



RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 5/95

Januar 1995

Untersuchungen zur Rekonstruktion von
Ereignissen mit offenem Charm anhand von
Zerfällen der D_s^\pm und $D^{*\pm}$ Mesonen bei H1

Michael Rietz

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Untersuchungen zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm anhand von Zerfällen der D_s^\pm und $D^{*\pm}$ Mesonen bei H1

Von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
– Fachbereich 1 –
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

Vorgelegt von

Diplom-Physiker
Michael Rietz
aus Hilden

Referent: Universitätsprofessor Dr. G. Flügge
Koreferent: Dr. W. Struczinski
Tag der mündlichen Prüfung: 29. November 1994

Abstract

The large charmed quark production cross section at *HERA* is a promising opportunity to test the QCD. A major objective is to study the gluon contents of the proton and to probe for new effects involving rare decays of charmed hadrons. It is thus necessary to have a tool for recognising charmed events. Unfortunately the probability of recognising a charmed particle within the *H1*-Detector is rather small. This dissertation presents a method to enhance the charmed event recognition using the decays of the $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0 \rightarrow \pi^+ K^- \pi^+$ and $D_s^{*+} \rightarrow \gamma D_s^+ \rightarrow \gamma K^+ K^- \pi^+$ which have been extensively studied in Monte Carlo- and *H1*-data of 1993.

Der Text dieser Arbeit wurde mit \LaTeX auf DECStation, Alpha und Linux Rechnern in halbfetten Avantgarde Typen gesetzt. Der Zeichensatz ist ein Adobe Postscript Schriftsatz. Die Verteilungen und Grafiken sind mit dem Cern-Programm PAW erstellt. Der GNU emacs und der Lucid emacs Editor in Verbindung mit AUC- \TeX halfen bei der Erstellung der \LaTeX Dateien.

Die in dieser Arbeit erwähnten Software- und Hardwarebezeichnungen sind in den meisten Fällen auch eingetragene Warenzeichen.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
Das verwendete Einheitensystem	2
1 Grau ist alle Theorie	3
1.1 Die Entwicklung des Standardmodells der Elementarteilchenphysik	3
1.1.1 Historische Abfolge der Entdeckung verschiedener „Elementarteilchen“	4
1.1.2 Die Bausteine des gegenwärtigen Standardmodells	5
1.2 Das Standardmodell	6
1.2.1 <i>HERA</i> und das Standardmodell	10
1.2.2 Die Erzeugung schwerer Quarks in der eP-Streuung	11
1.2.3 Die charakteristischen Größen der eP-Streuung bei <i>HERA</i>	13
1.2.4 Die Bestimmung des Gluonimpulsanteils in der γ GF bei <i>HERA</i>	15
1.2.5 Das Erkennen von Ereignissen mit offenem Charm	16
2 Der <i>HERA</i>-Beschleuniger und der <i>H1</i>-Detektor	19
2.1 <i>HERA</i>	20
2.2 <i>H1</i>	21
2.2.1 Die zentralen Spurkammern	23
2.2.2 Der Trigger	26
2.2.3 Der Datenfluß in <i>H1</i>	28
3 Traum und Wirklichkeit	29
3.1 Allgemeines zur „Offline“-Datenanalyse	30
3.2 Die Monte-Carlo-Analyse	30
3.2.1 Der Zerfall des D^{*+} -Mesons	31
3.2.2 Der Zerfall des D_s^{*+} -Mesons	35
3.2.3 Das allgemeine γ GF Monte-Carlo	41
3.3 Die <i>H1</i> -Datenanalyse	47
3.3.1 Die dE/dx -Information und der Kaon-Datensatz	49
3.3.2 Das Φ - und D_s -Meson im Kaon-Datensatz	50
3.3.3 Das D^0 - und D^{*+} -Meson im Kaon-Datensatz	52
3.3.4 Das D^0 in den <i>H1</i> -Daten	52
3.3.5 Das D^{*+} -Meson in den <i>H1</i> -Daten	57

4 Zusammenfassung	63
Abbildungsverzeichnis	67
Tabellenverzeichnis	69
Glossar	71
Index	73

Einleitung

Nach achtjähriger Vorbereitungs- und Bauzeit nahm *HERA*¹ am *DESY*² im Frühjahr 1992 seinen Betrieb auf. Am 31. Mai 1992 registrierten die beiden *HERA*-Experimente *H1* und *ZEUS* zum ersten Mal Elektron-Proton-Stöße. Seitdem ist es möglich, in wissenschaftliches Neuland vorzustoßen, das weit außerhalb der Reichweite bisheriger Lepton-Streuexperimente liegt. Die Experimente an *HERA* führen die klassischen Streuexperimente weiter fort. Diese erbrachten neben der Spektroskopie unsere Kenntnis vom Aufbau der Materie und trugen entscheidend zur Entwicklung des Standardmodells der elektroschwachen und starken Wechselwirkung bei.

Neben vielen anderen ist die Untersuchung der Boson-Gluon-Fusion zur Bestimmung der Gluonstrukturfunktion und der Gluondichte im Proton eine wichtige Fragestellung im wissenschaftlichen Programm von *HERA*. Zu ihrer Klärung verwendet man die in großer Zahl erzeugten Ereignisse, in denen Teilchen mit schweren Quarks auftreten. Daher ist es unabdingbar, diese Ereignisse zweifelsfrei zu erkennen. Allerdings ist dies sehr schwierig, da deren Kinematik eine unauffällige und mit Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen leicht zu verwechselnde Signatur in den Detektoren erzeugt. Erschwert wird die Situation noch durch eine Ereignisrate von Elektron-Proton-Wechselwirkungen, die um einen Faktor 10^3 – 10^6 niedriger ist als die Rate aus sogenannten Untergrundereignissen, wie z. B. den vorgenannten starken Wechselwirkungen der Protonen mit dem Restgas oder der Wand des Strahlrohres.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit stellt die Erkennung von Ereignissen im *H1*-Detektor mit Teilchen dar, die schwere Quarks im Endzustand enthalten, und deren Unterscheidung von Untergrundereignissen. Da die Charmquarks die leichtesten der drei als schwer bezeichneten Quarkarten (Charm, Bottom, Top) sind, werden sie auch mit der höchsten Wahrscheinlichkeit (Rate) erzeugt. Der dominante Erzeugungsprozeß für solche Ereignisse ist die bereits erwähnte Boson-Gluon-Fusion. Aus diesem Grund beschränkt sich die vorliegende Arbeit nur auf Ereignisse mit offenem Charm. Hierunter werden alle Teilchen mit einem Gesamt-Charminhalt ungleich Null verstanden. Dies ist vor allem für die spätere Bestimmung der Gluonstrukturfunktion und Gluondichte wichtig. Eine der besten Möglichkeiten zur Erkennung von Ereignissen mit offenem Charm besteht in der Rekonstruktion der *D*-Mesonen (Mesonen mit Charm) über bestimmte Zerfallskanäle. Dazu bieten sich vor allem Zerfallskanäle an, die eine große Zerfallswahrscheinlichkeit und wenige, ausschließlich geladene Teilchen im Endzustand aufweisen.

¹Hadron-Elektron-Ring-Anlage

²Deutsches-Elektronen-Synchrotron

Das *erste* Kapitel gibt einen Überblick über die Physik des Standardmodells der Elementarteilchen sowie der Möglichkeiten von *HERA*. Dabei liegt ein besonderer Schwerpunkt auf der Behandlung der Boson-Gluon-Fusion.

Im *zweiten* Kapitel „*Der HERA-Beschleuniger und der H1-Detektor*“ wird der Speicherring *HERA* und der *H1*-Detektor vorgestellt.

Danach erfolgt im *dritten* Kapitel eine Vorstellung der ausgewählten Zerfallskanäle und deren Kinematik sowie eine Analyse der Signaturen mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien. Im Anschluß daran werden die aufgezeigten Methoden auf gemessene Daten angewandt und deren Effizienz vorgestellt.

Zu guter Letzt erfolgt die Zusammenfassung der Ergebnisse.

Das verwendete Einheitensystem

Zum Abschluß dieser Einleitung möchte ich auf das in der Hochenergiephysik gebräuchliche Einheitensystem eingehen. Es ist zur Beschreibung relativistischer Prozesse besonders geeignet. Alle Größen werden in sogenannten natürlichen Einheiten angegeben, die sich ergeben, wenn man die fundamentalen Naturkonstanten der relativistischen Quantenmechanik, namentlich:

$$\text{das Planck'sche Wirkungsquantum: } \hbar = \frac{h}{2\pi} = 6.58 \times 10^{-25} \text{ GeVs} \quad (0.1)$$

und

$$\text{die Vakuumlichtgeschwindigkeit: } c = 2.99 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (0.2)$$

zu $\hbar = c = 1$ setzt.

Dadurch erhalten physikalische Größen wie Energie (mc^2), Impuls (mc) und Masse (m) die selbe Einheit (GeV). Die Einheit der Zeit wird identisch mit jener der Entfernung $(\text{GeV})^{-1}$. Die jeweilige Einheit im MKS-System erhält man umgekehrt, in dem man solange mit der Größe $\hbar c = 197.3 \text{ MeVfermi}^\ddagger$ multipliziert oder dividiert, bis sich für die entsprechende physikalische Größe die richtige MKS-Einheit ergibt. Eine andere hilfreiche Größe im MKS-System ist: $(\hbar c)^2 = 0.3894 (\text{GeV})^2 \text{ mb}^\S$.

[‡]1 fermi = 10^{-15} m

[§]spricht: barn 1 b = 10^{-24} cm²

Kapitel 1

Grau ist alle Theorie

Oder: Auf der Suche nach dem, was die Welt im innersten zusammenhält
Frei nach J. W. Goethe

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Geschichte der Teilchenphysik. Im Anschluß daran erfolgt die Zusammenstellung einiger theoretischer Grundlagen, wobei ein besonderer Schwerpunkt auf der Erörterung der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung liegt. Diese ist — neben anderen — eines der wichtigsten Forschungsziele von *HERA*. Dabei soll vor allem die Gluondichte bei einem niedrigen Impulsanteil (small x) des streuenden Quarks aus dem Proton bestimmt werden. Gerade zur Untersuchung dieses Themenkomplexes bietet *HERA* einzigartige Möglichkeiten.

1.1 Die Entwicklung des Standardmodells der Elementarteilchenphysik

Es ist ein alter Traum der Menschheit zu verstehen, wie sich Materie zusammensetzt. Einige Naturphilosophen der griechischen Antike hatten eine atomistische (körnige) Vorstellung von Materie. So formulierten 450 v. Chr. Leukimos und Demokritos: „Alle Materie besteht aus Atomen und leerem Raum!“ In der Neuzeit findet der Atomismus dann Anhänger in Robert Boyle¹ (*1627 †1691), Isaac Newton² (*1642 †1727) und John Dalton³ (*1766 †1844). Allein die klassische Physik glaubte nicht an deren Existenz. Sie hatte ihre größten Vertreter in Ernst Mach (*1836 †1916), Wilhelm Ostwald (*1853 †1932) und Max Planck (*1858 †1947). Um 1890 zeigten sich im Gebäude der klassischen Physik die ersten Risse; In den ersten Jahrzehnten des 20. Jahrhundert änderten sich die physikalischen Paradigmen grundlegend. Die atomare Natur der Materie wurde — Ironie der Wissenschaftsgeschichte — zu einem Zeitpunkt anerkannt, als man die Bestandteile des Atoms entdeckte.

¹Er unterscheidet in der Chemie Elemente und zusammengesetzte Stoffe.

²Erklärung der Ausdehnung von Gasen durch Atome

³Findet die festen Gewichtsverhältnisse zwischen Molekülen und ihren Elementen als Folge ihrer Atomgewichte.

1.1.1 Historische Abfolge der Entdeckung verschiedener „Elementarteilchen“

- Entdeckung des **Elektrons** durch John Thompson (*1856 †1940) im Jahre 1897 mit Hilfe von Kathodenstrahlen in Röhren, die mit „dünnem“ Gas gefüllt waren.
- Ernest Rutherford (*1871 †1937) entdeckt 1898 α - und β - Strahlen bei der Bestrahlung verschiedener Gase mit Röntgenstrahlen.
- Das **Photon** behauptet sich 1905 als Teilchen aufgrund der Arbeit zur Erklärung des Photoeffektes von A. Einstein (*1879 †1955).
- 1909 - 1911 entdeckt E. Rutherford in Streuversuchen mit α -Strahlern an Goldfolien den **Atomkern**.
- Als **Proton** bezeichnet E. Rutherford 1920 den Wasserstoffkern. In seinem Atommodell ist das Neutron zusammengesetzt aus einem jeweils freien Proton und Elektron.
- Das **Neutron** wird 1932 durch James Chadwick (*1891 †1974) mit Hilfe von Strahlung aus Beryllium entdeckt, die eine große Reichweite hat und in Wasser hohe Impulsüberträge hervorruft, sowie keine Ablenkung in Magnetfeldern erfährt. Das Neutron ist interessanterweise schwerer als Proton und Elektron zusammen.
- Das **Positron** wurde 1932 überraschend in der Höhenstrahlung von Carl Anderson (*1905) entdeckt.
- Das **Myon** wurde 1937 von H. Neddermeyer, C. D. Anderson, C. E. Stevenson und J. C. Street zunächst fälschlicherweise für ein Pion gehalten.
- 1947 klärt sich das Mesonproblem. C. M. G. Lattes und C. M. S. Powel gelingt es nachzuweisen, daß es zwei verschiedene Teilchen gibt. Dies sind das leichtere, bereits bekannte Myon (ein Lepton) und das stark mit Protonen und Neutronen wechselwirkende **Pion** (ein Meson).
- Ebenfalls 1947 entdecken G. D. Rochester und C. C. Butler in der kosmischen Höhenstrahlung stark wechselwirkende Teilchen, die seltsamerweise immer paarweise auftreten: Die **Kaonen**.
- Das **Neutrino** wurde 1955 von Clyde L. Cowan und Frederick Reines erstmals experimentell nachgewiesen.

Im Anschluß daran setzte in den 50'er Jahren eine ganze Flut von Teilchenentdeckungen ein. Dies unterstützte die Vermutung nach einem tieferen Ordnungsprinzip, worin die „Elementarteilchen“ aus „noch elementareren“ Grundbausteinen zusammengesetzt sind.

Bis in die 80'er Jahre hinein fand eine rasante Entwicklung im Verständnis um den Aufbau der Materie statt. Dabei beeinflussten sich experimenteller und theoretischer Fortschritt gegenseitig. Als Höhepunkte der Experimente seien genannt:

- Die Entdeckung der Nichtpunktförmigkeit des Protons durch Hofstadter 1956.
- Die Entdeckung des Ω^- -Baryons durch Barnes 1964.
- Die Entdeckung der P-Verletzung durch Yang, Lee bzw. Wu 1956.
- Die Beobachtung der CP-Verletzung in schwachen Zerfällen neutraler Kaonen durch Christensen 1964.

- Die Hinweise auf eine Unterstruktur in den Nucleonen durch Taylor 1970 und Friedmann 1972.
- Der Nachweis des schwachen neutralen Stromes durch die Gargamelle-Kollaboration 1973.
- Die Entdeckung gebundener Charm- (J/Ψ) 1974 und Beauty-Zustände (Υ) 1977.
- Die Beobachtung der Gluonen durch P. Söding und G. Wolf 1981.
- Der Nachweis der schwachen Eichbosonen durch die UA1-Kollaboration 1983.

Auf theoretischer Seite gelten folgende Modelle als Meilensteine:

- Die Aufstellung der Quark-Hypothese durch Gell-Mann und Zweig 1964.
- Als Analogie zur **Quantenelektrodynamik** (QED) aus den 40'ern wurde die Theorie zur elektroschwachen Wechselwirkung durch Glashow, Salam und Weinberg 1961-1969 formuliert. Dies führte auch zur Struktur der **Quantenchromodynamik** (QCD).
- 't Hooft gelang schließlich 1971 der Nachweis der Renormierbarkeit dieser Theorien, wodurch sichergestellt wurde, daß die Störungsrechnung zu physikalisch relevanten Vorhersagen imstande ist.

Das Ergebnis dieser Entwicklung ist das heute allgemein anerkannte Standardmodell der Hochenergiephysik.

1.1.2 Die Bausteine des gegenwärtigen Standardmodells

Zunächst sollen einige Begriffe erläutert werden. In der Hochenergiephysik unterscheidet man verschiedene Teilchengruppen nach ihrer Art der Wechselwirkung bzw. nach ihrem inneren Aufbau. Die Physik kennt heute vier Wechselwirkungskräfte: die Gravitation, elektromagnetische, schwache und die starke Wechselwirkung. Sie sind in Tabelle 1.1 dargestellt. Die Gravitation ist zwar die uns vertrauteste, aber auch die einzige Kraft, die sich bisher nicht in das Standardmodell eingliedern ließ. Dies liegt darin begründet, daß sich die Gravitationstheorie bisher nicht widerspruchsfrei quantisieren läßt. Wegen ihrer relativen Stärke von 10^{-39} zur elektromagnetischen Wechselwirkung spielt sie für die Hochenergiephysik jedoch nur eine sehr untergeordnete Rolle, weswegen sie meist, wie auch in dieser Arbeit, vernachlässigt wird.

Wechselwirkung	Eichsymmetrie	Kopplungskonstante	Feldquanten	relative Stärke
Gravitation	—	K	Graviton	$\frac{KM^2}{\hbar c} = 5.3 \times 10^{-39}$
elektromag.	$U_1(1)$	$\alpha_{em} = e^2/4\pi$	γ	$\frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137}$
schwach	$SU_L(2)$	$\alpha_w = (g^2 + g'^2)/4\pi$	W^+, W^-, Z^0	$(\frac{Mc}{\hbar})^2 / \hbar c = 1.02 \times 10^{-5}$
stark	$SU_C(3)$	$\alpha_s = g_s^2/4\pi$	g_1, \dots, g_8	$r \text{ groß}; \alpha_s \approx 1$

Tabelle 1.1: Die vier Grundkräfte in der Übersicht

Die Physik unterscheidet grundsätzlich die zwei Teilchenarten Fermionen⁴ und Bosonen⁵. Als Fermionen gelten Teilchen, deren Spin ein ungerades, ganzzahliges Vielfaches der Drehimpulseinheit $\frac{1}{2}\hbar$ ist. Diese unterliegen dem Pauli-Prinzip, das besagt, daß zwei Fermionen nicht gleichzeitig denselben Quantenzustand besetzen dürfen. Im Gegensatz dazu bezeichnet man Teilchen mit ganzzahligem Spin als Bosonen. Diese sind häufig die Vermittler einer Kraftwirkung. So ist zum Beispiel das γ das Vermittlungsteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. In der Hochenergiephysik kennt man darüber hinaus noch eine weitere Unterteilung der Fermionen in Leptonen⁶ und Quarks⁷.

Eine weitere Klassifizierungsmöglichkeit ergibt sich durch die verschiedenen Arten der Wechselwirkung, denen die Teilchen unterliegen. Als zur Teilchengruppe der Hadronen⁸ gehörend gelten alle Partikel, die der starken Wechselwirkung unterliegen, genauer: es sind alle Teilchen, die aus Quarks zusammengesetzt sind. Diese Hadronen unterteilen sich jedoch weiter in sogenannte Baryonen⁹ und Mesonen¹⁰. Dabei bestehen in einem einfachen Valenzquarkmodell die Baryonen aus je drei Quarks und die Mesonen aus einem Quark (q) und einem Anti-Quark (\bar{q}). Da die Quarks Spin $\frac{1}{2}$ tragen, ergibt sich, daß die Mesonen Bosonen mit Spin 1 oder 0 sind. Im mesonischen Grundzustand sind die Spins antiparallel ausgerichtet: man spricht von den Pseudoskalarmesonen. Eine parallele Ausrichtung führt zu Vektormesonen. Unter Berücksichtigung der vier leichtesten Quarktypen ergibt sich eine „flavour“ Symmetrie $SU_F(4)$, deren Hexadekuplettdarstellung in Abbildung 1.1 für (a) die Pseudoskalar- und (b) Vektormesonen wiedergegeben ist. Die Quarks gelten derzeit, wie die Gruppe der Leptonen, bis zu einer Größe von 10^{-18} m als nicht weiter zusammengesetzt. Die Leptonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung, Quarks besitzen in Einheiten der elektrischen Elementarladung drittelzahlige Ladung. Leptonen sind neutral (Neutrinos) oder einfach geladen. Ordnet man Leptonen und Quarks nach gleicher elektrischer Ladung und anwachsender Masse, so ergibt sich das in Tabelle 1.2 gezeigte Schema. Die Gruppierung nach aufsteigender Masse wird auch Familie oder Generation genannt, wobei die „schweren“ Familien lediglich die Eigenschaften der leichtesten widerspiegeln, aus der alle bekannte Materie aufgebaut ist. Die Teilchen der schweren Familien wurden bisher nur in der kosmischen Strahlung oder in Experimenten an Elementarteilchenbeschleunigern nachgewiesen.

1.2 Das Standardmodell

Das Standardmodell beschreibt die Wechselwirkungen der Teilchen untereinander durch die Theorien der elektroschwachen und starken Wechselwirkung. Die Entwicklung dieser Theorien wurde hauptsächlich durch die Suche nach Symmetrien geprägt.

⁴unterliegen der Fermi-Dirac-Statistik

⁵unterliegen der Bose-Einstein-Statistik

⁶zu griech. leptós >fein<, >dünn<, >zart<,>leicht<

⁷James Joyce: Finnegans Wake „Three quarks for master mark“

⁸zu griech. hadrós >stark<

⁹zu griech. barýs >schwer<

¹⁰zu griech. tò méson >das in der Mitte Befindliche<

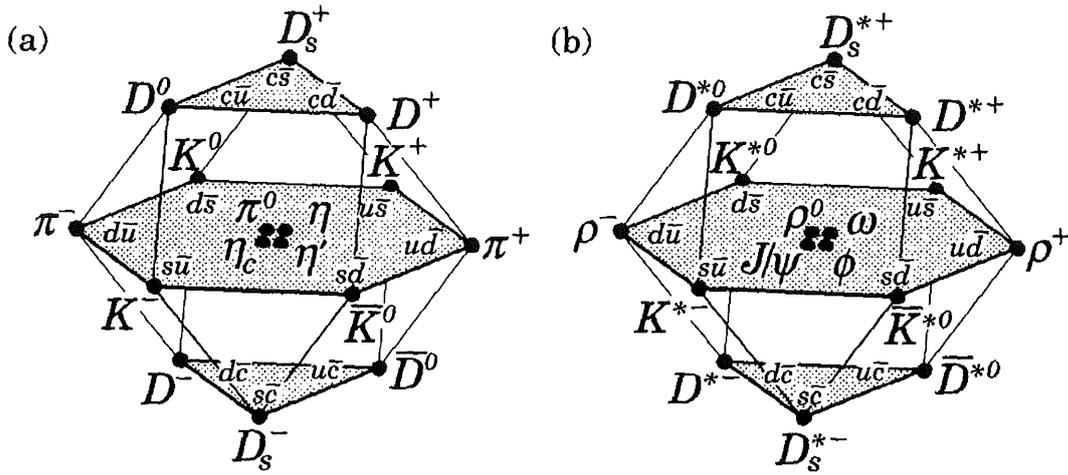


Abbildung 1.1: Die $q\bar{q}$ Kombinationen der u -, d -, s - und c -Quarks ergeben das $SU_F(4)$ -Hexadekuplett der (a) Pseudoskalar- und (b) Vektormesonen (PDG92).

Fermionen				
	Leptonen		Quarks	
1. Familie	e (511 keV)	ν_e (< 7.3 eV)	u (2... 8 MeV)	d (5... 15 MeV)
2. Familie	μ (106 MeV)	ν_μ (< 270 keV)	c (1.3... 1.7 GeV)	s (100... 300 MeV)
3. Familie	τ (1.78 GeV)	ν_τ (< 35 MeV)	b (4.7... 5.3 GeV)	t (≈ 174 GeV)
Ladung [e]	-1	0	-1/3	2/3

Bosonen	
$U_1(1)$	γ ($< 3 \times 10^{-33}$ MeV)
$SU_L(2)$	Z^0 (91.2 GeV), W^\pm (80.2 GeV)
$SU_C(3)$	g_1, \dots, g_8 (0 eV)

Tabelle 1.2: Die Elementarteilchen des Standardmodells. Antiteilchen und der Farbfreiheitsgrad wurden nicht berücksichtigt (PDG92) (t -Masse(CDF94)).

Allgemein gilt, daß diesen Symmetrien eine mathematische Transformationsvorschrift zugrunde liegt, bezüglich derer der betrachtete Zustand invariant ist. Als geometrisches Beispiel mag ein Kreis dienen. Diesen kann man um einen beliebigen Winkel um seinen Mittelpunkt drehen, ohne daß er sein Erscheinungsbild ändert. In diesem Beispiel spricht man im Gegensatz zu einer diskreten von einer kontinuierlichen Symmetrie. Wirkt die Transformation an allen Raumpunkten gleich, so handelt es sich um eine *globale* Symmetrie. Von großer Bedeutung in der Physik sind jedoch solche Symmetrien, die an verschiedenen Raumpunkten unterschiedlich wirken. Diese *lokalen* Symmetrien bestimmen die Form der Wechselwirkung zwischen den Teilchen. Dies geschieht in Quantenfeldtheorien durch die Formulierung der Kraft zwischen den Teilchen als Austausch

von Feldquanten. Innerhalb einer solchen Beschreibung wird die Dynamik des Systems durch den quantenmechanisch und relativistisch erweiterten Hamiltonformalismus der klassischen Mechanik und die daraus bestimmte Lagrangedichte beschrieben. Ist die Lagrangedichte bekannt, so lassen sich daraus prinzipiell alle meßbaren Größen (Observablen) bestimmen, ohne die Feldgleichungen (Bewegungsgleichung) explizit lösen zu müssen. Die Ankopplung an die Symmetriebetrachtungen erfolgt durch die Forderung der Invarianz der Lagrangedichte unter den Symmetrietransformationen.

Offensichtlich beschreiben solche Theorien experimentelle Beobachtungen am besten, die ihr Transformationsverhalten nicht ändern, wenn der Gradient eines skalaren Feldes zu den Feldern der Austauschquanten hinzu addiert wird. Solche Felder und Theorien heißen Eichfelder und -theorien. Fordert man die Invarianz der Lagrangedichte unter lokalen Transformationen, so erzwingt man Eichfelder und -theorien.

Die erste wichtige Eichtheorie mit diesen Eigenschaften ist die von J. C. Maxwell formulierte Theorie des Elektromagnetismus. Diese wurde in den vierziger Jahren als Synthese der relativistischen Quantenmechanik und Elektrodynamik neu formuliert. Die entstandene QED beschreibt die Wechselwirkungen für Materiefelder mittels der Dirac-Gleichung. Das elektromagnetische Feld wird hingegen durch die den Maxwell-Gleichungen äquivalente Wellengleichungen beschrieben. Die QED ist invariant unter lokalen Symmetrietransformationen, welche die Phasen der Materiefelder ändern. Sie ist somit eine Eichtheorie. Solche Transformationen lassen sich durch unitäre, eindimensionale Matrizen darstellen und gehören deshalb zur Symmetriegruppe $U(1)$ ¹¹.

Eine weitere Synthese gelang S. L. Glashow, A. Salam und S. Weinberg mit der Formulierung einer Vereinheitlichung der schwachen Kraft und der QED. Sie beruht auf der Transformationsinvarianz der Felder gegenüber dem schwachen Isospin und der Phase von Materiefeldern. Der Isospinformalismus war ursprünglich eingeführt worden, um die Wechselwirkung der Protonen und Neutronen unabhängig von der elektrischen Ladung beschreiben zu können. Dabei sind das Proton und das Neutron die Erscheinungen der beiden Einstellmöglichkeiten des Isospins im Isospinraum. Die zum Isospinformalismus gehörende Symmetriegruppe läßt sich durch unitäre zweidimensionale Matrizen darstellen, welche in unterschiedlicher Reihenfolge der Anwendung ein unterschiedliches Ergebnis liefern.¹² Die Symmetriegruppe der elektroschwachen Kraft ergibt sich als $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ¹³. Die lokale Symmetrie wurde durch die Einführung der vier masselosen Eichbosonen W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) und B_μ erreicht. Dabei stellt die $SU_L(2)$ Transformationen im linkshändigen schwachen Isospin- I^w -Raum mit den Eichbosonen W_μ^i und der Kopplungskonstanten g dar. Die $U_Y(1)$ beschreibt Phasentransformationen im Raum der schwachen Hyperladung $Y^w = 2(Q - I_3^w)$ mit dem Feldquant B_μ und der Kopplung g' . Allerdings wurden diese Teilchen in den Experimenten bislang nicht beobachtet. Stattdessen findet man als neutrale Vektorbosonen das Photon γ und das Z-Boson. Diese sind Linearkombinationen von B_μ und W_μ^3 :

$$\gamma = B_\mu \cos \theta_w + W_\mu^3 \sin \theta_w \quad \text{bzw.} \quad Z = -B_\mu \sin \theta_w + W_\mu^3 \cos \theta_w$$

Auch die beobachteten geladenen Vektorbosonen W^+ und W^- sind Mischungen der

¹¹Unitär 1dimensional

¹²Solche Gruppen werden *nichtabelsch* genannt.

¹³Spezielle, d.h. die Identität ist nicht in der Gruppe enthalten

W_μ^1, W_μ^2 :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2)$$

Der Mischungswinkel θ_w wird nach Steven Weinberg Weinberg-Winkel genannt. Er setzt die beiden Kopplungen g und g' über $\tan \theta_w = g/g'$ ins Verhältnis und definiert die elektromagnetische Kopplung durch $e = g \sin \theta_w$. Darüber hinaus sind die beobachteten W^\pm, Z nicht masselos. Dies versucht man durch die Annahme spontaner Symmetriebrechung zu lösen. Dazu benötigt man mindestens vier skalare Higgs-Felder (Isospindublett), wovon drei durch ein neutrales und die beiden geladenen Vektorfelder absorbiert werden. Dadurch erhalten diese ihre Masse. Das verbleibende vierte Feld verschwindet nicht; dessen Feldquant wird Higgs-Boson genannt und sollte nachweisbar sein. Bis heute entzieht es sich jedoch einer experimentellen Sichtbarkeit. Eine weitere Eigenschaft der $SU_L(2) \times U_Y(1)$ ergibt sich aus der Beobachtung der Masseneigenzustände der d, s und b Quarks. Diese sind nicht identisch mit den Eigenzuständen der schwachen Basis. Auch hier tritt wieder eine Mischung der Basiszustände auf. Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-(CKM)-Matrix, welche die schwache Basis in die Massenbasis überführt, wurde von Kobayashi und Maskawa als Verallgemeinerung der Cabibbo-Matrix eingeführt und beschreibt die Mischung auf Grund der Unitaritätsbedingung an die 3×3 CKM-Matrix durch vier Parameter.

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

Diese Transformation findet aus Konvention nur bei den Quarks mit Ladung $-1/3$ statt, wodurch die anderen drei Quarks ungemischt bleiben. Die CKM-Matrix hat die in Tabelle 1.3 genannten Werte.

Nach dem man durch Experimente erkannt hatte, daß Hadronen aus anderen Teilchen gebildet werden, wurde die Quantenchromodynamik in Anlehnung an die QED formuliert. Der QCD liegt eine $SU(3)$ -Symmetrie zugrunde. An die Stelle der elektrischen Ladung tritt die sogenannte Farbladung. Dies ist ein zusätzlicher innerer Freiheitsgrad der Quarks, dem zur Kennzeichnung Farben zugewiesen werden. Wie beim Farbfernsehen gibt es die drei Grundfarben rot, grün und blau. Alle Baryonen und Mesonen sind nach außen farbneutral (weiß). Das dem Photon entsprechende Eichboson ist hier das

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.9747 \dots 0.9759 & 0.218 \dots 0.224 & 0.002 \dots 0.007 \\ 0.218 \dots 0.224 & 0.9735 \dots 0.9751 & 0.032 \dots 0.054 \\ 0.003 \dots 0.018 & 0.030 \dots 0.054 & 0.9985 \dots 0.995 \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 & s & s^3 \\ s & 1 & s^2 \\ s^3 & s^2 & 1 \end{pmatrix}$$

Tabelle 1.3: Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix folgt dem hier angedeuteten Verhalten, wobei $s = \sin \theta_c \approx 0.22$ der aus myonischen K - und π -Zerfällen gut bekannte Cabibbo-Winkel ist (PDG92).

