



RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 96/32

Juli 1996

Suche nach $D^{*\pm}$ -Mesonen in diffraktiven
Ereignissen der Photoproduktion bei H1

Ralf Kachel

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Suche nach $D^{*\pm}$ -Mesonen in diffraktiven
Ereignissen der Photoproduktion bei H1

von
Ralf Kachel

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinisch–Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Juli 1996

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

Kurzfassung

Bei HERA entstehen am H1-Experiment bei Elektron-Proton-Kollisionen auch $D^{*\pm}$ -Mesonen. Davon zerfallen 2,73% in den Zerfallskanälen $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$ und $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^- \rightarrow (K^+\pi^-)\pi^-$. Mit Hilfe der Δm -Methode sollen nun $D^{*\pm}$ -Mesonen in diffraktiven Ereignissen der Photoproduktion nachgewiesen werden. Die Ereignistopologie eines diffraktiven Ereignisses zeigt in Vorwärtsrichtung eine Rapiditätslücke. Analysiert werden sowohl H1-Daten von 1994 als auch Monte-Carlo-Ereignisse. Es wird ein Δm -Signal bei $m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi} = (145, 2 \pm 0, 93) MeV$ gefunden, in dem nach Subtraktion des Untergrundes etwa 10 Einträge liegen.

Abstract

At the H1 experiment at HERA, there are electron proton collisions in which $D^{*\pm}$ mesons arise. 2.73% of them decay through the channels $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+$ and $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^- \rightarrow (K^+\pi^-)\pi^-$. Using the Δm method, $D^{*\pm}$ mesons in diffractive photoproduction events are to be identified. There is a rapidity gap in the forward direction in diffractive events. Both H1 data of 1994 and Monte Carlo events are analyzed. There is a Δm peak found at $m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi} = (145, 2 \pm 0, 93) MeV$. There are about 10 entries in the peak.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	HERA und H1	5
2.1	Der Elektron-Proton-Speicherring HERA	5
2.2	Der H1-Detektor	7
3	Die Physik bei HERA	15
3.1	Kinematik	15
3.2	Tiefinelastische Streuung	16
3.3	Photoproduktion	17
3.4	Diffraktive Ereignisse	19
3.5	Schwere Quarks	21
4	Kleiner Exkurs nach Monte-Carlo	22
4.1	Einige Monte-Carlo-Generatoren	22
4.1.1	PYTHIA	22
4.1.2	IJRAY	23
4.1.3	POMPYT	23
4.2	Monte-Carlo-Produktion bei H1	23
5	Die Analyse	24
5.1	Ereignisselektion	24
5.2	Spurrekonstruktion bei H1	26
5.3	Spurmultiplizität	27
5.4	Rekonstruktion von $D^{*\pm}$ -Mesonen	28
5.5	Die Δm -Methode	31
5.6	Erste Schnitte	32
5.6.1	Mehrfache Fithypothesen	32
5.6.2	Vertextyp	33
5.6.3	Polarwinkel	33
5.6.4	Anwendung auf den H1-Datensatz	37

5.7	Weiterführende Schnitte	38
5.7.1	Länge der Spuren	38
5.7.2	Die Kinematik der $D^{*\pm}$ -Mesonen	42
5.7.3	Teilchenidentifikation mittels $\frac{dE}{dx}$ -Messung	46
5.7.4	Thrustbetrachtung	49
5.7.5	Anwendung auf den H1-Datensatz	51
6	Zusammenfassung	56
	Anhang:	58
A	Ein Blick in die H1-Daten von 1995	58
	Abbildungsverzeichnis	60
	Tabellenverzeichnis	61
	Literaturverzeichnis	63

Kapitel 1

Einleitung

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg ist die bislang einzige Beschleunigeranlage, in der Elektronen^a und Protonen wechselwirken. Die Schwerpunktenenergie beträgt hierbei 300GeV ^b. Mit den Großdetektoren H1 und ZEUS lassen sich die physikalischen Vorgänge bei der Wechselwirkung von Elektronen mit Protonen studieren.

Ein überraschend großer Teil der bei H1 registrierten Ereignisse besitzt eine Rapiditätslücke in Vorwärtsrichtung, das ist ein Winkelbereich in Protonflugrichtung, in dem keine Teilchen im Detektor registriert werden. Die physikalischen Mechanismen bei diesen sogenannten diffraktiven Ereignissen sind bislang nur ungenügend verstanden. Daher kommt der Analyse von diffraktiven Daten bei H1 eine besondere Bedeutung zu.

Die nutzbare Datenmenge beim H1-Experiment bei HERA konnte in den letzten Jahren wesentlich gesteigert werden. Mit den Daten aus den Jahren 1992 und 1993 ist es gelungen, die Produktion von Charmquarks und den Zerfall von $D^*(2010)^\pm$ -Mesonen^c nachzuweisen [Gel94, Sah94]. Mit der großen Datenmenge von 1994 besteht die Hoffnung, eine genügend große Statistik für die Untersuchung von Charmproduktion auch in diffraktiven Ereignissen zu haben.

In dieser Arbeit wird untersucht, ob sich $D^{*\pm}$ -Mesonen, die in diffraktiven Ereignissen der Photoproduktion entstehen und in den Zerfallskanälen

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+, \quad D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \rightarrow (K^+ \pi^-) \pi^-$$

zerfallen, mit Hilfe der Δm -Methode nachweisen lassen. Dabei werden mögliche Schnitte zur Untergrundunterdrückung auf Monte-Carlo-Ebene untersucht.

^aSeit der Strahlperiode 1994 werden statt Elektronen Positronen verwendet

^bHier wird wie in der gesamten Arbeit $c = \hbar = 1$ gesetzt.

^c $D^*(2010)^\pm$ -Mesonen werden in dieser Arbeit vereinfacht als $D^{*\pm}$ -Mesonen bezeichnet

Kapitel 2

HERA und H1

2.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

Im Jahre 1991 wurde am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) nach sechsjähriger Bauzeit der Elektron-Proton-Speicherring HERA^a in Betrieb genommen. Lepton-Hadron-Fixed-Target-Experimente haben in den vergangenen 30 Jahren eine sehr große Rolle für das Verständnis der Struktur der Materie gespielt. Mit HERA steht nun der erste Elektron-Proton-Collider der Welt zur Verfügung. Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung des HERA-Ringes.

Die Leptonen werden im Elektronen- bzw. Positronen-Linearbeschleuniger (LINAC^b) vorbeschleunigt und in das Synchrotron DESY II eingespeist. Mit einer Energie von $7,5\text{GeV}$ werden sie in den Speicherring PETRA^c II gelenkt. Nachdem dort mehrere Elektronenpakete gesammelt worden sind, werden diese weiter beschleunigt und mit einer Energie von 10GeV in den HERA-Ring gelenkt, wo sie auf ihre endgültige Energie gebracht werden. Die Sollenergie der Elektronen bzw. Positronen beträgt 30GeV .

Zur Erzeugung des Protonenstrahls werden zunächst H^- -Ionen im H^- -LINAC auf 50MeV beschleunigt und anschließend in das Synchrotron DESY III eingespeist. Bei diesem Vorgang werden die Elektronen der H^- -Ionen an einer dünnen Aluminiumoxidfolie abgestreift. Nach einer Beschleunigung in DESY III werden die Protonen ebenfalls in den Speicherring PETRA II eingespeist. Es werden also sowohl die Protonen als auch die Elektronen in PETRA II vorbeschleunigt. Nach der Ansammlung und Beschleunigung von mehreren Protonenpaketen werden diese in den

^aHadron-Elektron-Ring-Anlage

^bLINear ACcelerator

^cPositron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage

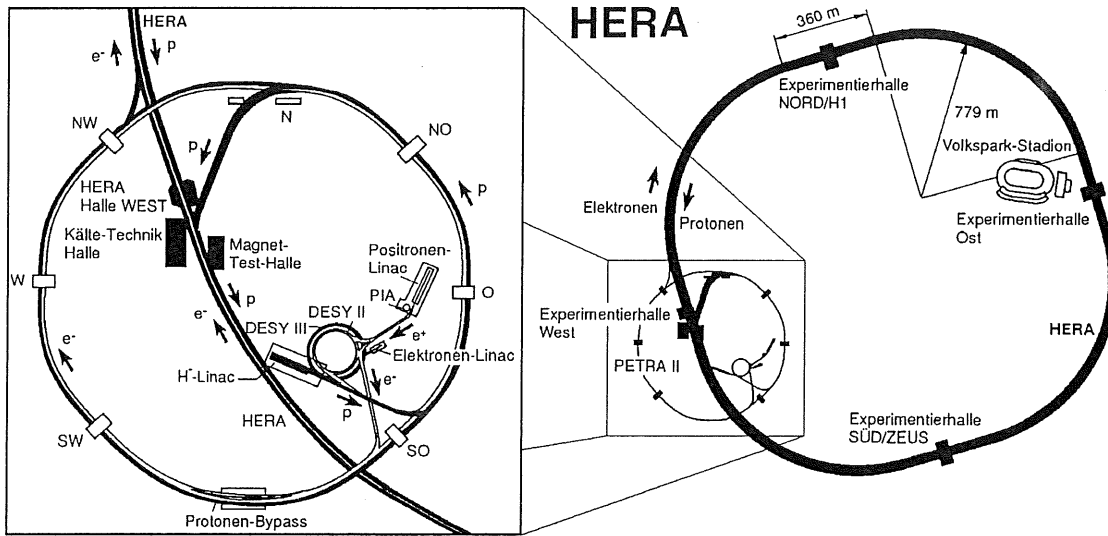


Abbildung 2.1: Der Elektron-Proton-Speicherring HERA

Protonenring von HERA injiziert. Die Sollenergie der Protonen beträgt 820GeV . Die resultierende Energie im ep-Schwerpunktssystem liegt bei $\sqrt{s} \approx 314\text{GeV}$. Das Füllen der beiden HERA-Ringe dauert jeweils etwa 15-20 Minuten.

Mehrere HERA-Sollwerte konnten bislang nicht erreicht werden (Tabelle 2.1). Ein Hauptproblem ist, daß das notwendige Ultrahochvakuum nicht erreicht wird und somit zuviel Restgas in der Anlage verbleibt. Herkömmliche Vakuumpumpen erreichen einen Unterdruck von etwa 10^{-5}Pa . Zur Erzeugung des Ultrahochvakuums von 10^{-8}Pa werden Ionengetterpumpen verwendet. Sie ionisieren die noch in der

Parameter		Designwert	1992	1993	1994
E_p	[GeV]	820	820	820	820
E_e	[GeV]	30	26,7	26,7	27,5
Anzahl der Elektronenpakete		210	9	84	153
$I_{p,max}$	[mA]	163	2	14	54
$I_{e,max}$	[mA]	58	2,5	16	32
$\int_{\text{Jahr}} \text{lumi}$	[pb^{-1}]	50	0,05	1	6

Tabelle 2.1: HERA-Parameter der ersten Betriebsjahre (aus [DESY95])

Strahlröhre befindlichen Gasteilchen. Es verbleiben jedoch aufgrund der Konstruktion der Pumpen eine Anzahl positiv geladener Partikel in der Strahlröhre, die von den negativ geladenen Strahlelektronen angezogen werden und in den Strahl wandern [WagPM]. Dies führt bei großen Elektronenströmen zu einem hohen Strahl-Restgas-Untergrund. Um dieses Verhalten zu vermeiden, wurden in der Strahlperiode 1994 die Elektronen durch Positronen ersetzt. Für die meisten physikalischen Aussagen spielt die Ladung des Leptons keine Rolle.

Im Jahre 1992 nahmen die beiden Großdetektoren H1 und ZEUS den Luminositätsbetrieb auf. Beide Detektoren untersuchen die physikalischen Mechanismen der Elektron-Proton-Kollisionen. Weitere Experimente am HERA-Ring sind HERMES und HERA-B.

Beim HERMES-Experiment treffen die polarisierten Strahlelektronen auf ein Gas-target aus polarisierten Molekülen. Damit soll die Spinstruktur von Protonen und Neutronen untersucht werden [DESY94].

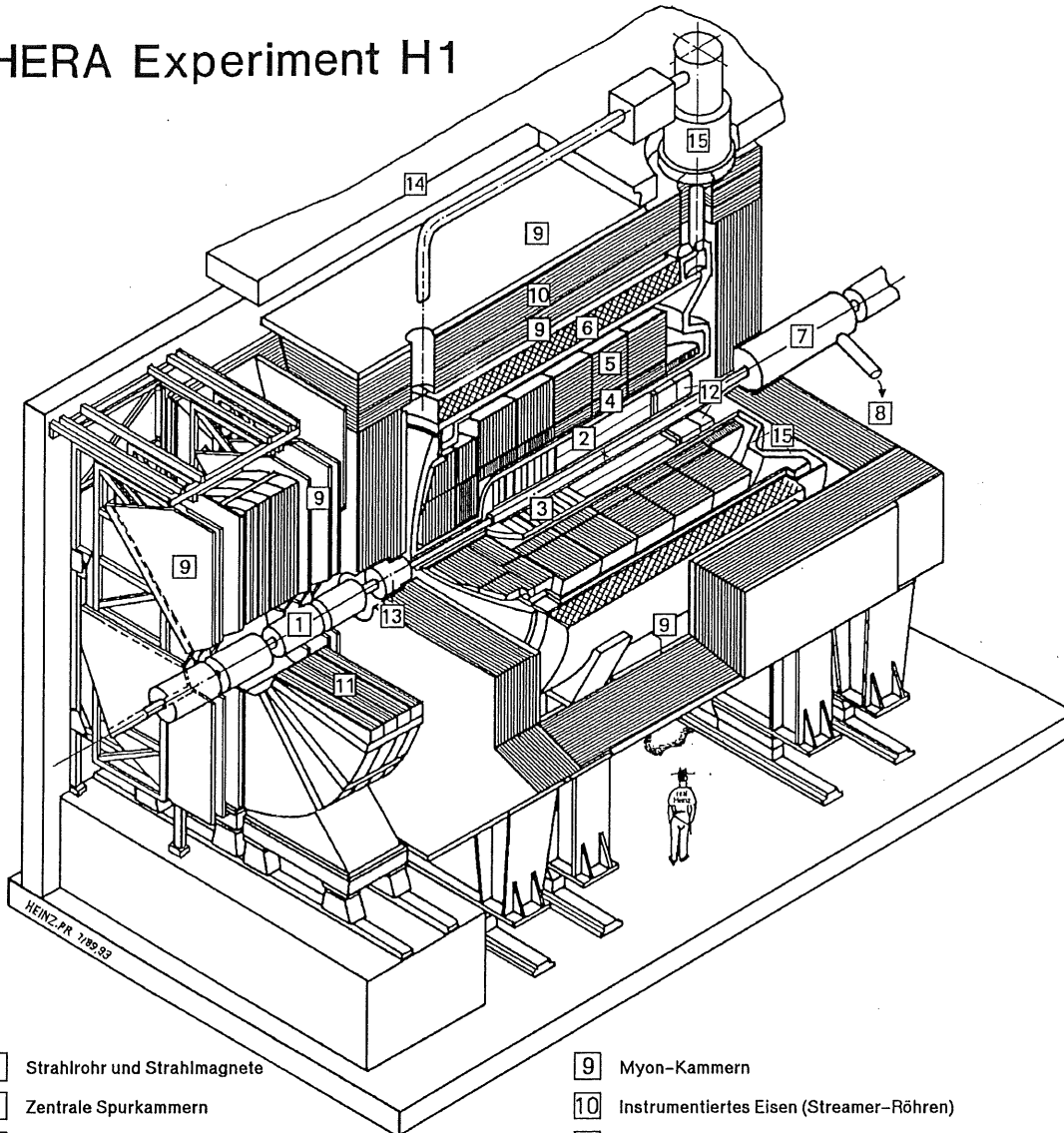
Bei HERA-B wechselwirken die Strahlprotonen, die sich im äußeren Strahlbereich befinden, mit einem Drahttarget. Dabei sollen in großer Zahl Teilchen entstehen, die Bottomquarks enthalten. Ziel ist die Untersuchung von Effekten der Verletzung der fundamentalen CP-Symmetrie im System von Teilchen, die ein schweres Bottomquark enthalten [DESY94].

2.2 Der H1-Detektor

Bei der Kollision von Elektronen und Protonen bei HERA entsteht eine große Anzahl geladener und ungeladener Teilchen. Die Charakteristik eines Ereignisses gibt Aufschluß darüber, welche Mechanismen bei der Wechselwirkung von Leptonen und Hadronen bzw. deren Konstituenten auftreten. Die Entstehung eines Teilchens läßt sich meist anhand seines charakteristischen Zerfalls nachweisen. Zum Verständnis der Physik ist es daher außerordentlich wichtig, genaue Informationen über Kinematik und Energiedeposition der bei einem Ereignis auftretenden Teilchen zu bekommen.

In Abbildung 2.2 ist eine Schnittzeichnung des H1-Detektors zu sehen. Für die Rekonstruktion der Spurparameter gibt es beim H1-Detektor verschiedene Spurkammersysteme. Die Informationen des zentralen [2] und des vorderen Spurkammersystems [3] sind bei der späteren Rekonstruktion des $D^{*\pm}$ -Zerfalls von entscheidender Bedeutung.

HERA Experiment H1



- | | |
|---|---|
| 1 Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 Myon-Kammern |
| 2 Zentrale Spurkammern | 10 Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodule | 11 Myon-Toroid-Magnet |
| 4 Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 Supraleitende Spule (1.2T) | 14 Betonabschirmung |
| 7 Kompensationsmagnet | 15 Flüssig-Argon-Kryostat |
| 8 Helium-Kälteanlage | |
- } Flüssig-Argon

Abbildung 2.2: Der H1-Detektor

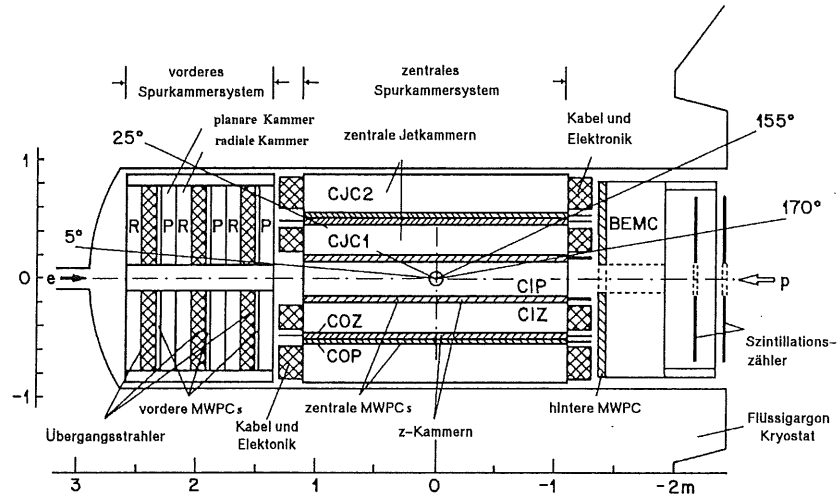


Abbildung 2.3: Seitenansicht der inneren Spurkammern des H1-Detektors

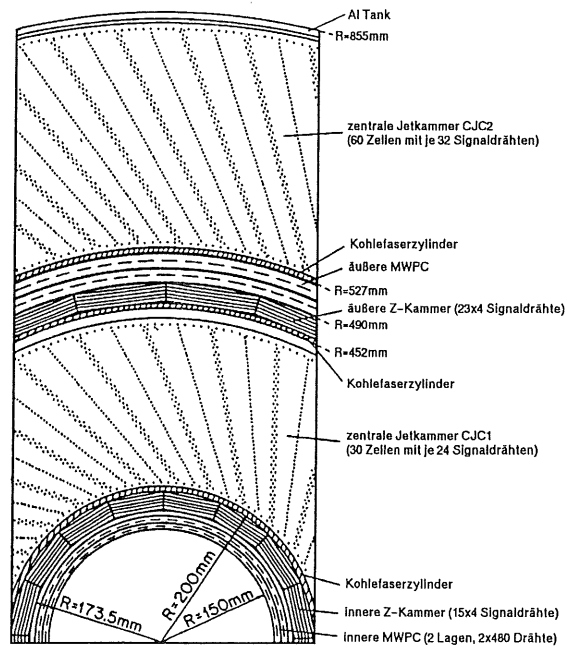


Abbildung 2.4: Radiale Ansicht der zentralen Spurkammern des H1-Detektors

Das innere Spurkammersystem des H1-Detektors

In Abbildung 2.3 sind die inneren Spurkammern des H1-Detektors dargestellt. Sie sind unterteilt in Vorwärtsspurkammern (FTD^d) und zentrale Spurkammern (CTD^e). Ebenso ist das Rückwärtskalorimeter (BEMC^f) abgebildet. Man erkennt, daß die verschiedenen Detektoren unterschiedliche Polarwinkelbereiche^g abdecken.

