Diss. ETH Nr. 11441

# Untersuchung der Photoproduktion von $D^*$-Mesonen am $ep$-Speicherring HERA

Abhandlung
zur Erlangung des Titels
**Doktor der Naturwissenschaften**
der
**Eidgenössischen Technischen Hochschule**
**Zürich**

vorgelegt von
**Wolfram Erdmann**
Dipl. Phys. der Universität Dortmund
aus Dortmund/Deutschland
geb. am 19. Mai 1966

angenommen auf Antrag von
Prof. Dr. R.A. Eichler, Referent, und
Prof. Dr. F. Pauss, Korreferentin

Januar 1996

# Zusammenfassung


Die Produktion von charm-Quarks am $ep$-Speicherring HERA wird dominiert durch den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion und ist direkt proportional zur Gluondichte im Proton. Die Messung des Produktionswirkungsquerschnitts ergänzt damit die Untersuchung der Protonstruktur bei HERA-Energien.

Die vorliegende Arbeit untersucht Photoproduktionsdaten, die im Jahr 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet worden sind. Charm-Produktion wird durch die Rekonstruktion von $D^*$-Mesonen in der Zerfallskette $D^* \to D^0\pi \to (K\pi)\pi$ nachgewiesen.

Eine charakteristische Eigenschaft dieser Zerfallskette ist der niedrige Transversalimpuls des Pions aus dem $D^* \to D^0\pi$-Zerfall. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Pionen mit niedrigem Transversalimpuls wird anhand von $K^0$-Zerfällen untersucht.

Der gemessene totale Wirkungsquerschnitt beträgt

$$\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}} = (13.2 \pm 2.2_{stat} \, {}^{+2.0}_{-1.6}{}_{syst} \pm 3.9_{theor}) \ \mu\text{b} \ .$$

bei einer Photon-Proton-Schwerpunktsenergie von 200 GeV. QCD-NLO-Vorhersagen, die auf Gluondichten beruhen, die in der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung bestimmt wurden, stimmen innerhalb der Fehler mit diesem Resultat überein.

Die Transversalimpuls- und die Rapiditätsverteilung der rekonstruierten $D^*$-Mesonen werden mit Vorhersagen verglichen.




# Abstract


The production of charm-quarks at the $ep$-collider HERA is dominated by the photon-gluon-fusion process. It is proportional to the gluon density in the proton. The measurement of the production cross-section therefore contributes to the knowledge of the proton structure at HERA energy.

This work is based on photoproduction data, taken with the H1 detector in 1994. Charm-production is tagged by the reconstruction of a $D^*$-meson in the decay chain $D^* \to D^0\pi \to (K\pi)\pi$ .

The low transverse momentum of the pion originating from the decay $D^* \to D^0\pi$ is a characteristic property of this decay chain. The reconstruction efficiency for pions of low transverse momenta is investigated in a study of $K^0$ decays.

The measured result for the total cross-section at a photon-proton center of mass energy of 200 GeV is

$$\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}} = (13.2 \pm 2.2_{stat} \, {}^{+2.0}_{-1.6}{}_{syst} \pm 3.9_{theor}) \ \mu\text{b} \ .$$

The result agrees within errors with QCD-NLO predictions based on gluon densities determined in deep inelastic lepton-nucleon scattering.

Transverse momentum- and rapidity distributions of the reconstructed $D^*$ mesons are compared with theoretical predictions and are found to agree within errors.

# Inhaltsverzeichnis

# Einleitung

Das Proton ist nach heutiger Vorstellung der Bindungszustand zweier $u$- und eines $d$-Quarks. Neben diesen Valenzquarks, die die Quantenzahlen des Protons bestimmen, findet man in harten Streuprozessen einen 'See' zusätzlicher Konstituenten. Dieser See kommt durch Quantenfluktuationen zustande und besteht vorwiegend aus leichten Quarks $u$, $d$, $s$ und Antiquarks $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$ sowie aus Gluonen, den Trägern der starken Wechselwirkung. Schwere Quarks im Proton findet man hauptsächlich im Prozeß der Boson-Gluon-Fusion. Dabei trifft z. B. ein Photon auf ein Gluon und erzeugt ein Quark-Antiquark-Paar.

Die Produktion von charm-Quarks in $ep$-Kollisionen ist daher sensitiv auf die Gluondichte im Proton.

Hauptanliegen von HERA ist es, die Protonstruktur mit Hilfe der tiefinelastischen $ep$-Streuung in einem neuen kinematischen Bereich zu untersuchen. Die Gluondichte kann dabei indirekt bestimmt werden. Daraus lassen sich Vorhersagen für die charm-Produktion ableiten, die experimentell getestet werden können. Dies ist Gegenstand dieser Arbeit.

Nach einem kurzen Überblick über HERA und den H1-Detektor im ersten Kapitel wird im zweiten Kapitel die Photoproduktion von charm-Quarks näher erläutert. Der Nachweis der charm-Produktion erfolgt durch die exklusive Rekonstruktion von Hadronen mit charm. In der vorliegenden Arbeit wird die Zerfallskette $D^* \to D\pi \to (K\pi)\pi$ benutzt. Die Rekonstruktion beruht auf der Messung der Zerfallsprodukte in der zentralen Spurkammer des H1-Detektors.

Im dritten Kapitel wird die Spurmessung dargestellt und untersucht, inwieweit die Simulation des Detektors die tatsächlich gemessenen Daten beschreibt. Mit Hilfe der Detektorsimulation wird später die Rekonstruktionseffizienz für $D^*$-Zerfälle bestimmt. Der Transversalimpuls des Pions im $D^* \to D^0\pi$-Zerfall ist so klein, daß Vielfachstreuung im Material des zentralen Spurdetektors eine große Rolle spielt. Der Einfluß der Vielfachstreuung auf die Spurmessung wird im Anhang A behandelt, die Ergebnisse in Kapitel 3 berücksichtigt.

In Kapitel 4 wird ein Verfahren entwickelt, das es ermöglicht, die Rekonstruktionseffizienz für Spuren mit niedrigem Transversalimpuls aus Daten zu bestimmen. Es basiert auf der Analyse von $K^0$-Zerfällen. Auch dafür ist die korrekte Behandlung der Vielfachstreuung wesentlich.

In Kapitel 5 werden der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}X}$ sowie die Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilung ermittelt und mit theoretischen Vorhersagen verglichen.



# Kapitel 1

# Das H1-Experiment

## 1.1 HERA

Die Daten, auf denen diese Analyse beruht, wurden im Jahr 1994 mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring am DESY Hamburg genommen. HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) ist gebaut worden, um die Struktur des Protons mit Hilfe von Elektron-Proton-Kollisionen bei sehr hohen Schwerpunktsenergien zu untersuchen. Im Gegensatz zu früheren Experimenten, bei denen Elektronen, Muonen oder Neutrinos auf ein ruhendes Ziel trafen, den sogenannten fix-target-Experimenten, werden bei HERA sowohl Elektronen als auch Protonen beschleunigt.

Die Energien des Elektronen- und des Protonenstrahls betrugen 1994 $E_e = 27.5$ GeV bzw. $E_p = 820$ GeV. Die damit erzielte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = \sqrt{4E_eE_p} = 300$ GeV ist um eine Größenordnung höher als bei bisherigen Experimenten.

Dem gegenüber steht eine kleinere Anzahl kollidierender Protonen als bei einem festen oder gasförmigen Ziel. Gleichzeitig fällt der Wirkungsquerschnitt der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung mit wachsendem Impulsübertrag stark ab. Die Maximierung der Anzahl beobachtbarer Ereignisse bestimmt daher viele Aspekte des Beschleunigers und des Detektors.

Elektronen und Protonen werden, nachdem sie mehrere Vorbeschleuniger durchlaufen haben, in den eigentlichen Speicherring gebracht, dort auf Maximalenergie beschleunigt und mehrere Stunden gespeichert. Beide Teilchensorten kreisen in eigenen Speicherringen in entgegengesetzter Richtung. Die Ringe befinden sich in einem Tunnel von 6.3 km Umfang (Abb. 1.1).

An zwei Wechselwirkungspunkten werden die Strahlen zur Kollision gebracht. Dort befinden sich die Experimente H1 [1] und Zeus [2]. An zwei weiteren Punkten werden zur Zeit die Experimente HERMES [3] und HERA-B [4] aufgebaut. Sie werden als fix-target-Experimente mit Hilfe der Polarisation des Elektronenstrahls die Spinstruktur des Protons messen bzw. die hohe Produktionsrate für B-Mesonen in Proton-Proton-Kollisionen bei HERA-Energie für die Suche nach $CP$-Verletzung im $b$-Quark-Sektor nutzen.

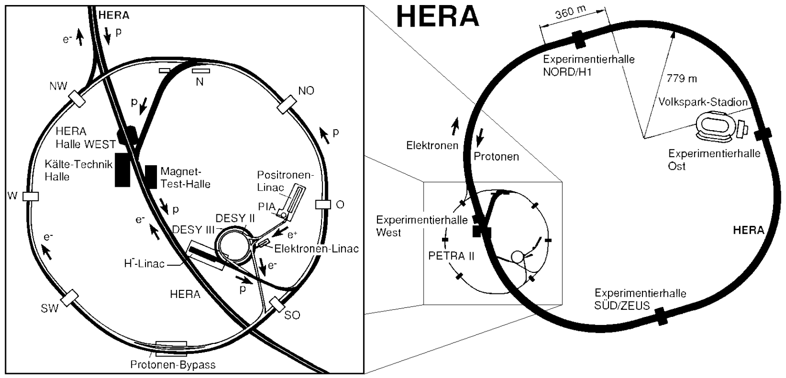


Abbildung 1.1: Der HERA-Speicherring am DESY in Hamburg.

Sowohl Elektronen- als auch Protonenstrahl bestehen aus bis zu 210 Paketen. Jeweils 135 davon waren 1994 gefüllt. Die Zeit zwischen der Begegnung zweier Pakete in den Wechselwirkungszonen beträgt nur 96 ns.

Anfang 1994 wurde der Betrieb des Elektronenrings auf Positronen umgestellt. Der Grund dafür waren Instabilitäten des Elektronenstrahls bei hohen Strahlströmen, die durch das elektrische Feld von positiv geladenen Gasionen hervorgerufen wurden. Der Positronenstrahl drängt aufgrund seiner Ladung diese Ionen aus dem Strahl heraus.

Für die in dieser Arbeit vorgenommene Analyse werden nur die Daten benutzt, die mit Positronenstrahl genommen worden sind. Um sich der gängigen Terminologie anzuschließen, wird im folgenden jedoch weiterhin der Begriff Elektron für die Strahlpositronen verwendet.

## 1.2 HERA-Physik

Den größten Teil des $ep$-Wirkungsquerschnitts machen sogenannte Photoproduktionsereignisse aus. Darin wird ein fast reelles Photon vom Elektron abgestrahlt und trifft auf das Proton. Der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV wurde zu $(165 \pm 11)$ $\mu$b gemessen [5]. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit einer auf dem Pomeron-Modell basierenden Extrapolation von Niederenergieexperimenten [6].

Ein Teil ($(69.2 \pm 13.2)$ $\mu$b) dieses Wirkungsquerschnitts kommt durch diffraktive oder elastische Prozesse zustande, in denen das Proton intakt bleibt oder unter kleinen Winkeln aufspaltet. Den Rest ($(96.1 \pm 18)$ $\mu$b) machen inelastische



$\gamma p$-Wechselwirkungen aus, zu denen auch der größte Teil der charm-Produktion gehört. Dominiert wird dieser Teil des Wirkungsquerschnitts aber durch die Produktion leichter Quarks.

Eine der wichtigsten Messungen bei HERA ist die Bestimmung der Proton-Strukturfunktion in der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung. Diese Ereignisse sind durch große Impulsüberträge zwischen dem Proton und dem Elektron gekennzeichnet.

### Kinematische Variablen

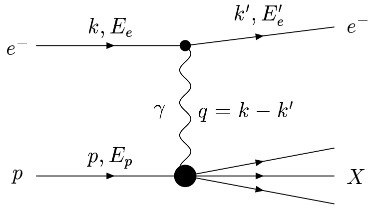


Abbildung 1.2: Kinematik der $ep$-Streuung.

Zur Beschreibung der Ereignisse werden die Lorentzinvarianten Skalenvariablen der tief inelastischen $ep$-Streuung benutzt. Sie sind folgendermaßen definiert:

| | |
|---|---|
| $s \equiv (k+p)^2$ | Quadrat der Schwerpunktsenergie |
| $-q^2 = Q^2 \equiv -(k-k')^2$ | Viererimpulsübertrag zwischen Elektron und Proton |
| $x \equiv \frac{Q^2}{2p\cdot q}$ | Bjorken-x, im Parton-Modell der Anteil am Protonimpuls, den das getroffene Parton trägt |
| $y \equiv \frac{q\cdot p}{k\cdot p}$ | Im Ruhesystem des Protons ist $y$ der Energiebruchteil, den das Elektron verliert. |

Zwischen den Variablen besteht die Beziehung $Q^2 = x \cdot y \cdot s$. $x$ und $y$ liegen zwischen null und eins.

Im Laborsystem des H1-Detektors gilt unter Vernachlässigung der Massen von Elektron und Proton

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\vartheta_e}{2} \qquad (1.1)$$

$$y = \frac{E_e - E_e'}{E_e} + \frac{E_e'}{E_e}\cos^2\frac{\vartheta_e}{2}$$
$$= \frac{E_e - E_e'}{E_e} + \frac{Q^2}{2E_e^2}\ . \qquad (1.2)$$

Darin ist $\vartheta_e$ der Polarwinkel des gestreuten Elektrons. Die positive $z$-Achse im H1-Koordinatensystem zeigt in die Richtung des Protonenstrahls. Deshalb bedeutet z. B. $\vartheta_e \approx \pi$, daß das Elektron unter kleinem Winkel gestreut wird.

Je nach Impulsübertrag $Q^2$ unterscheidet man zwischen tief inelastischer Streuung und Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$). Eine natürliche Grenze ist gegeben durch die Geometrie des H1-Detektors. Gestreute Elektronen werden nicht mehr im Hauptdetektor nachgewiesen, wenn sie um weniger als 4° abgelenkt werden (d. h. $\vartheta_e > 176°$). In diesem Fall folgt aus Gl. 1.1 $Q^2 < 4$ GeV$^2$. Der Wirkungsquerschnitt steigt i. a. mit sinkendem $Q^2$, so daß im Mittel sogar $Q^2 \ll 4$ GeV$^2$ für Photoproduktionsereignisse. Die Skalenvariable $y$ gibt dann wegen Gl. 1.2 auch im H1-System den Bruchteil der Energie an, die das Elektron verliert:

$$y \approx \frac{E_e - E_e'}{E_e}\ .$$

Für diese niedrigen Impulsüberträge spielt nur der Photonaustausch eine Rolle. Beiträge durch $W$- oder $Z$-Austausch sind um einen Faktor $(Q^2/M_Z^2)$ unterdrückt. Das ausgetauschte Photon wird als quasireell bezeichnet, da seine Virtualität $Q^2$ klein ist. Die Energie dieses Photons beträgt $E_\gamma = y \cdot E_e$.

Inklusive $ep \to eX$-Streuung ist durch die Variablen $x$, $y$ und $Q^2$ vollständig beschrieben. Für eine genauere Beschreibung des hadronischen Endzustands wird neben Teilchenimpulsen und Winkeln auch die Rapidität verwendet. Für ein Teilchen mit Energie $E$ und $z$-Impulskomponente $p_z$ ist sie definiert als [1]

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right) = \operatorname{arctgh}\ \left(\frac{p_z}{E}\right)\ .$$

## Strukturfunktionen

Im Parton-Modell [7] werden inelastische Ereignisse als Streuungen an Konstituenten des Protons, den Partonen, interpretiert. Es ist bisher nicht gelungen, die Wechselwirkungen der Partonen im Proton vollständig zu beschreiben. Ist der Streuprozeß jedoch durch eine harte Skala charakterisiert - etwa ein großes $Q^2$, große Transversalimpulse oder die Masse eines schweren Quarks - kann er aber faktorisiert werden. D. h. der Wirkungsquerschnitt ist dann das Produkt einer Partondichte und dem Wirkungsquerschnitt auf Partonniveau. Die Partondichten $f(x, \mu^2)$ geben die Wahrscheinlichkeit an, ein Parton mit einem Bruchteil $x$ des Protonimpulses zu finden.

[1] Vielfach wird mit dem Buchstaben $\eta$ die Pseudorapidität arctgh $\left(\frac{p_z}{p}\right)$ bezeichnet. In dieser Arbeit ist immer die Rapidität gemeint.



Darin ist $\mu$ die harte Skala des Prozesses (‘Faktorisierungsskala‘). Die große Bedeutung des Parton-Modells beruht auf der Tatsache, daß die Partondichten nicht vom betrachteten Prozeß abhängen, sondern eine Eigenschaft des Protons sind. Die Partondichten sind nicht aus der Theorie der starken Wechselwirkung, der QCD, bestimmbar und müssen experimentell gewonnen werden.

In der tief inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung streut das Lepton in niedrigster Ordnung nur an den Quarks. Die Quarkdichten werden bei der Skala $Q^2$ gemessen.

Die Abhängigkeit der Partondichten von der Skala (’Skalenverletzung’) ist im Gegensatz zu den Partondichten selbst mit Störungstheorie behandelbar [8]. Aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie kann diese Skalenabhängigkeit bei HERA über einen sehr großen Bereich gemessen werden. Andererseits sind auch Messungen bei sehr kleinen Partonimpulsen bis hinab zu $x < 10^{-4}$ möglich. In diesem Bereich unterscheiden sich verschiedene Ansätze zur Berechnung der Skalenverletzung in ihren Vorhersagen. Bisher ist eine experimentelle Unterscheidung jedoch noch nicht möglich.

Die Quarks tragen zusammen nur rund die Hälfte des Protonimpulses. Den Rest tragen die ungeladenen Gluonen. Ihre Partondichte $g(x, \mu^2)$ ist in der inklusiven tief inelastischen $ep$-Streuung nicht direkt meßbar. Da nicht nur Quarks Gluonen abstrahlen können, sondern auch Gluonen Quarkpaare bilden, trägt die Gluondichte auch zur Skalenverletzung bei. Damit kann sie indirekt bestimmt werden. Dies geschieht in Anpassungsrechnungen, die Daten aus verschiedenen Experimenten berücksichtigen, um alle Partondichten zu bestimmen. Bei einer Skala $Q_0^2$ werden dazu $x$-abhängige Parametrisierungen der Partondichten angesetzt. Diese Dichten werden dann zu höheren $Q^2$ gemäß der berechenbaren Skalenevolution extrapoliert und die Parameter an die Daten angepaßt. Außerhalb des kinematischen Bereichs, der direkt experimentell zugänglich ist, führen unterschiedliche funktionale Formen der Parametrisierung zu unterschiedlichen Resultaten.

Direkte Messungen der Gluondichte sind durch den Prozeß $g + q \to \gamma + q$ (‘prompt photon‘) an $pp$- und $p\bar{p}$-Experimenten möglich [9]. Resultate existieren für große $x_g > 10^{-2}$. Bei H1 wurde eine direkte Messung der Gluondichte im Prozeß $\gamma^* + g \to q + \bar{q}$ im Bereich $2 \cdot 10^{-3}$ bis $10^{-1}$ [10] durchgeführt. Bei sehr kleinen $x$-Werten ($x < 10^{-2}$) sind hauptsächlich die Gluonen für die Skalenverletzung verantwortlich, so daß dort die Gluondichte auch aus der Steigung $\frac{\partial F_2}{\partial \log Q^2}$ der Proton-Strukturfunktion bestimmt werden kann [11].

Die Produktion von charm-Quarks in $ep$-Kollisionen ist direkt sensitiv auf die Gluondichte im Proton. Ihre Untersuchung stellt daher eine wichtige Ergänzung zum Physikprogramm bei HERA dar. Dies wird in Kapitel 2 ausführlich beschrieben.

## 1.3 Der H1-Detektor

Um dem umfangreichen Physikprogramm gerecht zu werden, weist der H1-Detektor eine Reihe verschiedener Detektorkomponenten auf. Die Analyse der $D^*$-Produktion beruht auf Spurmessungen. Der zentralen Driftkammer ist daher ein eigenes Kapitel gewidmet (Kapitel 3). Andere Detektorkomponenten werden hier nur kurz erwähnt; eine ausführliche Schilderung findet sich in [1].

Der Detektorzustand im Jahr 1994 ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Die Protonen treten von rechts in den Detektor ein, die Elektronen von links. Wegen der sehr viel größeren Protonenenergie ist der Detektor asymmetrisch aufgebaut, mit größerem Gewicht auf der Vorwärtsrichtung (bezogen auf die Protonenflugrichtung).

Vom Wechselwirkungspunkt ausgehend sind die zentralen Spurkammern (CJC) $\boxed{2}$ die erste Detektorkomponente. Sie messen Impulse und Flugrichtung geladener Teilchen. Das für die Impulsmessung benötigte Magnetfeld wird von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ erzeugt. Die Feldstärke betrug 1.16 T. Nach den Spurkammern folgen das elektromagnetische $\boxed{4}$ und das hadronische Kalorimeter $\boxed{5}$, noch innerhalb der supraleitenden Spule. Diese Flüssig-Argon-Kalorimeter befinden sich in einem gemeinsamen Kryostaten $\boxed{15}$, der in Vorwärtsrichtung bis nahe an das Strahlrohr heranreicht. Die für den Einbau der Spurkammern notwendige Öffnung in Rückwärtsrichtung füllt ein elektromagnetisches Blei-Szintillator-Kalorimeter $\boxed{12}$. Dahinter sind Szintillatorplatten angebracht, die als Flugzeitmeßsystem dienen (nicht eingezeichnet). Außerhalb der Spule befinden sich die Myon-Kammern $\boxed{9}$.

In Elektronenrichtung hinter dem H1-Detektor, bei $z = -33$ m, befindet sich der Elektronendetektor (ET). Elektronen, die ein Photon abstrahlen und dadurch Energie verlieren, werden von den Magneten des Elektronen-Speicherrings stärker abgelenkt, treten durch ein Austrittsfenster aus dem Strahlrohr aus und treffen auf den Elektronendetektor.

Um auf den ET zu treffen, müssen sie am Wechselwirkungspunkt um weniger als 5 mrad ($\pi - \vartheta_e < 5$ mrad) gestreut worden sein, und ihre Energie muß zwischen 5.5 GeV und 22 GeV liegen. Das entspricht einem maximalen $Q^2$ von 0.01 GeV$^2$. In dieser Analyse wurden nur solche Ereignisse verwendet, die ein nachgewiesenes Elektron im ET haben.

Die Akzeptanz $A(y, Q^2)$ hängt von der genauen Lage des Elektronenstrahls ab. Die $Q^2$-Verteilung für Photoproduktionsereignisse ist unabhängig vom betrachteten Prozeß, so daß eine mittlere Akzeptanz $A(y)$ angegeben werden kann (Abb. 1.4). Sie wird für Zeiträume mit konstanter Strahlposition mit einer Genauigkeit von 5 % aus der Beobachtung des Spektrums der Elektronen aus Bethe-Heitler $ep \to ep\gamma$-Prozessen bestimmt [5].

Auf diesem Prozeß beruht auch die Luminositätsmessung. Der Photonendetektor bei $z = -103$ m mißt die Energie des abgestrahlten Photons. Aus dem Vergleich mit dem theoretischen Spektrum wird die integrierte Luminosität mit einer Genauigkeit von 1.5 % bestimmt.

