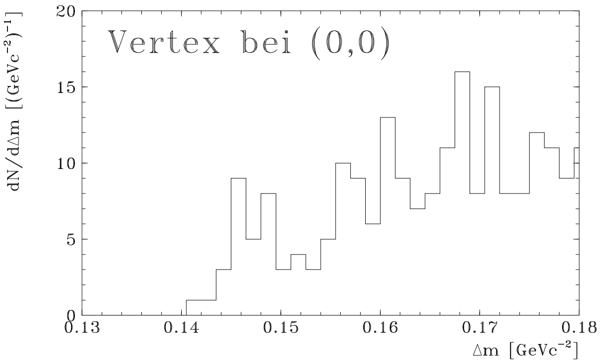
(a) Laufvertex aus der Datenbasis



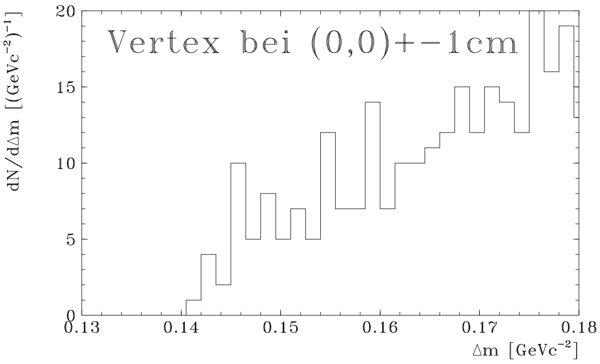
(b) Laufvertex aus Ereignissen der Vorselektion



(c) Laufvertex aus Lauf 35808



(d) Laufvertex bei $(0, 0)$



(e) Laufvertex bei $(0, 0)$ mit 1 *cm* Breite

Abbildung D.1: $D^{*\pm}$-Signal bei verschiedenen Positionen des Laufvertexes

Anhang E

Die H 1-Kollaboration

T. Ahmed[3], S. Aid[13], V. Andreev[24], B. Andrieu[27], R.-D. Appuhn[11], M. Arpagaus[35], A. Babaev[25], J. Baehr[34], J. Bán[17], P. Baranov[24], E. Barrelet[28], W. Bartel[11], M. Barth[4], U. Bassler[28], H.P. Beck[36], H.-J. Behrend[11], A. Belousov[24], Ch. Berger[1], H. Bergstein[1], G. Bernardi[28], R. Bernet[35], G. Bertrand-Coremans[4], M. Besançon[9], P. Biddulph[22], J.C. Bizot[26], V. Blobel[13], K. Borras[8], F. Botterweck[4], V. Boudry[27], A. Braemer[14], F. Brasse[11], W. Braunschweig[1], V. Brisson[26], D. Bruncko[17], C. Brune[15], R.Buchholz[11], L. Büngener[13], J. Bürger[11], F.W. Büsser[13], A. Buniatian[11,38], S. Burke[18], G. Buschhorn[25], A.J. Campbell[11], T. Carli[25], F. Charles[11], D. Clarke[5], A.B. Clegg[18], M. Colombo[8], J.G. Contreras[8], J.A. Coughlan[5], A. Courau[26], Ch. Coutures[9], G. Cozzika[9], L. Criegee[11], D.G. Cussans[5], J. Cvach[29], S. Dagoret[28], J.B. Dainton[19], M. Danilov[23], W.D. Dau[16], K. Daum[33], M. David[9], E. Deffur[11], B. Delcourt[26], L. Del Buono[28], A. De Roeck[11], E.A. De Wolf[4], P. Di Nezza[31], C. Dollfus[36], J.D. Dowell[3], H.B. Dreis[2], J. Duboc[28], D. Düllmann[13], O. Dünger[13], H. Duhm[12], J. Ebert[33], T.R. Ebert[19], G. Eckerlin[11], V. Efremenko[23], S. Egli[36], H. Ehrlichmann[34], S. Eichenberger[36], R. Eichler[35], F. Eisele[14], E. Eisenhandler[20], R.J. Ellison[22], E. Elsen[11], M. Erdmann[14], E. Evrard[4], L. Favart[4], A. Fedotov[23], D. Feeken[13], R. Felst[11], J. Feltesse[9], J. Ferencei[15], F. Ferrarotto[31], K. Flamm[11], M. Fleischer[11], M. Flieser[25], G. Flügge[2], A. Fomenko[24], B. Fominykh[23], M. Forbush[7], J. Formánek[30], J.M. Foster[22], G. Franke[11], E. Fretwurst[12], E. Gabathuler[19], K. Gabathuler[32], K. Gamerdinger[25], J. Garvey[3], J. Gayler[11], M. Gebauer[8], A. Gellrich[13], H. Genzel[1], R. Gerhards[11], U. Goerlach[11], L. Goerlich[6], N. Gogitidze[24], M. Goldberg[28], D. Goldner[8], B. Gonzalez-Pineiro[28], A.M. Goodall[19], I. Gorelov[23], P. Goritchev[23], C. Grab[35], H. Grässler[2], R. Grässler[2], T. Greenshaw[19], G. Grindhammer[25], A. Gruber[25], C. Gruber[16], J. Haack[34], D. Haidt[11], L. Hajduk[6], O. Hamon[28], M. Hampel[1], E.M. Hanlon[18], M. Hapke[11], W.J. Haynes[5], J. Heatherington[20], V. Hedberg[21], G. Heinzelmann[13], R.C.W. Henderson[18], H. Henschel[34], R. Herma[1], I. Herynek[29], W. Hildesheim[12], P. Hill[5], K.H. Hiller[34], C.D. Hilton[22], J. Hladký[29], K.C. Hoeger[22], M. Höppner[8], R. Horisberger[32], Ph. Huet[4], H. Hufnagel[14], M. Ibbotson[22], H. Itterbeck[1], M.-A. Jabiol[9], A. Jacholkowska[26], C. Jacobsson[21], M. Jaffre[26], J. Janoth[15], T. Jansen[11], L. Jönsson[21], K. Johannsen[13], D.P. Johnson[4], L. Johnson[18], H. Jung[11], P.I.P. Kalmus[20], D. Kant[20], R. Kaschowitz[2], P. Kasselmann[12], U. Kathage[16], H.H. Kaufmann[34], S. Kazarian[11], I.R. Kenyon[3], S. Kermiche[26], C. Keuker[1], C. Kiesling[25], M. Klein[34], C. Kleinwort[13], G. Knies[11], W. Ko[7], T. Köhler[1], H. Kolanoski[8], F. Kole[7], S.D. Kolya[22],

