Untersuchungen zur Rekonstruktion von ϕ-Mesonen mit dem H1-Detektor

von
Hardy Pawletta

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

im August 1994

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

Zusammenfassung

In Elektron-Proton-Kollisionen am Speicherring HERA werden im Prozeß der Photon-Gluon-Fusion unter anderem $D_s^{*\pm}$-Mesonen erzeugt. Zu ihrem Nachweis kann der Zerfallskanal $D_s^{*\pm} \rightarrow D_s^{\pm}\gamma \rightarrow \phi\pi^{\pm}\gamma \rightarrow K^{\pm}K^{\mp}\pi^{\pm}\gamma$ verwendet werden. In der vorliegenden Arbeit werden Möglichkeiten zur Identifikation der ϕ-Mesonen aus diesem Zerfallskanal vorgestellt. Dazu werden zwei Methoden der Teilchenidentifikation mit Hilfe der Energieverlustmessung sowie verschiedene kinematische und topologische Schnittkriterien untersucht. Durch die Anwendung der dargestellten Analyse auf H1-Daten von 1993 ist es gelungen, ein weitgehend untergrundfreies Signal von ϕ-Mesonen zu rekonstruieren.

Abstract

In electron-proton collisions at HERA $D_s^{*\pm}$-mesons are produced in photon-gluon fusion processes. The decay channel $D_s^{*\pm} \rightarrow D_s^{\pm}\gamma \rightarrow \phi\pi^{\pm}\gamma \rightarrow K^{\pm}K^{\mp}\pi^{\pm}\gamma$ can be used to identify these $D_s^{*\pm}$. This paper investigates the possibility of identifying ϕ-mesons via their decay to K^+K^- in the H1 detector. For this purpose two methods of identifying the kaons by their energy loss are presented. In addition event topologies and the kinematics of the decays are studied. The presented methods are applied to the H1 data taken in 1993; ϕ-mesons are reconstructed successfully.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Seit der Einführung des Quarkmodells von Gell-Mann und Zweig im Jahre 1964, das den Aufbau von Hadronen aus Quarks vorhersagt, sind viele Untersuchungen zur Substruktur von Hadronen, insbesondere des Protons unternommen worden. Erste Anzeichen für punktförmige Strukturen im Proton zeigten sich 1968 in Elektron-Proton-Streuexperimenten, die im SLAC[1] durchgeführt wurden. Bis heute haben viele Experimente versucht, die Verteilung von Quarks und Gluonen im Proton zu vermessen. Auch der Speicherring HERA soll mit den beiden Experimenten H1 und ZEUS zur Bestimmung der Gluondichte im Proton beitragen. Eine Möglichkeit, die Gluondichte im Proton zu bestimmen, benutzt den Nachweis von Mesonen mit Charm. Dabei kann z.B. der folgende Zerfallskanal verwendet werden.

$$D_s^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm} \rightarrow K^{\pm}K^{\mp}\pi^{\pm}$$

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von Methoden, die zu einer Rekonstruktion des ϕ-Mesons in diesem Zerfallskanal beitragen können.

Im ersten Kapitel wird zunächst ein kurzer Überblick über den Aufbau des Speicherringes HERA gegeben. Anschließend folgt eine Beschreibung einiger bei HERA geplanter physikalischer Untersuchungen und eine Erläuterung des H1-Detektors.
In Kapitel 2 wird der für die Rekonstruktion von ϕ-Mesonen verwendete Zerfallskanal vorgestellt. Es findet eine Untersuchung besonderer Eigenschaften des Kanals statt. Darüberhinaus wird die Motivation für die Zweiteilung der Analyse gegeben.
Zu Beginn des dritten Kapitels wird die Theorie der Energieverlustmessung erläutert. Anschließend beschäftigt sich dieses Kapitel mit dem Teil der Analyse, der auf der Basis von einer Teilchenidentifikation mit Hilfe der Energieverlustmessung in den zentralen Spurkammern arbeitet. Die erarbeitete Methode zur Rekonstruktion von ϕ-Mesonen wird auf die im Herbst 1993 mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten angewendet.
Das vierte Kapitel beschreibt den zweiten Teil der durchgeführten Analyse. An dieser Stelle werden kinematische und topologische Schnitte vorgestellt, die eine Reduktion des Untergrundes in dem untersuchten Zerfallskanal ermöglichen.
Das letzte Kapitel dieser Arbeit gibt eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse der untersuchten Methoden zur Rekonstruktion von ϕ-Mesonen sowie einen Ausblick auf weitere Untersuchungen.

[1] **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter

1. HERA und das H1-Experiment

1.1 Der Speicherring HERA

Der 6.3 km lange Speicherring HERA (**H**adronen **E**lektronen **R**ing **A**nlage) steht am **D**eutschen **E**lektronen **Sy**nchrotron (DESY) in Hamburg. Der Ring ist 1992 in Betrieb genommen worden. In ihm werden Elektronen auf eine Sollenergie von 30 GeV und Protonen auf eine Energie von 820 GeV beschleunigt. Damit ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von ca. 314 GeV. Um die gleiche Schwerpunktsenergie bei einem Experiment mit ruhendem Target zu erreichen, wäre eine Elektronenstrahlenergie von 52 TeV notwendig. HERA ist heute der einzige Elektronen-Protonen-Speicherring der Welt.
Abbildung 1.1 zeigt eine schematische Darstellung der Teilchenbeschleuniger am DESY. Um die Elektronen und Protonen auf die o.g. Energien zu beschleunigen, müssen verschiedene Komponenten benutzt werden.
Die Elektronen werden von LINAC I (Elektronen-Linac) vorbeschleunigt und dann in DESY II eingeschossen. Dieses Synchrotron verlassen die Elektronen mit einer Energie von 7.5 GeV, um danach durch ein Strahlführungssystem in den Speicherring PETRA II zu ge-

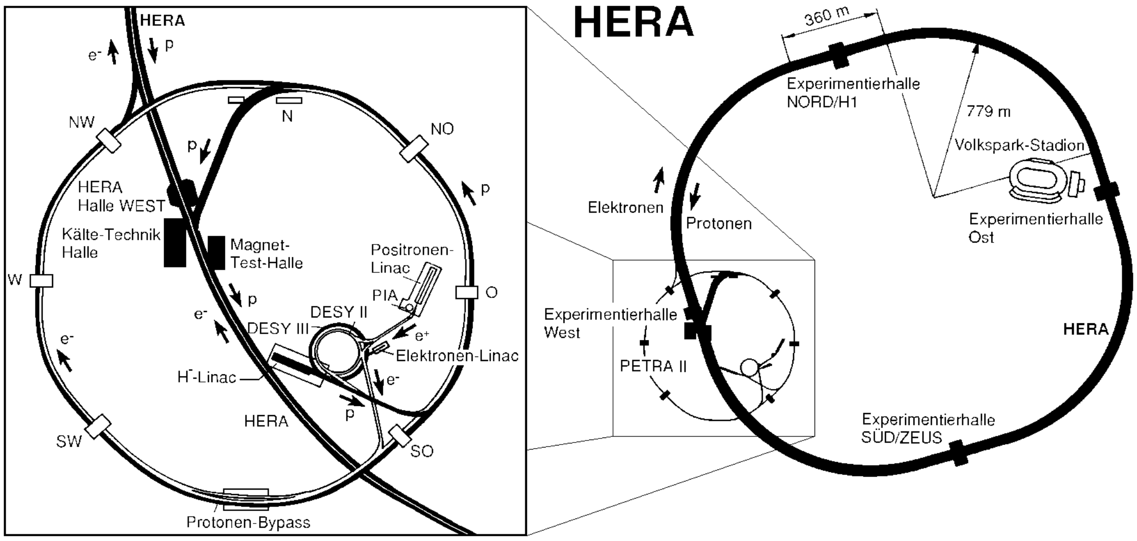


Abbildung 1.1: HERA, Speicherring in Hamburg

	p-Ring	e^--Ring	Einheit
Energie	820	30	GeV
Luminosität	1.5×10^{31}		$\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$
Anzahl bunches	210	210	
Bunchabstand	96	96	ns

Tabelle 1.1: Technische Daten von HERA

langen. Dort werden mehrere Elektronenpakete (sog. Bunche) gesammelt, ein weiteres Mal beschleunigt und anschließend mit einer Energie von 10 GeV in HERA injiziert.
Als Teilchenquelle und erster Beschleuniger für die Protonen dient der LINAC III (H^--Linac). Dort werden negativ geladene Wasserstoffionen mit einer Energie von 18 KeV auf 50 MeV vorbeschleunigt. Die Ionen werden anschließend über ein Strahlführungssystem zum Synchrotron DESY III geleitet. Beim Einführen der Wasserstoffionen in die Gleichgewichtsbahn von DESY III werden die Elektronen an einer sehr dünnen Aluminiumoxydfolie ($30\mu g/cm^2$) abgestreift. Nach einer weiteren Beschleunigungsphase in DESY III gelangen die so entstandenen Protonen ebenfalls in den Speicherring PETRA II. Dort werden mehrere Bunche gesammelt, bevor diese dann endgültig in HERA eingespeist werden. Der Speicherring PETRA II wird also nacheinander zum Akkumulieren und Vorbeschleunigen von Elektronen und Protonen benutzt.
Der Speicherring HERA beschleunigt die Elektronen auf eine Energie von 30 GeV und die Protonen auf eine Energie von 820 GeV. Der Ring besitzt vier Wechselwirkungszonen, von denen zur Zeit zwei mit den Experimenten H1 und ZEUS bestückt sind. In Tabelle 1.1 (aus [H1D93]) sind einige technische Designwerte des Speicherringes HERA zusammengestellt.
Weitergehende Informationen zu HERA finden sich z.B. in [WJB88] und [WOL86].

1.2 Die Physik bei HERA

1.2.1 Tiefinelastische Streuung und Kinematik bei HERA

Ein wesentliches Forschungsziel bei HERA ist die Untersuchung der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung (DIS **D**eep **I**nelastic **S**cattering). Zum ersten Mal ist es möglich, Kollisionen von virtuellen Photonen und Quarks bis hinunter zu x-Werten[1] von 10^{-5} (aus [STR91]) zu messen und damit Vorhersagen der Quantenchromodynamik zu überprüfen. Die Abbildungen 1.2a und b zeigen die Feynmangraphen niedrigster Ordnung für die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung. Trägt das ausgetauschte Boson eine Ladung, wird die Wechselwirkung als geladener Strom oder Charged Current (CC) bezeichnet (Abbildung 1.2a). Ist das Austauschteilchen hingegen neutral, wird die Wechselwirkung als neutraler Strom oder Neutral Current (NC) bezeichnet (Abbildung 1.2b).
Zur Beschreibung der Kinematik solcher Ereignisse werden Größen benutzt, die von der Wahl des Koordinatensystems unabhängig sind. Variablen, die diese Eigenschaft erfüllen, heißen lorentzinvariant. Im folgenden wird der bei HERA übliche Satz derartiger Parameter sowie deren Abhängigkeit von den Vierervektoren der einlaufenden Teilchen erläutert.

[1] Die Größe x bezeichnet den Impulsbruchteil des aus dem Proton gestreuten Partons.

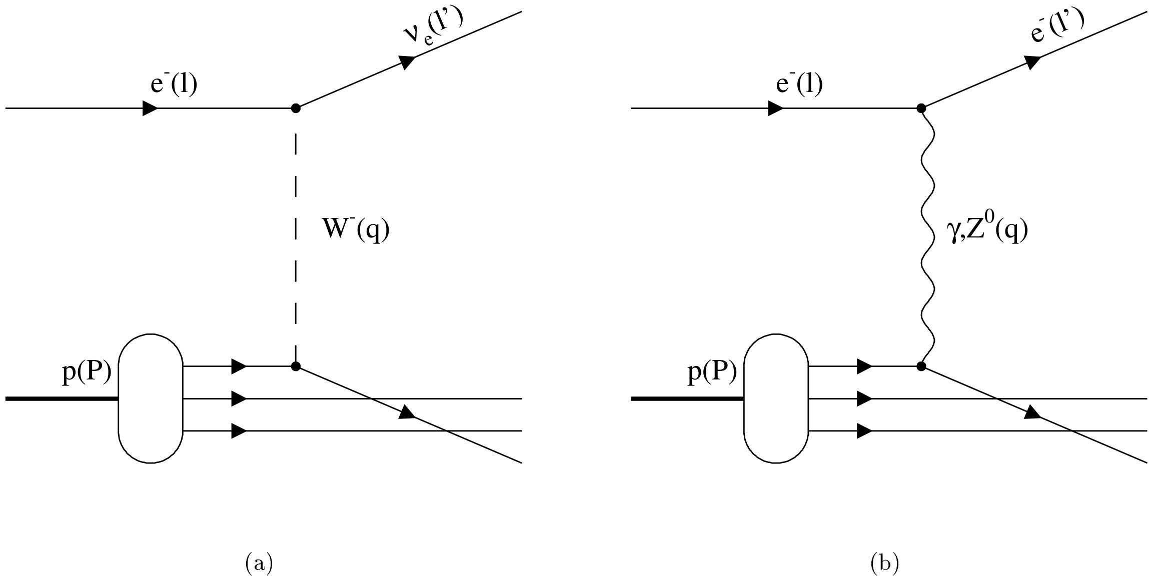


Abbildung 1.2: Feynmangraphen für die tiefinelastische Streuung bei geladenem Strom (a) und neutralem Strom (b)

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie: s.

$$s = (P + l)^2 \tag{1.1}$$

  Bei konstanten Strahlenergien von 820 GeV für die Protonen und 30 GeV für die Elektronen ergibt sich s zu 98400 $(\mathrm{GeV})^2$. Daraus folgt eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314\mathrm{GeV}$.

- Das Quadrat des Impulsübertrages von dem Elektron auf ein Quark des Protons: Q^2.

$$Q^2 = -q^2 = -(l - l')^2 \tag{1.2}$$

  Mit q wird der Viererimpuls des ausgetauschten Bosons bezeichnet. Q^2 ist damit das Quadrat der invarianten Masse dieses Bosons. Im Falle des Austausches eines Teilchens mit der Ruhemasse Null, z.B. eines Photons, ist Q^2 ein Maß für die Virtualität des Teilchens. Bei Reaktionen mit einem Austausch von Photonen mit $Q^2 \ll 1$ wird deshalb von quasireellen Photonen gesprochen.

- Die dimensionslose Bjorken'sche Skalenvariable: x.

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} \tag{1.3}$$

  Die Variable x bezeichnet den Impulsbruchteil des aus dem Proton herausgestreuten Partons.

- Mit y wird der Anteil der Energie des von dem Elektron ausgesandten Bosons bezeichnet, welches an der Wechselwirkung beteiligt ist.

$$y = \frac{qP}{lP} \tag{1.4}$$

Die o.g. Variablen s, Q^2, x und y sind voneinander abhängig. So ergibt sich z.B. durch Einsetzen der Gleichung 1.4 in Gleichung 1.3

$$x = \frac{Q^2}{2Ply}$$

und bei Vernachlässigung der Massen von einlaufenden Elektronen und Protonen folgt

$$x = \frac{Q^2}{sy}.$$

Zur Beschreibung der Kinematik genügen demnach drei Variablen. Wird weiterhin berücksichtigt, daß die Strahlenergien bei HERA und damit auch die Schwerpunktsenergie konstant sind, verbleiben nur noch zwei unabhängige variable Größen. In Ereignissen der tiefinelastischen Streuung werden i.a. x und Q^2 verwendet.
Der größte bei HERA mögliche Wert für Q^2 wird genau dann erreicht, wenn $x = y = 1$ gilt. An dieser Stelle ist $Q^2 = s = 98400(\mathrm{GeV})^2$. Dieser Wert liegt um ca. zwei Größenordnungen über den bisher bei Experimenten mit ruhendem Target erzielten Impulsüberträgen. Dadurch kann bei HERA in tiefinelastischen Reaktionen die Substruktur des Protons um etwa zwei Größenordnungen genauer vermessen werden, als bei anderen Experimenten zuvor.

1.2.2 Schwere Quarks

Ein weiterer Forschungsschwerpunkt bei HERA ist die Untersuchung von Ereignissen mit schweren Quarks. Von den sechs verschiedenen Quarksorten werden Charm (c), Bottom (b) und Top (t) als schwere Quarks bezeichnet. Neue Ergebnisse des CDF Experimentes[2] liefern eine voraussichtliche Masse für das Top-Quark von ungefähr 175 GeV/c^2 [CDF94]. Es liegt damit nicht in dem bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich.
Charm- und Bottom-Quarks werden bei HERA jedoch in großer Zahl erzeugt. Bei einer angenommenen integrierten Luminosität von $100\mathrm{pb}^{-1}$/y werden ca. 10^6 Hadronen mit Bottom sowie ca. 10^8 Hadronen mit Charm produziert. Die wichtigsten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt für die Produktion von schweren Quarks bei HERA Energien sind direkte Photoproduktionsprozesse sowie sog. resolved Photon-Prozesse. Abbildung 1.3 zeigt den Feynmangraphen für den direkten Prozeß, die sog. Gamma-Gluon-Fusion. Bei der direkten Photoproduktion

$$\gamma + g \rightarrow Q\bar{Q} \tag{1.5}$$

findet die Wechselwirkung zwischen einem vom Elektron emittierten Photon und einem Gluon aus dem Proton statt. Das ausgetauschte Photon ist dabei quasireell ($\mathrm{Q}^2 \simeq 0$). Derartige Prozesse bilden den größten Anteil am Produktionswirkungsquerschnitt für Charm- und Bottom-Quarks.
Bei den resolved Photon-Prozessen

$$q + q \rightarrow Q\bar{Q} \quad \text{und} \quad g + g \rightarrow Q\bar{Q} \tag{1.6}$$

findet die Wechselwirkung zwischen zwei Partonen statt. Das eine Parton stammt aus dem Proton, das andere aus dem vom Elektron ausgesandten Photon. Bei der Berechnung des

[2] Das CDF Experiment ist am TEVATRON in Chicago aufgebaut. Es arbeitet mit $\mathrm{p\bar{p}}$ Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{\mathrm{s}} = 1.8\mathrm{TeV}$.

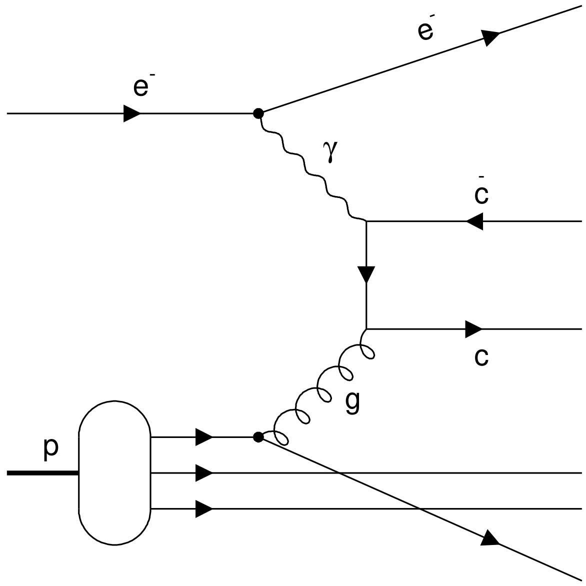


Abbildung 1.3: Feynmangraph für die Gamma-Gluon-Fusion in niedrigster Ordnung.

Wirkungsquerschnittes wird dabei analog zu den Funktionen für die Partondichten im Proton eine Funktion für die Partondichte im Photon benutzt. Der Anteil von resolved Photon-Prozessen am gesamten Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Ereignissen mit Charm oder Bottom ist kleiner als 30 % [ALI92].
Bedingt durch den großen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Hadronen mit Charm ergeben sich vielfältige Möglichkeiten der physikalischen Auswertung dieser Ereignisse. Bei dem H1-Experiment sind u.a. folgende Untersuchungen geplant oder bereits begonnen:

1. Die Untersuchung seltener Zerfälle von Hadronen mit Charm, wie z.B. des D^0 Mesons.
2. Die Bestimmung der Gluondichtefunktion mit Hilfe der Prozesse $ep \to c\bar{c}X$ und $ep \to J/\Psi X$.
3. Der Test von QCD Vorhersagen für die Photo- und Leptoproduktion schwerer Quarks.
4. Die Überprüfung der Vorhersagen für verschiedene Mechanismen der J/Ψ Leptoproduktion.

Grundsätzlich ist die Physik von Hadronen mit Charm in zwei Bereiche unterteilt. Ein Bereich umfaßt alle Ereignisse in denen das $c\bar{c}$-Paar einen gebundenen Zustand — das sog. J/Ψ — bildet. Der zweite Bereich beinhaltet die Ereignisse, in denen die beiden Charm-Quarks getrennt voneinander, hauptsächlich in schwere Mesonen, fragmentieren. Ereignisse in diesem Bereich werden deshalb als Ereignisse mit offenem Charm bezeichnet.

1.2.3 Exotische Teilchen

Das heute zur Beschreibung der Physik von Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen benutzte Modell ist das sog. Standardmodell. Die meisten zur Zeit verfügbaren experimentel-

len Ergebnisse sind mit den Vorhersagen des Standardmodells verträglich. Allerdings existieren einige Ausnahmen. Während im Standardmodell keine Massen für Neutrinos vorgesehen sind, gibt es durchaus experimentelle Hinweise auf eventuell nicht verschwindende Neutrinomassen (siehe z.B. [PDG92]). Weiterhin ist nicht geklärt, warum für die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen den Elementarteilchen drei Wechselwirkungen (elektromagnetische Wechselwirkung, schwache Wechselwirkung, starke Wechselwirkung) benutzt werden, oder warum Elektron und Proton im Betrag gleiche Ladungen besitzten. Bei dem Versuch, Antworten auf diese offenen Fragen zu finden, sind eine Vielzahl von Erweiterungen des Standardmodells vorgeschlagen worden. Die meisten von ihnen versuchen eine Verbindung zwischen Leptonen und Quarks durch die Einführung neuer Teilchen, den sog. Leptoquarks (LQ) und Leptogluonen (LG) herzustellen. Leptoquarks sind Bosonen mit Spin 0 oder Spin 1, gebrochen rationaler Ladung und nicht verschwindender Lepton- und Baryonzahl. In *ep*-Kollisionen bei HERA besteht die Möglichkeit der direkten Bildung eines resonanten Zustandes zwischen dem Elektron und einem Quark aus dem Proton. Hierin unterscheidet sich der Produktionsmechanismus am Speicherring HERA von dem dominanten Produktionsmechanismus bei e^+e^-- oder $p\bar{p}$ Experimenten. Die Existenz von Leptoquarks kann bei HERA bis zu einer Masse von ca. 280 GeV/c^2 untersucht werden [BSM91].
Bisherige Ergebnisse von LEP und Fermilab geben untere Grenzen für die Massen der Leptoquarks von 44 und 133 GeV. Auch vom H1-Experiment existieren erste Ergebnisse der Untersuchung zur Existenz von Leptoquarks, Leptogluonen und angeregten Leptonen [LEPT93].