Von den $10^6$ Strahlkreuzungen, die pro Sekunde im H1-Detektor stattfinden, enthalten nur wenige interessante $ep$-Ereignisse. In den meisten Fällen ist der Detektor leer. Mit einer Rate von einigen kHz kommt es zu Treffern in der CJC aufgrund von Synchrotron-Strahlung oder zu Kollisionen von Protonen mit Restgasatomen im Bereich des Detektors. Eine weitere Untergrundquelle sind Teilchen, die in Kol-



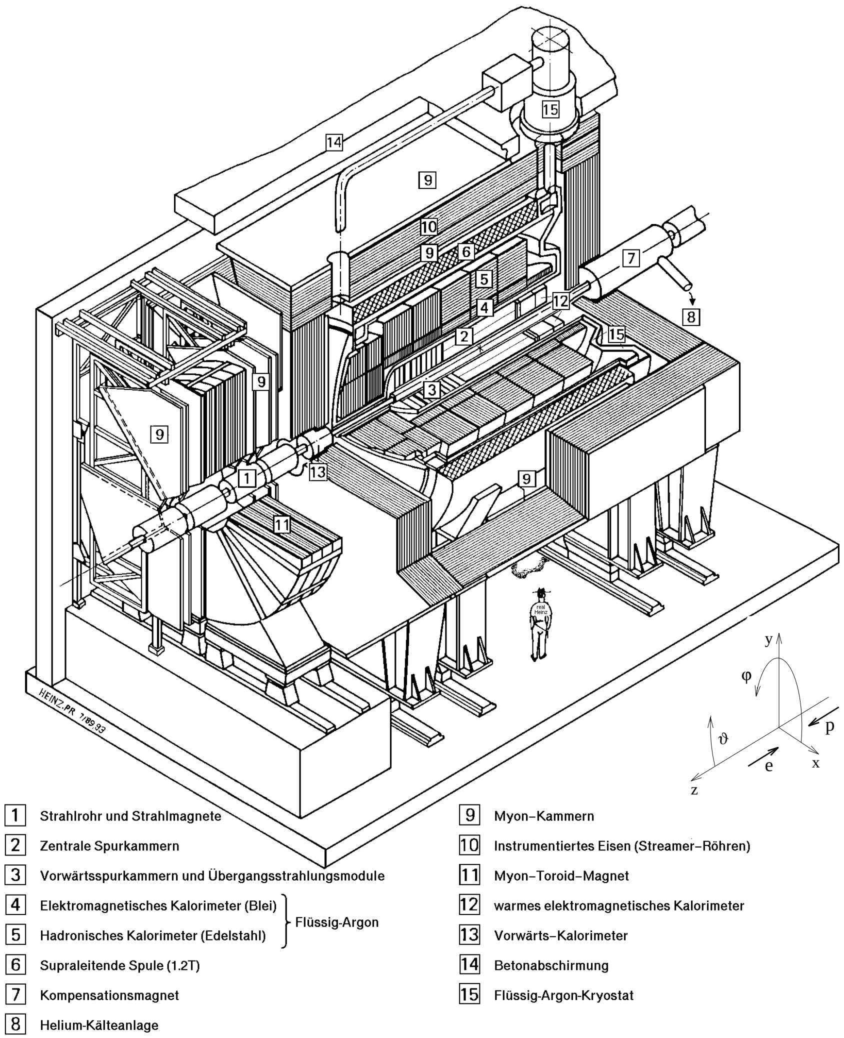


Abbildung 1.3: Der H1-Detektor.

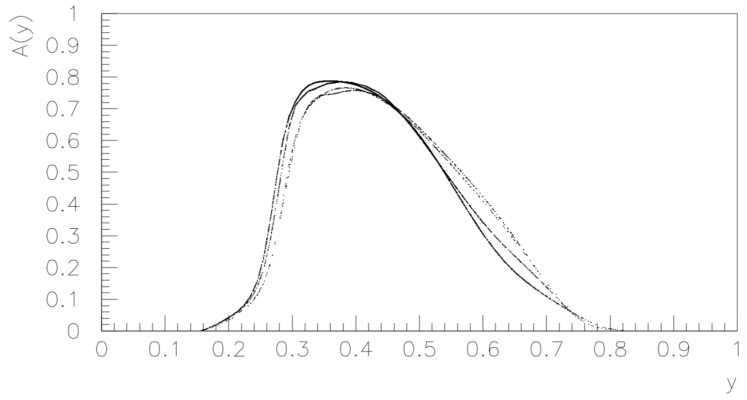


Abbildung 1.4: Die Elektronendetektorakzeptanz im Jahre 1994. Die unterschiedlichen Linien entsprechen verschiedenen Strahlpositionen.

lisionen von Protonen mit dem Material des Strahlrohrs entstehen und gleichzeitig mit dem Protonstrahl in den Detektor eintreten.

Der Trigger hat die Aufgabe, Ereignisse auszuwählen, die aufgezeichnet werden sollen. Weil für die Auslese die Datennahme gestoppt werden muß, darf dies nur mit einer Rate von einigen Hz geschehen, um die Totzeit gering zu halten.

Die Triggerentscheidung wird in mehreren Stufen getroffen [1]. Die erste Stufe liefert alle 96 ns eine Entscheidung und arbeitet totzeitfrei. Um mehr Entscheidungszeit zu haben, handelt es sich um einen 'pipelined trigger'. Zwischen Strahlkreuzung und Triggerentscheidung vergehen 2.3 $\mu$s (24 Strahlkreuzungen). So lange müssen alle Detektordaten gespeichert werden.

Die unterschiedlichen Signaturen der bei H1 studierten Ereignisse in Verbindung mit der hohen Untergrundrate erfordern eine Vielzahl verschiedener Triggermöglichkeiten. Dazu liefern mehrere Detektorkomponenten sogenannte Triggerelemente, die von der zentralen Triggerlogik zu bis zu 128 Subtriggern logisch verknüpft werden. Ein Überblick über die Triggerelemente ist in [12] gegeben. Der für diese Anlyse benutzte Subtrigger beruht auf einer Kombination von Signalen des Elektronendetektors, eines Driftkammertriggers [13] und weiterer Proportionalkammern [14].

# Kapitel 2

# Charm-Produktion

## 2.1 Boson-Gluon-Fusion

Die Produktion von charm-Quarks unterscheidet sich von der leichter Quarks $u, d$ und $s$ aufgrund der hohen charm-Masse. Die Massen der leichten Quarks (und der Gluonen) sind vernachlässigbar klein gegenüber den Impulsen in Prozessen, die mit perturbativer QCD behandelt werden können. Die Wahrscheinlichkeit für das Antreffen eines masselosen Partons im Proton muß durch Partondichten beschrieben werden. Im Gegensatz dazu kann die Produktion massiver Quarks mit Störungstheorie berechnet werden.

In niedrigster Ordnung QCD wird charm-Produktion durch die Boson-Gluon-Fusion (BGF) $\gamma + g \to c + \bar{c}$ beschrieben (Abb. 2.1). Das vom Elektron abgestrahlte Photon trifft auf ein Gluon des Protons und produziert ein $c\bar{c}$-Paar.

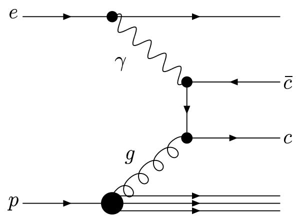


Abbildung 2.1: Boson-Gluon-Fusion in niedrigster Ordnung, direkte Komponente. Der gekreuzte Graph ist nicht abgebildet.

In Photoproduktionsereignissen trägt das Photon die Energie $yE_e$, den $z$-Impuls $-yE$ und einen vernachlässigbar kleinen Transversalimpuls ($p_{\perp\gamma} < 5$ mrad $\cdot E_e' \sim 100$ MeV). Das Gluon trägt den Bruchteil $x_g$ des Protonimpulses und fliegt in positiver $z$-Richtung. Die Schwerpunktsenergie des produzierten $c\bar{c}$-Paars beträgt $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{4x_g y E_e E_p}$. Der kleinste Wert des Gluonimpulses, für den charm-Produktion noch möglich ist, folgt aus $\sqrt{\hat{s}} > 2m_c$ zu $x_g > 2 \cdot 10^{-4}$ für $y \approx 0.5$. Verlangt man einen minimalen Transversalimpuls der charm-Quarks von 2.5 GeV, steigt diese Grenze auf $x_g > 8 \cdot 10^{-4}$.

Der totale Wirkungsquerschnitt $\gamma p \rightarrow c\bar{c}X$ ist gegeben durch

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow c\bar{c}X}(y) = \int g(x_g, \mu_F^2)\ \hat{\sigma}_{\gamma g}(\hat{s})\ dx_g\ .$$

Darin ist $\hat{\sigma}(\hat{s})$ der Photon-Gluon-Wirkungsquerschnitt bei der Schwerpunktsenergie $\hat{s} = \sqrt{x_g y s}$ und $g(x_g, \mu_F^2)$ die Gluondichte im Proton, angegeben bei der Faktorisierungsskala $\mu_F$.

Der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt ergibt sich in der Weizsäcker-Williams-Approximation (WWA) [15] zu:

$$\sigma_{ep \rightarrow c\bar{c}X} = \int f_{\gamma/e}(y)\ \sigma_{\gamma p \rightarrow c\bar{c}X}(y)\ dy$$

mit dem Photonfluß

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

und

$$\begin{aligned} Q^2_{max} &= E_e^2(1-y)\ (5\ \text{mrad})^2 \\ Q^2_{min} &= \frac{(y \cdot m_e)^2}{1-y}\ . \end{aligned}$$

Im Photon-Gluon-Schwerpunktssystem werden die beiden Quarks in niedrigster Ordnung mit entgegengesetzter Flugrichtung produziert. Das Schwerpunktssystem bewegt sich mit der Geschwindigkeit

$$\beta_{c\bar{c}} = \frac{x_g E_p - y E_e}{x_g E_p + y E_e}\ . \tag{2.1}$$

Die Rapiditäten im Laborsystem sind

$$\eta = \pm\hat{\eta} + \text{arctgh}\ \beta_{c\bar{c}}\ ,$$

wobei $\hat{\eta}$ die Rapidität im Schwerpunktssystem ist. Hohe Photonenergien verschieben die Rapiditätsverteilung in Rückwärtsrichtung ($\beta_{c\bar{c}} < 0$).

Neben der direkten Komponente besteht auch die Möglichkeit, daß das Photon in einen hadronischen Zustand fluktuiert. Die Wechselwirkung wird dann wie beim Proton im Parton-Modell mit Strukturfunktionen beschrieben. Den wichtigsten Beitrag zur charm-Produktion liefert der Prozeß $g + g \rightarrow c\bar{c}$ (Abb. 2.2). Er ist proportional zur Gluondichte im Photon. Mit der GRV-HO Parametrisierung [16]



des Photons beträgt der Anteil der hadronischen Komponente am Gesamtproduktionsquerschnitt bei HERA-Energien rund 20 %. Mit der LAC1 Parametrisierung [17] kann er sogar von der gleichen Größenordnung sein wie die direkte Komponente [18]. Neue Messungen der Gluondichte im Photon bei H1 schließen die LAC1 Parametrisierung allerdings aus [19, 20].

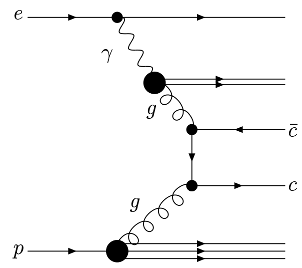


Abbildung 2.2: Boson-Gluon-Fusion in niedrigster Ordnung, hadronische Komponente.

Da bei der hadronischen Komponente nur ein Bruchteil der Photonenergie am Prozeß teilnimmt, ist die verfügbare Energie $\hat{s}$ im Mittel geringer als bei der direkten Komponente, und das $c\bar{c}$-System bewegt sich mehr in Protonrichtung. Die produzierten charm-Quarks haben niedrigere Transversalimpulse und größere Rapiditäten. Experimentelle Schnitte reduzieren daher den sichtbaren Beitrag der hadronischen Komponente.

In höheren Ordnungen der Störungstheorie treten auch neue Prozesse auf. Der wichtigste ist die Gluon-Bremsstrahlung [21, 22]

$$\gamma + g \rightarrow c + \bar{c} + g\ .$$

Sie verändert auch die Ereigniskinematik. Die Ergebnisse einer vollständigen NLO-Rechnung [23] sind für HERA-Energien in [18, 24] dargestellt. Abb. 2.3 a) zeigt die Transversalimpulsverteilung der charm-Quarks in $\gamma p$-Kollisionen mit $E_p = 820$ GeV und $E_\gamma = 12.2$ GeV ($W_{\gamma p} = 200$ GeV). Gezeigt ist nur die direkte Komponente. Die meisten Transversalimpulse sind von der Größenordnung der charm-Masse. Das Spektrum der charm-Quarks, die in die Detektorakzeptanz $|\eta_c| < 1.5$ fallen, ist härter, weil diejenigen Ereignisse, in denen das $c\bar{c}$-Paar in Vorwärts-Rückwärts-Richtung - also mit kleinem Transversalimpuls - produziert wird, nicht gesehen werden.

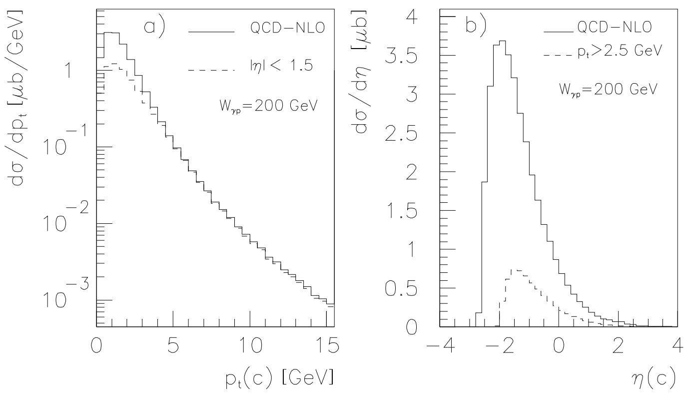


Abbildung 2.3: Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilung der charm-Quarks aus der direkten Komponente der Boson-Gluon-Fusion nach [24]. Die Energien betragen $E_p = 820$ GeV und $E_\gamma = 12.2$ GeV.

Die Rapiditätsverteilung der charm-Quarks für dieselben Energien ist in Abb. 2.3 b) gezeigt. Ohne Einschränkung des Transversalimpulses dominieren negative Rapiditäten. Die Forderung $p_\perp(c) > 2.5$ GeV macht die Verteilung aus den oben genannten Gründen zentraler. Verlangt man denselben Transversalimpuls für das $D^*$-Meson, ist dies noch ausgeprägter, da es einem höheren Transversalimpuls für das charm-Quark entspricht. Für niedrige Photonenergie ist die Verteilung von vornherein zentraler.

Die hadronische Komponente des Photons führt hauptsächlich zu positiven Rapiditäten und niedrigen Transversalimpulsen (Abb. 2.4).

Diese theoretischen Vorhersagen sind mit einigen Unsicherheiten behaftet. Die Größte beruht auf der Wahl der charm-Masse. Variiert $m_c$ zwischen 1.2 GeV und 1.8 GeV, ändert sich der totale Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 4(10) für die direkte (hadronische) Komponente. Betroffen ist aber nur der Bereich niedriger Transversalimpulse (für $m_c \to 0$ divergiert der Wirkungsquerschnitt für kleine $p_\perp$). Die Ergebnisse von fix-target-Experimenten werden mit einer charm-Masse von 1.5 GeV gut beschrieben [25].

Die Wahl der Faktorisierungsskala $\mu_F$ ist nicht eindeutig und führt zu einer Unsicherheit von 40 % [18]. Ähnliches gilt für die Renormalisierungsskala, bei der die Kopplungskonstante der QCD $\alpha_s(\mu_R)$ bestimmt wird. Als zentrale Werte werden in [18] $\mu_R = \mu_0$ und $\mu_F = 2\ \mu_0$ mit $\mu_0 = m_c$ benutzt.



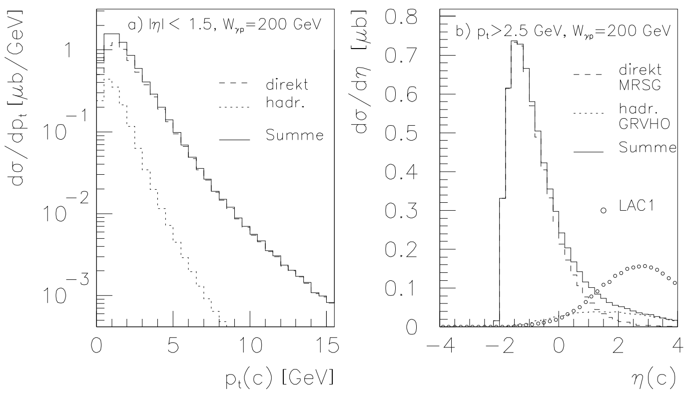


Abbildung 2.4: Vergleich der Transversalimpuls- und Radiditätsverteilung der charm-Quarks aus der hadronischen und der direkten Komponente der Boson-Gluon-Fusion. Wird ein minimaler Transversalimpuls des charm-Quarks verlangt, reduziert sich der Anteil der hadronischen relativ zur direkten Komponente. In extremer Vorwärtsrichtung $\eta > 2$ dominiert sie dennoch. Die hadronische Komponente ist für die GRV Photon-Strukturfunktion angegeben. Zur Illustration ist auch das Resultat für LAC1 angegeben.

## 2.2 Die Zerfallskette $D^* \to D^0\pi_s \to (K\pi)\pi_s$

Die produzierten charm-Quarks können durch die Rekonstruktion eines Hadrons mit charm nachgewiesen werden. Günstige Voraussetzungen dafür bietet die Zerfallskette [1]

$$D^{*+} \to D^0\ \pi^+ \to (K^-\ \pi^+)\pi^+ .$$

Das $D^0$-Meson ist zusammen mit dem Isospinpartner $D^+$ das leichteste Hadron mit charm. Es ist der $J^p = 0^-$-Zustand eines $c$- und eines $\bar{u}$-Quarks und kann nur durch schwache Wechselwirkung zerfallen. Seine Lebensdauer ($c\tau = 124\ \mu$m) ist daher groß genug, um die Flugstrecke vom Produktionsvertex zum Zerfallsvertex mit einem Vertexdetektor nachzuweisen. Ein Vertexdetektor für das H1-Experiment [26] befindet sich im Bau und wird 1996 installiert. Der sekundäre Vertex wird dann das wichtigste Hilfsmittel sein, um charm-Ereignisse zu identifizieren. Für die vorliegende Analyse spielt die Lebensdauer keine Rolle.

Die Vektormesonen $D^{*+}$ und $D^{*0}$ unterscheiden sich von den Pseudoskalaren $D^+$ und $D^0$ durch die Spinkonfiguration der Quarks. Die Massendifferenz $m_{D^*} - m_{D^0}$

[1] Der ladungskonjugierte Zerfall ist im folgenden ebenfalls beinhaltet.

würde im Falle einer sehr hohen charm-Masse verschwinden. Der experimentelle Wert ist [27]

$$\Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^0} = (145.42 \pm 0.05)\ \text{MeV}\ .$$

Das ist etwas mehr als eine Pionmasse, so daß der starke Zerfall

$$D^{*+} \to D^0\ \pi \qquad\qquad BR = (68.1 \pm 1.3)\ \%$$

gerade noch möglich ist. Die kleine Massendifferenz

$$m_{D^*} - (m_{D^0} + m_{\pi^+}) = 5.85\ \text{MeV}$$

stellt einen großen Vorteil bei der Rekonstruktion des Zerfalls dar [28]: Der Phasenraum für kombinatorische Zufallskombinationen ist sehr klein.

Im Ruhesystem des $D^{*+}$ betragen die Impulse von $D^0$ und $\pi^+$ nur $p^* = 39$ MeV. Pion und $D$-Flugrichtung bilden daher im Laborsystem nur kleine Winkel mit der $D^*$-Flugrichtung ($< 10°$ für $p_\perp(D^*) > 3$ GeV). Der Pionimpuls beträgt näherungsweise

$$\vec{p}_\pi \approx \vec{p}_{D^*} \cdot \frac{\sqrt{m_\pi^2 + p^{*2}}}{M_{D^*}} \approx \frac{1}{14}\,\vec{p}_{D^*}\ .$$

Es wird daher i. a. als langsames ('slow') Pion $\pi_s$ bezeichnet. Da bei HERA die Transversalimpulse der produzierten $D^*$-Mesonen relativ niedrig sind, haben viele der langsamen Pionen extrem kleine Transversalimpulse, nahe der Nachweisgrenze. Daher ist es wichtig, die Rekonstruktionseffizienz für niedrige Transversalimpulse zu bestimmen (Kapitel 4).

Das $D^0$ hat eine Vielzahl möglicher Zerfallskanäle, von denen aber nur wenige ausschließlich geladene Teilchen im Endzustand enthalten und damit vollständig rekonstruierbar sind. Die wichtigsten sind

| | |
|---|---|
| $K^-\ \pi^+$ | $4.01 \pm 0.14$ % |
| $K^-\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-$ | $8.1 \pm 0.5$ % |
| $\overline{K^0}\ \pi^+\ \pi^-$ | $5.3 \pm 0.6$ % . |

Der $K^-\ \pi^+$-Kanal hat gegenüber dem $K^-\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-$-Kanal den Nachteil eines kleineren Verzweigungsverhältnisses. Durch die niedrigere Multiplizität und den damit verbundenen niedrigeren kombinatorischen Untergrund ist er dennoch besser geeignet. Auch der $\overline{K^0}\pi^+\pi^-$-Kanal kann zur Rekonstruktion von $D^0$-Mesonen bei H1 benutzt werden [29]. Da weniger als die Hälfte aller $\overline{K^0}$ innerhalb des Detektors zerfällt, ist die Anzahl nachweisbarer $D^0$-Mesonen nicht höher als im $K^-\pi^+$-Kanal, der in der vorliegenden Analyse benutzt wird.

Teilchenidentifikation ist mit dem H1-Detektor nur anhand der spezifischen Ionisation in der zentralen Spurkammer möglich. $K/\pi$-Unterscheidung ist für Impulse



unterhalb von ca. 500 MeV möglich, bringt aber für die $D^0 \to K^-\pi^+$-Rekonstruktion kaum Vorteile, da die Impulse meist höher liegen.

Jede rekonstruierte Spur wird deshalb einmal als Kaon und einmal als Pion angenommen. Aus jedem $K$-$\pi$-Paar wird ein $D^0$-Kandidat gebildet. Ist die invariante Masse

$$m_{K\pi} = \sqrt{m_K^2 + m_\pi^2 + 2\,(E_K\,E_\pi - \vec{p}_K \cdot \vec{p}_\pi)}$$

mit der nominellen $D^0$-Masse von 1865 MeV verträglich, wird mit einer dritten Spur ein $D^*$-Kandidat gebildet. Dessen invariante Masse ist

$$m_{(K\pi)\,\pi_s} = \sqrt{m_{K\pi}^2 + m_\pi^2 + 2\,\Big((E_K + E_\pi)\,E_{\pi_s} - (\vec{p}_K + \vec{p}_\pi)\cdot\vec{p}_{\pi_s}\Big)}\ .$$

Die Zerfallskette $D^* \to D^0\pi_s \to (K\pi)\pi_s$ kann anhand der beiden invarianten Massen identifiziert werden. Da das langsame Pion nur wenig zur invarianten Masse des $D^*$-Kandidaten beiträgt, sind $m_{K\pi}$ und $m_{(K\pi)\,\pi_s}$ stark korreliert. Deshalb ist es üblich, den Signalbereich mit Hilfe der Massendifferenz

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

und der $D^0$-Kandidatenmasse $m_{K\pi}$ zu definieren. Die Auflösung in $\Delta m$ ist sehr viel besser als die Auflösung der $D^*$-Masse selbst.

Während die Produktion der charm-Quarks im BGF-Prozeß im Rahmen der QCD beschreibbar ist, gibt es für die anschließende Bildung der $D^*$-Mesonen nur phänomenologische Modelle. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein charm-Quark in ein $D^*$-Meson fragmentiert, ist in $e^+e^-$-Vernichtungsexperimenten gemessen worden. In [30] wird ein Mittelwert aus verschiedenen Experimenten für die gesamte Zerfallskette angegeben:

$$BR\ (c \to D^*) \cdot BR\ (D^* \to D^0\,\pi) \cdot BR\ (D^0 \to K\,\pi) = (7.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}\ .$$

# Kapitel 3

# Spurmessung in der zentralen Driftkammer

Die zentrale Spurkammer des H1-Detektors dient dem Nachweis geladener Teilchen. In der vorliegenden Analyse beruht die Rekonstruktion der $D^*$-Mesonen ausschließlich auf den mit dieser Detektorkomponente gewonnenen Informationen. Deshalb folgt an dieser Stelle zunächst eine Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein $D^*$-Zerfall erfolgreich rekonstruiert werden kann, wird später mit Hilfe einer Detektorsimulation bestimmt. In diesem Kapitel wird untersucht, inwieweit die Simulation die tatsächlich gemessenen Daten beschreibt.

## 3.1 Aufbau und Funktionsweise

Die CJC ist eine Driftkammer und besteht aus zwei Ringen, die konzentrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Das Gasvolumen ist durch Ebenen von Kathodendrähten, die parallel zur Strahlachse gespannt sind, in Zellen unterteilt. In der Mitte jeder Zelle befindet sich eine Ebene von Anodendrähten, die auf hohem positiven elektrischen Potential gehalten werden. In dem nahezu homogenen elektrischen Feld zwischen den Anoden- und den Kathodendrahtebenen driftet die von einem durchfliegenden ionisierenden Teilchen hervorgerufene Elektronenwolke auf die Anodendrähte zu. Aufgrund der beschleunigenden Wirkung des elektrischen Feldes einerseits und der Bremswirkung von elastischen Stößen mit Gasatomen andererseits stellt sich eine konstante Driftgeschwindigkeit $v_D$ ein. Aus der Driftzeit kann so der Abstand der Primärionisation bestimmt werden. Allerdings ist anhand der Driftzeit nicht unterscheidbar, auf welcher Seite des Signaldrahtes der Treffer tatsächlich liegt. Der andere mögliche Punkt heißt Spiegeltreffer.