V. Korbel[11], M. Korn[8], P. Kostka[34], S.K. Kotelnikov[24], M.W. Krasny[6,28], H. Krehbiel[11], D. Krücker[2], U. Krüger[11], U. Krüner-Marquis[11], J.P. Kubenka[25], H. Küster[2], M. Kuhlen[25], T. Kurča[17], J. Kurzhöfer[8], B. Kuznik[33], D. Lacour[28], F. Lamarche[27], R. Lander[7], M.P.J. Landon[20], W. Lange[34], P. Lanius[25], J.F. Laporte[9], A. Lebedev[24], C. Leverenz[11], S. Levonian[11,24], Ch. Ley[2], A. Lindner[8], G. Lindström[12], F. Linsel[11], J. Lipinski[13], B. List[11], P. Loch[26], H. Lohmander[21], G.C. Lopez[20], D. Lüke[8,11], N. Magnussen[33], E. Malinovski[24], S. Mani[7], R. Maraček[17], P. Marage[4], R. Marshall[22], J. Martens[33], R. Martin[19], H.-U. Martyn[1], J. Martyniak[6], S. Masson[2], T. Mavroidis[20], S.J. Maxfield[19], S.J. McMahon[19], A. Mehta[22], K. Meier[15], D. Mercer[22], T. Merz[11], C.A. Meyer[36], H. Meyer[33], J. Meyer[11], S. Mikocki[6], D. Milstead[19], F. Moreau[27], J.V. Morris[5], G. Müller[11], K. Müller[36], P. Murín[17], V. Nagovizin[23], R. Nahnhauer[34], B. Naroska[13], Th. Naumann[34], P.R. Newman[3], D. Newton[18], D. Neyret[28], H.K. Nguyen[28], F. Niebergall[13], C. Niebuhr[11], R. Nisius[1], G. Nowak[6], G.W. Noyes[3], M. Nyberg-Werther[21], H. Oberlack[25], U. Obrock[8], J.E. Olsson[11], A. Panitch[4], C. Pascaud[26], G.D. Patel[19], E. Peppel[11], E. Perez[9], J.P. Phillips[22], Ch. Pichler[12], D. Pitzl[35], G. Pope[7], S. Prell[11], R. Prosi[11], G. Rädel[11], F. Raupach[1], P. Reimer[29], S. Reinshagen[11], P. Ribarics[25], V. Riech[12], J. Riedlberger[35], S. Riess[13], M. Rietz[2], S.M. Robertson[3], P. Robmann[36], H.E. Roloff[34], R. Roosen[4], K. Rosenbauer[1] A. Rostovtsev[23], F. Rouse[7], C. Royon[9], K. Rüter[25], S. Rusakov[24], K. Rybicki[6], R. Rylko[20], N. Sahlmann[2], E. Sanchez[25], D.P.C. Sankey[5], M. Savitsky[23], P. Schacht[25], P. Schleper[14], W. von Schlippe[20], C. Schmidt[11], D. Schmidt[33], A. Schöning[11], V. Schröder[11], E. Schuhmann[25], B. Schwab[14], A. Schwind[34], U. Seehausen[13], F. Sefkow[11], M. Seidel[12], R. Sell[11], A. Semenov[23], V. Shekelyan[23], I. Sheviakov[24], H. Shooshtari[25], L.N. Shtarkov[24], G. Siegmon[16], U. Siewert[16], Y. Sirois[27], I.O. Skillicorn[10], P. Smirnov[24], J.R. Smith[7], Y. Soloviev[24], H. Spitzer[13], R. Starosta[1], M. Steenbock[13], P. Steffen[11], R. Steinberg[2], B. Stella[31], K. Stephens[22], J. Stier[11], J. Stiewe[15], U. Stösslein[34], J. Strachota[29], U. Straumann[36], W. Struczinski[2], J.P. Sutton[3], S. Tapprogge[15], R.E. Taylor[37,26], V. Tchernyshov[23], C. Thiebaux[27], G. Thompson[20], I. Tichomirov[23], P. Truöl[36], J. Turnau[6], J. Tutas[14], P. Uelkes[2], A. Usik[24], S. Valkár[30], A. Valkárová[30], C. Vallée[28], P. Van Esch[4], P. Van Mechelen[4], A. Vartapetian[11,38], Y. Vazdik[24], M. Vecko[29], P. Verrecchia[9], G. Villet[9], K. Wacker[8], A. Wagener[2], I.W. Walker[18], A. Walther[8], G. Weber[13], M. Weber[11], D. Wegener[8], A. Wegner[11], H.P. Wellisch[25], L.R. West[3], S. Willard[7], M. Winde[34], G.-G. Winter[11], Th. Wolff[35], A.E. Wright[22], E. Wünsch[11], N. Wulff[11], T.P. Yiou[28], J. Žáček[30], Z. Zhang[26], M. Zimmer[11], W. Zimmermann[11], F. Zomer[26], and K. Zuber[15]