1.3 Der H1-Detektor

Bei der Wechselwirkung der von HERA beschleunigten Elektronen und Protonen entstehen eine Vielzahl geladener und neutraler Zerfallsprodukte. Aufgabe des Detektors ist es, für die physikalische Auswertung wichtige Parameter möglichst aller entstandenen Teilchen zu messen. Solche Parameter sind zum Beispiel kinematische Größen wie Impuls und Energie der Teilchen, aber auch geometrische Informationen über den Verlauf der Teilchenbahnen durch den Detektor.
Abbildung 1.4 zeigt den H1-Detektor. Die asymmetrische Verteilung der Energien der beiden Kollisionspartner — 820 GeV für die Protonen und 30 GeV für die Elektronen — spiegelt sich in dem ebenfalls asymmetrischen Aufbau des H1-Detektors wider. In Richtung des einfliegenden Protons (in Abbildung 1.4 von hinten) ist der Detektor wesentlich stärker instrumentiert als im rückwärtigen Bereich.
Elektronen und Protonen gelangen durch das Strahlrohr $\boxed{1}$ an den Wechselwirkungspunkt. Um diesen gruppieren sich die zentralen Spurkammern $\boxed{2}$, die zur Vermessung von Spuren geladener Teilchen in einem Polarwinkelbereich von 25°–155° benutzt werden. In Protonenflugrichtung schließen sich die Vorwärtsspurkammern $\boxed{3}$ an. Sie überdecken einen Polarwinkelbereich von 12°–25° und dienen ebenfalls dem Nachweis geladener Spuren. Außerdem sind die Vorwärtsspurkammern mit Übergangsstrahlungsmodulen ausgerüstet, die bei optimaler Funktion eine Unterscheidung von Elektronen und Pionen ermöglichen.
Außerhalb der Spurkammern befinden sich die Flüssigargon-Kalorimeter $\boxed{4}$ und $\boxed{5}$. Die Kalorimeter ermöglichen die Bestimmung der Energie geladener und neutraler Teilchen. Ausgenommen davon sind aufgrund ihrer sehr schwachen Wechselwirkung mit Materie Neutrinos.

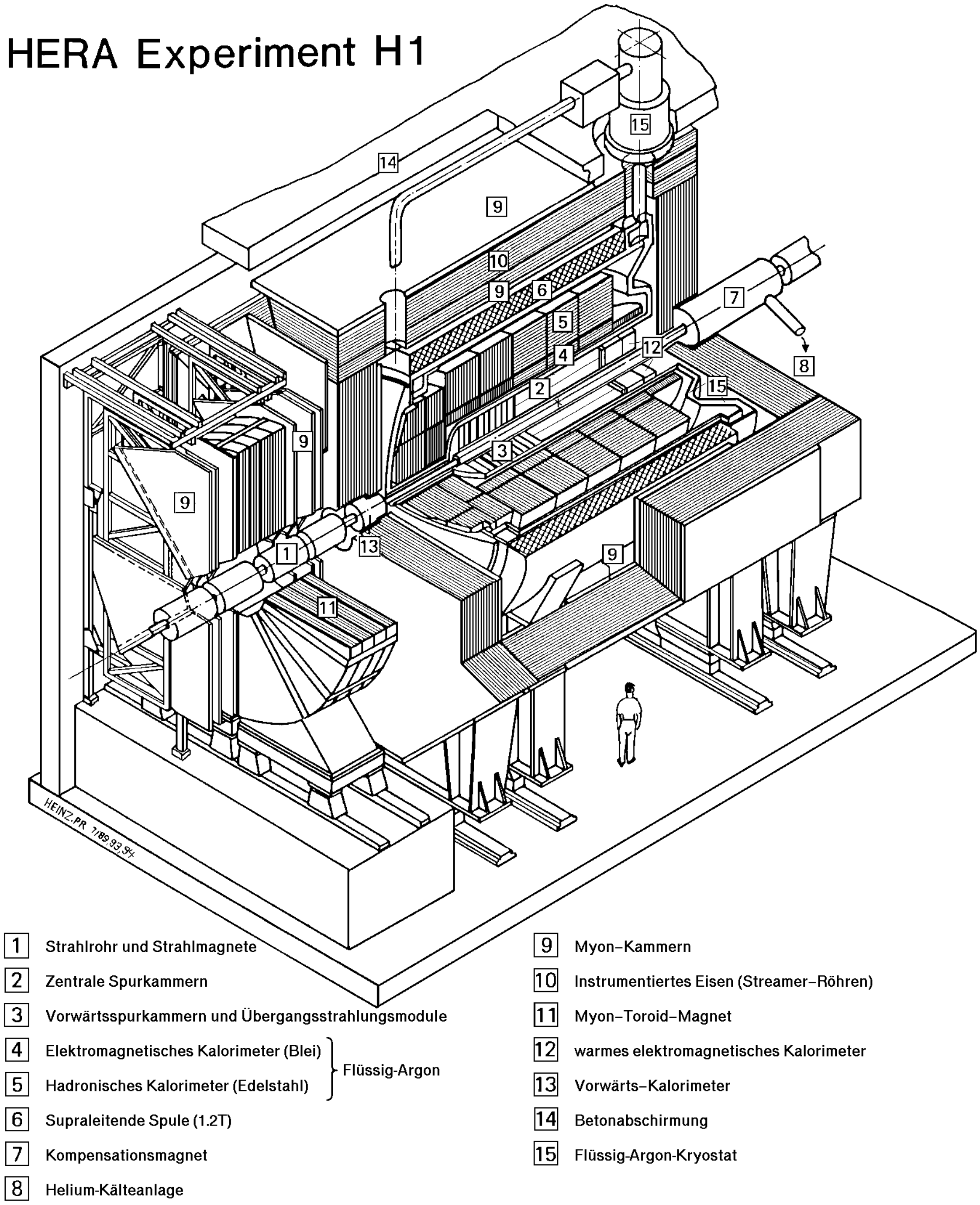


Abbildung 1.4: H1-Detektor am Speicherring HERA

Alle bisher beschriebenen Detektorkomponenten befinden sich in einem 1.2 T starken Magnetfeld, das von der supraleitenden Spule [6] erzeugt wird. Durch das Magnetfeld erfahren geladene Teilchen eine Ablenkung in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr. Dadurch wird eine Impulsbestimmung dieser Teilchen ermöglicht.
Außerhalb des Magneten schließen sich die Myonkammern [9] an. Sie erlauben den Nachweis von Myonen, welche die inneren Detektorkomponenten durchquert haben. Zwischen den Myonkammern befindet sich das instrumentierte Eisen [10]. Es dient zum einen der Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule, zum anderen werden mit den im Eisen eingebetteten Gasentladungsröhren die Teilchen nachgewiesen, die nicht vollständig von den Kalorimetern absorbiert wurden. Im Vorwärtsbereich befinden sich weitere Myonkammern, die durch den Myon-Toroid-Magneten [11] ergänzt werden.
Da die oben genannten Flüssigargon-Kalorimeter nicht den gesamten Raumwinkel abdecken, ist der H1-Detektor mit zusätzlichen Kalorimetern augerüstet. Im Vorwärtsbereich ist dies das PLUG-Kalorimeter [13], im Rückwärtsbereich das warme elektromagnetische Kalorimeter BEMC [12].

1.3.1 Die zentralen Spurkammern

Aufgrund der großen Bedeutung der zentralen Spurdetektoren für die beschriebene Analyse wird der Aufbau der Kammern im folgenden genauer erläutert.
Abbildung 1.5 zeigt eine radiale Ansicht des zentralen Spurdetektors. Er besteht insgesamt

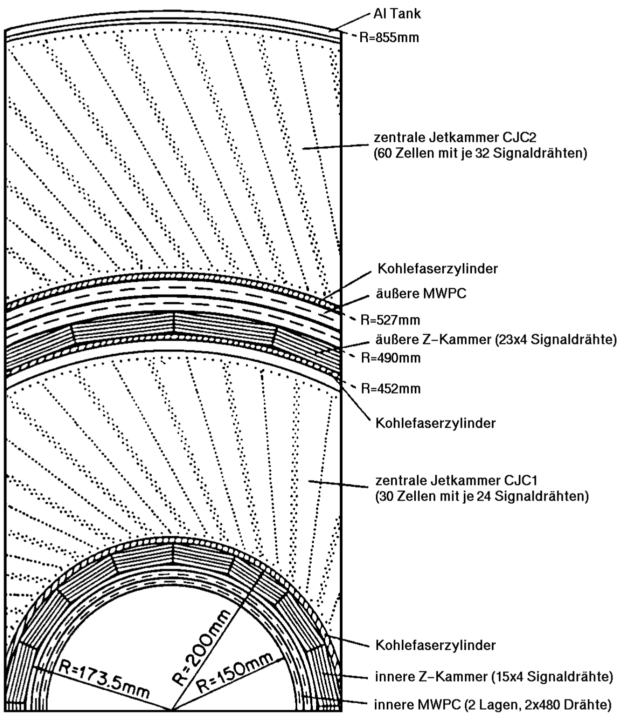


Abbildung 1.5: Radialansicht der zentralen Spurkammern des H1-Detektors

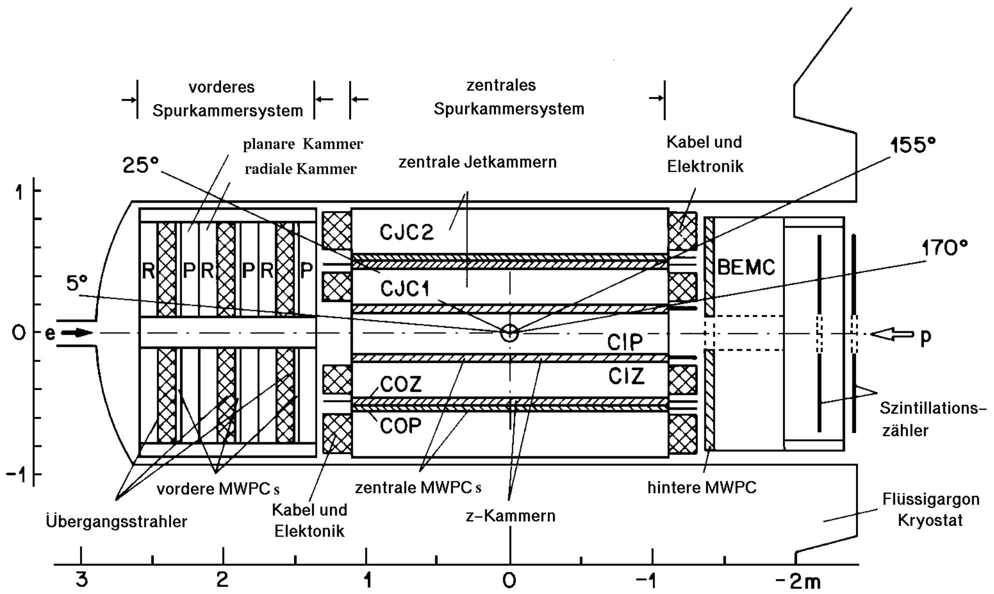


Abbildung 1.6: Seitenansicht der Spurkammern des H1-Detektors.

aus sechs separaten Kammern, die zur Bestimmung der Spurparameter dienen und Informationen für die Trigger des H1-Detektors liefern. Von innen nach außen lassen sich folgende Kammern erkennen:

- Zentrale innere Proportionalkammer (CIP **C**entral **I**nner **P**roportional Chamber)
- Zentrale innere Z-Kammer (CIZ **C**entral **I**nner **Z**-Chamber)
- Zentrale innere Jetkammer (CJC1 **C**entral **J**et **C**hamber 1)
- Zentrale äußere Z-Kammer (COZ **C**entral **O**uter **Z**-chamber)
- Zentrale äußere Proportionalkammer (COP **C**entral **O**uter **P**roportional Chamber)
- Zentrale äußere Jetkammer (CJC2 **C**entral **J**et **C**hamber 2)

Die Kammern CJC1 und CJC2 sind konzentrisch um das Strahlrohr angeordnete Jetkammern. Die innere Kammer (CJC1) besteht aus 30 Zellen mit je 24 Signaldrähten, die äußere Kammer (CJC2) besitzt 60 Zellen mit je 32 Signaldrähten. Die Signaldrähte sind in einem Abstand von ca. 10 mm angeordnet. Sie verlaufen parallel zum Strahlrohr. Somit können die Ortskoordinaten von geladenen Spuren in der Ebene senkrecht zur Flugrichtung des einlaufenden Protons mit hoher Genauigkeit bestimmt werden ($\sigma_{r\phi} = 170\mu$m). Die Bestimmung der z-Koordinaten von geladenen Spuren ist mit den beiden Jetkammern ebenfalls möglich, wenn auch mit einer deutlich schlechteren Auflösung. Dazu wird die Ladung an beiden Enden der Signaldrähte gemessen. Durch einen Vergleich der registrierten Ladungen kann die z-Koordinate mit einer Auflösung von ca. 1% der Drahtlänge bestimmt werden

(σ_z = 2.2cm). Zusätzlich besteht die Möglichkeit, den Energieverlust geladener Teilchen mit einer Genauigkeit von ca. 10% zu messen.
Zur genaueren Bestimmung der z-Koordinate von geladenen Spuren dienen die beiden Driftkammern CIZ und COZ. Die innere Kammer (CIZ) besteht aus 15 Lagen, welche jeweils aus 16 Segmenten zusammengesetzt sind. Jedes Segment enthält vier senkrecht zum Strahlrohr angeordnete Signaldrähte. Die CIZ überdeckt einen Winkelbereich von 16° bis 169° in θ (siehe auch Abbildung 1.6). Ihre Signaldrähte verlaufen senkrecht zur Strahlachse. Die Auflösung für eine einzelne Spur beträgt ca. 260 μm in z-Richtung und ca. 28 mm in der $r\phi$-Ebene. Die Auflösung für die Trennung von zwei Spuren liegt bei 4.6 mm.
Die schnellen Proportionalkammern CIP und COP erreichen eine Zeitauflösung von 21 ns (FWHM)[WOL86]. Sie liefern Informationen für den vierstufigen Trigger des H1-Detektors. Ausführliche Informationen über das H1-Triggersystem finden sich z.B. in [WOL86] und [UEL93].

2. Der untersuchte Zerfallskanal

2.1 Einführende Bemerkungen

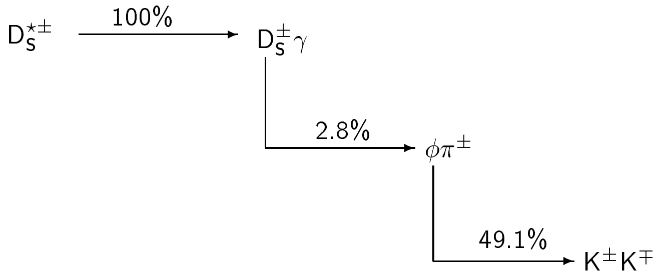


Abbildung 2.1: Der untersuchte Zerfallskanal

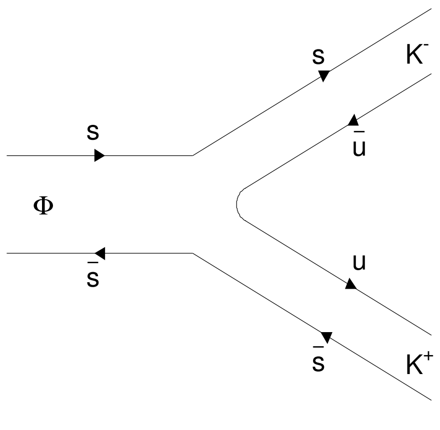
Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Rekonstruktion des ϕ-Mesons in dem in Abbildung 2.1 dargestellten Zerfallskanal. Physikalisch interessant ist dieser Zerfallskanal, da er neben dem bei H1 zunächst untersuchten Kanal ($D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow K^+\pi^-\pi^+$) (siehe z.B. [RIE94]) Möglichkeiten bietet, die Dichteverteilung der Gluonen im Proton zu bestimmen. Dazu wird ausschließlich der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des angeregten $D_s^{\star\pm}$-Mesons benötigt.
Um die Methode zur Bestimmung dieser Verteilung anschaulich zu erläutern, soll noch einmal der in Abbildung 1.3 dargestellte Feynmangraph für die Photon-Gluon-Fusion betrachtet werden. Die Wechselwirkung, die zur Erzeugung eines $D_s^{\star\pm}$-Mesons führt, findet ursprünglich zwischen einem Gluon aus dem Proton und einem vom Elektron ausgesandten Photon statt. Da der Anteil der Photonen aus dem Elektron sehr genau bekannt ist, ist die einzige unbekannte Größe die Gluonverteilung im Proton. Daraus folgt, daß allein aus der Produktionsrate für $D_s^{\star\pm}$-Mesonen die Gluondichte im Proton bestimmt werden kann. Eine genaue Beschreibung dieser Methode zur Bestimmung der Gluonverteilung im Proton findet sich z.B. in [GLU91].
Nachdem das $D_s^{\star\pm}$durch Aussendung eines Photons in ein $D_s^{\pm}$übergegangen ist, zerfällt es nach einer mittleren Lebensdauer von $(4.50^{+0.30}_{-0.26}) \cdot 10^{-13}$s [PAU93] mit einer Wahrscheinlichkeit von (2.8 ± 0.5)% in ein ϕ-Meson und ein geladenes Pion. Das Verzweigungsverhältnis von 2.8% ist für diesen Kanal des $D_s^{\pm}$-Mesons ein verhältnismäßig großer Wert. Weitere Zerfallskanäle sowie deren Verzweigungsverhältnisse können [PDG92] entnommen werden. Die mittlere Lebensdauer des ϕ-Mesons ist so klein, daß es nicht in die zentralen Spurkammern gelangen kann. Es zerfällt noch im Strahlrohr, hauptsächlich über die schwache Wechselwir-

	Masse in MeV/c^2	mittlere Lebensdauer in s	Drehimpuls
$D_s^\pm$	1969 $\pm$ 1.4	(2.6030 $\pm$ 0.0024)10^{-8}	0
ϕ	1019.413 $\pm$ 0.008	(4.50 $\pm$ 0.3)10^{-13}	1
$K^\pm$	493.646 $\pm$ 0.009	(1.2396 $\pm$ 0.0032)10^{-8}	0
$\pi^\pm$	139.5679 $\pm$ 0.0006	(8.4 $\pm$ 0.6)10^{-17}	0

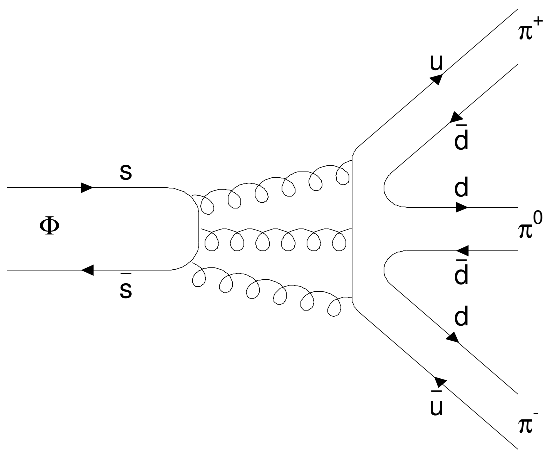
Tabelle 2.1: Eigenschaften der Teilchen im Zerfallskanal (Werte aus [PDG92])

kung, mit einer Wahrscheinlichkeit von (49.1±0.8)% in zwei geladene Kaonen. Der Zerfall des ϕ-Mesons in zwei Kaonen ist aufgrund der Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) Regel gegenüber dem Zerfall in drei Pionen, dessen Dominanz wegen des größeren Phasenraumelementes erwartet werden sollte, bevorzugt [HUG91]. Die OZI Regel besagt, daß Zerfälle, deren zugehörige Feynmangraphen eine Verbindung der ein- und auslaufenden Quarklinien aufweisen, gegenüber Zerfällen mit unterbrochenen Quarklinien bevorzugt sind. Abbildung 2.2a zeigt den Graphen für den Zerfall des ϕ in zwei Kaonen. Die ein- und auslaufenden Quarklinien sind hier verbunden, während in Abbildung 2.2b der Zerfall in drei Pionen mit einer Unterbrechung der Quarklinien dargestellt ist.

Der gewählte Kanal des ϕ-Mesons ist ein Zerfall in zwei geladene Teilchen mit gleicher Ruhemasse. Dadurch wird bei der Berechnung der invarianten Masse nur eine Massenhypothese benötigt. Die Folge davon ist — gegenüber einem Zwei-Körper-Zerfall in Teilchen unterschiedlicher Ruhemasse — eine Halbierung der Anzahl der zur Berechnung der invarianten Masse notwendigen Kombinationen.



(a)



(b)

Abbildung 2.2: Feynmangraphen für den Zerfall des ϕ-Mesons in zwei Kaonen (a) und in drei Pionen (b).

2.2 Untersuchte Daten

2.2.1 Monte-Carlo-Daten

Um die physikalischen Eigenschaften des gewählten Zerfallskanals zu studieren, ist zunächst ein Datensatz erstellt worden, in dem in jedem Ereignis mindestens einmal der in Abbildung 2.1 dargestellte Zerfall auftritt. Dazu wurde der Generator *PYTHIA56* [PYT87] benutzt und 10^6 Ereignisse direkter Photoproduktion erzeugt. Von diesen 10^6 Ereignissen enthielten 8703 den gewünschten Zerfall. Davon wurden bei 5922 Ereignissen (68%) beide Kaonen aus dem Zerfall des ϕ-Mesons in einen Winkelbereich von 4°–176° zur Strahlachse (θ) gestreut. Die Regionen $0° < \theta < 4°$ und $176° < \theta < 180°$ entsprechen dem Strahlrohr. Spuren, die diese Bereiche durchlaufen, können nicht in den Spurkammern des H1-Detektors nachgewiesen werden und sind für weitere Studien des Kanals unbrauchbar. Ereignisse mit Kaonen aus dem Zerfall des ϕ-Mesons, die im Strahlrohr verbleiben, wurden deshalb bereits auf Generatorniveau aus dem Datensatz entfernt. In insgesamt 2110 Ereignissen (24 %) erreichten beide Kaonen die zentralen Jetkammern, also einen Winkelbereich von 30°–150°. Diese Ereignisse haben eine besondere Bedeutung für die Analyse, da mit dem zentralen Spurkammersystem der Energieverlust von geladenen Teilchen gemessen wurde. Über die Messung des Energieverlustes bietet sich dann die Möglichkeit, in einem eingeschränkten Impulsbereich, eine Teilchenidentifikation durchzuführen (siehe Kapitel 3). Von den 5922 Ereignissen, die Kaonen enthielten, die in den sensitiven Bereich des Detektors gelangten, sind 1425 Ereignisse mit der Detektorsimulation *H1SIM* simuliert und anschließend mit dem Rekonstruktionsprogramm *H1REC* rekonstruiert worden.
Die so erzeugten Monte-Carlo-Daten sowie ca. 26000 Photoproduktionsereignisse (direct und resolved) bilden die Grundlage sowohl für die Untersuchung des Zerfallskanals, als auch für den Test der erstellten Analysen.
Für spezielle Untersuchungen des Energieverlustes geladener Teilchen beim Durchqueren der zentralen Spurkammern sind sog. Inline-Ereignisse erzeugt worden. Bei Inline-Ereignissen wird der Durchgang einzelner Teilchen durch den Detektor simuliert. Für die Untersuchung des Energieverlustes sind jeweils 2000 Protonen, Kaonen und Pionen in einem Impulsbereich von 0.1 bis 1.5 GeV/c und einem Winkelbereich in θ von 30–150° simuliert worden.