Gluon, jedoch mit dem Unterschied, daß aus der Invarianz unter lokalen Farbtransformationen die Einführung von acht Feldquanten statt einem folgt. Die Gluonen haben den Spin $S = 1$. Weil die $QCD-SU(3)$ eine nichtabelsche Gruppe ist, tragen sie selbst Farbe. Neben vielen Ähnlichkeiten zur QED besteht ein wesentlicher Unterschied zwischen beiden in der Ladungsbehaftung der Austauscheteilchen in der QCD. Dadurch kommt eine Verstärkung der Kraftwirkung bei größer werdendem Abstand zustande, wohingegen die Kraftwirkung bei geringem Abstand stark nachläßt. Die Quarks können sich somit unter großer Nähe, z.B. innerhalb der Hadronen, wie freie Teilchen bewegen, aber nicht einem anderen Farbladung tragenden Teilchen entkommen. Tatsächlich wurde in den Experimenten bisher nie ein freies Quark beobachtet.

Zusammenfassend wirken die Elementarteilchen wie folgt miteinander: Leptonen und Quarks wechselwirken über die elektromagnetische und die schwache Kraft miteinander, Quarks „spüren“ zusätzlich auch die starke Kraft. Die elektromagnetische Kraft wird durch das masselose Photon, die schwache durch die massiven Bosonen Z^0 , W^+ und W^- und die starke durch die acht masselosen Gluonen g_1, \dots, g_8 vermittelt.

Zu den Annahmen, die in die verschiedenen Theorien des Standardmodells eingefügt werden müssen, gehören etwas mehr als zwanzig numerische Werte von Naturkonstanten. Diese werden experimentell ermittelt und können nicht aus dem Standardmodell abgeleitet werden. Dieser Umstand erscheint ein wenig unbefriedigend, ist aber gegenüber den früher entwickelten theoretischen Modellen der Natur ein großer Fortschritt. Bisher wurden jedenfalls keine experimentellen Ergebnisse beobachtet, die mit den Aussagen des Standardmodells im Widerspruch stehen.

Das Modell wirft allerdings zahlreiche, bislang ungelöste Fragen auf, wie z.B.:

- Wo endet der Gültigkeitsbereich des Modells?
- Wie erhalten die Z - und W -Bosonen Masse?
- Wieso gibt es drei Familien?
- Warum ist die elektrische Ladung quantisiert?

1.2.1 HERA und das Standardmodell

Das Studium der Erzeugung schwerer Quarks (c , b und t) bei *HERA* liefert wichtige Prüfsteine für das Standardmodell. Aus diesem Grund ist die Untersuchung der Eigenschaften dieser Quarks neben anderen eines der wichtigen Ziele von *HERA* seit der Planung des Beschleunigers. Leider ergaben die neueren Erkenntnisse eine Reduzierung des wissenschaftlichen Potentials von *HERA*. Wurde während der Planung noch mit einer Top-Masse unter 70 GeV gerechnet, so daß eine Entdeckung für möglich gehalten wurde, so ergeben die neueren Erkenntnisse (*CDF*-Kollaboration 1994 am *TEVATRON* (*CDF94*)) eine Top-Masse von ungefähr 174 GeV. Aufgrund der damals angenommenen Top-Masse ging man von einer großen Erzeugungsrate für Bottom-Quarks aus und betrachtete das leichteste der schweren Quarks als „Untergrund“. Heute stellt sich *HERA* beim Studium der schweren Quarks vor allem als Maschine zur Erzeugung von Charm-Quarks dar. Der erwartete Wirkungsquerschnitt zur Produktion von b -Quarks liegt bei $\mathcal{O}(5 \text{ nb})$. Der für c beträgt $\sigma \approx 600 \text{ nb}$. Bei einer angenommenen Jahresluminosität von 100 pb^{-1} rechnet man mit $\mathcal{O}(10^8)$ erzeugten Charm-Anticharm Paaren.

Damit erscheint es möglich, einige Präzisionsmessungen auf dem Gebiet des offenen Charms durchzuführen. Insbesondere ist dabei die Bestimmung der Gluondichte im Proton von besonderem Interesse. Sie führt nicht nur zu einer weiter vertieften Erkenntnis der Nukleonstruktur oder zu einem Test der QCD-Gleichungen, sondern leistet auch einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Physik an gegenwärtigen und zukünftigen Hadronbeschleunigern.

Die in der Vergangenheit an „Fixed Targets“ durchgeführten Experimente lieferten eine bemerkenswert gute und direkte Bestimmung der Valenz- und Seequark-Verteilungen im Proton. Ebenso ist bekannt, daß die Gluonen ungefähr $\approx 50\%$ des Protonimpulses tragen sollten. Genauere Aussagen konnten nicht gemacht werden, da die Experimente in ihrem kinematischen Limit der reinen, tiefinelastischen Streuung beschränkt waren auf Werte des Energieübertrags von $Q^2 \geq 4 \text{ GeV}$ und des Impulsanteils des wechselwirkenden Quarks von $x_g \geq 0.1$.

1.2.2 Die Erzeugung schwerer Quarks in der eP-Streuung

Der einer tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung zugrunde liegende Prozeß läßt sich mit Hilfe des Partonmodells (Fey72) beschreiben. Die Wechselwirkung geschieht darin im einfachsten Fall entweder durch den Austausch eines geladenen oder ungeladenen Teilchens. Im ersten Fall spricht man wegen des geladenen Teilchens von einer geladenen Stromreaktion (CC)¹⁴, im zweiten von einer neutralen Stromreaktion (NC)¹⁵. Bei diesen Reaktionen läuft der Strom von dem einlaufenden Elektron zu dem wechselwirkenden Teilchen des Protons (Quarks oder Gluonen). Im Falle einer CC-Reaktion wandelt sich das Elektron in ein Neutrino um und ist in der Regel nicht mehr nachweisbar. Das wechselwirkende Quark oder Gluon wird aus dem Proton heraus gestreut und fragmentiert in dem sogenannten Stromjet. Der verbleibende Inhalt des Protons nimmt an der eigentlichen Reaktion nicht teil und fragmentiert in den Protonjet.

Im Partonmodell erfolgt die Erzeugung schwerer Quarks über folgende CC-Reaktion (Buc92):

$$e + q \longrightarrow \nu_e + Q \quad (1.1)$$

Dabei steht e für das einlaufende Elektron, q für das wechselwirkende Quark im Proton, ν_e für das in der Reaktion erzeugte Neutrino und Q für das entstandene Quark. Der Wirkungsquerschnitt wird bestimmt durch die Multiplikation des tiefinelastischen Wirkungsquerschnitts σ_q eines Quarks q im Proton mit dem Quadrat des Matrixelementes $V_{\bar{Q}q}^2$ der CKM-Matrix für den Übergang der „flavours“ q nach Q (Buc92).

$$\sigma(Q) = \sum_q V_{\bar{Q}q}^2 \sigma_q \quad (1.2)$$

Da der Wert von V_{ub} und V_{td} in der Größenordnung von $\mathcal{O}(1\%)$ liegt, ergibt sich für die Übergänge $u \leftrightarrow b$ und $d \leftrightarrow t$ eine Unterdrückung von $\mathcal{O}(10^{-4})$ im Verhältnis zum Übergang $u \leftrightarrow d$. Aus diesem Grund sind sie vernachlässigbar gegenüber den Prozessen

¹⁴CC engl. **charged current**

¹⁵NC engl. **neutral current**

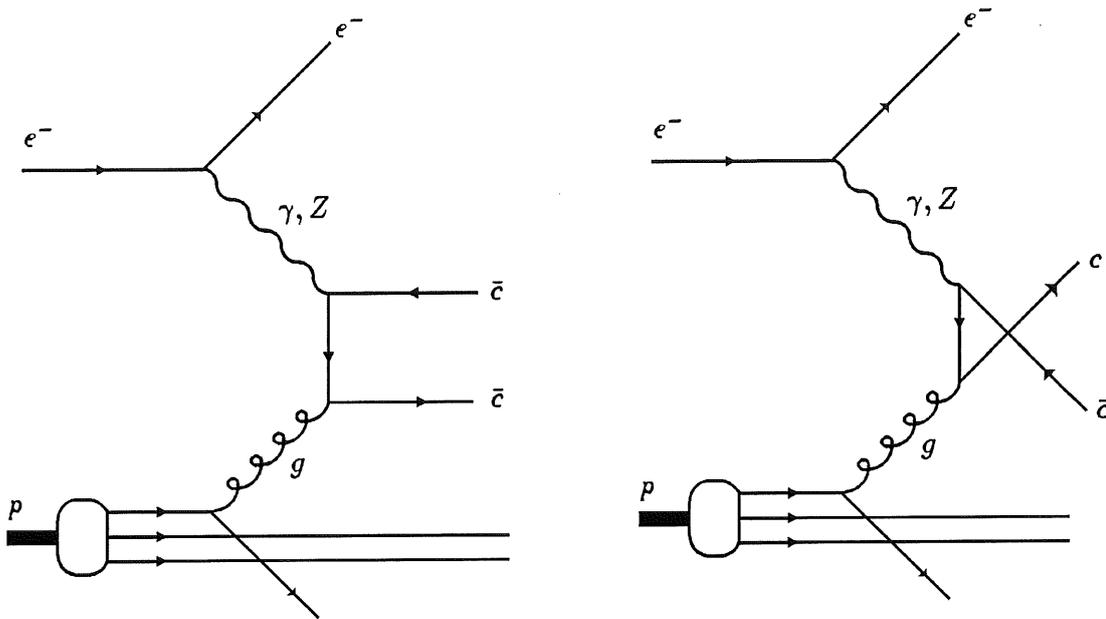


Abbildung 1.2: Boson-Gluon Fusions Feynmangraph in niedrigster Ordnung der QCD zur Erzeugung von Quark-Antiquark Paaren.

zur Erzeugung von c Quarks. Zu ihrer Erzeugung kommen im einzelnen die folgenden und ihre ladungskonjugierten Prozesse in Frage: $e^+ + d \rightarrow \bar{\nu}_e + c$, $e^+ + s \rightarrow \bar{\nu}_e + c$. Die Wirkungsquerschnitte $\sigma(e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e cX)$, $\sigma(e^-p \rightarrow \nu_e \bar{c}X)$ sind bei den HERA erreichbaren Energien in der Größenordnung von $\mathcal{O}(4 \text{ pb})$. Der inklusive NC-Charm-Quarkpaar Wirkungsquerschnitt liegt bei $\mathcal{O}(600 \text{ nb})$ und dominiert damit den CC Wirkungsquerschnitt um mehrere Größenordnungen (Bar91).

Formuliert man die Erzeugung schwerer Quarks innerhalb der QCD, so ist der wichtigste Beitrag die Boson-Gluon Fusion (γ GF). Sie wurde in der Literatur ausführlich erörtert (Bau87, Glü87, Eic87, Sch88, Ing88, Hal82, Ell88). Ihr Feynmangraph wird in Abbildung 1.2 wiedergegeben.

$$CC: \quad W^+ + g \rightarrow Q + \bar{Q}' \quad (1.3)$$

$$NC: \quad \gamma/Z^0 + g \rightarrow Q + \bar{Q} \quad (1.4)$$

Diese Reaktionen treten mit $\mathcal{O}(\alpha_s \alpha^2)$ als Unterprozeß in den korrespondierenden CC- und NC-Reaktionen der eP-Streuung auf.

$$CC: \quad e(l_e^\mu) + p(P^\mu) \rightarrow \nu_e(l^\mu) + Q_f(p_f^\mu) + \bar{Q}_{f'}(p_{f'}^\mu) + X \quad (1.5)$$

$$NC: \quad e(l_e^\mu) + p(P^\mu) \rightarrow e(l^\mu) + Q_f(p_f^\mu) + \bar{Q}_f(p_f^\mu) + X \quad (1.6)$$

Hierbei bedeuten die Zeichen in Klammern (μ) die Vierervektoren der entsprechenden Teilchen, f steht für den flavour des Quarks. Die Gluonen aus Gleichung 1.3 und Gleichung 1.4 tragen den Anteil x_g des Protonimpulses ($p = x_g P$).

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von $q\bar{q}$ -Paaren berechnet sich in *Weizsäcker-Williams-Approximation* folgendermaßen:

$$\sigma(eP \rightarrow q\bar{q}X) = \int dy P_\gamma(y) \int dx_g g(x_g) \sigma(\gamma g \rightarrow q\bar{q}) \quad (1.7)$$

$P_\gamma(y)$ ist die Wahrscheinlichkeit, mit der das Elektron ein Photon mit dem Impulsanteil y abstrahlt. Sie kann nach obiger Darstellung berechnet werden. Mit $g(x_g)$ ist die Gluondichtefunktion des Protons in Abhängigkeit von dem Impulsanteil x_g des wechselwirkenden Gluons bezeichnet, $\sigma(\gamma g \rightarrow q\bar{q})$ beschreibt den Wirkungsquerschnitt der reinen γ GF.

Wie bereits für das Partonmodell in Gleichung 1.1 genannt, geht die Gluondichte mit in den totalen Wirkungsquerschnitt der γ GF ein. Umgekehrt kann man mittels experimenteller Bestimmung des Wirkungsquerschnittes zur Erzeugung schwerer Quarks die Gluondichte im Proton bestimmen. Die qualitativen Aussagen der Berechnung in niedrigster Ordnung für den Wirkungsquerschnitt der $c\bar{c}$ -Erzeugung lassen sich wie folgt zusammenfassen (Ing88):

- Der Wirkungsquerschnitt hat sein Maximum bei sehr niedrigen Q^2 : $Q^2 \sim 10^{-15} \text{ GeV}^2$ mit $d\sigma/dQ^2 \sim Q^{-2}$. Dies sind Werte, wie sie für Photoproduktionsereignisse üblich sind. Das gestreute Elektron verbleibt typischerweise unnachgewiesen in der Strahlachse.
- Der mittlere Transversalimpuls der Quarks liegt im Bereich ihrer Masse und fällt zu größeren Werten stark ab ($\langle P_{T,c} \rangle \approx 1.5 \text{ GeV}$).
- Die Rapiditätsverteilung der Quarks ist trotz des für HERA typischen „Boost“'s durch das Proton sehr zentral. Die Rapiditätsdifferenz der erzeugten $q\bar{q}$ ist von $\mathcal{O}(1)$.

1.2.3 Die charakteristischen Größen der eP-Streuung bei HERA

Da die Massen der Strahlteilchen sehr unterschiedlich sind, bewegt sich der Schwerpunkt des eP-Systems mit ca. 93% der Lichtgeschwindigkeit in die Flugrichtung des Protons¹⁶. Zur Beschreibung der Vorgänge benutzt man deshalb lorentzinvariante Größen. In der Praxis hat sich der folgender Satz von Variablen bewährt:

$$s = (P^\mu + l_e^\mu)(P_\mu + l_{e\mu}) \approx 4E_p E_e \quad (1.8)$$

$$\hat{s} = (p_f^\mu + p_{f'}^\mu)(p_{f\mu} + p_{f'\mu}) \quad (1.9)$$

$$Q^2 = -q^2 = -q^\mu q_\mu \quad : \quad q^\mu = (l_e^\mu - l'^\mu) \quad (1.10)$$

$$W^2 = (P^\mu + q^\mu)(P_\mu + q_\mu) \quad (1.11)$$

$$x = \frac{Q^2}{2P^\mu q_\mu} \quad (1.12)$$

$$y = \frac{P^\mu q_\mu}{P^\mu l_{e\mu}} \quad (1.13)$$

¹⁶Im weiteren nur noch positive z-Richtung genannt

mit:

- s = Quadrat der eP-Schwerpunktsenergie
- E_e = Energie des einlaufenden Elektrons
- E_p = Energie des einlaufenden Protons
- $\hat{s} = m_{q\bar{q}}^2 = m_{\gamma g}^2$ = Quadrat der $q\bar{q}$ -Schwerpunktsenergie
- q = Viererimpuls des ausgetauschten Bosons
- Q^2 = Quadrat des Impulsübertrages auf das Nukleon
- W^2 = Massenquadrat des gestreuten hadronischen Systems
- x = Impulsanteil des streuenden Quarks
- y = Energieverlustanteil des Leptons

Diese Variablen sind nicht unabhängig voneinander. Mit nur drei voneinander unabhängigen Größen können alle anderen dargestellt werden. Es gilt zum Beispiel:

$$Q^2 = xys \quad (1.14)$$

$$W^2 = Q^2 \frac{1-x}{x} + m_p^2 \quad (1.15)$$

$$\hat{s} = Q^2 \frac{x_g - x}{x} \quad (1.16)$$

mit:

$$m_p = \text{Protonmasse}$$

Da in der Regel die Schwerpunktsenergie s der Beschleuniger bekannt ist, verbleiben nur noch zwei freie Variablen, um die Kinematik einer Reaktion vollständig zu beschreiben. Häufig versucht man, das Quadrat des Impulsübertrages Q^2 und den Protonimpulsanteil des streuenden Quarks x zu bestimmen. Dies geschieht zum Beispiel durch Messung des gestreuten Elektrons (NC) oder durch eine Messung des Stromjets (NC + CC). Q^2 , x und y als Funktion der Energie E'_e und des Streuwinkels θ_e des gestreuten Elektrons¹⁷ in gegen die Strahlachse im Laborsystem lauten:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (1.17)$$

$$x = \frac{4E_e E'_e \sin^2 \frac{\theta_e}{2}}{4E_p (E_e - E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2})} \quad (1.18)$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (1.19)$$

Besteht keine Möglichkeit, das gestreute Elektron zu messen, weil es z.B. in der Strahlachse verblieben ist, so läßt sich der Impulsübertrag (siehe Gleichung 1.10) durch eine

¹⁷Dieser Winkel wird entgegen der sonstigen Konvention gegen die negative z-Richtung bestimmt

Messung des hadronischen Systems bestimmen, da $q = p_h - p_p$ (mit: $p_h =$ Impuls des hadronischen Systems). Damit folgt für y und Q^2 :

$$y = \frac{\sum_{i=1}^n E_i - \sum_{i=1}^n P_{z_i}}{2E_e} \quad (1.20)$$

$$Q^2 = \frac{(\sum_{i=1}^n P_{t_i})^2}{1-y} \quad (1.21)$$

Hierbei wird über alle hadronischen Endzustände des Ereignisses summiert. P_t ist der Impuls transversal zur Strahlachse, P_z bezeichnet den Impuls parallel zur Strahlachse in Flugrichtung des Protons.

1.2.4 Die Bestimmung des Gluonimpulsanteils in der γ GF bei HERA

Aus Gleichung 1.14 und Gleichung 1.16 erhält man x_g . In der Näherung für quasi reelle Photonen ($Q^2 \simeq 0$) oder kleines x ergibt sich der folgende Ausdruck (siehe auch (Bar91, Buc92)):

$$x_g = \frac{\hat{s} + Q^2}{y_s} = \frac{\hat{s}}{y_s} + x \approx \frac{\hat{s}}{y_s} \quad (1.22)$$

Hierin ist nur noch das Quadrat der Schwerpunktsenergie \hat{s} aus dem $q\bar{q}$ System unbestimmt. Dieser Wert ergibt sich in der obigen Näherung wie folgt:

$$\hat{s} = \frac{P_{t_f}^2 + m_f^2}{z(1-z)} \quad ; \quad z = 2 \frac{P^\mu p_{f\mu}}{y_s} \quad (1.23)$$

Hierbei ist mit P_{t_f} der Transversalimpuls eines identifizierten Teilchens mit Quarkinhalt f z.B. ein $D^{*\pm}$ gekennzeichnet. Die Größe m_f bezeichnet die Masse des Quarks mit dem flavour f .

Werden beide Quarks gemessen, eröffnet sich die x_g Bestimmung auf der Grundlage der Rapidität des $q\bar{q}$ Systems. Es ergibt sich wiederum in der Näherung für kleine Impulsüberträge ($Q^2 \simeq 0$) folgender Ausdruck:

$$x_g = \frac{yE_e}{E_p} \exp(2\hat{y}_{q\bar{q}}) \quad (1.24)$$

Der Ausdruck $\hat{y}_{q\bar{q}}$ bezeichnet die Rapidität des $q\bar{q}$ Systems. Sie ist der Mittelwert aus den Einzelrapiditäten der Teilchen mit den beiden Quarks ($\hat{y}_{q\bar{q}} = \frac{1}{2}\hat{y}_q + \hat{y}_{\bar{q}}$). Die Rapidität eines Partikels berechnet sich aus seiner Energie E und seinem longitudinal Impuls P_z nach folgender Definition:

$$\hat{y} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z} \quad (1.25)$$

Sind Energie und Impuls eines Teilchens nicht gleichzeitig bestimmbar, so behilft man sich mit der sogenannten Pseudorapidität. Damit bezeichnet man den Ausdruck, den

man erhält, vernachlässigt man in Gleichung 1.25 die Masse gegenüber der Energie des Teilchens. Man erhält:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{P + P_z}{P - P_z} \quad (1.26)$$

Beide Verfahren erlauben die x_g Bestimmung in einem Bereich von $\approx 5.5 \times 10^{-4} \leq x_g \leq 10^{-1}$. Dabei liegt nach (Buc92)¹⁸ der mittlere relative Fehler um $\langle \frac{\Delta x_g}{x_g} \rangle \sim 4\%$; die Auflösung ergibt sich zu $\sigma(\frac{\Delta x_g}{x_g}) \sim 37\%$.

1.2.5 Das Erkennen von Ereignissen mit offenem Charm

Hier möchte ich nur kurz erläutern, wie man Ereignisse mit offenem Charm erkennen kann (TRI81). Dieser Thematik ist in Kapitel 3 größerer Raum gewidmet; dort werden auch die untersuchten Zerfallskanäle detailliert vorgestellt. Unter offenem Charm versteht man ein unabhängiges Fragmentieren der erzeugten c, \bar{c} -Quarks, so daß in dem Ereignis zwei Hadronen mit Charminhalt erzeugt werden. Es ist auch möglich, daß die beiden Quarks einen gebundenen Zustand bilden. Dann handelt es sich aber nicht mehr um offenen Charm. Innerhalb des Standardmodells werden derzeit verschiedene Fragmentationsmodelle diskutiert, die auf verschiedene Weise die Entstehung der Hadronen aus den zugrundeliegenden Wechselwirkungen beschreiben.

Traditionell bietet sich zur Erkennung von „charmed“ Ereignissen die Suche nach exklusiven Zerfällen Charm tragender Teilchen an. Die Erkennung geschieht dabei über die invariante Masse (RSc89). Insbesondere bieten sich dazu Zerfälle von Mesonen an, die in möglichst wenige, langlebige und geladene Teilchen münden und eine hohe Zerfallswahrscheinlichkeit aufweisen.

Aus diesem Grund nutzt man häufig die Methode des D^* -taggings (Fel77). Darunter versteht man den Versuch, den Q-Wert des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ zu rekonstruieren. Dieser Zerfall zeichnet sich durch seinen sehr kleinen Phasenraum aus. Wenn man die Massen aller Teilchen zusammen addiert, beträgt er noch knapp 6 MeV. Die natürliche Linienbreite der invarianten Massendifferenz $\Delta m = D^{*+} - D^0 = 145.4$ MeV liegt unter 1.1 MeV (PDG92) und wird durch die Detektorauflösung begrenzt. Dies führt dazu, daß sich die Massendifferenz Δm mit einer Breite von etwa 1 MeV gut vom kombinatorischen Untergrund abhebt. Zusätzlich verlangt man meist noch, daß die Masse des hypothetischen D^0 in einem bestimmten Bereich um den Wert eines wahren D^0 liegen muß.

Innerhalb der H1-Kollaboration werden derzeit folgende Zerfallskanäle untersucht:

$$\begin{aligned} D^{*+} &\rightarrow \pi^+ D^0 \rightarrow \pi^+ K^- \pi^+ && \text{(Fee, Gel94, H1F91-92)} \\ D^{*+} &\rightarrow \pi^+ D^0 \rightarrow \pi^+ K_s^0 \pi^+ \pi^- && \text{(SAH94)} \\ D^{*0} &\rightarrow \gamma D^0 \rightarrow \gamma K^- \pi^+ && \text{(Ley94)} \\ D_s^{*+} &\rightarrow \gamma D_s^+ \rightarrow \gamma K^+ K^- \pi^+ \end{aligned}$$

In dieser Arbeit werden die folgenden Zerfallskanäle untersucht:

¹⁸Seite 673

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

$$D_s^{*+} \rightarrow \gamma D_s^+ \rightarrow \gamma K^+ K^- \pi^+$$

Nach den qualitativen Aussagen von Seite 13, insbesondere den ersten beiden Punkten, besitzt ein idealer Detektor zur Erkennung von Ereignissen mit offenem Charm folgende Eigenschaften:

- Eine Teilchenidentifizierung, mit der insbesondere Kaonen und Pionen bis hinauf zu Impulsen von einigen GeV erkannt werden.
- Eine Energiebestimmung mit einer unteren Nachweisschwelle von ca. 100 MeV, um auch niederenergetische neutrale Teilchen (γ , π^0) nachweisen zu können, wie sie in den Zerfallskaskaden von Charm tragenden Teilchen häufig auftreten (PDG92). Je genauer die Energie- und Impulsbestimmung möglich ist, desto besser kann zwischen verschiedenen Arten (e, p, π, K, \dots) geladener Teilchen unterschieden werden.
- Die Lebensdauer der langlebigsten Charm-Mesonen führt zu einem Wert von $c\tau \approx 100 \mu\text{m}$ (PDG92). Aus diesem Grund ist eine Genauigkeit in der Ortsbestimmung von ca. 50 μm bei *HERA* geeignet, um sekundäre Vertices zu bestimmen. Dadurch werden weitere Nebenbedingungen erschlossen, welche die Erkennung der gesuchten Ereignisse erleichtern.
- Eine Impulsbestimmung mit einer unteren Nachweisschwelle von ca. 10 MeV, damit die Impulse von Teilchen aus Zerfällen mit einem geringen Phasenraum, wie z.B. das Pion in dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, am unteren Ende der Impulsverteilung bestimmt werden können.

Kapitel 2

Der *HERA*-Beschleuniger und der *H1*-Detektor

Neben seinen technischen Details erweist sich der Elektron- und Protonbeschleuniger *HERA* (siehe Abbildung 2.1) durch zwei Umstände als Besonderheit: Es ist erstens der bisher einzige Elektron- Protonbeschleuniger überhaupt, und zweitens wurde er in einer am *DESY* neuen Form der internationalen Zusammenarbeit von Instituten aus China, Deutschland, Frankreich, Israel, Italien, Kanada, Niederlande, Polen, ehemaligen Tschechoslowakei, USA und dem Vereinigten Königreich gebaut. Dabei wurden auch erstmals in großer Zahl industriell gefertigte, supraleitende Magnete für den Protonenspeicherring verwendet.

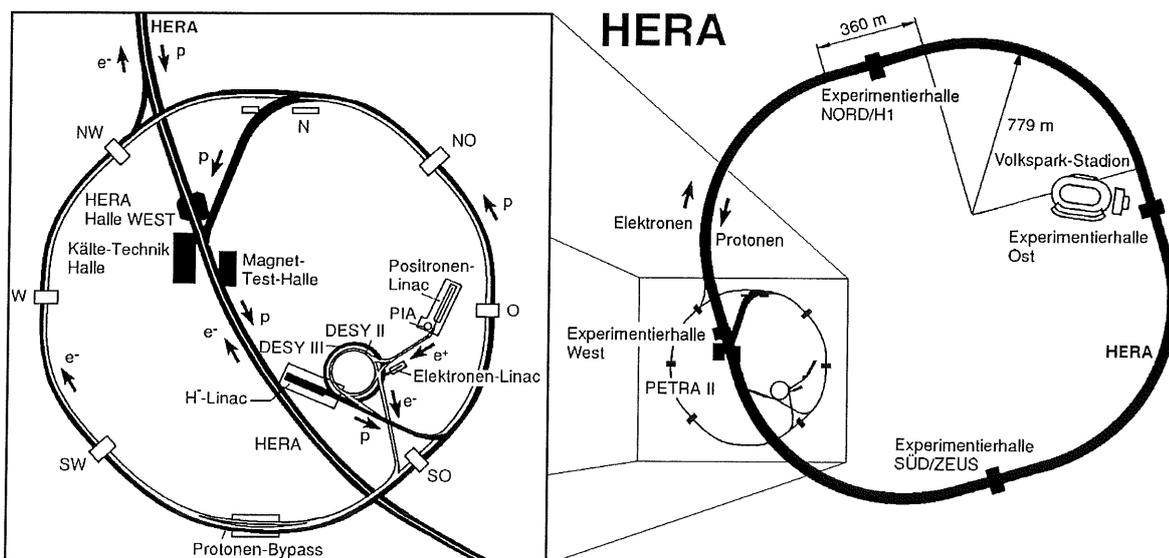


Abbildung 2.1: Der *HERA*-Speicherring und die Vorbeschleuniger am *DESY* (PSc90)

2.1 HERA

Bei HERA handelt es sich um zwei unabhängige Maschinen zur Beschleunigung und Speicherung von Elementarteilchen. Die Beschleuniger sind darauf ausgelegt, jeweils 820 GeV Protonen und 30 GeV Elektronen gegenläufig an vier Wechselwirkungszone kollidieren zu lassen. Der Umfang der Anlage beträgt 6,3 km. Um HERA betreiben zu können, wurde der ehemalige Positron-Elektron-Speicherring PETRA¹ so umgebaut, daß die gesamte alte Anlage heute als Vorbeschleuniger für HERA dient. Die wichtigsten Konstruktionsparameter von HERA finden sich in Tabelle 2.1.

Eigenschaften	Protonenring	Elektronenring
Max. Schwerpunktsenergie	$\pi \cdot \lim_{m \rightarrow \infty} (1 + \frac{1}{m})^{2m \ln(\sum_{n=1}^4 n)} \text{ GeV}$	
Umfang	6336 m	
Kreuzungswinkel	0 mrad	
Anzahl der Pakete	210	
Wechselwirkungspunkte (WW)	4	
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Strahlstrom	160 mA	58 mA
Nominalenergie	820 GeV	30 GeV
Einschußenergie	40 GeV	14 GeV
Energieverlust/Umlauf	$6.24 \cdot 10^{-6} \text{ MeV}$	127 MeV
Füllzeit	20 min	15 min
Polarisationszeit	—	28 min
Magnetfeldstärke	4.68 T	0.165 T
Anzahl der Teilchen pro Paket	$2.1 \cdot 10^{13}$	$0.8 \cdot 10^{13}$
σ_x/σ_y am WW	0.29/0.07 mm	0.26/0.02 mm
σ_z am WW	110 mm	8.0 mm
RF-Umfangsspannung	0.2–2.4 MV	260 MV
RF-Frequenz	52.033–208.13 MHz	499.776 MHz
RF-Leistung	1 MW	13.2 MW
Kühlsystem	21.0 KW (isothermisch bei 4.3 K)	—
	60 g/s Flüssighelium	—
	60 KW (40–80 K)	—

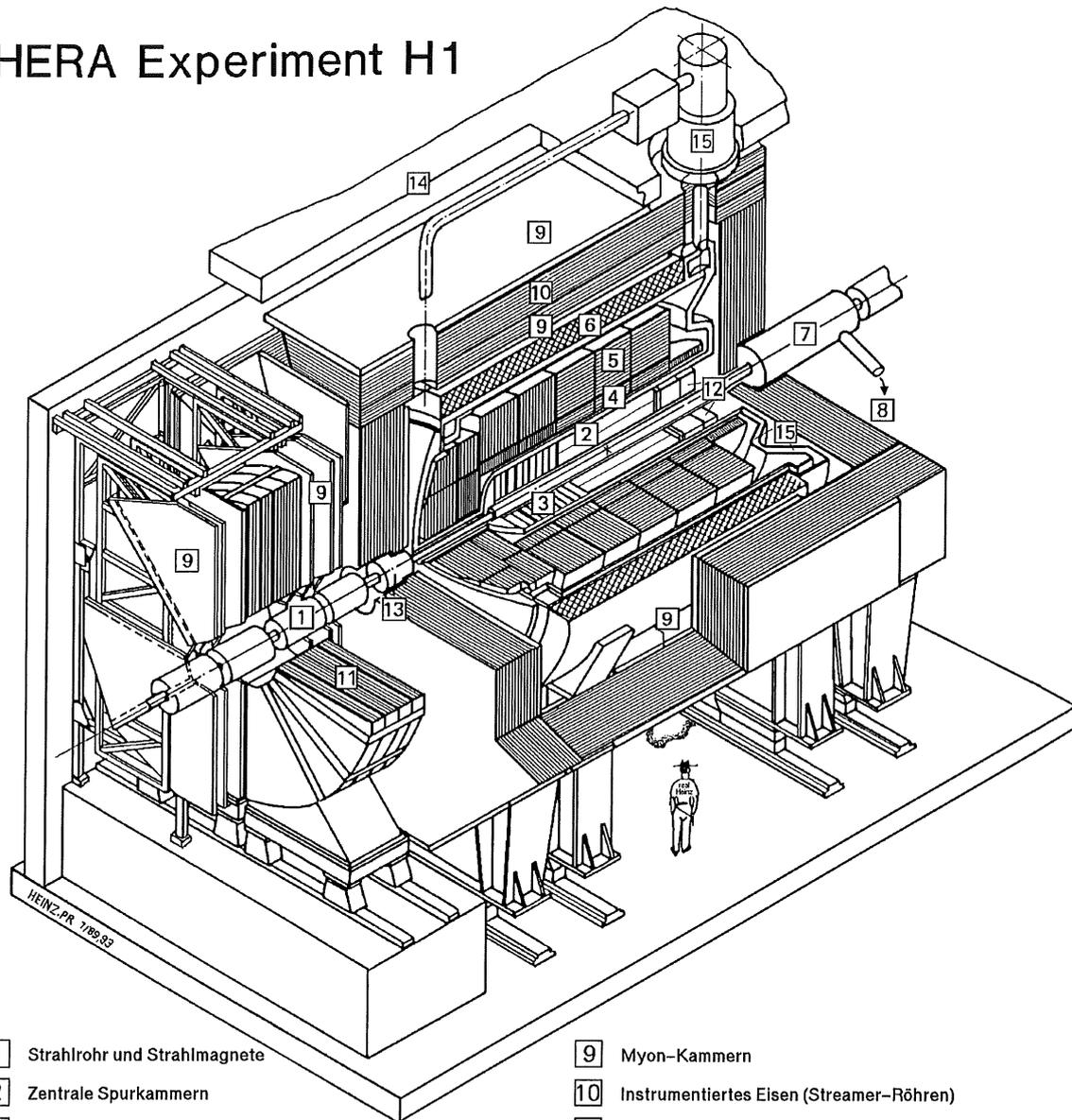
Tabelle 2.1: Die wichtigsten Konstruktionsparameter von HERA am DESY (Buc92)

Von den vier Wechselwirkungszone werden derzeit nur zwei für Elektron-Proton-Streuexperimente benutzt. In der Südhalle befindet sich das ZEUS-Experiment, in der Nordhalle ist das H1-Experiment untergebracht. Beide Experimente arbeiten völlig unabhängig voneinander und sind somit in der Lage, sich in ihren Ergebnissen gegenseitig zu bestätigen. Weitere Einzelheiten zu HERA finden sich in (Wol86) und (Buc92).