[1] *I. Physikalisches Institut der RWTH, Aachen, Germany*[a]

[2] *III. Physikalisches Institut der RWTH, Aachen, Germany*[a]

[3] *School of Physics and Space Research, University of Birmingham, Birmingham, UK*[b]

[4] *Inter-University Institute for High Energies ULB-VUB, Brussels; Universitaire Instellingen Antwerpen, Wilrijk, Belgium*[c]

[5] *Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, UK*[b]

[6] *Institute for Nuclear Physics, Cracow, Poland*[d]

[7] *Physics Department and IIRPA, University of California, Davis, California, USA*[e]

[8] *Institut für Physik, Universität Dortmund, Dortmund, Germany*[a]

[9] *DAPNIA, Centre d'Etudes de Saclay, Gif-sur-Yvette, France*

[10] *Department of Physics and Astronomy, University of Glasgow, Glasgow, UK*[b]

[11] *DESY, Hamburg, Germany*[a]
[12] *I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Hamburg, Germany*[a]
[13] *II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Hamburg, Germany*[a]
[14] *Physikalisches Institut, Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany*[a]
[15] *Institut für Hochenergiephysik, Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany*[a]
[16] *Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Universität Kiel, Kiel, Germany*[a]
[17] *Institute of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences, Košice, Slovak Republik*
[18] *School of Physics and Materials, University of Lancaster, Lancaster, UK*[b]
[19] *Department of Physics, University of Liverpool, Liverpool, UK*[b]
[20] *Queen Mary and Westfield College, London, UK*[b]
[21] *Physics Department, University of Lund, Lund, Sweden*[f]
[22] *Physics Department, University of Manchester, Manchester, UK*[b]
[23] *Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia*
[24] *Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia*
[25] *Max-Planck-Institut für Physik, München, Germany*[a]
[26] *LAL, Université de Paris-Sud, IN2P3-CNRS, Orsay, France*
[27] *LPNHE, Ecole Polytechnique, IN2P3-CNRS, Palaiseau, France*
[28] *LPNHE, Universités Paris VI and VII, IN2P3-CNRS, Paris, France*
[29] *Institute of Physics, Czech Academy of Sciences, Praha, Czech Republik*[g]
[30] *Nuclear Center, Charles University, Praha, Czech Republik*[g]
[31] *INFN Roma and Dipartimento di Fisica, Universita La Sapienza", Roma, Italy*
[32] *Paul Scherrer Institut, Villigen, Switzerland*
[33] *Fachbereich Physik, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal, Germany*[a]
[34] *DESY, Institut für Hochenergiephysik, Zeuthen, Germany*[a]
[35] *Institut für Teilchenphysik, ETH, Zürich, Switzerland*[h]
[36] *Physik-Institut der Universität Zürich, Zürich, Switzerland*[h]
[37] *Stanford Linear Accelerator Center, Stanford California, USA*
[38] *Visitor from Yerevan Phys.Inst., Armenia*

[a] *Supported by the Bundesministerium für Forschung und Technologie, FRG under contract numbers 6AC17P, 6AC47P, 6DO57I, 6HH17P, 6HH27I, 6HD17I, 6HD27I, 6KI17P, 6MP17I, and 6WT87P*
[b] *Supported by the UK Science and Engineering Research Council*
[c] *Supported by FNRS-NFWO, IISN-IIKW*
[d] *Supported by the Polish State Committee for Scientific Research, grant No. 204209101*
[e] *Supported in part by USDOE grant DE F603 91ER40674*
[f] *Supported by the Swedish Natural Science Research Council*
[g] *Supported by GA ČR, grant no. 202/93/2423 and by GA AV ČR, grant no. 19095*
[h] *Supported by the Swiss National Science Foundation*

Literaturverzeichnis

[1] M. Aguilar-Benitez, *et al.*,
Review of Particle Properties,
Phys. Rev. **D45**, Part 2 (June 1992)

[2] M. Gell-Mann,
A Schematic Model of Baryons and Mesons,
Phys. Lett. **8** (1964) 214

[3] G. Zweig,
CERN Report 8419/Th 412 (1964)

[4] Y. Hara,
Unitary Triplets and the Eightfold Way,
Phys. Rev. **B134** (1964) 701

[5] B.J. Bjørken und S.L. Glashow,
Elementary Particles and SU(4),
Phys. Lett. **11** (1964) 255-257

[6] S.L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani,
Weak Interactions with Lepton - Hadron Symmetry,
Phys. Rev. **D2** (1970) 1285-1292

[7] R.F. Schwitters,
Fundamental Particles with Charm,
Sci. Am. **237** (1977) 56-70, October 1977

[8] J.J. Aubert, *et al.*,
Experimental Observation of a Heavy Particle J,
Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404-1406

[9] J.-E. Augustin, *et al.*,
Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- *Annihilation*,
Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406-1408

[10] E.G. Cazzoli, *et al.*,
Evidence for $\Delta S = -\Delta Q$ *Currents or Charmed-Baryon Production by Neutrinos*,
Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1125-1128

[11] G. Goldhaber, F.M. Pierre, *et al.*,
Observation in e^+e^- Annihilation of a Narrow State at $1865\,MeV/c^2$ Decaying to $K\pi$ and $K\pi\pi\pi$,
Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 255-259

[12] I. Peruzzi, M. Piccolo, G.J Feldman, H.K Nguyen, J.E. Wiss, *et al.*,
Observation of a Narrow Charged State at $1876\,MeV/c^2$ Decaying to an Exotic Combination of $K\pi\pi$,
Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 569-571