Die maximale Driftstrecke beträgt 14 cm. In der unmittelbaren Nähe der Anodendrähte ist das elektrische Feld inhomogen und die Feldstärke so hoch, daß die driftenden Elektronen vor einem Stoß genügend Energie gewinnen, um ein Gasatom zu ionisieren. Die dabei freigesetzten Elektronen können wiederum weitere Gasatome ionisieren, und es kommt zur Entstehung einer Elektronenlawine mit einem Viel-





fachen der ursprünglich erzeugten Ladung. Ein meßbares Signal entsteht erst, wenn die Elektronenwolke den Gasverstärkungsbereich ca. 1 cm um den Anodendraht erreicht hat.

Dazu ist jeder Anodendraht mit schnellen Vorverstärkern verbunden. Deren Ausgangssignal wird mit 104 MHz von einem FADC digitalisiert und der Signalzeitpunkt mit einer Auflösung von ca. 4 ns bestimmt. Bei einer Driftgeschwindigkeit von ca. 50 $\mu$m/ns beträgt die Ortsauflösung in der $r$-$\varphi$-Ebene rund 200 $\mu$m.

Neben dem Signalzeitpunkt wird auch die Signalgröße bestimmt, und zwar an beiden Enden eines Anodendrahtes separat. Aus dem Unterschied der beiden Signale wird die $z$-Koordinate der Primärionisation bestimmt. Die Auflösung ist allerdings sehr viel schlechter als in der $r$-$\varphi$-Ebene und beträgt ca. 2 cm.

Die innere Driftkammer CJC1 besteht aus 30 Zellen mit jeweils 24 Signaldrähten. Die äußere Driftkammer CJC2 hat 60 Zellen mit jeweils 32 Signaldrähten. Die Zellen sind nicht genau radial ausgerichtet, sondern um ca. 30° verdreht.

Aufgrund des axialen Magnetfeldes $B_z$ ist die Driftrichtung der Elektronenwolke nicht genau entlang des elektrischen Driftfeldes $\vec{E}$ in den Zellen, sondern um den Lorentzwinkel $\alpha_{\mathrm{L}} = \arctan \frac{v_{\mathrm{D}} B_z}{|\vec{E}|}$ verdreht. Die gewählte Geometrie der CJC-Zellen kompensiert teilweise diesen Effekt und führt dazu, daß die Driftrichtung nahezu senkrecht auf der Flugrichtung hochenergetischer Teilchen steht. Außerdem kreuzen die meisten Spuren dadurch mehrere Zellen. Dies erleichtert die Spurerkennung, da scheinbare Spuren, die aus Spiegeltreffern bestehen, keine Fortsetzung in den Nachbarzellen finden.

Eine genaue Kalibration der Betriebsparameter $v_{\mathrm{D}}$, $\alpha_{\mathrm{L}}$ ist Voraussetzung für eine zuverlässige Spurmessung in der CJC.

### 3.1.1 Spurrekonstruktion

Ein typisches Photoproduktionsereignis mit 8 oder mehr geladenen Spuren im zentralen Detektorbereich stellt hohe Anforderungen an die automatische Mustererkennung. Die Ambiguität der Driftkammertreffer und dicht beeinander liegende oder sich kreuzende Spuren erschweren diese Aufgabe. Driftkammertreffer werden in mehreren Schritten zu Spuren zusammengefaßt [1]. Dabei wird ausschließlich die $r$-$\varphi$-Information genutzt, die um zwei Größenordnungen genauer ist als die $z$-Koordinate. Danach werden mit einer Anpassungsrechnung die Spurparameter bestimmt.

- Ausgangspunkt der Mustererkennung sind die Zellen der CJC. Innerhalb einer Zelle werden zunächst Dreiergruppen von Treffern an direkt benachbarten Signaldrähten gesucht. Zusammenhängende Dreiergruppen werden wiederum zu Ketten zusammengefaßt und eine erste Anpassungsrechnung bestimmt die Parameter dieser Spurkandidaten.

- Spurkandidaten innerhalb einer Zelle, aus benachbarten Zellen und schließlich aus beiden Ringen der CJC werden sukzessive weiter zusammengefaßt, wenn sie mit der Hypothese einer gemeinsamen Spur verträglich sind.

Ist ein Detektorbereich schlecht kalibriert, kann es vorkommen, daß ein Teilstück einer Spur vom Rekonstruktionsprogramm als getrennte Spur ausgegeben wird [31].

- Zum Abschluß der Mustererkennung wird noch nach Treffern gesucht, die einem der so gefundenen Spurkandidaten angehören könnten, aber bisher keiner Spur zugeordnet worden sind.

Für die Bestimmung der physikalisch relevanten Größen wird an jeden gefundenen Spurkandidaten eine Helix angepaßt.

$$x(s) = (d_{ca} - \frac{1}{\kappa}) \cdot \sin\phi_{dca} + \frac{1}{\kappa} \cdot \sin(\phi_{dca} + \kappa \cdot s) \quad (3.1)$$

$$y(s) = -(d_{ca} - \frac{1}{\kappa}) \cdot \cos\phi_{dca} + \frac{1}{\kappa} \cdot \cos(\phi_{dca} + \kappa \cdot s) \quad (3.2)$$

$$z(s) = z_{dca} + \frac{1}{\tan\vartheta} \cdot s \quad (3.3)$$

Die Variable $s$ gibt den Abstand eines Punktes vom $d_{ca}$-Punkt an, gemessen entlang der Projektion der Spur auf die $r$-$\varphi$-Ebene. Die fünf Helixparameter sind

| | |
|---|---|
| $\kappa$ | $\lvert\kappa\rvert$ = inverser Krümmungsradius |
| $d_{ca}$ | $\lvert d_{ca}\rvert$ = kleinster Abstand der Spur vom Vertex |
| $\phi_{dca}$ | Azimuth am $d_{ca}$-Punkt |
| $z_{dca}$ | $z$-Koordinate am $d_{ca}$-Punkt |
| $\vartheta$ | Steigungswinkel der Helix = Polarwinkel der Spur . |

Die Größen $\kappa$ und $d_{ca}$ sind vorzeichenbehaftet. $\kappa$ ist positiv für Spuren negativ geladener Teilchen und umgekehrt. $d_{ca}$ ist dann positiv, wenn der Ortsvektor des $d_{ca}$-Punktes, der Impulsvektor des Teilchens am $d_{ca}$-Punkt und die positive $z$-Richtung ein rechtshändiges System bilden. Mit dieser Konvention ist das Vorzeichen von $d_{ca}$ unabhängig vom Vorzeichen der Krümmung.

Die Anpassungsrechnung erfolgt zunächst in der $r$-$\varphi$-Ebene und bestimmt $\kappa$, $d_{ca}$ und $\phi_{dca}$. Die beiden anderen Spurparameter folgen aus einer Geradenanpassung (Gl. 3.3). $s$ wird mit den zuvor bestimmten Werten für $\kappa$, $d_{ca}$ und $\phi_{dca}$ berechnet. Die sehr viel höhere Genauigkeit in $r$-$\varphi$ rechtfertigt dieses Vorgehen.

Die Untersuchungen der Spurqualität im nächsten Abschnitt werden sich auf diese Spuren beziehen, da sie einen besseren Vergleich von Detektorsimulation und Daten ermöglichen.

Für die Rekonstruktion von $D^*$-Mesonen kann angenommen werden, daß alle beteiligten Spuren durch den Ereignisvertex verlaufen, da die Flugweite eines $D^0$-Mesons typischerweise sehr viel kleiner ist als die Auflösung der CJC. Durch die Anpassung der Spuren an den Ereignisvertex läßt sich die Genauigkeit der Parameter $\kappa$, $\phi$ und besonders $\vartheta$ erheblich verbessern. Für die $D^*$-Rekonstruktion werden deshalb vertexangepaßte Spuren verwendet. Die Position des Ereignisvertex



wird aus den gemessenen Spuren bestimmt. Der Bereich, in dem Wechselwirkungen stattfinden, hat eine Ausdehnung $\sigma_x \cdot \sigma_y \simeq 300\ \mu\text{m} \cdot 50\ \mu\text{m}$ in der $x$-$y$-Ebene aufgrund der Strahlausdehnung und eine Länge $\sigma_z = 10$ cm aufgrund der Länge der Protonpakete.

Die $x$-$y$-Koordinaten des Vertex werden für mehrere Ereignisse gemeinsam gemessen, während die $z$-Position für jedes Ereignis einzeln bestimmt werden muß.

### 3.1.2 Spurfehler

Die Genauigkeit, mit der eine Spur gemessen wird, bestimmt die Effizienz von Spurkriterien sowie von kinematischen Selektionsschnitten in der Auswahl von $D^*$-Kandidaten. Für eine Bestimmung der Selektionseffizienz mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation ist es daher wichtig zu prüfen, ob die Genauigkeit vom Simulationsprogramm korrekt beschrieben wird. Dazu werden die von der Simulation gefundenen Genauigkeiten zunächst mit berechneten Fehlern und dann, wo möglich, mit den Daten verglichen.

Die Meßgenauigkeit der CJC wird hauptsächlich durch die Unsicherheit der Koordinatenbestimmung einzelner Treffer sowie durch Vielfachstreuung der Teilchen im Material in und vor der Driftkammer bestimmt.

#### Einzeldrahtauflösung

Für sehr hohe Teilchenimpulse von einigen GeV spielt Vielfachstreuung keine Rolle mehr und die Genauigkeit der Spurmessung kann durch Fehlerfortpflanzung aus der Unsicherheit der Einzelmessung berechnet werden. Diese Fehler werden vom Rekonstruktionsprogramm bereits ermittelt. Eine Abschätzung für den Fehler der Spurkrümmung ist [32].

$$\sigma_\kappa = \frac{\epsilon}{L^2}\sqrt{\frac{720}{N+4}} \quad (3.4)$$

Darin ist

| | |
|---|---|
| $\epsilon$ | Genauigkeit der Einzelmessung in der Ebene, die senkrecht zum Magnetfeld steht |
| $L$ | Spurlänge in dieser Ebene |
| $N$ | Anzahl der Punkte, an denen diese Spur gemessen wurde. |

Gl. 3.4 gilt für Spuren, die an $N$ äquidistanten Punkten gemessen wurden. Dies ist in der CJC in der Regel nicht der Fall, aber die Fehler werden dennoch näherungsweise beschrieben.

Die Genauigkeit, mit der die Krümmung gemessen wird, hängt nicht von der Krümmung selbst ab. Für den Transversalimpuls

$$p_\perp = 0.003 \frac{\text{GeV}}{T \cdot \text{cm}} \cdot \frac{B}{\kappa}$$

gilt daher

$$\sigma_{p_\perp} = \frac{1}{0.003\frac{\text{GeV}}{T\cdot\text{cm}}B}\ p_\perp^2\ \sigma_\kappa\ .$$

Die Impulsauflösung verschlechtert sich mit wachsendem Transversalimpuls, da die Sagitta der Spur kleiner wird. Besonders drastisch ist die Abhängigkeit von der Spurlänge. Für lange Spuren ($L_{max} = 60$ cm, $N_{max} = 56$) ergibt sich eine nominelle Auflösung von

$$\sigma_{p_\perp}/p_\perp = 0.5\%\ \ \text{GeV}^{-1}\cdot \text{p}_\perp\ .$$

Beträgt die Spurlänge nur 10 cm, verschlechtert sich dieser Wert auf 40 % $\text{GeV}^{-1}\cdot p_\perp$. Die Sagitta einer 1 GeV-Spur von 10 cm Länge liegt in der Größenordnung der Einzeldrahtauflösung. Noch kürzere Spuren werden daher nicht für diese Analyse verwendet, da die Auflösung sehr schlecht ist und sogar die Gefahr besteht, daß das Ladungsvorzeichen falsch bestimmt wird.

Ähnliches gilt für die anderen Spurparameter; allerdings ist die Auflösung dort nur noch umgekehrt proportional zur Spurlänge.

Die Korrelationen zwischen den Spurparametern sind sehr groß und dürfen keinesfalls vernachlässigt werden, wenn etwa aus zwei Spuren ein gemeinsamer Vertex bestimmt wird.

### Vielfachstreuung

Elastische Streuungen am Material der CJC ändern die Flugrichtung eines Teilchens. Die meisten Streuungen finden unter sehr kleinen Winkeln statt, und die Wirkung vieler Streuungen wird zusammengefaßt zu [27]

$$\theta_0 = \frac{13.6\ \text{MeV}}{p\cdot\beta}\sqrt{\frac{t}{X_0}}\left[1 + 0.038\ln\frac{t}{X_0}\right]\ . \tag{3.5}$$

Darin ist

| | |
|---|---|
| $\theta_0$ | mittlere quadratische Änderung der Projektion der Flugrichtung |
| $t/X_0$ | Länge des durchquerten Materials in Einheiten der Strahlungslänge |
| $p, \beta$ | Impuls und Geschwindigkeit des Teilchens (Ladung = ± Elektronenladung). |

Vielfachstreuung wächst mit abnehmendem Teilchenimpuls und ist schon bei 1 - 2 GeV nicht mehr vernachlässigbar. Die Auswirkung auf die Impulsauflösung ist gegeben durch [32]

$$\sigma_\kappa^{MS} \approx \frac{1.20}{\sin\vartheta}\ \frac{\theta_0(L/\sin\vartheta)}{L}\ . \tag{3.6}$$



Darin ist wieder $L$ die projizierte Länge der Spur und $\theta_0(L/\sin\vartheta)$ der nach Gl. 3.5 berechnete Vielfachstreuwinkel für $t = L/\sin\vartheta$. $\vartheta$ ist der Polarwinkel der Spur. Die Abhängigkeit von der Spurlänge ist sehr viel schwächer als im Falle der Einzeldrahtauflösung ($\propto L^{-\frac{1}{2}}$ statt $\propto L^{-2}$). Auch die Korrelation der einzelnen Spurparameter ist geringer. Allein die Streuung am Gas der Driftkammer liefert für lange Spuren ($L = 60$ cm, $\vartheta = 90°$)

$$\sigma_{p\perp}/p_\perp = 0.7\ \%\ .$$

Nach dem Eintritt in die CJC1 durchquert ein senkrecht durch beide Ringe der Driftkammer fliegendes Teilchen rund 2.5 % einer Strahlungslänge, bevor es die CJC2 verläßt. Das Material ist zwar nicht gleichmäßig verteilt, wie in Gl. 3.6 vorausgesetzt, sondern hauptsächlich zwischen den beiden Ringen angeordnet. Dennoch scheint Gl. 3.6 die Effekte der Vielfachstreuung korrekt zu beschreiben. Entsprechende Gleichungen für die anderen Spurparameter sowie die Behandlung der Streuung im Material vor der CJC1 sind im Anhang A aufgeführt.

### Energieverlust

Neben den elastischen Streuungen, die die Flugrichtung ändern, erleiden sehr langsame Teilchen auch einen Energieverlust durch Ionisation. Dies führt zu einer Fehlbestimmung sowohl von $p_\perp$ als auch von $\phi$ und $d_{ca}$. In [33] werden die Auswirkungen des Energieverlusts untersucht und Korrekturen angegeben, die auch in dieser Analyse verwendet werden.

## 3.2 Vergleich zwischen Detektorsimulation und Daten

Die Detektorsimulation, mit deren Hilfe die Rekonstruktionseffizienz für $D^*$-Zerfälle bestimmt wird, berücksichtigt neben der geometrischen Struktur der CJC auch detailliert die Wechselwirkungen der Teilchen im Material des Detektors sowie die Tatsache, daß einige Zellen der CJC aufgrund von Hochspannungsproblemen ineffizient waren. Nicht berücksichtigt werden Details der Elektronendrift sowie Abweichungen von der nominellen Geometrie, fehlerhafte Kalibrationskonstanten und das genaue Verhalten der Ausleseelektronik.

In diesem Abschnitt werden Vergleiche zwischen den Ergebnissen der Simulation und gemessenen Daten angestellt und Schlußfolgerungen für die $D^*$-Analyse gezogen. Die Rekonstruktionseffizienz für Einzelspuren wird im darauffolgenden Kapitel untersucht.

### 3.2.1 $d_{ca}$ und $z_{dca}$

Natürlich ist es für tatsächliche Daten im allgemeinen nicht möglich, die rekonstruierten Parameter mit den wahren Werten zu vergleichen. Ausnahmen bilden $d_{ca}$

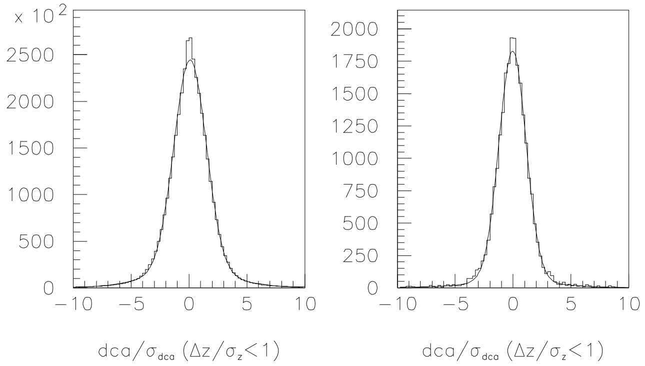


Abbildung 3.1: $\frac{d_{ca}}{\sigma_{dca}}$-Verteilung für Spuren, die in $z$ auf den Ereignisvertex zeigen. Die Breite im zentralen Bereich ist für Daten 1.4 (links), für simulierte Spuren 1.2. (rechts).

und $z_{dca}$, da sie für die Spuren, die vom Ereignisvertex kommen, Null sein sollten. Die Vertexposition selber wird aus vielen Spuren bestimmt und ist daher wesentlich genauer als eine einzelne Spur.

In den Abb. 3.1 und 3.2 sind $d_{ca}/\sigma_{dca}$ - und $z_{dca}/\sigma_z$ -Verteilungen für simulierte und gemessene Ereignisse dargestellt. Um sicherzustellen, daß es sich im wesentlichen um Spuren handelt, die vom rekonstruierten Ereignisvertex kommen, werden nur solche Spuren ins $d_{ca}/\sigma_{dca}$ eingetragen, für die $z_{dca}/\sigma_z$ kleiner als 1 ist und umgekehrt. Dadurch werden Spuren unterdrückt, die aus dem Zerfall langlebiger anderer Teilchen stammen oder von einer Wechselwirkung im Material der Kammer herrühren. An die Verteilungen (Abb. 3.1 und 3.2) ist jeweils die Summe zweier Normalverteilungen angepaßt worden.

Wie erwartet, hat die $d_{ca}$-Verteilung für simulierte Spuren eine Breite nahe bei 1. Es wurde geprüft, daß die berechneten Fehler die Simulation für alle Transversalimpulse korrekt beschreiben, wenn Vielfachstreuung berücksichtigt wird. Die entsprechende Breite in den Daten ist rund 20 % größer.

Dagegen ist die Breite der $z_{dca}/\sigma_{zdca}$-Verteilung für Daten deutlich größer als für simulierte Spuren. Mögliche Auswirkungen werden am Ende des Kapitels besprochen.

### 3.2.2 $\phi$ und $\vartheta$: Spiralspuren

Ein Teilchen, das eine volle Drehung innerhalb der CJC durchführt, wird als zwei Spuren rekonstruiert. Ohne Vielfachstreuung und Energieverlust würde für die beiden Teile gelten:

$$\kappa_1 + \kappa_2 = 0$$



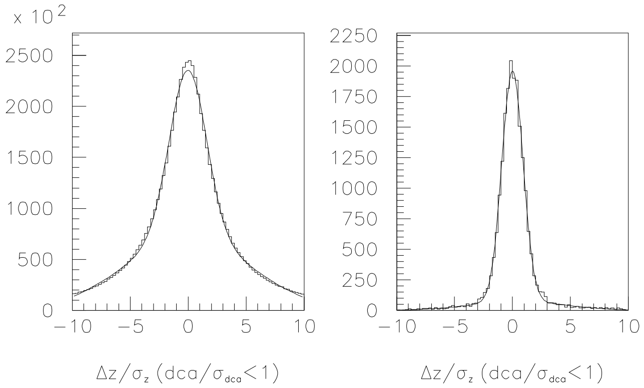


Abbildung 3.2: $\frac{z_{dca}}{\sigma_{z\ dca}}$-Verteilung für Spuren, die in $r$-$\varphi$ auf den Ereignisvertex zeigen. Die Breite im zentralen Bereich ist für Daten 1.6 (links), für simulierte Spuren 0.9 (rechts).

$$\begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= \pm\pi \\ \vartheta_1 + \vartheta_2 &= \pi \\ d_{ca1} + d_{ca2} &= 0 \,. \end{aligned}$$

Der Energieverlust ist für niederenergetische Pionen erheblich, so daß keine Aussage über die Qualität der Transversalimpulsmessung gemacht werden kann. Die Krümmung der Spur wächst mit abnehmender Energie. Das Teilchen läuft auf einer Spiralbahn, bis es vollständig gestoppt wird oder die Driftkammer in $z$-Richtung verläßt.

Im folgenden werden Spurpaare untersucht, für die gilt

$$|\kappa_1 + \Delta\kappa + \kappa_2| < 5\sqrt{\sigma_{\kappa 1}^2 + \sigma_{\kappa 2}^2} \,. \tag{3.7}$$

Darin ist $\Delta\kappa$ die Änderung der Krümmung aufgrund des erwarteten Energieverlusts. $\sigma_\kappa, \sigma_\vartheta$ und $\sigma_\varphi$ sind die Spurfehler gemäß Anhang A, jedoch ohne Berücksichtigung der Vielfachsstreuung im Strahlrohr.

Abb. 3.3 zeigt die Verteilung der Größen

$$\begin{aligned} \frac{\delta\varphi}{\sigma_\varphi} &= \frac{\varphi_1 - \varphi_2 \pm \pi}{\sqrt{\sigma_{\varphi 1}^2 + \sigma_{\varphi 2}^2}} \\ \frac{\delta\vartheta}{\sigma_\vartheta} &= \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2 - \pi}{\sqrt{\sigma_{\vartheta 1}^2 + \sigma_{\vartheta 2}^2}} \end{aligned}$$

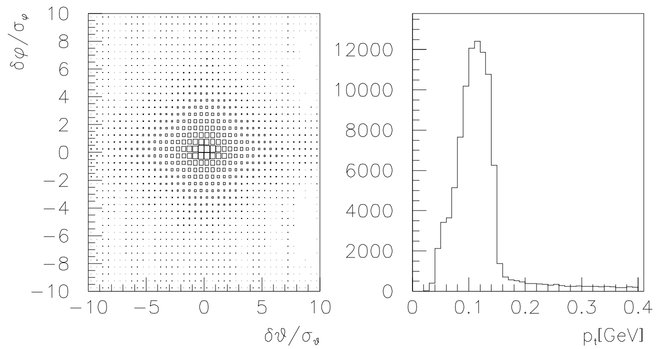


Abbildung 3.3: links: $\frac{\delta\varphi}{\sigma_\varphi}$ vs. $\frac{\delta\vartheta}{\sigma_\vartheta}$-Verteilung für gemessene Spuren; rechts: Transversalimpulsverteilung für Spuren mit $\left(\frac{\delta\varphi}{\sigma_\varphi}\right)^2 + \left(\frac{\delta\vartheta}{\sigma_\vartheta}\right)^2 < 5$. Mit 150 MeV ist die Krümmung einer Spur gerade noch groß genug für eine volle Drehung in der CJC.

für Spuren, die Gl. 3.7 erfüllen.[1]

Eine deutliche Anhäufung um $\left(\frac{\delta\varphi}{\sigma_\varphi}, \frac{\delta\vartheta}{\sigma_\vartheta}\right) = (0,0)$ zeigt die gefundenen Spiralspuren. Die Transversalimpulse der Spiralspuren liegen unterhalb von 150 MeV (Abb. 3.3).

Der Vergleich der Verteilungen aus Daten mit der Detektorsimulation zeigt:

- Übereinstimmung bei der $\varphi$-Messung, die Breite ist um rund 10 % größer als für simulierte Ereignisse (Abb. 3.4)
- Schlechte Übereinstimmung in $\vartheta$, die Breite im zentralen Teil ist für Daten um den Faktor 1.5 größer als für simulierte Ereignisse. Wie bei der $z_{dca}/\sigma_z$-Verteilung treten darüberhinaus lange Ausläufer auf, die in der Detektorsimulation nicht vorhanden sind (Abb. 3.5).