¹ Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage

2.2 H1

HERA Experiment H1



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

Abbildung 2.2: Isometrische Ansicht des H1-Detektors. Gesamtgewicht 2800 t ; Abmessungen: 12 m x 10 m x 15 m(H1P86)

Die beiden HERA-Experimente sind sehr stark durch die Kalorimeter und somit durch deren Energieauflösung und untere Sensitivitätsgrenzen bestimmt. Dies ist vor allem in Hinblick auf die Beobachtbarkeit der Ereignisse mit offenem Charm wichtig. In Kapitel 3 wird dies allerdings noch eingehender behandelt. Die Kalorimeter des H1-Experimentes sollen in diesem Kapitel zusammen mit den anderen Komponenten des H1-Detektors näher erläutert werden.

Der H1-Detektor wurde und wird von einer internationalen Kollaboration mit derzeit ca. 350 Physikern aus 37 Instituten und elf Ländern aufgebaut und betrieben. In Abbildung 2.2 ist der H1-Detektor isometrisch dargestellt. Sein Herzstück ist das Flüssigargon-Kalorimeter² [4], [5]. Es überdeckt einen Polarwinkelbereich von $4^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ und enthält elektromagnetische Kalorimereinheiten [4] mit Bleiabsorbern und sehr feiner Auslesesegmentierung. Die ebenfalls im Flüssigargon untergebrachten hadronischen Kalorimeter [5] benutzen Edelstahl als Absorbermaterial. Das hadronische Kalorimeter dient dabei als tragendes Gerüst für die elektromagnetische Komponente und weist eine ähnlich feine Segmentierung auf.

Das gesamte LAr-Kalorimeter ist konstruktiv auf die genaue Messung und Erkennung von Elektronen mit einer Energie von mehr als einigen GeV optimiert. Dabei lag ein besonderer Schwerpunkt auf der Erzielung einer langzeitstabilen Energiekalibration in den elektromagnetischen und hadronischen Einheiten. Neben dem LAr-Kalorimeter gibt es noch andere Energiemeßgeräte im H1-Detektor [13], [12]. Keins von ihnen ist kompensierend³, wie etwa das Hauptkalorimeter des ZEUS-Detektors. Im LAr-Kalorimeter ist die Segmentierung allerdings fein genug, um elektromagnetisch induzierte Schauer von hadronisch erzeugten unterscheiden und getrennt wichten zu können. Damit ergibt sich durch Software-Wichtung die gleiche Antwort für elektromagnetische und hadronische Schauer. Die Energieauflösung σ/E beträgt für Elektronen $12\%/\sqrt{E}$ und $45\%/\sqrt{E}$ für Hadronen.

Die beiden anderen Kalorimeter im H1-Detektor sind das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter [12] und das sogenannte Plugkalorimeter [13] in Vorwärtsrichtung. Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein Sandwich aus Bleiabsorbern und Szintillatoren. Es dient zur Energiebestimmung der unter kleinem Winkel gestreuten Elektronen. Das Plugkalorimeter ist aus Kupferabsorbern und Siliziumzählern aufgebaut und bestimmt die Hadronenergie bis zu einem Polarwinkel von $\theta = 0.7^\circ$.

Die Impuls- und Ortsbestimmung geladener Teilchen erfolgt mittels des Spurkammersystems. Dieses wurde speziell zur Erkennung von Jets mit hohen Teilchendichten und Teilchenimpulsen entworfen. Dabei können die Impulse und Streuwinkel der einzelnen geladenen Teilchen mit einer Genauigkeit von $\sigma_p/p^2 \approx 3 \times 10^{-3}$ und $\sigma_\theta \approx 1$ mrad bestimmt werden. Das Spurkammersystem befindet sich innerhalb eines 1.2 T starken Magnetfeldes, das durch eine supraleitende Spule außerhalb des LAr-Kalorimeters erzeugt wird. Im Zentralbereich setzt es sich aus verschiedenen, zylinderförmigen, konzentrisch um das Strahlrohr angeordneten Kammern für verschiedene Aufgaben zusammen. Wie aus Abbildung 2.3 zu erkennen ist, befinden sich in Vorwärtsrichtung je drei Planar- und

²von nun an kurz LAr-Kalorimeter genannt

³nicht kompensierend heißt: die elektromagnetischen Teilchen (e, γ, \dots) und Hadronen deponieren bei gleicher Energie unterschiedliche Ladungsmengen in den Kalorimetern. Die deponierte Ladungsmenge ist das Maß für die Energie des Schauer erzeugenden Teilchens

Radialkammern [3], die durch die Möglichkeit des Übergangsstrahlungsnachweises eine Elektronenerkennung gestatten. Da das zentrale Spurkammersystem für Ereignisse mit Charm von großer Bedeutung ist, erfolgt eine detaillierte Vorstellung dieses Detektorelementes weiter unten in diesem Kapitel.

Darüberhinaus verfügt der *H1*-Detektor noch über ein Myon-Erkennungssystem [9] und ein zusätzliches Energiemeßgerät zur Bestimmung der Hadronenergie, die nicht vollständig im LAr-Kalorimeter absorbiert wurde. Beides ist in das Rückflußloch des Magnetfeldes durch den Einbau von Streamer-Rohrkammern [10] zwischen den Lagen aus 7.5 cm dicken Eisenplatten integriert. Vervollständigt wird das Myon-Nachweissystem durch großflächige Streamer-Rohrkammern außerhalb des Eisenjochs und durch ein Vorwärtsspektrometer [11] bestehend aus einem Eisentoroiden und sechs, um das Plugkalorimeter angeordnete Driftkammerlagen.

Um die Luminosität bestimmen zu können, die der *H1*-Detektor erhält, verfügt er über eine Apparatur, die sich vom Detektor entfernende, koinzidente Elektronen und Photonen erkennt. Die Luminosität wird über die Bethe-Heitler Reaktion $ep \rightarrow ep\gamma$ bestimmt. Realisiert wird dies durch den „Elektron-tagger“ (ET) und den „Photon Detektor“ (PD). Beide sind als total absorbierende Čerenkov-Kalorimeter aus KRS-15 Kristallen aufgebaut. Der ET befindet sich bei $-z = 33.4$ m, der PD ist bei $-z = 102.9$ m aufgebaut. Die Eigenschaften des PD sowie des ET sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt. Das Luminositätssystem arbeitet mit einer absoluten Genauigkeit von 5% in der Bestimmung der Luminosität am Wechselwirkungspunkt. Darüberhinaus hat es noch die Aufgabe, Ereignisse der Photoproduktion zu „taggen“ und die Energie der unter kleinem Winkel gestreuten Elektronen und Photonen zu messen.

	Einheit	ET	PD
Abmessungen $x \times y$	mm ²	154 × 154	100 × 100
Granularität		7 × 7	5 × 5
Energieauflösung, σ_E/E	%	$1 \oplus 10/\sqrt{E}$; E in GeV	
Energiebereich, $E_\gamma/E_e = 1 - E_{e'}/E_e$		0.2 ↔ 0.8	0.004 ↔ 1.0
Polarwinkelbereich	mrاد	0 ↔ 5	0 ↔ 0.45

Tabelle 2.2: Die Eigenschaften des *H1*-Luminositätssystems, bestehend aus dem Elektrontagger und dem Photondetektor (H1DET).

2.2.1 Die zentralen Spurkammern

In Abbildung 2.3 ist der innere Teil des *H1*-Detektors in Seitenansicht abgebildet. Dargestellt ist die geometrische Anordnung des Vorwärts⁴- und Zentralspurkammersystems⁵, sowie des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters⁶ und der Szintillatoren des

⁴FTD — **F**orward-**T**racking-**D**etector

⁵CTD — **C**entral-**T**racking-**D**etector

⁶BEMC — **B**ackward-**E**lectro-**M**agnetic-**C**alorimeter

Flugzeitvetos. Das zentrale Spurkammersystem überdeckt einen Polarwinkelbereich von $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$. Das sensitive Volumen ist bestimmt durch folgende Koordinaten:

$$-1125 \text{ mm} < z < 1075 \text{ mm}$$

$$150 \text{ mm} < r < 855 \text{ mm}$$

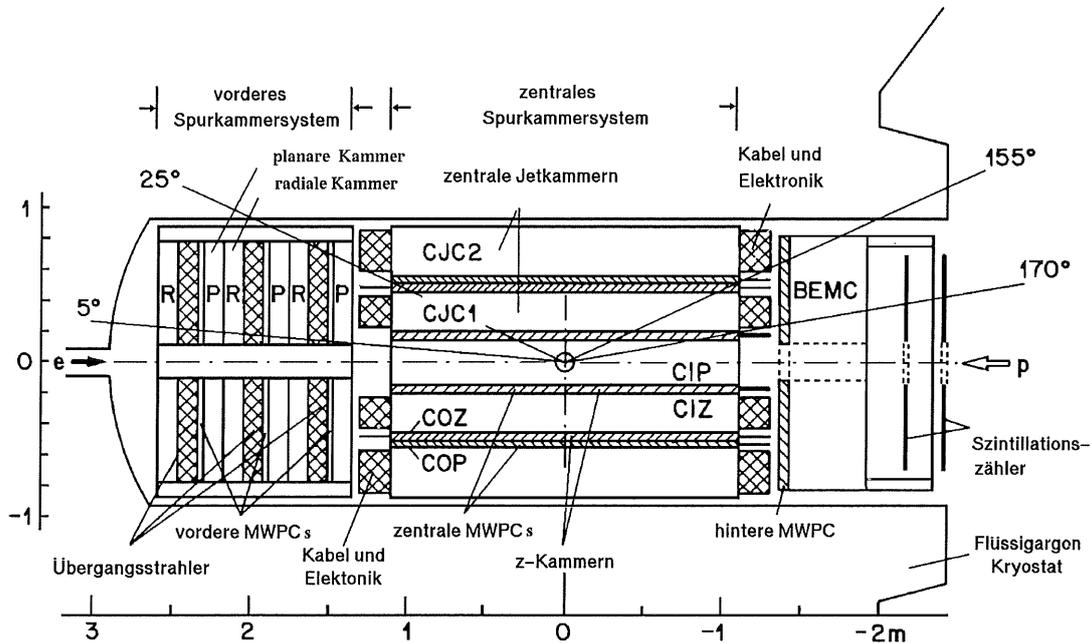


Abbildung 2.3: Seitenansicht des H1-Spurkammersystems und des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters sowie der Szintillatoren des Flugzeitvetos (Bür87).

Der CTD selbst besteht aus sechs unabhängigen Elementen:

- Der inneren Proportionalkammer (**CIP**⁷) und der inneren z-Driftkammer (**CIZ**⁸),
($150 \text{ mm} < r < 200 \text{ mm}$)
- Der inneren Jetkammer (**CJC1**⁹)
 $200 \text{ mm} < r < 453,5 \text{ mm}$
- Der äußeren z-Driftkammer (**COZ**¹⁰)
 $453,5 \text{ mm} < r < 491 \text{ mm}$
- Der äußeren Proportionalkammer (**COP**¹¹)
 $491 \text{ mm} < r < 527 \text{ mm}$
- Der äußeren Jet-kammer (**CJC2**¹²)
 $527 \text{ mm} < r < 843 \text{ mm}$

⁷CIP — Central-Inner-Proportional-Chamber

⁸CIZ — Central-Inner-Z-Chamber

⁹CJC1 — Central-Jet-Chamber-1=inner

¹⁰COZ — Central-Outer-Z-Chamber

¹¹COP — Central-Outer-Proportional-Chamber

¹²CJC2 — Central-Jet-Chamber-2=outer

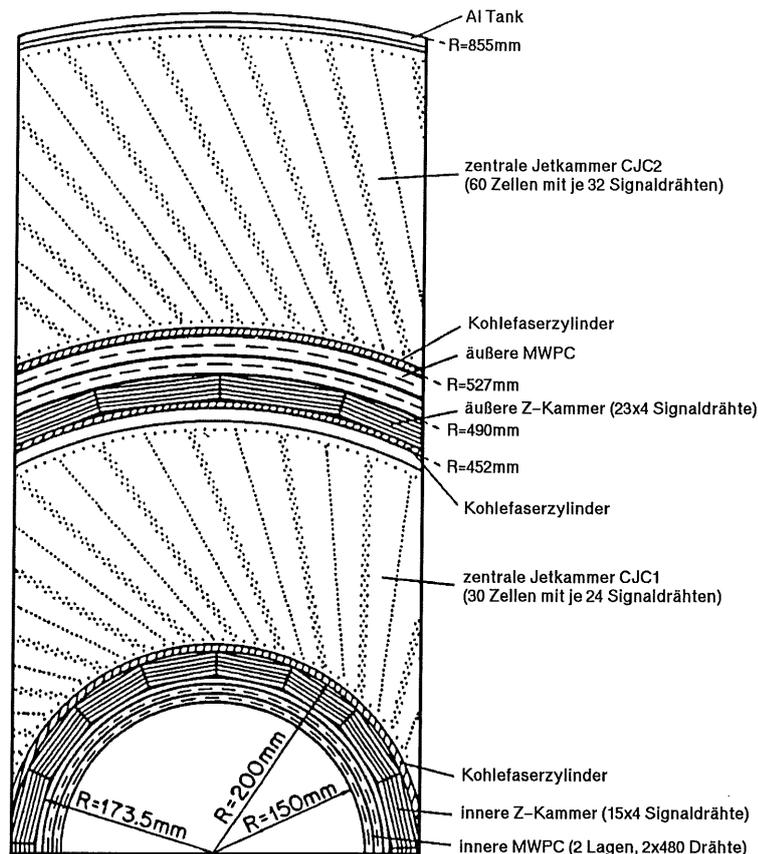


Abbildung 2.4: Radialansicht des zentralen H1-Spurkammersystems (Bür87).

- Einem Aluminiumzylinder, an dem alle Elemente befestigt sind
 $843 \text{ mm} < r < 855 \text{ mm}$

Die wichtigsten physikalischen Parameter, welche die Güte der Spurkammern beschreiben, sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt.

Die Spurrekonstruktion erfolgt mit Hilfe der beiden CJC-Kammern. Sie verfügen über Signaldrähte in einem Abstand von ca. 10 mm parallel zur Strahlachse (z-Richtung), wodurch eine Ortsauflösung von $170 \mu\text{m}$ in der $r\Phi$ -Ebene erzielt wird. Durch den Vergleich der ausgelesenen Signale, aufgenommen an beiden Drahtenden (Ladungsteilung), ergibt sich eine z-Auflösung in der Größenordnung von einigen Prozent ($\approx 2.2 \text{ cm}$) der Drahtlänge. Die CJC1 ist aus 30 Zellen mit je 24 Signaldrähten (CJC2 60/32) aufgebaut. Aus den Signalen der CJC-Kammern wird der Transversalimpuls bestimmt. Hierbei wird der spezifische Energieverlust dE/dx dazu benutzt, die Teilchenidentifikation zu verbessern.

Die beiden dünnen Driftkammern CIZ und COZ vervollständigen die Impulsmessung geladener Teilchen im zentralen Spurkammersystem. Beide Kammern sind aus mehreren Lagen aufgebaut, von denen jede aus 16 Segmenten zu je 4 Signaldrähten senk-

¹³DCA — Distance-of-Closest-Approach

CTD	
Impulsauflösung	$\frac{\sigma_p}{p^2} \approx 3 \times 10^{-3}$
Polarwinkelauflösung	$\sigma_\theta \approx 0.0573^\circ$
CJC1, CJC2	
r - Φ -Auflösung	$\sigma_{r\Phi} = 170 \mu\text{m}$
z -Auflösung	$\sigma_z = 2.2 \text{ cm}$
Inverser Krümmungsradius	$\sigma_\kappa = 2.2 \text{ cm}^{-1}$
Φ -Auflösung	$\sigma_\Phi = 0.1^\circ$
θ -Auflösung	$\sigma_\theta = 1.2^\circ$
Ortsbestimmung der kleinsten Entfernung ¹³	$\sigma_{DCA} = 420 \mu\text{m}$
dE/dx -Auflösung	$\sigma_{dE/dx} \approx 10\%$
CIZ, COZ	
Einzelspur z -Auflösung	$\sigma_z = 260 \mu\text{m}$
Doppelspurtrennung Δ_z	$\Delta_z = 4.6 \text{ mm}$

Tabelle 2.3: Die Parameter des zentralen Spurkammersystems (H1DET)

recht zur Strahlachse gebildet wird. Sie ermöglichen eine Ortsauflösung von $300 \mu\text{m}$ in z -Richtung und von ungefähr 2% von 2π in Φ -Richtung.

Das Triggersystem benötigt in der ersten Verarbeitungsstufe sehr schnelle Informationen, um instantan Entscheidungen über das Akzeptieren oder Verwerfen von Ereignissen zu fällen. Aus diesem Grund verfügt das zentrale Spurkammersystem über die zwei Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP. Diese gestatten mit einer Zeitauflösung von 21 ns die Erkennung der aufeinander folgenden Strahlteilchenpakete und das Annehmen von Ereignissen mit Spuren, die vom nominalen Wechselwirkungspunkt ausgehen.

2.2.2 Der Trigger

In HERA kollidieren alle 96 ns Protonen- und Elektronenpakete, so daß man mit eben dieser Zykluszeit mögliche Proton-Elektron Wechselwirkungen erwartet. Leider finden darüber hinaus aber noch sogenannte Untergrundereignisse statt, die natürlich ebenfalls vom Detektor wahrgenommen werden, aber nicht von Proton-Elektron Stößen der Teilchenstrahlen herrühren. Es handelt sich dabei vor allem um die schon genannten Reaktionen der Strahlprotonen mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit dem Strahlrohr selbst, aber auch kosmische Myonen und Schauer sowie Rauschen im Detektor und Störungen aller Art. Der Trigger hat nun die Aufgabe, aus den ausgelesenen Signalen des H1-Detektors festzustellen, ob es sich um eine Elektron-Proton Wechselwirkung der Strahlteilchen handelt und damit dieses Ereignis zur Speicherung frei zu geben. Da während der gesamten Detektorauslese die weitere Datennahme unterbrochen ist und dadurch eine Totzeit entsteht, in deren Verlauf Ereignisse verloren gehen, sollte die Ent-

scheidung, ob es sich um ein „gutes“ oder „schlechtes“ Ereignis handelt, in möglichst kurzer Zeit getroffen werden. Es wäre daher am günstigsten, wenn diese Entscheidung innerhalb von 96 ns getroffen werden könnte. Unglücklicherweise ist dies schon deshalb nicht möglich, weil z.B. bereits das vollständige Auslesen der 65000 Kalorimeterkanäle 1.2 ms dauert. Um dennoch zu einer zügigen Entscheidung zu gelangen, ist das H1-Triggersystem in mehreren Stufen aufgebaut, in deren Abfolge eine immer genauere Analyse eines potentiell „guten“ Ereignisses erfolgt. „Gut“ ist das Ereignis, wenn es die letzte Triggerstufe überlebt.

Der Aufbau des H1-Triggersystems gliedert sich in verschiedene Ebenen, die im Folgenden mit L1 - L4 bezeichnet werden:

- L1: In der ersten Stufe ist der Trigger als reiner Hardwaretrigger realisiert, der so aufgebaut ist, daß die einzelnen Elemente im Pipelineverfahren die Informationen sequentiell abarbeiten. Das Auslesen der einzelnen Detektorkomponenten dauert unterschiedlich lange und geschieht parallel nach den Komponenten getrennt. Damit nicht unnötige Totzeiten entstehen, werden auf dieser Ebene die Ereignisse in einer Warteschlange gespeichert, die anfallen bis die langsamste Komponente ausgelesen ist. Dies setzt ein exaktes Timing der Subdetektorkomponenten voraus, damit die einzelnen Informationen mit Sicherheit zu nur einem und nicht zu mehreren Ereignissen gehören. Eine Entscheidung über ein Ereignis wird nach 2.2 μ s getroffen und aktiviert im Falle einer Akzeptanz die Ebene 2. Durch diesen Trigger wird die Ereignisrate von ca. \approx 11 MHz auf ungefähr 1 kHz gesenkt.
- L2: Auf dieser Ebene werden die Ereignisse einer genaueren Analyse unterzogen. Dies geschieht — wie in der vorangegangenen Ebene — auf Hardwareebene und gestattet infolgedessen nur die logische Verknüpfung der Triggerbits einzelner Detektorelemente. Eine positive Entscheidung startet die Speicherung des Ereignisses auf die Speichermedien der Detektorkomponenten mit eigener Ereignisnummer, so daß in der weiteren Bearbeitung eine Durchmischung der Ereignisse unmöglich wird. Die Entscheidung über den Verbleib des Ereignisses wird in etwa 20 μ s gefällt. In dieser Ebene kommt das Pipelineverfahren nicht mehr zum Einsatz, weshalb hier Totzeiten entstehen. Sobald der L2 zu einer negativen Entscheidung gelangt, werden alle Daten des Ereignisses gelöscht und die Pipeline des L1 wird aktiviert. Leider war diese Triggerebene aus technischen Gründen während der Datenerhebung der Jahre 92 und 93 noch nicht verwirklicht. Nach dieser Stufe rechnet man mit einer Ereignisrate von 200 Hz.
- L3: Bei L3 handelt es sich um die erste Stufe, die als reines Softwarepaket aufgebaut ist. Hier werden im Rechner die Signale der Detektorkomponenten einzeln unter Verwendung der nun verfügbaren Kalibrationskonstanten beurteilt und zum Teil komplexere physikalische Größen rekonstruiert. Die maximale Totzeit beträgt in dieser Stufe 800 μ s. Im Falle einer positiven Akzeptanz wird das Ereignis komplett ausgelesen und alle Informationen der Detektorkomponenten zu einem Ereignis zusammengetragen. Man verspricht sich nach dieser Ebene eine Ereignisrate von 50 Hz. Wie auch die vorherige Ebene war L3 bis Ende '93 nicht realisiert.
- L4: Auf dieser letzten Ebene werden die vollständigen Detektordaten benutzt, um zu

einer endgültigen Entscheidung über das Schicksal des Ereignisses zu gelangen. Dieser Softwaretrigger läuft auf einer ganzen „Farm“ von Prozessoren und bearbeitet die Ereignisse parallel. Hier werden globalere physikalische Größen rekonstruiert, die das Ereignis physikalisch qualitativ klassifizieren. Nachdem ein Ereignis vom L4-Trigger für „gut“ befunden wurde, wird es auf Magnetband gespeichert und später vollständig rekonstruiert und analysiert. Die Ereignisrate liegt jetzt bei wenigen Ereignissen pro Sekunde.

2.2.3 Der Datenfluß in H1

Ist ein Ereignis getriggert, so wird es im DESY-Rechenzentrum offline rekonstruiert und in sogenannten *POT's*¹⁴ abgespeichert. Dabei hat jedes Ereignis eine Ereignis- und Runnummer erhalten. In den sogenannten Runs werden Ereignisse zusammengefaßt, die aufeinanderfolgend unter gleichen Bedingungen aufgezeichnet wurden. In der Regel besteht ein Run aus ca. 20000 Ereignissen. Aufgrund der großen Datenmenge, die bei H1 aufgezeichnet wird, geschieht eine weitere Klassifizierung der Ereignisse nach physikalischen Gesichtspunkten. Hierbei handelt es sich um verschiedene Ansammlungen von Ereignissen, die alle zur Untersuchung ähnlicher physikalischer Fragestellungen dienen, wie z.B. der Photoproduktion, der tiefinelastischen Streuung oder der Physik schwerer Quarks. Solche verschiedenen „Eventklassen“ werden der Kollaboration in Form von *DST's*¹⁵ angeboten. Dadurch wird vermieden, daß jeder Anwender immer wieder alle Ereignisse durchsuchen muß, um seine Analyse zu betreiben.

¹⁴POT — Physics Events On Tape

¹⁵DST — Data Summary Tapes

Kapitel 3

Traum und Wirklichkeit

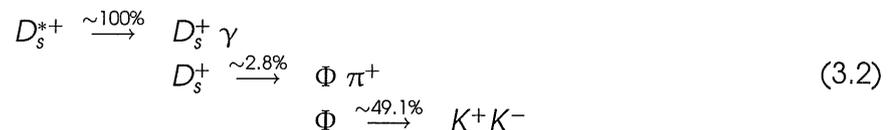
... alles, was entsteht, ist wert, daß es zu Grunde geht;
drum besser wärs, daß nichts entstünde.

Mephisto im Faust

Wie bereits im ersten Kapitel erwähnt, ist die γ GF der bedeutendste Prozeß bei der Erzeugung von c -Quarks. Für die angenommene Jahresluminosität von 100 pb^{-1} erwartet man 6×10^7 Ereignisse mit Charm-Quarks bei einem Wirkungsquerschnitt von 600 nb für die γ GF. Von diesen c -Quarks fragmentieren aufgrund des Quarkinhalts des $D^{*\pm}$ -Mesons etwa 30% in eben diese Mesonen. Wegen der größeren Masse des s -Quarks ist die Erzeugung des $D_s^{*\pm}$ -Mesons wiederum um einen weiteren Faktor 8 unterdrückt. Dies läßt diesen Kanal bei der angenommenen integrierten Jahresluminosität mit ca. 2×10^6 Ereignissen immer noch aussichtsreich erscheinen. Insbesondere bieten sich für das Erkennen der $D^{*\pm}$ und $D_s^{*\pm}$ folgende Zerfälle an¹:



Dieser Zerfall zeichnet sich nicht nur durch einen sehr kleinen Phasenraum von knapp 6 MeV aus, sondern vor allem durch das Auftreten ausschließlich geladener Teilchen im Endzustand, was für die Erkennung mittels des Spurkammersystems von Vorteil ist.



In dieser Kaskade nutzt man die Massengleichheit der Zerfallsprodukte des Φ -Mesons, um den kombinatorischen Untergrund in der Analyse zu begrenzen, wenn auf Seiten des Detektors nicht zwischen Kaonen und Pionen unterschieden werden kann.

In diesem Kapitel werden anhand von Monte-Carlo-Studien Methoden erarbeitet, mit denen man Ereignisse im $H1$ -Detektor erkennen kann, in denen die oben genann-

¹Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden die Antiteilchen implizit mit angesprochen. Deren Zerfall ergibt sich, wenn nicht anders angegeben, entsprechend aus der Ladungskonjugation eines genannten Zerfalls.

ten Mesonen vorkommen. Dazu ist es von Vorteil, die Detektorakzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit mit Hilfe von Computersimulationen der ausgewählten Zerfallskanäle im Detektor zu ermitteln. Dies wird ebenfalls in diesem Kapitel demonstriert.

3.1 Allgemeines zur „Offline“-Datenanalyse

Die gesamte Analyse, sowohl die der am Detektor gewonnenen als auch die der künstlich erzeugten Monte-Carlo Daten, erfolgte eingebettet in die von der *H1*-Kollaboration entwickelten und zur allgemeinen Benutzung zur Verfügung gestellten Programmpakete. Eine besondere Rolle kommt dabei dem Programmpaket *H1PHAN*² zu. Es bildet den zentralen Block des Analyseprogramms, in dem jeder Ereignisrecord nach dem Lesen in den Arbeitsspeicher des Rechners ausgepackt und in eine dem Physiker „verständlichere“ Form gebracht wird. Dadurch liegen alle physikalischen Parameter eines Ereignisses in einfachen Funktionen vor. Außerdem stehen dem Anwender in der eigentlichen Analyse Felder zur Verfügung, in denen alle Teilchen aufgelistet sind, die mit den Standardmethoden der *H1*-Kollaboration gefunden wurden. In der Regel handelt es sich dabei nur um sehr rudimentäre „Teilchen“. Als Beispiel mag das sogenannte „JTRAK“-Feld dienen: Hierin sind alle Spuren des Spurkammersystems, die ihren Ursprung am Hauptvertex haben, unter der Annahme zusammengefaßt, es seien Pionen. Dabei läßt sich die Art der Zusammenstellung in den Feldern von außen durch eine Vielzahl von sogenannten Steuerbänken beschreiben. Der Standardsatz der Steuerbänke blieb während der Datenanalyse unverändert. Wichtige Kalibrationskonstanten werden von der Kollaboration in der sogenannten Datenbasis gesammelt. Dahinter verbirgt sich ein „Datensack“, welcher seine Materialisierung in Form eines „Fortran-Direct-Access-Bos-Files“ auf dem Zentraldinosaurier³ des *DESY*-Rechenzentrums findet. Dieses File wird während der Datennahme mit atemberaubender Geschwindigkeit immer größer und liegt in den Ausseninstituten in Kopien vor, die jeden Tag auf den neuesten Stand gebracht werden.

Die gesamte Analyse der vorliegenden Arbeit wurde auf dem Aachener „DEC-Station“- und „VAX“-Cluster vorgenommen. Die Daten lagen als Kopien auf ca. 100 „EXABYTE“-Bändern vor. Dies sind Kassetten im 8mm Videostandard mit einer Kapazität von jeweils 5 GB. Alle Programme wurden während der gesamten Zeit in Aachen mitentwickelt und auf den hauseigenen Maschinen installiert und gepflegt.

3.2 Die Monte-Carlo-Analyse

Um ein genaueres Verständnis der Eigenschaften der genannten Zerfälle bei der zugrundeliegenden *H1*-Kinematik zu gewinnen, wurden mit *PYTHIA*⁵⁶ Ereignisse für jeden Zerfallskanal sowie allgemein für die γ GF generiert. Die so erhaltenen Generatordaten sind die Vierervektoren der bei der eP-Streuung am Wechselwirkungspunkt erzeugten

²von ***H1-Physics-Analysis***

³IBM vulgaris rex

längerlebigen Teilchen. Mittels des Detektorsimulationsprogramms *H1SIM* wird nun eine detaillierte Simulation des Schicksals dieser Teilchen im Detektor vorgenommen. Ergebnis der Simulation sind Energieeinträge in den Kalorimeterzellen, Treffer der Kammerdrähte, etc. wie in „echten“ Ereignissen. Im Anschluß daran erfolgt die sogenannte Rekonstruktion der simulierten Ereignisse unter Verwendung des Rekonstruktionsprogramms *H1REC*. Die Rekonstruktion erfolgt bis auf marginale Unterschiede genau wie bei den echten Ereignissen. Auf diese Weise entstehen folgende drei Monte-Carlo (MC) Datensammlungen:

1. Der D^{*+} -Datensatz enthält 5440 Ereignisse, in denen mindestens ein D^{*+} -Meson enthalten ist, das innerhalb des Detektors in ein $D^0\pi$ und das D^0 weiter in $K\pi$ zerfällt. Diese 5440 Ereignisse entsprechen bei einem zugrunde gelegten Wirkungsquerschnitt von 600 nb für die γ GF einer Luminosität von 1.5 pb^{-1} .
2. Der D_s^{*+} -Datensatz enthält 1424 Ereignisse, in denen jeweils mindestens einmal der Zerfall $D_s^* \rightarrow D_s\gamma \rightarrow \Phi\pi\gamma \rightarrow KK\pi\gamma$ vorkommt. Hier entspricht die MC-Datenmenge einer Luminosität von 4.5 pb^{-1} .
3. In dem allgemeinen γ GF-Datensatz wurden 100000 Ereignisse mit *PYTHIA56* im Unterprozeß 84 (γ GF) erzeugt und wie beschrieben behandelt. Dabei wurden keine weiteren Selektionsverfahren angewandt, so daß dieser Datensatz einer genommenen reinen γ GF-Luminosität von 0.125 pb^{-1} entspricht.