[13] S. Nussinov,
Possible Effects of Charmed-Particle Resonances,
Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1672-1675

[14] G.J. Feldman, I. Peruzzi, M. Piccolo, *et al.*,
Observation of the Decay $D^{*+} \to D^0\pi^+$,
Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1313-1315

[15] G. Goldhaber, J.E. Wiss, *et al.*,
D and D^* Meson Production near $4\,GeV$ in e^+e^- Annihilation,
Phys. Lett. **69B** (1977) 503-507

[16] A. Chen, *et al.*, The CLEO Collaboration,
Evidence for the F Meson at $1970\,MeV$,
Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 634-637

[17] S.W. Herb, *et al.*,
Observation of a DIMUON Resonance at $9.5\,GeV$ in $400\,GeV$ Proton - Nucleus Collisions,
Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252

[18] W.R. Innes *et al.*,
Observation of Structure in the UPSILON Region,
Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1240

[19] M.L. Perl, *et al.*,
Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation,
Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489,
Properties of Anomalous $e\mu$ Events Produced in e^+e^- Annihilation,
Phys. Lett. **63B** (1976) 466

[20] F. Abe, *et al.*, CDF Collaboration,
Evidence for Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$,
Preprint, FERMILAB-PUB-94/097-E (1994)

[21] D.H. Perkins,
Introduction to High Energy Physics,
The Benjamin/Cummings Publishing Company Inc., 2. Auflage (1982)

[22] F. Halzen und A.D. Martin,
Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics,
John Wiley & Sons (1984)

[23] I.J.R. Aitchison und A.J.G. Hey,
Gauge Theories in Particles Physics,
Adam Hilger Publishing Ltd. , 2. Auflage (1989)

[24] P. Schmüser,
Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker,
Springer (1988)

[25] E. Lohrmann,
Hochenergiephysik,
Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart (1986)

[26] D.M. Jansen, *et al.*, E789 Collaboration,
Beauty and Charm Production from Fermilab Experiment 789,
Preprint, FERMILAB-Conf-93/129 (1993)

[27] J.C. Anjos *et al.*, Tagged Photon Spectrometer Collaboration,
Charm Photoproduction,
Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 513-516,

[28] J.C. Anjos *et al.*, Tagged Photon Spectrometer Collaboration,
Photon-Gluon-Fusion Analysis of Charm Photoproduction,
Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2503-2506

[29] J. Appel,
Hadroproduction of Charm Particles,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992)

[30] J. Appel,
Heavy Quark Production and Spectroscopy,
XVI International Symposium on Lepton-Photon Interactions,
Cornell, University, Ithaca, August 10-15, 1993

[31] J-E. Augustin,
LEP Physics,
Lectures given at the 4th Hellenic School on Elementary Physics,
Corfou, September 1992

[32] S. Kwan,
Hadro-and Photoproduction of Heavy Flavor at Fixed Target,
Advanced Study Conference on Heavy Flavors, Pavia, Italy, September 4, 1993

[33] P. Nason,
Heavy Flavour Production Theory,
Advanced Study Conference on Heavy Flavors, Pavia, Italy, September 4, 1993

[34] J.E. Wiss,
Hadro- and Photoproduction of Heavy Flavours,
XIII International Conference on Physics in Collision, Heidelberg, June 16-18 1993

[35] L.M. Jones und H.W. Wyld,
Charmed Particle Production by Photon Gluon Fusion,
Phys. Rev. **D17** (1978) 759

[36] S.D. Holmes, W. Lee und J.E. Wiss,
High-Energy Photoproducion of Charmed States,
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **35** (1985) 397-454

[37] S. Narison,
Heavy Quark Mass in the MS Scheme: Revisited,
Phys. Lett. **B197** (1987) 405

[38] P. Nason, S. Dawson und R.K. Ellis,
The Total Cross-section for the Production of Heavy Quarks in Hadronic Collisions,
Nucl. Phys. **B303** (1988) 607-48

[39] P. Nason, S. Dawson und R.K. Ellis,
The One Particle Inclusive Differential Coss-Section for Heavy Quark Production in Hadronic Collisions,
Nucl. Phys. **B327** (1989) 49

[40] R.K. Ellis und Z. Kunszt,
Photoproduction and Electroproduction of Heavy Flavors with Gluon Bremsstrahlung,
Nucl. Phys. **B303** (1988) 653

[41] R.K. Ellis und P. Nason,
QCD Radiative Corrections to the Photoproduction of Heavy Quarks,
Nucl. Phys. **B312** (1989) 551

[42] J. Smith und W.L. van Neerven,
QCD Corrections to Heavy Flavor Photoproduction and Electroproduction,
Nucl. Phys. **B374** (1992) 36-82

[43] J. Smith und W.K. Tung,
Heavy-Flavour Production,
Preprint, NIKHEF-H/93-20, ITP-SB-93-66, MSU-HEP-93-18

[44] J. Collins, D. Soper und G. Sterman,
Heavy Particle Production in High-Energy Hadron Collisions,
Nucl. Phys. **B263** (1986) 37

[45] M. Arneodo, *et al.*,
Charm Production in Deep Inelastic Muon-Iron Interaction at $200\,GeV/c$,
Z. Phys. **C35** (1987) 1

[46] H. Abramowicz, *et al.*,
A Precision Measurement of $sin^2\theta_W$ *from Semileptonic Neutrino Scattering*,
Phys. Rev. Lett.**57** (1986) 298

[47] A.O. Bazarko,
Heavy Flavour Production with Neutrino Beams,
Advanced Study Conference on Heavy Flavors, Pavia, Italy, September 4, 1993