2.2.2 H1-Daten

Die vorliegende Analyse wurde auf die zwischen dem 18.09.93 und 1.11.93 aufgezeichneten Daten (320 nb^{-1}, ca. $2{\cdot}10^6$ Ereignisse DST1) angewendet. Es ist möglich, den Anteil der Ereignisse mit offenem Charm abzuschätzen. Für diese Abschätzung wird vorausgesetzt, daß die Produktion von $c\bar{c}$-Ereignissen ausschließlich über die Gamma-Gluon-Fusion stattfindet. Der Wirkungsquerschnitt für diese Prozesse beträgt bei HERA 582 nb [OUL91]. Die Anzahl N der $c\bar{c}$-Ereignisse beträgt unter diesen Voraussetzungen:

$$N = 320\text{nb}^{-1} \cdot 582\text{nb} = 186240. \tag{2.1}$$

Die Informationen, die bei der Erzeugung der im letzten Abschnitt erwähnten 10^6 Ereignisse von dem Generator *PYTHIA* geliefert werden, beinhalten u.a. auch die mittlere Anzahl von ϕ-Mesonen pro Ereignis. Sie beträgt 0.126, d.h. unter der Annahme, daß pro Ereignis nur ein ϕ-Meson erzeugt wird, enthalten von den 186000 $c\bar{c}$-Ereignissen ca. 23500 ein ϕ-Meson. Von

diesen 23500 ϕ-Mesonen zerfallen 49.1% in ein Paar geladener Kaonen. In 68 % aller Fälle erreichen beide Kaonen einen Winkelbereich von 4°–176°. Wird eine Triggereffizienz des H1-Triggersystems von 100% für derartige Ereignisse angenommen, kommen in den untersuchten Daten also ca. 7800 Ereignisse vor, die ein zumindest theoretisch rekonstruierbares ϕ-Meson enthalten.
Die durchgeführte Abschätzung ist nur als eine sehr grobe Berechnung der Anzahl erwarteter ϕ-Mesonen zu verstehen und sollte auf keinen Fall überbewertet werden. Sie dient lediglich dazu, einen Anhaltspunkt für die Anzahl der erwarteten Ereignisse zu gewinnen.

2.3 Berechnung der invarianten Masse

Als invariante Masse (M) eines Teilchens wird seine Ruhemasse, also die Masse ohne jeglichen Impuls des Teilchens, bezeichnet. Unter Berücksichtigung der in der Hochenergiephysik üblichen Konvention $c = \hbar = 1$ ergibt sich M aus der relativistischen Energie-Impuls Beziehung gemäß Gleichung 2.2.

$$M = \sqrt{E^2 - \vec{p}^{\,2}} \qquad \text{mit } E = \text{Energie}, \quad \vec{p} = \text{Impuls des Teilchens.} \tag{2.2}$$

Wird die Schreibweise mit Vierervektoren x der Form $x = (E, \vec{p})$ mit dem Skalarprodukt

$$|x|^2 = E^2 - \vec{p}^{\,2} \tag{2.3}$$

benutzt, ergibt sich die invariante Masse als „Länge“ des Vierervektors des Teilchens. Da das Betragsquadrat eines Vierervektors, wie das Skalarprodukt zweier beliebiger Vierervektoren, invariant unter Lorentztransformationen ist, wird die Bezeichnung „*invariante*“ Masse deutlich.
Bei einem Zerfall, wie z.B. dem des ϕ-Mesons in zwei geladene Kaonen, kann die invariante Masse des Ausgangsteilchens mit Hilfe der Vierervektoren der Zerfallsprodukte leicht berechnet werden. Wenn x_1 bzw. x_2 die Vierervektoren der beiden Kaonen sind, ergibt sich das Quadrat der invarianten Masse M_ϕ des ϕ-Mesons zu,

$$M_\phi^2 = (x_1 + x_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2. \tag{2.4}$$

Für die Bestimmung der invarianten Masse M des ϕ-Mesons bei dem Zerfall in zwei Kaonen ergibt sich damit

$$M = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}. \tag{2.5}$$

Im H1-Experiment können die Impulse der Kaonen $\vec{p}_1$ bzw. $\vec{p}_2$ mit den Spurkammern des Detektors gemessen werden. Die Energie der Kaonen ist jedoch in den meisten Fällen zu klein, um sie in den Kalorimetern des H1-Detektors nachzuweisen. Deshalb wird sie wiederum mit der relativistischen Energie-Impuls Beziehung und unter der Annahme, daß es sich bei den im Detektor rekonstruierten Spuren um Kaonen handelt, berechnet.

$$M = \sqrt{(\sqrt{p_1^2 + M_h^2} + \sqrt{p_2^2 + M_h^2})^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \tag{2.6}$$

Dabei bezeichnen $\vec{p}_1$ bzw. $\vec{p}_2$ die gemessenen Impulse und $M_h = 496.65$ MeV/c^2 die Massenhypothese für ein Kaon.

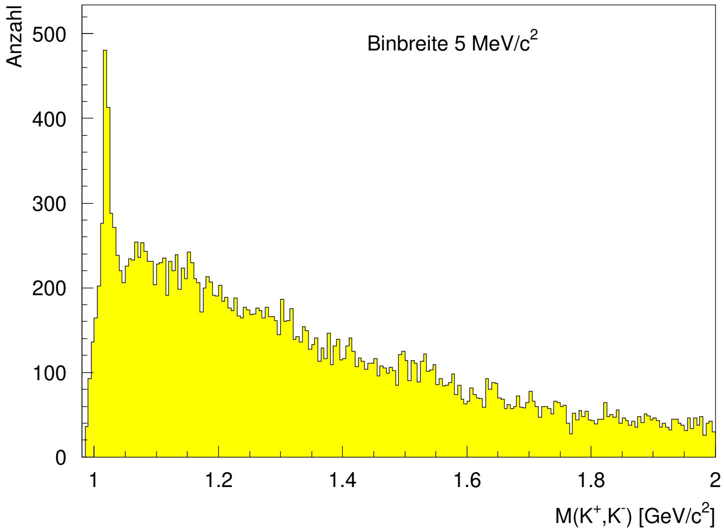


Abbildung 2.3: Invariante Masse für zwei Spuren mit einer Kaon-Massenhypothese auf der Grundlage von 1425 simulierten Ereignissen, die jeweils mindestens einmal den untersuchten Zerfallskanal enthalten.

Das in der Rekonstruktion verwendete Verfahren soll an folgendem Beispiel genauer erläutert werden. Für ein gegebenes Ereignis mit z.B. sechs positiv und acht negativ geladenen Spuren werden zur Rekonstruktion des Zerfalls $\phi \rightarrow K^+K^-$ alle 48 möglichen Kombinationen zweier entgegengesetzt geladener Spuren gebildet und für jede Kombination in bereits beschriebener Weise die invariante Masse berechnet.

Hier wird der Vorteil eines Zerfalls in zwei Teilchen gleicher Ruhemasse deutlich. Bei einem Zerfall in Teilchen mit unterschiedlicher Ruhemasse müssen aufgrund zweier verschiedener Massenhypothesen für jede Ladungskombination auch zwei mögliche invariante Massen berechnet werden. In dem gewählten Kanal ist nur jeweils eine Massenhypothese und damit nur die Berechnung einer invarianten Masse nötig. Folglich ist der durch unerwünschte Kombinationen entstehende kombinatorische Untergrund um den Faktor zwei kleiner, als in einem Kanal, der zwei Teilchen mit voneinander verschiedener Ruhemasse im Endzustand aufweist.

Für die Kombination der Kaonen aus dem gesuchten Zerfall liegt der berechnete Wert der invarianten Masse in einem Fenster um den tatsächlichen Wert der Ruhemasse des ϕ-Mesons. Die Breite des Fensters wird im wesentlichen durch die natürliche Linienbreite des ϕ-Mesons und die Detektorauflösung bestimmt. Im Falle des H1-Detektors beträgt diese Breite für das ϕ-Meson etwa ± 5 MeV/c^2. Die Kombinationen, die nicht aus zwei Kaonen bestehen, liefern Ergebnisse, die über den gesamten, kinematisch möglichen Bereich verteilt sind. In Abbildung 2.3 ist die Verteilung der invarianten Masse der im vorangegangenen Abschnitt erwähnten 1425 Ereignisse dargestellt, die jeweils mindestens einmal den untersuchten Zerfallskanal enthalten. Die Berechnung und die Auswahl der Spuren erfolgte mit dem Analysepaket *H1PHAN*, welches mit den Standardeinstellungen benutzt wurde. Die entstandene Verteilung besitzt eine untere Grenze von $2M_h = 993.3$ MeV/c^2. Diese Grenze ergibt sich aus Gleichung 2.6 für den Fall $p_1 = p_2 = 0$. Beginnend an der unteren Grenze steigt die Verteilung sehr steil an. In dem Bereich um die Masse des ϕ-Mesons zeigt sich die erwartete Häufung der Einträge, die durch die Kombination von zwei Kaonen aus dem Zerfall eines ϕ-Mesons entstanden sind. Das Signal der ϕ-Mesonen liegt auf der ansteigenden Flanke der Verteilung, es befindet sich jedoch in unmittelbarer Nähe des Maximums bei ca. 1.07 GeV/c^2, das von den Kombinationen anderer Teilchen als Kaonen hervorgerufen wird. Dadurch wird die Trennung des Signals vom kombinatorischen Untergrund erschwert. Die Verteilung, die auf der Basis eines Datensatzes berechnet wurde, der in jedem Ereignis den untersuchten Zerfallskanal enthält, zeigt ohne die über die von *H1PHAN* hinausgehenden Einschränkungen für eine Spur bereits einen erheblichen kombinatorischen Untergrund. Aus diesem Grund ist es für die Rekonstruktion von ϕ-Mesonen offenbar äußerst wichtig, Größen zu finden, die es erlauben, Spuren, die nicht aus dem Zerfall von ϕ-Mesonen stammen, zu erkennen und von der Kombination auszuschließen. Die Möglichkeit, derartige Größen zu finden, setzt jedoch eine detaillierte Kenntnis der Eigenschaften des untersuchten Zerfallskanals voraus. Im folgenden Abschnitt werden deshalb die Eigenschaften des Zerfallskanals zusammengestellt.

2.4 Kinematische Besonderheiten im untersuchten Zerfallskanal

Für die Rekonstruktion eines Teilchens in einem gegebenen Zerfallskanal ist die Kenntnis über kinematische Besonderheiten in diesem Kanal von erheblicher Bedeutung. Sie ermöglicht das Auffinden und den Einsatz von Schnittbedingungen, die den gesuchten Zerfall in einem allgemeinen Datensatz anreichern.

2.4.1 Der Öffnungswinkel zwischen den Kaonen

In Tabelle 2.1 sind u.a. die Massen von ϕ-Mesonen (M_ϕ) und Kaonen ($\mathrm{M}_{\mathrm{K}^\pm}$) angegeben. Die Massendifferenz ΔM zwischen dem Ausgangsteilchen und den Zerfallsprodukten bei dem Zerfall $\phi \rightarrow \mathrm{K}^\pm \mathrm{K}^\mp$ gibt die maximale kinetische Energie an, die für den Zerfall zur Verfügung steht. Sie berechnet sich zu:

$$\Delta \mathrm{M} = \mathrm{M}_\phi - (\mathrm{M}_{\mathrm{K}^+} + \mathrm{M}_{\mathrm{K}^-}) = 32 \frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{c}^2}. \tag{2.7}$$

Im Vergleich zum mittleren Impuls der ϕ-Mesonen (siehe Abbildung 2.4) aus dem untersuchten Zerfall des $\mathrm{D}_s^\pm$Mesons ist der Wert von 32 MeV/c^2 sehr klein. Der maximale, für die Kaonen erreichbare transversale Impuls (bezüglich der Flugrichtung des ϕ-Mesons) ist also in den meisten Fällen sehr viel kleiner als der Impuls des ϕ. Damit ist der erwartete Winkel zwischen den beiden Kaonen im Mittel klein.

Der Öffnungswinkel zwischen den beiden Kaonen im Laborsystem kann berechnet werden. Abbildung 2.5 verdeutlicht die verwendeten Bezeichnungen. Im Schwerpunktsystem (Abbildung 2.5a) bezeichnen $\vec{p}_{1S}$ bzw. $\vec{p}_{2S}$ die Impulse der beiden Kaonen. Die Relativgeschwindigkeit zwischen Labor- und Schwerpunktsystem ist mit $\vec{v}$ gekennzeichnet. Im Laborsystem (Abbildung 2.5b) ist $\vec{p}_L$ der Impuls des ϕ-Mesons, $\vec{p}_{1L}$ und $\vec{p}_{2L}$ sind die Impulse der Kaonen. Das Koordinatensystem wird so gewählt, daß die x-Achse mit der Richtung von $\vec{v}$ zusammenfällt. Der Übergang vom Schwerpunktsystem in das Laborsystem erfolgt dann mit Hilfe

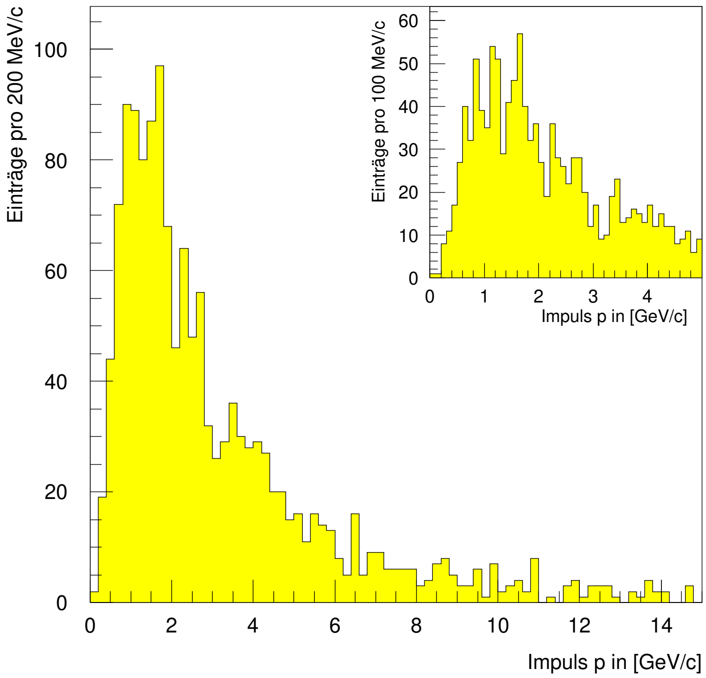


Abbildung 2.4: Impulsverteilung der ϕ-Mesonen für 1425 generierte Ereignisse der Form ($D_s^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm} \rightarrow K^{\pm}K^{\mp}\pi^{\pm}$)

einer drehungsfreien Lorentztransformation[1].

$$
\begin{aligned}
p_{1L}^1 &= |\vec{p}_{1L}|\cos\theta_{1L} = \gamma(v)(|\vec{p}_{1S}|\cos\theta_{1S} + vE_{1S}) & (2.8)\\
p_{1L}^2 &= |\vec{p}_{1L}|\sin\theta_{1L} = |\vec{p}_{1S}|\sin\theta_{1S} & (2.9)\\
p_{1L}^3 &= p_{1S}^3 = 0 & (2.10)
\end{aligned}
$$

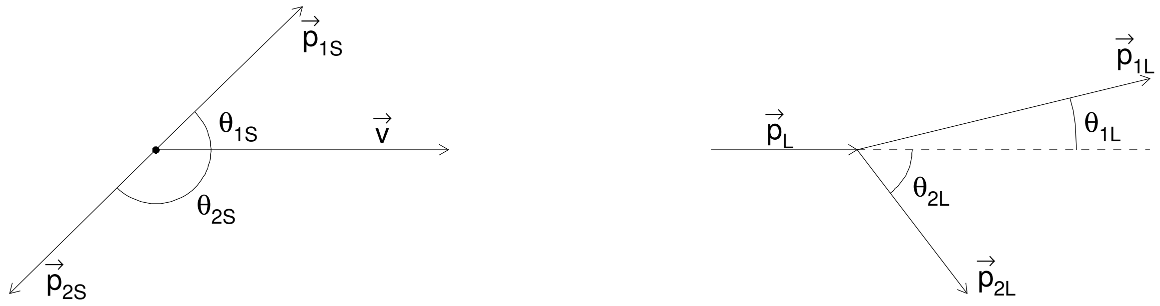
Der Impuls $\vec{p}_{2S}$ wird auf analoge Weise transformiert und anschließend der Winkel $\theta_L = \theta_{1L} + \theta_{2L}$ zwischen den Impulsvektoren der Kaonen im Laborsystem berechnet [RIN92].

$$
\tan\theta_L = \frac{2ut\sqrt{1-u^2}\sin\theta_{1S}}{(ut)^2 - 1 + u^2\sin^2\theta_{1S}} \quad \text{mit } u = \frac{p_L}{E_L} \quad \text{und } t = \frac{E_{1S}}{p_{1S}} \tag{2.11}
$$

Aus der in Gleichung 2.7 eingeführten Massendifferenz läßt sich der Impuls der Kaonen im Schwerpunktsystem berechnen. Die Massendifferenz wird in kinetische Energie der Kaonen überführt.

$$
\begin{aligned}
T &= \sqrt{p_{1S}^2 + M_K^2} - M_K = \frac{1}{2}\Delta M \\
p_{1S} &= \sqrt{(\frac{1}{2}\Delta M + M_K)^2 - M_K^2} & (2.12)
\end{aligned}
$$

[1]Es wird die in der Hochenergiephysik gängige Konvention $c = \hbar = 1$ benutzt.



(a) Schwerpunktsystem (b) Laborsystem

Abbildung 2.5: Bezeichnungen im Schwerpunktsystem (a) und Laborsystem(b)

Durch Einsetzten der entsprechenden Massen in Gleichung 2.12 ergibt sich für p_{1S} ein Zahlenwert von 127 MeV/c. Die zugehörige Energie E_{1S} beträgt damit 509 MeV/c^2. Diese Werte dienen der Bestimmung von t in Gleichung 2.11, und θ_L kann jetzt als Funktion von p_L und θ_{1S} dargestellt werden. Abbildung 2.6 zeigt das Ergebnis. Auf der x-Achse ist der Impuls des ϕ-Mesons im Laborsystem aufgetragen. Die y-Achse bezeichnet den Winkel zwischen der Bewegungsrichtung eines Kaons im Ruhesystem des ϕ-Mesons und der Bewegungsrichtung des ϕ-Mesons im Laborsystem. Auf der z-Achse ist dann der mit Gleichung 2.11 berechnete Winkel zwischen den Kaonen im Laborsystem aufgetragen. Bei der Betrachtung von Abbildung 2.6 lassen sich die folgenden Eigenschaften für das Verhalten von θ_L ablesen:

1. Der maximale Winkel θ_L für einen festen Wert von p_L wird erreicht, wenn $\theta_{1S} = 90°$ beträgt, d.h. wenn die Kaonen im Schwerpunktsystem senkrecht zur Flugrichtung des ϕ-Mesons im Laborsystem emittiert werden.

2. Der Winkel zwischen den Kaonen im Laborsystem nimmt zu größeren Impulsen des ϕ-Mesons sehr schnell ab. Für $p_L = 0.5$ GeV/c ergibt sich ein maximales θ_L von 51°. Bei einem Impuls des ϕ-Mesons von 1 GeV/c beträgt der maximale Winkel nur noch 28°. Ursache dafür ist die kleine Massendifferenz zwischen dem ϕ-Meson und den zwei Kaonen (siehe auch Gleichung 2.7).

2.4.2 Impuls-Winkelverteilung der Kaonen

Wie bereits in vorangegangenen Abschnitten erwähnt wurde, ermöglichen die zentralen Spurkammern des H1-Detektors die Messung des mittleren Energieverlustes von geladenen Teilchen. Eine Identifikation von Teilchen auf der Basis dieser Messung ist, wie in Kapitel 3 gezeigt wird, jedoch nur für relativ kleine Impulse (unterhalb etwa 700 MeV/c) durchführbar. Aus diesem Grund ist es wichtig zu wissen, wie viele Kaonen aus dem Zerfall des ϕ-Mesons die zentralen Spurkammern durchqueren und einen Impuls unterhalb von 700 MeV/c haben.
In Abbildung 2.7 ist deshalb der Polarwinkel, also der Winkel zur Protonflugrichtung, von Kaonen aus dem untersuchten Zerfall gegen den zugehörigen Impuls aufgetragen. Grundlage waren 1425 simulierte Ereignisse, die jeweils den gesuchten Zerfall enthalten. Die Identifikation der Kaonen erfolgte dabei mit Hilfe der Generatorinformation. Die aufgetragenen

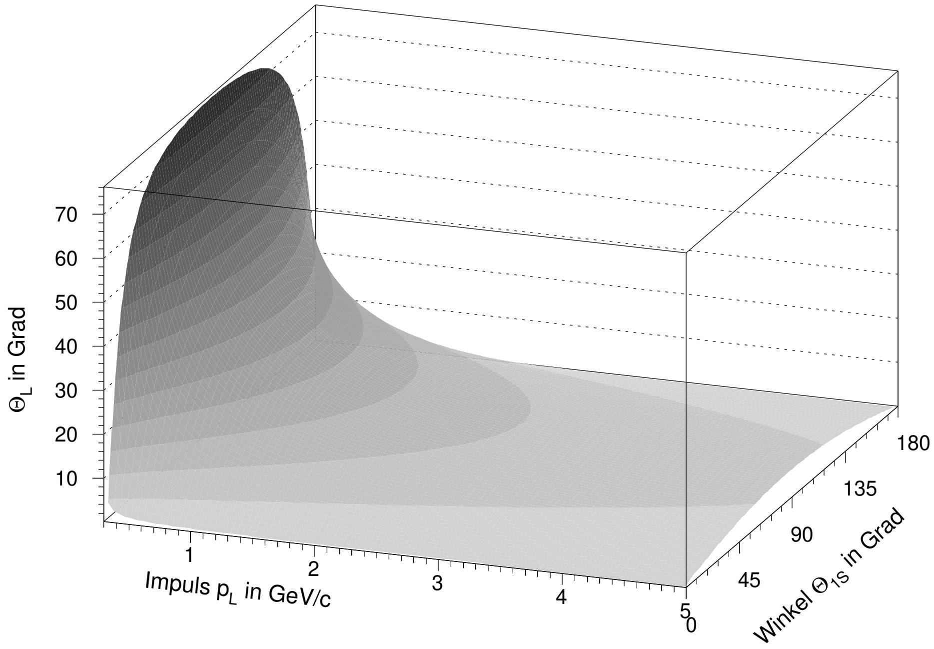


Abbildung 2.6: Winkel der Kaonen im Laborsystem als Funktion des Winkels θ_{1S} und dem Impuls des ϕ-Mesons im Laborsystem.