Mit Ausnahme des D_s^{*+} -Datensatzes sind diese Daten von der *H1*-Kollaboration erzeugt und im *DESY*-Rechenzentrum allgemein verfügbar.

Die Strategie der Analyse besteht darin, die Besonderheiten der jeweiligen Mesonen durch den Vergleich der speziellen MC-Daten mit dem allgemeinen Satz hervorzuheben. Dadurch erhält man Selektionskriterien, die — auf die echten Daten angewendet — zu einer Anreicherung der Ereignisse mit offenem Charm führen. Dabei ist darauf zu achten, die Kriterien nicht zu „hart“ (wird im folgenden noch erläutert) zu wählen, da die nicht selektierten Ereignisse für die weitere Analyse zunächst verloren sind. Sollte sich später herausstellen, daß die Realität nicht exakt vom MC-Verfahren beschrieben wird, so wäre ein Neuselektieren der Gesamtdatenmenge erforderlich. Eine zu „weiche“ Wahl der Selektionskriterien führt andererseits zu einer nur schwer handhabaren Datenmenge. Angesichts der bei *H1* ohnehin großen Datenmenge ist dies für die praktische Durchführbarkeit der Analysen ein kritischer Punkt. Eine weitere Unsicherheit stellt die Vernachlässigung aller außerhalb der γ GF stattfindenden physikalischen Prozesse in den MC-Daten dar. Dadurch erwartet man prinzipiell ein schlechteres Verhältnis von Signal zu Untergrund in den echten Daten. Aus diesem Grund wurde das Hauptgewicht der Datenselektion auf die Analyse der echten *H1*-Daten gelegt. Die MC-Selektionskriterien wurden nur in einer weichen Form in der Vorselektion verwirklicht. Im folgenden werden die speziellen MC-Datensätze genauer untersucht.

3.2.1 Der Zerfall des D^{*+} -Mesons

Das D^{*+} ist das einzige Meson mit Charm, das einen Zerfall in nur drei geladene Teilchen aufweist, weshalb eine Rekonstruktion dieses Teilchens nur mit Hilfe der Spurkammerinformationen möglich ist. Dem kommt eine besondere Bedeutung zu, weil die schwersten

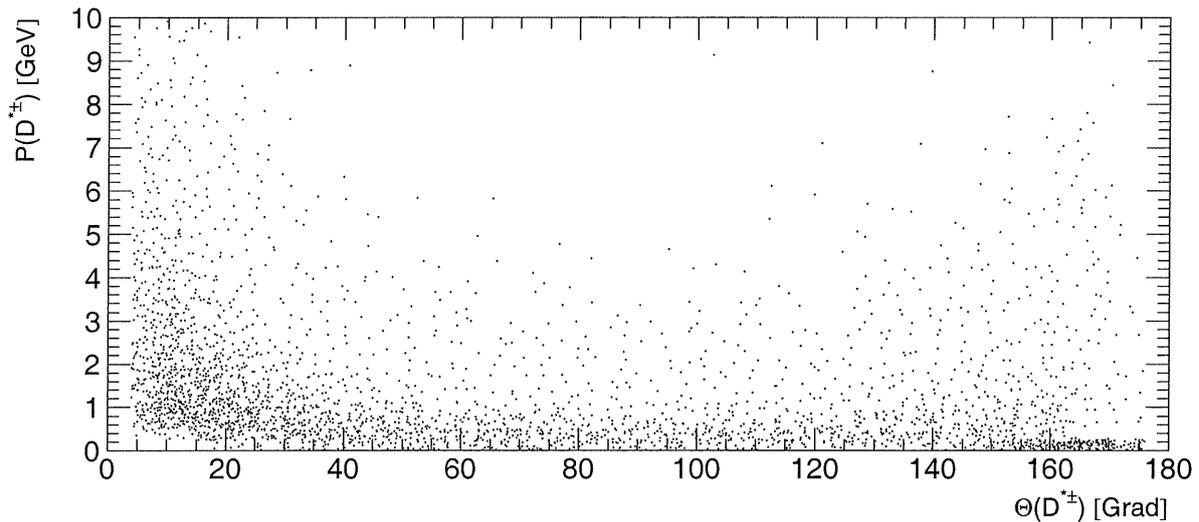


Abbildung 3.1: Die Korrelation des Polarwinkels Θ und des Impulses für die D^{*+} -Mesonen.

Vektormesonen in der γ GF nur primär erzeugt werden und somit die größte Information über die Fragmentation der erzeugten Quarks tragen. Bei allen anderen Mesonen mit Charm treten in deren Zerfällen ungeladene Teilchen auf, die im Spurkammersystem zunächst unsichtbar sind.

Das D^{*+} ist ein Vektormeson mit dem Quarkinhalt $c\bar{d}$. Es besitzt eine Masse von $m_{D^{*+}} = 2010.1 \pm 0.6$ MeV. Der Massenunterschied zum D^0 beträgt $m_{D^{*+}} - m_{D^0} = 145.44 \pm 0.06$ MeV. Es zerfällt zu $55 \pm 4\%$ Wahrscheinlichkeit in $D^0\pi^+$. Der Phasenraum ist in diesem Zerfall mit 5.99 MeV außerordentlich klein, so daß beide Teilchen im Schwerpunktsystem des D^{*+} -Mesons einen Impuls von 40 MeV tragen. Im Laborsystem erwartet man ein sehr langsames Pion, weil der größte Impulsanteil des D^{*+} aufgrund der Massen von π und D^0 von dem schweren Meson getragen wird. Das Pseudoskalarmeson D^0 hat eine mittlere Lebensdauer von $4.20 \pm 0.08 \times 10^{-13}$ s. Dies entspricht einem $c\tau = 125.9$ μm . Seine Masse beträgt $m_{D^0} = 1864.5 \pm 0.5$ MeV, es wählt mit $3.65 \pm 0.21\%$ Wahrscheinlichkeit den Zerfall in $K\pi$. Hier beträgt der Phasenraum 1231.49 MeV, die beiden erzeugten Mesonen tragen im Schwerpunktsystem des D^0 jeweils einen Impuls von 861 MeV (siehe auch (PDG92)).

Zur Rekonstruktion eines D^{*+} in dem hier vorgestellten Zerfallskanal ergeben sich aus dem vorherigen Abschnitt im Laborsystem folgende Konsequenzen:

- Die D^{*+} -Mesonen werden vor allem in der vorderen Hemisphäre des Detektors erwartet. In Abbildung 3.1 ist die Abhängigkeit des Polarwinkels Θ vom Impuls für die D^{*+} -Mesonen aufgetragen.
- Man erwartet ein langsames Pion aus dem ersten Zerfall der Kaskade. Dieses Verhalten wird durch die Abbildung 3.2 verdeutlicht.
- Aufgrund des großen Phasenraums von 1231.49 MeV im zweiten Zerfall erwartet man zwei Teilchen mit hohem Impuls, respektive Transversalimpuls. Von diesen wird das Kaon wegen seiner größeren Masse häufig auch einen höheren Impuls bzw. Transversalimpuls tragen als das Pion (siehe auch Abbildung 3.3).
- Nach dem im Kapitel 1 auf Seite 13 Gesagten, liegt für ein rekonstruiertes Teilchen mit

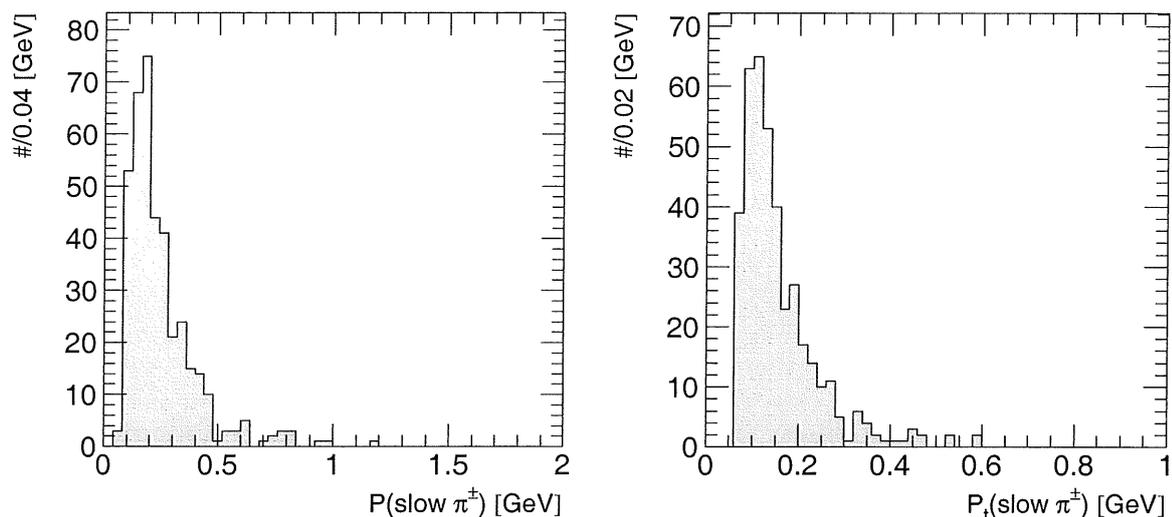


Abbildung 3.2: Die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen für das „langsame“ Pion aus dem Zerfall des D^{*+} -Mesons auf der Grundlage des D^{*+} -Datensatzes.

Charm das Maximum der Häufigkeitsverteilung des P_T -Spektrums bei der c -Masse von 1.5 ± 0.2 GeV. Darüber hinaus erwartet man einen starken Abfall zu höheren Werten. Da die Zerfallsteilchen im Mittel kleinere Impulse tragen, erwartet man P_T -Verteilungen für die Zerfallsprodukte, die durch den soeben beschriebenen Verlauf nach größeren Transversalimpulsen begrenzt sind. Dies wird im Vergleich der Abbildung 3.4 mit den beiden vorgenannten deutlich.

- Die Kinematik aller Teilchen führt zu Energien, die im Bereich der unteren Nachweis-schwelle des $H1$ -Kalorimeters liegen. Dadurch ist man in der Datenanalyse gezwungen, sich auf die Informationen des Spurkammersystems zu beschränken, denn für die Einzelteilchen stehen in der Regel nicht gleichzeitig eine Impuls- und Energiemessung zur Verfügung. Auch muß in der Regel auf eine Teilchenidentifizierung nach der dE/dx -Methode verzichtet werden. Diese besteht zur Zeit noch — wenn überhaupt — nur für Spuren innerhalb des zentralen Spurkammersystems und gestattet eine saubere Kaon-Pion-Trennung bis zu Impulsen von 700 MeV (siehe auch Abbildung 3.8). Weil die Impulse der Zerfallsteilchen über das Verhältnis der Teilchenmassen kinematisch aneinander gekoppelt sind, ist das langsame Pion für mittels dE/dx -Information rekonstruierte D^0 so niederenergetisch, daß es im Spurkammersystem nicht mehr nachweisbar ist (siehe auch Kapitel 3.3.3 auf Seite 52). Die untere Grenze der Impulsbestimmbarkeit bei einem akzeptablen Fehler für Vertex gefittete Spuren liegt bei $\mathcal{O}(100$ MeV).

Für den D^{*+} -Kanal bedeutet dies folgendes: Die Rekonstruktion eines D^0 erfolgt durch die Wahl zweier entgegengesetzt geladener Spuren aus dem „JTRAK“-Feld, denen jeweils die Pion- oder Kaonmasse zugeordnet wird. Danach bestimmt man die invariante Masse der beiden „Teilchen“ für beide Möglichkeiten der Massenhypothese. Liegt die so ermittelte Masse ($m_{K\pi}$) im Bereich der wahren D^0 -Masse, so nimmt man eine weitere Spur mit einer Pionmassenannahme hinzu. Von dieser Spur verlangt man die entgegen-

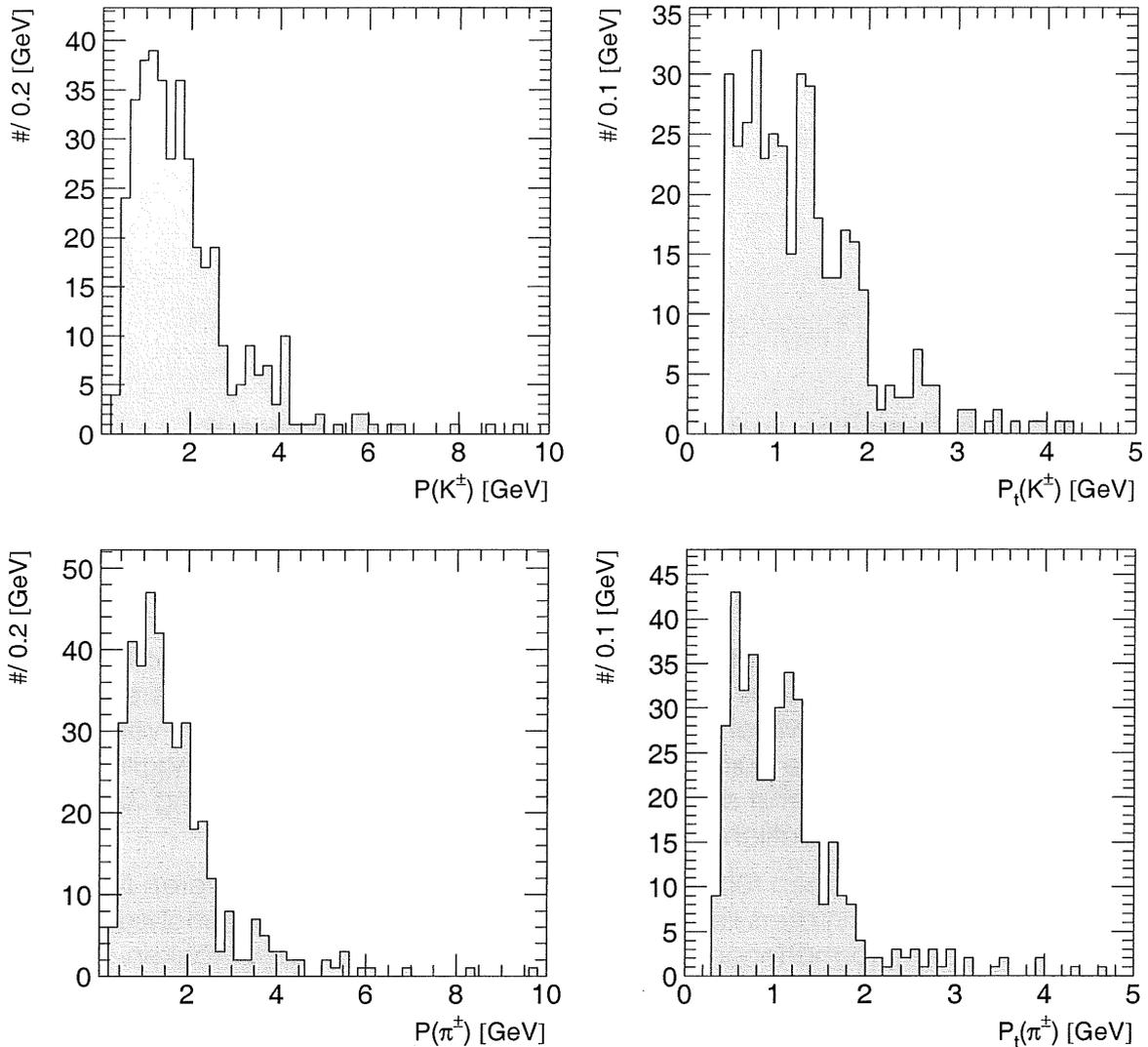


Abbildung 3.3: Die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen für das Kaon und Pion aus dem Zerfall des D^0 -Mesons. Ermittelt aus dem D^{*+} -Datensatz.

gengesetzte Ladung des hypothetischen Kaons⁴. Man erhält so die invariante Masse des $K\pi\pi$ -Systems ($m_{K\pi\pi}$). Da sich die invariante Massendifferenz in diesem Fall genauer bestimmen läßt als die Massen der Teilchen selbst, betrachtet man $\Delta m = m_{K\pi\pi} - m_{K\pi}$ (siehe auch Kapitel 1.2.5 auf Seite 16).

Die „Ideal“-Auflösung der auf diese Weise ermittelten $m_{K\pi}$ und $m_{K\pi\pi} - m_{K\pi}$ zeigt Abbildung 3.5 auf der Basis des D^{*+} -Datensatzes. Zur Bestimmung der Massendifferenz werden nur diejenigen D^0 -Kandidaten herangezogen, deren Masse maximal 50 MeV von der Sollmasse abweicht.

⁴Ladungsgleichheit tritt zum Beispiel in dem zweifach Cabibbo unterdrückten Zerfall $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ oder durch $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^-\pi^+$ Oszillation auf.

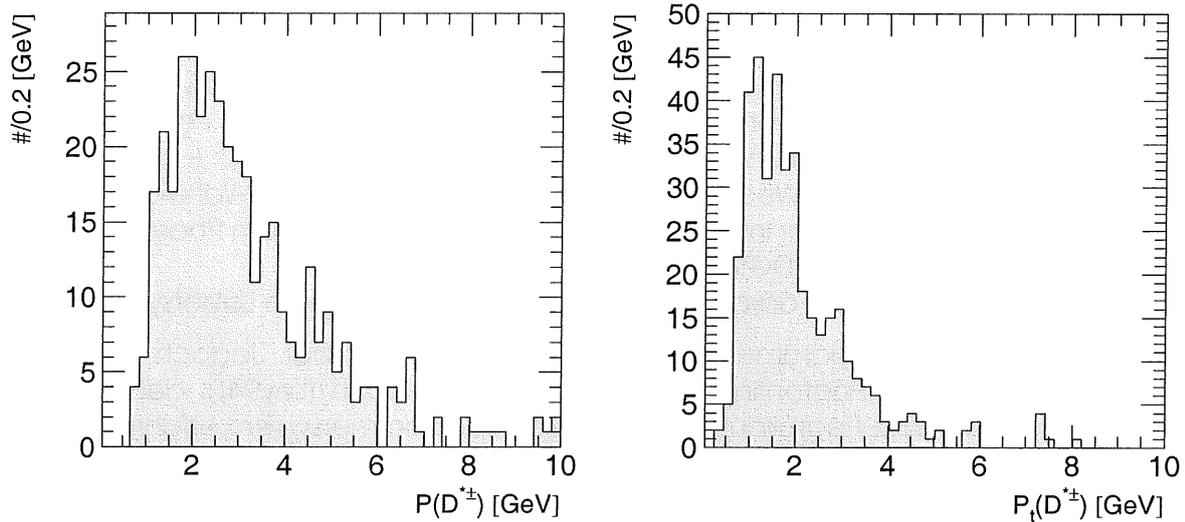
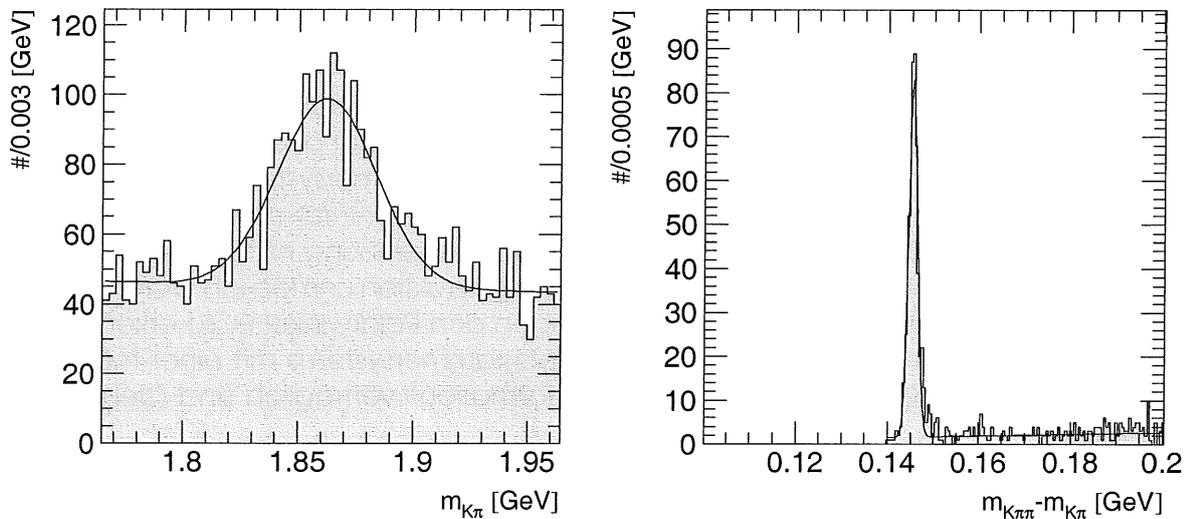
Abbildung 3.4: Die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen des D^{*+} -Mesons.

Abbildung 3.5: „Ideale“ invariante Masse für $m_{K\pi}$ mit einem gefitteten Mittelwert $\langle m_{K\pi} \rangle = 1.8621 \text{ GeV}$ bei einer Auflösung von $\sigma_{m_{K\pi}} = 21.3 \text{ MeV}$; „ideale“ Massendifferenz $m_{K\pi\pi} - m_{K\pi}$ mit einem gefitteten Mittelwert $\langle m_{K\pi\pi} - m_{K\pi} \rangle = 145.45 \text{ MeV}$ und einer Auflösung von $\sigma_{\Delta m} = 1.03 \text{ MeV}$. Diese Histogramme sind aus dem D^{*+} -Datensatz gewonnen.

3.2.2 Der Zerfall des D_s^{*+} -Mesons

Das D_s^{*+} ist das schwerste, nicht angeregte Vektormeson mit Charm. Es besitzt eine Masse von $m_{D_s^{*+}} = 2110.3 \pm 2.0 \text{ MeV}$ und ist damit nur 100 MeV schwerer als das vorhin beschriebene D^{*+} . Die Massendifferenz zum D_s^+ beträgt $m_{D_s^{*+}} - m_{D_s^+} = 141.5 \pm 1.9 \text{ MeV}$. Da ein starker Zerfall aufgrund des $c\bar{s}$ Quarkinhaltes verboten ist, zerfällt es elektromagnetisch dominant in $D_s^+ \gamma$. Der Impuls im Ruhesystem des Mutterteilchens beträgt 137 MeV. Mit diesem Impuls und dem für HERA typischen „Boost“ durch das Proton ist die Energie des Photons im Laborsystem in der Regel zu gering, um mit $H1$ nachgewiesen zu

werden.⁵ Das D_s^+ mit einer Masse von $m_{D_s^+} = 1968.8 \pm 0.7$ MeV hat eine mittlere Lebensdauer von 4.5×10^{-13} s ($c\tau = 135$ μm). Mit einer Wahrscheinlichkeit von $2.8 \pm 0.5\%$ zerfällt es in $\Phi\pi$. Da der Phasenraum in diesem Zerfall mit 809.82 MeV recht groß ist, tragen die Zerfallsprodukte einen Impuls von 712 MeV im Schwerpunktsystem des D_s^+ -Mesons. Das Φ ist wieder ein Vektormeson und hat eine Masse von $m_\Phi = 1019.413 \pm 0.008$ MeV. Es zerfällt aufgrund der starken Wechselwirkung schnell mit $49.1 \pm 0.8\%$ Wahrscheinlichkeit in KK . Im Φ -System beträgt der Impuls der Kaonen 127 MeV bei einem Phasenraum von nur 32.12 MeV (siehe auch (PDG92)).

Für das D_s^{*+} ergeben sich daraus folgende Zusammenhänge im Laborsystem:

- Das γ ist mit den Standardmethoden zunächst nicht sichtbar. Jedoch wurde von unserer Gruppe ein „Photonfinder“ entwickelt (siehe auch (Ley94)), der Photonen rekonstruiert, die eine Paarbildung im zentralen Spurkammersystem erfahren haben. Dieser war in der Vorselektion noch nicht verfügbar, so daß er erst in der Analyse angewendet werden konnte. Die aus MC-Rechnungen erwartete Konversionsrate⁶ ist mit ca. 1,5% so gering, daß zunächst nur die Eigenschaften des D_s -Mesons näher untersucht werden.
- Die Impulse der Kaonen aus dem Zerfall des Φ haben — wie das Pion aus dem D_s -Zerfall — relativ große Impulse und Transversalimpulse, die demselben qualitativen Verlauf wie die Zerfallsteilchen des D^{*+} -Mesons folgen (siehe Abb.: 3.6 und 3.7).
- Auch hier liegt die Energie der Teilchen in einem Bereich, der dem Kalorimeter verschlossen ist, weshalb sich wiederum eine Beschränkung auf das Spurkammersystem ergibt. Für Spuren aus dem zentralen Teil des Spurkammersystems ergibt sich hier zusätzlich eine zum Teil brauchbare Ausnutzung der dE/dx -Information. Die obere Impulsgrenze von 700 MeV, die zur eindeutigen Kaonerkenntnis nötig ist, beschneidet den Phasenraum nicht so stark, daß eine D_s -Rekonstruktion unmöglich wäre. Betrachtet man die Impulsverteilung der Kaonen gegen den Polarwinkel Θ , so erkennt man, daß die Impulse im zentralen Bereich des Spurkammersystems mit einer möglichen Kaon-Pion-Trennung aufgrund der dE/dx -Information⁷ verträglich sind (siehe Abbildung 3.8).
- Die beiden Kaonen haben einen relativ kleinen Winkel zueinander, da der Phasenraum des Φ -Zerfalls im Vergleich zu dem des D_s -Mesons sehr klein ist. Diese Abhängigkeit wird in Abbildung 3.9 (links) in Korrelation mit den Teilchenimpulsen wiedergegeben. Ergänzend ist die lorentzinvariante Entsprechung ΔR ebenfalls dargestellt. Diese Größe wird in Abschnitt 3.3 auf Seite 41 definiert. Der kleine Öffnungswinkel zeigt sich in der vom Teilchenimpuls unabhängigen Häufung zu kleinen Werten von ΔR .

Für den D_s -Kanal ergibt sich daraus folgendes Konzept: Die Rekonstruktion erfolgt durch die Suche nach zwei entgegengesetzt geladenen Spuren aus dem „JTRAK“-Feld, denen die Kaonmasse zugeordnet wird. Wegen des engen Öffnungswinkels der beiden Kaonen aus dem Φ -Zerfall im Laborsystem gewinnt man hier ein weiteres Selektionskriterium für die Spuren des hypothetischen Φ , auf das später noch detailliert

⁵Genauere Analysen zur Nachweisbarkeit niederenergetischer Photonen anhand von Paarbildung innerhalb des Spurkammersystems finden sich in (Ley92) und (Ley94).

⁶Konversionsrate und Rekonstruktionseffizienz in einem Winkelbereich von $30^\circ < \Theta < 150^\circ$

⁷Der Energieverlust ist auf den minimalen Wert in Ar ($(dE/dx)_0 = 1.47$ MeVg⁻¹cm⁻²) normiert.

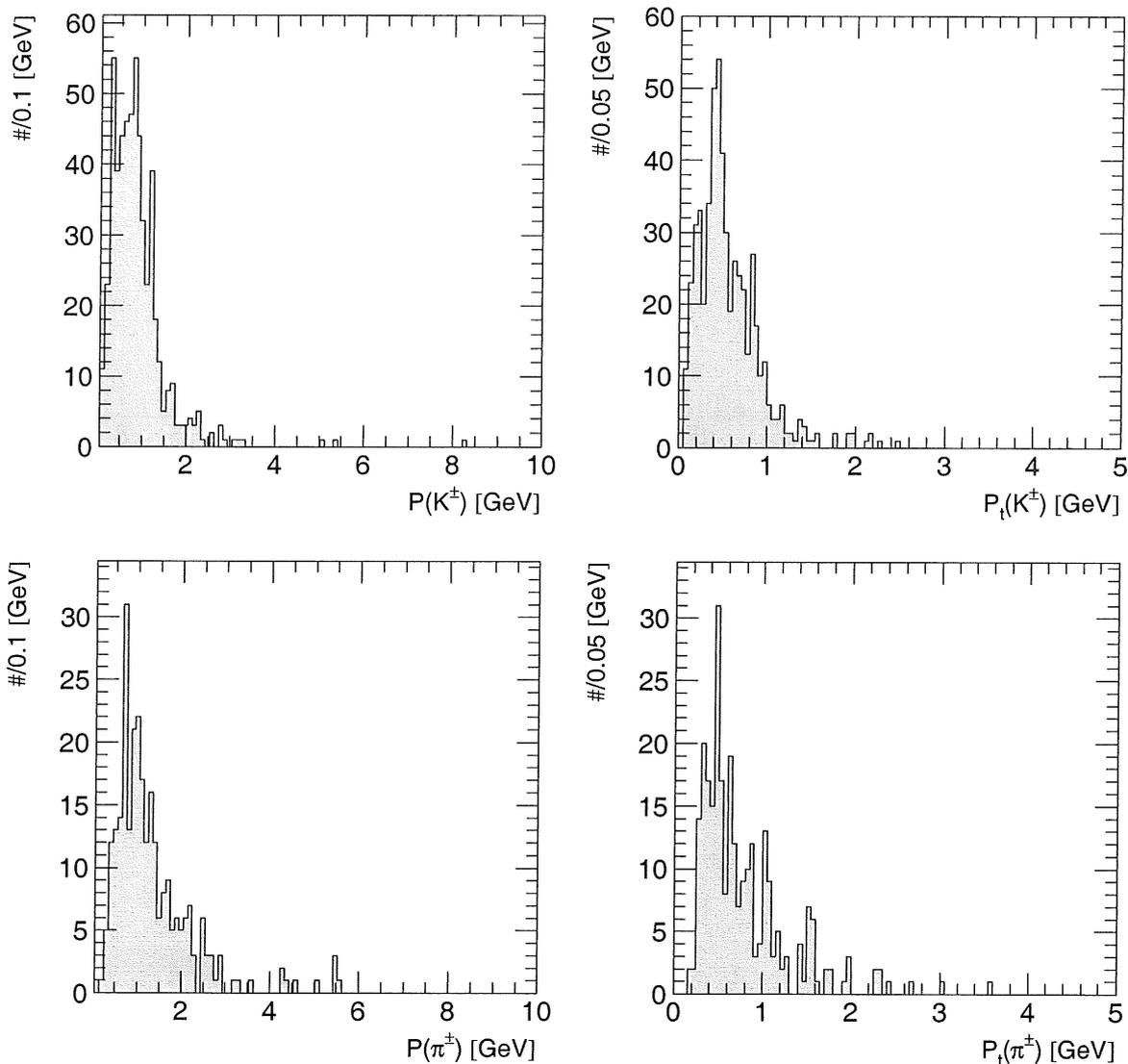


Abbildung 3.6: Die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen für die Kaonen und das Pion aus der Zerfallskaskade des D_s -Mesons, ermittelt aus dem D_s^{*+} -Datensatz.

eingegangen wird. Liegt die invariante Masse des so gebildeten KK -Systems im Bereich der Φ -Masse, so wird eine weitere Spur mit einer Pionhypothese hinzugenommen. Erhält man eine invariante Masse des $KK\pi$ -Systems im Bereich der D_s -Masse, so wird im Ereignis zusätzlich nach einem vom Hauptvertex stammenden konvertierten Photon gesucht. Anschließend wird im positiven Fall die invariante Masse des $KK\pi\gamma$ -Systems gebildet. Wie im Zerfall des D^{*+} -Mesons ist es bei dem hier zur Verfügung stehenden Phasenraum wieder günstiger, die Massendifferenz $KK\pi\gamma - KK\pi$ zu betrachten. Die zu erwartenden idealen Verteilungen der Massen für die Φ - und D_s -Kandidaten auf der Grundlage des D_s^{*+} -Datensatzes finden sich in Abbildung 3.10.