[48] J.A. McKenna,
Heavy Flavour Physics,
Lake Louis Winter Insitute on Collider Physics, February 21-27, 1993

[49] S. Stone,
Charmed Meson Decays,
in *Heavy Flavours*, Herausgeber: A.J. Buras und M. Lindner,
Advanced Studies on Directions in High Energy Physics -Vol.10,
World Scientific (1992)

[50] I.I. Bigi,
in *Heavy Quark Physics*, Herausgeber: P.S.Drell und D.L. Rubin,
AIP Conf.Proc. No.196, New York (1989)

[51] Isgur,
in *Heavy Quark Physics*, Herausgeber: P.S.Drell und D.L. Rubin,
AIP Conf.Proc. No.196, New York (1989)

[52] J.F. Ginkel,
Charm Hadronic Decays in Photoproduction at Fixed Target,
Advanced Study Conference on Heavy Flavors, Pavia, Italy, September 4, 1993

[53] M. Witherell,
Charm Weak Decays,
XVI International Symposium on Lepton-Photon Interactions,
Cornell University, Ithaca, August 10-15, 1993

[54] D. Akerib, *et al.*, CLEO Collaboration,
Measurement of the Absolute Branching Fraction for $D^0 \to K^-\pi^+$,
Preprint, CLNS 93/1242, CLEO 93-16 (1993)

[55] D. Acosta, *et al.*, CLEO Collaboration,
First Measurement of $\Gamma(D_s^+ \to \mu^+\nu)/\Gamma(D_s^+ \to \phi\pi^+)$,
Preprint, CLNS 93/1238, CLEO 93-14 (1993)

[56] A. Bean, *et al.*, CLEO Collaboration,
Measurement of Exclusive Semileptonic Decays of D Mesons,
Preprint, CLNS 93/1249, CLEO 93-18 (1993)

[57] P.L. Frabetti, *et al.*, E687 Collaboration,
Study of $D^0 \to K^-\mu^+\nu$ *in High Energy Photoproduction*,
Preprint, FERMILAB-PUB-93/194-E (1993)

[58] H. Albrecht, *et al.*, ARGUS Collaboration,
A Search for $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$,
DESY Bericht 92-056 (1992)

[59] M. Selen, *et al.*, CLEO Collaboration,
The $D \rightarrow \pi\pi$ *Branching Fractions*,
Preprint, CLNS 93/1225, CLEO 93-07 (1993)

[60] G. Arnison, *et al.*, UA1 Collaboration,
$D^{*\pm}$ *Production in Jets at the CERN SpS Collider*,
Phys. Lett. **147B** (1984) 222

[61] R. Gerhards,
Erzeugung und Fragmentation des Charm-Quarks in Elektron-Positron Vernichtung,
Dissertation, RWTH Aachen (1989)

[62] F. Barreiro, *et al.*, TASSO Collaboration,
Production and decay of charmed mesons in e^+e^- *annihilation*,
Z. Phys. **C44** (1989) 365-378

[63] F. Ould-Saada, *et al.*, JADE Collaboration,
A measurement of the charmed quark asymmetry in e^+e^- *annihilation*,
Z. Phys. **C44** (1989) 567-571

[64] F. Abe, *et al.*, CDF Collaboration,
Measurement of D^* *in Jets from* $p\bar{p}$ *Collisions at* $\sqrt{s} = 1.8\,TeV$,
Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 348-352

[65] M. Ikeda, ALEPH Collaboration,
D^0,D^* *production and charm fragmentation*,
4th International Symposium on Heavy Flavour Physics,
ORSAY-France, 25-29 June 1991, Bericht Nr. 11

[66] M. Zito, DELPHI Collaboration,
D^* *reconstruction and the partial width of Z into* $c\bar{c}$,
4th International Symposium on Heavy Flavour Physics,
ORSAY-France, 25-29 June 1991, Bericht Nr. 46

[67] A. Watson, OPAL Collaboration,
Study of D^* *and* J/Ψ *production in* Z^0 *decays*,
4th International Symposium on Heavy Flavour Physics,
ORSAY-France, 25-29 June 1991, Bericht Nr. 13

[68] G. Alexander, *et al.*,OPAL Collaboration,
A Study of $D^{*\pm}$*-Production in* Z^0 *Decays*,
Phys. Lett. **B262** (1991) 341-350

[69] M. Geerts,
Untersuchungen zur $D^{*\pm}$*-Produktion in* Z^0*-Zerfällen*,
Diplomarbeit, Universität Bonn, 1991, Bonn IR-91-67

[70] C. Burgard,
Manches aus der D^*-Analyse bei OPAL,
Vortrag in einem Seminar der Universität Hamburg, 30.04.93

[71] F. Hinode, *et al.*, VENUS Collaboraton,
A Study of charged D^* production in e^+e^- annihilation at an average center-of-mass energy of $58\,GeV$,
Phys. Lett. **B313** (1993) 245-252

[72] F. Butler, *et al.*, CLEO Collaboration,
Measurement of the $D^*(2010)$ Branching Fractions,
Preprint, CLNS 92/1143, CLEO 92-03 (1992)

[73] G.A. Alves, *et al.*, E769 Collaboration,
D^{*+-} Production in $250\,GeV$ $\pi^{+-}N$ Interactions,
Preprint, FERMILAB-PUB-93/081-E (1993)

[74] G. Wolf,
HERA : Physics, Machine and Experiments,
DESY Bericht 86-089 (1986)

[75] T. Ahmed, *et al.*, H 1 Collaboration,
Hard Scattering in γp Interactions,
Phys. Lett.**B297** (1992) 205-213