### 3.2.3 Ineffiziente Driftkammerzellen

Eine Zelle der inneren Driftkammer CJC1 sowie mehrere Zellen der äußeren Driftkammer CJC2 konnten nicht mit der vollen Hochspannung betrieben werden. Für Spuren kleiner Krümmung äußert sich dieser Umstand in einer $\varphi$-Abhängigkeit der mittleren Trefferzahl pro Spur (Abb. 3.6 und 3.7).

Dies wird in der Detektorsimulation berücksichtigt; allerdings ist die mittlere Trefferzahl in der CJC2 rund 30 % kleiner als erwartet. Um weniger empfindlich auf das genaue Verhalten der CJC2 zu sein, werden nur solche Spuren für die $D^*$-Rekonstruktion verwendet, die auch in der CJC1 gemessen worden sind.

[1] Spiralspuren, die das Rekonstruktionsprogramm bereits als solche erkennt, haben definitionsgemäß $\Delta\varphi = \Delta\vartheta = 0$ und werden hier nicht benutzt.



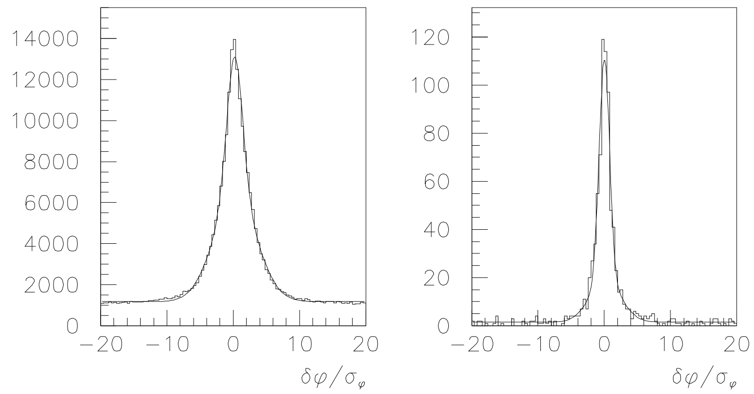


Abbildung 3.4: $\frac{\delta\varphi}{\sigma_\varphi}$ von Spiralspuren. Die Breite im zentralen Teil ist 1.2 für Daten (links) und 1.1 für die Simulation (rechts).

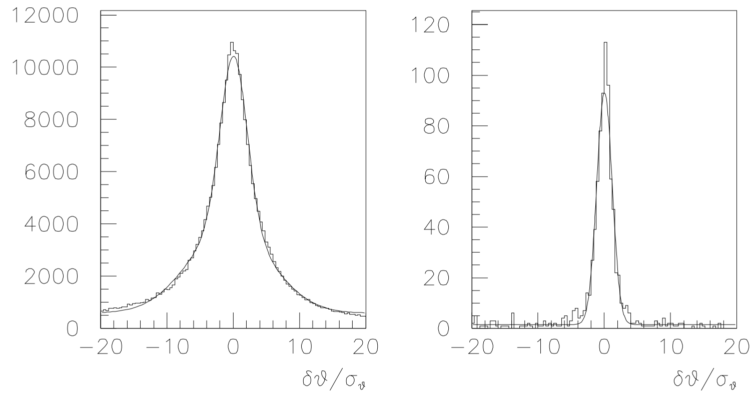


Abbildung 3.5: $\frac{\delta\vartheta}{\sigma_\vartheta}$ von Spiralspuren. Die Breite im zentralen Teil beträgt 2.0 für Daten (links) und 1.3 für die Simulation (rechts).

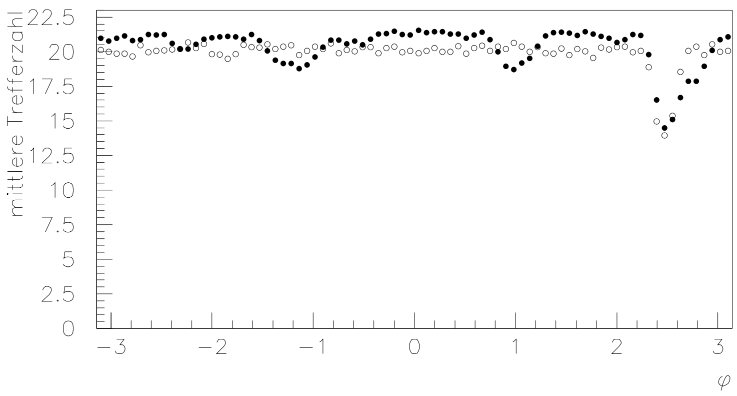


Abbildung 3.6: Mittlere Trefferzahl pro Spur in der CJC1 für Daten (•) und Simulation (○). Nur eine Driftzelle war 1994 ineffizient.

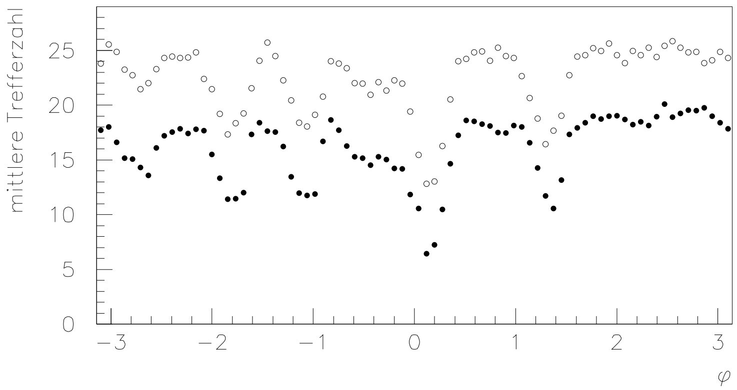


Abbildung 3.7: Mittlere Trefferzahl pro Spur in der CJC2 für Daten (•) und Simulation (○).



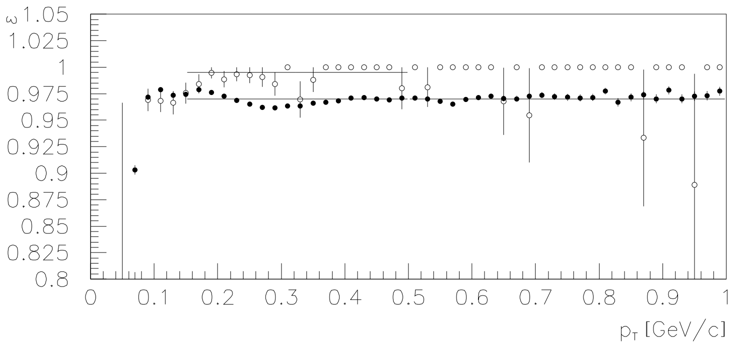


Abbildung 3.8: Effizienz der Vertexanpassung für Spuren mit $|d_{ca}|/\sigma_{dca} < 1$ in Daten (•) und Simulation (○).

## 3.3 Fazit

Die Spurmessung in der $r$-$\varphi$-Ebene wird von der Detektorsimulation gut beschrieben. Die $z$-Messung und damit auch die $\vartheta$-Messung ist deutlich schlechter als in der Simulation angenommen. Es muß damit gerechnet werden, daß auch die Verteilungen der invarianten Massen für gemessene Ereignisse breiter sind als für simulierte. Die Definition des Signalbereichs muß dieser Tatsache Rechnung tragen (Kapitel 5).

Auch bei der Auswahl der Spuren, die zu $D^*$-Kandidaten kombiniert werden, müssen mögliche Unterschiede berücksichtigt werden. Aufgrund der Übereinstimmung der $d_{ca}$-Verteilungen in Experiment und Simulation kann diese Größe als Selektionskriterium verwendet werden. Im Gegensatz dazu führt eine Spurauswahl anhand der Größe $z_{dca}/\sigma_z$ notwendigerweise zu Effizienzen, die für simulierte und gemessene Spuren unterschiedlich sind.

Eine solche Selektion findet allerdings statt, wenn Spuren an den Ereignisvertex angepaßt werden. Um die Effizienz dieser Anpassung zu bestimmen, muß gezählt werden, wieviele Spuren, die tatsächlich vom Ereignisvertex kommen, auch dafür ausgewählt werden.

Grundsätzlich ist für gemessene Ereignisse nie mit Sicherheit bekannt, ob eine Teilchenspur vom Ereignisvertex kommt oder von einem sekundären Vertex. Die Vertex-Anpassungseffizienz ist sicher für Spuren, die tatsächlich vom Ereignisvertex stammen, größer als für andere Spuren. Die Anpassungseffizienz für eine beliebige Stichprobe von Spuren stellt also immer eine untere Grenze dar. Um diese Grenze so scharf wie möglich zu machen, sollte die Stichprobe natürlich möglichst viele Spuren vom Ereignisvertex enthalten. Die Abbildung 3.8 zeigt die Anpassungseffizienz für Spuren, die $|d_{ca}|/\sigma_{dca} < 1$ erfüllen und eine Spurlänge von mehr als 10 cm haben.

Der Unterschied zwischen Daten und Monte Carlo Simulation beträgt maximal 3 %, wie in Abb. 3.8 zu sehen ist.

| | MC-Simulation | Daten |
|---|---|---|
| 0.15 GeV $< p_\perp <$ 0.5 | 99.5 % | 97 % |
| $p_\perp >$ 0.5 GeV | 100 % | 97 % |

Da ein $D^*$-Zerfall aus drei Spuren rekonstruiert wird, ist die daraus entstehende Ineffizienz kleiner als 9 %. Weil dies keine Messung der Ineffizienz ist, sondern nur eine obere Grenze, wird für die Spurmessung keine Korrektur vorgenommen und ein einseitiger systematischer Fehler von 9 % angegeben.

# Kapitel 4

# Untersuchung der Rekonstruktionseffizienz mit $K^0$-Zerfällen

Eine absolute Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz erfordert den Vergleich von tatsächlich produzierten mit rekonstruierten Spuren. Dies ist im allgemeinen für Daten nicht möglich.

Untersuchungen mit Hilfe der Detektorsimulation ergeben Rekonstruktionseffizienzen von (99.0 ± 0.4) % für Spuren mit hohem Transversalimpuls [33]. Dieser Wert fällt nur langsam mit dem Transversalimpuls und beträgt bei $p_\perp$ = 80 MeV noch rund 90 %. Für noch kleinere Impulse fällt die Effizienz dann steil ab.

Es gibt verschiedene Ursachen für Ineffizienzen:

- Teilchen mit weniger als 50 MeV Transversalimpuls, die vom Ereignisvertex kommen, erreichen nicht einmal die CJC1. Sie sind zu stark gekrümmt und werden auch durch Energieverlust im Material vor der Driftkammer gestoppt. Erst mit mehr als 150 MeV durchfliegt ein Teilchen beide Ringe der CJC und erreicht die volle mögliche Spurlänge.

- Die Zerfallslänge eines geladenen Pions beträgt $c\tau$ = 7.8 m. Es zerfällt mit der Wahrscheinlichkeit

$$P = \frac{R_{CJC1} + 10\text{ cm}}{p_\perp / m_\pi \cdot c\tau},$$

  bevor es eine mindestens 10 cm lange Spur erzeugen kann. Für ein Pion mit $p_\perp$ = 100 MeV sind das ca. 5 %.

- Ineffiziente oder schlecht kalibrierte Bereiche der CJC können dazu führen, daß Treffer nicht erzeugt oder nicht zugeordnet werden. Regionen mit hoher Trefferdichte werden vom Rekonstruktionsprogramm nicht analysiert.

Außerdem kann eine Spur von einer zweiten teilweise 'verdeckt' werden (Doppelspurauflösung 2 mm). Ein Treffer wird vom Rekonstruktionsprogramm niemals zwei verschiedenen Spuren zugeordnet.

Mit Myonen der kosmischen Strahlung konnte die hohe Rekonstruktionseffizienz für Spuren mit hohem Transversalimpuls auch experimentiell bestätigt werden [34]. Wird ein Myon in einer Hälfte der CJC gesehen, muß es notwendigerweise auch die zweite Hälfte durchquert haben. Die so gefundene Effizienz beträgt

$$\epsilon = (98 \pm 2)\ \%$$

für Transversalimpulse von ca. 1 GeV und mehr.

Für die vorliegende Analyse ist es wichtig, die Rekonstruktionseffizienz auch für die niedrigen Transversalimpulse des langsamen Pions zu untersuchen. Im folgenden wird ein Verfahren vorgestellt, das Aussagen über die Impulsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz für Spuren in gemessenen Ereignissen erlaubt.

## Grundprinzip

Die Grundidee des Verfahrens ist es, $K^0$-Zerfälle als Quelle eines bekannten Spektrums von Pionen zu benutzen.

Der Zerfall $K^0 \to \pi^+\pi^-$ ist aus Gründen der Drehimpulserhaltung isotrop im Ruhesystem des $K^0$, da nur pseudoskalare Teilchen beteiligt sind.

Der Impuls der Pionen im Ruhesystem des $K^0$ beträgt $p^* = 206$ MeV. Im Laborsystem hängen die Impulse vom Zerfallswinkel ab.

$$p_L^{\pi^+} = \gamma p^* \cos\vartheta^* + \gamma\beta E^* \tag{4.1}$$
$$p_T^{\pi^+} = p^* \sin\vartheta^* \tag{4.2}$$
$$p_L^{\pi^-} = -\gamma p^* \cos\vartheta^* + \gamma\beta E^* \tag{4.3}$$
$$p_T^{\pi^-} = -p^* \sin\vartheta^* \tag{4.4}$$

Darin ist

| | |
|---|---|
| $\gamma\beta$ | $= p_{K^0}/m_{K0}, \gamma = \sqrt{1+(\gamma\beta)^2}$ |
| $\vartheta^*$ | der Winkel im Ruhesystem des $K^0$ zwischen der Flugrichtung des positiven Pions und der Flugrichtung des $K^0$ im Laborsystem |
| $E^*$ | $= \sqrt{p^{*2} + m_\pi^2}$ . |

Ein rückwärts ($\vartheta^* = -\pi$) emittiertes Pion hat z. B. einen kleineren Impuls als ein vorwärts emittiertes. Für die vollständige Transformation ins Laborsystem müssen außer der Lorentztransformation 4.1 auch noch die Orientierung $\phi^*$ der Zerfallsebene



relativ zur Ebene, die von $\vec{p_K}$ und der Strahlachse gebildet wird, sowie der Polarwinkel $\vartheta_K$ des $K^0$ berücksichtigt werden:

$$p_z^{\pi\pm}(p_K, \vartheta_K, \phi^*, \vartheta^*) = p_L^{\pi\pm} \cdot \cos\vartheta_K - p_T^{\pi\pm} \cdot \cos\phi^* \sin\vartheta_K \tag{4.5}$$
$$p_\perp^{\pi\pm}(p_K, \vartheta_K, \phi^*, \vartheta^*) = \left[\left(p_L^{\pi\pm} \cdot \sin\vartheta_K + p_T^{\pi\pm} \cdot \cos\phi^* \cos\vartheta_K\right)^2 + \left(p_T^{\pi\pm} \cdot \sin\phi^*\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} . \tag{4.6}$$

Mit Hilfe von Gln. 4.1 und 4.5 kann aus der Isotropie des Zerfalls ($\cos\vartheta^*$ und $\varphi^*$ gleichverteilt) das Transversalimpulsspektrum $f_K(p_\perp^+, p_\perp^-)$ der Pionen aus dem Zerfall eines gegebenen $K^0$ bestimmt werden.

$$f_K(p_\perp^+, p_\perp^-) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi^* \int_{-1}^{1} d\cos\vartheta^* \cdot \delta(p_\perp^+ - p_\perp^{\pi^+}(p_K, \vartheta_K, \phi^*, \vartheta^*)) \cdot \delta(p_\perp^- - p_\perp^{\pi^-}(p_K, \vartheta_K, \phi^*, \vartheta^*)) .$$

Für das weitere Vorgehen müssen zwei Annahmen gemacht werden.

**1** *Die Rekonstruktionseffizienz für einzelne Spuren hängt nur vom Transversalimpuls ab.* Die Detektorsimulation deutet darauf hin, daß dies der Fall ist [33]. Die Berücksichtigung von Akzeptanzeffekten wird weiter unten beschrieben.

**2** *Die Rekonstruktion des $K^0$ aus zwei gefundenen Spuren geschieht ohne Verfälschung der Winkelverteilung.*

Sei $\epsilon(p_\perp)$ die Einzelspureffizienz, dann ist das Transversalimpulsspektrum, das aus den Zerfällen einer *produzierten* Stichprobe von $K^0$-Mesonen erwartet wird,

$$\frac{d^2n}{dp_\perp^+ \cdot dp_\perp^-} = \epsilon(p_\perp^+) \cdot \epsilon(p_\perp^-) \cdot \sum_{produzierte K^0} f_K(p_\perp^+, p_\perp^-) . \tag{4.7}$$

Verfügbar sind nur diejenigen $K^0$, die tatsächlich *rekonstruiert* worden sind. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit beträgt

$$\epsilon^K = \int dp_\perp^+ dp_\perp^- \epsilon(p_\perp^+)\ \epsilon(p_\perp^-)\ f_K(p_\perp^+, p_\perp^-) .$$

Durch Gewichtung der rekonstruierten $K^0$-Zerfälle mit $1/\epsilon^K$ erhält man eine Stichprobe, die den produzierten $K^0$ entspricht.

$$\frac{d^2n}{dp_\perp^+ \cdot dp_\perp^-} = \epsilon(p_\perp^+) \cdot \epsilon(p_\perp^-) \cdot \sum_{rekonstruierte K^0} \frac{f_K(p_\perp^+, p_\perp^-)}{\epsilon^K} \tag{4.8}$$

Die linke Seite von Gl. 4.8 ist eine Meßgröße und die $f_K(p_\perp^+, p_\perp^-)$ können, wie oben beschrieben, berechnet werden. $\epsilon\ (p_\perp)$ kann daher als Lösung von Gl. 4.8 gefunden werden. Dies ist grundsätzlich möglich, aber aufwendig. Für die Anwendung auf Daten wird deshalb eine weitere Annahme gemacht.

**3** *Für Teilchen mit $p_\perp > 400$ MeV hängt die Rekonstruktionseffizienz nicht mehr vom Transversalimpuls ab.*

Alle Spuren in diesem Bereich durchqueren mindestens eine Zelle von CJC1 und CJC2 vollständig. Aufgrund der Kammergeometrie gibt es daher keinen Grund für eine veränderliche Effizienz. Die Teilchen sind minimalionisierend, und Vielfachstreuung ist wesentlich geringer als für langsame Spuren. Die Detektorsimulation bestätigt diese Erwartung.

Die Vereinfachung besteht darin, daß nur solche $K$-Zerfälle betrachtet werden, die ein Zerfallspion mit mehr als 400 MeV Transversalimpuls aufweisen. Dessen Rekonstruktionseffizienz wird als konstant angenommen und es wird nur noch die Verteilung des jeweils langsamen Pions betrachtet. Entsprechend muß das erwartete Spektrum modifiziert werden zu

$$\begin{aligned} f_K(p_\perp) \quad = \quad & \frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi} d\phi^* \int_{-1}^{1} d\cos\vartheta^* \\ & \cdot \Big[\delta(p_\perp - p_\perp^{\pi^+}(p_K,\vartheta_K,\phi^*,\vartheta^*))\cdot\theta(p_\perp^{\pi^-} - 400\ \mathrm{MeV}) \\ & +\delta(p_\perp - p_\perp^{\pi^-}(p_K,\vartheta_K,\phi^*,\vartheta^*))\cdot\theta(p_\perp^{\pi^+} - 400\ \mathrm{MeV})\Big] \ . \end{aligned} \tag{4.9}$$

Dabei wird nicht zwischen positiven und negativen Pionen unterschieden.

Die zu lösende Gleichung ist nun

$$\frac{dn}{dp_\perp} \quad = \quad \epsilon(p_\perp)\sum_K \frac{f_K(p_\perp)}{\epsilon^K} \tag{4.10}$$

$$\text{mit} \qquad \epsilon^K \quad = \quad \int dp_\perp \epsilon(p_\perp) f_K(p_\perp). \tag{4.11}$$

Zusätzliche Einschränkungen der benutzten Zerfälle aufgrund der Akzeptanz und der $K^0$-Selektion werden auf entsprechende Weise eingebaut: $f_K(p_\perp)$ wird unter Berücksichtigung aller Schnitte berechnet; die Gln. 4.10 und 4.11 bleiben unverändert. Die Summe erstreckt sich nur über rekonstruierte $K^0$, die alle Selektionskriterien erfüllen.

Die Ersetzung $\epsilon(p_\perp) \to \lambda\cdot\epsilon(p_\perp)$ in Gl. 4.10 und 4.11 führt wieder zu einer Lösung. Die absolute Normierung der Rekonstruktionseffizienz kann also auf diese Weise niemals bestimmt werden. Nur Aussagen über die $p_\perp$-Abhängigkeit sind möglich.

## Numerische Lösung

Zur numerischen Lösung der Gln. 4.10 und 4.11 werden zunächst $N = 20$ diskrete $p_\perp$-Bereiche mit einer Breite von jeweils 20 MeV gebildet.

$$\frac{dn}{dp_\perp} \quad \to \quad n_i \tag{4.12}$$

$$\epsilon(p_\perp) \quad \to \quad \epsilon_i \tag{4.13}$$

$$f^K(p_\perp) \quad \to \quad f_i^K \tag{4.14}$$



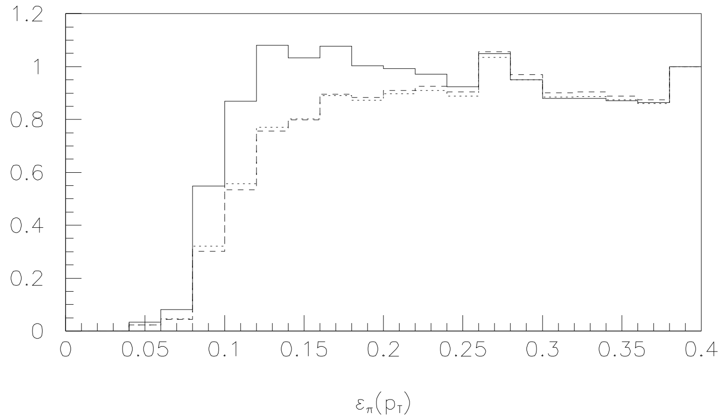


Abbildung 4.1: Iterative Lösung der Gl. 4.15. Erste Näherung ist die Lösung der vereinfachten Gl. 4.17 (durchgezogene Linie). Die Lösungen sind so normiert, daß $\epsilon(p_\perp = 400\ \mathrm{MeV}) = 1$ ist.

Für jedes selektierte $K^0$ werden O (1000) isotrop verteilte Zerfälle erzeugt. Wenn ein erzeugter Zerfall alle Auswahlkriterien erfüllt, wird das entsprechende $f_i^K$ um 1 erhöht.

Danach muß das Gleichungssystem

$$n_i = \epsilon_i \sum_K \frac{f_i^K}{\sum_{j=1,N}\ \epsilon_j f_i^K} \qquad\qquad i = 1,\ldots,N \tag{4.15}$$

gelöst werden. Dies geschieht mit einem Newton-Raphson-Iterationsverfahren [36]. Die beliebige Normierung der Lösung kommt darin zum Ausdruck, daß die Summe aller Gleichungen i = 1 - $N$ identisch erfüllt ist. Eine der Gleichungen, z. B. die letzte, kann daher ohne Informationsverlust durch eine Normierungsbedingung ersetzt werden: $\epsilon_N = 1$.

In den praktischen Fällen befinden sich unter den selektierten $K^0$-Kandidaten auch falsch identifizierte Untergrundereignisse. Da diese in der Regel keine isotrope Zerfallsverteilung aufweisen, müssen sie kompensiert werden. Dazu wird auf beiden Seiten von Gl. 4.15 eine Stichprobe von Untergrundereignissen subtrahiert, die den tatsächlichen Untergrundereignissen möglichst gut entspricht.

Um die Wirkungsweise der Methode zu illustrieren, wird eine einfache Modellsimulation (ohne Detektoreffekte) durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die verwendete Stichprobe besteht aus 5000 isotropen $K^0$-Zerfällen, gemischt mit ebenso vielen Untergrundereignissen, die aus zufällig kombinierten Spuren stam-

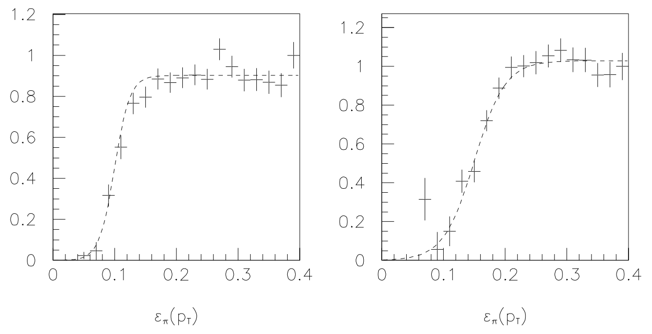


Abbildung 4.2: Zwei Beispiele von simulierten Bestimmungen einer Rekonstruktionseffizienz. Die Punkte mit den Fehlern sind das Resultat. Die durchgezogene Linie ist die jeweils vorgegebene Effizienz.

men. Bei der Generierung der Zerfälle wurde eine Einzelspureffizienz der Form

$$\epsilon(p_\perp) = \epsilon_\infty\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\tanh\left(\delta \cdot (p_\perp - p_\perp^{50\%})\right)\right) \tag{4.16}$$

benutzt.