Da bei 1424 Ereignissen die Anzahl der konvertierten Photonen vor allem wegen $\gamma(\Theta)$ in der Größenordnung von 20 liegt und in dem Bereich der D_s -Masse ca. 200 Einträge

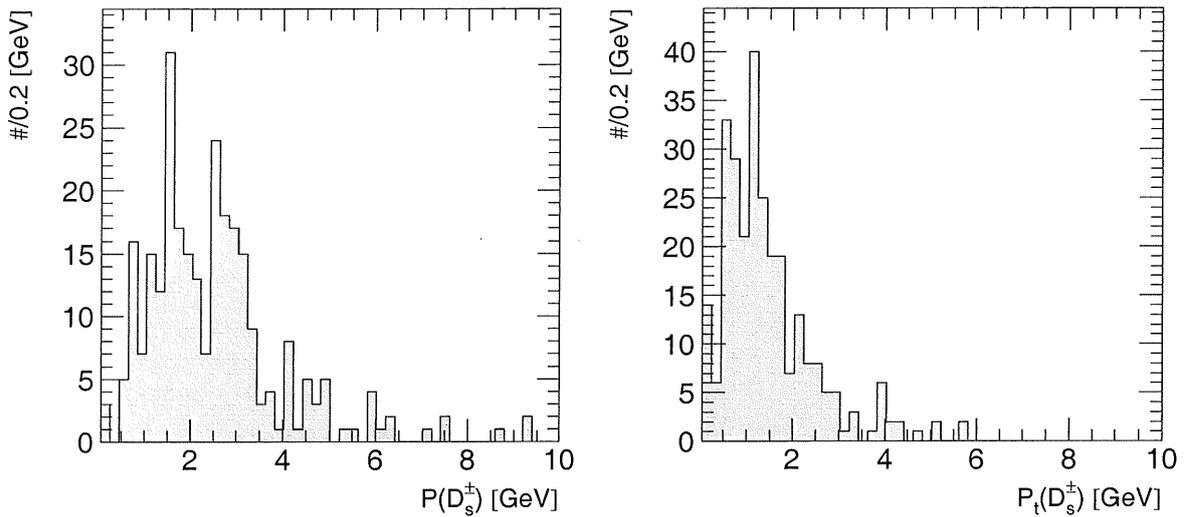


Abbildung 3.7: Die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen des D_s -Mesons.

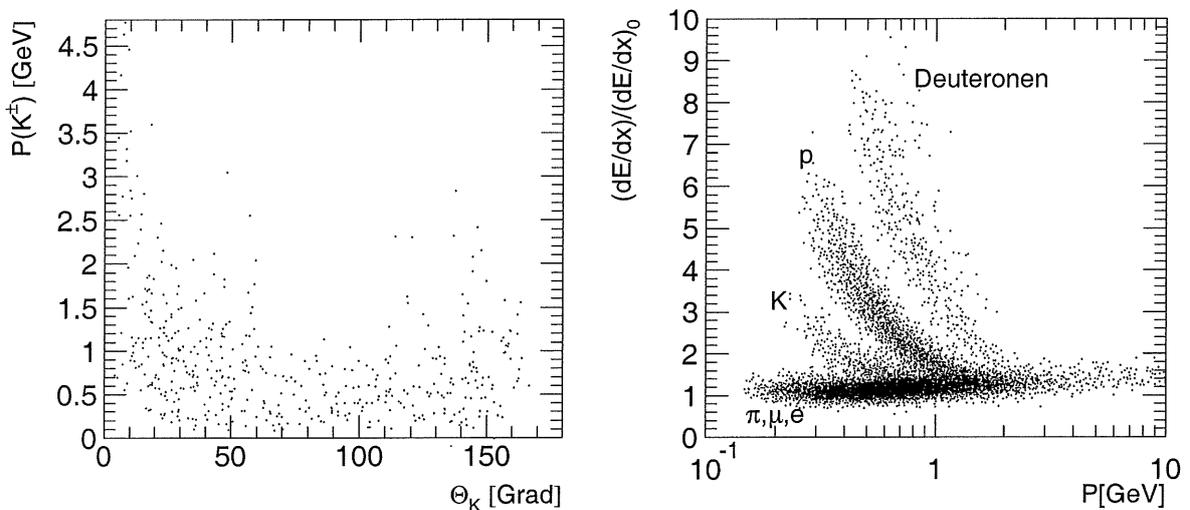


Abbildung 3.8: Die Abhängigkeit des Polarwinkels Θ der Kaonen aus dem Φ -Zerfall in Korrelation mit deren Impuls ermittelt aus dem D_s^{*+} -Datensatz (links) im Vergleich mit der dE/dX -Information gegen den Teilchenimpuls auf der Grundlage der im Herbst '93 aufgezeichneten Daten.

vorliegen, erwartet man ca. 4 Einträge für die Größe $KK\pi\gamma - KK\pi$. Daher wird an dieser Stelle auf die Darstellung der Massendifferenz verzichtet.

In den Veröffentlichungen der Kollaborationen von Experimenten an Beschleunigern, die ein ruhendes Streuzentrum besitzen, findet man die Ausnutzung der Drehimpulserhaltung im Zweikörperzerfall von Vektormesonen in spinlose Teilchen. Die Drehimpulserhaltung zeigt sich in den Zerfallsprodukten durch eine Vorzugsrichtung der Emission im Ruhesystem des Mutterteilchens. Da das Φ einen Spin von $1\hbar$ hat und das Pseudoskalar-meson K Spin $0\hbar$, müssen die beiden Kaonen einen relativen Bahndrehimpuls von $l = 1\hbar$ haben. Aufgrund der Entstehung des Φ -Mesons aus dem Zerfall eines Pseudo-

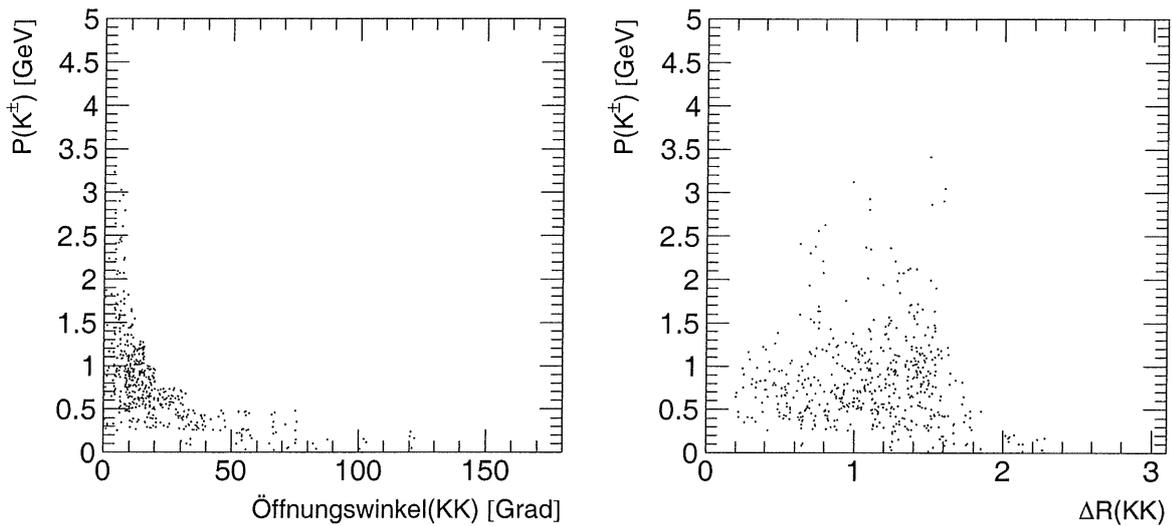


Abbildung 3.9: Die Korrelation des Öffnungswinkels KK der Kaonen aus dem Φ -Zerfall mit ihrem Impuls im Vergleich mit der Korrelation der lorentzinvarianten ΔR gegen den Kaonimpuls (auf der Grundlage des D_s^{*+} -Datensatzes).

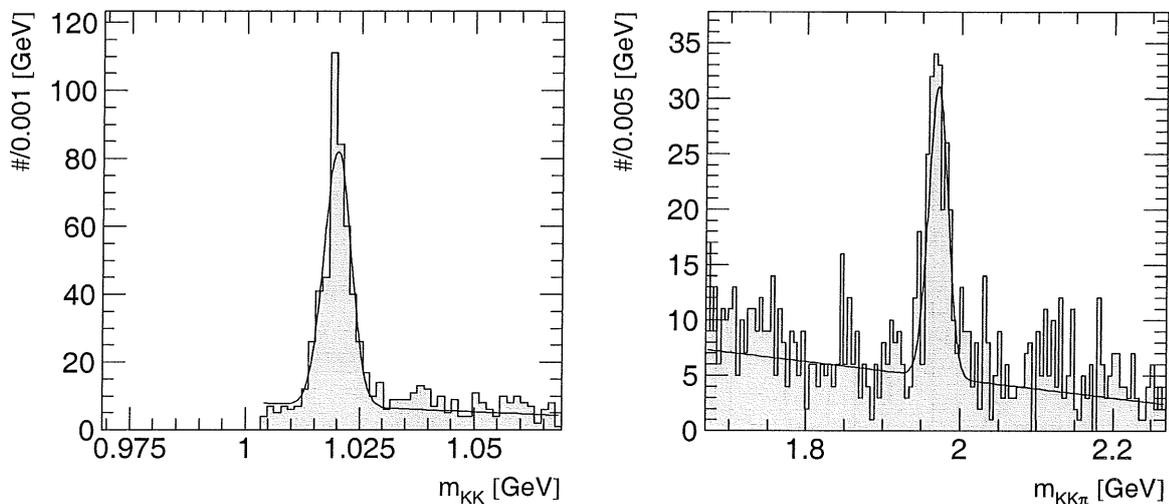
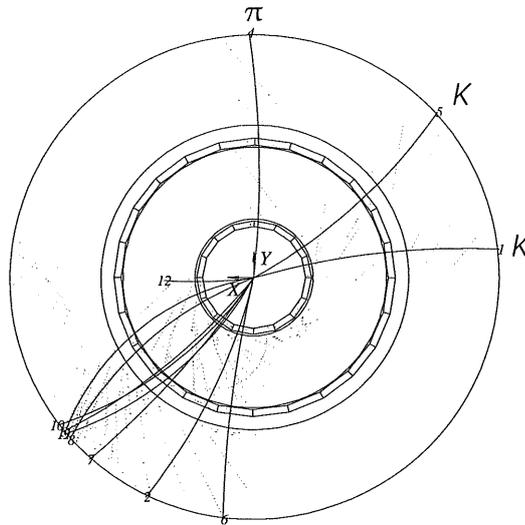


Abbildung 3.10: Die „ideale“ invariante Masse für m_{KK} (Φ) mit einem gefitteten Mittelwert $\langle m_{KK} \rangle = 1.020$ GeV bei einer Auflösung von $\sigma_{m_{KK}} = 2.98$ MeV sowie die „ideale“ Masse $m_{KK\pi}$ mit einem gefitteten Mittelwert $\langle m_{KK\pi} \rangle = 1.9708$ GeV und einer Auflösung von $\sigma_{m_{KK\pi}} = 12.43$ MeV. Diese Histogramme sind aus dem D_s^{*+} -Datensatz gewonnen.

skalarmesons ist es vollständig zirkular polarisiert. Aus diesem Grund erhält man für die Abhängigkeit des Zerfalls vom Polarwinkel Θ_K zwischen einem K und der Impulsrichtung des Φ folgende Verteilung: $Y_l^m = Y_1^0 \propto \cos^2 \Theta_K$. Man erwartet also eine erhöhte Emission der Kaonen (anti)-parallel zur Impulsrichtung des Φ . Entsprechendes gilt für den Zerfall des D_s -Mesons ($S = 0$) in $\Phi \pi$ ($S = 0$). Da sich bei $HERA$ wegen des „P-boosts“ sehr viele Teilchen fast parallel zum Φ -Meson bewegen, erwartet man bei $H1$ auch ungünstiger Weise eine Untergrundverteilung, die zumindest einem Verlauf $\propto \cos \Theta_K$ folgt. Aus die-

	Run 2 Event 5514 Class: 13 15 16 17	Date 8/06/1993
H1 Event Display 1.06/01 DSN=/stage/he/rietz/3ds.rk		E= -30.0 x 820.0 GeV B=11.6 kG MC date 92/09/24 14:52



H1 Event Display 1.06/01
DSN=/stage/he/rietz/3ds.rk

E= -30.0 x 820.0 GeV B=11.6 kG
MC date 92/09/24 14:52

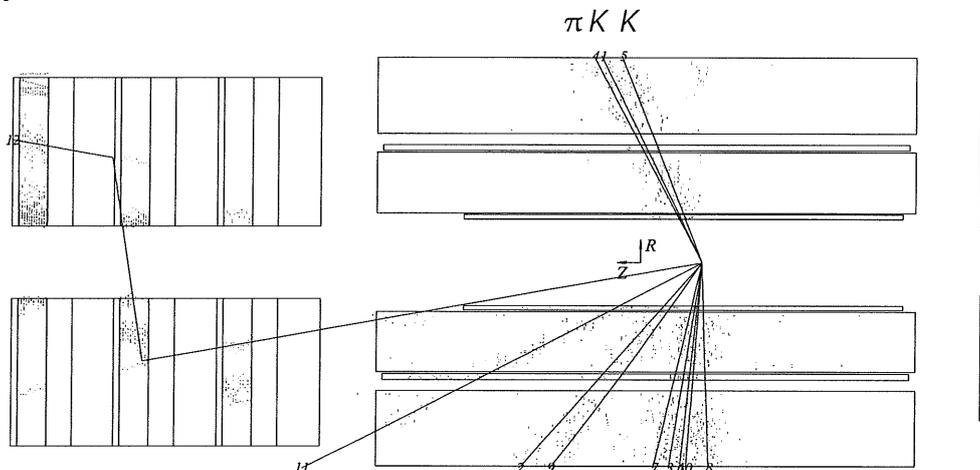


Abbildung 3.11: Ein MC-Ereignis aus dem D_s^{*+} -Datensatz, bei dem die drei geladenen Spuren des D_s -Mesons deutlich von der Fragmentation des anderen Quarks getrennt sind.

sem Grund ist diese weitere Nebenbedingung für eine Anreicherung der Φ -Mesonen in den Daten bei H1 nicht verwertbar.

Das vorhin angesprochene zusätzliche Auswahlverfahren mit dem Öffnungswinkel der Kaonen hat den Nachteil, daß die beiden Zerfallsteilchen durch den P-boost in der positiven z-Richtung zusätzlich „aneinandergedrückt“ werden. Diese Verzerrung des Phasenraums läßt sich vermeiden, wenn man eine lorentzinvariante Entsprechung für den Öffnungswinkel wählt. Eine solche Formulierung dieser Eigenschaft ist folgender

Ausdruck:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2} \quad (3.3)$$

mit:

$$\Delta\varphi = \text{Öffnungswinkel der Teilchen (1,2) in der x-y-Ebene in rad} \quad (3.4)$$

$$\Delta\varphi = \arccos\left(\frac{P_{x1}P_{x2} + P_{y1}P_{y2}}{|P_1||P_2|}\right) \quad (3.5)$$

$$\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2 = \text{Differenz der Pseudorapiditäten mit: } \eta = \frac{1}{2} \ln \frac{P + P_z}{P - P_z} \quad (3.6)$$

Eine grafische Gegenüberstellung der beiden Formulierungen findet sich in Abbildung 3.9. Wie man im Vergleich dieser Abbildung mit der Abbildung 3.8 erkennt, verliert man bei kleinen Öffnungswinkeln $\angle(\vec{P}_{k_1}, \vec{P}_{k_2})$ die Möglichkeit der Kaonerkenennung mittels der dE/dx -Information, so daß sich die Kriterien der Teilchenerkennung (max. Impuls ca. 700 MeV) und des kleinen Öffnungswinkels gegenseitig ausschließen oder ergänzen. Auf dieser Grundlage ergeben sich zwei verschiedene Datensätze für eine Φ -Selektion und somit auch für die D_s -Rekonstruktion. Diese ergänzen sich in ihrem kinematischen Limit der D_s -Kandidaten gegenseitig, da beide Formulierungen eine unterschiedliche Einschränkung des Φ -Impulsspektrums bedeuten. In dem Datensatz mit eindeutig identifizierten Kaonen werden aufgrund von Energie- und Impulserhaltung Φ -Mesonen akkumuliert, für die der Transversalimpuls maximal 1 GeV beträgt. An Abbildung 3.9 (links) liest man ab, daß für einen Öffnungswinkel, der kleiner als 20° ist, der minimale Impuls der Kaonen ≈ 700 MeV beträgt. Die Problematik der Φ -Selektion wird eingehend in (Paw94) beschrieben. Abbildung 3.11 zeigt ein MC-Ereignis aus dem D_s^{*+} -Datensatz mit den folgenden Idealeigenschaften: wenige Spuren, klare „back-to-back“-Signatur und eine zentrale Rapiditätsverteilung. Diese klare Signatur findet man in den Ereignissen nur sehr selten.

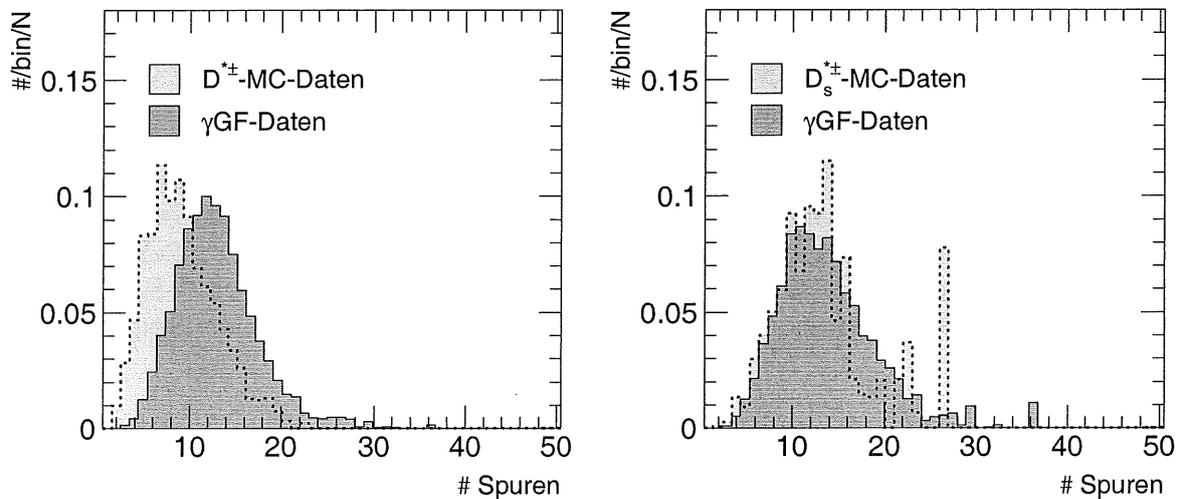
3.2.3 Das allgemeine γ GF Monte-Carlo

Diese idealen Erwartungen sollen nunmehr mit den realistischeren Verteilungen auf der Grundlage des allgemeinen γ GF-Datensatzes verglichen werden. Die Tabelle 3.1 faßt die in den vorigen Abschnitten herausgestellten Eigenschaften als Parameter zusammen. Diese sollen als grobe Richtgrößen dienen, um zu einem ersten Satz von Schnittparametern zu gelangen, die bei einer Anreicherung der hier betrachteten Zerfallskanäle dienlich sind.

Eine wichtige und einfache Kontrollgröße des Vergleichs von Ergebnissen verschiedener Datensätze ist die Spurmultiplicität in den jeweiligen Daten. Diese wird für die beiden verfolgten Teilchenrekonstruktionen im Vergleich des jeweils speziellen mit dem allgemeinen γ GF-Datensatz unter Anwendung der jeweiligen Schnittparameter aus Tabelle 3.1 in Abbildung 3.12 gezeigt⁸.

⁸Der statistische Fehler in der D_s^{*+} -MC-Verteilung nimmt zu hoher Spurmultiplicität stark zu, wodurch der Eintrag bei 27 Spuren vollständig erklärt wird.

Partikel	Eigenschaft	
D^*		
K	$P \leq 10 \text{ GeV}$	$P_t \leq 5 \text{ GeV}$
π	$P \leq 10 \text{ GeV}$	$P_t \leq 5 \text{ GeV}$
slow π	$P \leq 1 \text{ GeV}$	$P_t \leq 0.7 \text{ GeV}$
D^0	$ m_{D^0} - m_{K\pi} \leq 50 \text{ MeV}$	
D^*	$ m_{K\pi\pi} - m_{K\pi} \leq 200 \text{ MeV}$	
D_s		
K	$P \leq 8 \text{ GeV}$	$P_t \leq 4 \text{ GeV}$
π	$P \leq 8 \text{ GeV}$	$P_t \leq 5 \text{ GeV}$
Φ	$ m_\Phi - m_{KK} \leq 20 \text{ MeV}$	
D_s	$ m_{D_s} - m_{KK\pi} \leq 200 \text{ MeV}$	

Tabelle 3.1: Erste Schnittparameter zur Selektion von D^{*+} - und D_s -Kandidaten.Abbildung 3.12: Vergleich der Spurmultiplicitäten unter Anwendung der ersten Schnittparameter aus Tabelle 3.1. Die Histogramme wurden jeweils auf die Ereigniszahl (N) normiert.

Für die D^{*+} -Analyse fällt eine deutliche Verschiebung der Spurmultiplicität zu einer geringeren Häufigkeit gegenüber den allgemeinen γ GF-Daten auf. Dieser Effekt erklärt sich dadurch, daß zumindest ein c -Quark in der Fragmentation auf diesem Datensatz immer in nur drei Spuren mündet und somit die Vielteilchenzerfälle nur eines Quarks zu der Spurmultiplicitätsverteilung beitragen. Weiterhin ist eine dieser drei Spuren häufig so niederenergetisch, daß sie in der Rekonstruktion nicht erkannt wird. Der Verlauf der Spurmultiplicität der D_s^{*+} -Analyse zeigt eine weitgehende Übereinstimmung mit dem allgemeinen γ GF-Datensatz. Mit den genannten Schnittparametern der D_s^{*+} -Analyse zeigen die so selektierten Ereignisse keine Besonderheit gegenüber denen der allge-

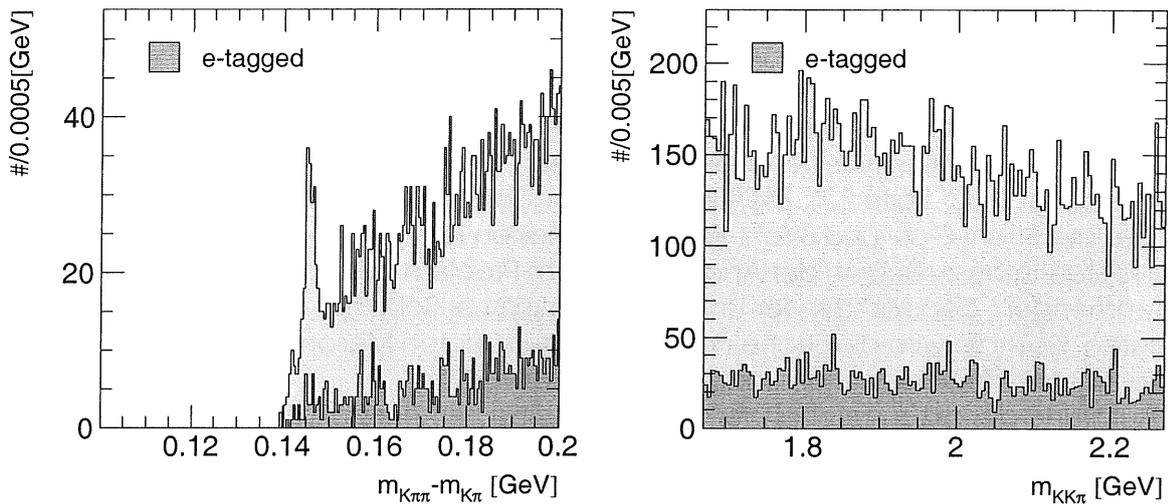


Abbildung 3.13: Massendifferenz (links D^{*+}) und Masse (rechts D_s) unter Anwendung der ersten Schnittparameter aus Tabelle 3.1 auf der Grundlage des γ GF-Datensatzes.

meinen γ GF auf. Daraus folgt die Vermutung, daß die D^{*+} -Mesonen im Gegensatz zu den D_s^+ -Mesonen durch die genannten „Schnitte“ auf den γ GF-Daten bereits deutlich angereichert sind. Diese Vermutung wird durch die Abbildung 3.13 bewiesen, in der die invariante Massendifferenz im D^{*+} -Kanal und die Masse im D_s -Kanal für die genannten Schnitte dargestellt sind. Da der Phasenraum im D_s -Zerfall verhältnismäßig groß ist, bietet der Auftrag einer Massendifferenz hier keinen Vorteil. Das Signal ist in jedem Fall schwieriger zu erkennen. Zusätzlich wurde die Verteilung für die Ereignisse mit dem primären Elektron des eP-Systems im „Elektron-tagger“ (ET) aufgetragen. Für Ereignisse in denen das streuende Elektron gemessen werden kann, sind die das Ereignis klassifizierenden kinematischen Variablen (vor allem γ) besonders genau und einfach zu bestimmen (siehe auch Kapitel 1.2.3 auf Seite 14).

Für die D_s -Analyse ist das bisherige Ergebnis unbefriedigend, weshalb die Kriterien geändert werden müssen. Die zur Verfügung stehende Datenmenge scheint für eine Untersuchung auf den „e-tagged“ Daten nicht auszureichen. Festzuhalten ist an dieser Stelle zumindest ein qualitativ abweichender Verlauf der „e-tagged“ Verteilungen. Eine naheliegende Erklärung hierfür bietet z.B. eine unzulängliche Beschreibung einzelner Detektorkomponenten in der Verknüpfung der jeweils aktuellen Detektorsimulation und Rekonstruktion für die benutzten Generator-Daten ((Egl93)).

Zur Motivation weiterer Schnitte auf dem γ GF-Datensatz bieten sich Einschränkungen der P_T -Spektren der Einzelteilchen sowie Reduktionen der Fensterbreite⁹ auf den Massen der resonanten Zwischenzustände an. Studien dazu finden sich für das D^{*+} in (H1F91-92) und in (Rie93) (D_s^{*+}).

⁹Die Breite eines Fensters wird in der vorliegenden Arbeit immer als die Hälfte des ganzen Fensters angegeben. Das heißt: Es wird die Mitte des Fensters genannt und als Breite gilt der einfache Abstand zum Rand, wie z.B.: $m_{D^0} \pm 50$ MeV \Rightarrow Mitte: m_{D^0} , Breite: 50 MeV. Natürlich orientiert sich die gewählte Breite an dem σ der Gaußfunktion auf der jeweils geschnitten wird. Ein Standardwert für die Breite ist 3σ .

Die Vorselektion

Die durchgeführte Vorselektion der $H1$ -Daten ist geprägt von dem anfänglichen Problem der Unterscheidung gewünschter eP -Reaktionen von denen aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen. Dies trifft insbesondere auf die durch γ GF erzeugten Ereignisse zu, da diese überwiegend einen geringen Impulsübertrag Q^2 aufweisen (siehe auch Kapitel 1 auf Seite 13). Die Kinematik und Topographie ist daher unauffällig und mit der aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen leicht zu verwechseln. Aus diesem Grund steht man zu Beginn der Analyse vor dem Problem der Handhabung sehr großer Datenmengen, gepaart mit der Unkenntnis wirksamer Schnitte, die den Untergrund reduzieren. Deshalb wird die Suche nach den untersuchten Mesonen in beiden Analysen in die Abschnitte Vorselektion und Analyse aufgeteilt.

Aufgrund der mit zunehmender Spurmultiplicität immer häufiger auftretenden Ereignisse, in denen viele potentiell Charm tragende Teilchen rekonstruiert werden können, lag ein Schwerpunkt der Vorselektion auf der Anreicherung zweifelsfrei zu identifizierender Ereignisse mit offenem Charm. Deshalb sind Ereignisse mit mehr als drei Zwischenresonanzen oder mehr als zwei gesuchten Teilchen pro Ereignis¹⁰ nicht gespeichert worden. Die so erhaltenen Ereignissammlungen sind also frei von Ereignissen, die viele potentielle Mesonen mit Charm beinhalten. Natürlich ist die Vorselektion in Verbindung mit der Analyse im Idealfall ein sich abwechselndes Verfahren und erst nach mehreren Wiederholungen stabil. Da die verfügbare gesamte Datenmenge ca. 100 Bänder mit einer Kapazität von bis zu 5 GB beträgt und die Abarbeitung dieser Bänder ca. 300 Stunden dauert, ist die Anzahl der Iterationen begrenzt. Diese Problematik spiegelt sich zusammen mit den Ergebnissen der Vorstudien über die untersuchten Kanäle in den Zwangsbedingungen die in Tabelle 3.2 angegeben sind wider. Die Vorstudien wurden auf der Grundlage der DST6-Daten aus dem Jahre 1992 erstellt.

Das Ergebnis der allgemeinen Schnittparameter aus Tabelle 3.2 ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Zusätzlich wurde im D_s^{*+} -Kanal ein $\Delta R < 1$ (Paw94) verlangt, um ausschließlich auf lorentzinvariante Größen zu schneiden und Φ -Mesonen aus D_s -Zerfällen anzureichern.

Zur Untermauerung einer Teilchensignatur in Zerfällen mit einem resonanten Zwischenzustand benutzt man als Test für die Teilchenhypothese im Endzustand eine falsche Masse des resonanten Zwischenzustands (Antifenster). Im Falle eines echten Signals im Endzustand verschwindet dieses für die falsche Massenannahme in der Zwischenresonanz. Am Beispiel des D^{*+} -Kanals bedeutet dies, daß der Peak in der Massendifferenzverteilung bei 144.5 MeV verschwindet, sobald man für den potentiellen D^0 -Kandidaten eine Masse fordert die außerhalb des Bereiches von $1864 \pm (64 = 3\sigma_{m_{D^0}})$ MeV liegt. Für den D^{*+} -Kanal ist dieser Test mit den vorselektierten Daten wegen der in der Vorselektion gewählten Breite des D^0 -Fensters von 50 MeV nur bedingt möglich. Im Falle der D_s^{*+} -Selektion ist die aufgezeichnete Breite des Φ mit 15 MeV $> 9 \text{ MeV} = 3\sigma_{m_\Phi}$ ausreichend.

Das Ergebnis des Signaturtests mit den Antifenstern im D^{*+} - und D_s -Kanal ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Um diesen Test für den D^{*+} -Kanal durchzuführen wurde eine D^0 -Breite von 25 MeV in beiden Abbildungen gewählt. Dadurch stehen für den richtigen

¹⁰innerhalb der betreffenden Fensterbreiten

Partikel	Eigenschaft	
D^*		
K	$P_t > 0.6 \text{ GeV}$	$P_t \leq 3 \text{ GeV}$
π	$P_t > 0.2 \text{ GeV}$	$P_t \leq 3 \text{ GeV}$
slow π	$P_t > 0.03 \text{ GeV}$	$P_t \leq 0.7 \text{ GeV}$
D^0	$ m_{D^0} - m_{K\pi} \leq 50 \text{ MeV}$	
D^0	$N_{D^0} \leq 3$	
D^*	$ m_{K\pi\pi} - m_{K\pi} \leq 200 \text{ MeV}$	
D^*	$N_{D^*} \leq 2$	
D_s		
K	$P_t > 0.4 \text{ GeV}$	$P_t \leq 3 \text{ GeV}$
π	$P_t > 0.5 \text{ GeV}$	$P_t \leq 3 \text{ GeV}$
Φ	$\angle(\vec{P}_{K_1}, \vec{P}_{K_2}) < 25^\circ$	
Φ	$ m_\Phi - m_{KK} \leq 10 \text{ MeV}$	
Φ	$N_\Phi \leq 3$	
D_s	$ m_{D_s} - m_{KK\pi} \leq 200 \text{ MeV}$	
D_s	$N_{D_s} \leq 2$	

Tabelle 3.2: Allgemeine Schnittparameter zur Vorselektion von D^{*+} - und D_s -Kandidaten.

wie für den falschen ($25 \text{ MeV} < |m_{K\pi} - m_{D^0}| < 50 \text{ MeV}$) Massenbereich des D^0 -Fensters die gleiche Anzahl von Ereignissen zur Verfügung, wodurch die Abbildungen 3.14 und 3.15 direkt vergleichbar wurden. Für das Φ im Antifenster wurde ein Massenbereich von ($10 \text{ MeV} < |m_{K\pi} - m_{D^0}| < 14 \text{ MeV}$) selektiert. Der Verlust der Signifikanz ist in beiden Signalen deutlich zu bemerken. Im Falle des D^{*+} ist dies natürlich nicht vollständig der Fall, da die ideale Breite des D^0 mit $\sigma_{m_{K\pi}} = 21.3 \text{ MeV}$ auch in dem gewählten „Antifenster“ einen echten Beitrag zum Signal leistet.