		CIZ ^h	CJC1 ⁱ	COZ ^j	CJC2 ^k
innerer Radius	[mm]	173.5	203	460	530
äußerer Radius	[mm]	200	451	485	844
$r\phi$ -Ortsauflösung	[mm]	28	0,17	58	0,17
z-Ortsauflösung	[mm]	0,26	22	0,2	22
Polarwinkelbereich	[°]	16 – 169	5 – 170	25 – 156	25 – 155

Tabelle 2.2: Parameter des zentralen Spurkammersystems

Die Driftkammern CJC1 und CJC2 sind für eine gute Ortsauflösung in der $r\phi$ -Ebene optimiert. Die Drähte der Kammern verlaufen parallel zur Strahlröhre. Um die Ortsauflösung in z-Richtung und damit die Impulsbestimmung zu verbessern, wurden die Spurkammern CIZ und COZ eingebaut (siehe Tabelle 2.2). Hier verlaufen die Drähte senkrecht zur Strahlröhre. In Abbildung 2.4 ist die radiale Anordnung der zentralen Spurkammern dargestellt.

In Abbildung 2.5 ist die Anzahl der Treffer aufgetragen, die die Spuren der DTRA-Bank (siehe Kapitel 5.2) in den inneren Spurkammern hinterlassen. Deutlich ersichtlich ist, daß der größte Teil der Spuren nur in den zentralen Spurkammern registriert wird.

^dForward Tracking Detector

^eCentral Tracking Detector

^fBackward ElectroMagnetic Calorimeter

^gDer Polarwinkel ist der Winkel zur Protonflugrichtung

^hCentral Inner Z-Chamber

ⁱCentral Jet Chamber 1

^jCentral Outer Z-Chamber

^kForward Tracking Chambers

^lCentral Jet Chamber 2

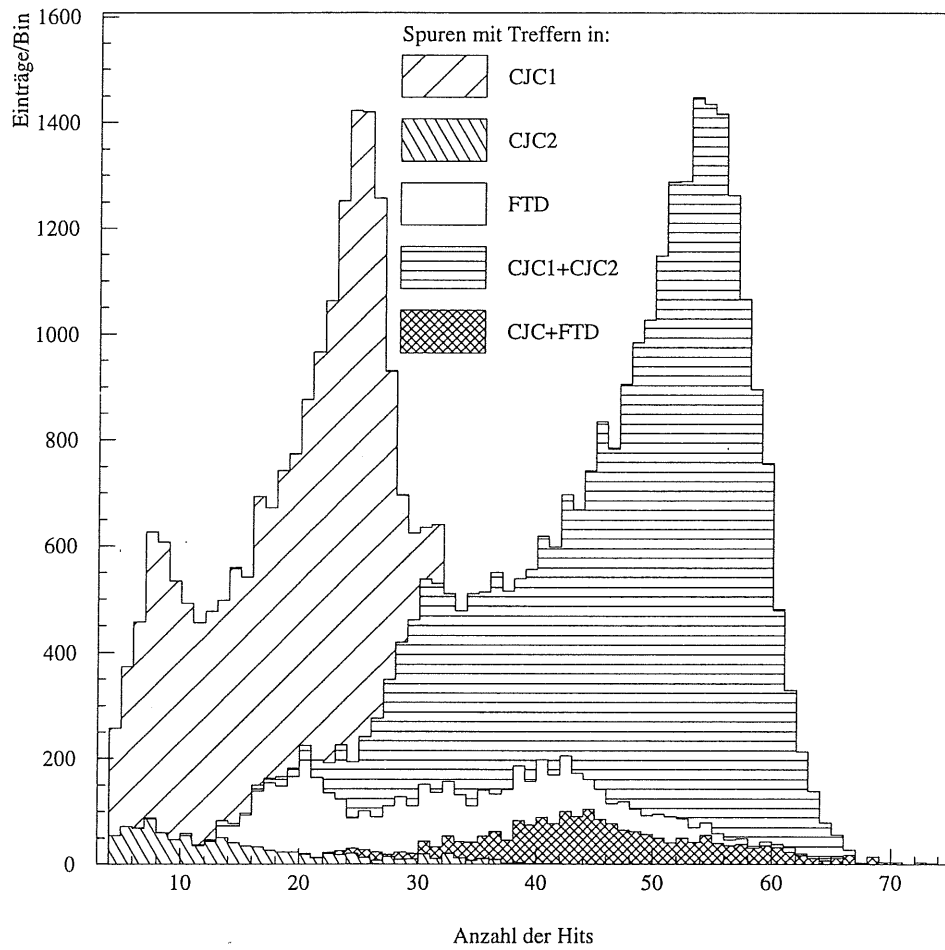


Abbildung 2.5: Verteilung der Trefferanzahl

Kalorimeter

Ein weiterer wichtiger Bestandteil des H1-Detektors ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC^m) [4] [5]. Es ist unterteilt in ein hadronisches [5] und ein elektromagnetisches [4] Kalorimeter. Das LAC überdeckt einen Polarwinkelbereich von $3^\circ - 155^\circ$. Es kann der Energiefluß gemessen werden, der in diesem Winkelbereich die Wechselwirkungszone verläßt. Mit den Informationen aus dem zentralen Spurkammersystem kann so eine Teilchenidentifikation vorgenommen werden.

Um die Lücke in der Energieflußmessung zu schließen, die zwischen der Strahlröhre ($\Theta \approx 0.6^\circ$) und dem LAC ($\Theta \approx 3^\circ$) besteht, wurde das sogenannte Plug-Kalorimeter [13] entwickelt.

Vorwärts-Myon-System

Um hochenergetische Myonen im Vorwärtsbereich nachzuweisen, wurde das Vorwärts-Myon-System (FMSⁿ) installiert. Das FMS besteht aus flachen Driftkammern und einem Toroid-Magneten. Der abgedeckte Polarwinkelbereich ist $3^\circ - 17^\circ$.

Sowohl Plug-Kalorimeter als auch Vorwärts-Myon-System kommt bei der Selektion von diffraktiven Ereignissen (Kapitel 3.4) eine große Bedeutung zu (siehe Kapitel 5.1).

Das Luminositätssystem

Der Elektron-Tagger und der Photondetektor dienen dazu, die Luminosität zu messen. Dies geschieht mit Hilfe des in der QED genau berechenbaren Bethe-Heitler-Prozesses [H1-96, Mey95]

$$e + p \rightarrow e + p + \gamma \quad (2.1)$$

Die Energien von Photon und Elektron werden in Koinzidenz gemessen. Das gestreute Elektron wird von den Strahlmagneten aus dem Strahlrohr in den Elektronentagger gelenkt. Das Bremsstrahlungsphoton trifft durch ein Photonfenster auf den Photondetektor. Die Bremsstrahlungsprozesse finden unter sehr kleinen Winkeln statt, so daß Elektron-Tagger und Photondetektor dicht am Strahlrohr liegen müssen (Abbildung 2.6). Der Elektron-Tagger liegt bei $z = -33m$ und der Photondetektor bei $z = -102,9m$. Beide Detektoren sind Čerenkov-Zähler. Der Verlauf der Luminosität der Strahlperiode 1994 ist in Abbildung 2.7 dargestellt.

^mLiquid Argon Calorimeter

ⁿForward Muon Spectrometer

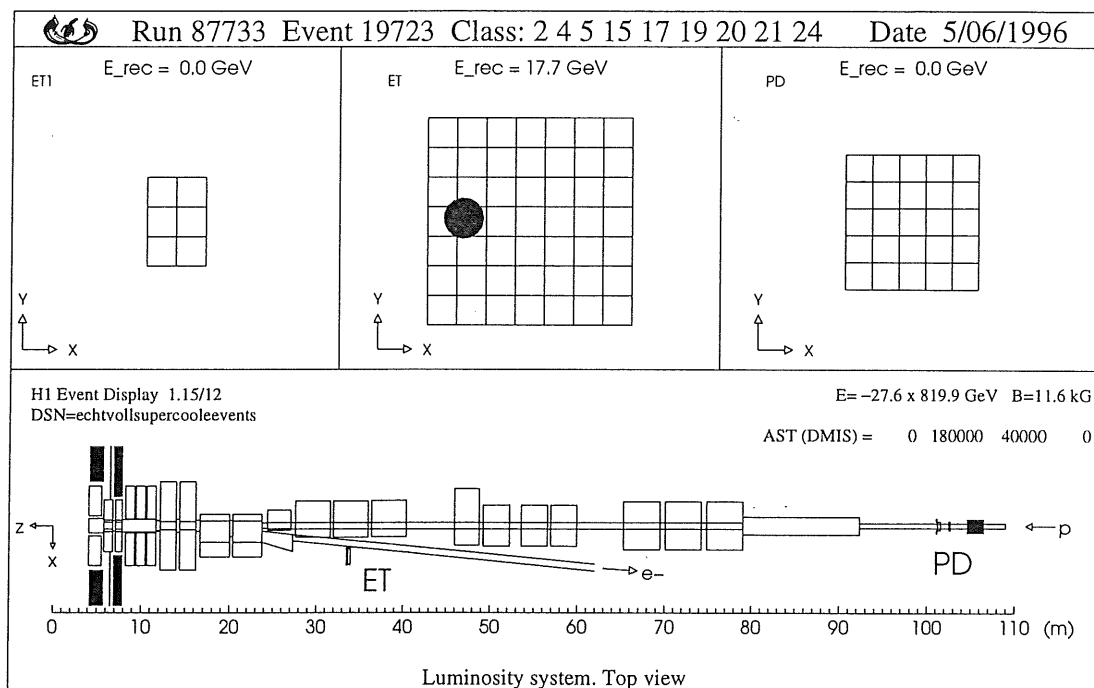


Abbildung 2.6: Das Luminositätssystem des H1-Detektors

Darüber hinaus spielt der Elektron-Tagger bei der Klassifizierung von Photoproduktionsereignissen eine große Rolle (siehe Kapitel 3.3). Mit dem Elektron-Tagger kann die Energie eines schwach gestreuten Elektrons gemessen werden (Abbildung 2.6 oben Mitte).

Eine genaue Beschreibung der Komponenten des H1-Detektors ist in [H1-96] gegeben.

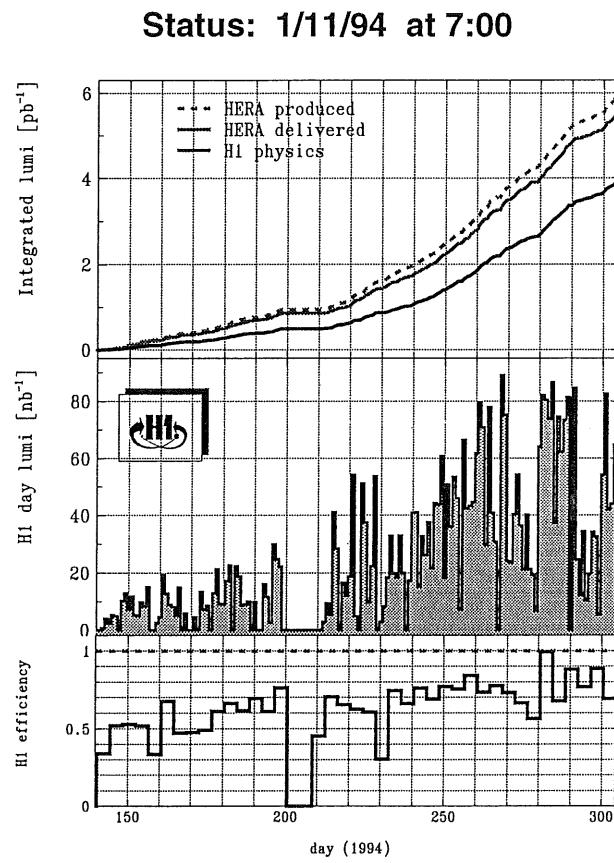


Abbildung 2.7: H1-Luminosität während der Strahlperiode 1994

Kapitel 3

Die Physik bei HERA

3.1 Kinematik

Wegen der unterschiedlichen Energien der Strahlteilchen ist das Schwerpunktsystem bei H1 stark in Flugrichtung des Protons geboostet. Zur Beschreibung der kinematischen Vorgänge im relativistischen Bereich ist es daher zweckmäßig, lorentzinvariante Größen zu verwenden. Mit den in Abbildung 3.1 eingezeichneten Viererimpulsen P , l , l' und q lassen sich folgende Größen definieren:

Das Quadrat der Schwerpunktenergie s und das negative Quadrat des Impulsübertrages des Elektrons auf das gestreute Quark Q^2 lauten:

$$s = (P + l)^2, \quad Q^2 = -q^2 = -(l' - l)^2 \quad (3.1)$$

Außerdem führt man die dimensionslosen Variablen x und y ein:

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}, \quad y = \frac{P \cdot q}{P \cdot l} \quad (3.2)$$

Im einfachen Quark-Parton-Modell gibt x den Impulsbruchteil des einlaufenden Protons an, den das an der Wechselwirkung beteiligte Quark trägt. Im Grenzfall der Photoproduktion gibt y den Impulsbruchteil an, den das Elektron auf das Austauscheteilchen überträgt.

In Ereignissen mit neutralem Strom werden Q^2 und y häufig auch in Abhängigkeit der Meßgrößen Θ_e^a und $E_e'^b$ des Elektrons angegeben:

$$Q^2 = 4E_e E_e' \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right), \quad y = 1 - \frac{E_e'}{E_e} \sin^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \quad (3.3)$$

^a Θ_e bezeichnet den Winkel zwischen auslaufendem Elektron und Protonflugrichtung

^b E_e bzw. E_e' bezeichnen die Energien des ein- bzw. auslaufenden Elektrons

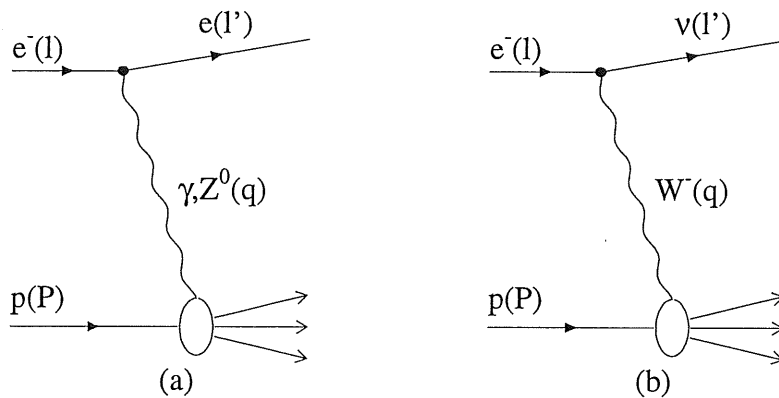


Abbildung 3.1: Tiefinelastische Streuung bei HERA: Ereignisse mit neutralem Strom (a) (neutral current event) und geladenem Strom (b) (charged current event)

Diese Variablen sind nicht unabhängig voneinander und bei Vernachlässigung der Proton- und der Elektronmasse durch folgende Beziehung verknüpft:

$$Q^2 = xys \quad (3.4)$$

In der diffraktiven Physik (siehe Kapitel 3.4) spielt die Pseudorapidität η einer Spur eine entscheidende Rolle. Sie ist definiert als^c

$$\eta = -\ln \tan \frac{\Theta}{2} \quad (3.5)$$

Eine ausführliche Einführung in das Standardmodell ist in [Ber92] gegeben.

3.2 Tiefinelastische Streuung

Die häufigsten auftretenden Ereignisklassen bei HERA sind die Photoproduktion sowie die tiefinelastische Streuung (DIS^d). Darauf soll nun im folgenden kurz eingegangen werden.

^c Θ bezeichnet den Winkel zwischen Spur und Protonflugrichtung

^dDeep Inelastic Scattering

In Abbildung 3.1 sind die Feynmangraphen der einfachsten Prozesse der tiefunelastischen Streuung aufgetragen. Das einlaufende Elektron wechselwirkt mit einem Quark des Protons durch Austausch eines γ , eines Z^0 - oder eines W^\pm -Bosons. Das Quark wird dabei aus dem Proton herausgeschlagen und läßt einen Protonrest zurück. In Richtung der ursprünglichen Protonenflugrichtung und in Richtung des herausgeschlagenen Quarks entstehen Jets. Durch die Farbladung von Quark und Protonrest bildet sich ein Farbfluß aus. In der Detektorregion zwischen Protonflugrichtung und herausgeschlagenem Quark erwartet man daher neu entstandene Teilchen. Schließlich hadronisieren sowohl das herausgeschlagene Quark als auch der Protonrest in einen farbfreien bzw. weißen Zustand.

3.3 Photoproduktion

Die Wechselwirkung eines vom Elektron emittierten quasireellen Photons mit den Konstituenten des Nukleons bezeichnet man als Photoproduktion. Ereignisse der Photoproduktion haben einen kleinen Impulsübertrag, meist wählt man als willkürliche Schranke $Q^2 < m_p^2$. Das Elektron und das Proton bzw. der Protonrestjet fliegen nahezu ohne Ablenkung weiter.

Ein Photon kann direkt oder aber über seine hadronische Komponente mit einem Parton des Protons wechselwirken. In Abbildung 3.2 sind Feynmangraphen verschiedener Photoproduktionsprozesse aufgetragen.

Bei den direkten Prozessen Gamma-Gluon-Fusion (a) und QCD-Compton (b) wechselwirkt das vom Strahlelektron emittierte Photon direkt mit einem Parton des Protons.

Bei den aufgelösten^e Prozessen (c) und (d) „löst“ sich das Photon in ein Quark-Antiquark-Paar auf.

Bei der VDM^f-Komponente (c) fluktuieren die beiden Quarks anschließend in ein Vektormeson mit denselben Quantenzahlen wie das Photon, z.B. in ein $\rho(770)$, $\omega(782)$, $\Phi(1020)$ oder $J/\Psi(3097)$. Dieses Vektormeson wechselwirkt anschließend als ganzes mit dem Proton. Bei diffraktiven Ereignissen geschieht das im Rahmen der Regge-Theorie durch Austausch eines Pomerons (siehe Kapitel 3.4).

^eengl.: resolved

^fVektormeson-Dominanz-Modell

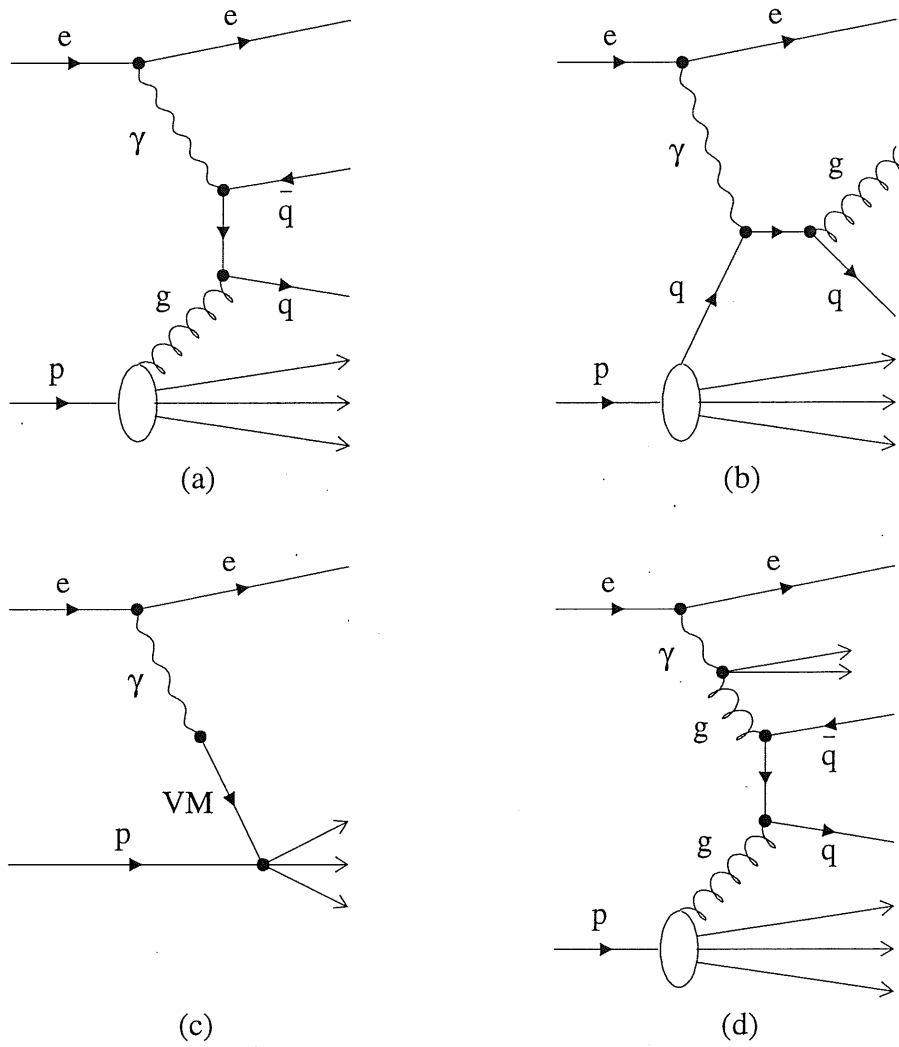


Abbildung 3.2: Harte Photoproduktion bei HERA: Direkte Prozesse: (a) Gamma-Gluon-Fusion, (b) QCD-Compton. Aufgelöste (resolved) Prozesse: (c) VDM-Komponente, (d) anomale Komponente

Bei der anomalen Komponente (d) fluktuiert das Photon ebenfalls in ein $q\bar{q}$ -Paar, das jedoch kein Vektormeson bildet. Stattdessen wechselwirkt ein Quark mit einem Konstituenten des Protons. Man erwartet daher ähnliche physikalische Mechanismen wie bei Hadron-Hadron-Wechselwirkungen.