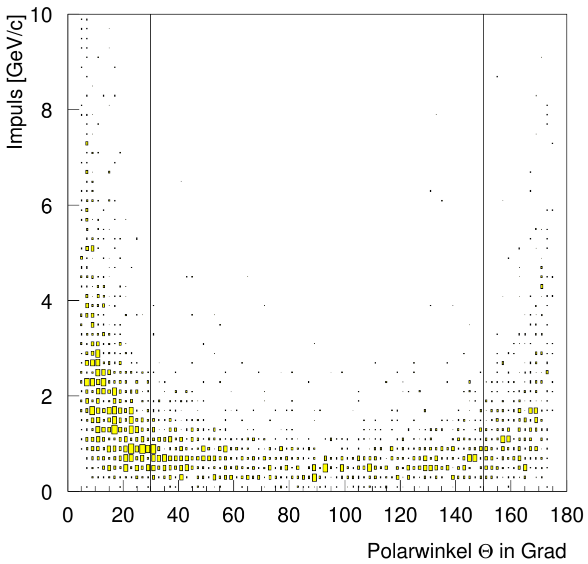


Abbildung 2.7: Winkel der Kaonen aufgetragen gegen den zugehörigen Impuls. Die senkrechten Linien bei $\theta = 30°$ und $\theta = 150°$ markieren die Grenzen der zentralen Spurkammern des H1-Detektors.

Größen sind ebenfalls den Generatorbänken entnommen worden. Die senkrechten Linien bei $\theta = 30°$ und $\theta = 150°$ markieren den Bereich, der durch die zentralen Spurkammern des H1-Detektors abgedeckt wird. Zunächst fällt auf, daß ein großer Teil der Kaonen den Detektor unter einem Polarwinkel durchquert, der kleiner als 30° ist. Ursache hierfür ist die Bewegung des Elektron-Proton-Schwerpunktsystems in Richtung des einfliegenden Protons. Weiterhin ist zu erkennen, daß Kaonen, die den Detektor in einem Winkelbereich zwischen 30° und 150° durchqueren, häufig Impulse besitzen, die eine Identifikation mit Hilfe der Energieverlustmessung ermöglichen sollten. Wird eine obere Grenze von 700 MeV/c für den Impuls der Kaonen zugrunde gelegt, bis zu der eine Identifikation möglich ist, ergeben sich folgende Zahlen:

- In 549 von 1425 Ereignissen ist ein Kaon identifizierbar. Das entspricht einem Anteil von ca. 39%.
- In 194 von 1425 Ereignissen durchqueren beide Kaonen die zentralen Spurkammern und haben einen Impuls, der kleiner als 700 MeV/c ist. Das entspricht einem Anteil von ca. 14%.

Die genannten Zahlen sind die Motivation für die Unterteilung der Analyse zur Rekonstruktion von ϕ-Mesonen in zwei unabhängige Teile.

TEIL I Die Rekonstruktion von ϕ-Mesonen benutzt ausschließlich Spuren, die in einem Impuls- und Winkelbereich liegen, der eine Identifikation von Kaonen mit Hilfe der Energieverlustmessung erlaubt. Dieser Teil der Analyse wird im folgenden Kapitel beschrieben.

TEIL II In diesem Teil werden nur noch Spuren mit einem Impuls benutzt, der zu groß für die Anwendung der Teilchenidentifikation durch die Energieverlustmessung ist. Dieser Analyseteil wird in Kapitel 4 beschrieben.

3. Analyse Teil I

3.1 Theoretische Grundlagen zur Messung des Energieverlustes beim Durchgang geladener Teilchen durch Materie

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie kann dieses auf drei verschiedene Arten seine Energie an das durchquerte Medium abgeben. Alle drei Prozesse haben mit der elektromagnetischen Wechselwirkung eine gemeinsame Ursache. Die möglichen Prozesse sind:

1. Ionisation der Atome des durchquerten Mediums.
   Die Ionisation oder Anregung der Atome des Mediums findet durch Stöße der bewegten Teilchen an Hüllenelektronen statt.

2. Emission von Cherenkov-Licht.
   Cherenkov-Licht wird emittiert, falls die Geschwindigkeit des Teilchens größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im durchquerten Medium.

3. Emission von Übergangsstrahlung.
   Übergangsstrahlung findet bei dem Übergang zwischen Medien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten statt.

Der mittlere Energieverlust eines Teilchens durch Ionisation wird quantitativ durch die Bethe-Bloch Formel (Gleichung 3.1 aus [KL92]) beschrieben. Eine halbklassische Herleitung dieser Formel findet sich z.B. in [JAC92].

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2}{A\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 - \delta\right] \tag{3.1}$$

m_e	Elektronenmasse
r_e	klassischer Elektronenradius $= 2.8\,\mathrm{fm}$
z	Ladung des Teilchens (in Einheiten von e)
β	Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten von c
N_0	Loschmidt-Avogadro-Zahl
Z	Ordnungszahl des durchquerten Materials
A	Massenzahl des durchquerten Materials
I	effektives Ionisierungspotential ($\simeq 12Z\,\mathrm{eV}$)
δ	Dichtekorrektur; in ursprünglicher Form der Bethe-Bloch Formel ist $\delta = 0$

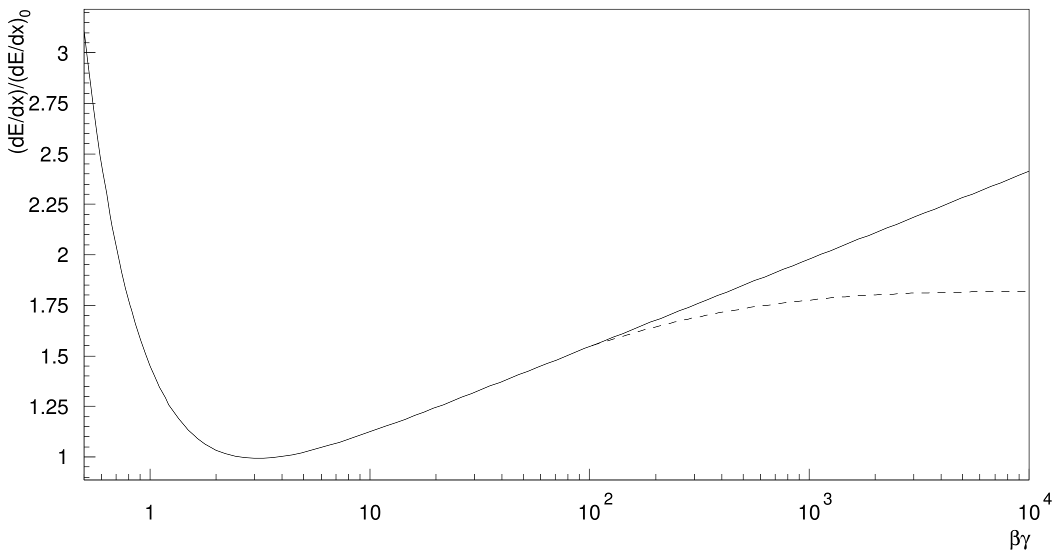


Abbildung 3.1: Energieverlust durch Ionisation in Argon; berechnet ohne Dichtekorrektur (durchgezogene Linie) und mit Dichtekorrektur nach Sternheimer (gestrichelte Linie).

Aus Gleichung 3.1 wird ersichtlich, daß der Energieverlust nicht von der Teilchenmasse M des ionisierenden Teilchens abhängt, sondern von der Geschwindigkeit $v = \beta c$. Bei nicht-relativistischen Energien fällt er wie $1/\beta^2$ ab. Nach dem Erreichen eines Minimums bei $\beta\gamma \simeq 4$ erfolgt ein logarithmischer Wiederanstieg mit $\gamma = (1 - \beta^2)^{1/2}$. Dieser Anstieg ist klassisch auf das Anwachsen der transversalen Komponente des elektrischen Feldes um den Faktor γ und damit auf die Vergrößerung der Reichweite transversaler Photonen zurückzuführen. Die durchgezogene Linie in Abbildung 3.1 zeigt den Verlauf des Energieverlustes durch Ionisation in Argon bei Normaldruck gemäß der Formel von Bethe
und Bloch, in der keine Dichtekorrektur δ vorgesehen ist. Ohne Dichtekorrektur ist das stetige Anwachsen des Energieverlustes für sehr große Energien offensichtlich. Bereits in den 50er Jahren gab es jedoch Experimente [BOW52], bei denen eine Sättigung des Energieverlustes für hochrelativistische Teilchen beobachtet wurde. Die Ursache für diese Sättigung in dE/dx ist wie bei dem relativistischen Wiederanstieg die transversale Feldkomponente des durchquerenden Teilchens. Der Sättigungsbereich ist erreicht, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens und damit die Feldkomponente senkrecht zur Flugrichtung so groß wird, daß sie dem Abstand der Atome des Mediums entspricht. Das Verhältnis zwischen dem Sättigungswert und dem Wert im Minimum ist aus diesem Grund bei Gasen unter Normaldruck größer als bei Gasen unter höherem Druck oder bei Festkörpern. Berechnungen der Dichtekorrektur δ wurden z.B. von R.M. Sternheimer [STE52] [STE71] und von J.H. Cobb [COB76] durchgeführt. Die gestrichelte Linie in Abbildung 3.1 zeigt den Verlauf der dE/dx Kurve mit einer Korrektur wie sie 1971 von Sternheimer [STE71] vorgeschlagen wurde[1]. Durch den Vergleich der Vorhersagen dieses Modells mit experimentellen Resultaten (z.B. von Lehraus [LEH78]) zeigt sich, daß der berechnete relativistische Wiederanstieg ca. 10–15%

[1] Näheres dazu siehe Anhang A.

größer ist als der gemessene. Ursache hierfür ist die Vernachlässigung des Einflusses, den die Schalenstruktur der Atomhülle verursacht. Wird diese in die Berechnungen des Energieverlustes einbezogen, ergibt sich das Photon-Absorptions-Ionisations-Modell (PAI) [COB80], welches eine befriedigende Beschreibung der Daten liefert. Der Unterschied des PAI Modells gegenüber der Bethe-Bloch Formel ohne Dichtekorrektur wird erst bei Teilchenimpulsen oberhalb von ca. 20 GeV/c deutlich. Da die Energieverlustmessung in der vorliegenden Arbeit jedoch ausschließlich für Teilchen mit Impulsen unterhalb von ca. 1 GeV/c verwendet wurde, kann die Bethe-Bloch Formel mit $\delta = 0$ benutzt werden. In diesem Impulsbereich ist der Energieverlust der betrachteten geladenen Teilchen nahezu unabhängig von der Wahl des Kammergases. Deshalb kann in den durchgeführten Rechnungen die Ionisierungsenergie von reinem Argon verwendet werden, obwohl sich in den Jetkammern des H1-Detektors während der Datennahme im Jahre 1993 ein Gemisch befand, das zu gleichen Teilen aus Argon und Ethan bestand.

3.2 Messung des Energieverlustes mit den zentralen Spurkammern des H1-Detektors

Die zentralen Jetkammern des H1-Detektors bieten die Möglichkeit, den Energieverlust von geladenen Teilchen zu messen. Da die Kammern im Proportionalbereich arbeiten, ist die auf einem Signaldraht deponierte Ladung proportional zur Anzahl der von dem durchquerenden Teilchen primär erzeugten Elektronen. Diese Anzahl wiederum ist proportional zur abgegebenen Energie ΔE, d.h. aus der auf den Signaldrähten deponierten Ladung und der in der Kammer zurückgelegten Strecke ΔS kann der mittlere Energieverlust berechnet werden.

Bei den Einzelmessungen im H1-Detektor durchqueren die Teilchen jeweils nur Gasschichten, deren Dicke der Größenordnung des Abstandes der Signaldrähte entspricht. In den Jetkammern CJC1 und CJC2 beträgt dieser Abstand ca. 1 cm. Die Anzahl der ionisierenden Kollisionen ist mit $\sim$ 30/cm [COB76] klein, und die pro Wechselwirkung abgegebene Energie schwankt sehr stark. Als Folge davon ergibt sich eine zuerst von Landau abgeleitete charakteristische Eigenschaft der Energieverlustverteilung. Abbildung 3.2 (aus [KL92]) zeigt eine derartige Verteilung für π-Mesonen in einer Schicht von 1.5 cm Argon mit 5% CH_4 bei Normalbedingungen. Sie ist asymmetrisch und mit einem lang auslaufenden Schwanz zu großen Werten von Δ versehen. Die Einträge bei sehr hohen Werten werden durch Stöße mit kleinem Stoßparameter und großem Energieübertrag verursacht.

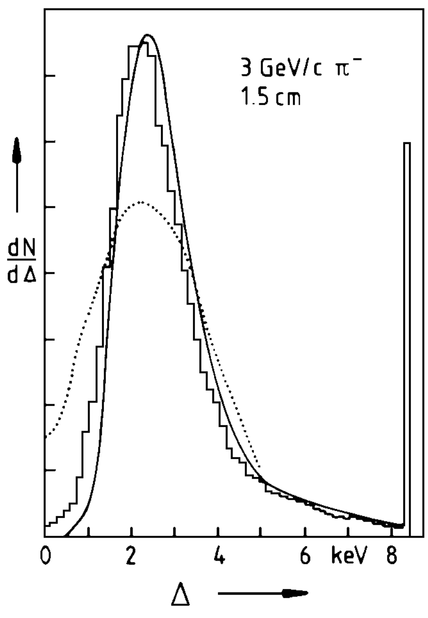


Abbildung 3.2: Energieverlustverteilung für π-Mesonen in einer Schicht von 1.5 cm Argon mit 5% CH_4 bei Normalbedingungen.

Es stellt sich unmittelbar die Frage, wie aus den landauverteilten Einzelmessungen der mittlere Energieverlust eines Teilchens bestimmt wird. Bei dem H1-Experiment wurden für die im Jahr 1993 genommenen Daten zwei verschiedene Methoden benutzt, die "$1/\sqrt{x}$-Methode" und eine Methode

namens “Truncated Mean”.
Bevor die beiden Methoden näher erläutert werden, folgt noch eine technische Anmerkung. Die in den H1-Daten enthaltenen Werte für den Energieverlust (z.B. aus der CTKR-Bank) beziehen sich nur auf die Ebene transversal zum Strahlrohr, da die zur Messung benutzten Kammern CJC1 bzw. CJC2 die Ortskoordinate nur in dieser Ebene mit hoher Genauigkeit messen können. Damit ist jede Einzelmessung des Energieverlustes mit einem Punkt in der xy-Ebene des H1-Koordinatensystems verknüpft. Der tatsächliche Wert für dE/dx stimmt also nur für Spuren, die den Detektor unter einem Polarwinkel von 90° durchlaufen, mit dem in den H1-Daten enthaltenen Wert überein. Für alle anderen Spuren muß der aus den Daten entnommene Wert mit dem Sinus des Polarwinkels θ multipliziert werden. Alle im folgenden benutzten Werte für dE/dx sind bereits auf die vollständige im Detektor zurückgelegte Strecke umgerechnet, also mit $\sin\theta$ multipliziert.

3.2.1 Berechnung des mittleren Energieverlustes mit der $1/\sqrt{\mathrm{x}}$-Methode

Bei der $1/\sqrt{\mathrm{x}}$-Methode werden sowohl 5–10% der Meßwerte am unteren Ende als auch am oberen Ende der Verteilung verworfen. Für die n verbliebenen Werte x_i wird die Größe

$$W = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sqrt{x_i}} \tag{3.2}$$

bestimmt. Der dE/dx-Wert für die zugehörige Spur berechnet sich dann als Quadrat des Kehrwertes von W. Die Motivation für die Vorgehensweise liegt in der Tatsache begründet, daß die Größen $1/\sqrt{x_i}$ annähernd normalverteilt sind. Durch diese Methode wird die Varianz des Mittelwertes der Einzelmessungen ungefähr auf ein Drittel des ursprünglichen Wertes reduziert [PRE92].

3.2.2 Berechnung des mittleren Energieverlustes mittels “Truncated Mean”

Auch bei dieser Methode werden nicht alle Meßwerte zur Bildung des Mittelwertes herangezogen. Allerdings werden im Gegensatz zur $1/\sqrt{x}$-Methode mehr Werte am oberen (20–40%) als am unteren (0–15%) Ende der Verteilung vernachlässigt. Auf diese Weise bleiben hauptsächlich Meßwerte von Stößen mit einem großen Energieübertrag unberücksichtigt, und folglich ist der so gebildete Mittelwert systematisch kleiner als der der unbeschnittenen Verteilung. Der absolute Wert des mittleren Energieverlustes ist für die Verwendung zur Teilchenidentifikation jedoch von untergeordneter Bedeutung. Wichtig ist, daß auch bei dieser Methode die Varianz des Mittelwertes der Einzelmessungen auf etwa ein Drittel des ursprünglichen Wertes verringert wird.

3.3 Teilchenidentifikation mit Hilfe der dE/dx-Messung

In Abschnitt 3.1 wurde bereits darauf hingewiesen, daß der mittlere Energieverlust eines Teilchens nicht von seiner Masse, sondern nur von der Geschwindigkeit abhängt. Allein durch die Messung des Energieverlustes in den zentralen Spurkammern ist es damit nicht möglich, Teilchen zu identifizieren. Wird jedoch zusätzlich die Impulsmessung der Jetkammern benutzt und der mittlere Energieverlust dE/dx einer Spur gegen den zugehörigen Impuls p

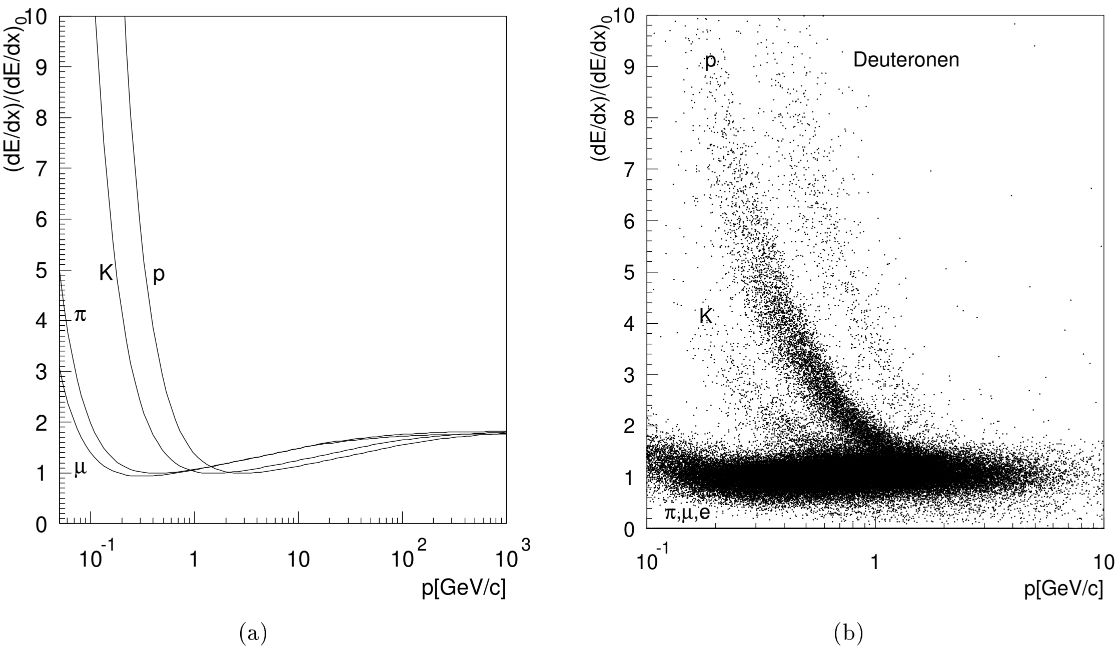


Abbildung 3.3: Berechneter Energieverlust von Kaonen, Pionen und Protonen in Argon (a). Mit den zentralen Jetkammern gemessener Energieverlust für Ereignisse der Datennahme 1993 (b).

aufgetragen, kann zwischen Teilchen mit verschiedenen Ruhemassen differenziert werden. Abbildung 3.3a zeigt die mit der Bethe-Bloch Formel und der in Anhang A skizzierten Dichtekorrektur δ berechneten Kurven für Pionen, Kaonen und Protonen. Der Energieverlust ist auf den Minimalwert in Argon (1.47 MeV/g cm^{-2}) normiert. Es wird deutlich, daß bei ausreichend guter Auflösung des Detektors in dE/dx bzw. p eine Trennung der drei Teilchensorten vor allem für kleine Impulse möglich ist. In Abbildung 3.3b ist der Energieverlust für Ereignisse dargestellt, die im Herbst 1993 mit dem H1-Detektor registriert wurden. Vier von verschiedenen Teilchensorten gebildete Bänder können gut voneinander unterschieden werden. Im untersten Band befinden sich neben Myonen und Elektronen hauptsächlich Pionen. Es wird im folgenden vereinfachend als Pionenband bezeichnet. Über dem Pionenband folgt erwartungsgemäß das Kaonenband. Anschließend ist das Protonenband zu erkennen. Jenseits des Protonenbandes zeigt sich ein weiteres, sehr breites Band, das hauptsächlich von Deuteronen[2] gebildet wird.

Mit dem H1-Detektor besteht also die Möglichkeit in einem eingeschränkten Impulsbereich Kaonen von Protonen und Pionen zu trennen und damit den Untergrund, der bei der Rekonstruktion der invarianten Masse des ϕ-Mesons im untersuchten Zerfallskanal durch die Kombination anderer Teilchen als Kaonen entsteht, erheblich zu verringern. In den folgenden Abschnitten werden zwei Verfahren, die bei der Identifikation von Kaonen Verwendung finden, vorgestellt.

[2]Ein Deuteron ist der gebundene Zustand eines Protons und eines Neutrons. Deuteronen können bei H1 z.B. durch Wechselwirkung von Protonen mit Molekülen des Restgases entstehen.