Vernachlässigt man die Tatsache, daß jedes $K^0$ mit $1/\epsilon^K$ gewichtet werden muß, ist Gl. 4.15 direkt lösbar. Die Lösung ist bereits eine gute Näherung und kann als Startwert verwendet werden.

$$\epsilon_i \approx \frac{n_i}{\sum_K f_i^K} \tag{4.17}$$

Gezeigt sind die ersten drei Iterationsschritte. Das Verfahren konvergiert rasch und für verschiedene Startwerte gegen dasselbe Endergebnis. Eine Kurvenanpassung der Form 4.16 liefert innerhalb der Fehler die hineingesteckte Effizienz zurück (Abb. 4.2).

Die statistischen Fehler der einzelnen Punkte sind im wesentlichen durch die Fluktuationen der gezählten langsamen Pionen gegeben. Dies wird deutlich, wenn man wieder die vereinfachte Gl. 4.17 betrachtet. In den Nenner gehen jeweils alle $K^0$ ein, wenn auch mit unterschiedlichen Gewichten. Zum Zähler tragen nur diejenigen $K^0$ bei, deren langsames Pion in den entsprechenden Impulsbereich fällt.

Die $n_i$ können als Poissonverteilt angesehen werden, so daß

$$\frac{\sigma_{Ei}}{\epsilon_i} \approx \frac{1}{n_i} \ .$$

.



## $K^0$-Selektion

$K^0$-Kandidaten werden aus allen Spuren gebildet, die auch für die $D^*$-Analyse in Frage kommen. Nur daß sie auf den Ereignisvertex zeigen, wird nicht verlangt. Für jede Kombination von zwei Spuren wird ein gemeinsamer Vertex bestimmt und die Impulse an diesem Vertex berechnet. Das dabei angewendete Verfahren ist in [35] beschrieben.

Aus der Vielzahl zufälliger Kombinationen müssen gute $K^0$-Kandidaten selektiert werden. Die angewendeten Kriterien müssen einerseits so großzügig sein, daß sie keine unkontrollierbare Verzerrung der Zerfallswinkelverteilung hervorrufen; andererseits muß die Anzahl selektierter Zufallskombinationen so klein sein, daß eine zuverlässige Subtraktion möglich ist. Im Hinblick auf das im letzten Abschnitt vorgestellte Verfahren müssen zwei Arten von Selektionskriterien unterschieden werden:

- Kriterien, die sich auf das rekonstruierte $K^0$ beziehen, wie Impuls und Fluglänge, können angewendet werden, ohne daß die Zerfallswinkelverteilung geändert wird.
- Alle Kriterien, die sich auf die Spuren beziehen, aus denen das $K^0$ rekonstruiert worden ist, beeinflussen die Winkelverteilung und müssen deshalb in der Bestimmung der Größen $f_i^K$ in Gln. 4.9 und 4.14 berücksichtigt werden.

Die folgenden Anforderungen wurden an die $K^0$-Kandidaten gestellt.

- Der radiale Abstand $r_K$ des rekonstruierten Vertex vom Ereignisvertex muß zwischen 2 cm und 8 cm liegen. Die untere Grenze vermeidet Kombinationen, bei denen beide Spuren vom Ereignisvertex kommen. Die obere Grenze von 8 cm sorgt andererseits dafür, daß Spuren untersucht werden, die sich nicht zu stark von denen unterscheiden, die vom Ereignisvertex ausgehen. Sonst wäre die Untersuchung der Rekonstruktionseffizienz weniger relevant.

  Wechselwirkungen von Teilchen mit dem Material des Strahlrohrs sowie Photon-Konversionen liefern viele Vertizes bei $r = 9$ cm. Dieser Untergrund wird durch die Forderung $r_K < 8$ cm vermieden.
- Der Impulsvektor des rekonstruierten $K^0$ sollte in die Flugrichtung zeigen, d. h. vom Ereignisvertex zum Zerfallsvertex. Wegen der besseren Meßgenauigkeit und der besseren Beschreibung der Meßfehler in der $r$-$\varphi$-Ebene wird nur der Winkel in dieser Ebene benutzt:

  $$\cos\delta = \frac{\vec{p}_{\perp K} \cdot \vec{r}_K}{|\vec{p}_{\perp K}|\, r_K} > 0.98 \ .$$
- Ein minimaler Transversalimpuls von $p_{\perp K} > 200$ MeV wird verlangt, damit $\cos\delta$ wohldefiniert ist.

- Die Flugrichtung des $K^0$ soll in die zentrale Driftkammer zeigen. Ein $K^0$, das vorwärts oder rückwärts fliegt, hat eine geringe Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund der Spurakzeptanz. Solche Kandidaten würden dann hohe Gewichte bekommen und zu starken Fluktuationen führen. Sie werden vermieden durch die Forderung

$$30^\circ < \vartheta_K < 150^\circ \ .$$

Einfluß auf die Winkelverteilung haben die Anforderungen an die Einzelspuren:

- Eine Spur muß ganz in der zentralen Driftkammer liegen. Spuren, die wegen ihres Polarwinkels die CJC in $z$-Richtung verlassen, bevor sie sie in radialer Richtung ganz durchquert haben, werden nicht benutzt. Damit wird sichergestellt, daß nicht Akzeptanzeffekte beobachtet werden und die Rekonstruktionseffizienz alleine vom Transversalimpuls abhängt.

- Die Summe der $d_{ca}$ der beiden Spuren, aus denen das $K^0$ rekonstruiert wird, soll größer als 1 cm sein. Dadurch werden Spuren, die vom Ereignisvertex kommen, weiter unterdrückt.

Zur Modellierung der zufälligen Kombinationen werden Paare von Spuren mit gleicher Ladung an einen gemeinsamen Vertex angepaßt. Vor der Anpassung wird das Ladungsvorzeichen einer Spur invertiert. In den Bereichen der invarianten Masse, die oberhalb und unterhalb des $K^0$-Signals liegen, können modellierter und tatsächlicher Untergrund verglichen werden (Abb. 4.3).

Die Verteilungen stimmen innerhalb statistischer Fehler überein. Problematisch ist der Bereich unterhalb von 150 MeV Transversalimpuls. Hier ist der Untergrund besonders groß. Auch Spiralspuren tragen dazu bei, da sie wie Spuren aussehen, die nicht vom Ereignisvertex kommen.

Die gefundene Rekonstruktionseffizienz zeigt keinen deutlichen Abfall oberhalb von 100 MeV (Abb. 4.4), in Übereinstimmung mit der Erwartung aufgrund der Detektorsimulation.

Die Selbstkonsistenz des Resultats kann durch Vergleich der beobachteten und der erwarteten Winkelverteilung demonstriert werden. Die beobachtete $\cos\vartheta^*$-Verteilung ist nicht mehr flach. Ursache sind zum einen $\epsilon(p_\perp)$, zum anderen die $K^0$-Auswahlkriterien. So bewirkt z. B. die Forderung $p_\perp(\pi_{slow}) < 400$ MeV und $p_\perp(\pi_{fast}) > 400$ MeV, daß die Winkelverteilung nahe bei $\cos\vartheta^* = 0$ sehr klein wird. Die erwartete Winkelverteilung wird aus dem Resultat der $\epsilon(p_\perp)$-Bestimmung unter Berücksichtigung aller Selektionskriterien und eines ursprünglich isotropen Zerfalls berechnet.

Nur wenn die Annahme erfüllt ist, daß tatsächlich die transversalimpulsabhängige Einzelspurrekonstruktionseffizienz die einzige Ursache für Abweichungen von der Zerfallsisotropie ist, stimmen die beiden Verteilungen überein (Abb. 4.5). Innerhalb statistischer Fehler ist die Übereinstimmung gut.



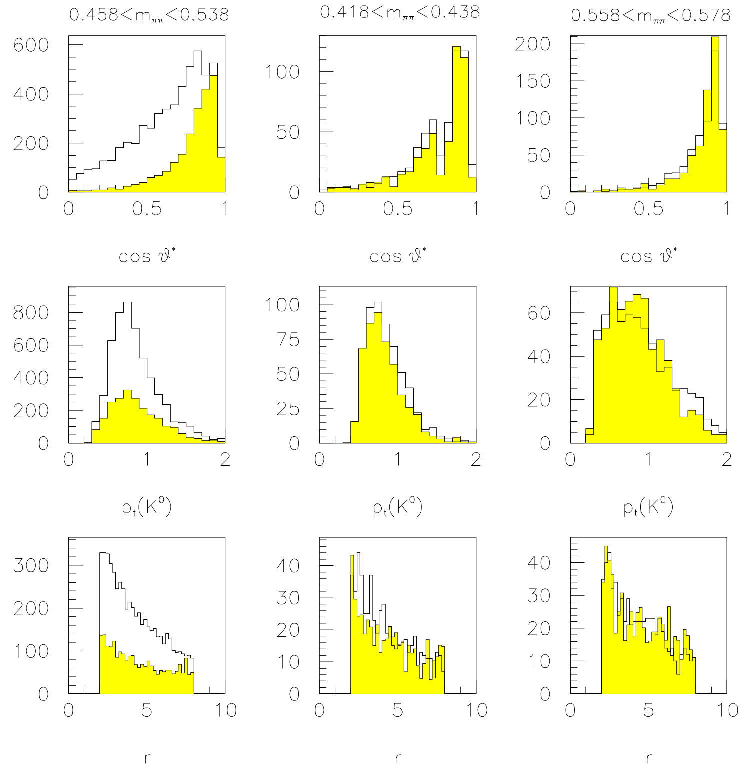


Abbildung 4.3: Verteilungen einiger Größen für $K^0$-Kandidaten in Signalbereich und Seitenbändern. Gezeigt sind der Zerfallswinkel $\vartheta^*$, der Transversalimpuls des $K^0$ sowie der radiale Abstand des Zerfalls- vom Produktionsvertex. Das schraffierte Histogramm zeigt die entsprechende Verteilung für die falsche Ladungskombination.

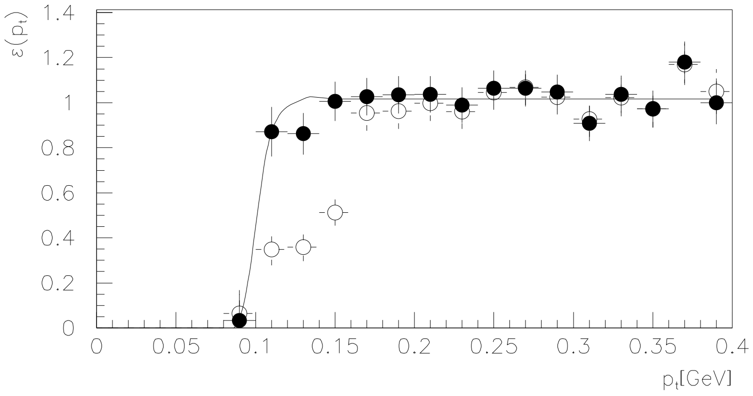


Abbildung 4.4: Spurrekonstruktionseffizienz als Funktion des Transversalimpulses (•). Eine probeweise verschlechterte Effizienz wird erkannt (○). Die Effizienz (•) wurde bei $p_\perp = 400$ MeV auf 1 normiert.

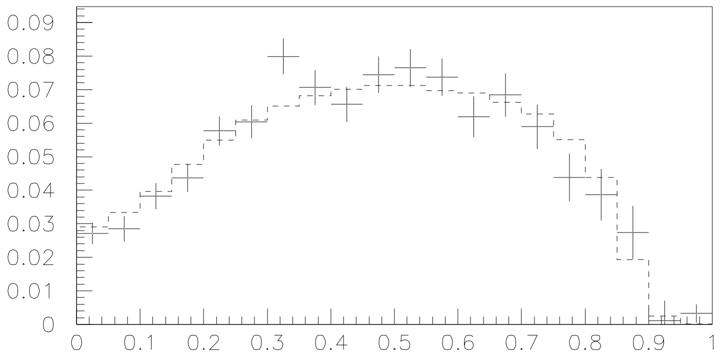


Abbildung 4.5: Verteilung des Kosinus des Zerfallswinkels $\vartheta^*$. Die Punkte sind die beobachtete Verteilung nach allen Selektionsschnitten. Das Histogramm ist diejenige Verteilung, die entsteht, wenn die $K^0$-Rekonstruktionseffizienz nur durch die Einzelspureffizienz gegeben ist.



Die Sensitivität auf Effizienzeffekte kann dadurch demonstriert werden, daß man $\epsilon(p_\perp)$ 'künstlich' verschlechtert. Dazu wurde für $p_\perp < 150$ MeV jede zweite Spur verworfen. Das Ergebnis ist ebenfalls in Abb. 4.4 dargestellt und zeigt deutlich, daß eine denkbare Verschlechterung von $\epsilon(p_\perp)$ nachweisbar ist.

Das vorgestellte Verfahren ist in der Lage, die Transversalimpulsabhängigkeit der Einzelspurrekonstruktionseffizienz $\epsilon(p_\perp)$ unter realistischen Bedingungen zu bestimmen. Da für diese Bestimmung dieselbe Ereignisklasse benutzt wird wie für die $D^*$-Analyse, wird über Einflüsse wie Kammerzustand und Multiplizität korrekt gemittelt.

Die Effizienz für positive und negative Spuren ist aufgrund der Zellneigung der CJC nicht gleich. Oberhalb von 150 MeV wird aber kein Effekt erwartet [33]. Diese Analyse mittelt über beide Ladungsvorzeichen. Es gibt keinen Hinweis darauf, daß die Rekonstruktionseffizienz für die langsamen Pionen schlechter ist als erwartet.

# Kapitel 5

# Der Wirkungsquerschnitt

## 5.1 Ereignisselektion

Die in dieser Analyse verwendeten Daten wurden 1994 mit dem H1-Detektor gewonnen. Nur der Teil der Datennahmeperiode wird benutzt, in dem der Elektronenring des HERA-Beschleunigers mit Positronen betrieben worden ist und der nominelle Ereignisvertex auf die Mitte des H1-Detektors eingestellt war.[1]

Ereignisse, die aufgezeichnet wurden, während die Hochspannung der Driftkammer wegen eines Durchbruchs teilweise abgeschaltet gewesen ist, werden verworfen. Bei der Luminositätsberechnung werden diese Ausfallzeiten berücksichtigt. Die integrierte Luminosität beträgt für die so ausgewählten Daten $L = (2.773 \pm 0.042)\ \mathrm{pb}^{-1}$.

In diesen Daten wird in einem ersten Selektionsschritt nach $D^*$-Kandidaten gesucht. Die dabei angewendeten Kriterien (Tabelle 5.1) sind relativ großzügig. Alle späteren Selektionsschritte dürfen höchstens Verschärfungen dieser Kriterien darstellen.

### Trigger

Ein Ereignis wird nur dann aufgezeichnet, wenn einer der bis zu 128 Subtrigger angesprochen hat. Die charm-Klasse enthält Ereignisse mit vielen verschiedenen Triggern. Die Triggereffizienz für charm-Ereignisse ist für jeden Subtrigger verschieden und muß bestimmt werden.

Die wichtigsten Subtrigger der charm-Klasse sind der Subtrigger (ST) 53, der auf der Driftkammer, der BPC und dem Flugzeitmeßsystem beruht, und der ST 83, der den Elektronen-Tagger, die Driftkammer und die Proportionalkammern benutzt. Diese beiden Subtrigger sind für 45 % bzw. 33 % der Ereignisse der charm-Klasse verantwortlich. Für die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts $\sigma(\gamma p \to c\bar{c})$ ist der ST 83 in besonderer Weise geeignet. Er spricht nur auf Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 < 0.01\ \mathrm{GeV}^2$ an, und seine Effizienz ist mit hoher

[1]Es handelt sich um die H1-Run-Nummern 82961 - 90417.





| | |
|---|---|
| Ereignisvertex | $\lvert z_{vertex}\rvert \leq 40$ cm |
| Spurauswahl | alle Spuren |
| Transversalimpulse | |
| $K, \pi$ | $\geq 250$ MeV |
| $\pi_s$ | $\geq 100$ MeV |
| $D^*$ | $\geq 1.4$ GeV |
| Ladungskombination | |
| Signal | $K^-\pi^+\pi^+, K^+\pi^-\pi^-$ |
| Untergrund | $K^+\pi^+\pi^-, K^-\pi^-\pi^+$ |
| Invariante Massen | |
| Signal | $\lvert M_{K\pi} - M_{D^0}\rvert \leq 400$ MeV falls $0 < \Delta m < 155$ MeV |
| | $\leq 100$ MeV falls $0 < \Delta m < 180$ MeV |
| Untergrund | $\lvert M_{K\pi} - M_{D^0}\rvert \leq 100$ MeV falls $0 < \Delta m < 180$ MeV |

Tabelle 5.1: Charm-Klasse.

Genauigkeit bekannt. Die Photonenergie ist durch die Akzeptanz des ET auf einen festen Bereich eingeschränkt.

Damit der Trigger nicht auf Bethe-Heitler-Prozesse reagiert, wird neben einem Elektron im ET verlangt, daß weniger als 2 GeV Energie im Photonendetektor deponiert und Spuren im zentralen Detektor gesehen werden. Der Driftkammertrigger [13] verlangt eine negative Spur mit mindestens 420 MeV Transversalimpuls, die in der $r$-$\varphi$-Ebene auf den Vertex zeigt (DCr$\varphi$_TNeg).

Der $z$-Vertex-Trigger [14] benutzt die Signale von zwei Proportionalkammern (CIP, COP), die sich vor der CJC1 und zwischen CJC1 und CJC2 befinden. Verlangt werden mindestens zwei Spuren, die innerhalb von 40 cm auf den nominellen $z$-Vertex zeigen (zVtx_T0). Zusammen erkennen diese Subtrigger mit hoher Effizienz Ereignisse mit Spuren im zentralen Detektor und verwerfen Strahl-Gas-Ereignisse. Als Folge davon war die Triggerrate des ST83 1994 niedrig genug, um alle Ereignisse mit ST83 aufzeichnen zu können.

### $D^*$-Signal

Die Selektionskriterien der charm-Klasse (Tabelle 5.1) sind noch nicht ausreichend, um ein $D^*$-Signal zu sehen, das sich signifikant vom kombinatorischen Untergrund abhebt.

Das Spektrum dieser zufälligen Kombinationen fällt mit zunehmendem Transversalimpuls wesentlich schneller ab als das der $D^*$-Mesonen. Auch die Transversalimpulse des Kaons und des Pions aus dem $D^0$-Zerfall sind relativ hoch, verglichen mit dem Spektrum aller rekonstruierten Spuren. Für das langsame Pion muß die Transversalimpulsgrenze wesentlich niedriger angesetzt werden. Die verwendeten Schnitte sind

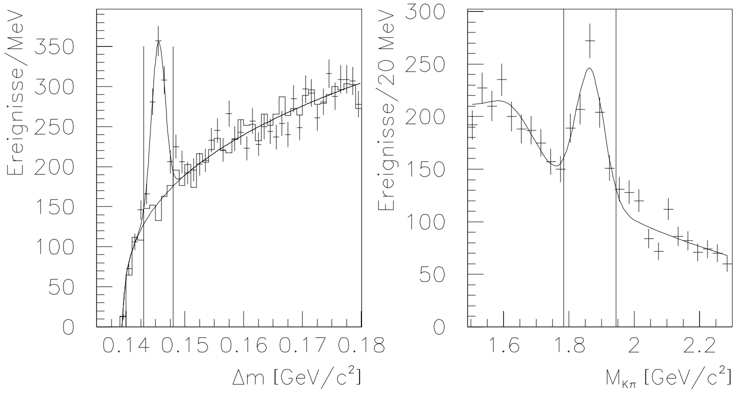


Abbildung 5.1: $\Delta m$- und $m_{K\pi}$-Verteilung für $D^*$-Kandidaten aller Subtrigger. Unterhalb der $D^0$-Masse ist das $S_0$ erkennbar (siehe unten).

$$
\begin{array}{rll}
D^* & p_\perp > & 2.5 \text{ GeV} \\
K, \pi & p_\perp > & 0.5 \text{ GeV} \\
\pi_s & p_\perp > & 0.15 \text{ GeV} \, .
\end{array}
$$

Abb. 5.1 zeigt das $\Delta m$-Spektrum für $D^*$-Kandidaten, die diese Kriterien erfüllen und eine rekonstruierte $D^0$-Masse aufweisen, die um weniger als 80 MeV vom nominellen Wert abweichen. Eine deutliche Anhäufung bei $\Delta m \approx 145.5$ MeV zeigt, daß $D^*$-Zerfälle rekonstruiert werden. Das Signal enthält 500 Einträge.

Abb. 5.1 zeigt die $M_{K\pi}$-Verteilung für $D^*$-Kandidaten, deren $\Delta m$ im Bereich 143 MeV bis 148 MeV liegt. Wieder ist ein deutliches Signal bei der $D^0$-Masse von 1865 MeV zu sehen. Die Breite beträgt 40 MeV in guter Übereinstimmung mit der Monte Carlo Simulation.

Für Ereignisse, die ein nachgewiesenes Elektron im Elektronen-Tagger (ET) haben, ist die Energie des Photons so hoch, daß sich das $c\bar{c}$-Schwerpunktsystem im Detektor in Rückwärtsrichtung bewegt, d. h. in Richtung des Elektronenstrahls.

Ein großer Teil der produzierten $D^*$-Mesonen hat daher - mit dieser Triggerbedingung - negative Rapiditäten. Viele Photoproduktionsereignisse, die Quelle des kombinatorischen Untergrunds sind, haben dagegen viele Spuren in Vorwärtsrichtung. Die zusätzliche Forderung $\eta(D^*) < 1$ verbessert das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Die Abb. 5.2 zeigen das $D^*$-Signal für den ST 83 mit diesem $\eta$-Schnitt. Es enthält $135 \pm 18$ Einträge.



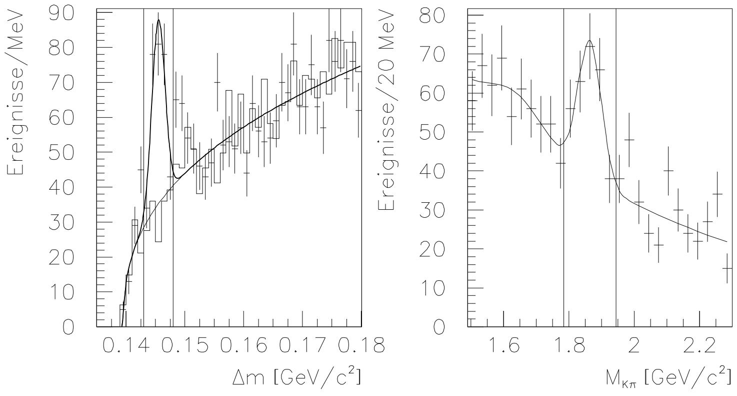


Abbildung 5.2: $\Delta m$- und $m_{K\pi}$-Verteilung für $D^*$-Kandidaten mit Subtrigger 83.

## 5.2 Untergrund

Bei der Selektion von $D^*$-Kandidaten allein aufgrund kinematischer Kriterien ist für ein einzelnes Ereignis nicht unterscheidbar, ob es sich tatsächlich um ein $D^*$ handelt. Im Gegensatz zum gesuchten Signal weisen Zufallskombinationen aber eine flache Verteilung der invarianten Massen auf. Dieser Untergrund muß modelliert und dann von den $D^*$-Kandidaten subtrahiert werden, um die korrekten Ereigniszahlen zu erhalten.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, den kombinatorischen Untergrund mit Hilfe von Daten zu ermitteln.

- falsche Ladungskombinationen $(K^+\pi^+)\pi_s^-$ statt $(K^+\pi^-)\pi_s^-$
- Ereignis-Mischung
- Spuren aus der entgegengesetzten Ereignishemisphäre

Die beiden letztgenannten Verfahren wurden bei LEP verwendet [30]. Dort haben in erster Näherung alle erzeugten $c\bar{c}$-Paare die gleiche Schwerpunktsenergie, und der Schwerpunkt ruht im Detektor. Bei H1 werden die Schwerpunktsenergie und die Geschwindigkeit des Schwerpunktssystems durch die Photonenergie und den Impuls des beteiligten Partons im Proton bestimmt. Sie variieren stark von Ereignis zu Ereignis. Insbesondere befindet sich oft nur eines der erzeugten charm-Quarks in der Detektorakzeptanz. Aus diesen Gründen werden in dieser Analyse falsche Ladungskombinationen zur Untergrundbestimmung benutzt.