Bei H1 werden Photoproduktionsereignisse grundsätzlich in zwei Klassen eingeteilt:

- **Tagged Events:** Hier wird gefordert, daß das gestreute Elektron im 33 Meter in Elektronflugrichtung liegenden Elektron-Tagger (siehe Kapitel 2.2) nachgewiesen wird. Im Elektrontagger wird dabei die Energie E'_e des gestreuten Elektrons gemessen. Die Energie des Photons läßt sich so sehr einfach angeben als $E_\gamma = E'_e - E_e$. Die Variable y (siehe Gleichung 3.3) ergibt sich in diesem Falle zu $y \approx \frac{E_\gamma}{E_e}$. Aus Akzeptanzgründen wird für tagged Events gefordert, daß $0,25 < y < 0,7$. Die Forderung des Nachweises im Elektron-Tagger hat zur Folge, daß $Q^2 < 0,01 GeV^2$ [DESY95].
- **Untagged Events:** Hier wird lediglich gefordert, daß kein gestreutes Elektron im Rückwärtskalorimeter BEMC nachgewiesen werden kann. Diese kinematische Bedingung bedeutet, daß $\Theta'_e \gtrsim 175^\circ$ bzw. $Q^2 < 4 GeV^2$.

Eine ausführliche Darstellung der Mechanismen der Photoproduktion ist in [Mey95] gegeben.

3.4 Diffraktive Ereignisse

Bei einem Teil der Ereignisse bei HERA beobachtet man einen unerwartet großen Winkelbereich in Vorwärtsrichtung, in dem keine Teilchen nachgewiesen werden. Das Auftreten dieser sogenannten Rapiditätslücke deutet darauf hin, daß sich zum Protonrest kein Farbfluß ausbildet. Die Struktur des Protons bleibt weitgehend intakt. Im Rahmen der Regge-Theorie wird die Wechselwirkung dadurch erklärt, daß Proton und Photon über ein farbloses Austauscheteilchen, das Pomeron, wechselwirken. Die Struktur des Pomerons ist bislang noch wenig verstanden.

Der minimale vom LAC (siehe Kapitel 2.2) abgedeckte Polarwinkel θ beträgt $\approx 3^\circ$. Dies entspricht einer Pseudorapidität von $\eta \approx 3,6$. Die Größe der beobachteten Rapiditätslücke läßt sich dadurch beschreiben, daß man jedem Ereignis eine Größe η_{max} zuweist, welche die Pseudorapidität des Clusters im LAC mit einer Energiedeposition oberhalb der Rauschschwelle ist, das der Protonenstrahlrichtung am nächsten liegt. Bei H1 beträgt die Rauschschwelle $400 MeV$.

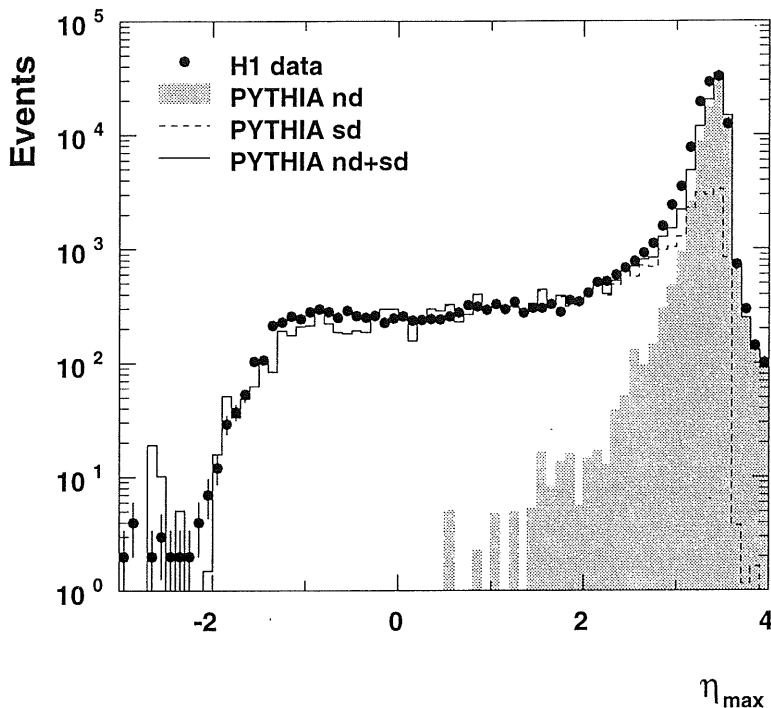


Abbildung 3.3: η_{max} -Verteilung in Photoproduktionsereignissen bei H1 (aus [DESY95]). Eingezeichnet ist die Verteilung für ein diffraktives (gestrichelt) und ein nichtdiffraktives (schattiert) Monte-Carlo-Modell, sowie für deren Summe (durchgezogen).

In Abbildung 3.3 ist zu sehen, daß für ein nichtdiffraktives Monte-Carlo-Modell die η_{max} -Verteilung ein exponentiell abklingendes Verhalten aufweist, während bei H1-Daten im Bereich $\eta_{max} \lesssim 3$ wesentlich mehr Ereignisse als erwartet auftreten. Erst durch Hinzunahme eines diffraktiven Monte-Carlo-Modells stimmt die Voraussage mit den Daten überein. Aus experimenteller und phänomenologischer Sicht stellen die diffraktiven Ereignisse den Teil der Ereignisse dar, bei dem η_{max} nicht exponentiell unterdrückt ist [Bjo93]. Etwa 30-40% der Photoproduktionsereignisse bei HERA sind diffraktiv. In diesem Anteil sind sowohl elastische als auch inelastische diffraktive Prozesse enthalten [DESY95].

In Abbildung 3.4 ist deutlich zu erkennen, daß bei einem diffraktiven Ereignis in den Vorwärtsdetektoren keine Energiedeposition oberhalb des Rauschniveaus erkennbar ist.

Zur Selektion von diffraktiven Ereignissen werden verschiedene Schnitte vorgenom-

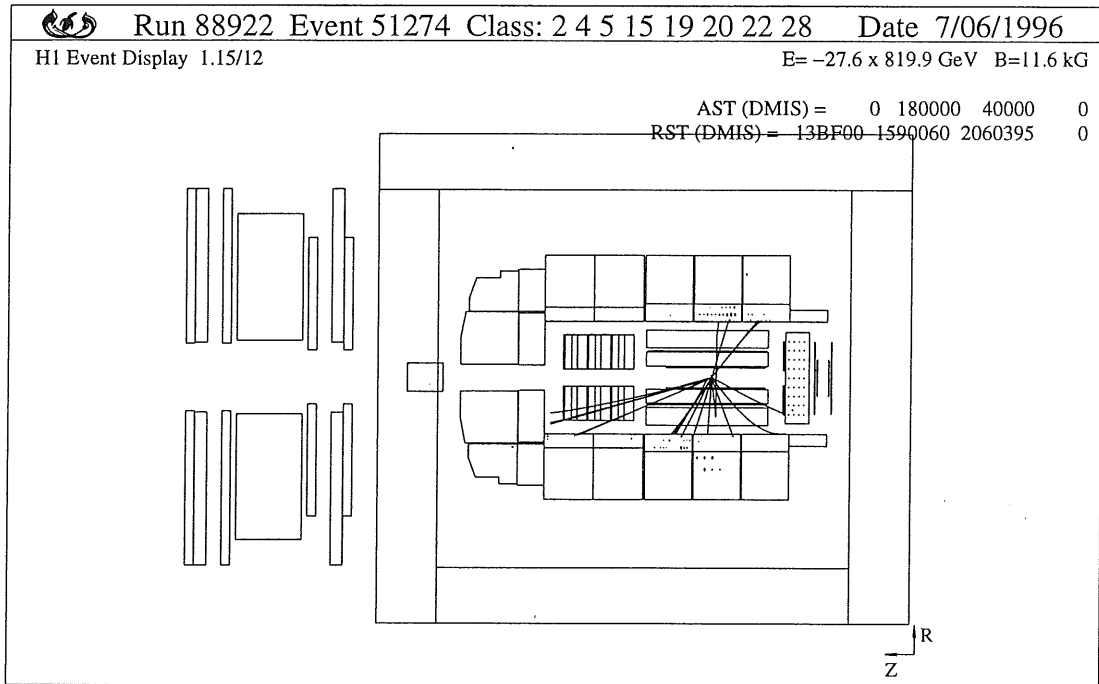


Abbildung 3.4: Diffraktives Ereignis mit Rapiditätslücke bei H1

men, die in Kapitel 5.1 beschrieben werden.

3.5 Schwere Quarks

Ein Hauptziel von HERA ist es, die Produktion schwerer Quarks sowie Entstehung und Zerfall von charmtragenden Teilchen zu untersuchen. Dadurch läßt sich die Gluondichte des Protons direkt bestimmen. Als schwere Quarks werden die Quarksorten *charm*, *bottom* und *top* bezeichnet. Tatsächlich entstehen in einem Teil der Ereignisse Charm- und Bottomquarks. Bei einer integrierten Jahresluminosität von $\int \mathcal{L} = 100 \text{pb}^{-1}$ erwartet man eine jährliche Produktion von $\mathcal{O}(10^8)$ Charm- und $\mathcal{O}(10^6)$ Bottomquarks [OUL91].

Wegen der hohen Schwerpunktenenergie bei HERA gab es zunächst sogar die Hoffnung, das Topquark finden zu können. Mittlerweile wurde es am Tevatron nachgewiesen [CDF94]. Es besitzt eine Masse von $(176 \pm 16) \text{GeV}$ und ist damit zu schwer, um bei HERA beobachtet werden zu können.

Kapitel 4

Kleiner Exkurs nach Monte-Carlo

Bei Kollisionsexperimenten wie H1 entstehen in einem Ereignis eine große Anzahl verschiedener geladener und ungeladener Teilchen. Für die dabei stattfindenden physikalischen Mechanismen gibt es eine Vielzahl Modelle (siehe z.B. [PYTHIA]). Um Voraussagen über die bei einem Ereignis auftretenden Vorgänge treffen zu können, ist es daher hilfreich, zuerst eine Monte-Carlo-Analyse vorzunehmen. Auch kann man so gemessene und berechnete Daten miteinander vergleichen.

Für die Generierung eines Monte-Carlo-Ereignisses werden in einem ersten Schritt die Wechselwirkung der einlaufenden Teilchen und die Vierervektoren der bei der Kollision entstehenden Zerfallsteilchen simuliert. Dies geschieht mit Hilfe der perturbativen QCD und physikalischer Modelle, wie zum Beispiel Pomeronmodellen. Die Generierung eines Monte-Carlo-Ereignisses ist unabhängig vom Detektor. Oft sind Monte-Carlo-Generatoren auf einen speziellen Verwendungszweck (z.B. diffraktive Ereignisse, einzelne Unterprozesse usw.) zugeschnitten.

In einem weiteren Schritt wird nun simuliert, wie die generierten Teilchen mit dem Detektor wechselwirken. Eine genaue Kenntnis des Detektors und seiner Komponenten ist hierfür notwendig. Sowohl für die Generator-, als auch für die Detektor-simulation werden Monte-Carlo-Verfahren verwendet.

4.1 Einige Monte-Carlo-Generatoren

4.1.1 PYTHIA

PYTHIA ist ein Monte-Carlo-Generator, der $p\bar{p}$ -, e^+e^- - und γp -Kollisionen simulieren kann [PYTHIA]. Bei der Generierung eines Ereignisses wird zunächst der harte Subprozeß simuliert. Anschließend wird die Fragmentation und der Zerfall der dabei

entstandenen instabilen Teilchen simuliert.

PYTHIA wird bei H1 zur Simulation von Photoproduktionsereignissen verwendet. Eine kurze Einführung in PYTHIA ist in [Mey95] gegeben.

4.1.2 IJRAY

Für die Simulation des in der Photoproduktion auftretenden Bremsstrahlungsprozesses wird bei H1 der Generator IJRAY [IJRAY] verwendet. IJRAY simuliert den QED Vertex $e \rightarrow \gamma e'$ und übergibt das Ergebnis an den Monte-Carlo-Generator des harten Subprozesses. Durch den Einsatz von IJRAY ergibt sich die Möglichkeit, verschiedene Monte-Carlo-Generatoren für den harten Subprozeß mit denselben Eingabeparametern zu vergleichen.

4.1.3 POMPYT

Ähnlich wie IJRAY ist POMPYT kein vollständiger Monte-Carlo-Generator. POMPYT ist ein „Aufsatz“ für den MC-Generator PYTHIA und implementiert im Rahmen von diffraktiven Modellen (siehe auch Kapitel 3.4) die Abstrahlung eines Pomérons am Protonvertex bei kleinem Impulsübertrag $t = (l' - l)^2$ [POMPYT]. Die Quark- bzw. Gluon-Konstituenten des Pomérons gehen anschließend in den harten Subprozeß ein. Zur Berechnung des harten Subprozesses benutzt POMPYT den Monte-Carlo-Generator PYTHIA.

4.2 Monte-Carlo-Produktion bei H1

Monte-Carlo-Ereignisse werden bei H1 mit einem beliebigen Monte-Carlo-Generator erzeugt. Anschließend werden die Wechselwirkungen der in einem Ereignis entstandenen Teilchen mit dem Detektor mit dem Detektorsimulationsprogramm H1SIM simuliert. Dabei gehen die geometrischen und technischen Eigenschaften, wie die Lage und die Beschaffenheit der Spurkammern ein. Schließlich werden die Daten mit dem Rekonstruktionsprogramm H1REC rekonstruiert und in BOS-Bänken [BOS] abgespeichert, wo sie für die Analyse zur Verfügung stehen.

Kapitel 5

Die Analyse

5.1 Ereignisselektion

Diffraktive Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß das Proton weitgehend intakt bleibt. Eine Möglichkeit zur Selektion diffraktiver Ereignisse wäre es, diesen Endzustand nachzuweisen. Das Proton wird jedoch nur sehr schwach abgelenkt. Es fliegt bei H1 ohne registriert werden zu können in die Strahlröhre. Daher ist die einzige Möglichkeit einer Ereignisselektion die Beobachtung der Rapiditätslücke bzw. einer maximalen Pseudorapidität η_{max} der Einträge in den Kalorimetern.

Ein Schnitt auf η_{max} ist sehr effektiv. Monte-Carlo-Studien sagen für Ereignisse mit $\eta_{max} < 1,8$ ($\Theta_{min} > 18,8^\circ$) einen nicht-diffraktiven Untergrund von lediglich $\approx 7\%$ voraus. Allerdings werden auf diese Art und Weise viele diffraktive Ereignisse verworfen. Zudem ist die Akzeptanz in wichtigen kinematischen Bereichen gering [Meh94].

Daher wurde in [Meh94] eine Methode zur Selektion diffraktiver Ereignisse entwickelt, in der der η_{max} -Schnitt gelockert wird und durch zusätzliche Schnitte in den Bankdaten der Vorwärtsdetektoren (Kapitel 2.2) der nichtdiffraktive Untergrund trotzdem klein gehalten werden kann.

Den diffraktiven Datensätzen in dieser Analyse lagen folgende Schnitte zur Selektion diffraktiver Ereignisse zugrunde:

- weniger als zwei Trefferpaare im Vorwärts-Myon-System (FMS)
- weniger als 3GeV deponierte Energie im Plug-Detektor
- $\eta_{max} < 3,2$ (Kapitel 3.4), d.h. $\Theta_{min} > 4,67^\circ$

Folgende Datensätze wurden in dieser Arbeit analysiert:

- Um die Kinematik und die Produktion von Charmquarks und $D^{*\pm}$ -Mesonen in diffraktiven Ereignissen zu untersuchen, wurde mit dem Monte-Carlo-Generator POMPYT 1.0 ein Datensatz mit diffraktiven $c\bar{c}$ -Ereignissen generiert. Anschließend wurden mit einer Analyseroutine die Ereignisse herausgefiltert, die mindestens ein $D^{*\pm}$ -Meson enthalten, das in einem der gesuchten Zerfallskanäle zerfällt^a:

$$D^{*+} \longrightarrow D^0 \pi_s^+ \longrightarrow (K^- \pi^+) \pi_s^+ \quad (5.1)$$

$$D^{*-} \longrightarrow \bar{D}^0 \pi_s^- \longrightarrow (K^+ \pi^-) \pi_s^- \quad (5.2)$$

Daten des POMPYT-Datensatzes:

- diffraktive $c\bar{c}$ -Ereignisse
 - $x_{\text{IP}} < 0, 1$ ^b
 - $-10 \text{GeV}^2 < t < 0 \text{GeV}^2$
 - in jedem Ereignis ein $D^{*\pm}$, das im gesuchten Zerfallskanal zerfällt
 - insgesamt 3309 Ereignisse
- Für die Untersuchung des Zerfalls von $D^{*\pm}$ -Mesonen ist es günstig, eine größere Menge Ereignisse zur Verfügung zu haben. Die Generierung von Ereignissen mit dem Monte-Carlo-Generator POMPYT ist sehr langsam. Daher wurde auch auf einen Datensatz zurückgegriffen, der mit dem Generator PYTHIA erzeugt wurde und eine Größenordnung mehr gesuchte $D^{*\pm}$ -Zerfälle enthält.

Daten des PYTHIA-Datensatzes:

- nicht-diffraktive $c\bar{c}$ -Ereignisse
 - in jedem Ereignis ein $D^{*\pm}$, das im gesuchten Zerfallskanal zerfällt
 - insgesamt 33369 Ereignisse
- In der zweiten Hälfte des Jahres 1994 wurden am H1-Detektor Ereignisse mit einer integrierten Luminosität von 4pb^{-1} aufgezeichnet (Abbildung 2.7).
 - Tagged Photoproduktion (siehe Kapitel 3.3)
 - $|z_{\text{vertex}}| < 35 \text{cm}$ ^c

^aZur Unterscheidung wird hier wie auch im folgenden das Pion, das aus dem Zerfall der D^0 stammt, als π und das direkt aus dem D^{*+} -Zerfall stammende Pion aus kinematischen Gründen als π_s (für s =slow) bezeichnet (siehe Kapitel 5.7.2).

^b x_{IP} ist der Impulsanteil, den das Pomeron vom Proton übernimmt

^c $|z_{\text{vertex}}|$ ist die z -Koordinate des Wechselwirkungspunktes eines Ereignisses.

- Insgesamt 213.659 Ereignisse, das entspricht einer integrierten Luminosität von $2,25pb^{-1}$. Hierbei wurde eine Korrektur auf satellite bunches [Lev95] vorgenommen.^d

5.2 Spurrekonstruktion bei H1

Sowohl bei Monte-Carlo-Ereignissen, als auch bei H1-Daten werden die Spurinformatio-
nen in Bänken des Programmsystems BOS [BOS] gespeichert. Für jedes Ereignis
existieren eine Vielzahl Bänke, in denen unter anderem Informationen zu Detektor-
status, Spurkammern sowie zu den registrierten Teilchenspuren stehen.