[76] T. Ahmed, *et al.*, H 1 Collaboration,
Total Photoproduction Cross-Section Measurement at HERA Energies,
Phys. Lett.**B299** (1992) 374-384

[77] T. Ahmed, *et al.*, H 1 Collaboration,
Measurement of the Hadronic Final State in Deep Inelastic Scattering at HERA,
Phys. Lett.**B298** (1992) 469-478

[78] T. Ahmed, *et al.*, H 1 Collaboration,
Observation of Deep Inelastic Scattering at low x,
Phys. Lett.**B299** (1992) 385-393

[79] I. Abt, *et al.*, H 1 Collaboration,
A Search for Leptoquarks, Leptogluons and excited Leptons in H 1 at HERA,
Nucl. Phys. **396** (1993) 3-26

[80] I. Abt, *et al.*, H 1 Collaboration,
Measurement of Inclusive Jet Cross-Sections in Photoproduction at HERA,
Phys. Lett. **314** (1993) 436-444

[81] I. Abt, *et al.*, H 1 Collaboration,
Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the low x region at HERA,
Nucl. Phys. **B407** (1993) 515-538

[82] I. Abt, *et al.*, H 1 Collaboration,
A Measurement of Multi-Jet Rates in Deep Inelastic Scattering at HERA,
DESY Bericht 93-137 (1993)

[83] I. Abt, *et al.*, H 1 Collaboration,
Scaling Violations of the Proton Structure Function F_2 at small x,
DESY Bericht 93-146, (1993)

[84] I. Abt, *et al.*, H 1 Collaboration,
First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA,
DESY Bericht 94-012, (1994)

[85] I. Abt, *et al.*, H 1 Collaboration,
Inclusive Charged Particle Cross Sections in Photoproduction at HERA,
DESY Bericht 94-030 (1994)

[86] I. Abt, *et al.*, H 1 Collaboration,
A Measurement of the Multi-Jet Rates in Deep Inelastic Scattering at HERA,
Z. Phys. **C 61** (1994) 59-66

[87] I. Abt, *et al.*, H 1 Collaboration,
Scaling Violations of the Proton Structure Function F_2 at small x,
Phys. Lett. **B321** (1994) 161-167

[88] I. Abt, *et al.*, H 1 Collaboration,
Energy Flow and Charged Particle Spectra in Deep Inelastic Scattering at HERA,
DESY Bericht DESY 94-033 (1994)

[89] M. Derrick, *et al.*, ZEUS Collaboration,
A Measurement of $\sigma_{tot}(\gamma p)$ at $\sqrt{s} = 210\,GeV$,
Phys. Rev. Lett. **B293** (1992) 465-477

[90] M. Derrick, *et al.*, ZEUS Collaboration,
Observation of Hard Scattering in Photoproduction at HERA,
Phys. Lett. **B297** (1992) 404-416

[91] M. Derrick, *et al.*, ZEUS Collaboration,
Initial Study of Deep Inelastic Scattering with ZEUS at HERA,
Phys. Lett. **B303** (1993) 183-197

[92] M. Derrick, *et al.*, ZEUS Collaboration,
Search for Leptoquarks with the ZEUS Detector,
Phys. Lett. **B306** (1993) 173-186

[93] M. Derrick, *et al.*, ZEUS Collaboration,
Observation of Two Jet Production in Deep Inelastic Scattering at HERA,
Phys. Lett. **B306** (1993) 158-172

[94] M. Derrick, *et al.*, ZEUS Collaboration,
Hadronic Energy Distributions in Deep Inelastic ep-Scattering,
Z. Phys. **C59** (1993) 231-242

[95] M. Derrick, *et al.*, ZEUS Collaboration,
Search for Excited Electrons Using the ZEUS Detector,
Phys. Lett.**B316** (1993) 207-218

[96] M. Derrick, *et al.*, ZEUS Collaboration,
Observation of Events with Large Rapidity Gap in Deep Inelastic Scattering at HERA,
Phys. Lett.**B315** (1993) 481-493

[97] M. Derrick, *et al.*, ZEUS Collaboration,
Measurement of the Proton Structure Function F_2 in ep Scattering at HERA,
Phys. Lett. **B316** (1993) 412-426

[98] M. Derrick, *et al.*, ZEUS Collaboration,
Observation of Direct Processes in Photoproduction at HERA,
DESY Bericht 93-151, (1993)

[99] G.A. Schuler,
Theoretical Aspects of low-Q^2 Physics at HERA,
Proceedings of the Workshop, Hamburg, October 29-30, 1991,
Herausgeber: W. Buchmüller und G. Ingelman

[100] G.A. Schuler und T. Sjöstrand,
The Hadronic Properties of the Photon in γp Interactions,
Phys. Lett. **B300** (1993) 169-174

[101] C. Berger,
First Results from the H1-Experiment at DESY,
Preprint, Universität Aachen, PITHA 93/24 (1993)

[102] A. De Roeck,
Deep Inelastic Scattering at Low-x
Results from the H1-Experiment,
DESY Bericht 93-087, (1993)

[103] N. Magnussen,
Photoproduction results from H1 at HERA,
Preprint, Bergische Universität Wuppertal, WUB 93-34 (1993)

[104] C. Schmidt,
Untersuchung der Photoproduktion von J/Ψ -Mesonen durch Myonnachweis am ep-Speicherring HERA,
Dissertation, Universität Hamburg (1993),
Interner Bericht DESY F11/F22-93-01 (1993)

[105] F. Jacquet und A. Blondel,
Vorgestellt im Bericht der Arbeitsgruppe:
Detectors for Charged Current Events,
Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe,
DESY, Hamburg, 2.-4. April 1979,
Herausgeber: U. Amaldi, DESY Bericht 79-048 (1979) 377