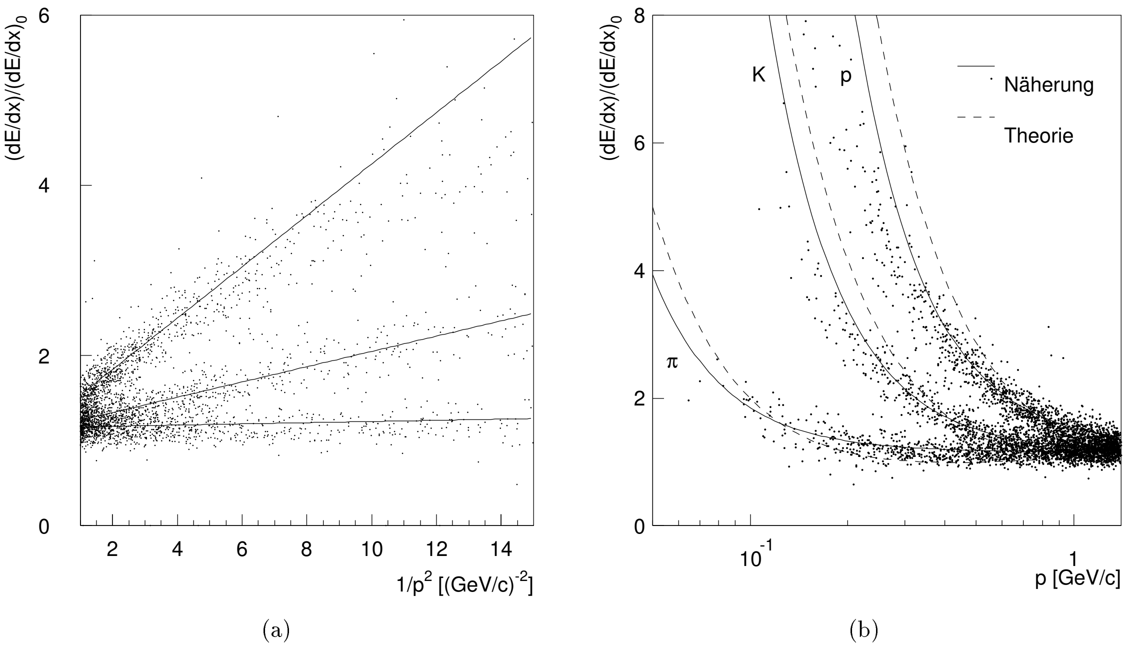


Abbildung 3.4: Energieverlust für Inline-Ereignisse aufgetragen gegen $1/p^2$ (a) und gegen p (b)

3.4 Methode I

Ziel des Verfahrens ist es, für jedes Teilchen, das die zentralen Spurkammern des H1-Detektors durchquert, eine Größe festzulegen, mit deren Hilfe Kaonen von anderen Teilchen unterschieden werden können. Dabei werden von Beginn an nur Teilchen berücksichtigt, deren Impuls unterhalb von 1 GeV/c liegt. Oberhalb dieses Impulses ist eine Teilchenidentifikation mit dem H1-Detektor nicht mehr möglich, da die Auflösung der Messung des mittleren Energieverlustes mit ca. 10% (aus [WOL86]) dafür nicht ausreichend ist.
Um zu bestimmen, ob eine Spur von einem Kaon stammt, wird zunächst für jede der drei Teilchensorten eine Funktion berechnet, die die dE/dx-Meßwerte in Abhängigkeit vom Betrag des Impulses p möglichst gut beschreibt. Die in Abschnitt 2.2.1 erwähnten Inline-Ereignisse dienen dabei als Grundlage. Ein einfacher Weg, den funktionalen Zusammenhang des dE/dx-Wertes mit dem Teilchenimpuls zu finden, besteht darin, die dE/dx-Werte aller Spuren über dem reziproken Wert des Quadrates des zugehörigen Impulses aufzutragen und den erwarteten linearen Verlauf durch eine Gerade zu nähern. Die Berechnung der Geraden kann dann mittels linearer Regression erfolgen. Abbildung 3.4a zeigt die Abhängigkeit des mittleren Energieverlustes von $1/p^2$ für jeweils 2000 Pionen, Kaonen und Protonen sowie die berechneten Geraden 3.3-3.5.

$$\text{Pion} \quad f_\pi = 1.151 + 5.41 \cdot 10^{-3} x \tag{3.3}$$
$$\text{Kaon} \quad f_K = 1.153 + 8.96 \cdot 10^{-2} x \tag{3.4}$$
$$\text{Proton} \quad f_p = 1.272 + 0.258 x \tag{3.5}$$

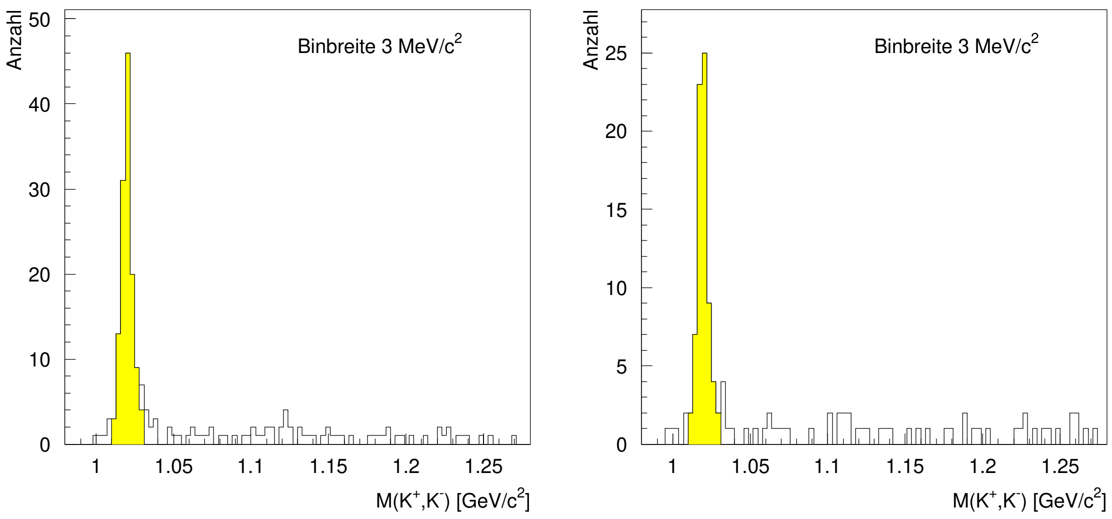
Diese Geraden können, indem x durch $1/p^2$ ersetzt wird, wieder in die gebräuchlichere Darstellung, in der dE/dx gegen den Impuls p aufgetragen ist, übertragen werden. In Abbildung 3.4b sind neben den Meßwerten die so entstandenen Kurven (durchgezogene Linien) sowie die mit der Bethe-Bloch Formel berechneten theoretischen Kurven (gestrichelte Linien) dargestellt. Auffallend ist die deutliche Abweichung des theoretischen Verlaufes von der simulierten Verteilung. Eine mögliche Ursache könnte die Berechnung der Werte für den mittleren Energieverlust mit der Methode „Truncated Mean" sein, die aus bereits genannten Gründen zu kleine Werte liefert.
Um zu entscheiden, ob eine Spur von einem Kaon oder einem anderen Teilchen stammt, findet der statistische Fehler des zugehörigen dE/dx-Wertes und der Abstand des Wertes zu der durch Gleichung 3.4 beschriebenen Kurve (gemessen bei gleichem Impuls) Verwendung. Die Einbeziehung des Fehlers eines Meßwertes berücksichtigt die Tatsache, daß die Bestimmung des mittleren Energieverlustes genauer wird, je mehr Einzelmessungen zur Bestimmung benutzt wurden. Der statistische Fehler berechnet sich aus dem reziproken Wert der Wurzel aus der Anzahl angesprochener Signaldrähte. Anschließend wird untersucht, mit welchen der drei genäherten Kurven der dE/dx-Wert innerhalb des berechneten Fehlers übereinstimmt. Ist der gemessene Wert mit mehr als einer Kurve verträglich, kann keine Aussage über die Art des Teilchens gemacht werden. Dieser Fall tritt z.B. dann ein, wenn der Impuls des Teilchens so groß ist, daß sich die verschiedenen Bänder überlappen. Ebenfalls ohne Aussagekraft bleibt das Verfahren, wenn der Meßpunkt innerhalb der Fehlergrenzen keiner Kurve zuzuordnen ist. Kann der Meßpunkt jedoch genau einer Kurve zugeordnet werden, gilt er als identifiziert.

3.4.1 Anwendung von Methode I auf simulierte Ereignisse

Nachdem im letzten Abschnitt eine Methode zur Teilchenidentifikation mit Hilfe der Energieverlustmessung beschrieben wurde, soll nun die Wirksamkeit dieser Methode bei der Anwendung auf simulierte Daten untersucht werden. Dazu sind zunächst die in Kapitel 2 erwähnten 1425 Ereignisse benutzt worden. Jedes dieser Ereignisse enthält mindestens ein ϕ-Meson, welches in zwei geladene Kaonen zerfällt. Über die Identifikation der Kaonen aus diesem Zerfall sollte durch die Berechnung der invarianten Masse des Systems der beiden Kaonen eine Rekonstruktion der ϕ-Mesonen möglich sein (vgl. Kapitel 2). Um eine Bewertung der Methode durchführen zu können, ist ausgehend von den 1425 simulierten Ereignissen ein weiterer Datensatz erstellt worden, der nur noch solche Ereignisse umfaßt, in denen die Kaonen aus dem Zerfall eines ϕ-Mesons folgende Eigenschaften erfüllen:

1. Beide Kaonen hinterlassen Spuren in den zentralen Spurkammern des H1-Detektors, d.h. ihr Polarwinkel θ fällt in den Bereich $30° \leq \theta \leq 150°$. Für diese Spuren muß der mittlere Energieverlust vorliegen.

2. Beide Kaonen haben einen Impuls, der so klein ist, daß eine Unterscheidung zwischen Pionen, Kaonen und Protonen mit der untersuchten Methode überhaupt noch möglich ist. Der Wert bis zu dem die Trennung möglich erscheint, kann aus Abbildung 3.4b abgelesen werden. Er beträgt ca. 0.7 GeV/c. Für größere Impulse der Kaonen überlappen sich das Kaon– und das Pionband nahezu vollständig, und eine Unterscheidung der beiden Teilchenarten wird unmöglich.



(a) (b)

Abbildung 3.5: Invariante Masse für zwei hypothetische Kaonen. Identifikation der Kaonen auf Generatorniveau (a) und mit Methode I (b)

3. Für jedes der beiden Kaonen ist die Verbindung zwischen der rekonstruierten Spur und den ursprünglichen Werten des Generators für diese Spur hergestellt worden. Damit wird sichergestellt, daß die Kaonen aus dem Zerfall eines ϕ-Mesons stammen.

Auf diese Weise ist ein Datensatz entstanden, der nur noch Ereignisse enthält, die alle Voraussetzungen zur Identifikation von Kaonen mit Methode I erfüllen. Er kann deshalb zum Vergleich mit den Ergebnissen der Teilchenidentifikation herangezogen werden. Abbildung 3.5a zeigt die aus dem reduzierten Datensatz berechnete invariante Masse für zwei entgegengesetzt geladene Kaonen mit optimaler Teilchenidentifikation, die der Generatorinformation entnommen wurde. In Abbildung 3.5b ist ebenfalls die invariante Masse mit einer Massenhypothese für zwei Kaonen dargestellt, diesmal jedoch auf der Grundlage aller 1425 simulierten Ereignisse. Zusätzlich wurde gefordert, daß beide Spuren mit Methode I als Kaonen identifiziert worden sind und natürlich entgegengesetzte Vorzeichen der Ladungen besitzen. Erwartungsgemäß zeigt sich in beiden Abbildungen die ausgeprägte Erhebung an der Stelle der ϕ-Masse. Der Untergrund ist ebenfalls in beiden Abbildungen außerordentlich gering. Bei 3.5a ist dies eine Folge der Identifikation der Kaonen aus der Generatorinformation. Die geringe Anzahl der Einträge, die nicht in der Nähe der ϕ-Masse liegen, haben ihre Ursache in der falschen Zuordnung der Generatorinformation zu der rekonstruierten Spur. In 3.5b ist der geringe Untergrund auf das sichere Funktionieren der Teilchenidentifikation mit Methode I zurückzuführen. Um die Effizienz der Methode abzuschätzen, sind in beiden Diagrammen in einem Bereich von ± 10 MeV/c^2 um die ϕ-Masse (grau hinterlegter Bereich) die Einträge gezählt worden. In Abbildung 3.5a, also bei bestmöglicher Teilchenidentifikation befinden sich 126 Einträge in diesem Bereich, während bei der Identifikation unter Einsatz von Methode I noch 72 Einträge (3.5b) im selben Bereich übrigbleiben. Das bedeutet, daß mit der untersuchten Methode bei einer sehr geringen Anzahl von Fehlidentifikationen 57% der Kaonen in einem Impulsbereich bis ca. 0.7 GeV/c erkannt werden können.

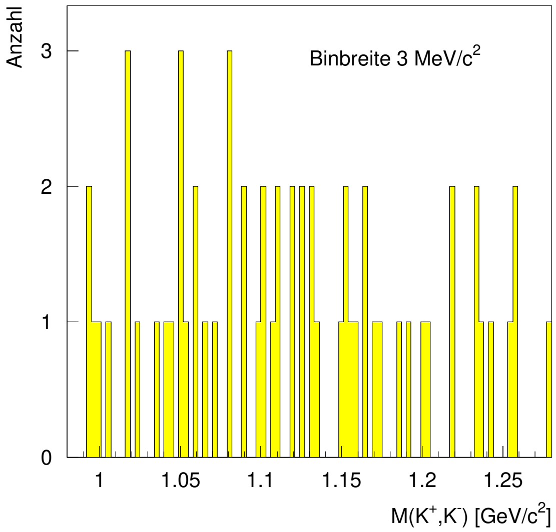


Abbildung 3.6: Invariante Masse für zwei mit Methode I identifizierte Kaonen auf der Grundlage von ca. 28000 Ereignissen, die im Herbst 1993 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden.

3.4.2 Anwendung von Methode I auf 1993 aufgezeichnete Daten

Nach den positiven Ergebnissen, die durch die Anwendung der untersuchten Methode zur Teilchenidentifikation auf simulierte Ereignisse erzielt wurden, befaßt sich dieser Abschnitt mit der Anwendbarkeit auf Ereignisse, die im Herbst 1993 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet worden sind.

Die Vorgehensweise ist mit der Untersuchung von simulierten Ereignissen vergleichbar. Wiederum wurde die invariante Masse für zwei entgegengesetzt geladene Spuren berechnet, die Methode I als Kaonen identifiziert hat. Das Ergebnis für ca. 28000 Ereignisse ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Sofort fällt die im Vergleich mit den simulierten Ereignissen sehr geringe Anzahl von Einträgen auf. Ein Signal von einem rekonstruierten ϕ-Meson ist nicht zu erkennen. Die Teilchenidentifikation war offensichtlich deutlich weniger effektiv als bei simulierten Ereignissen. Ein Grund hierfür könnte eine Abweichung zwischen dem Verlauf des mittleren Energieverlustes in simulierten Daten und dem in realen H1-Daten sein. Um diese Möglichkeit zu untersuchen, ist für den verwendeten Datensatz der mittlere Energieverlust gegen den zugehörigen Impuls aufgetragen worden. In Abbildung 3.7 sind die Meßpunkte sowie die bei der Methode I benutzten Funktionen 3.3-3.5 (mit $x = 1/p^2$) dargestellt. Während der Verlauf der Funktion für Pionen noch recht gut mit den Daten übereinstimmt, liegen die auf Basis der Inline-Ereignisse gefundenen Funktionen der Kaonen und Protonen im für die Identifikation relevanten Impulsbereich deutlich unterhalb der Daten. Diese Abweichung ist hauptverantwortlich für die geringe Anzahl der von Methode I identifizierten Spuren. An dieser Stelle muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß die Beschreibung des mittleren Energieverlustes von geladenen Spuren in den zentralen Spurkammern zum Zeitpunkt dieser Analyse noch nicht abgeschlossen war.

Als vorläufiges Ergebnis bleibt festzuhalten, daß die Analyse mit den aus Inline-Ereignissen bestimmten Ausgangsfunktionen zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht anwendbar ist. Ein

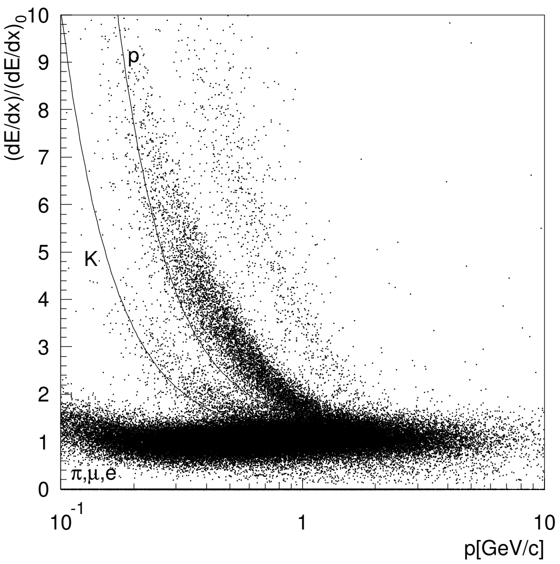


Abbildung 3.7: Mittlerer Energieverlust für ca. 10000 Ereignisse. Die drei Kurven wurden mit den bei der Methode I zur Teilchenidentifikation benutzten Gleichungen 3.3-3.5 berechnet.

möglicher Ausweg aus dieser Situation scheint zunächst die Bestimmung neuer Funktionen für die beschriebene Methode der Teilchenidentifikation zu sein, diesmal jedoch direkt auf Grundlage von Ereignissen, die mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Allerdings ergeben sich daraus unmittelbar neue Probleme. Die genommenen Daten können natürlich im Gegensatz zu den Inline-Ereignissen nicht nach Teilchenarten sortiert werden, und damit ist auch die Berechnung der benötigten Funktionen nicht auf die gleiche einfache Weise wie bei den simulierten Ereignissen möglich. Ein weiteres und für die Methode entscheidendes Problem wurde bei der Untersuchung von Daten festgestellt, die innerhalb eines Zeitraumes von einigen Wochen aufgezeichnet wurden. Es zeigte sich, daß die Werte für den mittleren Energieverlust in dieser Zeit schwankten, d.h. die Bänder, die von den verschiedenen Teilchen gebildet werden, enthielten zu Beginn des untersuchten Zeitraumes im Mittel höhere dE/dx-Werte als zu einem späteren Zeitpunkt. Eine mögliche Ursache für diese Verschiebungen der dE/dx-Bänder könnte z.B. eine Änderung der Zusammensetzung des Gasgemisches in den Spurkammern sein, was einen geänderten Energieverlust zur Folge hat. Weiterhin besteht z.B. die Möglichkeit, daß die Normierungskonstante für den Energieverlust (dE/dx_0) geändert wurde, was ebenfalls eine Verschiebung der dE/dx-Werte verursachen würde. Das untersuchte Verfahren zur Teilchenidentifikation ist für derartige Verschiebungen außerordentlich anfällig, da die berechneten Funktionen dann nicht mehr mittig in den dE/dx-Bändern verlaufen und somit insbesondere in dem Bereich, in dem sich die Bänder der verschiedenen Teilchenarten sehr nahe kommen, keine eindeutige Identifikation mehr möglich ist. Alle genannten Gründe legen für die Untersuchung der im Herbst 1993 gesammelten Daten die Suche nach einem anderen Verfahren nahe, welches unempfindlich gegenüber leichten Verschiebungen der dE/dx-Werte ist und möglichst von Beginn an nur mit realen H1-Daten auskommt.

Dennoch bleibt zu bemerken, daß die bisher vorgestellte Methode zur Identifikation von

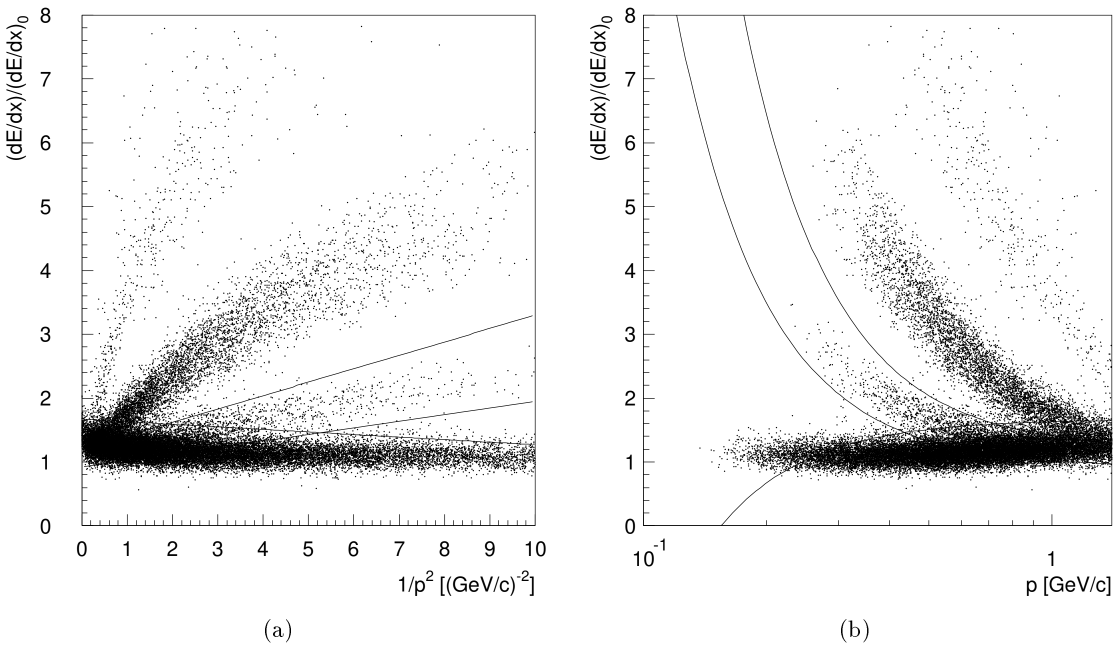


Abbildung 3.8: Normierter mittlerer Energieverlust für Spuren mit mindestens 50 angesprochenen Signaldrähten, aufgetragen gegen $1/p^2$ (a) und gegen p (b). Die Funktionen 3.6-3.8 sind in beiden Diagrammen als durchgezogene Linien eingezeichnet.

Kaonen bei der Anwendung auf simulierte Ereignisse gute Ergebnisse liefert. Die Anzahl der Spuren, die von dem Verfahren nicht korrekt als Kaonen identifiziert werden, ist sehr gering.