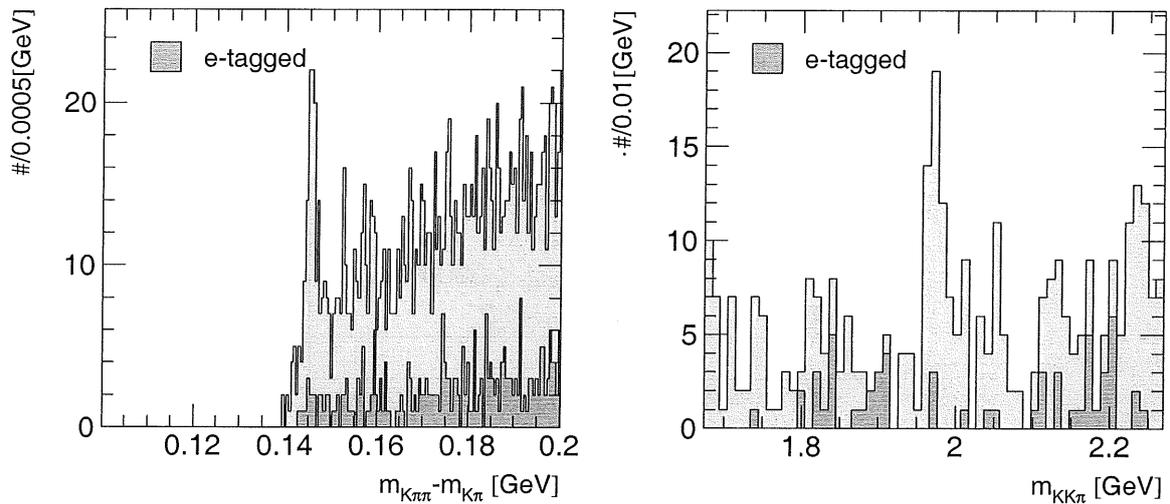


Abbildung 3.14: Massendifferenz (links D^{*+}) und Masse (rechts D_s) unter Anwendung der allgemeinen Schnittparameter aus Tabelle 3.2 auf der Grundlage des γ GF-Datensatzes. Für das Massenfenster um die D^0 -Masse wird abweichend von der Tabelle eine Breite von 25 MeV gewählt.

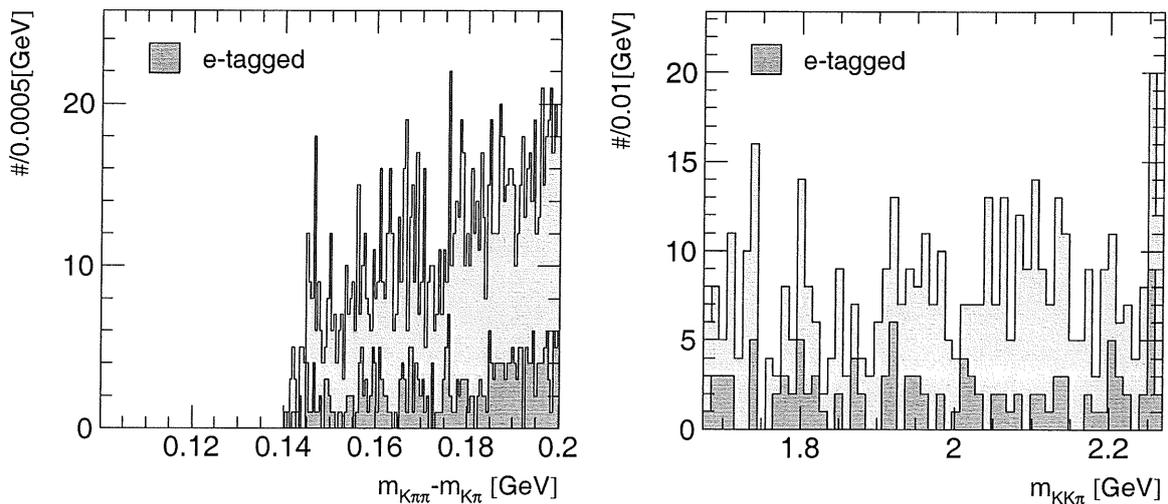


Abbildung 3.15: Signaturtests: Massendifferenz (links D^{*+}) und Masse (rechts D_s) unter Anwendung der allgemeinen Schnittparameter aus Tabelle 3.2 auf der Grundlage des γ GF-Datensatzes. Die Massenfenster entsprechen den im Text erwähnten „Antifensern“.

3.3 Die H1-Datenanalyse

*Es ist mir genug, die Geheimnisse staunend zu ahnen und zu versuchen,
von der erhabenen Struktur des Seienden in Demut ein mattes Abbild
geistig zu erfassen.*

Albert Einstein

In der Strahlzeit vom 18. September bis 1. November 1993 wurden bei H1 Daten mit einer integrierten Luminosität von 315.2 nb^{-1} aufgenommen. Dies ist die größte Datenmenge in der zweijährigen Laufzeit von HERA, die während einer Strahlperiode bei H1 aufgezeichnet werden konnte. Diese Daten dienen als Grundlage der hier vorgestellten Analyse und werden im folgenden H1-Daten¹¹ genannt. Während dieser Strahlperiode lief HERA mit 84 Beschleunigungspaketen in beiden Speicherringen. Der Elektronenspeicherring wurde bei einer Energie von 26.7 GeV mit 10 weiteren Pilotpaketen betrieben. Die Energie des Protonenspeicherrings betrug 820 GeV, es befanden sich 6 Pilotpakete zusätzlich in der Maschine. Aus den Betriebsenergien der Beschleuniger ergibt sich in dieser Meßperiode eine Schwerpunktsenergie von 295.93 GeV.

Zunächst sollen in Abbildung 3.16 die Spurmultiplicitäten der γ GF-Daten mit denen des Experimentes für die jeweiligen Zerfallskanäle verglichen werden. Dabei wurden jeweils die auf dem γ GF-Datensatz erfolgreichen Schnittkriterien der Tabelle 3.2 benutzt, um die Ereignisse zu selektieren.

In beiden Fällen zeigt sich eine Verschiebung des Maximums zu höheren Spurmultiplicitäten in den H1-Daten. Besonders auffällig ist dabei der flachere Abfall der Verteilungen, der vor allem bei hohen Spurmultiplicitäten einen relativ großen Beitrag leistet. Dies bedeutet für die Analyse einen deutlich höheren kombinatorischen Untergrund ge-

¹¹Dabei werden in dem jeweiligen Zerfallskanal, die mit den in Tabelle 3.2 genannten Schnitten erzeugten Untermengen angesprochen.

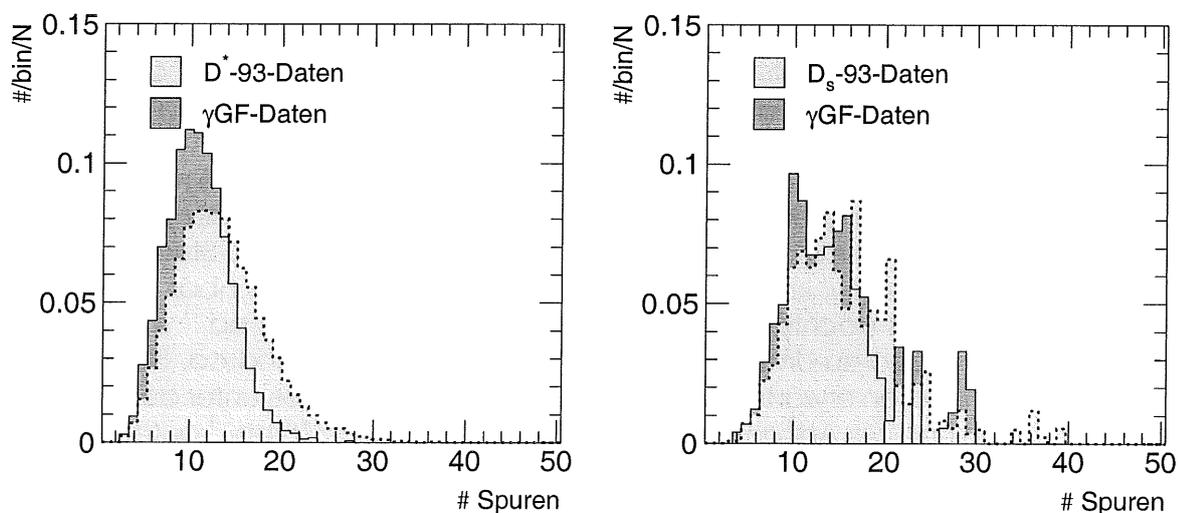


Abbildung 3.16: Vergleich der Spurmultiplicitäten unter Anwendung der allgemeinen Schnittparameter aus Tabelle 3.2. Die Histogramme wurden jeweils auf die Ereigniszahl (N) normiert.

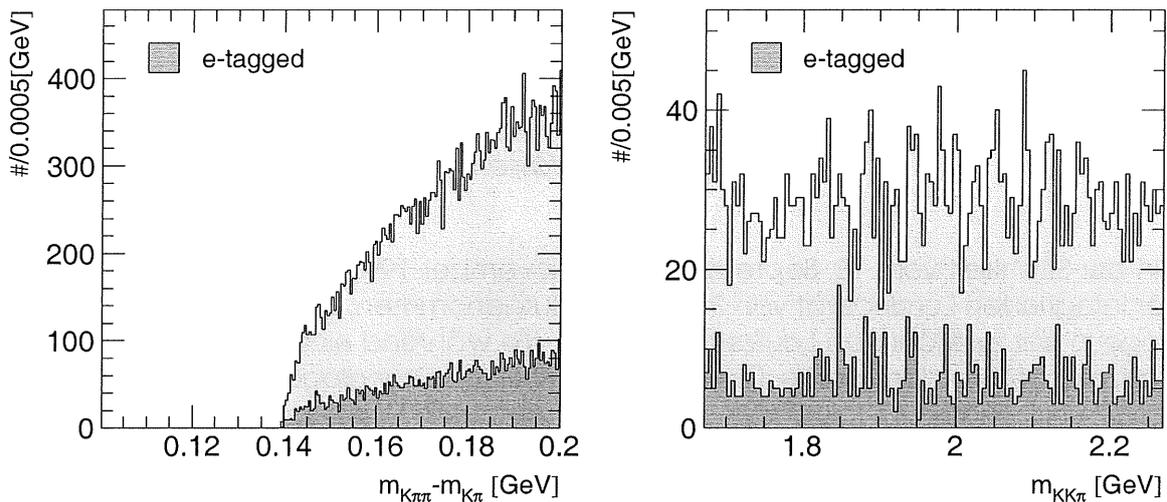


Abbildung 3.17: Massendifferenz (D^{*+} links) und Masse (D_s rechts) unter Anwendung der allgemeinen Schnittparameter aus Tabelle 3.2 auf der Grundlage des $H1$ -Datensatzes.

genüber den MC-Analysen und läßt bereits an dieser Stelle keine ausgeprägte Signatur der untersuchten Zerfallskanäle in den $H1$ -Daten erwarten. Dies gilt besonders für den D_s -Zerfall, da hier die Zwangsbedingungen entfallen, die im D^{*+} -Zerfall durch den geringen Phasenraum gegeben sind. Abbildung 3.17 zeigt die Ergebnisse der allgemeinen Schnitte in Verbindung mit den $H1$ -Daten beider Zerfallskanäle. Diese Schnitte führten in der MC-Analyse in beiden Kanälen zu einer eindeutigen Signatur (siehe Abbildung 3.14).

Wie bereits aufgrund der vorhergehenden Diskussion zu erwarten, zeigt sich in keinem der beiden Kanäle eine Signatur. Der Verlauf des Untergrundes ist in beiden Kanälen mit der MC-Analyse verträglich. Im D_s -Kanal ist der Abfall des Untergrundes allerdings nicht so stark ausgeprägt wie in der MC-Analyse. Dies deutet auf einen erhöhten kombinatorischen Untergrund in den $H1$ -Daten hin. Aus der MC-Analyse ist bekannt, daß im D^{*+} -Kanal ein Signal sehr viel einfacher zu erkennen ist als im Zerfall des D_s -Mesons. Da dieses Signal hier aber nicht erkennbar ist, ist die Möglichkeit sehr unwahrscheinlich ein D_s -Signal in den derzeit zur Verfügung stehenden $H1$ -Daten zu eruieren. Dies verdeutlicht ein Vergleich der MC-Ergebnisse (Abbildung 3.14) mit Abbildung 3.17 unter Berücksichtigung der jeweiligen Einzelpunktstatistik¹² sowie der jeweiligen Signifikanz. Ein Signal mit einer vergleichbaren Signifikanz der MC-Studie wäre bei der vorhandenen Einzelpunktstatistik in den $H1$ -Daten bereits erkennbar. In der MC-Studie (Abbildung 3.14 (rechts)) kommt auf der Grundlage von 1.5 pb^{-1} ein D_s -Signal zustande, das ein Signal-zu-Untergrundverhältnis von 2 aufweist und ca. 50 Ereignisse enthält. Für die $H1$ -Daten erwartet man daher maximal 10 Ereignisse unter den gleichen Selektionskriterien und der Annahme, nur γ GF-Ereignisse in den 315 pb^{-1} aufgezeichnet zu haben. Die Abbildung 3.17 (rechts) weist bei feinerem „binning“ einen kombinatorischen Untergrund von ca. 30 Einträgen/bin auf. Dies entspricht ca. 60 Einträge/bin in der MC-Studie. Die erwarteten maximal 10 Ereignisse sind darin ohne weitere Ne-

¹²Einträge pro bin

benbedingungen auf der verfügbaren Datenmenge nicht nachzuweisen. Vor diesem Hintergrund ist Abbildung 3.17 (rechts) für das D_s -Signal ohne eine weitere Nebenbedingung als endgültig zu betrachten.

3.3.1 Die dE/dx -Information und der Kaon-Datensatz

Eine weitere Nebenbedingung stellt die Ausnutzung der im zentralen Spurkammerbereich verfügbaren dE/dx -Information dar. Der mittlere Energieverlust wird quantitativ durch die Bethe-Bloch Gleichung beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi r_e^2 m_e N_0 c^2 \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (3.7)$$

mit:

- r_e = klassischer Elektronenradius
- m_e = Elektronenmasse
- β = v/c = Geschwindigkeit des Teilchens
- z = Ladung des Teilchens (in Einheiten von e)
- N_0 = Loschmidt-Avogadro-Zahl
- Z = Ordnungszahl des durchquerten Materials
- A = Massenzahl des durchquerten Materials
- x = Dicke des durchquerten Materials (in gcm^{-2})
- I = effektives Ionisationspotential $\approx 12 \cdot Z$ (eV)

Die Gleichung 3.7 zeigt, daß der mittlere Energieverlust nicht von der Masse M des Teilchens abhängt, für nicht relativistische Energien wie $1/v^2$ abfällt und nach Durchlaufen eines Minimums bei $E = 3Mc^2$ wieder logarithmisch mit $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ansteigt. Da Z/A für die meisten Materialien etwa 0.5 beträgt, hängt der Energieverlust nur schwach vom Material ab.

Für die vorliegende Analyse ist vor allem der nicht relativistische Bereich zur Teilchenidentifizierung von Interesse. In Abbildung 3.8 (rechts) sind vier Bänder zu erkennen, die sich den verschiedenen Teilchen (π , K , p , Deuteronen) zuordnen lassen und zu größeren Teilchenenergien in ein Band münden. Da Kaonen in den untersuchten Zerfallskanälen eine wichtige Rolle spielen, wurde ein besonderer Datensatz erstellt. In diesem Kaon-Datensatz ist in jedem Ereignis mindestens ein Kaon enthalten, das mittels der dE/dx -Information eindeutig erkannt wurde. Eine Spur wurde einem Kaon zugeordnet, wenn sie folgende Eigenschaft erfüllt:

- Die Spur muß mindestens 50 angesprochene Signaldrähte der zentralen Jetkammern (CJC1, CJC2) aufweisen.
- Für die Spur muß die dE/dx -Information vorliegen und der Meßwert in dem durch folgende Funktionen eingeschlossenen Gebiet liegen (siehe Abbildung 3.18):

$$f_1(p) = 1.2 + 0.21 \frac{1}{p^2} \quad (3.8)$$

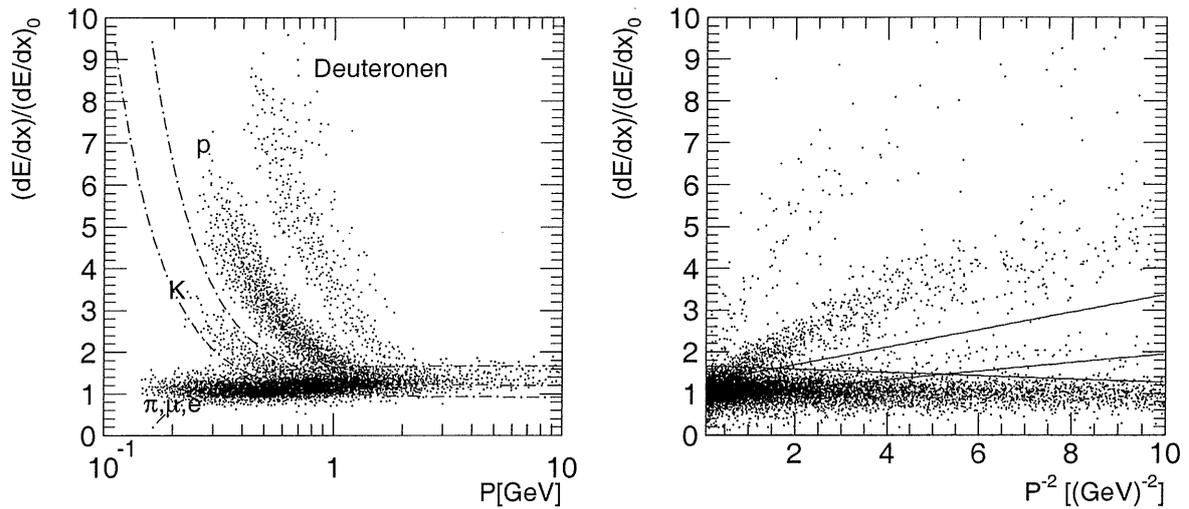


Abbildung 3.18: Normierter mittlerer Energieverlust aufgetragen gegen p (links) und $1/p^2$ (rechts). Die eingetragenen Linien sind die Funktionen f_1, \dots, f_3 .

$$f_2(p) = 0.92 + 0.103 \frac{1}{p^2} \quad (3.9)$$

$$f_3(p) = 1.67 - 0.04 \frac{1}{p^2} \quad (3.10)$$

Zur Bestimmung der Funktionen f_1 , f_2 und f_3 wurde der $1/v^2$ -Abfall ausgenutzt und dE/dx über $1/p^2$ aufgetragen (Abbildung 3.18 (rechts)). In dem nicht relativistischen Teil ergeben sich Bänder, von denen das Kaon-Band durch graphische Anpassung der Geraden abgetrennt wird ((Paw94)). Der auf diese Weise entstandene Kaon-Datensatz enthält ca. 28000 Ereignisse.

3.3.2 Das Φ - und D_s -Meson im Kaon-Datensatz

In der weiteren Analyse wurde auf die Forderung von mindestens 50 angesprochenen CJC-Drähten verzichtet. Wendet man die allgemeinen kinematischen Schnitte (Tabelle 3.2) für den D_s -Zerfall auf den Kaon-Datensatz an, so ergeben sich die Verteilungen aus Abbildung 3.19. Der gezeigte Kurvenverlauf entspricht dem typischen Verlauf einer Massenverteilung für zwei Teilchen mit Kaonmassenhypothese bei dem für $H1$ typischen Impulsspektrum der kombinierten Spuren. Das Φ -Meson liegt für diese Art des Nachweises bei $H1$ mit seiner Masse von 1.019 GeV sehr ungünstig gerade im Maximum des kombinatorischen Untergrundes der Massenverteilung (Rie93). Deshalb wird das Maximum in der m_{KK} -Verteilung bei der Φ -Masse vollständig durch den Verlauf des kombinatorischen Untergrundes beschrieben. Wie zu erwarten weist das D_s -Meson hier keine Anhäufung auf. Fordert man auf dem Kaon-Datensatz hingegen eine Kaonidentifizierung für beide Spuren des Φ -Mesons ohne weitere Einschränkungen, so ergeben sich die Verteilungen nach Abbildung 3.20 für die KK und $KK\pi$ -Systeme. In die m_{KK} -

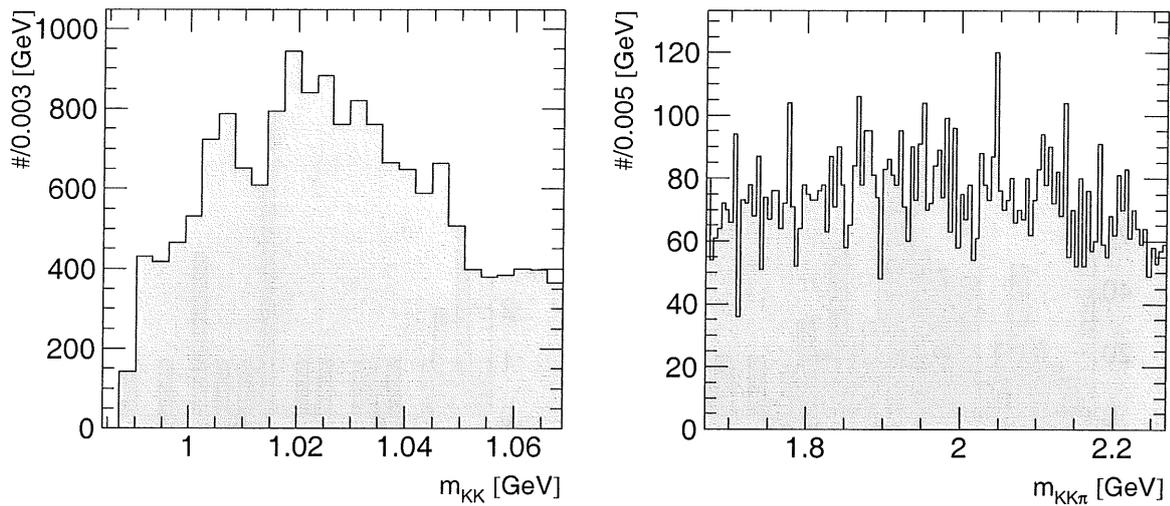


Abbildung 3.19: (links) Invariante Masse des KK -Systems (Φ) und (rechts) des $KK\pi$ -Systems (D_s) unter Anwendung der allgemeinen Schnittparameter aus Tabelle 3.2 auf der Grundlage des Kaon-Datensatzes.

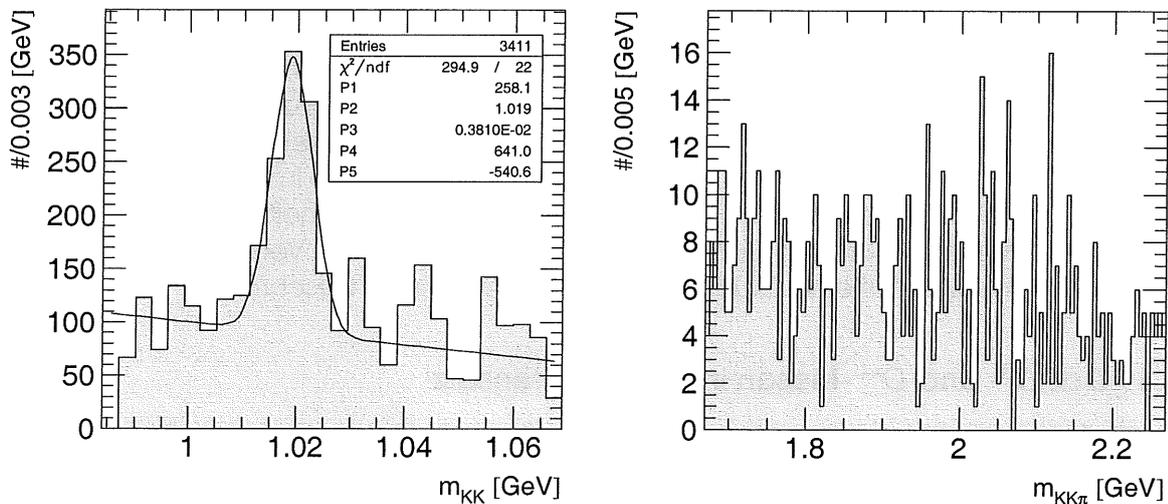


Abbildung 3.20: (links) Invariante Masse des KK -Systems (Φ) und (rechts) des $KK\pi$ -Systems (D_s) unter Anwendung der Kaonidentifizierung auf den Spuren des Φ . In der rechten Figur wird zusätzlich $m_{KK} = m_\Phi \pm 10$ MeV gefordert.

Verteilung ist zusätzlich ein Gauß+Polynom1-Fit¹³ (GP1) aufgenommen. Er ergibt für die Masse der Resonanz m_{KK} einen Wert von 1.019 GeV bei einer Breite von ca. 4 MeV. Fordert man zusätzlich zur Kaonidentifizierung die Erfüllung der allgemeinen Schnittparameter, so ergibt sich Abbildung 3.21. Es ergibt sich eine schmalere Φ -Resonanz, die mit der MC-Studie in guter Übereinstimmung ist und eine bessere Selektion der Φ -Mesonen vermuten lässt. Wegen der vorhandenen Einzelpunktstatistik wird die $m_{KK\pi}$ -Verteilung

¹³GP1(x) = $P_1 \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-P_2}{P_3}\right)^2\right) + P_4 + P_5x$

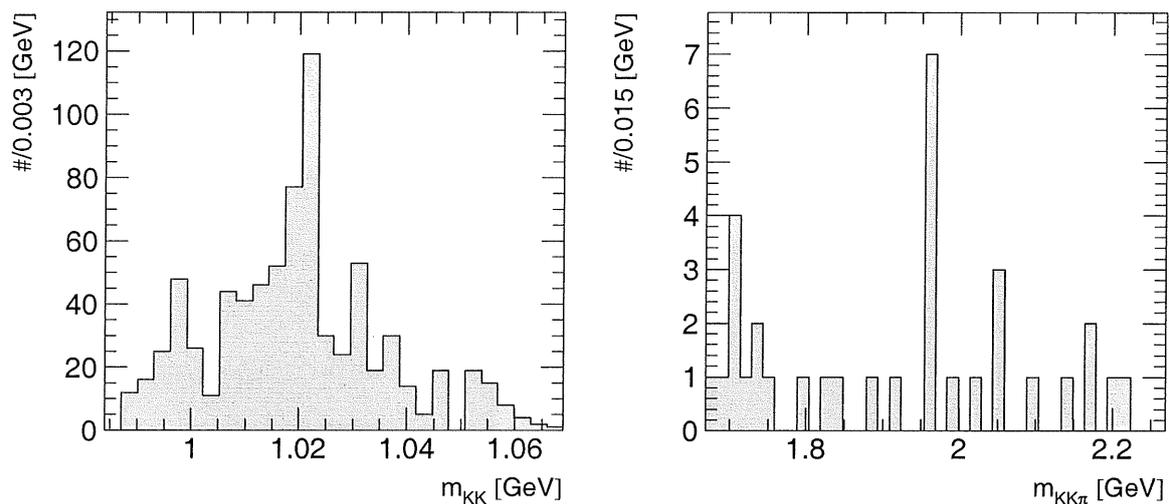


Abbildung 3.21: (links) Invariante Masse des KK -Systems (Φ) und (rechts) des $KK\pi$ -Systems (D_s) unter Anwendung der Kaonidentifizierung auf den Spuren des Φ und der allgemeinen Schnittparameter. In der rechten Figur wird $m_{KK} = m_\Phi \pm 10$ MeV gefordert.

grober „gebirt“. Die Häufung bei 1.960 GeV in der $m_{KK\pi}$ -Verteilung ist der erste Hinweis auf ein bei $H1$ sichtbares D_s -Meson. Insbesondere weckt diese Häufung die Hoffnung, in einer zukünftigen größeren Datenmenge ein D_s -Signal erkennen zu können.

Die Verwendung der dE/dx -Information hat trotz der hier aufgezeigten Vorteile einen entscheidenden Nachteil: Aufgrund der eindeutigen Kaonerkenntnis betragen die maximalen Impulse der Kaonen 700 MeV. Daraus ergibt sich eine Impulsobergrenze von 1 GeV für das rekonstruierte Φ . Dies bedeutet eine sehr starke kinematische Limitierung der auf diese Weise selektierten Daten. Dadurch wiederum ist die Verwendbarkeit dieser Ereignisse im Hinblick auf eine Gluondichtebestimmung sehr beschränkt.

3.3.3 Das D^0 - und D^{*+} -Meson im Kaon-Datensatz

Wendet man die einwandfreie Identifizierung der Kaonen auf den untersuchten D^{*+} -Kanal an, so benötigt man für die Rekonstruktion eines ruhenden D^0 ein Pion mit mindestens 900 MeV Impuls. Dadurch wird der verfügbare Phasenraum zur Rekonstruktion eines D^{*+} sehr stark eingeschränkt, was zusätzlich durch die geringe Menge von 28000 Ereignissen im Kaon-Datensatz erschwert wird. Dies verdeutlicht Abbildung 3.22 unerwartet deutlich. In Verbindung mit dem Kaon-Datensatz wird in diesem Kanal für alle Spuren lediglich ein minimaler transversaler Impuls von 50 MeV gefordert. Die invariante Masse des hypothetischen D^0 lag wieder im Bereich $m_{D^0} \pm 50$ MeV.

3.3.4 Das D^0 in den $H1$ -Daten

Daß im D^{*+} -Kanal mit den MC-Schnitten in den $H1$ -Daten keine Signatur zu erhalten ist, erscheint aufgrund der Analysen in den vorangegangenen Abschnitten zunächst verwunderlich und enttäuschend. Auch in den Daten von 1992, die mir als Grundlage

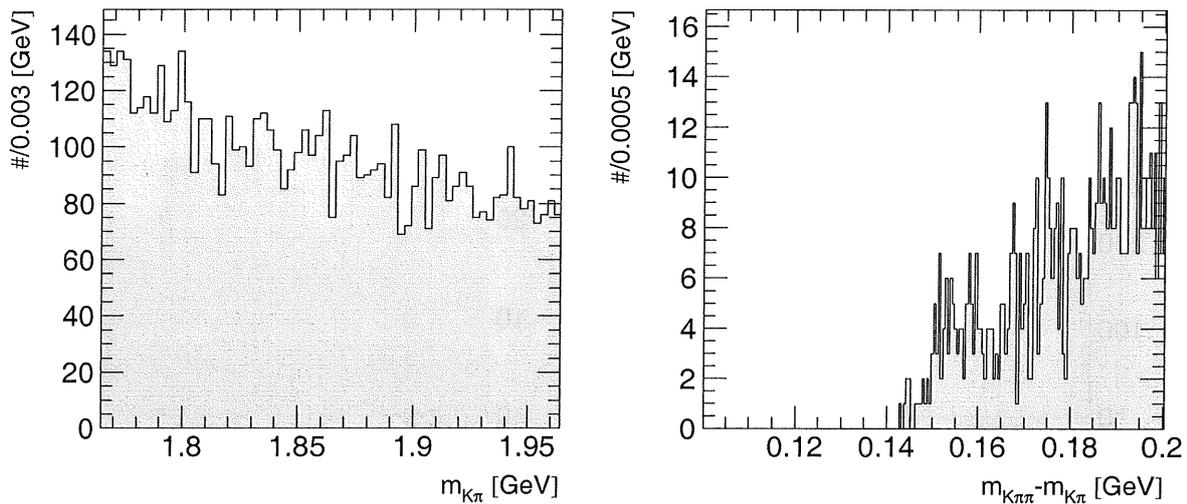


Abbildung 3.22: (links) Invariante Masse $m_{K\pi}$ sowie (rechts) die invariante Massendifferenz Δm erstellt mit der Kaonidentifizierung ohne weitere Schnitte.

der Studien zur Vorselektion dienen, sind die D^{*+} -Mesonen sehr schwer vom Untergrund zu trennen. Man vermutet die Ursache dafür in der großen Anzahl von Ereignissen aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen in der aufgezeichneten Datenmenge. Diese konnten damals durch fehlende Hardware-Komponenten nicht zum Zeitpunkt des Triggers verworfen werden und sind in der Datenanalyse kaum von γ GF-Ereignissen in ihrer Kinematik zu unterscheiden. Für 1993 baute man daher weitere Szintillatoren ein und unterdrückte ein Großteil dieser Ereignisse in der Datenspeicherung. Bedauerlicherweise rissen aufgrund von Korrosion mehrere Drähte in den zentralen Jet-Kammern, so daß mehrere Sektoren während der Datennahme insensitiv waren. Dadurch sind ca. 15% der Ereignisse in den untersuchten Zerfällen nicht zu rekonstruieren und erhöhen den Untergrund.