Dabei sind folgende Punkte zu beachten:

- **Normierung**

Die Anzahl möglicher Zufallskombinatinen kann für verschiedene Ladungskombinationen unterschiedlich sein. Hat ein Ereignis $N_+$ und $N_-$ Spuren positiver bzw. negativer Ladung mit Transversalimpulsen von mehr als 500 MeV, die für die Bildungen von $D^0$-Kandidaten benutzt werden, sowie $n_+$ und $n_-$ Spuren mit kleinen Transversalimpulsen, dann gilt für die Anzahl denkbarer Zufallskombinationen mit der richtigen $N_{rs}$ und der falschen Ladung $N_{ws}$:

$$\begin{aligned}(K^\pm\pi^\mp)\pi^\mp : N_{rs} &\equiv N_+N_-n_- + N_-N_+n_+ = N_+N_-(n_+ + n_-)\\ (K^\pm\pi^\pm)\pi^\mp : N_{ws} &\equiv N_+(N_+ - 1)n_- + N_-(N_- - 1)n_+ \ .\end{aligned}$$

Im Mittel ist $N_{rs} > N_{ws}$, so daß man mit der falschen Ladungskombination den tatsächlichen kombinatorischen Untergrund unterschätzt. Dieser Tatsache wird dadurch Rechnung getragen, daß die absolute Normierung des Untergrunds als freier Parameter betrachtet wird.

Andere falsche Ladungskombinationen wie $(K^+\pi^-)\pi^+$ können nicht verwendet werden. Weist man einem echten $D^0 \to K^-\pi^+$ die Teilchenmassen falsch zu, so liegt die damit berechnete invariante Masse wieder nahe bei der $D^0$-Masse. Deshalb erscheint auch im $(K^+\pi^-)\pi^+$-Kanal ein Signal, das allerdings kleiner ist als das richtige $(K^-\pi^+)\pi^+$-Signal, da einige Kandidaten nach der falschen Massenzuweisung doch den Signalbereich verlassen.

- **Reflektionen**

Abgesehen von der Anzahl möglicher Kombinationen, sind auch Unterschiede zwischen den $(\pm\mp)$ und den $(\pm\pm)$ Kombinationen möglich, die von der invarianten Masse abhängen. Ursache dafür sind Spurpaare, die aus dem Zerfall eines physikalischen Teilchens stammen. Wegen der hohen invarianten Masse kommen dafür praktisch nur Zerfälle von Teilchen mit charm in Frage. Die Produktionsrate der noch schwereren $b$-Quarks ist um 2 Größenordnungen kleiner.

Eine Monte Carlo Simulation von charm-Zerfällen zeigt, daß der Unterschied zwischen der richtigen und der falschen Ladungskombination kleiner als 3 % erwartet wird (Abb. 5.3). Prominente Ausnahme ist der Bereich unterhalb von $M_{K\pi}$ =1700 MeV, wo ein deutlicher Überschuß in der richtigen Ladungskombination auftritt, das sogenannte $S_0$.

Dabei handelt es sich um den Zerfall $D^0 \to K^-\pi^+\pi^0$. Er besitzt ein großes Verzweigungsverhältnis von $(13.8 \pm 1.0)$ %. Bei richtiger Massenzuordnung muß die invariante Masse von $K$ und $\pi$ um mindestens eine Pion-Masse unterhalb der $D^0$-Masse liegen. Daß es in diesem Bereich zu einer Anhäufung kommt, hat folgenden Grund [37]:



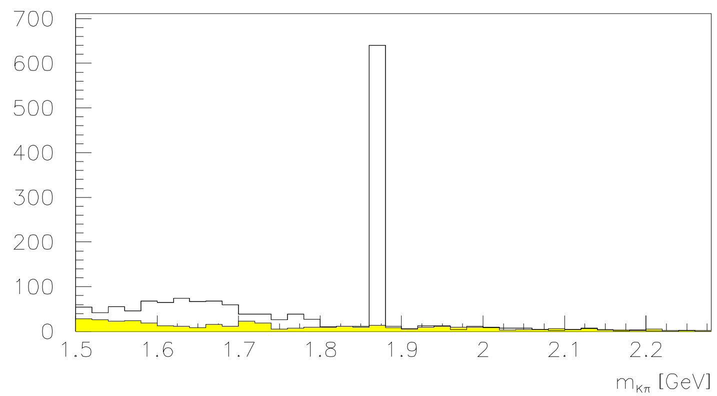


Abbildung 5.3: Simulierte $M_{K\pi}$-Verteilung für charm-Ereignisse, die einen $D^* \to (K\ \pi)\pi_s$-Kandidaten enthalten (143 MeV $\leq \Delta m \leq$ 148 MeV).

Ein großer Teil der Zerfälle findet in zwei Schritten statt, wobei im Zwischenzustand ein Vektor- und ein pseudoskalares Teilchen auftreten

$$\begin{aligned}D^0 \to \quad & \rho^+K^- \qquad (10.4 \pm 1.3)\%\\ & K^*(892)^-\pi^+ \quad (1.6 \pm 0.2)\% \ .\end{aligned}$$

Da das $D^0$ ebenfalls pseudoskalar ist, befinden sich die beiden Zerfallsprodukte aufgrund der Drehimpulserhaltung in einer P-Welle. Wählt man im Ruhesystem des $D^0$ die Flugrichtung der Zerfallsprodukte als Quantisierungsachse, gilt $L_z = 0$. Damit ist auch der Spin des Vektorteilchens $S_z = 0$ festgelegt. Dessen Zerfall in zwei Pseudoskalare $(\rho^+ \to \pi^+\pi^0)$ muß daher wiederum eine P-Welle mit $L_z = 0$ ergeben. Alle drei Zerfallsprodukte des $D^0$ sind damit bevorzugt entlang einer Achse ausgerichtet. Wird das $\pi^0$ vom Vektorteilchen aus gesehen rückwärts emittiert, trägt es nur wenig zur invarianten Masse des $K\pi\pi^0$-Systems bei und $M_{K\pi}$ liegt nahe bei $M_{D^0} - m_\pi$. Stammen die $D^0$-Mesonen aus einem $D^*$-Zerfall, ist ebenfalls ein langsames Pion mit der richtigen Ladung vorhanden. Einen weiteren Beitrag liefern die Cabibbounterdrückten Zerfälle $D^0 \to K^+K^-, BR = (0.45 \pm 0.03)$ % und $D^0 \to \pi^+\pi^-, BR = (0.96 \pm 0.01)$ %.

## Die Form des $\Delta m$-Spektrums

Der große Vorteil der niedrigen Massendifferenz im $D^* \to D^0\pi^+$-Zerfall besteht darin, daß der Phasenraum für zufällige Kombinationen gering ist. Dies bringt gleichzeitig den Nachteil mit sich, daß zwischen Signalbereich und der kinematischen Grenze nur wenige Einträge zur Verfügung stehen. Ob die benutzte Untergrundmodellierung den tatsächlichen Untergrund gut beschreibt, kann daher nur für $\Delta m$-Werte oberhalb des Signalbereichs mit guter Genauigkeit geprüft werden.

Die Form des Spektrums nahe der Schwelle wird durch den Phasenraum für zufällige Kombinationen bestimmt. Da die langsamen Pionen, die zu einem gegebenen $D^0$-Kandidaten einen kleinen $\Delta m$-Wert liefern, nur aus einem kleinen Impulsbereich kommen, kann man ihre Dichte im Phasenraum näherungsweise als konstant ansehen. Die Anzahl zufälliger Kombinationen, die einen $D^*$-Kandidaten mit einer invarianten Masse zwischen $m$ und $m + dm$ liefern, ist dann ungefähr

$$dn \propto \sqrt{\Delta m - m_\pi} \cdot dm \ .$$

Eine gute Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds erhält man, wenn man dies verallgemeinert zu

$$\frac{dn}{dm} = a(\Delta m - m_\pi)^b \ . \tag{5.1}$$

Der Exponent, der die beste Anpassung liefert, ist 0.44 und liegt damit nahe bei dem erwarteten Wert von 0.5.

## 5.3 Messung des Wirkungsquerschnitts

Aus der Anzahl $N^{rek}$ rekonstruierter $D^*$-Mesonen folgt der gesuchte Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}\ X} = \frac{1}{2} \frac{N^{rek}}{L \cdot F \cdot \epsilon^{tot}} \ .$$

Darin ist $L$ die integrierte $ep$-Luminosität; der Flußfaktor $F$ gibt die äquivalente Photonenzahl pro $ep$-Kollision an. $\epsilon^{tot}$ ist die totale mittlere Effizienz. Sie setzt sich zusammen aus:

- der geometrischen Akzeptanz der Driftkammer
- der Effizienz der Spurrekonstruktion
- der Akzeptanz der Selektionsschnitte
- der Effizienz des Triggers für $D^*$-Ereignisse
- dem Verzweigungsverhältnis $c \to D^* \to (K\pi)\pi_s$.

Der Faktor $\frac{1}{2}$ berücksichtigt die Tatsache, daß sowohl das $c$- als auch das $\bar{c}$-Quark nachgewiesen werden können.



Die mittlere Rekonstruktionseffizienz hängt nicht nur vom Detektor ab, sondern auch von den kinematischen Eigenschaften der $D^*$-Ereignisse. Mit Ausnahme der ET-Akzeptanz wird sie mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation bestimmt.

Im Rahmen der WWA ist der $ep \to D^*\ X$ Wirkungsquerschnitt das Produkt aus Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt und der Wahrscheinlichkeit der Emission eines entsprechenden Photons durch das Elektron.

Die Akzeptanz des ET für $D^*$-Ereignisse hängt in diesem Sinne nicht von den Einzelheiten des Ereignisses ab, sondern nur von der Akzeptanz für Elektronen, die ein Photon abgestrahlt haben. Diese Akzeptanz ist als Funktion der Energie des Photons mit hoher Genauigkeit bekannt [5]. Sie muß daher nicht gemittelt werden, sondern kann von Ereignis zu Ereignis berücksichtigt werden. Dies geschieht durch Gewichtung mit $1/\epsilon_{ET}$. Nur Ereignisse aus dem Bereich $0.28 \leq y \leq 0.65$ werden betrachtet, für die $\epsilon_{ET}(y) > 0.2$ ist, damit einzelne Gewichte nicht zu groß werden. Der statistische Fehler der gewichteten Ereigniszahl

$$\tilde{N} = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\epsilon_{ET,i}}$$

ist gegeben durch [38]

$$\sigma_{\tilde{N}}^2 = \sum_{i=1}^{N} \left( \frac{1}{\epsilon_{ET,i}} \right)^2 \ . \tag{5.2}$$

Die mittlere Effizienz wird mit der Monte Carlo Simulation bestimmt als

$$\epsilon = \frac{N_{MC}^{rek}}{N_{MC}^{gen}} \ ,$$

wobei im $N_{MC}^{gen}$ nur Ereignisse gezählt werden, die

$$\begin{aligned} 0.28 &\leq y_{gen} \leq 0.65 \\ Q_{gen}^2 &\leq 0.01\ \mathrm{GeV}^2 \end{aligned}$$

erfüllen, da $\epsilon_{ET}(y)$ für diesen Bereich gegeben ist.

### Monte Carlo Simulation

Die Ereignisse wurden mit dem Ereignisgenerator Pythia 5.7 [39] generiert und dann mit dem Detektorsimulationsprogramm simuliert.

Für die Proton-Strukturfunktion wurde die GRV [42] Parametrisierung verwendet. Sie liefert eine gute Beschreibung der experimentellen Ergebnisse der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung bei HERA [41]. Insbesondere zeigt sie einen steilen Anstieg der Gluondichte für kleine Werte von $x_g$, wie es Analysen der Skalenverletzung der gemessenen $F_2(x, Q^2)$ verlangen.

Für die Simulation der hadronischen Komponente des Photons wurde die Parametrisierung GRV-LO [16] der Photon-Strukturfunktion verwendet. Sie ist in Einklang mit experimentellen Ergebnissen zur 2-Jet Produktion in $\gamma - p$-Ereignissen [19, 20].

Die Simulation beruht auf der WWA. Anstelle der $ep$-werden die äquivalenten $\gamma p$-Kollisionen betrachtet. Für die harten Parton-Subprozesse - $\gamma g \to c\bar{c}$ für die direkte bzw. $gg \to c\bar{c}$ und $qg \to c\bar{c}$ für die hadronische Komponente - werden Matrixelemente der niedrigsten Ordnung (LO, Leading Order) verwendet. Zusätzlich findet die Simulation von Partonschauern im Anfangs- und im Endzustand statt.

In der Ereigniskinematik werden dadurch auch Prozesse höherer Ordnung näherungsweise berücksichtigt, was für die Effizienzbestimmung wichtig ist.

Für die generierten Ereignisse wird eine Detektorsimulation durchgeführt. Die anschließenden Rekonstruktions- und Selektionsschritte sind dieselben wie für gemessene Daten.

## Bestimmung der Ereigniszahlen

Zur Bestimmung der Ereigniszahlen wird an das $\Delta m$-Spektrum die Summe einer Gaußverteilung und einer Untergrundfunktion (Gl. 5.1) angepaßt. Dazu wird eine $\chi^2$-Minimierung aufgrund der Fehler nach Gl. 5.2 durchgeführt. Die Anpassung der Untergrundfunktion geschieht simultan an die Verteilungen mit richtigem und mit falschem Ladungsvorzeichen. Der Exponent ist dabei in beiden Fällen gleich, während die Normierung verschieden sein kann. Position und Breite der Gaußverteilung werden aus dem Signal aller Trigger bestimmt und dann für die Anpassung an die ST 83-Stichprobe festgehalten.

Auf diese Weise kann die höhere verfügbare Statistik aller Trigger ausgenutzt werden. Die Meßgenauigkeit für einzelne Spuren hängt u. a. vom Transversalimpuls und vom Polarwinkel der Spur ab (Kapitel 3). Die Signalbreite kann deshalb eine Funktion der $D^*$-Kinematik sein. Die Verteilung kinematischer Größen wiederum kann für verschiedene Subtrigger unterschiedlich sein, so daß zunächst die Abhängigkeit der Signalbreite von der Ereigniskinematik untersucht wird.

Die Position der Gaußkurve beträgt in der Anpassung an das Gesamtsignal $(145.60 \pm 0.09)$ MeV, in guter Übereinstimmung mit dem nominellen Wert $(145.42 \pm 0.05)$ MeV [27]. Er wird im folgenden festgehalten.

Abb. 5.4 zeigt das $\Delta m$-Spektrum zusammen mit Untergrund und Kurvenanpassung für drei verschiedene Transversalimpulsbereiche des $D^*$ sowie für das Gesamtsignal. Die Breiten nehmen mit steigendem Transversalimpuls ab, sind aber mit einem konstanten Wert verträglich. Die Monte Carlo Simulation weist einen entgegengesetzten Trend auf (Tabelle 5.2). Der Unterschied der ermittelten Ereigniszahlen aus einer Anpassungsrechnung mit variabler Breite (Abb. 5.4) und einer Anpassungsrechnung mit fixierter Breite ist 6 % oder kleiner (Tabelle 5.2). Zum Vergleich sind in Tabelle 5.2 auch die Ereigniszahlen angegeben, die man erhält, indem man Einträge im Intervall 143 MeV $< \Delta m <$ 148 MeV zählt und den inte-



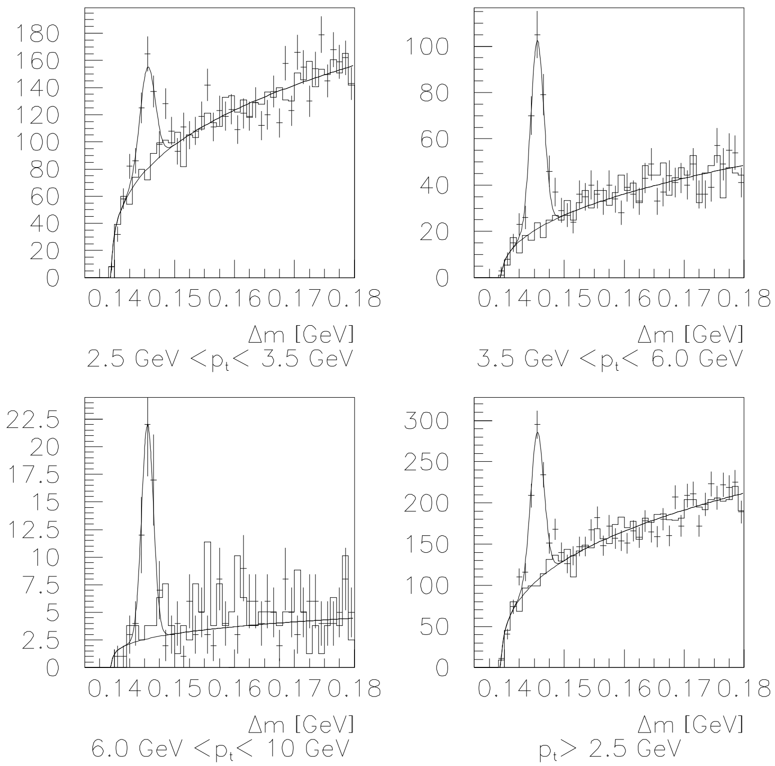


Abbildung 5.4: Signalbreite in Abhängigkeit des Transversalimpulses. Die Punkte mit Fehlerbalken zeigen $D^*$-Kandidaten der richtigen Ladungskombination, das Histogramm die der falschen. Die Kurve ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung. Gezeigt ist das Signal aller Subtrigger.

grierten Untergrund im gleichen Intervall subtrahiert. Auch diese Zahlen stimmen gut überein.

| $p_\perp(D^*)$ [GeV] | $\sigma_{\Delta m}^{Daten}$ [MeV] | $\sigma_{\Delta m}^{MC}$ [MeV] | Ereigniszahlen | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | $\sigma$ variabel | $\sigma = 1.11$ MeV | gezählt |
| 2.5 - 3.5 | $1.25 \pm 0.44$ | $0.76 \pm 0.02$ | 234.3 | 221.0 | 222.3 |
| 3.5 - 6.0 | $1.10 \pm 0.11$ | $0.80 \pm 0.02$ | 224.4 | 225.1 | 224.8 |
| 6.0 - 10.0 | $0.98 \pm 0.16$ | $1.05 \pm 0.06$ | 47.6 | 48.8 | 47.8 |
| $> 2.5$ | $1.11 \pm 0.12$ | $0.87 \pm 0.02$ | 498.7 | 498.8 | 500.0 |

Tabelle 5.2: Signalbreite in Abhängigkeit des Transversalimpulses.

Es besteht demzufolge kein Grund, eine variable Breite anzunehmen. Dadurch wird die Stabilität der Anpassung bei kleinen Ereigniszahlen verbessert.

Ein ähnliches Bild ergibt sich für die mögliche Abhängigkeit von der Rapidität (Tabelle 5.3).

| $\eta(D^*)$ | $\sigma_{\Delta m}^{Daten}$ [MeV] | $\sigma_{\Delta m}^{MC}$ [MeV] | Ereigniszahlen | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | $\sigma$ variabel | $\sigma =$ 1.11 MeV | gezählt |
| $-1.5 < \eta < -1$ | $1.57 \pm 0.52$ | $1.00 \pm 0.04$ | 68.7 | 61.3 | 62.5 |
| $-1.0 < \eta < -0.5$ | $1.22 \pm 0.29$ | $0.81 \pm 0.03$ | 113.0 | 112.3 | 110.8 |
| $-0.5 < \eta < 0$ | $1.78 \pm 0.26$ | $0.86 \pm 0.03$ | 159.6 | 129.8 | 131.8 |
| $0 < \eta < 0.5$ | $0.82 \pm 0.11$ | $0.83 \pm 0.04$ | 102.1 | 111.1 | 105.5 |
| $0.5 < \eta < 1.0$ | $1.11 \pm 0.34$ | $0.88 \pm 0.04$ | 99.0 | 102.2 | 98.4 |
| $1.0 < \eta < 1.5$ | $1.37 \pm 0.36$ | $0.84 \pm 0.06$ | 68.5 | 62.9 | 65.9 |

Tabelle 5.3: Signalbreite in Abhängigkeit der Rapidität.

Für die Bestimmung der Ereigniszahlen mit dem Subtrigger 83 kann daher dieselbe, feste Breite angenommen werden wie für die Summe aller Subtrigger.

### Der totale Wirkungsquerschnitt

Abb. 5.5 zeigt das $\Delta m$-Spektrum für $D^*$-Kandidaten, die für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts benutzt werden. Die Auswahlkriterien sind



| | | |
|---|---|---|
| Ereignis | $\lvert z_{vertex} \rvert < 40$ cm<br>ST 83<br>$0.28 < y < 0.65$ | |
| Spuren | radiale Spurlänge $> 10$ cm<br>Startradius $< 50$ cm (innerhalb CJC1)<br>$20° < \vartheta_{Spur} < 160°$ | |
| Kinematik | $p_\perp(K,\pi) > 0.5$ GeV,<br>$p_\perp(D^*) > 2.5$ GeV,<br>$\lvert m_{K\pi} - m_{D^0} \rvert < 80$ MeV . | $p_\perp(\pi_s) > 0.15$ GeV<br>$-1.5 < \eta(D^*) < 1$ |

Die einzelnen Ereignisse wurden mit $1/\epsilon_{ET}$ gewichtet und die Ereigniszahl mit dem im letzten Abschnitt beschriebenen Verfahren ermittelt. Die gewichtete Ereigniszahl beträgt

$$\tilde{N} = 197 \pm 28$$

mit einem mittleren Gewicht von $1/0.6$. Die Zahl der Untergrundeinträge in einem $2\sigma$-Intervall ist $181 \pm 9$. Die Rekonstruktionseffizienz und die Akzeptanz sind für die direkte und für die hadronische Komponente des Photons unterschiedlich.

Als Akzeptanz $A$ wird hier der Anteil der produzierten $D^*$-Mesonen bezeichnet, die in den beobachteten Bereich $p_\perp(D^*) > 2.5$ GeV und $-1.5 < \eta < 1$ fallen. Dabei wird $Q^2 < 0.01$ und $0.28 < y < 0.65$ immer vorausgesetzt.

$$A = \left. \frac{N_{D^*}(p_\perp > 2.5 \text{ GeV}, -1.5 < \eta < 1)}{N_{D^*}^{produziert}} \right|_{Q^2<0.01,\ 0.28<y<0.65}$$

Als Effizienz $\epsilon$ wird die Wahrscheinlichkeit dafür bezeichnet, daß ein $D^*$, das im oben definierten Akzeptanzbereich liegt und im Kanal $D^* \to (K\pi)\pi_s$ zerfällt, rekonstruiert wird. Diese Zahl beinhaltet die Effizienz des Subtriggers 83 ohne den ET ($\sim 95$ %) sowie die geometrische Akzeptanz und die Einzelspurrekonstruktionseffizienz der CJC. Die Akzeptanzen und Rekonstruktionseffizienzen werden mit Hilfe der Monte Carlo Simulation bestimmt.

| | direkte Komponente | hadronische Komponente |
|---|---|---|
| $\epsilon$ | $0.48 \pm 0.04$ | $0.58 \pm 0.05$ |
| $A$ | $(6.31 \pm 0.29) \cdot 10^{-2}$ | $(2.09 \pm 0.17) \cdot 10^{-2}$ |
| $\epsilon \cdot A$ | $(3.05 \pm 0.17) \cdot 10^{-2}$ | $(1.21 \pm 0.14) \cdot 10^{-2}$ |

Tabelle 5.4: Rekonstruktionseffizienz und Akzeptanz.

In einem BGF-Ereignis wird immer ein $c\bar{c}$-Paar erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß beide im betrachteten Zerfallskanal nachgewiesen werden, ist vernachlässigbar klein, so daß gilt

$$\tilde{N} = 2 \cdot L \cdot BR(c \to (K\pi)\pi_s) \cdot (\epsilon^{dir} \cdot A^{dir} \cdot \sigma_{c\bar{c}}^{dir} + \epsilon^{had} \cdot A^{had} \cdot \sigma_{c\bar{c}}^{had}) \ .$$

Darin sind $L$ die integrierte Luminosität und $\sigma_{c\bar{c}}^{dir}, \sigma_{c\bar{c}}^{had}$ die Wirkungsquerschnitte für die direkte und die hadronische Komponente.