3.5 Methode II

Die im letzten Abschnitt beschriebenen Probleme, die bei dem Versuch der Identifikation von Kaonen mit Hilfe von Methode I auftraten, führten zur Entwicklung eines zweiten Verfahrens. Es sollte weniger anfällig auf leichte Schwankungen der dE/dx-Werte reagieren und direkt auf der Basis von H1-Daten entwickelt werden. Auf diese Weise können Probleme, die möglicherweise aus einem Unterschied zwischen simulierten Ereignissen und H1-Daten entstehen könnten, vermieden werden.
Ziel dieses Verfahrens ist es, ausgehend von den Daten, die im Zeitraum vom 18.09.93 bis zum 1.11.93 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden, einen Datensatzes zu erzeugen, der in jedem Ereignis mindestens ein Kaon enthält. Eine Spur wird bei dieser Methode als Kaon interpretiert, wenn sie folgende Eigenschaften erfüllt:

1. Die Spur muß aus mindestens 50 angesprochenen Signaldrähten der zentralen Jetkammern aufgebaut sein.

2. Für die Spur muß eine Messung des mittleren Energieverlustes vorliegen. Der Meßwert

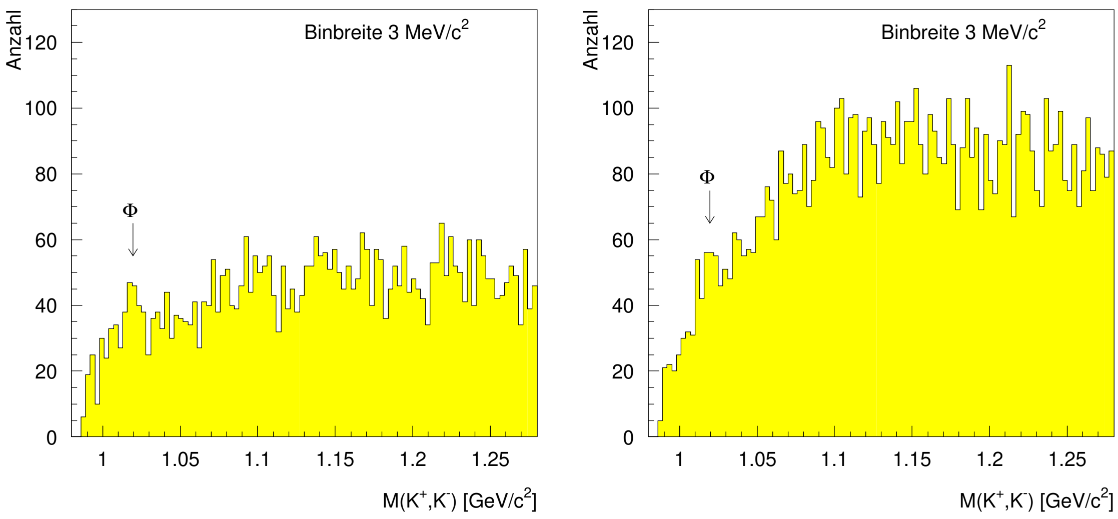
muß in dem durch die Funktionen 3.6–3.8 (mit $x = 1/p^2$) begrenzten Gebiet liegen (siehe Abbildung 3.8).

$$g_1(x) = 1.2 + 0.21x \tag{3.6}$$
$$g_2(x) = 0.92 + 0.103x \tag{3.7}$$
$$g_3(x) = 1.67 - 0.04x \tag{3.8}$$

Die Bestimmung der Funktionen 3.6–3.8 erfolgte graphisch. Für einen Auszug von ca. 30000 Ereignissen der untersuchten Daten ist in Abbildung 3.8a für alle Spuren, die mindestens aus 50 angesprochenen Signaldrähten aufgebaut sind, der zugehörige dE/dx-Wert gegen $1/p^2$ aufgetragen worden. Anschließend wurden drei Geraden eingezeichnet, die den Bereich der Kaonen von den Bereichen anderer Teilchen, wie z.B. Protonen und Pionen trennen. Die Festlegung der Geraden 3.6–3.8 erfolgte dabei so, daß auch eine leichte Verschiebung der dE/dx-Werte keine nennenswerte Zunahme falsch identifizierter Teilchen zur Folge hat. Durch die Forderung von mindestens 50 angesprochenen Signaldrähten für eine Spur wird die Genauigkeit der dE/dx-Messung gesteigert, da für die Berechnung des mittleren Energieverlustes mehr Einzelmessungen zur Verfügung stehen. Die Steigerung der Genauigkeit zeigt sich z.B. bei dem Vergleich der Breite der dE/dx-Bänder von Abbildung 3.3b mit Abbildung 3.8b. Beide Diagramme basieren auf Daten des H1-Detektors, in 3.8 sind die dE/dx-Bänder jedoch deutlich schmaler und besser voneinander zu unterscheiden als in 3.3b.
Durch die Kombination der Forderung von mindestens 50 angesprochenen Signaldrähten pro Spur mit den verhältnismäßig eng am dE/dx-Band der Kaonen anliegenden Funktionen erscheint eine zuverlässige Selektion von Ereignissen, die mindestens ein Kaon enthalten, möglich.
Die Selektion ist auf die im genannten Zeitraum aufgezeichneten Daten angewendet worden. Auf diese Weise entstand ein neuer Datensatz, der insgesamt ca. 28000 Ereignisse enthält. Dieser Datensatz bildet die Grundlage für weitere im folgenden Abschnitt beschriebene Untersuchungen.

3.5.1 Untersuchung des selektierten Datensatzes

Um einen ersten Eindruck von der Wirksamkeit des beschriebenen Verfahrens der Kaonerkennung für die Rekonstruktion von ϕ-Mesonen zu bekommen, ist wiederum die invariante Masse mit einer Kaon-Massenhypothese berechnet worden. Dabei ist eine der beiden kombinierten Spuren die von der Methode II zur Selektion benutzte. Die Auswahl der zweiten Spur erfolgte zunächst ohne weitere Ausnutzung der Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation. Ausschlaggebend für ihre Wahl war lediglich die Forderung nach einer zur ersten Spur im Vorzeichen entgegengesetzten Teilchenladung. Die Berechnung der invarianten Masse erfolgte dabei getrennt für identifizierte Kaonen mit positiver Ladung (3.9a) und für Kaonen mit negativer Ladung (3.9b). In beiden Abbildungen ist an der Stelle der Masse des ϕ-Mesons eine leichte Erhebung gegenüber dem Untergrund zu beobachten. Diese Erhebung besitzt jedoch noch keine ausreichende Aussagekraft, um von einer erfolgreichen Rekonstruktion von ϕ-Mesonen sprechen zu können. Auffallend ist allerdings die stark unterschiedliche An-



(a) (b)

Abbildung 3.9: Invariante Masse berechnet für zwei Spuren mit einer Kaon-Massenhypothese. Jeweils eine Spur ist mit Methode II als Kaon identifiziert. In (a) waren die identifizierten Kaonen positiv, in (b) negativ geladen.

zahl von identifizierten positiv geladenen Kaonen gegenüber negativ geladenen Kaonen. Ein Vergleich der Histogramme 3.9a und 3.9b zeigt die deutlich größere Anzahl der Einträge in dem Histogramm für die Kaonen mit negativer Ladung. Bei der Suche nach der Ursache für dieses Verhalten wurde u.a. die Verteilung der Anzahl der angesprochenen Signaldrähte für Spuren von Teilchen mit negativer Ladung und Spuren von Teilchen mit positiver Ladung untersucht. Dabei zeigte sich der in den Abbildungen 3.10a,b dargestellte Verlauf. Grundlage für diese Abbildungen war der mit Methode II selektierte Datensatz. Zunächst sind in beiden Abbildungen jeweils zwei ausgeprägte Maxima zu erkennen. Sie haben ihre Ursache in dem Aufbau der zentralen Jetkammern. Im linken Maximum sind die Spuren enthalten, die nur in der inneren (CJC1) oder nur in der äußeren Jetkammer (CJC2) nachgewiesen wurden, während das rechte Maximum von den Spuren gebildet wird, welche beide Jetkammern (CJC1+CJC2) durchquert haben. In beiden Abbildungen zeigt sich ein sprunghafter Anstieg bei 50 angesprochenen Signaldrähten, der von dem Schnitt bei der Selektion dieser Ereignisse hervorgerufen wird. Bei dem Vergleich der beiden Verteilungen fällt auf, daß negativ geladene Teilchen häufig eine größere Anzahl angesprochener Signaldrähte hinterlassen als positiv geladene Teilchen. Diese Tatsache führt in Verbindung mit dem benutzten Schnitt von mindestens 50 angesprochenen Signaldrähten zu einer Anreicherung negativ geladener Kaonen in dem mit Methode II selektierten Datensatz. Der Grund für die größere Anzahl angesprochener Signaldrähte für Spuren negativ geladener Teilchen liegt vermutlich in der Anordnung der Drahtebenen in den zentralen Spurkammern. Die Drahtebenen sind nicht radial zum Strahlrohr angeordnet. Die Abweichung von dieser Richtung beträgt 30 ° (siehe Abbildung 1.5). Der gebildete Winkel wird auch Lorentzwinkel genannt. Bei dieser Anordnung bewegen sich die von hochenergetischen, annähernd gerade verlaufenden Spuren erzeugten Driftelektronen nahezu senkrecht auf die Drahtebenen zu. Damit wird eine

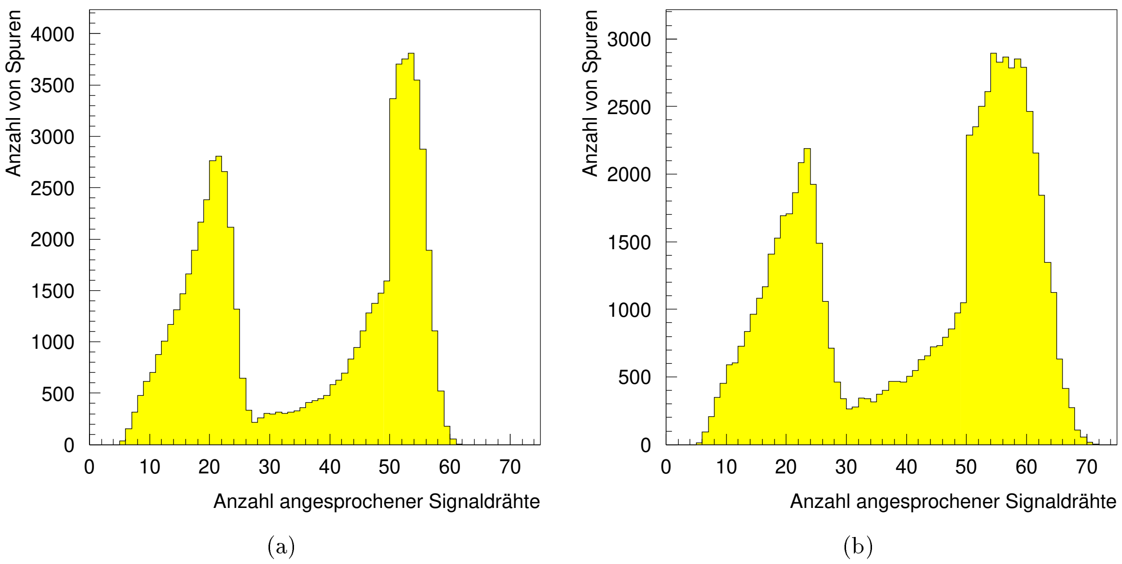


Abbildung 3.10: Anzahl angesprochener Signaldrähte in den zentralen Jetkammern des H1-Detektors für Spuren positiv geladener Teilchen (a) und Spuren negativ geladener Teilchen (b).

optimale Auflösung für diese Art von Spuren erreicht. Niederenergetische Spuren hingegen besitzen eine erheblich stärkere Krümmung. Wird die Jetkammer von der Seite der einfliegenden Protonen betrachtet (wie in Abbildung 1.5), beschreiben negativ geladene Teilchen aufgrund der Richtung des Magnetfeldes eine Schraubenlinie im Uhrzeigersinn und positiv geladene Teilchen eine Schraubenlinie mit einer Drehrichtung gegen den Uhrzeigersinn. Daher können negativ geladene Spuren mehr Drahtebenen kreuzen als Spuren positiv geladener Teilchen. Möglicherweise liegt hier die Ursache für die größere Anzahl angesprochener Signaldrähte von Spuren negativ geladenener Teilchen. Als Folge davon läßt sich dann das Ungleichgewicht zwischen der Anzahl identifizierter negativer und positiver Kaonen erklären.

In weiteren Untersuchungen des selektierten Datensatzes wurden zwei identifizierte Kaonen gefordert. Dabei gilt ein Kaon als identifiziert, wenn die zugehörige Spur einen dE/dx-Eintrag in der durch die Funktionen 3.6–3.8 begrenzten Region aufweist. Ein zusätzlicher Schnitt auf die Anzahl der angesprochenen Signaldrähte, wie bei der Selektion benutzt, ist nicht angewendet worden. Dadurch ist es möglich, die Effizienz der Identifikationsmethode insbesondere für Spuren positiv geladener Teilchen zu steigern. Auch wenn explizit kein Schnitt für die Anzahl angesprochener Signaldrähte einer Spur gefordert wird, besitzt aufgrund des bereits bei der Selektion verwendeten Schnittes eine der beiden kombinierten Spuren sehr häufig mehr als 50 angesprochene Signaldrähte. Für die auf diese Weise ausgewählten Spuren ist wiederum die invariante Masse mit einer Kaon-Massenhypothese berechnet worden. Abbildung 3.11 zeigt das Ergebnis dieser Berechnungen. An der Stelle der Masse des ϕ-Mesons zeigt sich ein deutlich ausgeprägtes Maximum. Der Verlauf der Verteilung wurde mit Hilfe des Programmpaketes *PAW*[3] genähert. Dabei sind eine gaußförmige

[3] Physics Analysis Workstation

Verteilung der Einträge innerhalb des Bereiches um das Maximum und ein quadratischer Verlauf des Untergrundes angenommen worden. Die errechnete Funktion ist als durchgezogene Linie ebenfalls in Abbildung 3.11 dargestellt. Für den Fit ergaben sich folgende Parameter mit den zugehörigen Fehlern.

Gaußförmiger Anteil

$$\begin{aligned} G(x) &= p_1 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-p_2}{p_3}\right)^2\right) \quad \text{mit} \\ p_1 &= 44.7 \pm 4.8 \\ p_2 &= 1.0189 \pm 4.5 \cdot 10^{-4} \\ p_3 &= 4.5 \cdot 10^{-3} \pm 4.3 \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

Quadratischer Anteil

$$\begin{aligned} P(x) &= p_4 + p_5 x + p_6 x^2 \quad \text{mit} \\ p_4 &= 24.4 \pm 0.35 \\ p_5 &= -5.1 \pm 0.33 \\ p_6 &= -4.7 \pm 0.30 \end{aligned}$$

Die physikalisch aussagekräftigsten Parameter sind der Mittelwert der Gaußglocke p_2, der die Masse des rekonstruierten Teilchens widerspiegelt und die Breite p_3. Der Literaturwert für die Masse des ϕ-Mesons beträgt 1019.413 ± 0.008 MeV/c^2 [PDG92]. Der Mittelwert von 1018.9 MeV/c^2 liegt damit gerade an der Grenze des Bereiches, der durch den Fehler von 0.45 MeV/c^2 eingeschlossen wird. Die Breite von 4.5 MeV/c^2 spiegelt im wesentlichen die Detektorauflösung sowie die natürliche Linienbreite des ϕ-Mesons (4.43 ± 0.06 MeV/c^2) wider. Um die Anzahl der rekonstruierten ϕ-Mesonen zu bestimmen, ist die Anzahl der Einträge in einem Bereich von insgesamt 12 Binbreiten (26.4 MeV/c^2) um den Mittelwert bestimmt worden. Anschließend wurde ein mittlerer Untergrund von 15 Einträgen pro Bin subtrahiert. Auf diese Weise ergeben sich ca. 250 rekonstruierte ϕ-Mesonen. Die Effizienz dieses Verfahrens konnte zum Zeitpunkt der Durchführung der Analyse aufgrund der erläuterten Diskrepanz zwischen simulierten Ereignissen und H1-Daten leider nicht bestimmt werden.

3.6 Vergleich der Methoden I und II

Ein Vergleich zwischen den beiden untersuchten Methoden ist nicht leicht durchzuführen, da Methode I nur auf dem Niveau von Monte-Carlo-Daten erfolgreich untersucht werden konnte, während die Wirkungsweise der zweiten Methode ausschließlich an H1-Daten getestet wurde. Die erste Methode besitzt meiner Meinung nach folgende Vorteile gegenüber der zweiten Methode:

1. Die einzelnen Spuren werden durch die Auswertung der zugehörigen Anzahl angesprochener Signaldrähte gemäß ihrer Qualität beurteilt. Bei Methode II hingegen ist die Behandlung von Spuren mit mehr als 50 angesprochenen Signaldrähten gleich. Es wird keine Rücksicht auf die jeweilige Qualität einer Spur genommen.

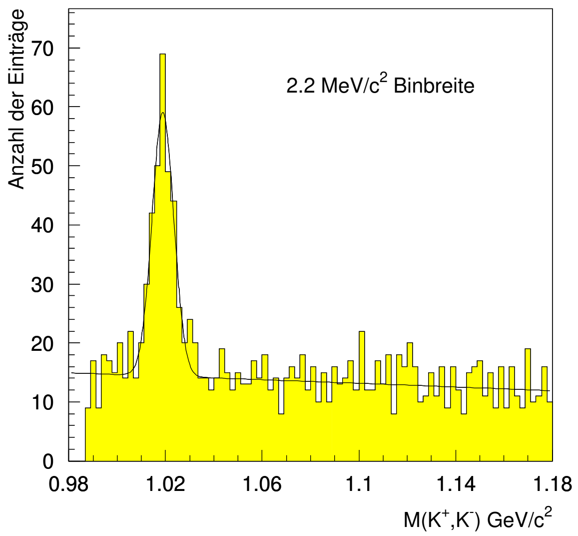


Abbildung 3.11: Invariante Masse berechnet für zwei Spuren mit einer Kaon-Massenhypothese. Beide Spuren wurden als Kaonen identifiziert.

2. Die erste Methode liefert eine detailliertere Information über die zu identifizierende Spur als Methode II. Jenachdem mit welchen Kurven (Proton, Kaon, Pion) ein Meßwert innerhalb seiner Fehlergrenzen übereinstimmt, kann auch in einem Impulsbereich, in dem keine eindeutige Identifikation von Kaonen mehr möglich ist, noch eine Entscheidung getroffen werden, ob die Spur für die Analyse benutzt wird oder nicht. So ist z.B. die Identifikation von Protonen bis zu Impulsen von ca 0.9 GeV/c möglich, und eine als Proton identifizierte Spur kann bei der Rekonstruktion von ϕ-Mesonen direkt verworfen werden.

Allerdings besitzt Methode I gegenüber der zweiten Methode auch einige Nachteile. Der gravierendste ist meiner Ansicht nach die große Empfindlichkeit der ersten Methode für leichte Schwankungen der Meßwerte des mittleren Energieverlustes. Eine Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Methode ist die stabile Funktion der Energieverlustmessung in den zentralen Spurkammern des H1-Detektors. Wenn diese Voraussetzung erfüllt ist, sind allerdings, wie die Simulationsrechnungen gezeigt haben, gute Ergebnisse zu erwarten. Ein weiterer, jedoch weniger bedeutender Nachteil der ersten Methode liegt darin, daß keine exakte obere Impulsgrenze angegeben werden kann, bis zu der Kaonen identifiziert werden können. Deshalb ist es im Analyseteil II nicht mehr möglich, durch die Forderung nach einem Mindestimpuls für eine Spur bereits im Analyseteil I kombinierte Spuren zu unterdrücken.

4. Analyse Teil II

Dieses Kapitel beschreibt den Versuch der Rekonstruktion von ϕ-Mesonen im untersuchten Zerfallskanal für Teilchen mit Impulsen oberhalb von 700 MeV/c. Für Spuren mit kleineren Impulsen fand die im letzten Kapitel benutzte Analysemethode Verwendung. Der größte Unterschied zwischen den beiden Analyseteilen besteht darin, daß für die Teilchen mit Impulsen oberhalb von ca. 700 MeV/c keine Teilchenidentifikation mittels der Energieverlustmessung möglich ist. Um trotzdem die Rekonstruktion von ϕ-Mesonen zu ermöglichen, müssen besondere Eigenschaften, wie z.B. das in Kapitel 2 beschriebene Verhalten des Winkels zwischen den beiden Kaonen, des untersuchten Zerfallskanals ausgenutzt werden. Dabei werden Schnitte auf gerade solche Parameter gesetzt, die eine Reduktion des Untergrundes erlauben, der durch die Kombination von Spuren entsteht, die nicht aus dem gesuchten Zerfallskanal stammen. Diese Schnitte können in zwei Gruppen unterteilt werden.

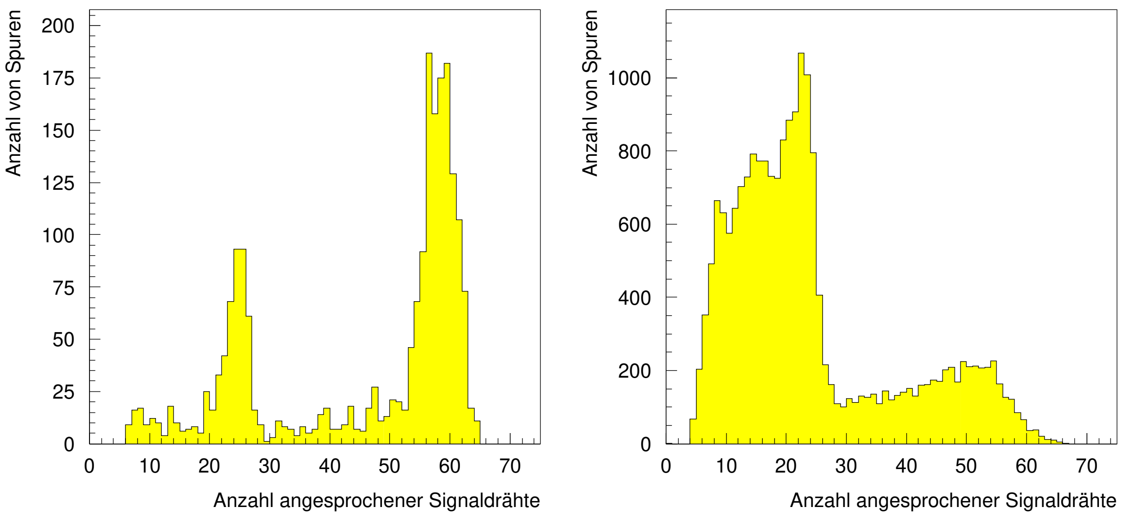
1. Die Schnitte wirken auf spurspezifische Parameter, also z.B. eine Begrenzung des Impulses einer Spur.
2. Die Schnitte wirken auf ereignisspezifische Parameter, z.B. die Anzahl geladener Spuren, die in den verschiedenen Detektorteilen registriert werden. Diese Art der Schnitte wirkt auf komplette Ereignisse, d.h. eine nähere Untersuchung einzelner Spuren wird nicht mehr durchgeführt.