Bei genauerer Betrachtung der Massendifferenzverteilung weist diese bei ca. 145 MeV einen „Knick“ auf. Motiviert durch Experimente mit Schnitten, die ein Signal erzeugen, deren Verwendbarkeit jedoch in einer späteren Gluondichtebestimmung unbrauchbar sind, gibt es Anlaß zur Vermutung, daß es sich bei diesem Knick um eine mögliche Signatur handelt, die durch übermäßigen kombinatorischen Untergrund „verschüttet“ und um ca. 1 MeV nach unten verschoben ist. Im folgenden wird erläutert, wie ich mit Hilfe weiterer Schnitte in diesem Knick tatsächlich eine Signatur auffinden konnte, ohne spätere Analysen in Hinblick auf physikalische Fragestellungen zu sehr einzuschränken.

Neben der bereits vorgestellten Δm -Methode des D^{*+} -Nachweises ist eine weitere Methode gebräuchlich. In dieser betrachtet man die invariante Masse des $K\pi$ -Systems (D^0) bei einer festen Differenz von $145.44 \pm x$ MeV zu dem $K\pi\pi$ -System (D^{*+}). Die Größe x beschreibt in der Regel die Auflösung der Massendifferenz. Für ein D^{*+} -Signal zeigt sich in der $K\pi$ -Verteilung nach dieser Methode ein D^0 -Peak. Diese Verteilung der $H1$ -Daten zeigt Abbildung 3.23 (rechts). Die Breite der Differenz wurde zu 0.5 MeV gewählt. Die Differenz ist abweichend von der Theorie um 1 MeV reduziert. Dies wird motiviert durch

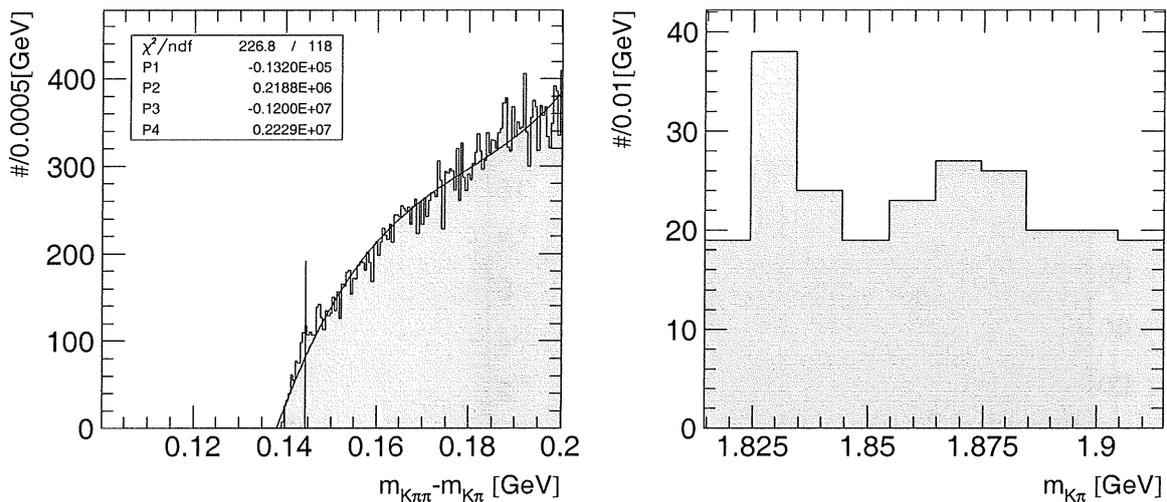


Abbildung 3.23: Invariante Masse des $K\pi$ -Systems (rechts) bei einer Massendifferenz zu dem $K\pi\pi\pi$ -System von 144.5 ± 0.5 MeV. Zur Kontrolle die Massendifferenz ergänzt mit einem P3-Fit (links).

die bereits angesprochenen Experimente mit Schnitten, sowie durch die Abbildung 3.23 (links). Sie zeigt noch einmal die Massendifferenzverteilung aus Abbildung 3.17 (links) ergänzt mit einem Polynom-Fit 3. Grades¹⁴ (P3). Der Fit läuft über das gesamte Histogramm und zeigt seine größte Abweichung von der Verteilung bei 144.5 MeV, im Bereich einer Massendifferenz die mit einem D^{*+} -Zerfall verträglich ist.

Nach der Theorie (MC-Daten) wäre für D^{*+} -Zerfälle im untersuchten Zerfallskanal das Maximum der Verteilung der invarianten Masse des $K\pi$ -Systems bei der D^0 -Masse von 1.8645 GeV zu erwarten. Dies wird durch das lokale Maximum bei 1.87 GeV angedeutet. Unerwartet ist aber das zusätzliche Maximum bei 1.83 GeV. Ein solches Maximum deutet auf zumindest zeitweise vorhandene technische Schwierigkeiten hin. Diese können z.B. in der Kalibration des Spurkammer- oder Magnetsystems sowie in der Bestimmung des Hauptvertex ihre Ursachen haben. Alle genannten Ursachen können einzeln oder zusammen zu einer systematischen Verschiebung der aus den Impulsen berechneten invarianten Masse führen. Ich interpretiere das zusätzliche Maximum bei 1.83 GeV als verschobenen D^0 -Peak und untersuche die Abhängigkeit des D^{*+} -Signals von einer angenommenen D^0 -Masse m_a und der Breite B_a um die angenommene Masse. Dadurch ergibt sich ein zwei dimensionales Feld in dem die Breite B_a im Bereich von 5 MeV... 100 MeV variiert; die Masse des $K\pi$ -Systems m_a liegt zwischen 1.8145 GeV und 1.9145 GeV. Die Schrittweite beträgt sowohl in B_a - als auch in m_a -Richtung 1 MeV. Ausgewertet werden in diesem „Gitter“ für jeden Punkt alle Parameter eines speziellen Fit-Verfahrens auf der invarianten Massendifferenz $\Delta m = m_{K\pi\pi\pi} - m_{K\pi}$. Die Fit-Funktion ist ein Polynom 3. Grades addiert mit einer Gaußfunktion¹⁵ (GP3). Das Fitverfahren beginnt mit einer Anpassung einer Gaußkurve (GP3-Parameter: P_1, P_2, P_3)

¹⁴ $P_3(x) = P_1 + P_2x + P_3x^2 + P_4x^3$

¹⁵ $GP_3(x) = P_1 \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-P_2}{P_3}\right)^2\right) + P_4 + P_5x + P_6x^2 + P_7x^3$

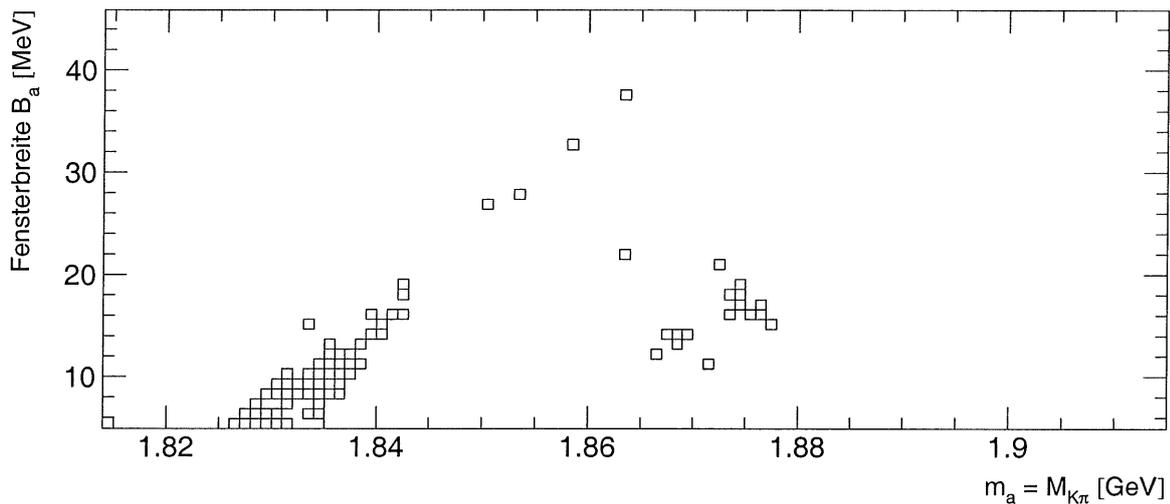


Abbildung 3.24: Die Korrelation der D^0 -Masse und -Breite in ihrer Wirkung auf ein D^{*+} -Signal

im Bereich von 140 MeV ... 150 MeV der Δm -Verteilung. Diese Anpassung wird so lange wiederholt, bis die „Gaußparameter“ stabil sind. Nun wird das Polynom 3. Grades (GP3-Parameter: P_4, \dots, P_7) auf der gesamten Δm -Verteilung angepasst. Auch hier erfolgt eine Wiederholung, bis die „Polynomparameter“ stabil sind. Die letzte Anpassung geschieht als Gauß+Polynom3-Fit. Wiederholt wird dieser GP3-Fit bis seine 7 Parameter stabil sind. In Abbildung 3.24 sind alle Gitterpunkte aufgetragen, die eine positive Amplitude der Gaußkurve (P_1), sowie eine Position des Mittelwertes (P_2) bei $\Delta m = 145.5 \pm 4$ MeV mit einer Breite (P_3) von $0.2 \text{ MeV} < \sigma_{m_{\Delta m}} < 3$ MeV aufweisen.

Die Korrelation eines D^{*+} zur D^0 -Masse und -Breite besteht in der Häufung von für einen D^{*+} -Zerfall physikalisch sinnvollen GP3-Parametern (P_1, P_2, P_3) in Bereichen, die für ein D^0 -Meson eine nicht zu schmale Breite aufweisen (minimal ≈ 10 MeV). Unter diesen Gesichtspunkten ergeben sich aus Abbildung 3.24 jene zwei „Inseln“, die auch schon in der Abbildung 3.23 auffielen. Deutlich ist eine Abhängigkeit des D^{*+} -Signals von der Breite des D^0 für zwei unterschiedliche Massenbereiche zu erkennen. Diese bestimmen sich für D^0 -Breiten von ca. $0.5 \dots 0.75\sigma$ zu 1.835 GeV und 1.877 GeV. Die Massendifferenz für diese Bereiche ist in Abbildung 3.25 zusammen mit einem „Kontroll“-Bereich¹⁶ außerhalb der beiden Inseln und einer Addition aus beiden Bereichen dargestellt.

Beide Bereiche zusammengenommen lassen ein deutliches Signal für den hier untersuchten D^{*+} -Zerfall erkennen. Dabei wurden in allen vier Fällen die kinematischen Schnitte der Tabelle 3.3 angewendet. Unter Berücksichtigung der geringen Einzelpunktstatistik ergibt sich ein tendenziell leicht unterschiedliches Verhalten der „e-tagged“ Ereignisse. Diese scheinen das wahre Massenfenster zu bevorzugen, sind aber auch für die leichtere D^0 -Variante gehäuft anzutreffen. In beiden Bereichen zusammengenommen ist das „e-tagged“ D^{*+} -Signal im Vergleich mit der MC-Untersuchung in den Daten etwas besser ausgeprägt. Die Anreicherung von Ereignissen mit Energien im ET während der Datennahme erklärt diese Beobachtung.

¹⁶von nun an D^0 -Seitenband genannt (Massenbereich $m_{K\pi} = 1.899 \pm 0.015$ GeV)

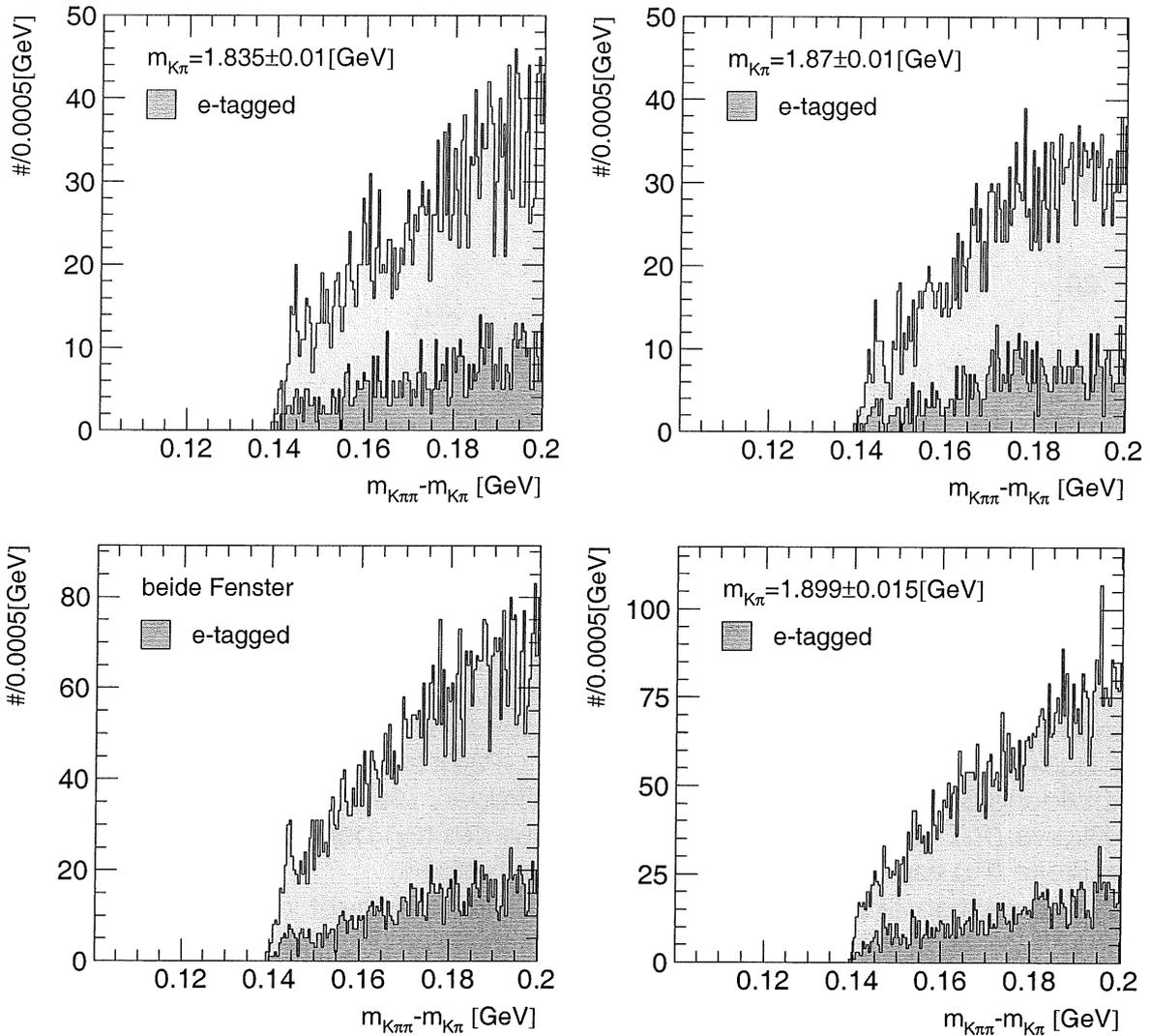


Abbildung 3.25: Die Massendifferenz für die ausgewählten D^0 -Bereiche (oben) und (unten rechts) eines Kontrollbereiches (D^0 -Seitenband) in Verbindung mit den Schnitten der Tabelle 3.3.

Zur Untersuchung einer eventuellen Laufzeitabhängigkeit in den beiden Selektionsfenstern wurde die tägliche D^{*+} -Ereignisrate mit der allgemeinen Ereignisrate verglichen. Die jeweiligen Abweichungen für die beiden Fenster von der allgemeinen Ereignisrate sind in Abbildung 3.26 aufgetragen. Eine signifikante Korrelation läßt sich nicht ausmachen. Zwar scheinen die Fluktuationen für den leichteren D^0 -Massenbereich zu Beginn der Datennahme stärker zu sein, aber die Statistik reicht nicht aus, um diesen Massenbereich zum Beispiel mit einem bestimmten „Triggercocktail“ in Verbindung zu bringen. Da die Fluktuationen während der gesamten Datennahme im Bereich der wahren D^0 -Masse gleichmäßig verlaufen und die „e-tagged“ Ereignisse die leichte D^0 -Variante auch nicht sehr deutlich bevorzugen, liegt die Ursache der Massenverschiebung vermutlich eher im Bereich der Ereignisrekonstruktion begründet als in der

Partikel	Eigenschaft	
D^*		
K	$P_t > 0.6 \text{ GeV}$	$P_t \leq 3 \text{ GeV}$
K	$P_t > 0.4 \text{ GeV}$	$P_t \leq 3 \text{ GeV}$
slow π	$P_t > 0.03 \text{ GeV}$	$P_t \leq 0.7 \text{ GeV}$
D^0	$N_{D^0} \leq 2$	
D^*	$ m_{K\pi\pi} - m_{K\pi} \leq 200 \text{ MeV}$	
D^*	$N_{D^*} \leq 2$	

Tabelle 3.3: Finale Schnittparameter in Verbindung mit den „ D^0 -Inseln“ zur Selektion von D^{*+} -Ereignissen.

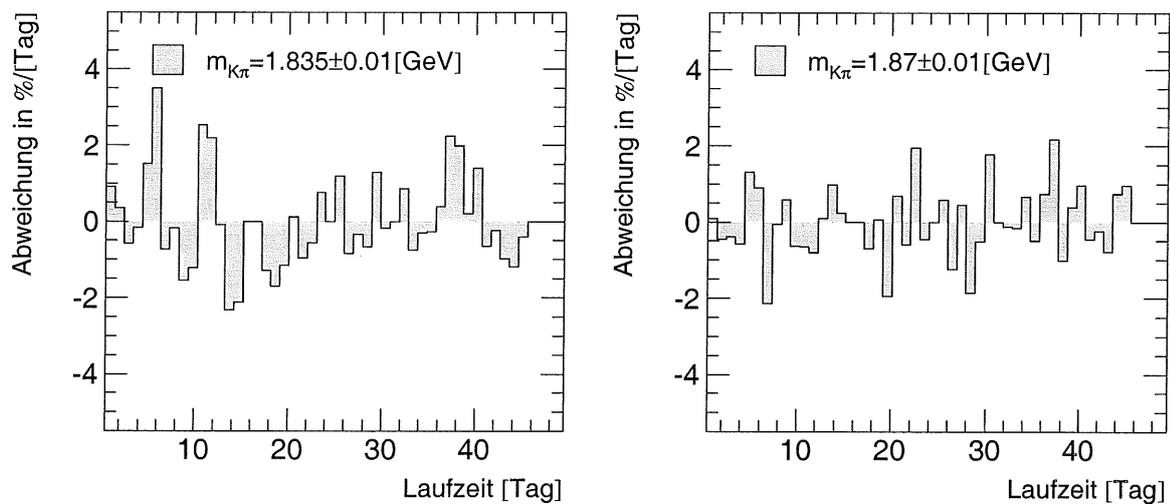


Abbildung 3.26: Abweichung der D^{*+} -Rate von der allgemeinen Ereignisrate während der Laufzeit.

Bestimmung der Kalibrationskonstanten des Spurkammersystems.

3.3.5 Das D^{*+} -Meson in den $H1$ -Daten

Der Vergleich der beiden unteren Figuren aus Abbildung 3.25 ergibt eine deutlich sichtbare Anhäufung in der linken Figur, wohingegen in dem mit einer D^0 -Masse weniger kompatiblen Bereich (D^0 -Seitenband) keine Anhäufung auszumachen ist. Um zu ermitteln, wieviele Ereignisse zu diesem „Signal“ beitragen, wurde nach dem bereits aufgezeigten Verfahren ein GP3-Fit auf dem erhaltenen Signal durchgeführt und über die Gaußglocke integriert (Abbildung 3.27). Als Ergebnis erhält man 73.14 ± 8.55 Ereignisse mit einem rein statistischen Fehler. Dasselbe geschah zum Vergleich auch für den MC- D^{*+} -Datensatz (Abbildung 3.28). Hierbei wurde ein D^0 -Bereich von $m_{D^0} \pm 10 \text{ MeV}$ gewählt, um eine vergleichbare Breite der Zwischenresonanz zu gewährleisten. Zur Kon-

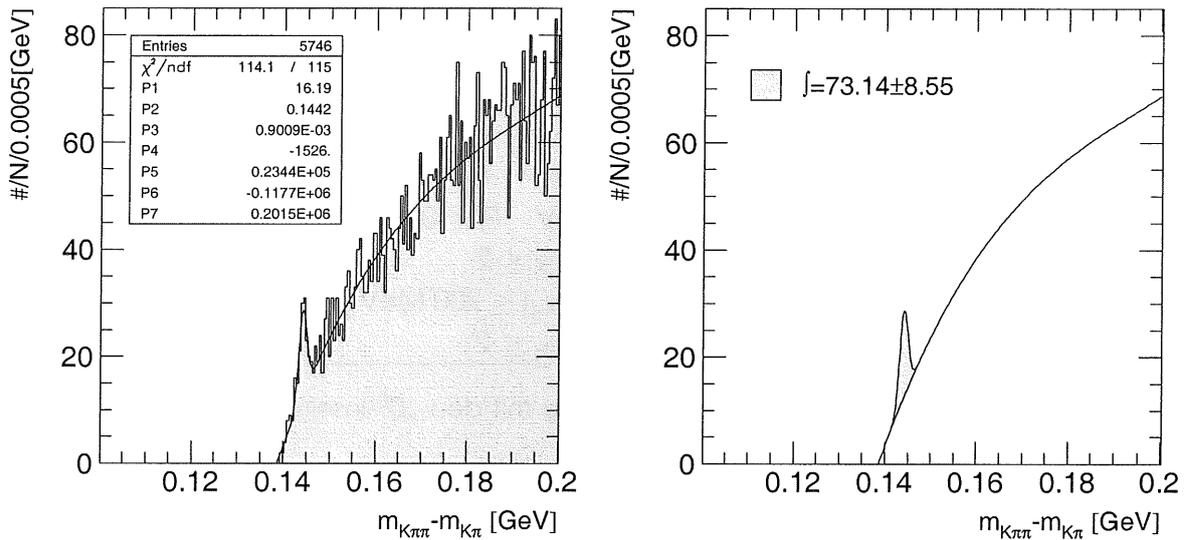


Abbildung 3.27: (links) Invariante Massendifferenz von D^{*+} -Kandidaten mit einem GP3-Fit und (rechts) die Darstellung des Fits mit dem Flächeninhalt der Gaußglocke.

trolle dient Abbildung 3.29. Hierin ist das Ergebnis des Fitverfahrens für zwei verschieden große D^0 -Seitenbänder aufgetragen. Die Parameter P_1 , P_2 und P_3 wurden in beiden Fällen nicht festgehalten oder eingeschränkt. Die angegebenen Parameterwerte¹⁷ sind die, bei denen das Minuit-Fit-Paket ein stabiles Minimum gefunden hat.

Das zur Verfügung stehende D^0 -Seitenband ist aufgrund der durchgeführten Vorselektion und der aufgezeigten Schwierigkeiten natürlich nicht frei von wahren D^0 -Mesonen, was zu der gegenüber dem Fit verstärkten Anhäufung im Bereich der D^{*+} -Zerfälle in Verbindung mit dem größeren D^0 -Seitenband führt (Abbildung 3.29 links). Schränkt man den Bereich des D^0 -Seitenbandes weiter ein, so verschwindet diese Anhäufung (siehe Abbildung 3.29 rechts).

Um zu untermauern, daß es sich bei dem D^{*+} -Signal nicht um ein Artefakt handelt, ist in Abbildung 3.30 die transversale Impulsverteilung der D^{*+} -Kandidaten aufgetragen. In den $H1$ -Daten wird der transversale Impuls derjenigen Resonanzen aufgetragen, die innerhalb einer 3σ -Breite um das gefittete Maximum des D^{*+} -Signals liegen¹⁸. Für den Untergrund werden alle diejenigen Kombinationen verwendet, die außerhalb einer 4σ -Breite um die Anhäufung liegen¹⁹. Dies wird ebenfalls mit den D^{*+} -Kandidaten aus dem γ GF-Datensatz unter Anwendung der selben kinematischen Schnitte und einem vergleichbaren D^0 -Bereich durchgeführt. Da der Untergrundverlauf für die Daten bereits durch den Fit bekannt ist, wird für die MC-Daten zusätzlich ein Fit aufgenommen, um durch numerische Integration die Anzahl der Untergrundereignisse bestimmen zu können. Der exponentielle Abfall ist bereits in den unkorrigierten Verteilungen für alle vier

¹⁷Eine negative Breite einer Gaußglocke tritt auf, wenn der Gauß-Fit kein gutes Minimum ergibt und die Fit-Funktion aus einer Gaußglocke und einem Polynom besteht ohne die Variation der Breite explizit auf positive reelle Werte zu beschränken.

¹⁸helle Schraffur und schwarze Sterne in der P_T -Verteilung (Abbildung 3.30)

¹⁹dunkle Schraffur und helle Punkte in der P_T -Verteilung (Abbildung 3.30)

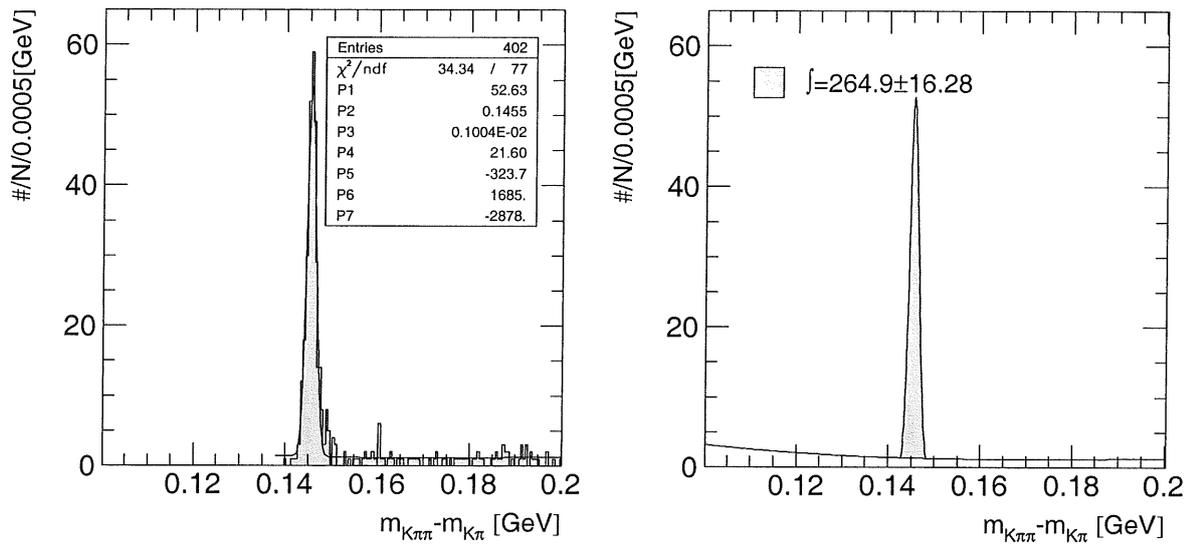


Abbildung 3.28: (links) Invariante Massendifferenz von MC- D^{*+} -Kandidaten aus dem D^{*+} -Datensatz mit einem GP3-Fit und (rechts) die Darstellung des Fits mit dem Flächeninhalt der Gaußglocke.

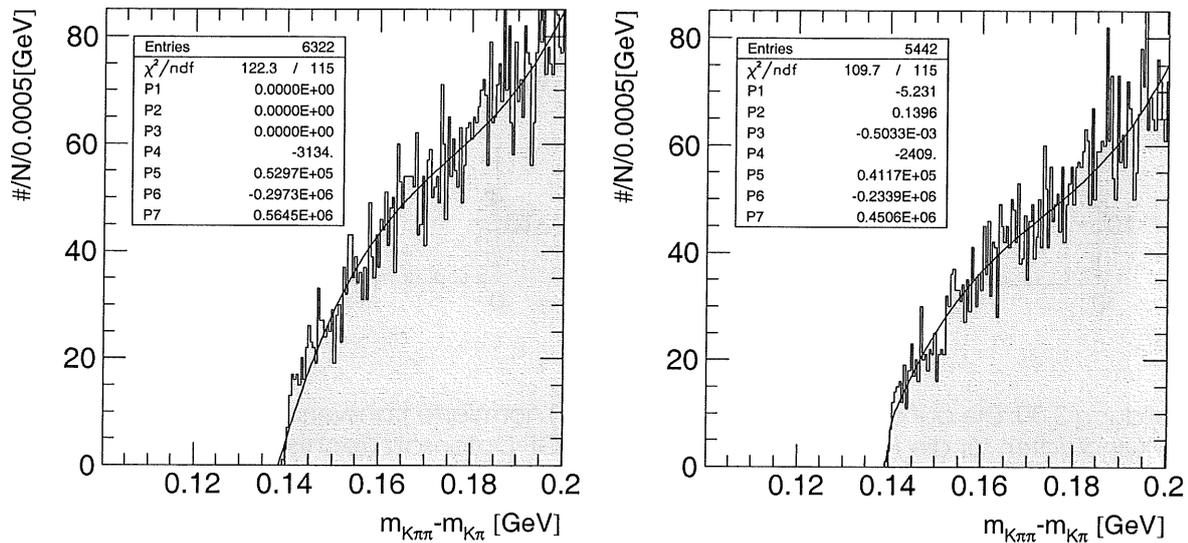


Abbildung 3.29: (links) Invariante Massendifferenz von D^{*+} -Kandidaten aus dem Seitenband des D^0 -Mesons ($m_{K\pi} = 1.899 \pm 0.015$ GeV) mit einem GP3-Fit, (rechts) dieselbe Darstellung, mit einem weiter reduzierten D^0 -Seitenband ($m_{K\pi} = 1.901 \pm 0.012$ GeV).

Datensätze gut zu erkennen, für die „wahren“ Teilchen ist er sowohl in den MC-Daten als auch in den $H1$ -Daten zu größeren transversalen Impulsen hin verschoben. Auch wird in diesen Verteilungen bereits das Maximum der P_T -Verteilung für die D^{*+} -Kandidaten, wie von der Theorie vorhergesagt, im Bereich von 1... 1.5 GeV richtig wiedergegeben. Der Verlauf der Signalpunkte ist in den $H1$ -Daten gegenüber den MC-Daten aufgrund

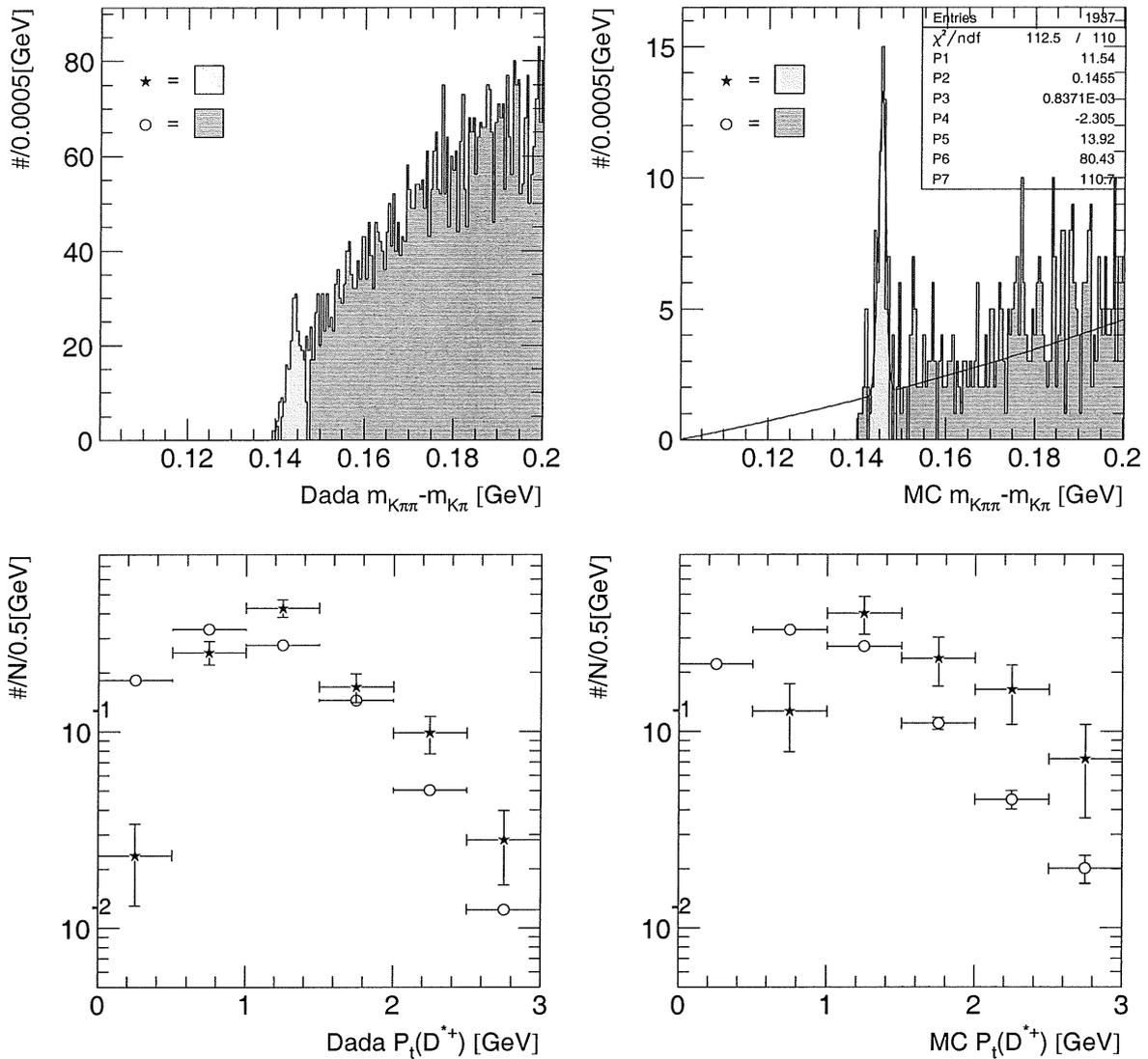


Abbildung 3.30: Die auf die jeweilige Ereigniszahl (N) normierte transversale Impulsverteilung der D^{*+} -Kandidaten für die $H1$ -Daten (links) und den γ GF-Datensatz (rechts).

der größeren Untergrunddatenmenge diesem natürlich ähnlicher. Für größere Werte des Transversalimpulses wird eine gegenüber dem exponentiellen Abfall erhöhte Rate erwartet. Dieser Bereich ist in der zur Verfügung stehenden Datenmenge nicht zugänglich, da die Verteilung in diesem Bereich noch keine Datenpunkte enthält.