DST-Bänke

Mit kontinuierlicher Erhöhung der Luminosität wuchs im Laufe der Zeit die Daten-
menge und damit auch der Bedarf an Festplattenplatz. Mit der Strahlperiode 1994
wurde es notwendig, den Speicherbedarf pro Ereignis drastisch zu reduzieren. Bei den
Analysen wurden viele spezifische Detektorinformationen, die bislang abgespeichert
wurden, nur äußerst selten oder überhaupt nicht benötigt, während oft verwendete
Spurparameter aus verschiedenen Datenbankeinträgen erst berechnet werden muß-
ten.

Seit der Strahlperiode 1994 werden daher die Daten in einem komprimierten Format
gespeichert, das stark auf die wichtigsten später benötigten Daten zugeschnitten ist,
dem sogenannten DST^e-Format [DST]. Oft benötigte Spurdaten, die bislang berech-
net werden mußten, sind bereits bei der Erstellung der DST-Bänke ermittelt und
dort abgespeichert worden.

Für diese Analyse wurden Informationen aus folgenden DST-Bänken verwendet:

DTNV : Die den Detektor durchquerenden Teilchen hinterlassen entlang ihrer
Bahn Treffer in den Spurkammern CJC und FTD. Hintereinanderliegende
Treffer werden zu Spuren verbunden. Für jede dieser Spuren wird in der
DTNV-Bank ein Datensatz angelegt, der die zur eindeutigen Beschreibung
der Spur notwendigen Parameter [Sah94], deren Fehler sowie weitere Spurin-
formationen enthält.

DTRA : Für die Analyse ist es von Interesse zu wissen, ob eine Teilchenspur di-
rekt vom Wechselwirkungspunkt ausgeht (Hauptvertex), oder ob sie aus einem

^dFür die korrigierte Luminosität gilt: $L_{korr} = L(1 - \Delta L_{sat})$ mit $\Delta L_{sat} = (4,80 \pm 0,44)\%$

^eData Summary Tape

sekundären Zerfall, z.B. aus dem Zerfall eines K_s^0 stammt (sekundärer Vertex).

Um dies festzustellen, werden bei Großdetektoren üblicherweise Mikrovertexdetektoren verwendet. Da jedoch der Mikrovertexdetektor des H1-Detektors noch nicht in Betrieb gegangen ist, müssen Vertexpositionen bei H1 aus den Spurinformatoren rekonstruiert werden. Bei der Erstellung der DST-Bänke durch das Rekonstruktionsprogramm H1REC versucht der integrierte H1-Vertexfinder aus der Geometrie der in einem Ereignis auftretenden Spuren Vertices zu rekonstruieren und jede Teilchenspur einem dieser Vertices zuzuordnen. Nach der Zuordnung wird erneut ein Fit vorgenommen, der die Spur an den Vertex anpaßt. In sehr seltenen Fällen treten auch Teilchenspuren auf, die von Wechselwirkungen mit der Strahlrohrwand herrühren.

Gleichzeitig werden Spuren, die in mehr als einer Spurkammer Treffer hinterlassen, zu einer Spur verbunden.

Für Spuren, denen ein Vertex zugeordnet werden kann, wird in der DTRA-Bank ein Datensatz angelegt. Dort werden Meßgrößen gespeichert, die für Analysen wichtig sind, wie z.B. der Transversalimpuls p_t , der Polarwinkel Θ und der Azimutalwinkel ϕ .

DVER : Hier sind die Positionen der mit dem H1-Vertexfinder berechneten Vertices gespeichert.

Die Ortsauflösung bei der Bestimmung eines Vertex ist bei diesem Verfahren natürlich wesentlich gröber als bei einem Mikrovertexdetektor. Eine Rekonstruktion sekundärer Vertices ist nur dann sinnvoll, wenn die Entfernung vom Hauptvertex mindestens im Zentimeterbereich liegt. In Abbildung 5.1 ist die Anzahl der in einem Ereignis vom H1-Vertexfinder rekonstruierten sekundären Vertices histogrammiert.

Wo es sinnvoll ist, sind die DST-Bänke durch Verweise verbunden. So kann man zu jeder Spur in der DTRA-Bank den zugehörigen Vertex in der DVER-Bank finden.

5.3 Spurmultiplicität

In diffraktiven Ereignissen bleibt das Proton bei der Wechselwirkung weitgehend intakt. In nicht-diffraktiven Ereignissen besitzt der nicht farbneutrale Protonrest jet-artige Struktur. Es entstehen eine Vielzahl neuer Teilchen, die teilweise im Detektor nachgewiesen werden können. In diffraktiven Ereignissen fehlt dieser Protonrestjet.

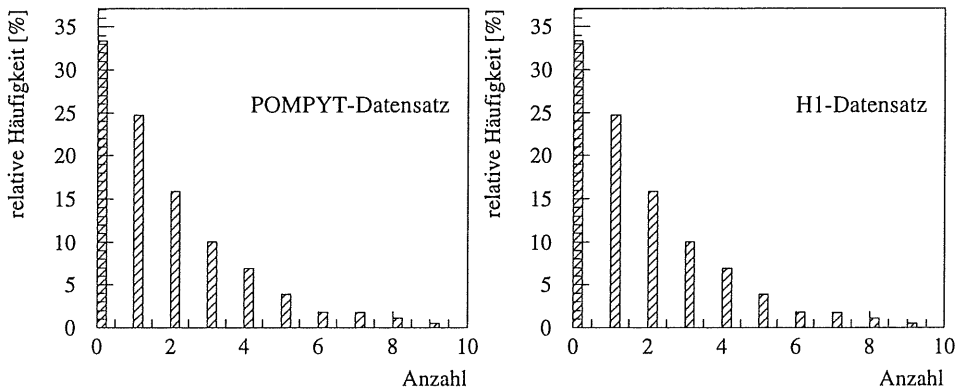


Abbildung 5.1: Anzahl der sekundären Vertices in einem Ereignis

Daher sollte sich im Mittel eine geringere Spurmultiplicität ergeben.

In Abbildung 5.2 sind die Spurmultiplicitäten sowohl für den PYTHIA-Datensatz, dem ein nicht-diffraktives Modell zugrundeliegt, als auch für den diffraktiven POMPYT-Datensatz aufgetragen. Es bestätigt sich die Erwartung, daß POMPYT-Ereignisse eine geringere Spurmultiplicität aufweisen, als PYTHIA-Ereignisse. In Tabelle 5.1 ist zudem zu erkennen, daß POMPYT die Anzahl der Spuren pro Ereignis gut vorhersagt.

Datensatz:	POMPYT	PYTHIA	H1
Anzahl der Ereignisse	3.309	33.369	213.659
Gesamtzahl der Spuren	38.157	467.146	2.474.366
Anzahl der Spuren pro Ereignis	11,5	14,0	11,6

Tabelle 5.1: Durchschnittliche Anzahl der Spuren in einem Ereignis

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

Etwa 30% der primären Charmquarks fragmentieren zu $D^{*\pm}$ -Mesonen [Gel94, Rie95]. $D^{*\pm}$ -Mesonen haben den Quarkinhalt $c\bar{d}$ bzw. $d\bar{c}$. Die im folgenden gemachten Aussagen zum D^{*+} -Meson gelten ladungskonjugiert auch für das D^{*-} -Meson.

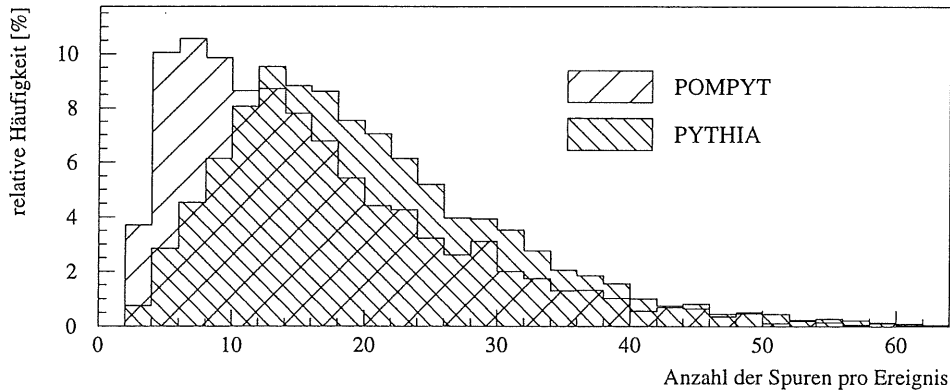
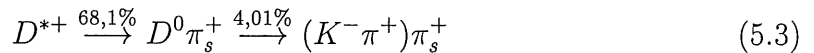


Abbildung 5.2: Multiplizität der Spuren im PYTHIA-Datensatz (nicht diffraktives Monte-Carlo) und im POMPYT-Datensatz (diffraktives Monte-Carlo). Die Histogramme sind auf 100% normiert.

Ein Teil der D^{*+} -Mesonen zerfällt im Zerfallskanal [Rev94]:

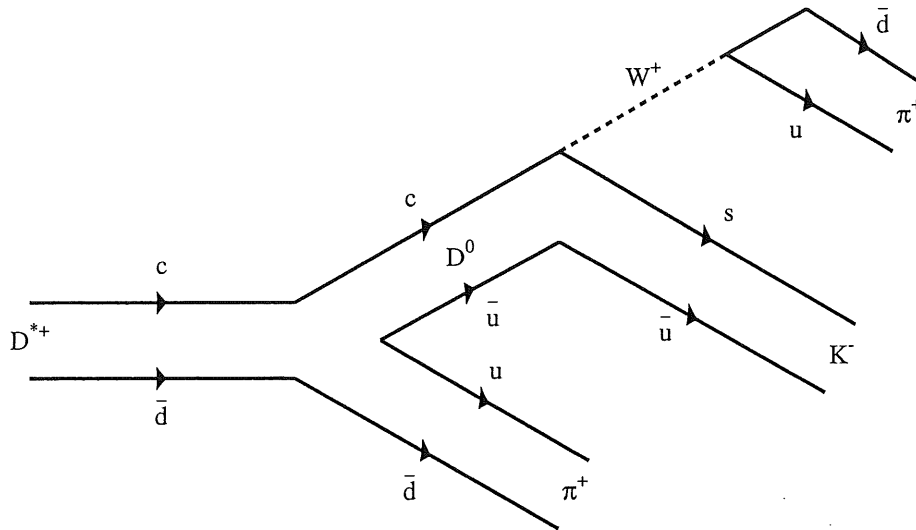


In diesem Zerfallskanal sind alle Teilchen im Endzustand geladen. Das ist ein großer Vorteil bei der Erkennung der Spuren im zentralen Spurkammersystem.

Allerdings ergibt sich ein Gesamtverzweungsverhältnis von nur 2,73%. Das heißt, daß nur 2,73% der entstandenen $D^{*\pm}$ -Mesonen in diesem Zerfallskanal zerfallen. Man erwartet daher eine schlechte Statistik.

Außerdem ist die Spurmultiplicität in einem Ereignis hoch, was einen hohen kombinatorischen Untergrund zur Folge hat. In Abbildung 5.3 ist das Diagramm des Zerfalls dargestellt.

Die mittlere Lebensdauer eines D^0 -Mesons beträgt $4,1 \cdot 10^{-13} \text{ s}$, was einer mittleren Zerfallslänge von $124 \mu\text{m}$ entspricht. Die Ortsauflösung des in das Rekonstruktionsprogramm H1-REC integrierten Vertexfinders ist weitaus gröber als die D^0 -Zerfallslänge, so daß die Zerfallsteilchen des D^0 vom primären Vertex zu kommen scheinen. Das K^- und die π^+ haben Zerfallslängen von $3,70 \text{ m}$ bzw. $7,80 \text{ m}$, so daß sie im Detektor in der Regel Spuren mit ausreichender Länge hinterlassen.

Abbildung 5.3: Diagramm des D^{*+} -Zerfalls

Die Zerfallsteilchen eines im gesuchten Zerfallskanal zerfallenden D^{*+} -Mesons hinterlassen folglich im Detektor drei Spuren, von denen zwei positiv und eine negativ geladen sind. Zur Rekonstruktion von $D^{*\pm}$ -Mesonen geht man folgendermaßen vor:

1. Man wählt in der DTRA-Bank (siehe Kapitel 5.2) zwei Spuren aus einem Ereignis mit entgegengesetzter Ladung aus und ordnet ihnen die Massenhypothese des Kaons bzw. des Pions zu.
2. Damit bildet man die Vierervektoren der beiden Spuren und kombiniert sie zu einem hypothetischen D^0 -Kandidaten.
3. Wenn die invariante Masse des hypothetischen D^0 -Kandidaten innerhalb der Auflösung des H1-Detektors von 80MeV um die nominelle D^0 -Masse von $1,865\text{GeV}$ liegt, dann kombiniert man eine dritte Spur mit der Pion-Massenhypothese hinzu und bildet die invariante Masse des somit erhaltenen $D^{*\pm}$ -Kandidaten.

$D^{*\pm}$ -Kandidaten mit der Ladungskombination $(K^-\pi^+)\pi_s^+$ oder $(K^+\pi^-)\pi_s^-$ werden als *wahre* $D^{*\pm}$ -Kandidaten bezeichnet, während Kandidaten mit der Ladungskombination $(K^+\pi^+)\pi_s^+$ oder $(K^-\pi^-)\pi_s^-$ als *falsche* $D^{*\pm}$ -Kandidaten bezeichnet werden. Alle anderen Ladungskombinationen werden von vornherein verworfen. Die falschen Ladungskombinationen dienen dazu, die Form des kombinatorischen Untergrundes ohne Zuhilfenahme eines Monte-Carlo-Datensatzes zu erkennen.

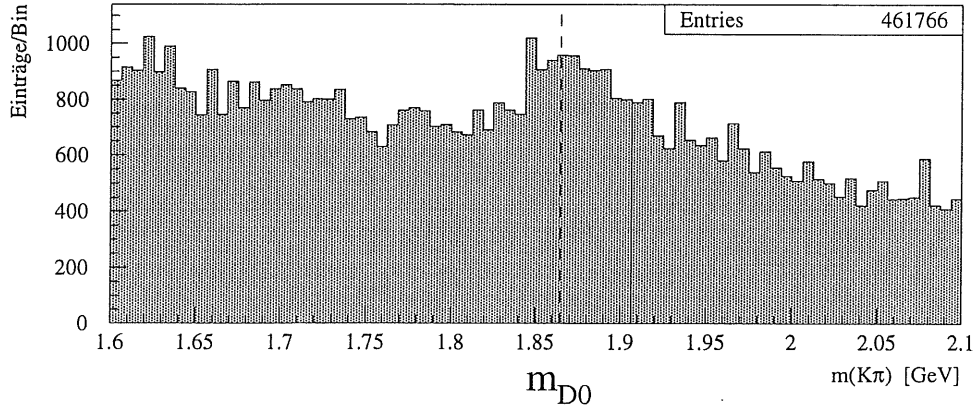


Abbildung 5.4: D^0 -Signal im POMPYT-Datensatz ohne weitere Schritte

In Abbildung 5.4 kann man erkennen, daß das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bei Anwendung auf den POMPYT-Datensatz bereits beim D^0 -Signal sehr schlecht ist, obwohl in jedem Ereignis mindestens ein $D^{*\pm}$ -Meson im gesuchten Kanal zerfällt. Da die H1-Daten natürlich nicht wie die Monte-Carlo-Datensätze auf den Zerfallskanal selektiert sind, ist ein noch wesentlich ungünstigeres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erwarten. Es ist daher klar, daß diese einfache Methode zum Nachweis von $D^{*\pm}$ -Mesonen ungeeignet ist und eine andere Lösung gefunden werden muß.

5.5 Die Δm -Methode

Betrachtet man die nominellen Massen der Teilchen im Zerfall in Gleichung 5.3, so fällt auf, daß der zur Verfügung stehende Phasenraum mit

$$m_{D^{*+}} - (m_{D^0} + m_{\pi^+}) = 5,8 \text{ MeV} \quad (5.4)$$

sehr klein ist. Dies legt nahe, die *Differenz* Δm zwischen den Massen des D^{*+} - und des D^0 -Kandidaten zu betrachten. Dieses als Δm -Methode bekannte Verfahren wurde zum ersten Mal in [Fel77] zum Nachweis von $D^{*\pm}$ -Mesonen verwendet. Nachfolgend wird die Δm -Methode kurz erläutert:

1. Zunächst wird wie in Kapitel 5.4 beschrieben die invariante Masse eines D^0 -Kandidaten bestimmt und durch Hinzukombinieren einer weiteren Spur mit der Massenhypothese m_{π} die invariante Masse eines dazugehörenden $D^{*\pm}$ -Kandidaten gebildet.

2. Anschließend bildet man die Massendifferenz aus den invarianten Massen des $D^{*\pm}$ - und des D^0 -Kandidaten $\Delta m = m_{K\pi\pi} - m_{K\pi}$.
3. Bei wahren $D^{*\pm}$ -Kandidaten liegt der Wert von Δm in unmittelbarer Nähe zu ΔM^f .

Der Literaturwert der Massendifferenz beträgt $\Delta M \equiv (145,42 \pm 0,05) MeV$ [Rev94] und liegt damit nur wenig oberhalb von $M_\pi \equiv 139,6 MeV$. In Abbildung 5.8 ist zu erkennen, daß der Phasenraum an der Stelle ΔM klein ist.

5.6 Erste Schnitte

5.6.1 Mehrfache Fithypothesen

Zusammengesetzte Spuren

In vielen Fällen kann das Rekonstruktionsprogramm eine Teilchenspur, die im zentralen Spurkammersystem CJC1/CJC2 registriert wird, einer Spur in der Vorwärts-spurkammer FTD zuordnen. In diesem Falle werden sowohl die einzelnen Spuren, als auch die zusammengesetzte Spur jeweils in die DTRA-Bank eingetragen. In Abbildung 5.5 ist die Anzahl der Fithypothesen in der DTRA-Bank für eine physikalische Spur histogrammiert. Man erkennt, daß etwa 80% der Spuren im H1-Datensatz genau eine Fithypothese besitzen. Im POMPYT-Datensatz ist der Anteil mit ca. 75% etwas geringer.

In der weiteren Analyse wird nun stets die Fithypothese verwendet, bei der die Gesamtzahl der Treffer in den Spurkammern CJC1, CJC2 und FTD am größten ist.

Mehrere Vertexhypothesen

In einigen Fällen kommt es vor, daß der H1-Vertexfinder (siehe Kapitel 5.2) eine Teilchenspur nicht eindeutig einem bestimmten Vertex zuordnen kann. In diesem Fall wird dieselbe Spur in der DTRA-Bank mehrfach eingetragen, jeweils mit einer anderen Vertexhypothese. In Tabelle 5.2 ist aufgelistet, wie häufig diese Mehrfacheintragungen vorkommen.

Ist für eine physikalische Spur keine Fithypothese mit Hauptvertex vorhanden, dann werden alle Fithypothesen dieser Spur verworfen. In allen anderen Fällen wird die Fithypothese verwendet, der der Hauptvertex zugeordnet ist.

^fZur Unterscheidung wird der Literaturwert der Massendifferenz als ΔM bezeichnet, während die der hypothetischen Teilchen als Δm bezeichnet wird

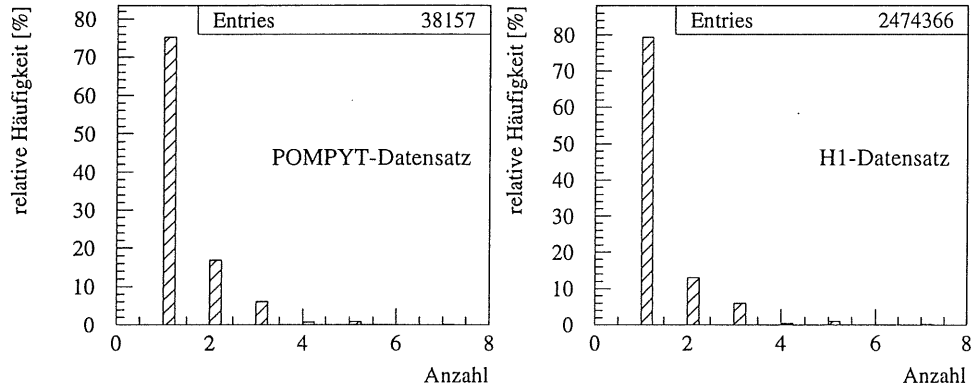


Abbildung 5.5: Fithypothesen in der DTRA-Bank für eine physikalische Spur. Die Histogramme sind auf 100% normiert.