Die folgenden Abschnitte erläutern die Analyse und die Resultate der untersuchten Schnitte. Dabei werden zunächst spurspezifische Parameter und im Anschluß ereignisspezifische Parameter berücksichtigt.

4.1 Schnitte auf spurspezifische Parameter

4.1.1 Anzahl angesprochener Signaldrähte in der zentralen Jetkammer

Bei der Durchquerung geladener Teilchen durch die zentralen Jetkammern des H1-Detektors sprechen je nach Impuls und Richtung der Spur verschieden viele Signaldrähte an. Aus den Informationen der angesprochenen Signaldrähte wird während der Rekonstruktion u.a. versucht, die zugehörige Spur zu finden sowie deren geometrischen Verlauf zu bestimmen. Diese Aufgabe ist für eine große Anzahl in Folge angesprochener Signaldrähte einfacher zu bewältigen, als für eine geringe Anzahl. Auf diese Weise erhöht die Forderung nach einer Mindestanzahl angesprochener Signaldrähte pro Spur deren Qualität.
Um eine untere Grenze finden zu können, ist die Verteilung der aktivierten Signaldrähte für die aus dem Zerfall des ϕ-Mesons entstandenen Kaonen der 1425 simulierten Ereignisse



(a) (b)

Abbildung 4.1: Verteilung angesprochener Signaldrähte in den zentralen Spurkammern für Kaonen aus dem Zerfall eines ϕ-Mesons (a) und für unselektierte Spuren aus H1-Daten (b).

erstellt worden. Sie ist in Abbildung 4.1a dargestellt. Abbildung 4.1b zeigt eine vergleichbare Verteilung für ca. 20000 Spuren von 1993 genommenen Ereignissen. In beiden Abbildungen sind jeweils zwei Maxima zu erkennen. Sie entstehen durch die Unterteilung der zentralen Spurkammern in einen inneren und einen äußeren Teil. Im linken Maximum sind die Spuren enthalten, die von der Rekonstruktion nur der inneren oder äußeren Spurkammer zugeordnet worden sind. Das rechte Maximum enthält die in der inneren (CJC1) und der äußeren Spurkammer (CJC2) nachgewiesenen Spuren.

Es ist deutlich zu erkennen, daß für die Kaonen im untersuchten Zerfallskanal sehr häufig 20 oder mehr Signaldrähte angesprochen haben. Die Spuren der Ereignisse, die in Abbildung 4.1b dargestellt sind, bestehen hingegen häufig aus weniger als 20 angesprochenen Signaldrähten. Bei einer Forderung von mindestens 20 angesprochenen Signaldrähten für eine Spur würden von den 2096 in Abbildung 4.1a dargestellten Kaonen 156 Spuren verworfen. Das entspricht einem Anteil von 7.5%. Von den in Abbildung 4.1b dargestellten 20110 Spuren aus H1-Daten würden bei demselben Schnitt 9684 Spuren, also 48%, verworfen. Die Forderung von mindestens 20 angesprochenen Signaldrähten für eine Spur in den zentralen Spurkammern reduziert demnach einen erheblichen Anteil von Spuren, die nicht von Kaonen aus dem Zerfall eines ϕ-Mesons hervorgerufen wurden.

4.1.2 Schnitt auf den Öffnungswinkel zweier Spuren

In Kapitel 2 ist das Verhalten des Winkels zwischen Kaonen aus dem Zerfall eines ϕ-Mesons erläutert worden. Es wurde gezeigt, daß dieser Winkel für ϕ-Mesonen mit einem Impuls größer als 1.4 GeV/c immer kleiner als 20° ist. Diese Tatsache kann zur Reduktion von unerwünschten Kombinationen bei der Berechnung der invarianten Masse des gesuchten ϕ-

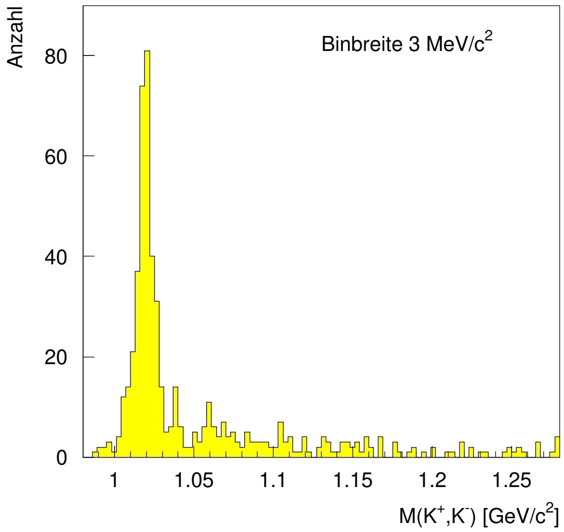


Abbildung 4.2: Verteilung der invarianten Masse für zwei Spuren aus den zentralen Spurkammern mit einer Kaon-Massenhypothese. Der Winkel zwischen den beiden kombinierten Spuren muß weniger als 20° betragen.

Mesons benutzt werden. Im Analyseteil I sind Spuren mit Impulsen bis zu 700 MeV/c bereits verwertet worden, d.h. bei einem Winkelschnitt von 20° würden nur solche Zerfälle des ϕ-Mesons in zwei geladene Kaonen entfernt werden, die bereits im ersten Teil der Analyse untersucht wurden. Aus diesem Grund wird ein Maximalwinkel zwischen den kombinierten Spuren von 20° gefordert.
Weiterhin wurde, um Doppelzählungen zu vermeiden, eine untere Grenze für den Impuls einer Spur in den zentralen Spurkammern von 700 MeV/c verwendet. Abbildung 4.2 zeigt die Verteilung der invarianten Masse zweier Spuren mit einer Kaon-Massenhypothese für jede der Spuren. Grundlage waren die bereits mehrfach benutzten 1425 simulierten Ereignisse, die jeweils mindestens einmal den untersuchten Zerfallskanal enthalten. Im Vergleich zu der Verteilung 2.3 in Kapitel 2, die ohne Benutzung von Schnitten entstanden ist, zeigt sich eine deutliche Verbesserung des Verhältnisses zwischen Signal und Untergrund.

4.1.3 Der Parameter $\triangle$R

Ein Winkelschnitt, wie er im vorangegangenen Abschnitt erläutert wurde, ist für die bei HERA existierende Situation der Elektron-Proton-Kollision mit stark unterschiedlichen Energien der Stoßpartner sehr problematisch. Durch die deutlich größere Energie der Protonen bewegt sich der Schwerpunkt des Elektron-Proton-Systems im Laborsystem des H1-Detektors in Richtung der einlaufenden Protonen. Der Winkel zwischen zwei Spuren stimmt deshalb nur für Spuren, die in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr verlaufen, mit dem im *ep*-Ruhesystem erwarteten Winkel überein. In Vorwärtsrichtung (Protonflugrichtung) wird er durch die Schwerpunktsbewegung verkleinert, und der beschriebene Winkelschnitt wird nahezu wirkungslos. Um dieses Problem zu umgehen, muß statt des Winkels eine vergleichbare, aber lorentzinvariante Größe benutzt werden. Eine solche Größe ist z.B. der auch von

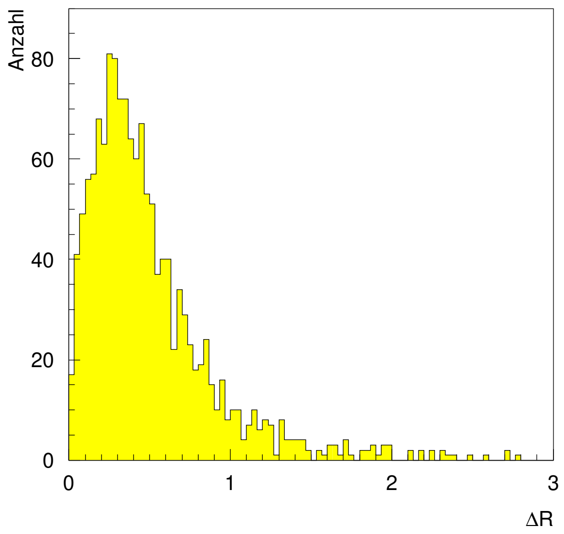


Abbildung 4.3: Verteilung von ΔR für zwei Kaonen aus dem Zerfall eines ϕ-Mesons auf der Basis von 1425 generierten Ereignissen

einigen Jetalgorithmen verwendete Parameter ΔR. Er ist definiert als

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad \text{mit} \quad \Delta\eta = \eta_1 - \eta_2 \quad \text{und} \quad \Delta\phi = \phi_1 - \phi_2. \tag{4.1}$$

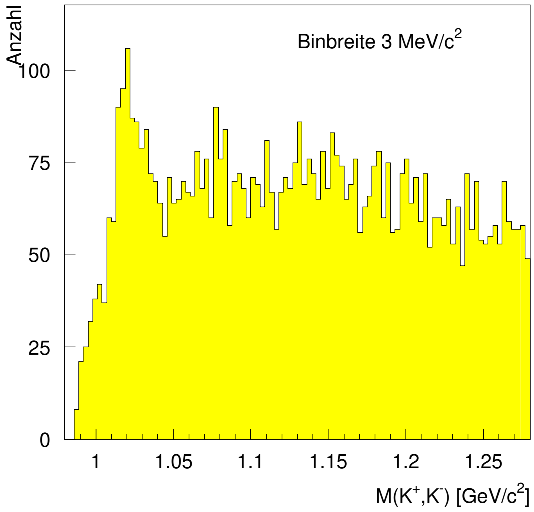
In Gleichung 4.1 bezeichnen ϕ_1 und ϕ_2 die Winkel der beiden Spuren in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr. Diese Winkel sind folglich lorentzinvariante Größen. Mit η_1 und η_2 sind die Pseudorapiditäten der beiden Spuren bezeichnet. Die Pseudorapidität ist durch Gleichung 4.2 definiert.

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - pz} \tag{4.2}$$

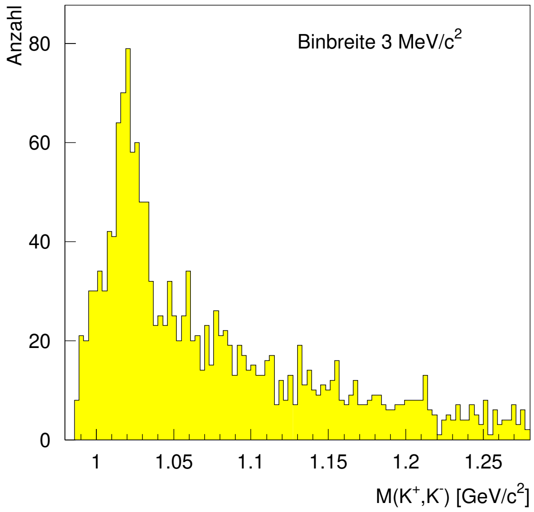
Der Betrag des Dreierimpulses ist mit p und die z-Komponente mit p_z bezeichnet. Wird die Pseudorapidität η einer Lorentztransformation unterzogen (siehe z.B. [UEL93]), ergibt sich η' in Gleichung 4.3.

$$\eta' = \eta + \underbrace{\frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta}}_{=const.} \tag{4.3}$$

Damit ist die Pseudorapidität bis auf eine additive Konstante lorentzinvariant. Das bedeutet, daß die Differenz zweier Pseudorapiditäten, wie sie in Gleichung 4.1 gebildet wird, wieder lorentzinvariant ist. Die Größe ΔR ist also insgesamt lorentzinvariant. Sie gibt ein vom Bezugssystem unabhängiges Maß für den Öffnungswinkel zweier Spuren an.
Anstatt einer oberen Grenze für den Winkel zwischen den Kaonen aus dem Zerfall eines ϕ-Mesons wird jetzt eine obere Grenze von 1 für die Größe ΔR gefordert. Um eine Doppelzählung der im letzten Abschnitt benutzten Kombinationen auszuschließen, wird zusätzlich verlangt, daß mindestens eine Spur unter einem Polarwinkel verläuft, der kleiner als 30° ist.



(a)



(b)

Abbildung 4.4: Verteilung der invarianten Masse für zwei Spuren mit einem Polarwinkel $\theta < 30°$ (a). In (b) ist die Größe ΔR für die beiden kombinierten Spuren zusätzlich kleiner als 1.

Die obere Grenze von $\Delta R = 1$ wurde ermittelt, indem die Werte für ΔR der beiden Kaonen aus dem Zerfall des ϕ-Mesons mit den Generatorinformationen desselben Datensatzes berechnet wurden. Abbildung 4.3 zeigt die Verteilung für die Kombinationen aus zwei Kaonen, in denen mindestens ein Kaon den H1-Detektor unter einem Polarwinkel von weniger als 30° durchquerte. Von den 1419 Einträgen, die das Histogramm insgesamt enthält, befinden sich 1286 Einträge, das entspricht einem Anteil von 91%, in einem Bereich $0 < \Delta R < 1$.
Zur Berechnung der invarianten Masse werden nur noch die Kombinationen benutzt, bei denen der zugehörige Wert für $\Delta R < 1$ ist. In den Abbildungen 4.4a und 4.4b sind die Verteilung der invarianten Masse zweier Kaonen für den Datensatz der 1425 simulierten Ereignisse dargestellt. In 4.4a wurden alle Kombinationen verwendet, die mindestens eine Spur enthalten, deren Polarwinkel kleiner als 30° war. Bei Abbildung 4.4 wurde zusätzlich für ΔR ein kleinerer Wert als 1 gefordert. Der Vergleich der beiden Abbildungen zeigt eine deutliche Reduktion des Untergrundes.

4.2 Schnitte auf ereignisspezifische Parameter

4.2.1 Untersuchungen der Ereignistopologie

Ereignisse, die zur Produktion von offenem Charm führen, finden vorwiegend bei kleinem Impulsübertrag statt. Aus diesem Grunde ist die Summe der transversalen Impulse aller entstandenen Wechselwirkungsprodukte ebenfalls klein. Es besteht deshalb die Möglichkeit, daß sich derartige Ereignisse in ihrer Topologie von Reaktionen mit höherem Impulsübertrag und Reaktionen des Strahles mit Restgas oder dem Strahlrohr unterscheiden.
Um diese Möglichkeit zu untersuchen, muß der Verbleib der bei der Wechselwirkung zwi-

schen Elektronen und Protonen entstehenden geladenen Teilchen analysiert werden. Durch die Nutzung der Information von den verschiedenen Spurkammersystemen des H1-Detektors können Spuren geladener Teilchen im vorwärtigen , im zentralen und im rückwärtigen Bereich gezählt werden. Die verschiedenen Bereiche sind dabei auf folgende Weise definiert.

- **Vorwärtsbereich:** Zum Vorwärtsbereich werden alle Spuren gezählt, deren Winkel zum Strahlrohr (θ) kleiner als 30° ist.
- **Zentralbereich:** Eine Spur wird dem Zentralbereich zugeordnet, wenn θ in einem Bereich zwischen 30° und 150° liegt.
- **Rückwärtsbereich:** Spuren, deren Winkel zur Strahlachse größer als 150° ist, gehören dem Rückwärtsbereich an.

Die Informationen zu den untersuchten Spuren sind der KVKR-Bank entnommen worden. Diese Bank enthält nur noch Spuren, die vom Hauptvertex des Ereignisses ausgehen. In den Abbildungen 4.5a-c sind die Verteilungen der Anzahl der Spuren in den verschiedenen Bereichen abgebildet. Die Histogramme, die mit einer durchgezogenen Linie gezeichnet sind, entstanden aus den 1425 simulierten Ereignissen, die jeweils den untersuchten Zerfallskanal enthalten. Grundlage für die Histogramme, die mit gestrichelter Linie gezeichnet sind, waren 10000 Ereignisse, die 1993 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Um einen Vergleich der beiden Histogramme trotz unterschiedlicher Anzahl an Ereignissen durchführen zu können, sind die Einträge jedes Bins durch die Gesamtzahl der Einträge, also der Anzahl der untersuchten Ereignisse, dividiert worden. Auf diese Weise entsteht der prozentuale Anteil der Ereignisse, die eine auf der x-Achse der Histogramme aufgetragene Anzahl an Spuren in dem jeweiligen Bereich des Detektors hinterlassen haben.
Zusätzlich zu den Abbildungen für die einzelnen Bereiche des H1-Detektors zeigt Abbildung 4.5d die Verteilung der Gesamtzahl aller KVKR-Spuren pro Ereignis.
Zwischen simulierten und mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Ereignissen sind leichte Unterschiede sichtbar. Im Vorwärtsbereich werden bei H1-Daten im Mittel mehr Spuren registriert als in dem Datensatz der ausgewählten simulierten Ereignisse (siehe 4.5a). Es wäre z.B. möglich, für die Selektion von Ereignissen weniger als 15 Spuren im Vorwärtsbereich zu fordern. Die dadurch erzielte Reduktion von Untergrund ist jedoch mit 4.6% relativ gering.
Bei dem Vergleich der Verteilungen für die Anzahl der Spuren im Zentralbereich (siehe 4.5b) zeigt sich, daß die mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Ereignisse häufiger nur zwei bis drei Spuren enthalten, als das bei den simulierten Ereignissen der Fall ist. Die Möglichkeit für den Einsatz einer Schnittbedingung für diese Größe ist jedoch nicht gegeben.
Bei der Betrachtung von Abbildung 4.5c zeigt sich eine nahezu vollständige Übereinstimmung zwischen H1-Daten und den simulierten Ereignissen. Auch hier bietet sich keine Möglichkeit, durch eine Begrenzung der Anzahl der Spuren im Rückwärtsbereich eine Verminderung des Untergrundes zu erreichen.
In Abbildung 4.5d sind die Verteilungen für die Anzahl aller vom Hauptvertex ausgehenden Spuren[1] dargestellt. Auch hier zeigt sich, wie bei den vorangegangenen Verteilungen, ein leichter Unterschied zwischen den simulierten Ereignissen und den H1-Daten, aber für den Einsatz eines Schnittes ist diese Größe ebenfalls unbrauchbar.

[1] Es wurden alle Spuren verwendet, die in der KVKR-Bank eingetragen waren.

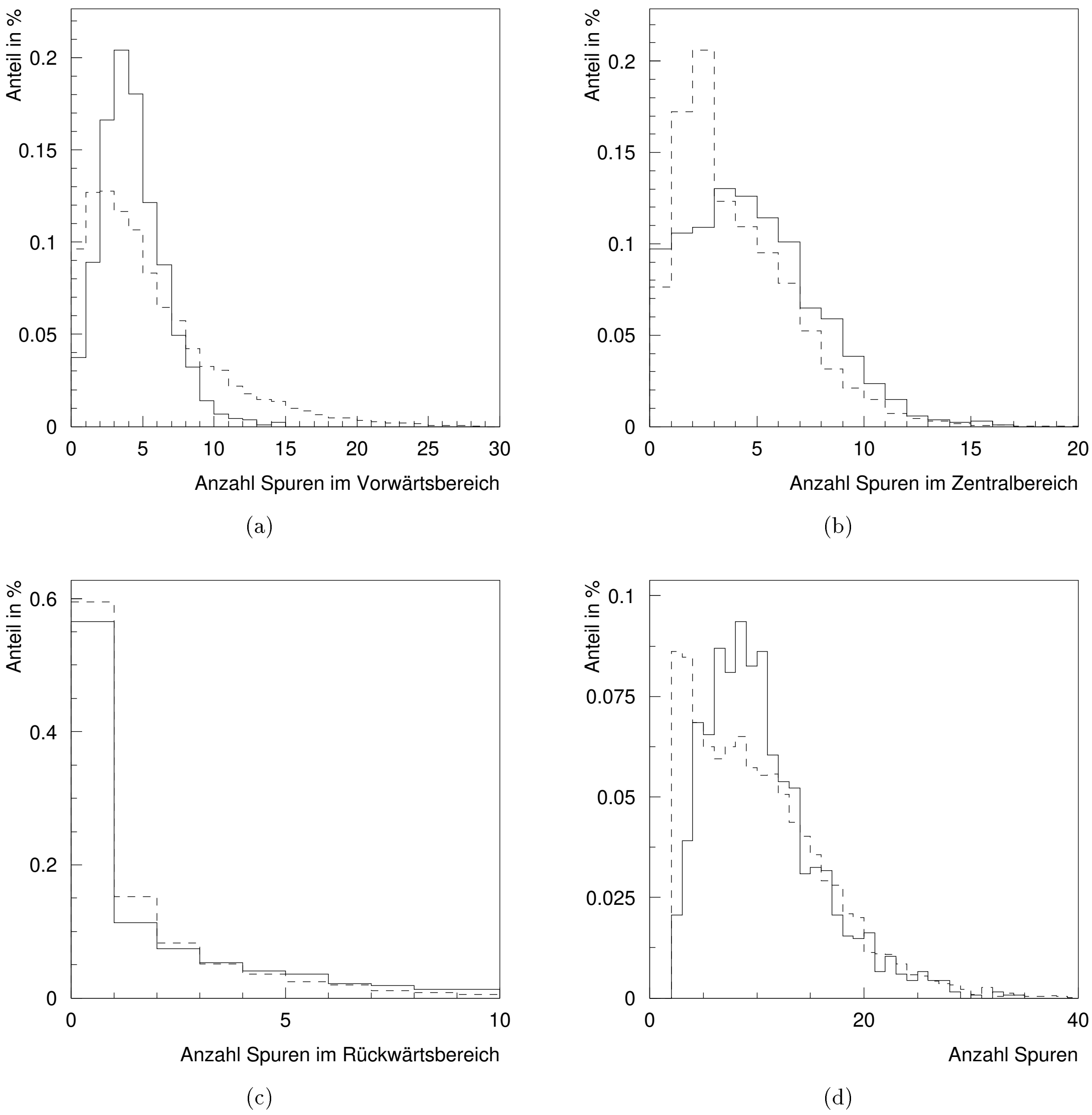


Abbildung 4.5: Verteilungen der Anzahl der in verschieden Bereichen des H1-Detektors registrierten Spuren. Die durchgezogenen Linien beschreiben simulierte Ereignisse, die gestrichelten Linien H1-Daten.