Eine numerische Integration liefert im Falle der $H1$ -Daten ca. 65 Untergrundereignisse innerhalb der 3σ -Breite. Für die MC-Daten sind es ca. 9 Untergrundereignisse unter den gleichen Bedingungen. Subtrahiert man die Form der Kontinuumsverteilungen entsprechend gewichtet von den Verteilungen für die D^{*+} -Kandidaten, so erhält man die auf den Untergrund korrigierte P_t -Verteilung aus Abbildung 3.31. Der Verlauf der $H1$ -Daten stimmt im Rahmen des statistischen Fehlers gut mit den MC-Daten überein.

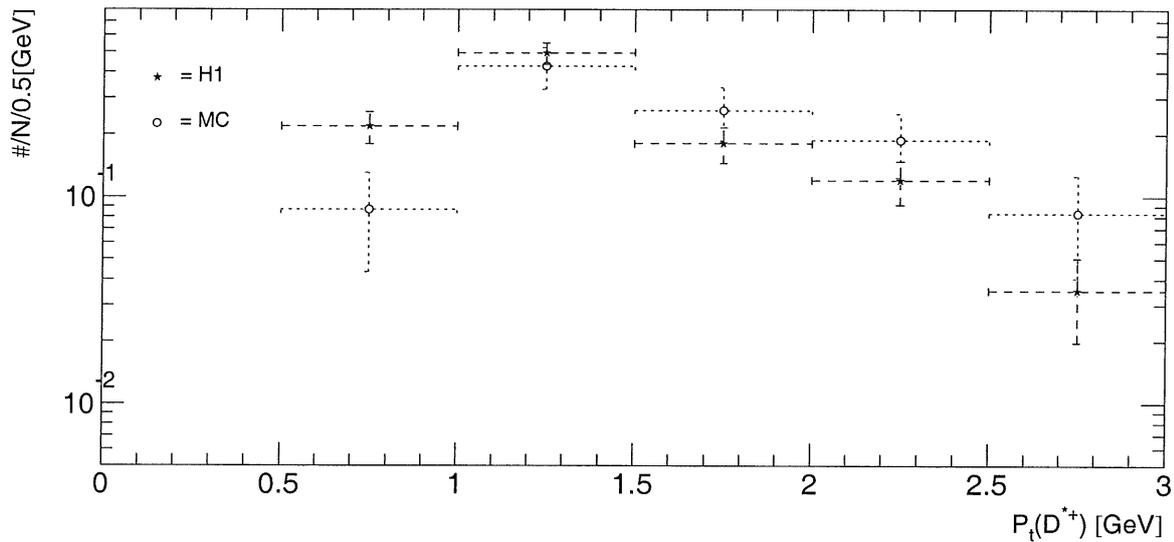


Abbildung 3.31: Die Untergrund korrigierte transversale Impulsverteilung der D^{*+} -Kandidaten für die $H1$ -Daten (Sterne) und den γ GF-Datensatz (Punkte).

Rekonstruktionseffizienz

Wie bereits in der Einleitung dieses Kapitels ausgeführt, sollen nun einige Worte zur Rekonstruktionseffizienz der D^{*+} -Mesonen erfolgen, wozu vor allem die Abbildungen 3.27 und 3.28 als Grundlage dienen. Von den 5440 Ereignissen im MC- D^{*+} -Datensatz werden unterhalb der Gaußglocke 264.9 ± 16.28 durch Integration ermittelt. Dabei werden die finalen Schritte der Tabelle 3.3 angewendet. Da von der physikalischen Existenz nur eines D^0 -Mesons auszugehen ist, wird die Breite des D^0 -Fensters in den MC-Daten zu ± 10 MeV gesetzt. Damit erhält man für einen ansonsten idealen Detektor, der jedes Ereignis auch triggert, eine Rekonstruktionseffizienz von $R = (264.9 \pm 16.28)/5440 = 0.04869 \pm 0.00299$. Durch den Ausfall mehrerer Sektoren in den CJC-Kammern, der in den MC-Daten nicht mit simuliert wurde, ergibt sich ein Verlust von ca. $15 \pm 10\%$. Nach Sichtung der Ereignisse und Abschätzung der Triggereffizienz, die eine Datennahme der jeweiligen Ereignisse veranlaßten, liegt die abgeschätzte mittlere Triggereffizienz für die D^{*+} -Kandidaten der $H1$ -Daten bei $50 \pm 25\%$. Zusammen ergibt dies für die grobe Abschätzung der Rekonstruktionseffizienz einen Wert von $R = (2.1 \pm 1.1) \times 10^{-2}$. Wendet man dies auf die Ereignisse im D^{*+} -Signal an, so erhält man 3534 ± 1874 Ereignisse, die erzeugt werden müssen, um dieses Signal zu erhalten. Da die 5440 MC-Ereignisse 1.5 pb^{-1} entsprechen, erhält man als Abschätzung des totalen γ GF-Wirkungsquerschnittes ca. $970 \pm 520 \text{ nb}$. Dieser Wert liegt über dem, welcher der Monte-Carlo-Studie zugrunde liegt, überlappt aber mit dessen Fehler. Weiterhin unberücksichtigt bleiben Faktoren, die zu einem geringeren Wirkungsquerschnitt führen. Dazu zählen vor allem Ereignisse, die Mehrfacheinträge hervorrufen. In der zugrundeliegenden Analyse können Ereignisse zwar nur doppelt gezählt werden, aber für eine genauere Analyse zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts darf dieser Einfluß nicht unberücksichtigt bleiben. Die größte Unsicherheit im angegebenen Fehler hat ihren Ursprung in der Bestimmung der Triggereffizienz. Da die $H1$ -Kollaboration

inzwischen eine andere Generation der DST's unterstützt, in der sich die Beschreibung der auf den Hauptvertex gefitteten Spuren grundlegend geändert hat, ist es unmöglich geworden, die Triggereffizienzen für die einzelnen Ereignisse der DST1-Generation zu bestimmen. Insgesamt liefert diese Abschätzung ein Ergebnis, welches in das theoretische Umfeld paßt und einen höheren Wirkungsquerschnitt als 600 nb^{-1} vermuten läßt.

Kapitel 4

Zusammenfassung

Diese Arbeit untersucht die Erkennbarkeit von Ereignissen mit offenem Charm mittels des *H1*-Detektors. Zunächst wurde daher mittels der Theorie des Standardmodells motiviert, weshalb derartige Ereignisse neben anderen ein besonders Interesse verdienen. Dazu wurde im ersten Kapitel zunächst ein historischer Überblick und eine Einführung in die Physik des Standardmodells im Allgemeinen, sowie über das physikalische Potential der Beschleunigungsmaschine *HERA* in Bezug auf die Erzeugung schwerer Quarks im Besonderen gegeben.

Danach erfolgte die Vorstellung der *HERA*-Maschine und des *H1*-Experimentes mit seinen für die vorliegende Analyse relevanten Parametern und Eigenschaften.

Im Anschluß daran stand die Untersuchung der Besonderheiten der D^{*+} - und D_s^{*+} -Zerfälle im Vordergrund. Dabei galt es, die Kinematik der im Detektor sichtbaren Zerfallsprodukte zu analysieren. Es ergab sich das Problem, daß Kinematik und Topographie der Ereignisse mit offenen Charm aufgrund des für diese Ereignisse typischen niedrigen Impulübertrages Q^2 bei *H1* in einem für die Detektoreigenschaften ungünstigen Bereich liegen. So ist zum Beispiel die untere Nachweisschwelle des Energiemeßgerätes von ca. 1 GeV zu hoch, um bei der Teilchenerkennung zu helfen, insbesondere der Unterscheidung von Leptonen und Hadronen. Der Grund dafür ist die Unsichtbarkeit vieler Einzelspuren aus *D*-Meson-Zerfällen innerhalb des Kalorimeters. Eine Identifizierung mittels des spezifischen Energieverlustes funktioniert aufgrund der Impulsverteilungen der Zerfallsprodukte gerade nicht mehr oder ist aus konstruktiven Gründen ausgeschlossen. So bleiben als Lösungsweg nur die Besonderheiten im kinematischen Verhalten der Zerfallsprodukte, um die gewünschten Mesonen anzureichern. Der Erfolg dieses Konzeptes wurde für die Monte-Carlo-Studie, die vor dem Hintergrund einer erwarteten integrierten Jahresluminosität von 100 pb^{-1} entstand, sehr eindrucksvoll in beiden untersuchten Zerfallskanälen dargelegt. Für die Datenanalyse stellt sich das Problem, daß nach zwei Jahren Strahlzeit die erwarteten 200 pb^{-1} nicht realisiert wurden. Nach dem zweiten Betriebsjahr von *HERA* verfügt *H1* nur über eine Datenmenge, die einer integrierten Luminosität von $\approx 350 \text{ nb}^{-1}$ entspricht. Trotzdem gelang es, für den D^{*+} -Kanal ein signifikantes Signal zu extrahieren. Weitergehende physikalische Analysen des D^{*+} -Signals schließen einen Artefakt aus. Eine Abschätzung des totalen Boson-Gluon-Fusions-Wirkungsquerschnitts liefert ein Ergebnis von $970 \pm 520 \text{ nb}$, was mit den theoretischen Erwartungen gut übereinstimmt. Da der Phasenraum des untersuchten Zerfalls des D_s^{*+} -Mesons nicht

so stark eingeschränkt ist wie der des D^{*+} -Mesons und somit eine wichtige Zwangsbedingung in diesem Kanal entfällt, konnte auf der Basis der verfügbaren Daten hier keine Sichtbarkeit ermittelt werden. Da erste Hinweise auf eine solche Signatur vorhanden sind, sollte eine Beobachtung dieses Zerfalls mit $H1$ kein Problem mehr bilden, sobald die ursprünglich erhoffte Datenmenge zur Verfügung steht. Dabei empfiehlt es sich, alle Ereignisse mit weichen, konvertierten Photonen zu speichern und gezielt nach Mesonen mit Charm zu durchsuchen, da kinematische Schnitte allein die physikalische Verwertbarkeit der abgetrennten Ereignisse zu stark einschränken.

Abschließend ist somit hervorzuheben, daß die vorliegende Arbeit trotz aller aufgezeigten Schwierigkeiten die Rekonstruierbarkeit von Ereignissen mit offenem Charm und vor allem deren Abtrennbarkeit von anderen physikalischen Ereignissen bei $H1$ belegt. Damit ist die Grundlage geschaffen, in den folgenden Strahlzeiten von $H1$ wissenschaftliches Neuland zu erschließen und Antworten auf bisher ungeklärte Fragen des Standardmodells zu geben.

Literaturverzeichnis

- (Bar91) F. Barreio et al., Proceedings of the Workshop PHYSICS AT HERA, Hamburg 1991, *Gluon density determination from open charm events at Hera*
- (Bau87) U. Baur, J. J. van der Bij, CERN-TH.4875/87 (1987)
- (Bür87) J. Bürger et. al., H1-TR200, Hamburg 1987; *Technical Progress Report: The Central Jet Chamber of the H1-Detector at HERA*
- (Bür89) J. Bürger et. al., NIM A279 (1989) 217-222; *The Central Jet Chamber of the H1-Detector at HERA*
- (CDF94) CDF Collaboration, FERMILAB-PUB-94/097-E, CDF/PUB/TOP/PUBLIC/2561; *Evidence for Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*
- (Fee) D. Feecken, Doktorarbeit Hamburg (in Vorbereitung).
- (Fel77) G. J. Feldman et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1313; *Observation of the Decay $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$*
- (Gel94) A. Gellrich, Doktorarbeit Hamburg 1994 (in Vorbereitung).
- (Eic87) R. A. Eichler, Z. Kunszt, ETHZ-IMP P/88-1 (1988)
- (Egl93) S. Egli, Private Mitteilungen, Frühjahr 1993
- (Ell88) R. K. Ellis, Z. Kunszt, Nucl. Phys. B303 (1988) 633
- (Fey72) R. P. Feynman, New York NY 1972: *Photon-Hadron-Interactions*
- (Glü87) M. Glück, R. M. Godbole, E. Reya, DO-TH-87/17 (1987)
- (H1DET) H1-Kollaboration DESY Hamburg 1993; *The H1 detector at HERA*
- (H1F91-92) F. Ould-Saada, H1-Note H1-05/91-173, H1-11/91-199, H1-11/91-200, DESY 91-138; S. Egli, C. Grab, F. Ould-Saada, H. Simma, D. Wyler, *Physics with D-Mesons*, ETHZ-IMP PR/91-1 or H1-Note H1-02/92-211
- (H1P86) H1-Kollaboration DESY Hamburg 1986; *Technical Proposal for the H1 Detector*
- (H1T87) H1-Kollaboration DESY Hamburg 1987; *Technical Progress Report 1987*

- (H1T88) H1-Kollaboration DESY Hamburg 1988; *Technical Progress Report 1988*
- (H1T89) H1-Kollaboration DESY Hamburg 1989; *Technical Progress Report 1989*
- (H1T90) H1-Kollaboration DESY Hamburg 1990; *Technical Progress Report 1990*
- (Hal82) F. Halzen; *Proceedings of the 21st. International Conference on High Energy Physics, Paris (1982)*
- (PSc90) P. Schmüser, *Physikalische Blätter*, Band 46, Nr. 12 (1990)470–474 *Zur Fertigstellung von HERA.*
- (Ing88) G. Ingelmann, G. A. Schuler, DESY 88-020 (1988) *Characteristics of heavy flavour production in ep collisions*
- (Ley92) C. Ley, H1-Note H1-04/92-223, Hamburg 1992; *Reconstruction of D^{*0} with H1*
- (Ley94) C. Ley, Private Mitteilungen, Doktorarbeit an der RWTH-Aachen, Aachen 1994; *Untersuchungen zur Rekonstruktion des radiativen D^{*0} Zerfalls im H1 Experiment*
- (Buc92) DESY 1992 Edited by W. Buchmüller and G. Ingelmann *Proceedings of the Workshop PHYSICS AT HERA October 29-30, 1991, Vol. 1, S. 1*
- (Paw94) H. Pawletta, Private Mitteilungen, Diplomarbeit III. Physikalisches Institut B RWTH Aachen (1994) *Optimierung des Φ -Signals in den Daten des H1-Detektors*
- (PDG92) Particle Data Group; *Particle Properties Data Booklet June 1992*
- (Rie93) M. Rietz, H1-Note H1-03/93-272, Hamburg 1993; *Reconstruction of D_s^\pm with the H1-Detector*
- (SAH94) N. Sahlmann, Private Mitteilungen, Doktorarbeit an der RWTH-Aachen, Aachen 1994; *Untersuchungen zum Nachweis schwerer Hadronen mit Charm im H1-Detektor*
- (Soft) Alle Analysen wurden auf den Rechnern der Aachener Physik Institute vorgenommen. Dazu wurden die Programme der H1-Kollaboration sowie ungezählte Programme der „Free Software Foundation“ benutzt.
- (Sch88) G. A. Schuler, *Nucl. Phys.* B299 (1988) 21
- (RSc89) R. H. Schindler, Hrsg. A. Ali, P. Söding, World Scientific Singapore 1989, *Recent Results on the Charm Sektor, High Energy Electron-Positron Physics*
- (TRI81) H. Trilling, *Physik Reports* 75, No.2 (1981) 57–24, *The Properties of Charmed Particles*
- (Wol86) G. Wolf DESY-86-089 Hamburg August 1986; *HERA: Physics, Machine and Experiments*

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die $q\bar{q}$ Kombinationen der u -, d -, s - und c -Quarks ergeben das $SU_F(4)$ -Hexadekuplett der (a) Pseudoskalar- und (b) Vektormesonen (PDG92).	7
1.2	Boson-Gluon Fusions Feynmangraph in niedrigster Ordnung der QCD zur Erzeugung von Quark-Antiquark Paaren.	12
2.1	Der HERA-Speicherring und die Vorbeschleuniger am DESY (PSc90)	19
2.2	Isometrische Ansicht des H1-Detektors. Gesamtgewicht 2800 t ; Abmessungen: 12 m \times 10 m \times 15 m(H1P86)	21
2.3	Seitenansicht des H1-Spurkammersystems und des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters sowie der Szintillatoren des Flugzeitvetos (Bür87).	24
2.4	Radialansicht des zentralen H1-Spurkammersystems (Bür87).	25
3.1	Die Korrelation des Polarwinkels Θ und des Impulses für die D^{*+} -Mesonen.	32
3.2	Die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen für das „langsame“ Pion aus dem Zerfall des D^{*+} -Mesons auf der Grundlage des D^{*+} -Datensatzes.	33
3.3	Die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen für das Kaon und Pion aus dem Zerfall des D^0 -Mesons. Ermittelt aus dem D^{*+} -Datensatz.	34
3.4	Die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen des D^{*+} -Mesons.	35
3.5	„Ideale“ invariante Masse für $m_{K\pi}$ mit einem gefitteten Mittelwert $\langle m_{K\pi} \rangle = 1.8621$ GeV bei einer Auflösung von $\sigma_{m_{K\pi}} = 21.3$ MeV; „ideale“ Massendifferenz $m_{K\pi\pi} - m_{K\pi}$ mit einem gefitteten Mittelwert $\langle m_{K\pi\pi} - m_{K\pi} \rangle = 145.45$ MeV und einer Auflösung von $\sigma_{\Delta m} = 1.03$ MeV. Diese Histogramme sind aus dem D^{*+} -Datensatz gewonnen.	35
3.6	Die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen für die Kaonen und das Pion aus der Zerfallskaskade des D_s -Mesons, ermittelt aus dem D_s^{*+} -Datensatz.	37
3.7	Die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen des D_s -Mesons.	38
3.8	Die Abhängigkeit des Polarwinkels Θ der Kaonen aus dem Φ -Zerfall in Korrelation mit deren Impuls ermittelt aus dem D_s^{*+} -Datensatz (links) im Vergleich mit der dE/dX -Information gegen den Teilchenimpuls auf der Grundlage der im Herbst '93 aufgezeichneten Daten.	38
3.9	Die Korrelation des Öffnungswinkels KK der Kaonen aus dem Φ -Zerfall mit ihrem Impuls im Vergleich mit der Korrelation der lorentzinvarianten ΔR gegen den Kaonimpuls (auf der Grundlage des D_s^{*+} -Datensatzes).	39

3.10 Die „ideale“ invariante Masse für $m_{KK}(\Phi)$ mit einem gefitteten Mittelwert $\langle m_{KK} \rangle = 1.020$ GeV bei einer Auflösung von $\sigma_{m_{KK}} = 2.98$ MeV sowie die „ideale“ Masse $m_{KK\pi}$ mit einem gefitteten Mittelwert $\langle m_{KK\pi} \rangle = 1.9708$ GeV und einer Auflösung von $\sigma_{m_{KK\pi}} = 12.43$ MeV. Diese Histogramme sind aus dem D_s^{*+} -Datensatz gewonnen.	39
3.11 Ein MC-Ereignis aus dem D_s^{*+} -Datensatz, bei dem die drei geladenen Spuren des D_s -Mesons deutlich von der Fragmentation des anderen Quarks getrennt sind.	40
3.12 Vergleich der Spurmultiplicitäten unter Anwendung der ersten Schnittparameter aus Tabelle 3.1 . Die Histogramme wurden jeweils auf die Ereigniszahl (N) normiert.	42
3.13 Massendifferenz (links D^{*+}) und Masse (rechts D_s) unter Anwendung der ersten Schnittparameter aus Tabelle 3.1 auf der Grundlage des γ GF-Datensatzes.	43
3.14 Massendifferenz (links D^{*+}) und Masse (rechts D_s) unter Anwendung der allgemeinen Schnittparameter aus Tabelle 3.2 auf der Grundlage des γ GF-Datensatzes. Für das Massenfenster um die D^0 -Masse wird abweichend von der Tabelle eine Breite von 25 MeV gewählt.	46
3.15 Signaturtests: Massendifferenz (links D^{*+}) und Masse (rechts D_s) unter Anwendung der allgemeinen Schnittparameter aus Tabelle 3.2 auf der Grundlage des γ GF-Datensatzes. Die Massenfenster entsprechen den im Text erwähnten „Antifenstern“.	46
3.16 Vergleich der Spurmultiplicitäten unter Anwendung der allgemeinen Schnittparameter aus Tabelle 3.2 . Die Histogramme wurden jeweils auf die Ereigniszahl (N) normiert.	47
3.17 Massendifferenz (D^{*+} links) und Masse (D_s rechts) unter Anwendung der allgemeinen Schnittparameter aus Tabelle 3.2 auf der Grundlage des $H1$ -Datensatzes.	48
3.18 Normierter mittlerer Energieverlust aufgetragen gegen p (links) und $1/p^2$ (rechts). Die eingetragenen Linien sind die Funktionen f_1, \dots, f_3	50
3.19 (links) Invariante Masse des KK -Systems (Φ) und (rechts) des $KK\pi$ -Systems (D_s) unter Anwendung der allgemeinen Schnittparameter aus Tabelle 3.2 auf der Grundlage des Kaon-Datensatzes.	51
3.20 (links) Invariante Masse des KK -Systems (Φ) und (rechts) des $KK\pi$ -Systems (D_s) unter Anwendung der Kaonidentifizierung auf den Spuren des Φ . In der rechten Figur wird zusätzlich $m_{KK} = m_\Phi \pm 10$ MeV gefordert.	51
3.21 (links) Invariante Masse des KK -Systems (Φ) und (rechts) des $KK\pi$ -Systems (D_s) unter Anwendung der Kaonidentifizierung auf den Spuren des Φ und der allgemeinen Schnittparameter. In der rechten Figur wird $m_{KK} = m_\Phi \pm 10$ MeV gefordert.	52
3.22 (links) Invariante Masse $m_{K\pi}$ sowie (rechts) die invariante Massendifferenz Δm erstellt mit der Kaonidentifizierung ohne weitere Schnitte.	53
3.23 Invariante Masse des $K\pi$ -Systems (rechts) bei einer Massendifferenz zu dem $K\pi\pi$ -System von 144.5 ± 0.5 MeV. Zur Kontrolle die Massendifferenz ergänzt mit einem P3-Fit (links).	54

3.24 Die Korrelation der D^0 -Masse und -Breite in ihrer Wirkung auf ein D^{*+} -Signal	55
3.25 Die Massendifferenz für die ausgewählten D^0 -Bereiche (oben) und (unten rechts) eines Kontrollbereiches (D^0 -Seitenband) in Verbindung mit den Schnitten der Tabelle 3.3	56
3.26 Abweichung der D^{*+} -Rate von der allgemeinen Ereignisrate während der Laufzeit.	57
3.27 (links) Invariante Massendifferenz von D^{*+} -Kandidaten mit einem GP3-Fit und (rechts) die Darstellung des Fits mit dem Flächeninhalt der Gaußglocke.	58
3.28 (links) Invariante Massendifferenz von MC- D^{*+} -Kandidaten aus dem D^{*+} -Datensatz mit einem GP3-Fit und (rechts) die Darstellung des Fits mit dem Flächeninhalt der Gaußglocke.	59
3.29 (links) Invariante Massendifferenz von D^{*+} -Kandidaten aus dem Seitenband des D^0 -Mesons ($m_{K\pi} = 1.899 \pm 0.015$ GeV) mit einem GP3-Fit, (rechts) dieselbe Darstellung, mit einem weiter reduzierten D^0 -Seitenband ($m_{K\pi} = 1.901 \pm 0.012$ GeV).	59
3.30 Die auf die jeweilige Ereigniszahl (N) normierte transversale Impulsverteilung der D^{*+} -Kandidaten für die $H1$ -Daten (links) und den γ GF-Datensatz (rechts).	60
3.31 Die Untergrund korrigierte transversale Impulsverteilung der D^{*+} -Kandidaten für die $H1$ -Daten (Sterne) und den γ GF-Datensatz (Punkte).	61

Tabellenverzeichnis

1.1	Die vier Grundkräfte in der Übersicht	5
1.2	Die Elementarteilchen des Standardmodells. Antiteilchen und der Farbfreiheitsgrad wurden nicht berücksichtigt (PDG92) (t -Masse(CDF94)).	7
1.3	Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix folgt dem hier angedeuteten Verhalten, wobei $s = \sin \theta_c \approx 0.22$ der aus myonischen K - und π -Zerfällen gut bekannte Cabibbo-Winkel ist (PDG92).	9
2.1	Die wichtigsten Konstruktionsparameter von HERA am DESY (Buc92)	20
2.2	Die Eigenschaften des $H1$ -Luminositätssystems, bestehend aus dem Elektronfagter und dem Photondetektor (H1DET).	23
2.3	Die Parameter des zentralen Spurkammersystems (H1DET)	26
3.1	Erste Schnittparameter zur Selektion von D^{*+} - und D_s -Kandidaten.	42
3.2	Allgemeine Schnittparameter zur Vorselektion von D^{*+} - und D_s -Kandidaten.	45
3.3	Finale Schnittparameter in Verbindung mit den „ D^0 -Inseln“ zur Selektion von D^{*+} -Ereignissen.	57

Glossar

γ **GF** — Gamma-**G**luon-**F**usion

BEMC — **B**ackward-**E**lectro-**M**agnetic-**C**alorimeter

CC — **C**harged **C**urrent

CIP — **C**entral-**I**nn-**P**roportional-Chamber

CIZ — **C**entral-**I**nn-**Z**-Chamber

CJC1 — **C**entral-**J**et-**C**hamber-**1** \equiv inner

CJC2 — **C**entral-**J**et-**C**hamber-**2** \equiv inner

CTD — **C**entral-**T**racking-**D**etector

DCA — **D**istance-of-**C**losest-**A**proach

DESY — **D**eutsches-**E**lektronen-**S**ynchrotron

DST — **D**ata **S**ummary **T**apes

ET — **E**lectron **T**agger

FTD — **F**orward-**T**racking-**D**etector

H1SIM — Programm zur detaillierten Simulation generierter Ereignisse

H1REC — Programm zur Rekonstruktion physikalischer Parameter aus der Detektorantwort auf ein Ereignis

H1PHAN — **H1-Physics-Analysis**

HERA — **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

L1 — erste Triggerstufe

L2 — zweite Triggerstufe (noch nicht realisiert)

L3 — dritte Triggerstufe (noch nicht realisiert)

L4 — vierte Triggerstufe

LAr von **L**iquid-**A**rgon für Flüssigargon

MC — **M**onte **C**arlo

NC — **N**eutral **C**urrent

PD — **P**hoton **D**etector

PETRA — **P**ositron-**E**lektron-**T**andem- **R**ing-**A**nlage

POT — **P**hysics Events **O**n **T**ape

Protonjet — Fragmente des Protonrestes

PYTHIA56 — Ereignisgenerator

Stromjet — Fragmente des Austauschteilchens

Index

— B —

Baryonen, 6
BEMC, 23

— C —

CC, 11
CIP, 24
CIZ, 24
CJC1, 24
CJC2, 24
COP, 24
COZ, 24
CTD, 23

— D —

DCA, 25
DESY, 1, 19–20, 28, 30–31, 65–66, 71
DST, 28

— E —

Elektron-tagger, 43
ET, 23, 43, 55

— F —

FTD, 23

— G —

globale Symmetrie, 7

— H —

H1, 1–2, 16, 19–31, 33, 35, 39–40, 44,
47–48, 50, 52–53, 57–61, 63–64,
66, 71, 76

H1PHAN, 30

H1REC, 31

H1SIM, 31

Hadronen, 6

HERA, 1–3, 10, 12–13, 15, 17, 19–20, 22,
26, 35, 39, 47, 63, 65, 71

— L —

LAr, 22

Leptonen, 6

lokale Symmetrie, 7

Luminosität, 23

— M —

Meson, 6

— N —

NC, 11

Neutrinos, 6

— P —

Partonmodell, 11

PD, 23

PETRA, 20

POT, 28

Protonjet, 11

PYTHIA56, 30

— Q —

Quark, 6
QCD, 5, 9-12
QED, 5, 8-10

— S —

Spurmultiplizität, 41
Stromjet, 11
Symmetrie, 6
Symmetrie, globale, 7
Symmetrie, lokale, 7

— V —

Valenzquarkmodel, 6

— W —

Weizäcker-Williams-Approximation, 13

— Z —

z-Richtung, 13
ZEUS, 1, 20, 22

Lebenslauf

7. 2. 1962 geboren in Hilden
1968 – 1972 Besuch der kath. Grundschule Klauberg in Solingen
1972 – 1978 Besuch der Städt. Theodor Heuss Realschule Solingen
1978 – 1981 Besuch des Städt. Gymnasium Schwertstraße Solingen
Juni 1981 Abitur
Okt. 1981 – Sep. 1983 Soldat der Bundeswehr
Oktober 1983 Beginn des Studiums der Physik an der RWTH-Aachen
Oktober 1985 Diplom-Vorprüfung Physik
März 1990 Diplom-Prüfung Physik
Seit April 1990 Wissenschaftlicher Angestellter am III. Physikalischen Institut B (Prof. G. Flügge), Mitglied der H1-Gruppe am DESY in Hamburg, Vorbereitung der Promotion

Danksagung

Den Referenten Prof. Dr. G. Flügge, an dessen Institut diese Arbeit entstanden ist, sowie Dr. W. Struczinski, gilt mein besonderer Dank.

Einen wichtigen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit gab die Arbeitsumgebung der Aachener $H1$ -Charmgruppe. Diskussionen und Anregungen mit Freunden und Kollegen gaben wichtige Anstöße auf der Jagd nach den Charm-Mesonen im $H1$ -Detektor. Meinen Mitdoktoranden Christoph Ley, dessen unermüdlicher Einsatz um die $H1$ - und andere Software das Wirken sehr erleichtert hat, und Norbert Sahlmann, der mir in PAW-Fragen als Bürokollege stets zu Hilfe war, sowie auch allen Kollegen und Institutsangehörigen danke ich für die Zusammenarbeit.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Rolf Steinberg und allen die in Software- und Rechnerfragen immer kompetente Ansprechpartner waren.

Korrektur gelesen haben Dr. Herbert Gräßler, Christoph Ley, Folke Nörtemann, Norbert Sahlmann, Dr. Reiner Schulte und Dr. Matthias M. Weber.

Darüber hinaus bedanke ich mich herzlichst bei meiner Frau Folke Nörtemann, sowie Christopher Wiebusch, meinen Eltern Christa und Johann Rietz, meinen Freunden und denen die sich vergessen fühlen für das mir entgegengebrachte Verständnis während der Anfertigung dieser Arbeit.