5.6.2 Vertextyp

In Kapitel 5.4 wurde bereits erwähnt, daß die Zerfallsteilchen eines $D^{*\pm}$ -Mesons im H1-Detektor im Rahmen der Meßgenauigkeit der Spurkammern vom primären Vertex kommen. Daher werden Spuren, denen ein sekundärer Vertex zugeordnet ist, für die Analyse verworfen.

5.6.3 Polarwinkel

Wegen der Geometrie der Spurkammern (Abbildung 2.3) erwartet man, daß Spuren, die im Vorwärtsdetektor registriert werden, im Polarwinkelbereich von etwa $5^\circ \lesssim \Theta \lesssim 25^\circ$ liegen, während die CJC-Spuren im Bereich $20^\circ \lesssim \Theta \lesssim 160^\circ$ liegen sollten. Dies ist in Abbildung 5.6 gut zu erkennen.

Ein Großteil der Spuren wird in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung gestreut. Ein Problem ist, daß diese Spuren die Spurkammern oft nur streifen und wenige Treffer hinterlassen. Das hat zur Folge, daß die Impulsbestimmung mit einem großen Fehler behaftet ist. In Abbildung 5.7 ist die Abhängigkeit des relativen Fehlers des Transversalimpulses $\frac{\delta p_t}{p_t}$ vom Polarwinkel Θ angegeben. δp_t einer Spur ist der absolute Fehler von p_t , der bei der Rekonstruktion ermittelt worden ist, und wurde der DTRA-Bank entnommen.

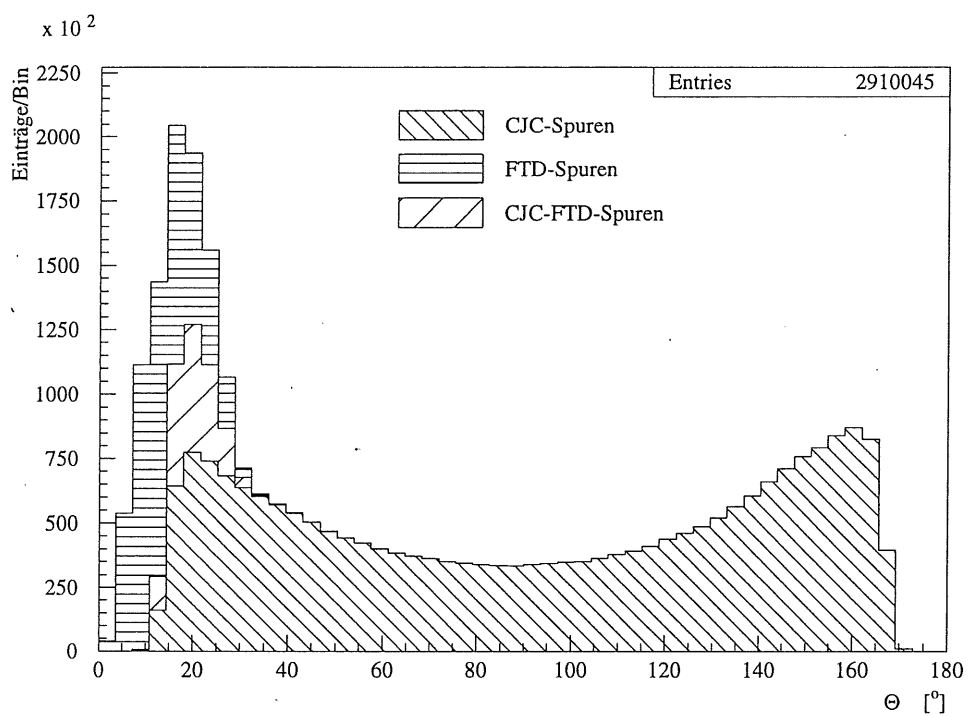


Abbildung 5.6: Verteilung des Polarwinkels der Spuren im H1-Datensatz. Die Histogramme sind addiert aufgetragen.

Datensatz:	POMPYT	PYTHIA	H1
Anzahl der Ereignisse	3.309	33.369	213.659
Einträge in der DTRA-Bank (einschließlich mehrfach eingetragener Spuren bzw. Doppelzählungen)	51.900	661.454	3.260.974
Anzahl der tatsächlichen Spuren (ohne mehrfach eingetragene Spuren bzw. Doppelzählungen)	38.157	467.146	2.474.366
davon Spuren mit verschiedenen Vertexhypothesen	9.554	106.780	490.066
	25,0%	22,9%	19,8%
davon Spuren, die keine Fithypothese auf den Hauptvertex (primärer Vertex) besitzen	1.349	14.650	93.136
	3,5%	3,1%	3,8%

Tabelle 5.2: Mehrfache Fithypothesen in der DTRA-Bank

Es ist zu erkennen, daß bei CJC-Spuren der relative Fehler von p_t in den Polarwinkelbereichen $\Theta \lesssim 30^\circ$ und $\Theta \gtrsim 150^\circ$ stark ansteigt. Bei FTD-Spuren ist der relative Fehler um etwa eine Größenordnung höher. $\frac{\delta p_t}{p_t}$ von CJC-FTD-Spuren liegt nur wenig über den relativen Fehlern von CJC-Spuren.

Um Spuren auszuschließen, die die Spurkammern nur streifen und deren Rekonstruktion daher unsicher bzw. mit einem großen Fehler behaftet ist, werden folgende Schnitte auf den Polarwinkel Θ eingeführt (Abbildung 5.7):

- Spuren, die ausschließlich Einträge in der Vorwärtsspurkammer FTD besitzen, werden verworfen.
- Für Spuren, die ausschließlich Einträge in den zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2 besitzen:

$$30^\circ < \Theta < 150^\circ \quad (5.5)$$

- Für Spuren, die sowohl Einträge in der Vorwärtsspurkammer FTD, als auch Einträge in den zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2 besitzen:

$$15^\circ < \Theta < 150^\circ \quad (5.6)$$

Die relativen Fehler des Azimutalwinkels $\frac{\delta\phi}{\phi}$ und des Polarwinkels $\frac{\delta\Theta}{\Theta}$ selbst hängt dagegen nur unwesentlich von Θ ab.

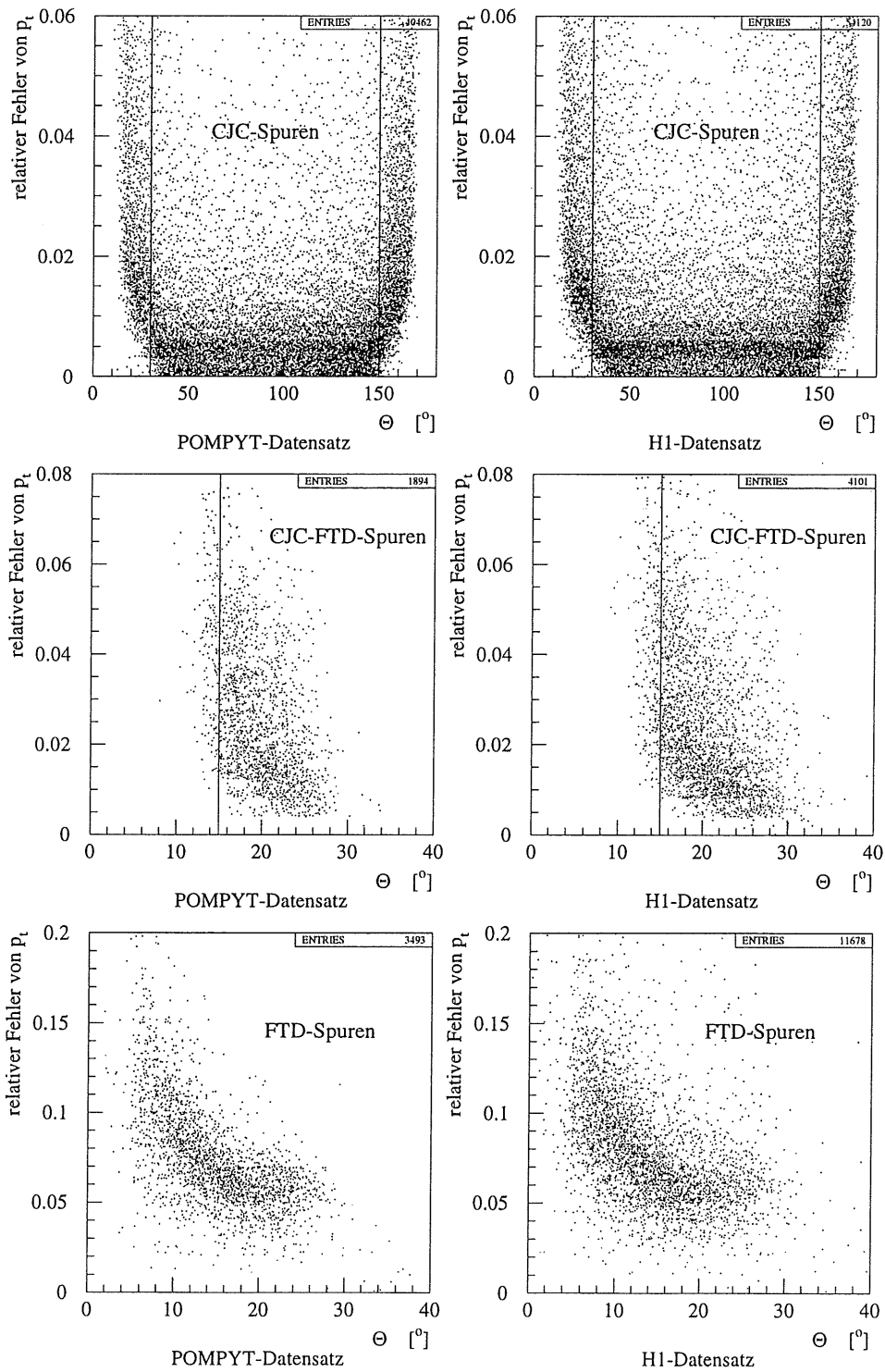


Abbildung 5.7: Histogramm des relativen Fehlers $\frac{\delta p_t}{p_t}$ des Transversalimpulses bei CJC-Spuren (oben), CJC-FTD-Spuren (mitte) und FTD-Spuren (unten) in Abhängigkeit vom Polarwinkel Θ .

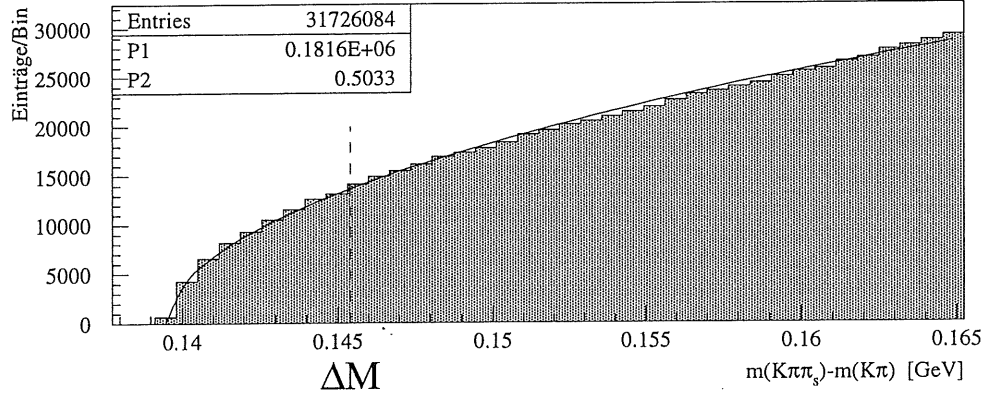


Abbildung 5.8: Δm -Kurve im H1-Datensatz aus falschen $D^{*\pm}$ -Kandidaten zur Untergrundbestimmung. Der nominelle Wert von ΔM liegt bei $0,1454\text{GeV}$.

5.6.4 Anwendung auf den H1-Datensatz

Um sowohl den Verlauf des Untergrundes, als auch den des Δm -Signals zu ermitteln, wurden mit Hilfe des Analysepaketes PAW^g zwei Fitfunktionen an die Δm -Kurve angepaßt:

1. Um die Form des Untergrundes zu bestimmen, wurde eine Funktion mit den zwei Parametern P_1 und P_2 verwendet:

$$f_1(x) = P_1 \cdot \left(\frac{x - m_\pi}{1\text{GeV}}\right)^{P_2} \quad (5.7)$$

Abbildung 5.8 zeigt, daß diese Parametrisierung der Fitfunktion geeignet ist, um die Form des Untergrundes zu beschreiben.

2. Für das ΔM -Signal wurde ein gaußförmiger Verlauf angenommen. Im Bereich der erwarteten Signaltbreite $\Delta M \pm 20\text{MeV}$ ^h (aus Abbildung 5.9) wurde eine Gaußfunktion mit den drei Parametern P_3 , P_4 und P_5 angepaßt:

$$f_2(x) = P_3 \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x - P_4}{P_5}\right)^2} \quad (5.8)$$

^gPhysics Analysis Workstation

^hDieser Bereich wird im folgenden als Signalregion bezeichnet

Aus Abbildung 5.9 ergibt sich der Schwerpunkt des Δm -Signals sowohl im POMPYT- als auch im PYTHIA-Datensatz zu $(145, 7 \pm 0, 86) \text{ MeV}$. Dieser Wert liegt etwas über dem Literaturwert von $\Delta M \equiv (145, 42 \pm 0, 05) \text{ MeV}$, stimmt aber im Rahmen der Fehler damit überein.

Wie erwartet ist in den Δm -Kurven der Monte-Carlo-Datensätze ein klares Signal zu erkennen (Abbildung 5.9). Die Kurven für falscheⁱ und wahre^j Ladungskombinationen (siehe Kapitel 5.4) wurden nicht aufeinander normiert. Bei der Anwendung auf den H1-Datensatz ist das Ergebnis allerdings ernüchternd (Abbildung 5.10). In der Kurve ist trotz Δm -Methode kein Signal zu erkennen. Für den $D^{*\pm}$ -Nachweis sind daher weitere Schnitte erforderlich. Es ist allerdings ersichtlich, daß die Kurven mit falschen und richtigen Ladungskombinationen in der Form übereinstimmen.

Spuren:	Schnitt:
CJC-Spuren	$30^\circ < \Theta < 150^\circ$
FTD-Spuren	verworfen
CJC-FTD-Spuren	$15^\circ < \Theta < 150^\circ$
Alle Spuren	Keine mehrfachen Fithypothesen

Tabelle 5.3: Zusammenfassung der ersten Schnitte

5.7 Weiterführende Schnitte

5.7.1 Länge der Spuren

Um das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern, sind weitere Schnitte anzustreben. Kurze Spurstücke werden vom Rekonstruktionsprogramm H1REC nicht immer zuverlässig bestimmt. Zudem gab es während eines Teils der Strahlperiode 1994 einen Defekt bei der Datennahme in den zentralen Spurkammern. Dabei wurden kurze Stücke einer Spur wegen eines überlaufenden Adresszählers herausgeschnitten und erschienen plötzlich an einer anderen Position im Detektor.

Ein mögliches Qualitätskriterium für die Spurbestimmung ist die Länge, die eine Spur in der Spurkammer CJC1/CJC2 hinterläßt (Abbildung 5.11). Darunter versteht man die tatsächliche Länge der von H1REC rekonstruierten Spur zwischen dem ersten und dem letzten Treffer in der CJC1/CJC2.

ⁱ $(K^+\pi^+)\pi^+$ und $(K^-\pi^-)\pi^-$

^j $(K^-\pi^+)\pi^+$ und $(K^+\pi^-)\pi^-$

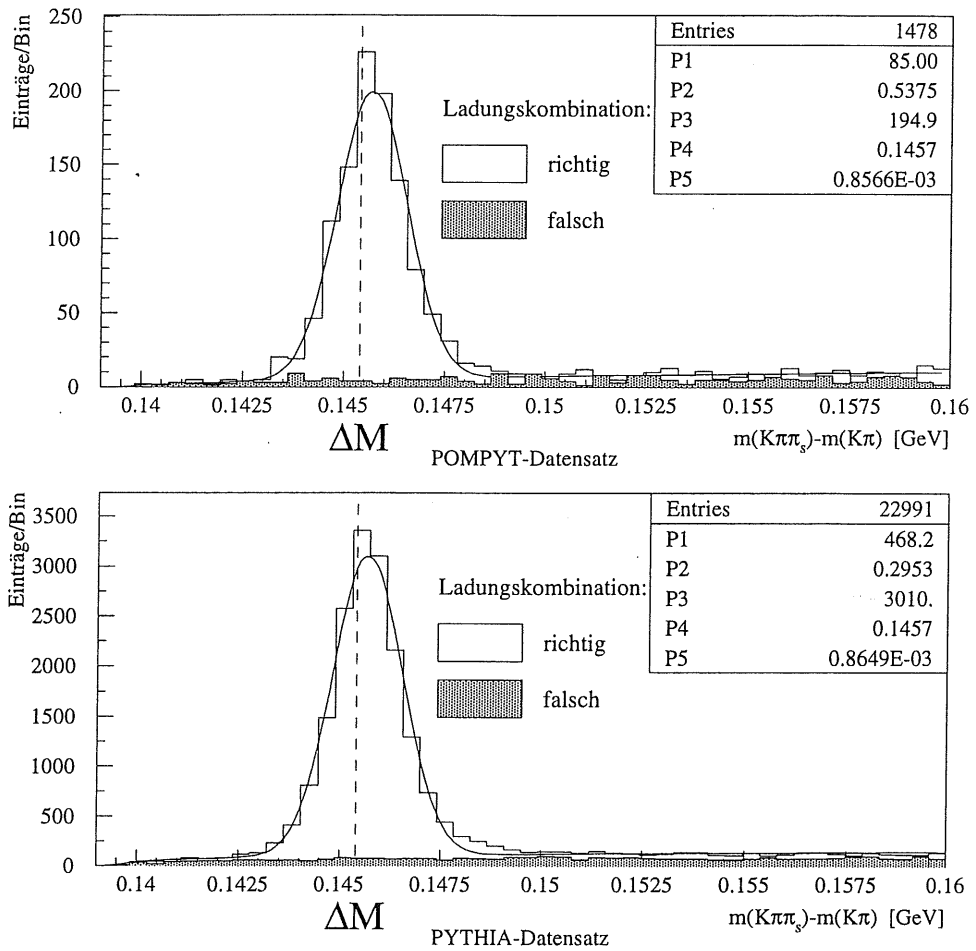


Abbildung 5.9: Δm -Kurve in POMPYT- und PYTHIA-Datensatz mit angepaßter Fitfunktion ohne weitere Schnitte

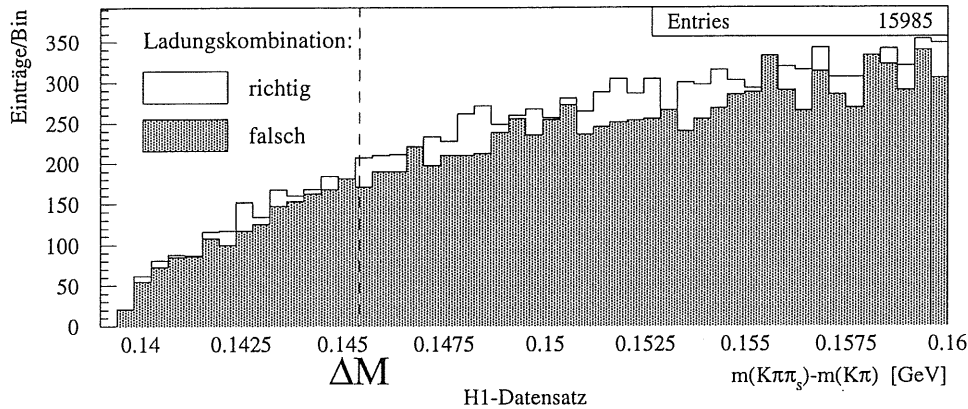


Abbildung 5.10: Δm -Kurve des H1-Datensatzes ohne weiterführende Schnitte

Die meisten Spuren, die nur Treffer in der CJC1 hinterlassen, haben eine Länge von weniger als 70cm . CJC2-Spuren treten weit weniger häufig auf als CJC1-Spuren.