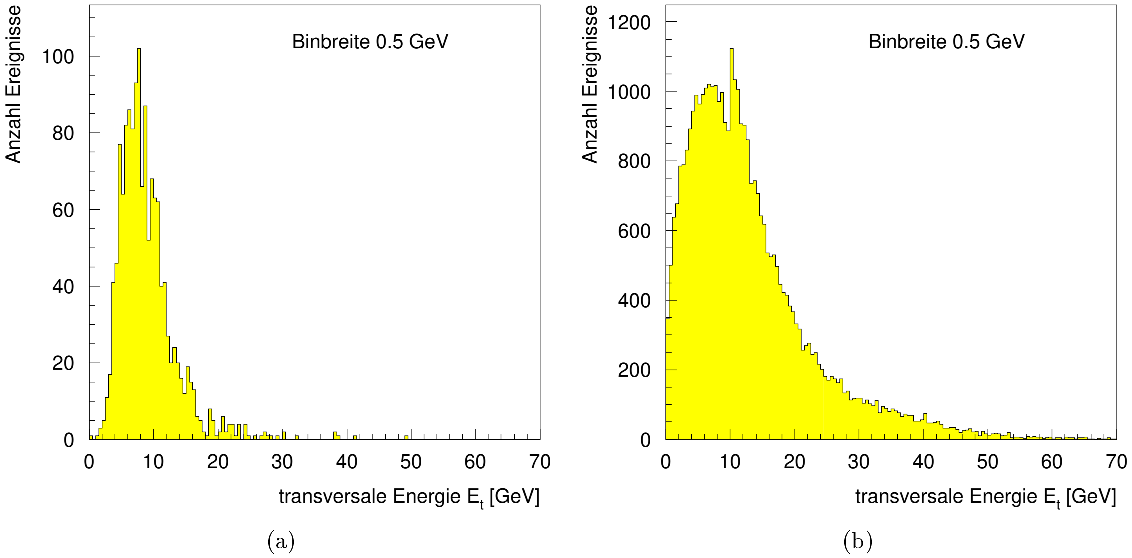


Abbildung 4.6: Verteilung der transversalen Energie für 1425 simulierte Ereignisse (a) und ca. 40000 mit dem H1-Detektor aufgezeichnete Ereignisse (b).

Als Fazit bleibt also anzumerken, daß Schnitte auf die Anzahl von Spuren, die in verschiedenen Bereichen des H1-Detektors nachgewiesen werden, nur in sehr begrenztem Umfang erfolgreich durchführbar sind. Allein für die Spuren im Vorwärtsbereich ist der Einsatz eines Schnittes möglich. Allerdings ergibt sich für diesen Bereich folgendes Problem.
Die Anzahl von Spuren, die in einer bestimmten Region des H1-Detektors registriert werden, ist in hohem Maße von der Effizienz der Rekonstruktion für den jeweiligen Detektorbereich abhängig. Gerade im Vorwärtsbereich sind aber zur Zeit der Anfertigung dieser Analyse Ergänzungen der Software vorgenommen worden. Es wäre möglich, daß sich dadurch die Rekonstruktionseffizienz für Spuren in dieser Region verändert hat. Angesichts dieser Unsicherheit und der nur geringen Unterdrückung von unerwünschten Ereignissen wurde auf die Anwendung des Schnittes verzichtet.

4.2.2 Untersuchung der Energiedeposition

Aufgrund des geringen Impulsübertrages wird bei den Ereignissen, die zur Produktion von offenem Charm führen, im Mittel eine geringere transversale Energie erwartet als bei Ereignissen, die z.B. mit einem großem Impulsübertrag stattgefunden haben und ebenfalls bei HERA auftreten.
Die transversale Energie eines Ereignisses ergibt sich, indem zunächst die Energie eines jeden Clusters E_i^c mit dem Sinus des Winkels multipliziert wird, den der Cluster mit dem Strahlrohr einschließt (θ). Anschließend wird über die Werte aller Cluster eines Ereignisses summiert. Der Wert für die transversale Energie eines Ereignisses wird von der Rekonstruktionssoftware berechnet und in der EVCL-Bank abgelegt. Dieser Wert ist für die weiteren Analysen benutzt worden.
In Abbildung 4.6 ist die Verteilung von E_t für die bereits mehrfach verwendeten 1425 si-

Datensatz	Schnitt in E_t GeV	Anzahl akzeptierter Ereignisse	Akzeptanz in %
simulierte Ereignisse	20	1383	97
	15	1308	92
	10	983	69
H1-Daten	20	30570	82
	15	25830	69
	10	17170	46

Tabelle 4.1: Wirksamkeit für verschiedene Werte der transversalen Energie.

mulierten Ereignisse (a) sowie für ca. 40000 mit dem H1-Detektor aufgezeichnete Ereignisse (b) dargestellt. Das erwartete Verhalten ist deutlich erkennbar, und es erscheint sinnvoll, Ereignisse oberhalb eines noch zu bestimmenden Wertes von E_t zu verwerfen. Für verschiedene Werte von E_t ist die Akzeptanz, entsprechend dem Prozentsatz der nach dem Schnitt verbliebenen Ereignisse, berechnet worden. Die Ergebnisse der Schnitte bei Werten für E_t von 10, 15 und 20 GeV sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Es zeigt sich, daß ein Wert von $E_t = 15$ GeV die besten Resultate liefert. Werden alle Ereignisse mit $E_t > 15$ GeV verworfen, reduziert sich der simulierte Datensatz um 8%, der Untergrund hingegen um fast ein Drittel (31%).

4.3 Anwendung der Schnitte auf H1-Daten

In dem letzten Abschnitt dieses Kapitels sollen die bisher genannten Schnitte kombiniert und auf simulierte Ereignisse sowie auf einen Teil der 1993 mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten angewendet werden. Es wurden folgende Schnittbedingungen benutzt:

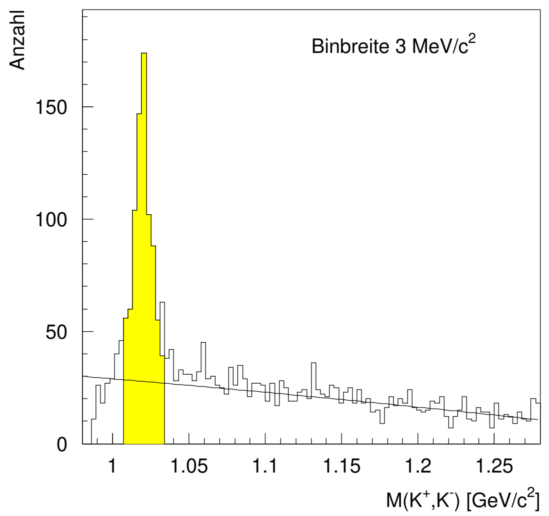
1. Ereignisse mit einer transversalen Energie von mehr als 15 GeV/c^2 werden nicht berücksichtigt.

2. Spuren, die die zentralen Jetkammern des H1-Detektors durchqueren, werden nur dann benutzt, wenn sie aus mindestens 20 angesprochenen Signaldrähten aufgebaut sind.

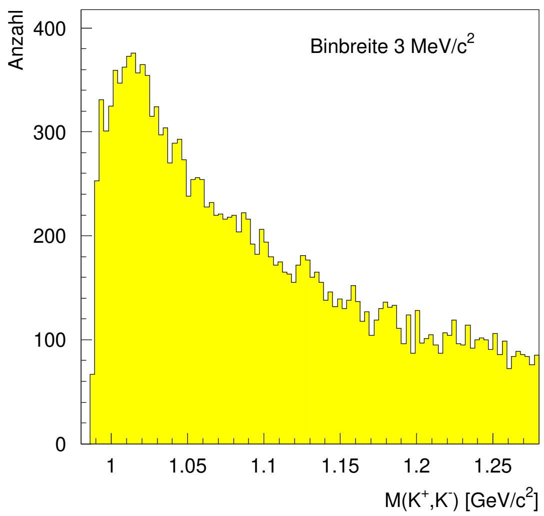
3. Wenn beide Spuren einer möglichen Kombination in einem Polarwinkelbereich von $30° < \theta < 150°$ verlaufen, wird die Kombination nur dann benutzt, falls der Winkel zwischen den Spuren weniger als 20° beträgt und mindestens eine Spur einen Impuls hat, der größer als 0.7 GeV/c ist. Dadurch werden Doppelzählungen von Kombinationen, die bereits beim ersten Analyseteil benutzt wurden, vermieden.

4. Für Kombinationen von Spuren, in denen mindestens eine Spur einen Polarwinkel besitzt, der kleiner als 30° ist, wird nur dann die invariante Masse berechnet, wenn die Größe ΔR kleiner als 1 ist.

Für alle Kombinationen von Spuren, die den Anforderungen genügen, wird analog zur bisherigen Vorgehensweise die invariante Masse mit einer Massenhypothese für Kaonen berech-



(a)



(b)

Abbildung 4.7: Verteilung der invarianten Masse für 1425 simulierte Ereignisse (a) und 20000 H1-Ereignisse (b) mit einer Kombination verschiedener Schnitte.

net. Die Abbildungen 4.7a und b zeigen das Ergebnis für 1425 simulierte Ereignisse (a) und 20000 Ereignisse, die mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden (b).
Anhand von Abbildung 4.7a kann die totale Rekonstruktionseffizienz abgeschätzt werden. Dazu wird zunächst die Anzahl der rekonstruierten ϕ-Mesonen bestimmt. In einem Massenfenster von $\pm 13\mathrm{MeV/c^2}$ (grau hinterlegter Bereich) befinden sich 825 Einträge. Der Untergrund wurde mit dem Programm *PAW* durch ein Polynom zweiten Grades genähert. Das Ergebnis ist in Gleichung 4.4 dargestellt und in Abbildung 4.7a als durchgezogene Linie eingezeichnet.

$$p(M) = 54.9(\pm 3.7) + 4.9(\pm 0.4)M - 31(\pm 2.7)M^2 \tag{4.4}$$

Unterhalb von $p(M)$ befinden sich innerhalb des grau hinterlegten Bereiches 240 Einträge. Durch Subtraktion dieses Wertes von der Gesamtzahl der Einträge in dem hervorgehobenen Bereich ergibt sich die Anzahl der rekonstruierten ϕ-Mesonen zu 585. Dies entspricht einem prozentualen Anteil von ca. 41% an allen 1425 simulierten Ereignissen.
In den 20000 Ereignissen, die mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden, sollten ca. 78 rekonstruierbare ϕ-Mesonen enthalten sein. Dieser Wert ergibt sich unter Benutzung der in Abschnitt 2.2.2 vorgestellten Abschätzung. In Abbildung 4.7b zeigt sich jedoch in der Umgebung der ϕ-Masse kein Signal. Weiterhin befinden sich in dem Bereich um 1020 $\mathrm{MeV/c^2}$ bereits ca. 370 Einträge pro Bin, d.h. der Untergrund ist ungefähr um den Faktor 20 größer als das erwartete Signal. Auf Untersuchungen weiterer H1-Daten ist verzichtet worden, denn selbst wenn bei genügend hoher Statistik ϕ-Mesonen rekonstruiert werden könnten, wäre eine Verwendung für die Rekonstruktion von $\mathrm{D_s^\pm}$-Mesonen aufgrund des äußerst schlechten Verhältnisses zwischen dem erwarteten Signal und dem an dieser Stelle vorhandenen Untergrund nicht möglich.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Diplomarbeit beschreibt eine Analyse zur Rekonstruktion von ϕ-Mesonen mit dem H1-Detektor. Zunächst wurde eine Einführung in die Thematik und den untersuchten Zerfallskanal $D_s^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm} \rightarrow K^{\pm}K^{\mp}\pi^{\pm}$ gegeben. Dabei konnte die Unterteilung der Analyse in zwei separate Abschnitte motiviert werden.
Im dritten Kapitel folgte eine Beschreibung des ersten Teiles der Analyse, die von der Möglichkeit der Teilchenidentifikation in den zentralen Spurkammern des H1-Detektors Gebrauch macht. Es wurden zunächst die theoretischen Aspekte der Energieverlustmessung beschrieben. Anschließend erfolgte eine kurze Erläuterung der Methoden zur Bestimmung des mittleren Energieverlustes eines Teilchens, die bei dem H1-Experiment benutzt werden. Für die Identifikation von Kaonen wurden zwei verschiedene Verfahren vorgestellt sowie deren Anwendbarkeit auf simulierte Ereignisse und H1-Daten untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, daß eine Rekonstruktion von ϕ-Mesonen mit Hilfe der Identifikation von Kaonen über die Messung des mittleren Energieverlustes möglich ist. In den untersuchten H1-Daten (320 nb^{-1}) wurden ca. 250 ϕ-Mesonen rekonstruiert.
Das vierte Kapitel beschrieb den Teil der Analyse, in dem die Information über den Energieverlust eines Teilchens nicht vorlag, oder nicht für die Teilchenidentifikation genutzt werden konnte. Es wurden Schnitte auf ereignis- und spurspezifische Parameter vorgestellt, die den Untergrund in dem untersuchten Zerfallskanal reduzieren. Am Ende diese Kapitels ist die Kombination der untersuchten Schnitte auf einen Teil der H1-Daten angewendet worden. Allein auf der Basis dieser Schnitte gelang es jedoch nicht, ein Signal von ϕ-Mesonen herauszuarbeiten.
Für weitere Analysen zur Rekonstruktion von ϕ-Mesonen besteht die Möglichkeit, zusätzlich zum verwendeten Zerfallskanal in zwei geladene Kaonen, den Zerfall des ϕ-Mesons in zwei neutrale Kaonen zu benutzen.

$$\phi \longrightarrow K_S^0 K_S^0 \qquad \tfrac{1}{4}(34.4 \pm 0.9)\%$$

Die kurzlebigen K_S^0, die noch in den Spurkammern des H1-Detektors zerfallen, können mit einer in [SAH94] beschriebenen Methode identifiziert werden.
Weiterhin ist eine Erweiterung des H1-Detektors um einen Mikro-Vertex-Detektor geplant. Damit wäre es evtl. möglich, eine Abweichung des Zerfallsortes des ϕ-Mesons vom Hauptvertex zu bestimmen. Auf diese Weise könnte die Anzahl der zu kombinierenden Spuren erheblich verringert werden.

A. Berechnung der Dichtekorrektur nach Sternheimer

Nachfolgend werden die 1972 von Sternheimer [STE71] vorgeschlagenen Formeln zur Dichtekorrektur angegeben. Diese Form der Dichtekorrektur ist in Kapitel 3 verwendet worden. Sternheimer benutzte zur Beschreibung der Dichtekorrektur die durch die Gleichungen A.1, A.2 dargestellte Funktion.

$$\delta(X) = 4.606X + C + a(X_1 - X)^m \quad (X_0 < X < X_1) \tag{A.1}$$

$$\delta(X) = 4.606X + C \quad (X > X1) \tag{A.2}$$

Dabei ist X definiert als

$$X = \log_{10}\left(\frac{p}{m_0 c^2}\right) = \log_{10}(\beta\gamma). \tag{A.3}$$

Durch X_0 wird die Grenze festgelegt, ab der die Korrektur einsetzt. Für Argon beträgt $X_0 = 2.010$. Der zugehörige Impuls kann mittels Gleichung A.3 berechnet werden. Bis zu $X_0 < X < X_1$ erfolgt ein Anstieg gemäß Gleichung A.1. Wird $X = X_1$ erreicht, verschwindet der Term $a(X_1 - X)^m$, und δ geht in Gleichung A.2 über. Für Argon beträgt $X_1 = 4$.
Der Faktor 4.606 in den Gleichungen A.1 und A.2 ist ausschließlich mathematischer Natur, denn $4.606X = 2\ln(\beta\gamma)$.
Die Größe C ist eine rein materialabhängige Konstante. Sie setzt sich aus der mittleren Ionisierungsenergie, der Dichte, der Ordnungs- und Massenzahl des durchquerten Materials zusammen. Nach Sternheimer ergibt sich für Argon ein Wert von C=-12.098.
Der Parameter a kann mit Hilfe von Gleichung A.4 berechnet werden. Sein Wert beträgt, wiederum für Argon, 0.4338.

$$a = \frac{(-C - 4.606X_0)}{(X_1 - X_0)^m} \tag{A.4}$$

Die Größe m, die im wesentlichen den Anstieg des Energieverlustes bestimmt, liegt für die meisten von Sternheimer untersuchten Gase in der Nähe von 3. Der genaue Wert für Argon

X_0	X_1	C	a	m
2.010	4.0	-12.098	0.4338	2.730

Tabelle A.1: Werte der Konstanten, die zur Berechnung der Dichtekorrektur in Argon nach A.1, A.2 benötigt werden.

Teilchenart	Impuls ab dem $\delta \neq 0$, in GeV/c
Protonen	96.014
Kaonen	50.517
Pionen	14.282
Myonen	10.812

Tabelle A.2: Impuls ab dem die Dichtekorrektur für verschiedene Teilchenarten in Argon einsetzt.

beträgt 2.730.
In Tabelle A.1 sind die Werte aller angeführten Parameter für Argon noch einmal zusammengefaßt.
Der zu dem Parameter X_0 gehörende Impuls, ab dem die Dichtekorrektur in Argon gemäß A.1 einsetzt, ist mit Gleichung A.3 für verschiedene Teilchenarten berechnet worden. Die Ergebnisse sind in Tabelle A.2 zusammengefaßt.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[ALI92] A. Ali, D. Wyler
Heavy Quark Physics at HERA: Introduction and Overview
Proceedings of the Workshop, Hamburg, October 29-30, 1991, Vol. 2 669

[BOW52] F. Bowen, F.X. Roser
The Response of Anthracene Scintillation Crystalls to High Energie μ-Mesons
Physical Review 85 (1952) 992

[BSM91] Ch. Berger, N. Harnew, F.Schrempp, P.Zerwas
An Introduction to Physics beyond the Standard Model at HERA
Proceedings of the Workshop, Hamburg, October 29-30, 1991, Vol. 2 1029

[CDF94] CDF Collaboration
Evidence for Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$TeV
Fermilab-Pub-94/116-E, CDF/Pub/Top/Public/2595 May 16,1994

[COB76] J.H. Cobb et al.
The Ionisation Loss of Relativistic Carged Particles in Thin Gas Samples and its Use for Particle Identification
Nuclear Instruments and Methods 133 (1976) 315-323

[COB80] J.H. Cobb, W.W.M. Allison
Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss
Annual Review of Nuclear and Particle Science, Vol. 30 (1980) 253-296

[GLU91] Gluon density determination from open charm events at HERA
Proceedings of the Workshop, Hamburg, October 29-30, 1991

[H1D93] H1 Collaboration
The H1 Detector at HERA
Deutsches Elektronen Synchrotron Hamburg Juli 1993
DESY 93-103

[HUG91] I.S. Hughes
Elementary Particles
Cambridge University Press 1991, 286-288

[JAC92] J. D. Jackson
Classical Electrodynamics
John Wiley & Sons, Inc., 2. Edition, 1975

[KL92] Kleinknecht,Konrad
Detektoren für Teilchenstrahlung
3. Auflage, B. G. Teubner Stuttgart 1992

[LEH78] I. Lehraus et al.
Performance of Large Scale Multilayer Ionization Detector and its Use for Measurements of the Relativistic Rise in the Momentum Range of 20-110 GeV/c
Nuclear Instruments and Methods 153 (1978) 347-355

[LEPT93] H1 Collaboration
A Search for Leptoquarks, Leptogluons and Excited Leptons in H1 at HERA
Deutsches Elektronen Synchrotron Hamburg März 1993
DESY 93-029

[OUL91] Farid Ould-Saada
Prospects for Charm Physics with the H1 Detektor at HERA
DESY 91-138, November 1991

[PAU93] Arbeit zur Erlangung eines Doktorgrades von M. Paulini
Untersuchungen der Erzeugung von $\mathrm{D_s^+}$-Mesonen in Zerfällen der B Mesonen mit dem ARGUS-Detektor und Bestimmung der schwachen Zerfallskonstante $\mathrm{f_{D_s}}$
Interner Bericht, DESY F15-93-02, April 1993

[PDG92] Physical Review D
Particles and Fields
Part II, Review of Particle Properties
Amerian Physical Society, 1 June 1992

[PER91] Perkins, Donald H.
Hochenergiephysik
3. Auflage, Addison-Wesley 1991

[PRE92] S. Prell
Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurkammer des H1-Detektors
DESY FH1T-92-04, Hamburg 1992

[PYT87] H.U. Bengtsson and T. Sjöstrand,
Computer Physics Commun. 46 (1987) 43

[RIN92] M. Rinke
Vorlesung zur speziellen Relativitätstheorie
gehalten an der RWTH-Aachen im Wintersemester 1993/94

[RIE94] Arbeit zur Erlangung eines Doktorgrades von M. Rietz
Untersuchungen zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm anhand von Zerfällen der $D_s^\pm$ und $D^{*\pm}$ Mesonen bei H1
Aachen 1994

[SAH94] Arbeit zur Erlangung eines Doktorgrades von N. Sahlmann, PITHA 94/32
Untersuchungen zum Nachweis von Hadronen mit Charm am H1-Detektor
Aachen 1994

[STE52] R.M. Sternheimer
The Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials
Physical Review, 88 (1951) 851

[STE71] R.M. Sternheimer, R.F. Peierls
General Expresssion for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles
Physical Review B, Volume 3, Number 11, June 1, 1971

[STR91] Structure Functions: Introduction
J. Engelen, M. Klein, R. Rückl
Proceedings of the Workshop, Hamburg, October 29-30, 1991, Vol. 1 19

[UEL93] Diplomarbeit von Peter Uelkes
Ein topologischer Trigger für den H1-Detektor
III Physikalisches Institut B, Juni 1993

[WJB88] Wissenschaftlicher Jahresbericht 1988
Deutsches Elektronen Synchrotron DESY 1988

[WOL86] G. Wolf
HERA: Physics, Machine and Experiments
Deutsches Elektronen Synchrotron Hamburg August 1986
DESY 86-089

Danksagung

Zunächst danke ich Herrn Prof. Dr. Günter Flügge für die Möglichkeit der Anfertigung dieser Arbeit am III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen.
Ganz besonderer Dank gilt auch meinem Betreuer Michael Rietz. Er stand jederzeit für Fragen zur Verfügung, ließ mir darüberhinaus jedoch genügend Freiraum für die Anfertigung der Arbeit.
Weiterhin danke ich Norbert Sahlmann für die vielen wertvollen Anregungen, die aus Diskussionen während des täglichen Mensabesuches entstanden und die Hilfe beim Korrekturlesen der Arbeit. Ich danke außerdem Peter Uelkes, der mir insbesondere zu Beginn meiner Arbeit am III. Physikalischen Institut bei der Einarbeitung in die verschiedenen Rechnersysteme sowie die Benutzung der H1-Software hilfreich zur Seite stand sowie Christoph Ley für die stetige Installation der neuesten Versionen verschiedener Softwarepakete ohne die meine Analyse unmöglich gewesen wäre.
Darüberhinaus bedanke ich mich bei Patrick Palmen mit dem ich mir ein Büro teilte und bei Ralf Gräßler und Guido Robers, die als Büronachbarn oftmals erste Anlaufstelle für technische Probleme aller Art waren.
Außerdem danke ich Jan Theißen, Andreas Wagener und allen anderen Mitarbeitern des III. Physikalischen Instituts B für die angenehme Arbeitsumgebung.
Zu guter Letzt gilt mein besonderer Dank auch Dorothee Emmrich und Manfred Dammer für die vielen Anregungen und die Hilfe beim Korrekturlesen der Arbeit.