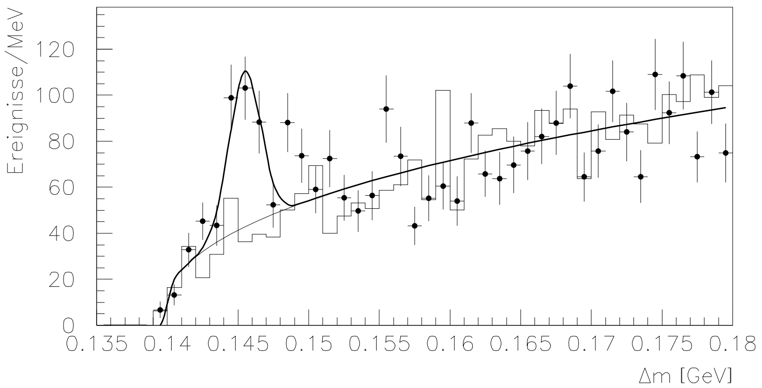


Abbildung 5.5: $\Delta m$-Verteilung für Ereignisse mit ST 83 und $0.28 < y < 0.65$. Die Ereignisse sind mit $1/\epsilon_{ET}$ gewichtet. Die Kurve ist die Summe einer Untergrundkurve der Form $a(\Delta m - m_\pi)^b$ und einer Gaußkurve mit fixierter Breite $\sigma_{\Delta m} = 1.11$ MeV und Position $\Delta m = 145.6$ MeV.

In der WWA hängt der Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt mit dem Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt über

$$\sigma_{ep} = \int_{y1}^{y2} dy \ \sigma_{\gamma p}(y) \cdot f_{\gamma/e}(y) \approx \sigma_{\gamma p}(\bar{y}) \int_{y1}^{y2} f_{\gamma/e}(y) dy$$

zusammen. Für den Bereich $0.28 \leq y \leq 0.65$ ist das mittlere $y$

$$\bar{y} \simeq 0.46$$

und der Fluß

$$F = \int_{y1}^{y2} f_{\gamma/e}(y) dy = 1.42 \cdot 10^{-2} \ .$$

Damit ist



$$\begin{aligned}
\tilde{N} &= 2 \cdot L \cdot F \cdot BR\Big(c \to (K\pi)\pi_s\Big) \cdot \Big(\epsilon^{dir} \cdot A^{dir} \cdot \sigma_{\gamma p \to c\bar{c}}^{dir} + \epsilon^{had} \cdot A^{had} \cdot \sigma_{\gamma p \to c\bar{c}}^{had}\Big) \\
&= 2 \cdot L \cdot F \cdot BR\Big(c \to (K\pi)\pi_s\Big) \cdot \sigma_{\gamma p \to c\bar{c}} \\
&\qquad \cdot \Big(\epsilon^{dir} \cdot A^{dir} \cdot \frac{\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}}^{dir}}{\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}}} + \epsilon^{had} \cdot A^{had} \cdot \frac{\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}}^{had}}{\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}}}\Big)
\end{aligned}$$

Für die Bestimmung von $\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}}$ muß eine Annahme über die Anteile der direkten und der hadronischen Komponente gemacht werden. Nach [18] ist bei einer $\gamma p$-Schwerpunktsenergie von 200 GeV

$$\frac{\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}}^{dir}}{\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}}} = 79 \ \% \qquad\qquad \frac{\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}}^{had}}{\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}}} = 21 \ \% \ .$$

Die theoretischen Unsicherheiten dieser Verhältnisse werden als systematischer Fehler behandelt.

Mit diesen Werten ergibt sich ein totaler Wirkungsquerschnitt für charm-Produktion in Photon-Proton-Ereignissen

$$\begin{aligned}
\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}} &= \frac{\tilde{N}}{2 \cdot L \cdot F \cdot BR\Big(c \to (K\pi)\pi_s\Big) \cdot (0.79 \cdot \epsilon^{dir} \cdot A^{dir} + 0.21 \cdot \epsilon^{had} \cdot A^{had})} \\
&= (13.2 \pm 2.2) \ \mu\text{b}
\end{aligned}$$

bei einer mittleren Photon-Proton-Schwerpunktsenergie von

$$W_{\gamma p} = \sqrt{4\bar{y} E_e \cdot E_p} = 200 \text{ GeV} \ .$$

Im Fehler sind zunächst nur die statistischen Fehler des Signals sowie der Effizienz- und der Akzeptanzbestimmung enthalten.

## Systematische Fehler

Die Messung ist mit systematischen Unsicherheiten behaftet, die vom unvollkommenen Verständnis des Detektors herrühren oder von Annahmen über die beteiligten physikalischen Prozesse. Betrachtete Quellen experimenteller Unsicherheiten sind die Luminositätsmessung (1.5 % [5]), die Akzeptanz des Elektronendetektors (5 % [5]) und die Genauigkeit, mit der der Detektor simuliert wird. Die Simulation des Driftkammertriggers stimmt innerhalb von 5 % [29] mit den Daten überein. Die Unsicherheiten aufgrund der Spurrekonstruktion werden mit $^{+9}_{-0}$ % abgeschätzt. Die Variation der Signalbreite führt zu Unterschieden von weniger als 6 % .

Der Beitrag anderer Zerfälle als $(K\pi)\pi$ zum $D^*$-Signal ist kleiner als 3 %. Die Verzweigungsverhältnisse, die benutzt werden, um vom betrachteten Zerfallskanal

| Proton-Strukturfunktion | Photon-Strukturfunktion | $m_c$ [GeV] | $A$ |
|---|---|---|---|
| GRV | direkt | 1.5 | $6.7 \cdot 10^{-2}$ |
| | | 1.35 | $5.4 \cdot 10^{-2}$ |
| | | 1.8 | $10.8 \cdot 10^{-2}$ |
| MRSG | direkt | 1.5 | $6.7 \cdot 10^{-2}$ |
| MRSH | direkt | 1.5 | $8.2 \cdot 10^{-2}$ |
| GRV | GRV | 1.5 | $2.2 \cdot 10^{-2}$ |
| GRV | LAC1 | 1.5 | $0.7 \cdot 10^{-2}$ |

Tabelle 5.5: Akzeptanz für verschiedene Annahmen.

auf die charm-Produktion zu schließen, haben insgesamt eine Unsicherheit von 7 %. Die quadratische Summe aller experimentellen systematischen Fehler ist $^{+15}_{-11}$ %.

Für die Bestimmung von Effizienz und Akzeptanz sind Annahmen über die produzierten charm-Quarks notwendig. Davon ist die Akzeptanz sehr viel stärker betroffen als die Effizienz. Zum einen sind die theoretischen Vorhersagen hauptsächlich in dem kinematischen Bereich unsicher, der nicht gemessen wird ($p_\perp < 2.5$ GeV, $|\eta| > 1.5$), während die Resultate innerhalb der Akzeptanz nur wenig schwanken [24]. Zum anderen ist die Abhängigkeit der Effizienz von der Verteilung kinematischer Größen nicht allzu stark, so daß insgesamt die Unsicherheit der Effizienz sehr viel kleiner ist als die Unsicherheit der Akzeptanz.

Die Akzeptanzen unter verschiedenen Annahmen für Strukturfunktionen und charm-Masse sind in Tabelle 5.5 angegeben. Eine niedrigere charm-Masse führt zu einem größeren Wirkungsquerschnitt, der mittlere Transversalimpuls ist aber geringer, so daß die Akzeptanz sinkt. Umgekehrt steigt die Akzeptanz mit wachsender charm-Masse. Eine Strukturfunktion mit hoher Gluondichte bei niedrigem $x_g$ führt ebenfalls zu großen totalen Wirkungsquerschnitten und niedrigen Akzeptanzen, während eine Parametrisierung mit geringem Anstieg der Gluondichte hohe Akzeptanz bedeutet.

Die Photon-Strukturfunktion LAC1 führt aufgrund ihrer steil ansteigenden Gluondichte bei kleinem $x_{g/\gamma}$ zu einem großen Wirkungsquerschnitt und kleiner Akzeptanz für die hadronische Komponente. Sie ist aber für $x_{g/\gamma} < 0.1$ durch H1-Messungen mit $2\sigma$-Signifikanz ausgeschlossen [19] und wird nicht zur Fehlerabschätzung benutzt.

Insgesamt wird der durch die Extrapolation entstehende systematische Fehler des Wirkungsquerschnitts zu 30 % abgeschätzt und separat angegeben. Eine Zusammenfassung der systematischen Fehler findet sich in Tabelle 5.6.



| Experimentelle Unsicherheiten | |
|---|---|
| Driftkammertrigger | 5 % |
| ET-Akzeptanz | 5 % |
| Spurrekonstruktion | $^{+9}_{-0}$ % |
| Luminosität | 1.5 % |
| Signalbreite | 6 % |
| Reflektionen | 3 % |
| Verzweigungsverhältnisse | 7 % |
| | $^{+15}_{-12}$ % |
| Theoretische Unsicherheiten | |
| charm-Masse | 30 % |
| Proton-Strukturfunktion | 15 % |
| | 30 % |

Tabelle 5.6: Zusammenfassung der systematischen Fehler.

## Resultat

Das Endresultat für den totalen Wirkungsquerschnitt für charm-Produktion in Photon-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV ist damit

$$\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}} = (13.2 \pm 2.2_{stat} \; {}^{+2.0}_{-1.6\,syst} \; \pm 3.9_{theor}) \; \mu\text{b} \; .$$

Der erste Fehler ist statistisch, der zweite systematisch, und der dritte rührt von den theoretischen Unsicherheiten der Extrapolation her.

Abb. 5.6 zeigt das Resultat zusammen mit zwei Meßpunkten von Zeus [2] und einem H1-Resultat von 1993 [29]. Außerdem sind Resultate verschiedener fix-target-Experimente bei niedrigen Energien dargestellt. Das Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit dem NLO-Resultat aus [18].

Der 1993 bei H1 im Kanal $D^* \to D^0\pi \to (K_s^0\pi\pi)\pi$ bestimmte Wirkungsquerschnitt beträgt [2] $\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}} = (13.1 \pm 7.4_{stat} \pm 4.2_{syst})$ $\mu$b. Zeus gibt einen Wert von $\sigma_{\gamma p} = (9.1 \pm 2.2^{+7.6}_{-4.4})$ $\mu$b bei einer mittleren $\gamma p$-Schwerpunktsenergie von 198 GeV und $Q^2 < \; 4GeV^2$ an [2].

[2] Das in [29] verwendete Verzweigungsverhaltnis $BR(c \to D^0\pi_s) = (18.5 \pm 1.3 \pm 2.0)$ % wurde durch die in dieser Arbeit verwendeten Werte ersetzt: $BR(c \to (K\pi)\pi_s)/BR(D^0 \to K\pi) = (17.7 \pm 1.4)$ % ersetzt. Der ursprünglich angegebene Wert ist $\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}} = (12.6 \pm 7.1_{stat} \pm 5.2_{syst})$ $\mu$b.

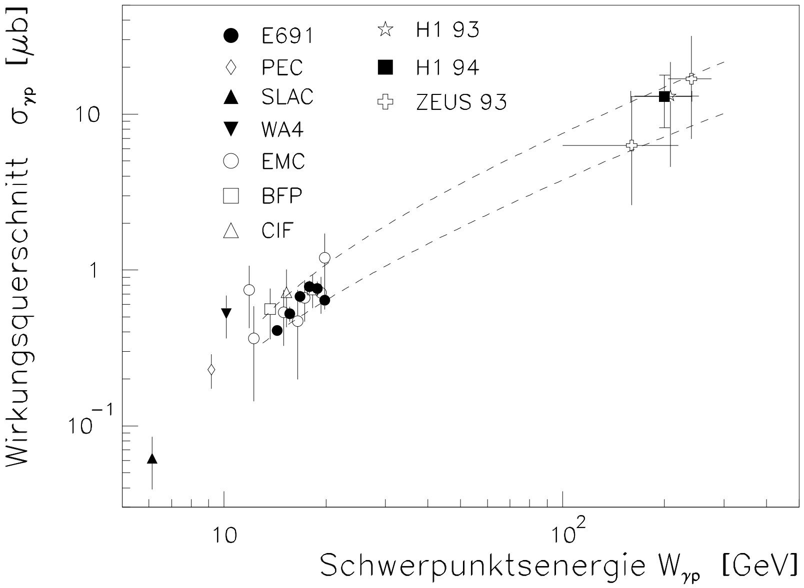


Abbildung 5.6: Charm-Produktionswirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Die theoretischen Kurven zeigen das QCD-NLO-Resultat für die Faktorisierungsskalen 0.5 $m_c$ und 2 $m_c$ mit den Strukturfunktionen MRSG (Proton) und GRV (Photon).

## Inklusive Verteilungen

Die Daten des Jahres 1994 sind umfangreich genug, um auch inklusive Verteilungen der kinematischen Größen der $D^*$-Mesonen zu untersuchen. Auf eine Extrapolation wird dabei verzichtet, d. h. die Transversalimpulsverteilung wird für $-1.5 < \eta(D^*) < 1.0$ angegeben und die Rapiditätsverteilung für $p_\perp(D^*) > 2.5$ GeV. Die Aufteilung der Daten in mehrere Bereiche führt zu sehr kleinen Ereigniszahlen. In diesem Fall führt die eine $\chi^2$-Anpassung zu falschen Resultaten, da die zugrundeliegende Statistik nicht mehr gut durch eine Gaußverteilung beschrieben wird. Aufgrund der Ereignisgewichtung liegt auch keine Poisson-Statistik vor. Die tatsächliche Verteilung kann aber mithilfe der 'äquivalenten Ereigniszahlen' durch



eine Poissonverteilung angenähert werden [38]. Die äquivalente Ereigniszahl einer Stichprobe von $n$ Ereignissen mit den Gewichten $1/\epsilon_i$ ist

$$n' \approx \frac{(\sum_{i=1}^{n}(1/\epsilon_i))^2}{\sum_{i=1}^{n}(1/\epsilon_i)^2},$$

während die gewichtete Ereigniszahl durch $\tilde{n} = \sum_{i=1}^{n} 1/\epsilon_i$ gegeben ist.

Eine $\Delta m$-Verteilung, in die $n$ Ereignisse aus einem Transversalimpuls- oder Rapiditätsbereich gewichtet eingetragen sind, wird deshalb zunächst mit dem Faktor $n'/\tilde{n}$ multipliziert, so daß die gewichtete Summe aller Einträge gleich der äquivalenten Ereigniszahl ist. Die Anpassungsrechnung kann dann mit der Maximum-Likelihood-Methode basierend auf einer Poisson-Statistik durchgeführt werden. Anschließend wird das Resultat der Anpassungsrechnung wieder mit $\tilde{n}/n'$ multipliziert, um die gewichtete Ereigniszahl zu erhalten.

## Die Transversalimpulsverteilung

Mit dem oben beschriebenen Verfahren werden Ereignisse in drei Transversalimpulsbereichen bestimmt. Die einzelnen $\Delta m$-Verteilungen sind in Abb. 5.7 dargestellt. Die ermittelten Ereigniszahlen sind:

| $p_\perp(D^*)$ [GeV] | $\tilde{N}(p_\perp)$ | $N_{MC}^{dir}(p_\perp)$ | $N_{MC}^{had}(p_\perp)$ |
|---|---|---|---|
| $2.5 < p_\perp < 3.5$ | $107.0 \pm 23.0$ | $68.8 \pm 5.4$ | $8.9 \pm 1.4$ |
| $3.5 < p_\perp < 6.0$ | $62.3 \pm 13.9$ | $57.0 \pm 4.9$ | $5.2 \pm 1.1$ |
| $6.0 < p_\perp < 10.0$ | $17.0 \pm 8.1$ | $8.0 \pm 1.8$ | $0.4 \pm 0.3$ |

Die MC-Zahlen sind die Pythia-Resultate, so gewichtet, daß sie dem totalen Wirkungsquerschnitt (7.8 $\mu$b bzw. 2.0 $\mu$b) nach [18] entsprechen.

Der Wirkungsquerschnitt folgt aus

$$\begin{aligned}\tilde{N}(p_\perp) &\approx \epsilon^{dir}(p_\perp) \cdot \left.\frac{d\sigma^{dir}}{dp_\perp}\right|_{-1.5<\eta<1} \cdot \Delta p_\perp + \epsilon^{had}(p_\perp) \cdot \left.\frac{d\sigma^{had}}{dp_\perp}\right|_{-1.5<\eta<1} \cdot \Delta p_\perp \\ &= \epsilon(p_\perp) \cdot \left.\frac{d\sigma}{dp_\perp}\right|_{-1.5<\eta<1} \cdot \Delta p_\perp\end{aligned}$$

mit

$$\epsilon(p_\perp) = \frac{N_{MC}^{dir}(p_\perp) + N_{MC}^{had}(p_\perp)}{\frac{1}{\epsilon^{dir}(p_\perp)} \cdot N_{MC}^{dir}(p_\perp) + \frac{1}{\epsilon^{had}(p_\perp)} \cdot N_{MC}^{had}(p_\perp)} .$$

Die Rekonstruktionseffizienz für die einzelnen Komponenten sowie für die Mischung sind in Tabelle 5.7 angegeben. Mit zunehmendem Transversalimpuls wächst die Effizienz aufgrund der Schnitte auf die Transversalimpulse der Zerfallsprodukte.

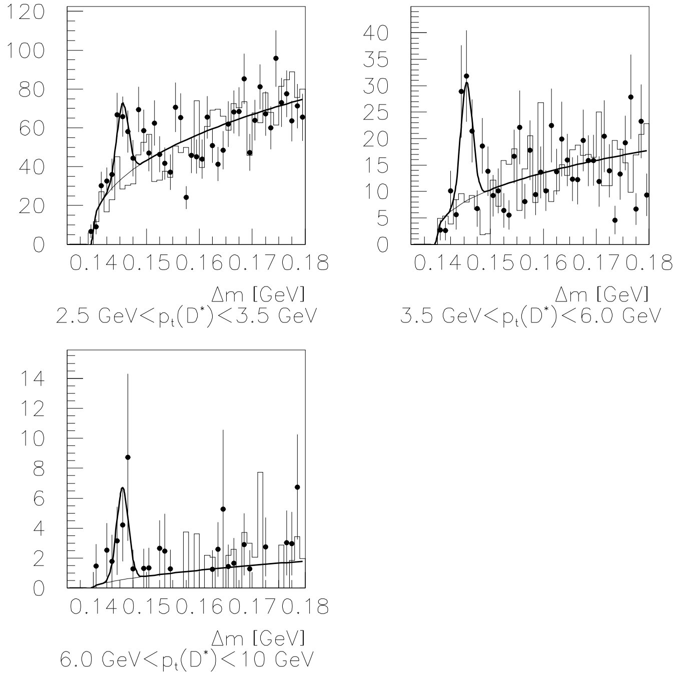


Abbildung 5.7: $\Delta m$-Verteilung für $D^*$-Kandidaten in verschiedenen Transversalimpulsbereichen. Die Kurven sind das Ergebnis einer Anpassungsrechnung, bei der die Breite und die Position der Gaußverteilung auf $\sigma = 1.11$ MeV und $\Delta m = 145.6$ MeV fixiert sind.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\left.\frac{d\sigma}{dp_\perp}\right|_{-1.5<\eta<1}$ ist in Abb. 5.8 dargestellt.

Das experimentelle Resultat stimmt gut überein mit der Monte Carlo Vorhersage von Pythia. Der Anteil der hadronische Komponente am sichtbaren Wirkungsquerschnitt ist aufgrund der Forderung $-1.5 < \eta < 1.0$ kleiner als beim totalen Wirkungsquerschnitt. Die experimentellen Punkte sind nur mit den statistischen Fehlern dargestellt. Der systematische Fehler von 15 % wirkt sich auf alle Punkte gleich aus und ändert nicht die Form der Verteilung.



| Transversalimpuls des $D^*$ [GeV] | direkte Komponente | hadronische Komponente | Summe |
|---|---|---|---|
| $2.5 \quad < p_\perp < \quad 3.5$ | $0.41 \pm 0.04$ | $0.51 \pm 0.06$ | $0.42 \pm 0.04$ |
| $3.5 \quad < p_\perp < \quad 6.0$ | $0.60 \pm 0.07$ | $0.87 \pm 0.06$ | $0.61 \pm 0.07$ |
| $6.0 \quad < p_\perp < \quad 10.0$ | $0.60 \pm 0.19$ | $0.67 \pm 0.27$ | $0.61 \pm 0.18$ |

Tabelle 5.7: Rekonstruktionseffizienz für $D^* \rightarrow (K\pi)\pi_s$-Zerfälle mit $-1.5 < \eta < 1$, $Q^2 < 0.01$ GeV$^2$, $0.28 < y < 0.65$, $p_\perp(K,\pi) > 0.5$ GeV, $p_\perp(\pi_s) > 0.15$ GeV.

Ebenfalls dargestellt ist das QCD-NLO-Resultat für die direkte Komponente nach [18]. Der Effekt der Fragmentation wurde dabei durch Anwendung einer Peterson-Fragmentationsfunktion [43]

$$D(z) = \frac{1}{z(1 - 1/z - \epsilon/(1-z))^2}$$

auf das charm-Quark im Endzustand berücksichtigt. Darin ist $z = p(D^*)/p(c)$ und $\epsilon = 0.06$ [44].

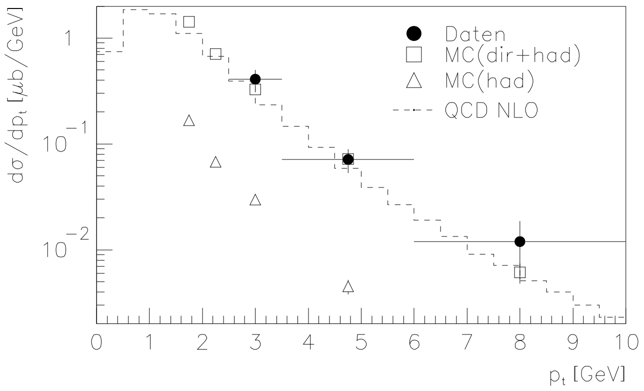


Abbildung 5.8: Transversalimpulsverteilung der $D^*$-Mesonen mit $-1.5 < \eta < 1$ aus Photoproduktionsereignissen mit 159 GeV $< W_{\gamma p} <$ 242 GeV. Ein gemeinsamer systematischer Fehler von 15 % für die Datenpunkte ist nicht mit eingezeichnet.

## Die Rapiditätsverteilung

Auf entsprechende Weise wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\eta}$ bestimmt. Die Ereigniszahlen in 6 verschiedenen $\eta$-Bereichen für $p_\perp(D^*) > 2.5$ GeV sind:

| $\eta(D^*)$ [GeV] | $\tilde{N}(\eta)$ | $N_{MC}^{dir}(\eta)$ | $N_{MC}^{had}(\eta)$ |
|---|---|---|---|
| $-1.5 < \eta < -1$ | $26.0 \pm 8.2$ | $25.3 \pm 3.3$ | $0.9 \pm 0.5$ |
| $-1 < \eta < -0.5$ | $39.6 \pm 11.9$ | $43.9 \pm 4.3$ | $3.6 \pm 0.9$ |
| $-0.5 < \eta < 0$ | $39.4 \pm 12.6$ | $32.5 \pm 3.7$ | $2.6 \pm 0.8$ |
| $0 < \eta < 0.5$ | $52.4 \pm 15.1$ | $22.8 \pm 3.1$ | $4.1 \pm 1.0$ |
| $0.5 < \eta < 1$ | $27.6 \pm 13.1$ | $10.5 \pm 2.1$ | $3.0 \pm 0.8$ |
| $1 < \eta < 1.5$ | $4.8 \pm 11.8$ | $3.4 \pm 1.2$ | $2.2 \pm 0.7$ |

Die Pythia-Resultate sind wieder so gewichtet, daß sie dem totalen Wirkungsquerschnitt nach [18] entsprechen.