Die meisten CJC-Spuren hinterlassen sowohl Treffer in der CJC1 als auch in der CJC2. Die Differenz zwischen äußerem Radius der CJC2 und innerem Radius der CJC1 beträgt $64,1\text{cm}$. In Abbildung 5.11 ist eine deutliche Häufung bei einer Spurlänge von etwa $60 - 70\text{cm}$ erkennbar, die von Spuren herrührt, die die CJC vollständig durchqueren. Dieser Wert ist jedoch verschmiert:

- Die innerhalb der CJC zurückgelegte Strecke ist abhängig vom Polarwinkel Θ . In Abbildung 5.12 kann man erkennen, daß die Spurlänge bei $\Theta = 90^\circ$ ein Minimum hat, bis zu den Kanten des Spurkammerzylinders (CJC1: $\Theta = 25^\circ$ bzw. $\Theta = 155^\circ$, CJC2: $\Theta = 37^\circ$ bzw. $\Theta = 142^\circ$) ansteigt und dann wieder abnimmt.
- Durch die Krümmung einer Spur erhöht sich deren Spurlänge. Größere Werte von L_{Track} treten vor allem für Spuren mit kleinem Impuls auf (Abbildung 5.13). Diese Spuren haben aufgrund ihres geringen Impulses einen kleinen Krümmungsradius und unter Umständen mehrere spiralförmige Umläufe innerhalb der zentralen Spurkammer.
- Die Spuren lösen nur teilweise Treffer in den Driftkammern aus. Dadurch kann die Spurlänge zwischen erstem und letztem Treffer in der CJC kürzer sein, als die tatsächlich innerhalb der Spurkammer zurückgelegte Distanz.

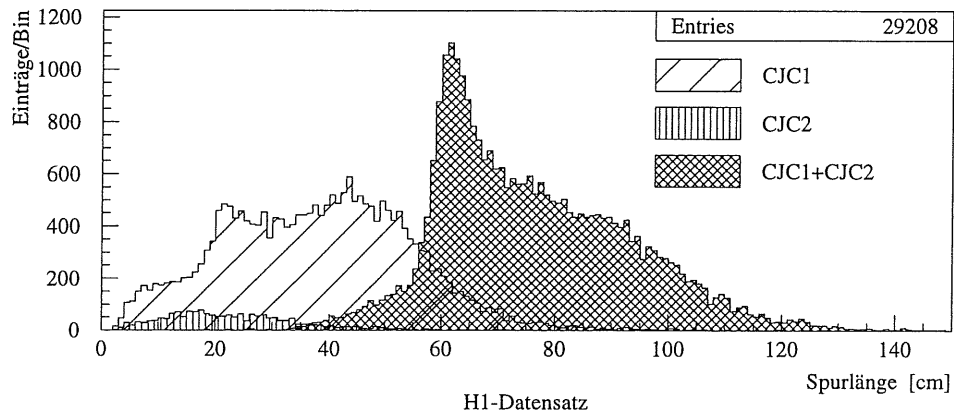
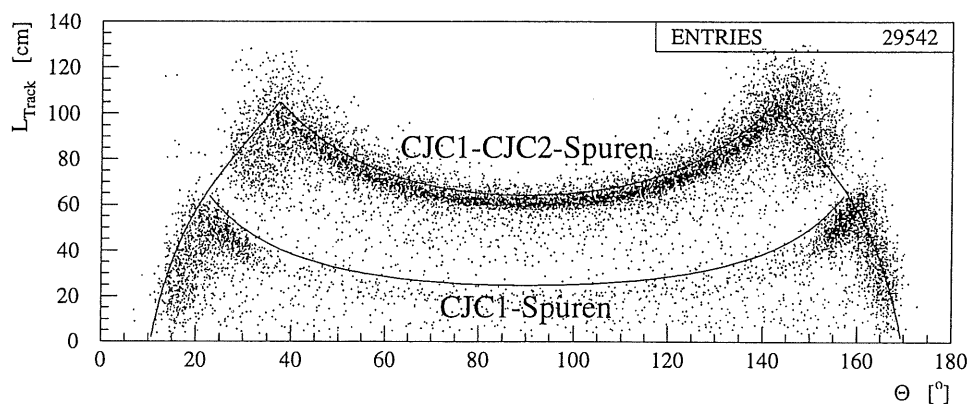


Abbildung 5.11: Länge der CJC-Spuren in der DTRA-Bank

Abbildung 5.12: Tatsächliche Länge einer CJC-Spur ($p_t > 0, 2\text{GeV}$) in Abhängigkeit vom Polarwinkel Θ . Die Aussenmaße der zentralen Spurkammer sind eingezeichnet.

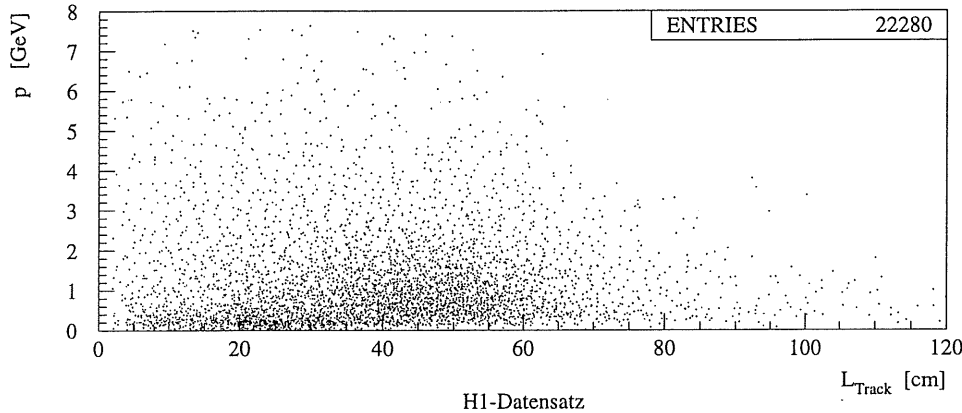


Abbildung 5.13: Impuls einer CJC-Spur in Abhängigkeit von ihrer Länge

Als Qualitätskriterium zur Spurbestimmung ist die Länge einer Spur in dieser Form jedoch nur bedingt geeignet. Die Spurkammern CJC1 und CJC2 besitzen in der $r\phi$ -Ebene ein sehr viel besseres Auflösungsvermögen, als in z -Richtung (siehe Tabelle 2.2). Die Rekonstruktion einer Teilchenspur, die in z -Richtung verläuft, ist daher unsicherer, als die Rekonstruktion einer gleichlangen Spur in der $r\phi$ -Ebene.

Um dies zu vermeiden, wird im folgenden die Länge einer Spur in der Projektion auf die $r\phi$ -Ebene betrachtet. In Abbildung 5.14 ist die Abhängigkeit des relativen Fehlers des Transversalimpulses $\frac{\delta p_t}{p_t}$ von der transversalen Länge einer Spur aufgetragen. Man kann erkennen, daß $\frac{\delta p_t}{p_t}$ für große Spurlängen kleiner wird.

Für Teilchenspuren mit Treffern in den zentralen Spurkammern wird eine transversale Mindestspurlänge von $L_t^{Track} > 10\text{cm}$ verlangt.

5.7.2 Die Kinematik der $D^{*\pm}$ -Mesonen

Im betrachteten Zerfallskanal zerfällt das D^{*+} -Meson zunächst in ein D^0 -Meson und ein π_s^+ (Gleichung 5.3). Das D^0 ist mit einer Masse von $1,865\text{GeV}$ wesentlich schwerer als das Pion mit $139,5\text{MeV}$. Daher geht der größte Teil des $D^{*\pm}$ -Impulses (Abbildung 5.15) auf das D^0 über, während das langsame Pion π_s nur einen kleinen Teil des Impulses übernimmt (Abbildung 5.16). Die Impulsverteilungen des Kaons und des schnellen Pions π sind in Abbildung 5.17 dargestellt.

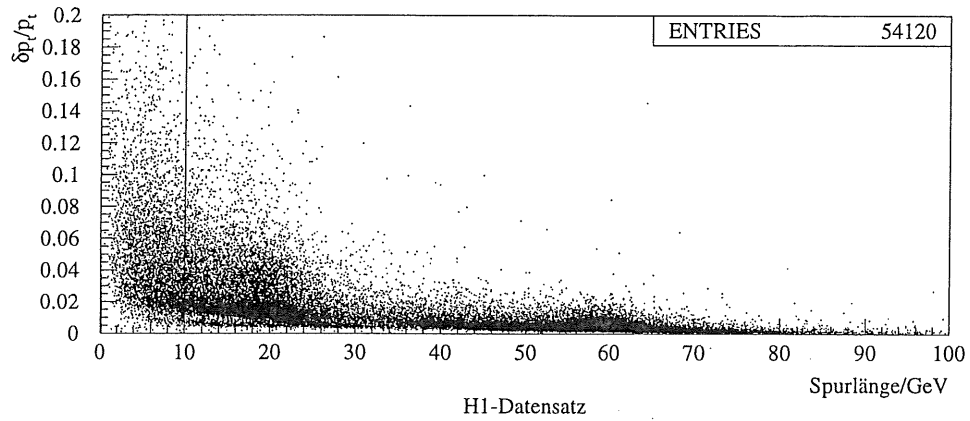


Abbildung 5.14: Relativer Fehler des Transversalimpulses $\frac{\delta p_t}{p_t}$ der CJC-Spuren in der DTRA-Bank in Abhängigkeit von der transversalen Spurlänge

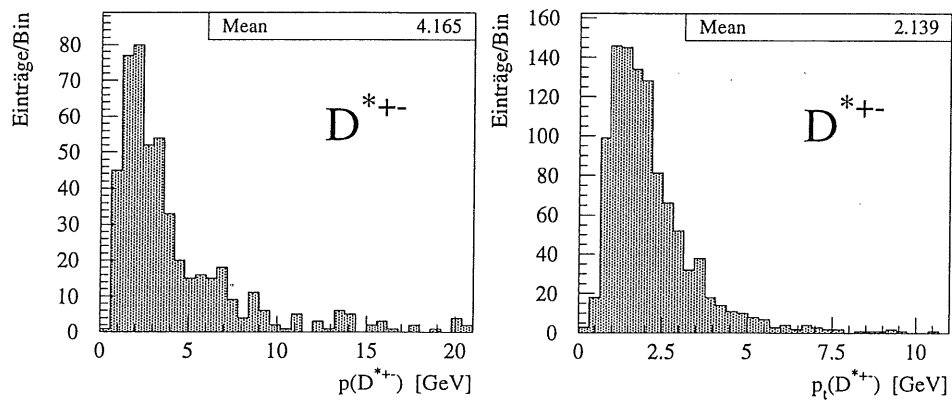


Abbildung 5.15: Impuls- und Transversalimpulsverteilung des D^{*+-} im POMPYT-Datensatz

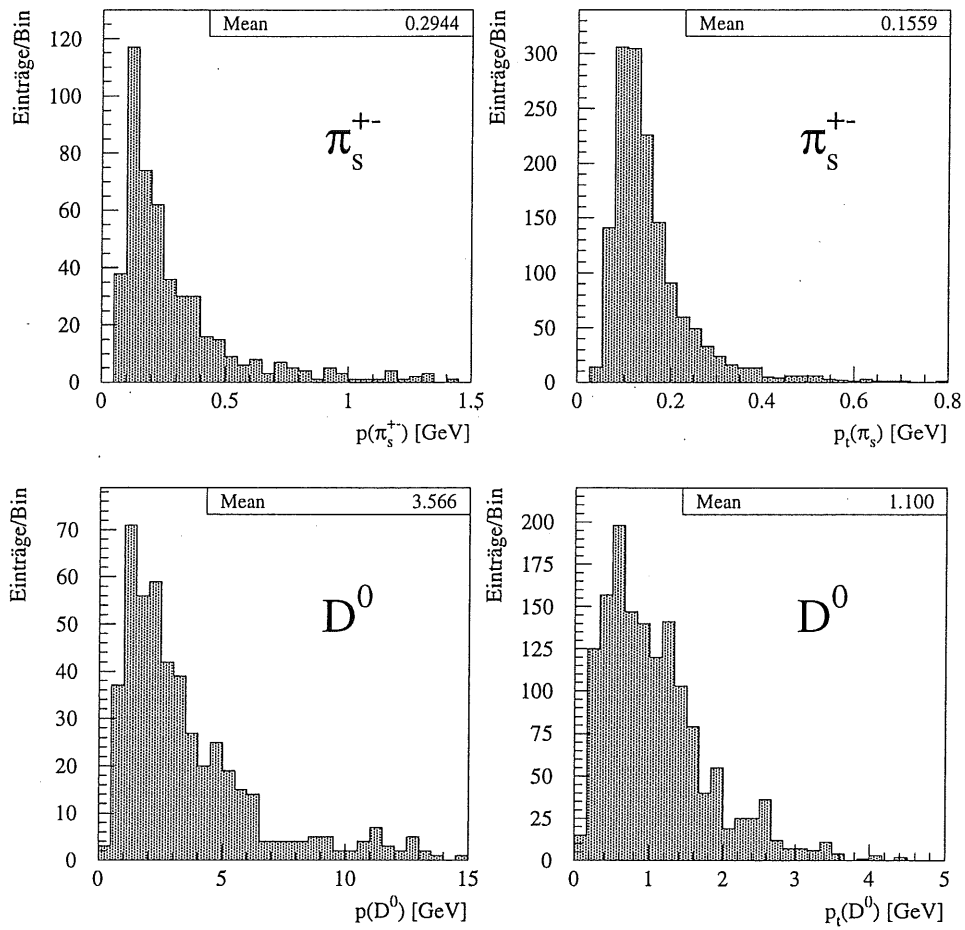


Abbildung 5.16: Impuls- und Transversalimpulsverteilung des langsamen Pions und des D^0 aus dem $D^{*\pm}$ -Zerfall im POMPYT-Datensatz

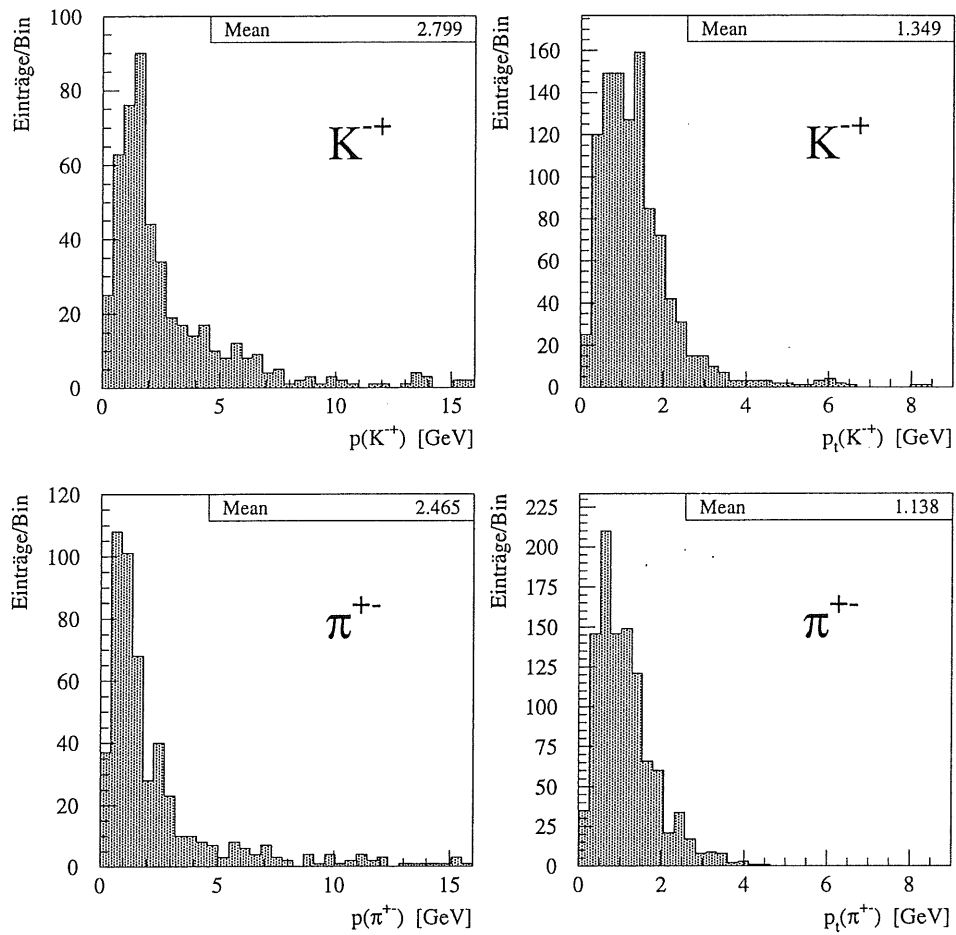


Abbildung 5.17: Impuls- und Transversalimpulsverteilung des Kaons und des Pions aus dem D^0 -Zerfall im POMPYT-Datensatz

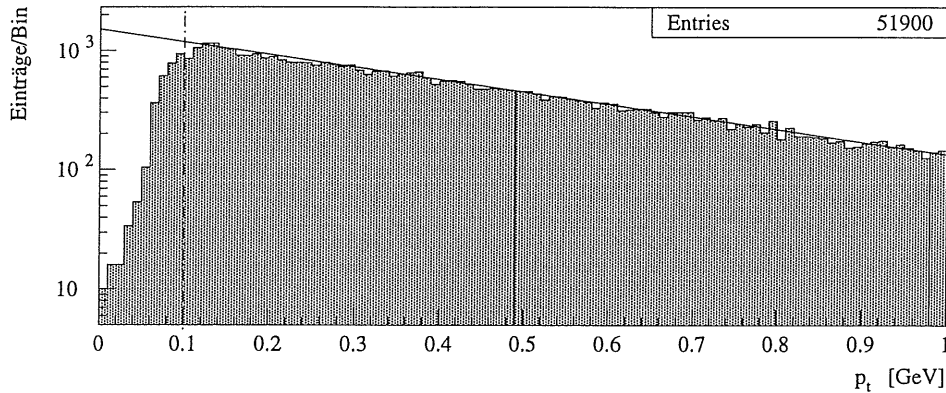


Abbildung 5.18: Transversalimpulsverteilung der Spuren in der DTRA-Bank im POMPYT-Datensatz in halblogarithmischer Auftragung

Für die Verteilung des Transversalimpulses der Spuren erwartet man ein exponentiell abfallendes Verhalten. Für Transversalimpulse im Bereich $p_t \gtrsim 0,1\text{GeV}$ wird diese Erwartung bestätigt (Abbildung 5.18). Für kleinere Werte von p_t werden jedoch weniger Spuren rekonstruiert, als erwartet. Das liegt unter anderem daran, daß die Spurrekonstruktion in den zentralen Spurkammern in diesem Impulsbereich unsicher wird und viele Spuren verworfen werden. Eine Berechnung von Rekonstruktionseffizienzen ist so kaum möglich.

Für die weitere Analyse wird daher für das hypothetische Kaon und das schnelle Pion ein Mindesttransversalimpuls von $0,1\text{GeV}$ gefordert. Für π_s -Kandidaten wird die untere Grenze auf $0,08\text{GeV}$ festgelegt, um nicht zu viele π_s zu verlieren.

In Abbildung 5.19 ist die Transversalimpulsverteilung für wahre und falsche $D^{*\pm}$ -Kandidaten im POMPYT-Datensatz eingezeichnet. Man erkennt, daß zufällige $D^{*\pm}$ -Kombinationen häufiger bei kleinen Werten von p_t vorkommen, während für große Werte von p_t die Anzahl der wahren $D^{*\pm}$ -Kandidaten überwiegt. Für die Analyse wird daher gefordert, daß $p_t > 2,7\text{GeV}$ gilt.

5.7.3 Teilchenidentifikation mittels $\frac{dE}{dx}$ -Messung

Mit den zentralen Spurkammern des H1-Detektors kann der Energieverlust von geladenen Teilchen gemessen werden. Diese Information kann man ausnutzen, um die

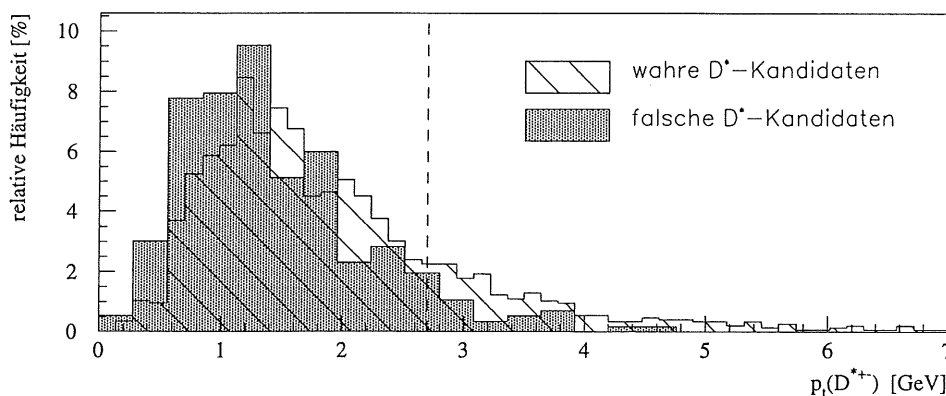


Abbildung 5.19: Transversalimpulsverteilung für wahre und falsche $D^{*\pm}$ -Kandidaten im POMPYT-Datensatz. Die Histogramme sind auf 100% normiert.