[106] A. Ali, *et al.*,
Heavy Quark Physics at HERA,
Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, October 12-14, 1987,
Herausgeber: R.D. Peccei

[107] A. Ali und D. Wyler,
Heavy Quark Physics at HERA: Introduction and Overview,
Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, Hamburg, October 29-30, 1991,
Herausgeber: W. Buchmüller und G. Ingelman

[108] R. van Woudenberg, *et al.*,
Gluon Density Determination form Open Charm Events at HERA,
Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, Hamburg, October 29-30, 1991,
Herausgeber: W. Buchmüller und G. Ingelman

[109] H. Jung, *et al.*,
J/Ψ-Production Mechanisms and Determination of the Gluon Density at HERA,
Hamburg, October 29-30, 1991,
Herausgeber: W. Buchmüller und G. Ingelman

[110] G.A. Schuler,
Heavy Flavour Production at HERA,
Nucl. Phys. **B299** (1988) 21-51

[111] G. Ingelman und G.A. Schuler,
Characteristics of heavy flavour production in ep collisions,
Z. Phys. **C40** (1988) 299-311

[112] G.A. Schuler,
Heavy Flavour Production in High Energy Electron-Proton Collisions
Theoretical Issues and Expectations at HERA and Beyond,
DESY Bericht 89-018 (1989)

[113] H.-U. Bengtsson, T. Sjostrand,
PYTHIA:The LUND Monte Carlo for Hadronic Processes,
LU-TP-86-17 (Sep 1986)
The LUND Monte Carlo for Hadronic Processes: PYTHIA Version 4.8,
LU-TP-87-3 (Jan 1987)
T. Sjostrand,
PYTHIA at HERA,
CERN-TH-6365-92 (1992)
PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: Physics and manual,
CERN-TH-6488-92 (1992)

[114] C.F. Weizsäcker,
Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen,
Z. Phys. **88** (1934) 612

[115] A. Rostovtsev, V. Soloschenko,
Corrections to Weizsäcker-Williams-Approximation of Photon Flux in ep Collisions,
Interner H 1-Bericht H1-08/93-309 (1993)

[116] A.I. Lebedev,
Corrections to Weizsäcker-Williams-Approximation for Low-Q^2 Inelastic ep-Scattering,
Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, Hamburg, October 29-30, 1991,
Herausgeber: W. Buchmüller und G. Ingelman

[117] M. Wielers,
Erzeugung schwerer Quarks in ep-Kollisionen.
Ein Vergleich verschiedener Ereignisgeneratoren.,
Diplomarbeit, RWTH Aachen, Dezember 1991

[118] A.D. Martin, R.G. Roberts und W.J. Stirling,
Parton Distributions Updated,
Preprint, RAL-92-078 (1992)

[119] M. Glück, E. Reya, Vogt,
Pionic Parton Distributions,
Z. Phys. **C53** (1992) 651
Photonic Parton Distributions,
Phys. Rev. **D46** (1992) 1973,
Parton Structure of the Photon Beyond the Leading Order,
Phys. Rev. **D45** (1992) 3986

[120] S. Egli, C. Grab, F. Ould-Saada, H. Simma und D. Wyler,
Physics with D-Mesons,
Preprint, ETHZ-IMP PR/92-1 (1992), Interner H 1-Bericht H1-02/92 (1992),
Physics at HERA, Proceedings of the Workshop, Hamburg, October 29-30, 1991,
Herausgeber: W. Buchmüller und G. Ingelman

[121] M.L. Perl und R.H. Schindler,
The Tau-Charm Factory: Experimental Perspectives,
Preprint, SLAC-PUB-5666 (1991)

[122] F. Willeke,
Status of HERA,
ICFA Seminar on Future Perspectives in High Energy Physics, DESY, 04.04.93

[123] W. Bialowans,
Ein Jahr HERA-Luminositätsbetrieb - Erfahrungen und Verbesserungen,
Innerbetriebliche Fortbildung, DESY, 23.06.93

[124] R. Brinkmann,
Persönliche Mitteilung, 26.5.1994

[125] D. Handschuh,
Studien zum Protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung,
Dissertation, Universität Hamburg (1993), Interner Bericht DESY FH1T-93-03 (1993)

[126] I. Abt, *et al.*, H 1 Collaboration,
The H 1 Detector at HERA,
DESY Bericht 93-103 (1993)

[127] B. Andrieu, *et al.*, H 1 Calorimeter Group,
The H 1 Liquid Argon Calorimeter System,
DESY Bericht 93-078 (1993)

[128] P.Loch,
Kalibration des Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets,
Dissertation, Universität Hamburg (1992)

[129] M. Ruffer,
Implementierung des siliziuminstrumentierten PLUG-Kalorimeters in den H 1-Detektor,
Dissertation, Universität Hamburg (1993), Interner Bericht DESY FH1K-93-01 (1993)

[130] M.W. Schulz,
Untersuchung von Methoden zur Kalibration der H1-Jetkammer,
Dissertation, Universität Hamburg (1993), Interner Bericht DESY FH1T-93-01 (1993)

[131] K. Kleinknecht,
Detektoren für Teilchenstrahlung,
Teubner (1987)

[132] F. Sauli,
Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers,
CERN 77-09 (1977)

[133] J. Bürger, *et al.*,
The Central Jet Chamber of the H1-Experiment,
Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 217-222

[134] P. Steffen,
Intrinsic Resolution of the CJC Drift Time Measurements,
Interner H 1-Bericht H1-02/94-343 (1994)

[135] S. Prell,
Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors,
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1992), Interner H 1-Bericht FH1T-92-04 (1992)