Die $\Delta m$-Verteilungen sind in Abb. 5.9 abgebildet. Die Rekonstruktionseffizienzen

$$\epsilon^{dir}(\eta),\ \epsilon^{had}(\eta) \text{ und } \epsilon(\eta) = \frac{N_{MC}^{dir}(\eta) + N_{MC}^{had}(\eta)}{\frac{1}{\epsilon^{dir}(\eta)} \cdot N_{MC}^{dir}(\eta) + \frac{1}{\epsilon^{had}(\eta)} \cdot N_{MC}^{had}(\eta)}$$

sind in Tabelle 5.8 angegeben.

| $D^*$-Rapidität [GeV] | direkte Komponente | hadronische Komponente | Summe |
|---|---|---|---|
| $-1.5 < \eta < -1.0$ | $0.32 \pm 0.05$ | $0.91 \pm 0.09$ | $0.33 \pm 0.05$ |
| $-1.0 < \eta < -0.5$ | $0.54 \pm 0.07$ | $0.76 \pm 0.09$ | $0.56 \pm 0.07$ |
| $-0.5 < \eta < 0$ | $0.53 \pm 0.08$ | $0.61 \pm 0.11$ | $0.54 \pm 0.08$ |
| $0 < \eta < 0.5$ | $0.59 \pm 0.11$ | $0.62 \pm 0.09$ | $0.60 \pm 0.10$ |
| $0.5 < \eta < 1$ | $0.56 \pm 0.15$ | $0.39 \pm 0.08$ | $0.51 \pm 0.11$ |
| $1 < \eta < 1.5$ | $0.76 \pm 0.39$ | $0.21 \pm 0.06$ | $0.38 \pm 0.11$ |

Tabelle 5.8: Rekonstruktionseffizienz für $D^* \to (K\ \pi)\pi_s$-Zerfälle mit $p_\perp(D^*) > 2.5$ GeV, $p_\perp(K,\pi) > 0.5$ GeV, $p_\perp(\pi_s) > 0.15$ GeV, $Q^2 < 0.01$ GeV$^2$, $0.28 < y < 0.65$.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\left.\frac{d\sigma}{d\eta}\right|_{p_\perp > 2.5GeV}$ ist in Abb. 5.8 zusammen mit der Pythia-Vorhersage dargestellt. Die Datenpunkte sind wieder nur mit dem statistischen Fehler angegeben. Das entsprechende QCD-NLO-Resultat mit Peterson-Fragmentation für die direkte Komponente ist ebenfalls eingetragen. Wie



bereits in Kapitel 2 gezeigt, dominiert auch in der Pythia-Vorhersage die direkte Komponente. Dies wird durch die Forderung nach einem minimalen Transversalimpuls von 2.5 GeV nach der Fragmentation noch verstärkt. Erst für $\eta > 1$ ist die hadronische Komponente wichtiger als die direkte. Dieser Rapiditätsbereich weist den höchsten kombinatorischen Untergrund bei kleinem Signal auf (Abb. 5.9). Obwohl die Rapidätsverteilung im Prinzip für die Unterscheidung der hadronischen und der direkten Komponente geeignet ist, kann daher noch keine Aussage über die relative Größe der beiden Beiträge gemacht werden. Insgesamt wird die Form der Rapiditätsverteilung innerhalb der Fehler gut durch die Pythia-Vorhersage beschrieben.

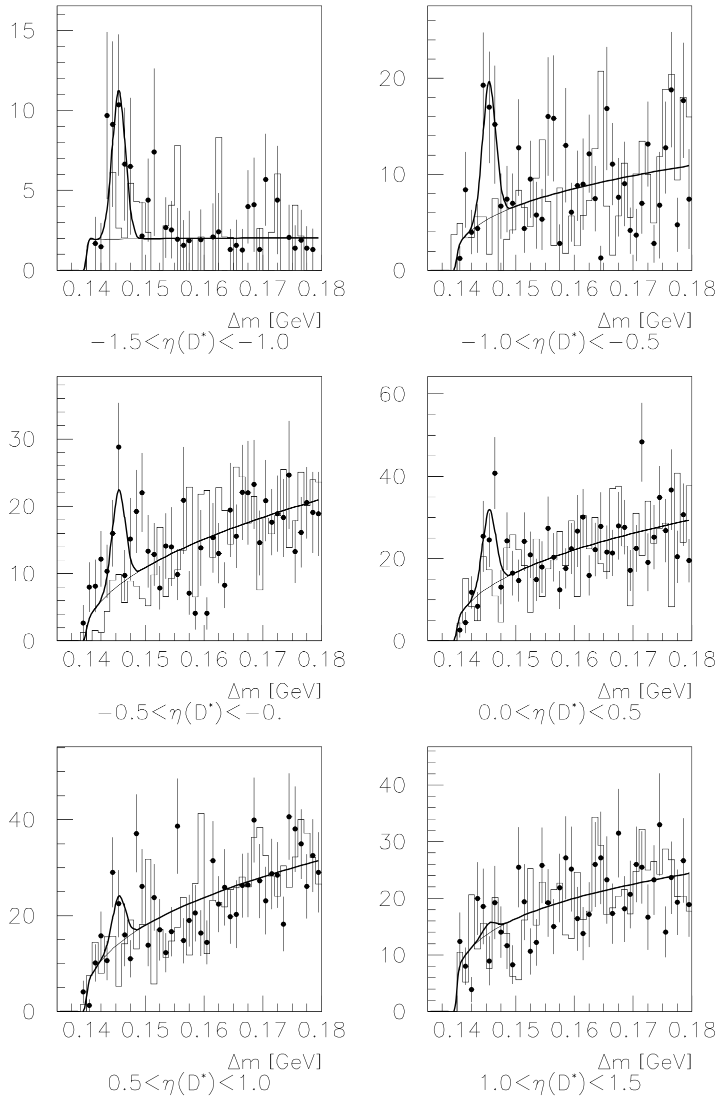


Abbildung 5.9: $\Delta m$-Verteilung für $D^*$-Kandidaten in verschiedenen Rapiditätsbereichen.



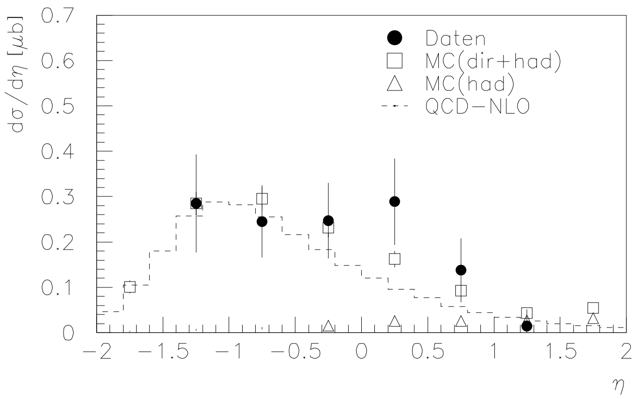


Abbildung 5.10: Rapiditätsverteilung der $D^*$-Mesonen mit $p_\perp > 2.5$ GeV aus Photoproduktionsereignissen mit einer Schwerpunktsenergie von 159 GeV $< W_{\gamma p} <$ 242 GeV. Ein gemeinsamer systematischer Fehler von 15 % für die Datenpunkte ist nicht mit eingezeichnet.

# Kapitel 6

# Zusammenfassung und Ausblick

Die Produktion von $D^*$ Mesonen wurde in Photon-Proton-Ereignissen mit einer Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} = 200$ GeV untersucht. Analysiert wurden Daten, die im Jahr 1994 mit dem H1-Detektor am $ep$-Speicherring HERA aufgezeichnet worden sind. Die integrierte Luminosität der verwendeten Daten beträgt $(2.773 \pm 0.042)$ pb$^{-1}$.

Die Rekonstruktion der $D^*$-Mesonen erfolgt im Zerfallskanal $D^* \to D^0\pi \to (K\pi)\pi$ . Im Bereich $p_\perp(D^*) > 2.5$ GeV und $-1.5 < \eta(D^*) < 1$ wurde ein Signal von 135 $D^*$-Kandidaten gefunden. Triggerbedingungen waren dabei ein nachgewiesenes Elektron im Elektronen-Tagger sowie Spuren im zentralen Detektor.

Für die Untersuchung der Rekonstruktionseffizienz der langsamen Pionen des Zerfalls $D^* \to D^0\pi$ wurde ein Verfahren entwickelt, das die Transversalimpulsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz anhand von $K^0$-Zerfällen aus Daten bestimmt. Oberhalb von 150 MeV Transversalimpuls wird eine konstante Rekonstruktionseffizienz gefunden.

Die Rapiditäts- und die Transversalimpulsverteilung der rekonstruierten $D^*$-Mesonen stimmt im Rahmen der Fehler mit der Monte Carlo Vorhersage überein.

Der totale Wirkungsquerschnitt für charm-Produktion in Photon-Proton-Ereignissen bei einer Schwerpunktsenergie von $W_{\gamma p} = 200$ GeV wurde bestimmt und beträgt

$$\sigma_{\gamma p \to c\bar{c}} = (13.2 \pm 2.2_{stat}\ {}^{+2.0}_{-1.6}{}_{syst} \pm 3.9_{theor})\ \mu\text{b} .$$

Gegenüber Experimenten bei niedrigerer Schwerpunktsenergie steigt der Wirkungsquerschnitt für charm-Produktion um eine Größenordnung. Dieser Anstieg ist zu vergleichen mit dem nur langsam wachsenden totalen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt. Er kann erklärt werden durch den starken Anstieg der Gluondichte im Proton bei kleinem $x_g$, der auch in der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung bei HERA beobachtet wird.

Mit dem Silizium-Vertexdetektor (Central Silicon Tracker, CST), der zu Beginn der Datennahmeperiode 1996 vollständig installiert sein wird, eröffnen sich neue Möglichkeiten für die charm-Physik bei H1. Ein sekundärer Zerfallsvertex,





einige hundert $\mu$m vom Ereignisvertex entfernt, ist ein klares Kennzeichen für Hadronen mit charm und kann mit dem CST nachgewiesen werden. Diese zusätzliche Möglichkeit, kombinatorischen Untergrund zu unterdrücken, wird dann auch die Messung der charm-Produktion bei kleineren Transversalimpulsen zulassen und so die theoretischen Unsicherheiten bei der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts verringern und die direkte Bestimmung der Gluondichte für kleine $x_g$ ermöglichen.

Eine verbesserte Messung im Bereich positiver Rapiditäten, der ebenfalls einen besonders großen kombinatorischen Untergrund aufweist, wird Aussagen über die Gluondichte im Photon ermöglichen.

Die Mitarbeit am CST stellte einen großen Teil meiner Tätigkeit im Rahmen dieser Doktorarbeit dar. Einige Aspekte dieser Arbeit sind im Anhang B dargestellt, der auch in Nucl. Instr. and Meth. erscheinen wird.

# Anhang A

# Berücksichtigung von Vielfachstreuung bei der Berechnung der Spurfehler

Vielfachstreuung ändert Flugbahn und -richtung eines Teilchens. Die daraus resultierenden Fehler bei der Bestimmung der Krümmung $\kappa$ und des Azimuths $\phi$ werden in [32] angegeben.

$$\begin{aligned} \sigma_\kappa^2 &= \frac{\Theta_0^2}{L^2} \cdot C_N & C_N &\approx 1.43\ (N \gg 10) \\ \rho_{\kappa\varphi}\sigma_\kappa\sigma_\phi &= -\frac{\Theta_0^2}{L} \cdot D_N & D_N &\approx 0.214\ (N \gg 10) \\ \sigma_\phi^2 &= \Theta_0^2 \cdot E_N & E_N &\approx 0.229\ (N \gg 10) \end{aligned}$$

Betrachtet wird eine Spur, die in der Ebene verläuft, die senkrecht auf dem krümmenden Magnetfeld steht. Die angegebenen Fehler beziehen sich auf den Anfangspunkt der Spur. Weiter sind:

| | |
|---|---|
| $L$ | Länge der Spur |
| $\Theta_0$ | quadratischer Mittelwert der Projektion des Vielfachstreuwinkels |
| $N$ | Anzahl der Meßpunkte entlang der Spur<br>Diese werden als äquidistant verteilt angenommen. |

Die Koeffizienten $C_N, D_N$ und $E_N$ hängen leicht von der Anzahl der Meßpunkte ab. Die in [32] angegebenen Werte für $N = 10$ sind ($C_{10} = 1.31, D_{1-} = 0.156$, $E_{10} = 0.187$). Im H1-Koordinatensystem haben Spuren, die senkrecht zum Magnetfeld verlaufen, den Polarwinkel $\vartheta = \pi/2$. Für $\vartheta \neq \pi/2$ vergrößert sich das durchquerte Material um einen Faktor $1/\sin\vartheta$, wodurch der Winkel der Vielfachstreuung etwa um $\sqrt{1/\sin\vartheta}$ ansteigt. Die Projektion auf die $r$-$\varphi$-Ebene bringt einen





weiteren Faktor $1/\sin\vartheta$, so daß sich insgesamt der Einfluß der Vielfachstreuung um etwa einen Faktor $(\sin\vartheta)^{-\frac{3}{2}}$ vergrößert.

Die bei H1 benutzte Spurparametrisierung bezieht sich auf den Vertex, nicht auf den ersten gemessenen Punkt. Die vollständige Kovarianzmatrix wird durch Fehlerfortpflanzung bestimmt. Dazu wird die in [32] verwendete Parametrisierung benutzt.

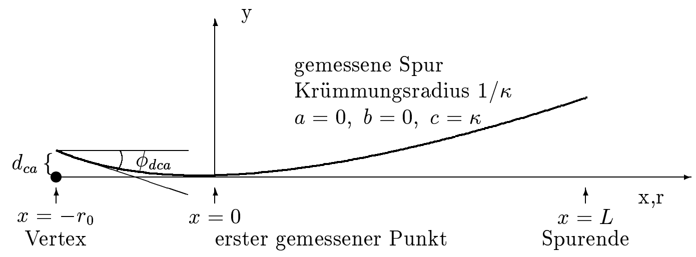


Abbildung A.1: Spurparametrisierung.

$$y = a + bx + \frac{1}{2}cx^2$$

Darin ist

$$\begin{aligned} b &= \left.\frac{dy}{dx}\right|_{x=0} \approx \phi_0 \text{ am ersten gemessenen Punkt} \\ c &= \frac{d^2y}{dx^2} \quad \approx \kappa \end{aligned}$$

Der Vertex befindet sich bei $x = -r_0$ ($r_0 = 20$ cm = Abstand des ersten Drahtes der CJC1 vom Vertex). Dann gilt in H1-Parametrisierung (Abb. A.1)

$$\begin{aligned} \kappa &\approx c \\ \phi_{dca} &\approx \left.\frac{dy}{dx}\right|_{-r0} = b - cr_0 \\ d_{ca} &\approx -y(-r_0) = -a + br_0 - \frac{1}{2}cr_0^2\ . \end{aligned}$$

Für sehr kleine Transversalimpulse ist die Parabel eine schlechte Näherung an die Kreisbahn. Bei $p_\perp = 150$ MeV ist $1/\kappa = 43$ cm, so daß die Abweichung bei der Extrapolation zum Vertex nur einige Prozent beträgt. Das genügt für eine Fehlerabschätzung.

Unter Vernachlässigung der Fehler von $a$ folgt die Kovarianzmatrix

$$\begin{aligned}
V^{MS}_{\kappa\kappa} &= V_{cc} \\
V^{MS}_{\kappa\varphi} &= V_{bc} - V_{cc}\cdot r_0 \\
V^{MS}_{\kappa dca} &= V_{bc}\cdot r_0 - \frac{1}{2}V_{cc}\cdot r_0^2 \\
V^{MS}_{\varphi\varphi} &= V_{bb} - 2V_{bc}\cdot r_0 + V_{cc}\cdot r_0^2 \\
V^{MS}_{\varphi dca} &= V_{bb}\cdot r_0 - \frac{3}{2}V_{bc}\cdot r_0^2 + \frac{1}{2}V_{cc}\cdot r_0^2 \\
V^{MS}_{dcadca} &= V_{bb}\cdot r_0^2 - V_{bc}\cdot r_0^3 + \frac{1}{4}V_{cc}\cdot r_0^4
\end{aligned}$$

$$\text{mit} \qquad V_{cc} = \frac{\Theta_0^2}{L^2}\cdot C_N, V_{bc} = -\frac{\Theta_0^2}{L}\cdot D_N, V_{bb} = \Theta_0^2\cdot E_N \ .$$

Die Strahlungslänge des verwendeten Kammergases beträgt $X_0^{Gas} = 8.4\cdot 10^3$ cm.

$$\Rightarrow \Theta_0^{Gas} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta cp\cdot\sin\vartheta}\cdot\sqrt{\frac{L}{X_0^{Gas}\cdot\sin\vartheta}}\cdot\left[1 + 0.038\ln\frac{L}{X_0^{Gas}\cdot\sin\vartheta}\right]$$

Für Spuren, die in beiden Ringen der CJC gemessen werden, dominiert das Material zwischen den Kammern. Es entspricht 2.1 % einer Strahlungslänge und wird hauptsächlich von der Wand der CJC2 gebildet:

$$\Theta_0^{Wand} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta cp\sin\vartheta}\cdot\sqrt{\frac{0.021}{\sin\vartheta}}\cdot\left[1 + 0.038\ln\frac{0.021}{\sin\vartheta}\right]$$

Einen zusätzlichen Beitrag liefert die Vielfachstreuung im Material vor der CJC1. Es handelt sich ebenfalls um ca. 2.1 % einer Strahlungslänge, die vorwiegend im Strahlrohr konzentriert ist:

$$\begin{aligned}
V^{MS'}_{\varphi\varphi} &= \Theta_0^2 \\
V^{MS'}_{\varphi dca} &= r_1\cdot\Theta_0^2 \\
V^{MS'}_{dcadca} &= r_1^2\cdot\Theta_0^2
\end{aligned}$$

mit $\Theta_0 = \Theta_0^{Wand}$ und $r_1 = 9.0$ cm = Strahlrohrradius. Die Messung der Krümmung wird durch Vielfachstreuung im Strahlrohr nicht beeinflußt. Der Energieverlust wird in [33] behandelt.

Die Vielfachstreuung im Strahlrohr liefert auch einen Beitrag zum Fehler von $z_{dca}$ und $\varphi$.



$$\begin{aligned}
V^{MS'}_{\varphi\varphi} &= \Theta_{0z}^2 \\
V^{MS'}_{\varphi z} &= -\frac{r_1}{\sin^2\vartheta}\cdot\Theta_{0z}^2 \\
V^{MS'}_{zz} &= \frac{r_1^2}{\sin^4\vartheta}\cdot\Theta_{0z}^2
\end{aligned}$$

Im Gegensatz zu den $\varphi$-$d_{ca}$-Fehlern entfällt in diesem Fall die Projektion auf die $r$-$\varphi$-Ebene, so daß

$$\Theta_{0z} = \Theta_0^{Wand}\cdot\sin\varphi \ .$$

Wegen der sehr viel größeren Fehler der einzelnen $z$-Messung ist die Vielfachstreuung für $\varphi$ und $z_{dca}$ weit weniger wichtig.

Die korrigierte Kovarianzmatrix ergibt sich in guter Näherung als Summe der vom Rekonstruktionsprogramm berechneten Fehler und der zusätzlichen Beiträge durch Vielfachstreuung [45]:

$$V = V^{rec} + V^{MS} + V^{MS'} \ .$$

# Anhang B

# Optical Analog Readout and Control of the Central Silicon Vertex Detector of H1 at HERA





x

x



x

x



x

x



x

x



x

x



x

x

# Abbildungsverzeichnis

# Tabellenverzeichnis

# Literaturverzeichnis

[1] H1 Collaboration, I. Abt, *et al.*, The H1 Detector at HERA, DESY 93-103,

[2] ZEUS Collaboration, M. Derrick, *et al.*, Phys. Lett. **B439** (1995) 225.

[3] M. Düren, Doktorarbeit, Universität Erlangen, DESY-HERMES-95-02.

[4] H. Albrecht, *et al.*, DESY-PRC-93-04.

[5] H1 Collaboration, S. Aid, *et al.*, Z. Phys. **C69** (1995) 27.

[6] A. Donnachie und P. V. Landshoff, Phys. Lett. **B296**, (1992) 227.

[7] J. D. Bjorken und E. A. Paschos, Phys. Rev. **185** (1969) 1975;
R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415.

[8] G. Altarelli und G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298;
V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438;
Yu.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641

[9] W. Vogelsang, A. Vogt, DESY 95-096.

[10] H1 Collaboration, S. Aid, *et al.*, Nucl. Phys. **B449** (1995) 3.

[11] H1 Collaboration, S. Aid, *et al.*, Phys. Lett. **B354** (1995) 495.

[12] J. Riedlberger, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl. ) **44** (1995) 423.

[13] T. Wolff, *et al.* , Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 537.

[14] S. Eichenberger, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., **A312** (1992) 457.

[15] C. F. Weizsäcker, Z. Phys. **88** (1934) 612;
E. J. Williams, Phys. Rev. **45** (1934) 729;
S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, Phys. Lett. **B319** (1993) 339.

[16] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Phys. Rev. **D46** (1992) 1973.

[17] H. Abramowicz, K. Charchula und A. Levy, Phys. Lett. **B269** (1991) 458.





[18] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, Phys. Lett. **B348** (1995) 633.

[19] M. Arpagaus, Doktorarbeit, ETH Zürich Nr. 11338 (1995).

[20] H1 Collaboration, T. Ahmed, *et al.*, Nucl. Phys. **B445** (1995) 195.

[21] R. A. Eichler und Z. Kunszt, Nucl. Phys. **B308** (1988) 791.

[22] R. K. Ellis und Z. Kunszt, Nucl. Phys. **B303** (1988) 653.

[23] P. Nason, S. Dawson und R. K. Ellis, Nucl. Phys. **B303** (1988) 607.

[24] S. Frixione, P. Nason und G. Ridolfi, CERN-TH/95-143.

[25] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B431** (1994) 453.

[26] H1 Collaboration, H1 06/92-226;
D. Pitzl, *et al.*, PSI-PR-92-35 (1992).

[27] Review of Particle Properties, Phys. Rev. **D50** (1994) 1173.

[28] G. J. Feldmann, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1313.

[29] R. Bernet, Doktorarbeit, ETH Zürich Nr. 11041 (1995).

[30] OPAL-Collaboration, R. Akers, *et al.*, Z. Phys. **C67** (1995) 27.

[31] C. Niebuhr, private Mitteilungen (1995).

[32] R. L. Glückstern, Nucl. Instr. and Meth. **A24** (1963) 381.

[33] T. Eckel, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1994).

[34] G. Schmidt, private Mitteilungen (1995).

[35] R. Luchsinger und C. Grab, Comput. Phys. Commun. **76** (1993) 263.

[36] W. H. Press, Numerical Recipes, Cambridge University Press (1990).

[37] G. Goldhaber, LBL-36431, UC-414.

[38] G. Zech, DESY 95-113.

[39] H. U. Bengtsson und T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **46** (1987) 43.
T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **39** (1986) 347;
T. Sjöstrand und M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. **43** (1987) 367.

[40] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, Phys. Lett. **B354** (1995) 155.

[41] H1 Collaboration, T. Ahmed, *et al.*, Nucl. Phys. **B439** (1995) 471.

[42] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Z. Phys. **C53** (1992) 127.

[43] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt und P. Zerwas, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[44] J. Chrin, Z. Phys. **C36** (1987) 163.

[45] W. Blum und L. Rolandi, Particle detection with drift chambers, Springer Verlag Berlin (1990).

# Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Eichler für die Möglichkeit, in seiner Gruppe zu arbeiten, und die Betreuung dieser Doktorarbeit.

Mein besonderer Dank gilt Christoph Grab, dessen Erfahrung und unermüdliche Unterstützung besonders hilfreich waren. Diese Arbeit wäre natürlich nicht ohne Unterstützung der H1-Kollaboration möglich gewesen, der ich meinen Dank aussprechen möchte; besonders zu erwähnen ist Ralf Gerhards. Stefano Frixione danke ich für die Bereitstellung seiner Resultate und hilfreiche Diskussionen.

Die Zeit an der ETH Zürich war geprägt durch ein angenehmes Arbeitsklima und viele anregende Diskussionen zur Physik, wofür ich Marco Arpagaus und Urs Langenegger danke.

Mein Dank gilt auch der Korreferentin Prof. Pauss für die Begutachtung der Arbeit.

An dieser Stelle möchte ich auch der CST-Gruppe danken, in der ich am PSI zwei unvergeßliche und lehrreiche Jahre verbracht habe: Kurt Gabathuler, Roland Horisberger, Hubert Niggli, Daniel Pitzl, Silvan Streuli und Monika Wagener.

Abschließend danke ich meiner Frau Martina, die mich großartig unterstützt und auch das Manuskript getippt hat.

# Lebenslauf

| | |
|---|---|
| Name | Wolfram Erdmann |
| geboren | am 19. Mai 1966 in Dortmund, Deutschland |

*Ausbildung*

| | |
|---|---|
| 1972–1976 | Grundschule, Dortmund |
| 1976–1985 | Goethe-Gymnasium, Dortmund |
| 1985 | Abitur |
| 1985–1986 | Militärdienst |
| 1986–1992 | Studium der Physik an der Universität Dortmund |
| 1990–1992 | Diplomarbeit in Experimentalphysik<br>Titel der Arbeit: Aufbau eines VUV-Meßplatzes zur Untersuchung von Photokathoden für RICH-Detektoren |
| 1992–1996 | Anstellung als Doktorand/wissenschaftlicher Mitarbeiter an der ETH Zürich in der Forschungsgruppe von Prof. R. A. Eichler am Institut für Teilchenphysik der ETH |