Hypothese:	Schnitt
K	$p_t > 0,1 \text{ GeV}$
π	$p_t > 0,1 \text{ GeV}$
π_s	$p_t > 0,08 \text{ GeV}$
$D^{*\pm}$	$p_t > 2,7 \text{ GeV}$

Tabelle 5.4: Schnitte auf den Transversalimpuls

Identifikation eines Teilchens zu ermöglichen. In [Paw94] werden verschiedene Methoden zur Teilchenidentifikation durch $\frac{dE}{dx}$ -Messung bei H1 durchgeführt.

In der DTNV-Bank (siehe Kapitel 5.2) sind unter anderem Informationen zum Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ einer CJC-Spur im zentralen Spurkammersystem enthalten. $\frac{dE}{dx}$ ist hierbei auf den Minimalwert in Argon ($1,47 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$) normiert und daher dimensionslos. Nach der Bethe-Bloch-Formel ist der mittlere Energieverlust eines Teilchens durch Ionisation gegeben durch [Leo94]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right] \quad (5.9)$$

mit:

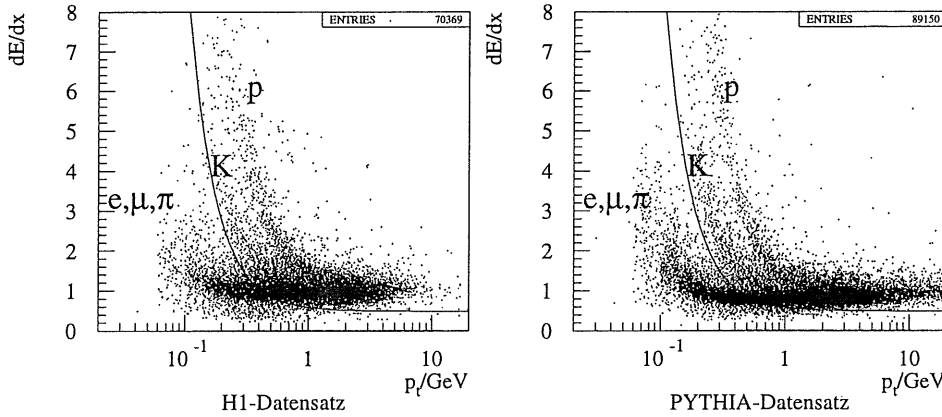


Abbildung 5.20: Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ der CJC-Spuren in der DTRA-Bank

- r_e = klassischer Elektronenradius $2,817 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$
- m_e = Elektronenmasse
- N_a = Avogadro'sche Zahl
- I = effektives Ionisationspotential $\approx 12 \cdot Z(\text{eV})$
- Z = Ordnungszahl des durchquerten Materials
- A = Massenzahl des durchquerten Materials
- ρ = Dichte des durchquerten Materials
- z = Ladung des Teilchens in Einheiten von e
- β = Geschwindigkeit $\frac{v}{c}$ des Teilchens
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

W_{max} = maximal möglicher Energieübertrag in einer einzelnen Kollision

Der Energieverlust eines ionisierenden Teilchens hängt nicht direkt von seiner Masse ab, sondern lediglich von seiner Geschwindigkeit. Allein aus dieser Information ist eine Teilchenidentifikation nicht möglich. Wird jedoch der Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ über den Impuls p eines Teilchens aufgetragen, so wird eine Teilchenidentifikation vor allem für kleine Impulse möglich (Abbildung 5.20). Im Impulsbereich $p \lesssim 1 \text{ GeV}$ sind verschiedene Bänder zu erkennen, die zu Teilchen mit unterschiedlichen Massen gehören. Man erkennt, daß der Energieverlust von Kaonen in diesem Bereich oberhalb des Energieverlustes von Pionen liegt. Diese Information kann man ausnutzen, um die Identifikation des hypothetischen Kaons zu verbessern.

Bei CJC-Spuren wird das Kaonenband durch folgenden Schnitt gegen das Pionband

abgegrenzt (Abbildung 5.20):

$$\frac{dE}{dx} > 0,5 + 0,09 \cdot \frac{1}{p_t^2} \quad (5.10)$$

In Abbildung 5.20 ist zu sehen, daß der Schnitt im H1-Datensatz einen Teil des Pionbandes abtrennt.

Abbildung 5.21 zeigt den Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ in Abhängigkeit vom Impuls der Kaon- und der Pion-Kandidaten. Δm des hypothetischen $D^{*\pm}$ -Mesons wurde hierbei auf die Signalregion eingeschränkt, um einen möglichst hohen Anteil an wahren $D^{*\pm}$ -Kandidaten zu haben. Besonders beim PYTHIA-Plot hebt sich das Kaonband deutlich vom Pionenband ab. Die $D^{*\pm}$ -Kandidaten, die im PYTHIA-Datensatz durch den $\frac{dE}{dx}$ -Schnitt verworfen werden, sind mit hoher Wahrscheinlichkeit falsche $D^{*\pm}$ -Kandidaten (Abbildung 5.22).

5.7.4 Thrustbetrachtung

In Ereignissen der Charmproduktion entstehen je ein Charm- und ein Anticharmquark. Charmquarks gehören zu den schweren Quarks und nehmen einen großen Teil des bei der Wechselwirkung von Elektron und Proton entstehenden Transversalimpulses p_t auf. Man erwartet, daß sich in einem Ereignis mit Charmproduktion die Charmquarks wegen ihrer hohen Masse im Schwerpunktsystem im wesentlichen antiparallel voneinander entfernen und Jets ausbilden.

Daher ist es von Interesse, Informationen über die Kinematik der Spuren in einem Ereignis als Ganzes gesehen zu erhalten. Eine sinnvolle Größe hierfür ist der Thrust T . Er ist definiert als:

$$T = \max_{\hat{n}} \left(\frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \hat{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \right) \quad (5.11)$$

wobei \hat{n} ein beliebiger im Raum liegender Einheitsvektor ist, der die sogenannte Thrustachse darstellt. Der Thrust eines Ereignisses ist ein Maß dafür, wie „jetartig“ das Ereignis ist. Je größer der Thrust ist, desto stärker sind die Teilchenspuren parallel zur Thrustachse ausgerichtet. Der Wertebereich von T liegt zwischen $T = \frac{1}{2}$ (isotrope Impulsverteilung) und $T = 1$ (Impulse liegen parallel zur Thrustachse). Im folgenden wird der Thrust in der Transversalebene betrachtet:

$$T_t = \max_{\hat{n}_t} \left(\frac{\sum_i |\vec{p}_{ti} \cdot \hat{n}_t|}{\sum_i |\vec{p}_{ti}|} \right) \quad (5.12)$$

Hier ist \hat{n}_t ein Einheitsvektor in der $r\phi$ -Ebene.

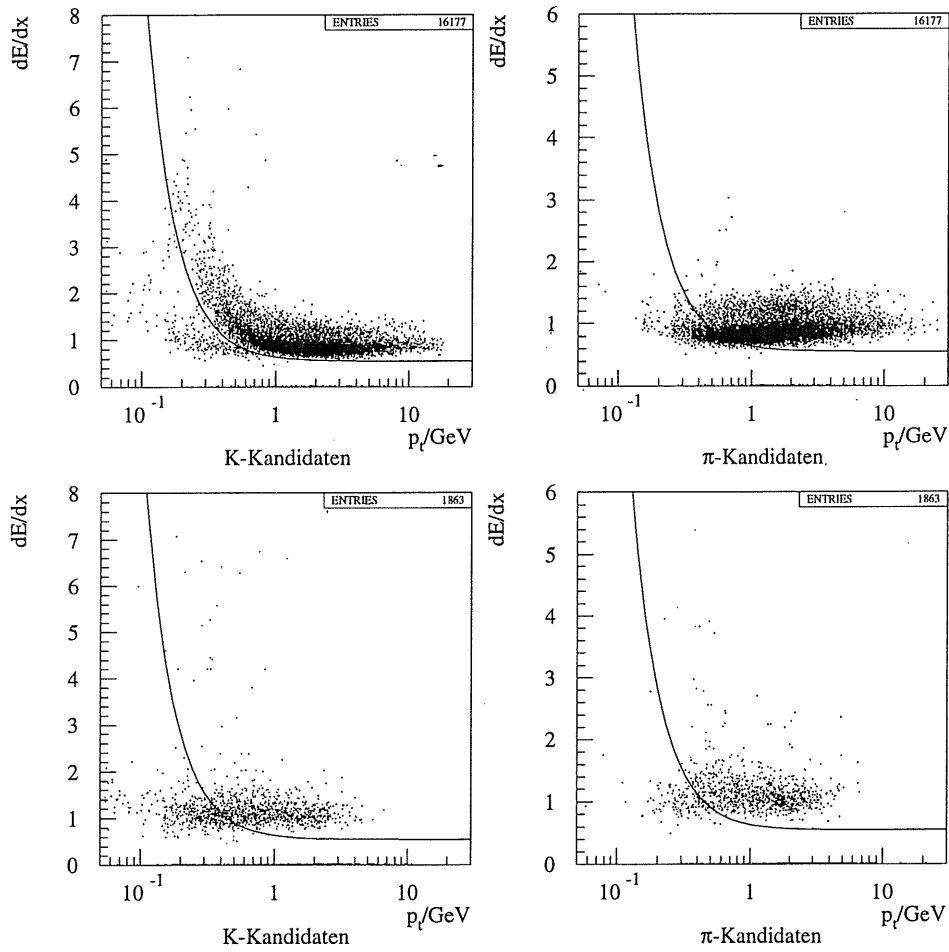


Abbildung 5.21: Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ bei CJC-Spuren im PYTHIA-Datensatz (oben) und H1-Datensatz (unten). Die Einträge sind auf die Signalregion beschränkt.

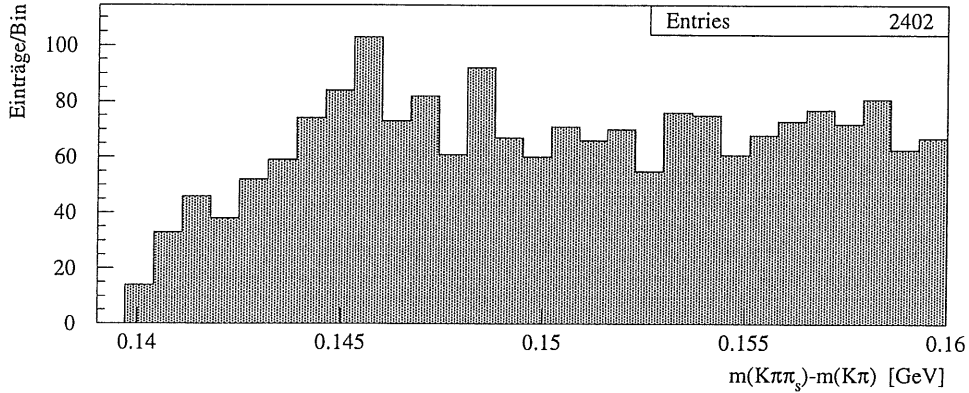


Abbildung 5.22: Δm -Kurve der durch Gleichung 5.10 verworfenen $D^{*\pm}$ -Kandidaten im PYTHIA-Datensatz.

In Abbildung 5.23 ist der transversale Thrust der Ereignisse im POMPYT-Datensatz aufgetragen, in denen $D^{*\pm}$ -Kandidaten festgestellt wurden. Man erkennt, daß der transversale Thrust bei Ereignissen mit wahren $D^{*\pm}$ -Kandidaten im Mittel größer ist als bei Ereignissen mit falschen $D^{*\pm}$ -Kandidaten.

Für die Analyse wird gefordert, daß der transversale Thrust der Ereignisse mit $D^{*\pm}$ -Kandidaten größer ist als 0,87.

5.7.5 Anwendung auf den H1-Datensatz

Wendet man die Schnitte (Tabelle 5.5) nun auf den POMPYT-Datensatz an, so stellt man fest, daß das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nochmals stark verbessert wurde. Der Untergrund ist fast vollständig verschwunden (Abbildung 5.24).

Bei der Anwendung auf den H1-Datensatz zeigt sich schon ohne den Schnitt auf den Thrust eine Erhebung in der Signalregion (Abbildung 5.25). Wenn alle Schnitte angewendet werden, dann ergibt sich ein deutliches Signal an der Stelle $m_{K\pi\pi_s} - m_{K\pi} = (145, 2 \pm 0, 93) MeV$. Im Rahmen der Fehler kann man dieses als Δm -Signal interpretieren. Der Literaturwert liegt bei $(145, 4 \pm 0, 05) MeV$. In Tabelle 5.6 ist angegeben, wie stark die einzelnen Schnitte die Anzahl der $D^{*\pm}$ -Kandidaten reduzieren. Nach Subtraktion des Untergrundes liegen in der Signalregion etwa 10 Einträge. Im Untergrund liegen hierbei etwa 4 Einträge.

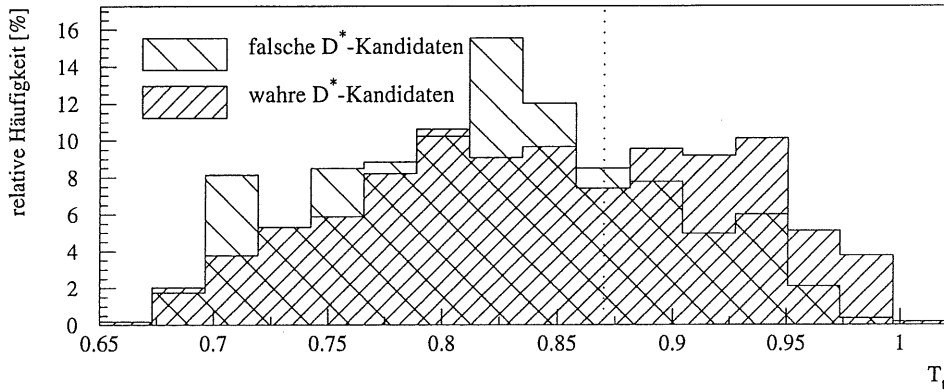


Abbildung 5.23: Transversaler Thrust der Ereignisse im POMPYT-Datensatz, in denen ein $D^{*\pm}$ -Kandidat registriert wurde

Spuren:	Schnitt:
CJC-Spuren	$30^\circ < \Theta < 150^\circ$
FTD-Spuren	verworfen
CJC-FTD-Spuren	$15^\circ < \Theta < 150^\circ$
	Keine mehrfachen Fithypothesen
K, π	$p_t > 0,1\text{GeV}$
π_s	$p_t > 0,08\text{GeV}$
K, π, π_s	$L_t^{\text{Track}} > 10\text{cm}$
K	$\frac{dE}{dx} > 0,55 + 0,09 \cdot \frac{1}{p_t^2}$
$D^{*\pm}$	$p_t > 2,7\text{GeV}$
	$T_t > 0,87$

Tabelle 5.5: Zusammenfassung aller Schnitte

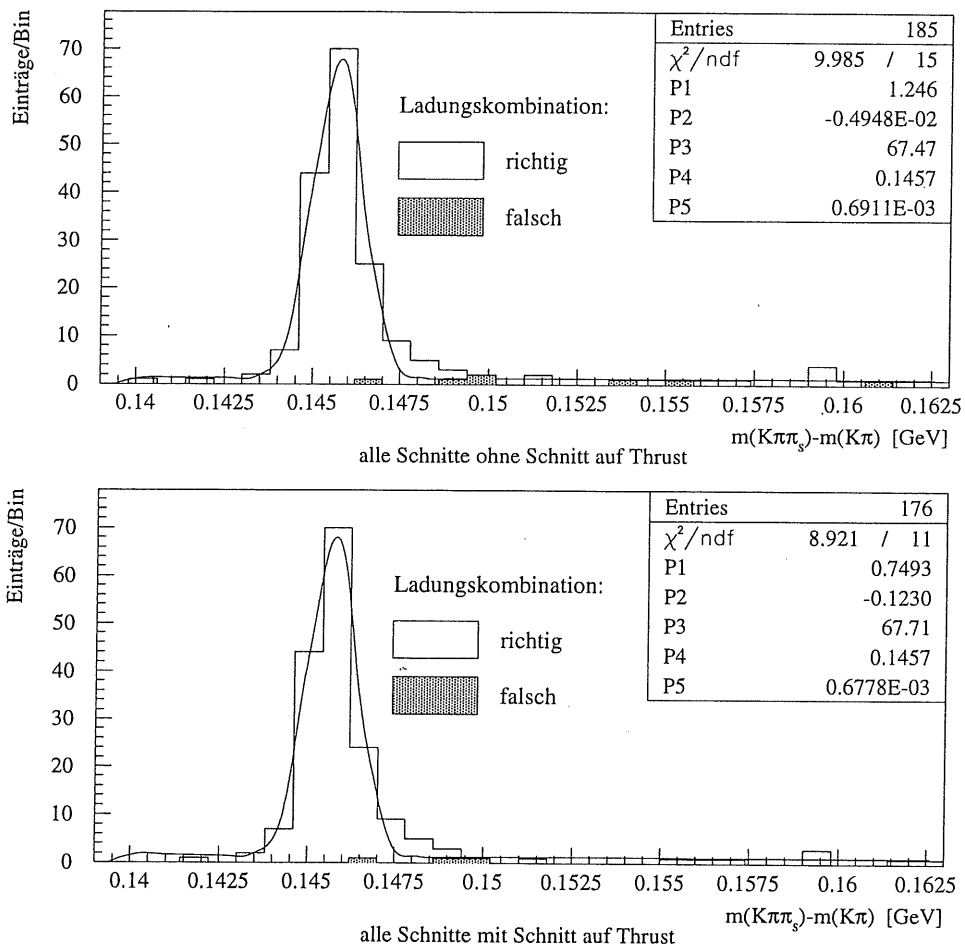
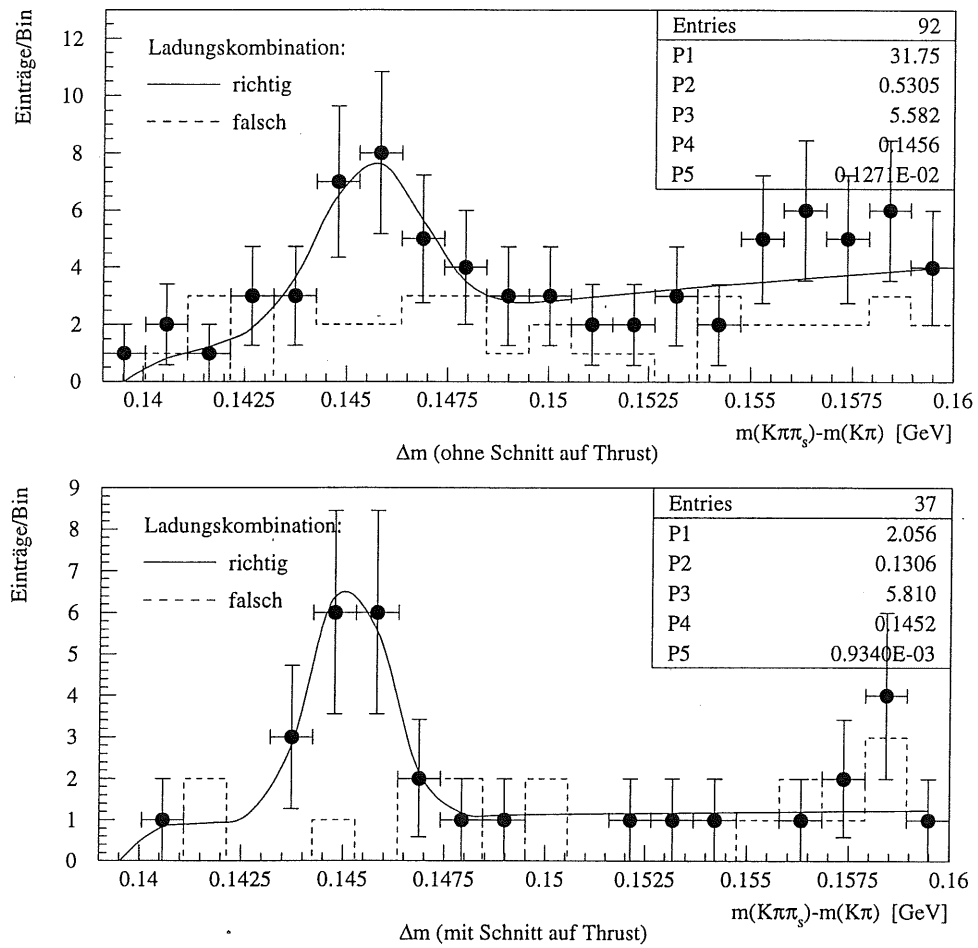


Abbildung 5.24: Δm -Kurve des POMPYP-Datensatzes. Sowohl richtige als auch falsche Ladungskombinationen sind angegeben.