[136] B. Klatt,
Untersuchungen zur Messung des mittleren Energieverlustes dE/dx mit der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors,
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1994)

[137] T. Eckel,
Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hamburg (1994)

[138] J. Steinhart,
Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hamburg (1994)

[139] R.L. Glückstern,
Uncertainties in Track Momentum and Direction, due to Multiple Scattering and Measurement Errors,
Nucl. Instr. and Meth. **24** (1963) 381-389

[140] R. Vick,
Dissertation in Vorbereitung, Universität Hamburg (1994)

[141] V. Karimäki,
Fast Code to Fit Circular arcs,
Preprint, Universität Helsinki, HU-SEFT-1991-10 (1991)

[142] V. Blobel,
The BOS System Dynamic Memory Management,Second Updated Printing, FORTRAN77 Version,
DESY Bericht R1-88-01 (1988)

[143] V. Blobel,
LOOK — A System for Data Analysis,
Interner H 1-Bericht (1990)

[144] V. Blobel,
F - Package for Input/Output,
Interner Bericht der H 1-Kollaboration

[145] M. Erdmann, *et al.*,
A Guide to PHAN an H1 Physics Analysis Package,
Interner Bericht der H 1-Kollaboration

[146] S. Eichenberger, *et al.*,
A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment based on Multiwire Proportional Chamber Signals,
Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 532

[147] T. Wolff, *et al.*,
A Drift Chamber Track Finder for the First Level Trigger of the H1 Experiment,
Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 537-541

[148] V. Blobel,
The New Scheme for CJC Reconstruction,
Interner Bericht der CJC Gruppe, 18. November 1993

[149] V. Blobel,
Persönliche Mitteilungen und private Diskussionen, Sommer 1993

[150] V. Blobel,
Persönliche Mitteilungen und private Diskussionen, Frühjahr 1994

[151] L. Criegee,
Persönliche Mitteilung nach einem Telefonat mit Herrn Bialowons, Sommer 1993

[152] M. Colombo,
Persönliche Mitteilung, Frühjahr 1994

[153] F. Linsel,
Persönliche Mitteilung, Frühjahr 1994

[154] F. Ould-Saada,
Exclusive Charm Studies with the H1 Detector,
Interner H 1-Bericht H1-05/91-173 (1991)

[155] F. Ould-Saada, H 1 Collaboration,
Prospects for the H1 Detector at HERA,
4th International Symposium on Heavy Flavour Physics,
ORSAY-France, 25-29 June 1991, Bericht Nr. 55

[156] F. Ould-Saada,
Determination of the gluon structure function using charm events with the H1 detector at HERA,
Interner H 1-Bericht H1-11/91-199 (1991)

[157] F. Ould-Saada,
Prospects of Charm Physics with the H1 Detector at HERA,
Interner H 1-Bericht H1-11/91-200 (1991)

[158] J. Stier,
Bestimmung der Gluon-Strukturfunktion aus DIS-Ereignissen,
Vortrag in einem Seminar der Universität Hamburg, 24.05.93

[159] J.F. Troconiz,
Gluon Density Determination from Open Charm at HERA,
Vortrag bei DESY 1991

[160] D. Feeken,
Dissertation in Vorbereitung, Universität Hamburg (1994)

[161] N. Sahlmann,
Dissertation in Vorbereitung, RWTH Aachen (1994)

Danksagung

Prof. Dr. H. Spitzer danke ich für die Betreuung und Begutachtung der vorliegenden Arbeit. Die wöchentlichen Treffen in den letzten Monaten habe mir sehr geholfen, die Arbeit zu Ende zu bringen.
Frau Prof. Dr. B. Naroska danke ich für die Erstellung des Zweitgutachtens der Dissertation.
Ich danke Prof. Dr. V. Blobel für die Bereitstellung von Programmen zur Bestimmung des Laufvertexes und für die Beratungen die Spurrekonstruktion betreffend.
Ich danke Dr. J. Meyer für das Korrekturlesen dieser Arbeit und für die fruchtbaren Diskussionen über Elementarteilchenphysik.
In den letzten Jahren war ich Mitglied der DESY-Gruppe FH1T. Für die Möglichkeit der Mitarbeit an der zentralen Spurenkammer des H 1-Detektors möchte ich stellvertretend den Gruppenleitern Dr. P. Steffen und Dr. L. Criegee danken.
Allen Diplomanden und Doktoranden, mit denen ich während meiner Zeit bei DESY zusammengearbeitet habe, danke ich für die gute Arbeitsathmosphäre. Besonders hervorheben möchte ich Dipl. Phys. D. Düllmann und Dipl. Phys. S. Prell, die mir mit vielen guten Ratschlägen behilflich waren.
Ich danke Dr. S. Aid für die wichtigen Diskussionen über die Ergebnisse der Analyse.
Die Arbeit entstand im Rahmen der *Heavy Quark* Arbeitsgruppe der H 1-Kollaboration. Stellvertretend für alle anderen Mitarbeiter danke ich Frau Prof. Dr. B. Naroska und Dr. R. Gerhards für die Unterstützung bei dieser Arbeit.
Jeder, der eine lange Ausbildung mit einer umfangreichen Arbeit zum Abschluß hinter sich gebracht hat, weiß, welche Hochs und Tiefs ich in den letzten Jahren durchlebt habe. Ich danke meiner Freundin Kirsten Schade für die psychische Unterstützung in allen Phasen der Arbeit und für die Geduld, die sie in den letzten Jahren mit mir hatte.
Schließlich danke ich meinen Eltern dafür, daß sie mir die Möglichkeit zum Studium der Physik gegeben haben.