Schnitt	$D^{*\pm}$ -Kandidaten	%
Selektion (mit ersten Schnitten)	1863	100,0
$K, \pi: p_t > 0,1\text{GeV}$	1741	93,4
$\pi_s: p_t > 0,08\text{GeV}$	914	49,1
$K, \pi, \pi_s: L_t^{\text{Track}} > 10\text{cm}$	623	33,4
$K: \frac{dE}{dx} > 0,5 + 0,09 \cdot \frac{1}{p_t^2}$	414	22,2
$D^{*\pm}: p_t > 2,7\text{GeV}$	28	1,50
$T_t > 0,87$	17	0,91

Tabelle 5.6: Reduktionsfaktoren und Anzahl der $D^{*\pm}$ -Kandidaten mit Untergrund in der Signalregion nach der Anwendung der weiterführenden Schnitte

Abbildung 5.25: Δm -Kurve des H1-Datensatzes mit allen Schnitten

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde nach $D^{*\pm}$ - Mesonen in diffraktiven Ereignissen der Photo-
produktion bei H1 aus dem Jahre 1994 gesucht.

Zunächst wurde der Elektron-Proton-Speicherring HERA und die für diese Arbeit
wichtigen Komponenten des H1-Detektors kurz vorgestellt. Anschließend wurde eine
Einführung in die wichtigsten physikalischen Mechanismen bei HERA gegeben.

Analysiert wurden H1-Daten der diffraktiven Photoproduktion der Strahlperiode
1994 und Monte-Carlo-Daten, die mit Hilfe des diffraktiven Monte-Carlo-Generators
POMPYT erzeugt wurden. Zusätzlich wurde ein PYTHIA-Datensatz mit nicht-
diffraktiven Monte-Carlo-Ereignissen hinzugezogen. Es konnte gezeigt werden, daß
die Spurmultiplicität in diffraktiven Ereignissen aufgrund des fehlenden Protonjets
im Mittel geringer ist, als bei nicht-diffraktiven Ereignissen.

Der untersuchte Zerfallskanal lautet

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_s^+$$

und ladungskonjugiert. Da alle drei Teilchen im Endzustand geladen sind, hinter-
lassen sie Spuren im zentralen Spurkammersystem. Zur Rekonstruktion von $D^{*\pm}$ -
Mesonen wurden zunächst zwei Spuren zu einem D^0 -Kandidaten kombiniert und
anschließend eine weitere Teilchenspur hinzukombiniert. Ein großes Problem war
hierbei zunächst das schlechte Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, was durch das Ver-
wenden der ΔM -Methode etwas verbessert werden konnte. Allerdings mußten bei
den H1-Daten weitere Schnitte eingeführt werden.

An die Spuren der Zerfallsteilchen wurden mehrere Qualitätsanforderungen gestellt.
Der Transversalimpuls des langsamen Pions π_s durfte den Wert $0,08 GeV$ nicht un-
terschreiten. Beim Kaon und beim schnellen Pion π war $p_t = 0,1 GeV$ die untere
Schranke. Die tatsächliche Länge einer Spur in der zentralen Spurkammer mußte

mindestens 10cm betragen.

Der sekundäre Zerfallsvertex des D^0 -Mesons konnte nicht aufgelöst werden, da bei H1 in der Strahlperiode 1994 kein Mikrovertexdetektor zur Verfügung stand. Im Rekonstruktionsprogramm H1REC ist ein Vertexfinder integriert, der Vertices aus der Geometrie der in den zentralen Spurkammern registrierten Spuren ermittelt und abspeichert. Jeder gespeicherten Teilchenspur ist ein bestimmter Vertex zugeordnet. Spuren, denen ein sekundärer Vertex zugeordnet ist, wurden für die Analyse verworfen.

Eine Teilchenidentifikation mittels $\frac{dE}{dx}$ -Messung beim hypothetischen Kaon ist für kleine Impulse möglich. An die Spur des hypothetischen Kaons wurde die Forderung $\frac{dE}{dx} > 0,5 + 0,09 \cdot \frac{1}{p_t^2}$ gestellt. Es konnte auf Monte-Carlo-Ebene gezeigt werden, daß dieser Schnitt fast ausschließlich falsche $D^{*\pm}$ -Kandidaten verwirft.

Weiterhin wurde der transversale Thrust eines Ereignisses untersucht. Der transversale Thrust für Ereignisse mit wahren $D^{*\pm}$ -Kandidaten ist bei Monte-Carlo-Ereignissen im Mittel größer als bei Ereignissen mit falschen $D^{*\pm}$ -Kandidaten. Für den Thrust in der Transversalebene wurde $T_t > 0,87$ gefordert. Dieser Schnitt brachte eine deutliche Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses im $D^{*\pm}$ -Signal.

Nach Anwendung aller Schnitte zeigte sich in den diffraktiven H1-Daten der Photo-Produktion ein $D^{*\pm}$ -Signal mit etwa 10 Einträgen, bei einem Untergrund von etwa 4 Einträgen. Kurz vor Beendigung dieser Arbeit bestand die Gelegenheit, ein nicht auf diffraktive Ereignisse selektiertes Datensample aus dem Jahre 1995 zu untersuchen (Anhang A). Mit den in dieser Analyse angewendeten Schnitten konnte auch hier ein deutliches $D^{*\pm}$ -Signal beobachtet werden. Dies gibt Anlaß zu der Hoffnung, daß bei der Analyse der Daten mit diffraktiver Signatur von 1995 weitere Fortschritte im Verständnis der Charmproduktion in diffraktiven Ereignissen erzielt werden können.

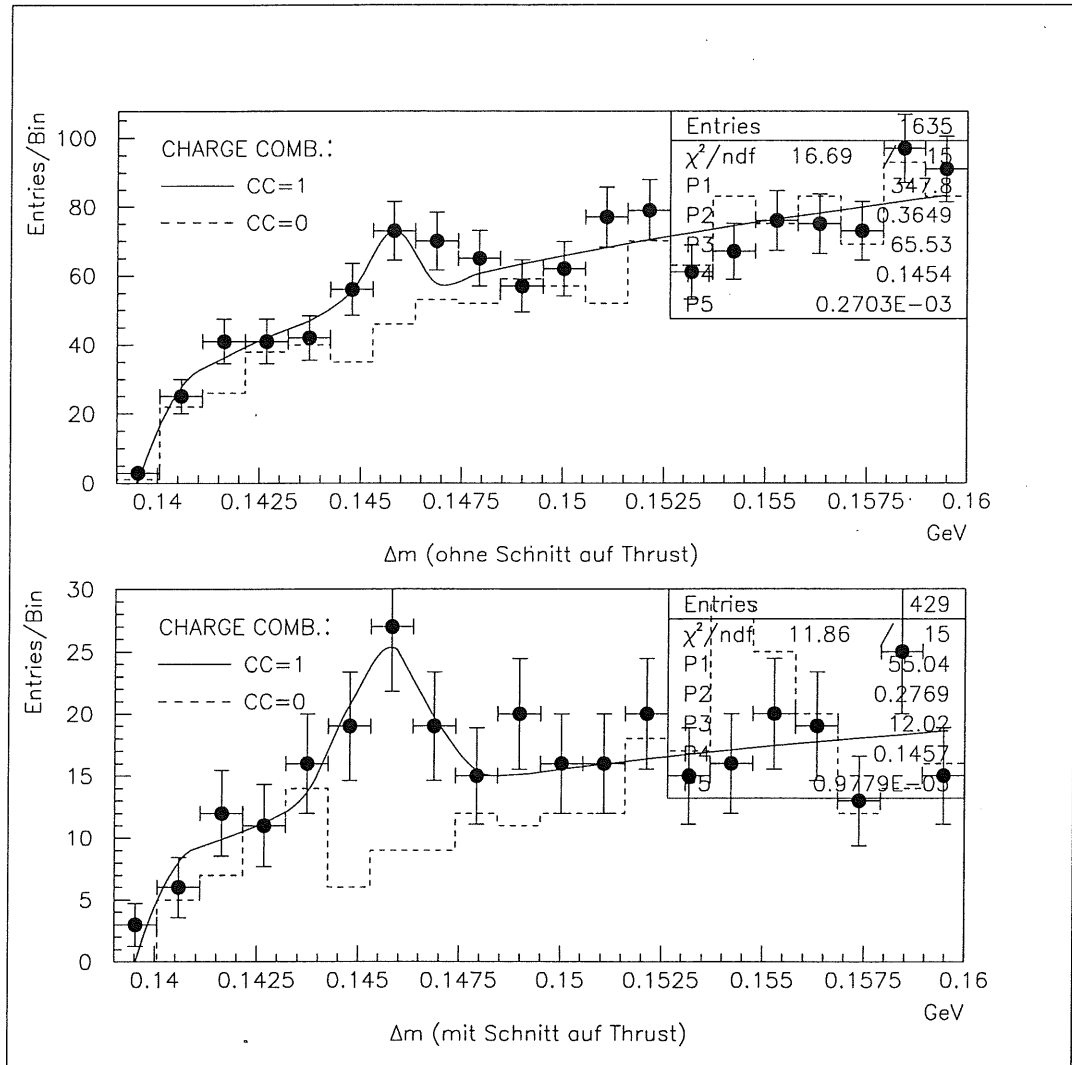
Anhang A

Ein Blick in die H1-Daten von 1995

In der Strahlperiode 1995 konnte bei HERA die integrierte Luminosität weiter gesteigert werden. Von den gelieferten $11pb^{-1}$ konnte H1 etwa $5,5pb^{-1}$ verwerten (Abbildung 2.7).

Anfang Mai 1996 wurde die Rekonstruktion der Daten beendet. Ein Großteil der Daten sind Photoproduktionsereignisse. Damit ergab sich die Gelegenheit, auch in den Daten der Strahlperiode 1995 nach $D^{*\pm}$ -Mesonen Ausschau zu halten. Leider konnte in der zur Verfügung stehenden Zeit keine diffraktive Selektion vorgenommen werden, so daß 700.000 zu diesem Zeitpunkt zur Verfügung stehende Ereignisse der Gesamtdaten analysiert werden konnten.

Auch in dem Datensatz von 1995 ist mit den Analyseschnitten aus Tabelle 5.5 ein deutliches Δm -Signal zu erkennen. Auch hier wird das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis durch den Schnitt auf den Thrust verbessert. Das Δm -Signal trifft mit $(145,7 \pm 0,98)MeV$ im Rahmen der Fehler ebenfalls den Literaturwert.

Abbildung A.1: Δm -Kurve der H1-Daten von 1995

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der Elektron-Proton-Speicherring HERA	6
2.2	Der H1-Detektor	8
2.3	Seitenansicht der inneren Spurkammern des H1-Detektors	9
2.4	Radiale Ansicht der zentralen Spurkammern des H1-Detektors	9
2.5	Verteilung der Trefferanzahl	11
2.6	Das Luminositätssystem des H1-Detektors	13
2.7	H1-Luminosität während der Strahlperiode 1994	14
3.1	Tiefunelastische Streuung bei HERA	16
3.2	Harte Photoproduktion bei HERA	18
3.3	η_{max} -Verteilung in Photoproduktionsereignissen bei H1	20
3.4	Diffraktives Ereignis mit Rapiditätslücke bei H1	21
5.1	Anzahl der sekundären Vertices in einem Ereignis	28
5.2	Multiplizität der Spuren im PYTHIA-Datensatz	29
5.3	Diagramm des D^{*+} -Zerfalls	30
5.4	D^0 -Signal im POMPYT-Datensatz ohne weitere Schnitte	31
5.5	Fithypothesen in der DTRA-Bank für eine physikalische Spur. Die Histogramme sind auf 100% normiert.	33
5.6	Verteilung des Polarwinkels der Spuren im H1-Datensatz	34
5.7	Histogramm des relativen Fehlers $\frac{\delta p_t}{p_t}$ des Transversalimpulses	36
5.8	Δm -Kurve im H1-Datensatz aus falschen $D^{*\pm}$ -Kandidaten	37
5.9	Δm -Kurve mit angepaßter Fitfunktion	39
5.10	Δm -Kurve des H1-Datensatzes ohne weiterführende Schnitte	40
5.11	Länge der CJC-Spuren in der DTRA-Bank	41
5.12	Tatsächliche Länge einer CJC-Spur in Abhängigkeit von Θ	41
5.13	Impuls einer CJC-Spur in Abhängigkeit von ihrer Länge	42
5.14	Relativer Fehler des Transversalimpulses $\frac{\delta p_t}{p_t}$ der CJC-Spuren in der DTRA-Bank in Abhängigkeit von der transversalen Spurlänge	43
5.15	Impuls- und Transversalimpulsverteilung des $D^{*\pm}$ im POMPYT-Da- tensatz	43

5.16	Impuls- und Transversalimpulsverteilung des langsamen Pions und des D^0 aus dem $D^{*\pm}$ -Zerfall im POMPYT-Datensatz	44
5.17	Impuls- und Transversalimpulsverteilung des Kaons und des Pions aus dem D^0 -Zerfall im POMPYT-Datensatz	45
5.18	Transversalimpulsverteilung der Spuren in der DTRA-Bank im POMPYT-Datensatz in halblogarithmischer Auftragung	46
5.19	Transversalimpulsverteilung für wahre und falsche $D^{*\pm}$ -Kandidaten im POMPYT-Datensatz. Die Histogramme sind auf 100% normiert.	47
5.20	Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ der CJC-Spuren in der DTRA-Bank	48
5.21	Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ bei CJC-Spuren im PYTHIA- und H1-Datensatz	50
5.22	Δm -Kurve der durch Gleichung 5.10 verworfenen $D^{*\pm}$ -Kandidaten im PYTHIA-Datensatz.	51
5.23	Transversaler Thrust der Ereignisse im POMPYT-Datensatz, in denen ein $D^{*\pm}$ -Kandidat registriert wurde	52
5.24	Δm -Kurve des POMPYT-Datensatzes	53
5.25	Δm -Kurve des H1-Datensatzes mit allen Schnitten	55
A.1	Δm -Kurve der H1-Daten von 1995	59

Tabellenverzeichnis

2.1	HERA-Parameter der ersten Betriebsjahre (aus [DESY95])	6
2.2	Parameter des zentralen Spurkammersystems	10
5.1	Durchschnittliche Anzahl der Spuren in einem Ereignis	28
5.2	Mehrfache Fithypothesen in der DTRA-Bank	35
5.3	Zusammenfassung der ersten Schnitte	38
5.4	Schnitte auf den Transversalimpuls	47
5.5	Zusammenfassung aller Schnitte	52
5.6	Reduktionsfaktoren und Anzahl der $D^{*\pm}$ -Kandidaten mit Untergrund in der Signalregion nach der Anwendung der weiterführenden Schnitte	54

Literaturverzeichnis

- [Ber92] Christoph Berger: *Teilchenphysik - Eine Einführung*, Springer Verlag Heidelberg, 1992
- [Bjo93] J. D. Bjorken: talk given at the 21st Annual SLAC Summer Institute Topical Conference, Stanford (August 1993)
- [BOS] Volker Blobel: *The BOS System, Dynamic memory management, Second update printing, FORTRAN77 Version*, Universität Hamburg (1987)
- [CDF94] CDF Collaboration: *Evidence for Top Quark Production in $p\bar{p}$ -Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, PL-D50, (1994) 2966-3026
- [DESY94] *Wissenschaftlicher Jahresbericht 1994 DESY*
- [DESY95] Albert De Roeck: *Physics Results from the First Electron-Proton Collider HERA*, DESY 95-025 (1995)
- [DST] Stephan Egli: *A very short introduction to DST data*, WWW http://dice2.desy.de/~egli/dst_guide.html
- [Fel77] G. Feldman et al.: *Observation of the Decay $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$* , PRL 38 (1977) 1313-1315
- [Gel94] Andreas Gellrich: *Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (1994)
- [H1-96] *The H1 Detector at HERA*, H1 Collaboration, Internal Report DESY H1-96-01 (März 1996)

- [IJRAY] Iris Abt: *Manual to IJRAY, a Monte Carlo generator shell to produce $e p$ events for H1*, H1 internal note H1-05/93-290 (1993)
- [Leo94] William R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2. Auflage, Springer Verlag Heidelberg (1994)
- [Lev95] Sergei Levonian, Arkadi Panitch: *Treatment of the Proton Satellite Bunches in 1994 Data*, H1 internal note H1-09/95-454 (1995)
- [Meh94] Andrew Mehta: *Measurement of the Diffractive Proton Structure Function and Calibration of the Forward Muon Detector*, Dissertation, The University of Manchester (Dezember 1994)
- [Mey95] Peer-Oliver Meyer: *Analyse harter Photoproduktionsereignisse mit dem H1-Detektor*, Diplomarbeit, RWTH Aachen, PITHA 95/13 (Juni 1995)
- [OUL91] Farid Ould-Saada: *Prospects for Charm Physics with the H1 Detector at HERA*, DESY 91-138 (November 1991)
- [Rev94] *Review of Particle Properties*, Physical Review **D50**, 1173 (1994)
- [Paw94] Hardy Pawletta: *Untersuchungen zur Rekonstruktion von ϕ -Mesonen mit dem H1-Detektor*, Diplomarbeit, September 1994, RWTH Aachen, PITHA 94/38
- [PawPM] Hardy Pawletta: Persönliche Mitteilungen
- [Phi95] Julian Paul Phillips: *The Deep-Inelastic Structure of Diffraction*, Dissertation, The University of Manchester (März 1995)
- [POMPYT] P. Bruni, G. Ingelman: *POMPYT version 1.0 - A Monte Carlo to Simulate Diffractive Hard Scattering Processes*, DESY preprint 93-187, (1993)
- [Rie95] Michael Rietz: *Untersuchungen zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenerm Charm anhand von Zerfällen der D_s^\pm und $D^{*\pm}$ Mesonen bei H1*, Dissertation, RWTH Aachen, PITHA 5/95, (Januar 1995)

- [Sah94] Norbert Sahlmann: *Untersuchungen zum Nachweis von Hadronen mit Charm im H1-Detektor*, Dissertation, RWTH Aachen, PITHA 94/32, (Oktober 1994)
- [PYTHIA] Torbjörn Sjöstrand: *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 - Physics and Manual*, CERN-TH.7112/93 (1993)
- [WagPM] Andreas Wagener: Persönliche Mitteilungen
- [Win95] Michael Wins: *Produktionsmechanismen schwerer Quarks am H1-Experiment bei HERA*, Diplomarbeit, RWTH Aachen, PITHA 96/6 (November 1995)

Danksagung

Herr Prof. Dr. Günter Flügge gab mir die Möglichkeit diese Diplomarbeit an seinem Institut anzufertigen. Für seine Unterstützung sage ich vielen Dank.

Herzlichen Dank an meinen Betreuer Jan Theißen. Er gab wichtige Anregungen für diese Arbeit und war jederzeit bereit, sich Zeit zu nehmen, um über die Physik zu diskutieren.

Meinem Diplomarbeitgenossen Jörg Weber, mit dem ich während der gesamten Diplomarbeitszeit das Zimmer geteilt habe, danke ich herzlich für die vielen hilfreichen Diskussionen, die das Zustandekommen dieser Diplomarbeit wesentlich erleichtert haben.

Weiterhin danke ich Herbert Gräßler, Wolfgang Franzki, Patrick Palmen, Jan Theißen und Peter Uelkes für das sorgfältige Korrekturlesen meiner Arbeit.

Ich danke allen Mitarbeitern der Aachener *he*-Gruppe für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die immer vorhandene Bereitschaft, aufkommende Probleme gemeinsam zu lösen.