Diplomarbeit

Identifizierung von Elektronen in D^*-Ereignissen mit dem H1-Detektor

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Mai 2001

Bengt Weßling

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Streu-Experimente hochenergetischer Elektronen an Nukleonen spielen bei der Untersuchung des Aufbaus der Materie eine wichtige Rolle. Mit der Inbetriebnahme des Ringbeschleunigers HERA 1992 am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg konnte der in Elektron-Proton-Reaktionen zugängliche kinematische Bereich im Vergleich zu fixed-target-Experimenten stark vergrößert werden.

Seit nunmehr acht Jahren werden am H1-Detektor als einem von zwei Wechselwirkungspunkten Kollisionen von Elektronen und Protonen untersucht. 1998 wurde die Schwerpunktsenergie dieser Reaktionen von ca. 300 GeV auf ungefähr 318 GeV gesteigert, in der Betriebspause 2000/2001 werden im Rahmen eines HERA-Upgrades der Beschleuniger und die vier an ihm beheimateten Detektoren instrumentell so verbessert, daß anschließend eine dreifach höhere Datenrate zu erwarten ist.

Am H1-Experiment werden hauptsächlich drei Themengebiete bearbeitet: die Untersuchung der Struktur des Protons, Tests der Quantenchromodynamik (QCD) und die Suche nach einer Physik jenseits des Standardmodells (z. B. Suche nach Leptoquarks). Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Produktion schwerer Quarks (Charm und Bottom), die bei HERA überwiegend durch Photon-Gluon-Fusion erzeugt werden. Durch die Wechselwirkung eines vom Elektron abgestrahlten Photons mit einem Gluon aus dem Proton ist dieser Prozeß auf Eigenschaften der QCD sensitiv.

In Elektron-Proton-Kollisionen werden Quarks in Paaren erzeugt. Der Nachweis eines Quarks bzw. Antiquarks erfolgt über dessen Zerfall in ein $D^{*\pm}$-Meson im Zerfallskanal $D^* \rightarrow D^0\pi \rightarrow K\pi\pi$. Das zweite Quark wird über seinen semileptonischen Zerfall in ein Elektron nachgewiesen. Bei D^*-Mesonen aus Bottom-Produktion können D^* und Elektron im Fragmentationsprozeß aus einem der beiden B-Mesonen entstehen, weshalb das zweite b-Quark in diesen Ereignissen nicht rekonstruiert werden kann.

Durch den Nachweis beider schwerer Quarks ist es möglich, theoretische Vorhersagen der QCD genauer zu überprüfen, als dies beim Nachweis nur eines Quarks gegeben ist. Die nahezu vollständige Rekonstruktion des kinematischen Endzustandes der Ereignisse erlaubt nämlich beispielsweise eine zuverlässigere Bestimmung der Gluondichte im Proton. Der Vorteil an systematischer Präzision des Verfahrens wird durch eine zehnfach geringere Wahrscheinlichkeit für D^*-Elektron-Ereignisse $q\bar{q} \rightarrow D^*eX$ im Vergleich zu Ereignissen $q\bar{q} \rightarrow D^*X$, in denen nur ein Quark nachgewiesen wird, erkauft. Mit den in der Analyse betrachteten Daten der Jahre 1997 bis 1999 (e^-p-Streuung, die e^+p-Daten des Jahres 1999 werden nicht berücksichtigt) mit einer integrierten Luminosität von ca. 40 pb^{-1} steht jedoch eine hinreichend große Datenmenge zur Verfügung.

Die Auswahl möglicher D^*-Ereignisse erfolgt über die sogenannte ΔM-Methode. In dieser Methode wird ausgenutzt, daß dem im Zerfall $D^* \rightarrow D^0\pi$ entstehenden Pion aufgrund der kleinen Massendifferenz von $D^* - D^0 = 145.4$ MeV/c^2 nur ein kleiner Impulsbereich zur Verfügung steht. Die Auftragung der Differenz der rekonstruierten invarianten Massen $\Delta M = M(K\pi\pi) - M(K\pi)$ ergibt deshalb ein deutliches Signal.

In Ereignissen mit D^*-Kandidaten werden über spezifische Schauerparameter des Kalorimeters Elektron-Kandidaten ausgewählt. Die große Zahl an Hadronen in den Ereignissen führt zu einer hohen Rate von als Elektronen identifizierten Hadronen. Der Elektronenanteil an den im Kalorimeter selektierten Elektron-Kandidaten wird mit einer Anpassung an die dE/dx-Verteilung bestimmt. Hierzu werden dE/dx-Referenzverteilungen von Elektronen und Pionen verwendet.

Diese Arbeit beginnt mit einer Einführung in die theoretischen Grundlagen der Elektron-Proton-Wechselwirkung und des D^*-Zerfalls. Im zweiten Kapitel findet sich eine Beschreibung des HERA-Beschleunigers und des H1-Detektors. Anschließend wird die Selektion der D^*-Mesonen präsentiert. Die Auswahl der Elektronen und die Anpassung an die Verteilungen des spezifischen Energieverlusts dE/dx werden im vierten und fünften Kapitel beschrieben. Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts für Charmproduktion erfolgt im sechsten Kapitel, dem eine Zusammenfassung folgt.

Kapitel 1

Theoretische Einführung

Im H1-Experiment am ep-Beschleuniger HERA werden Kollisionen von Elektronen und Protonen bei hoher Energie untersucht; der Begriff „Elektron" wird hierbei synonym für Elektronen und Positronen verwendet. Ein Teil der im Verlauf dieser Ereignisse stattfindenden Prozesse wird in diesem Kapitel vorgestellt. Insbesondere wird auf Produktion und Zerfall von D*-Vektormesonen und semileptonische Zerfälle schwerer Quarks eingegangen.

Diese Analyse beschäftigt sich mit dem Nachweis von $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Ereignissen, indem eines der Quarks durch die Fragmentation in ein D^*-Meson im Zerfallskanal $K\pi\pi$ und das andere durch den Zerfall in ein Elektron rekonstruiert wird.

1.1 Elektron-Proton-Streuung

1.1.1 Kinematik der ep-Streuung

Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton wird von den Eichbosonen des neutralen Stroms (γ und Z^0) und denen des geladenen Stroms ($W^\pm$) vermittelt. In Abbildung 1.1 sind Wechselwirkungen des neutralen Stroms (*neutral current* NC, links) und des geladenen Stroms (*charged current*, CC, rechts) dargestellt. Im Fall des geladenen Stroms wird das einlaufende Elektron in ein auslaufendes Neutrino umgewandelt. Die Abbildungen zeigen ferner die Bedeutungen der kinematischen Größen: die Vierervektoren der einlaufenden Teilchen werden mit k und P für Elektron und Proton bezeichnet, auslaufend erhält man k' für das Elektron und X_p für den hadronischen Endzustand. Grundlegend für die Kinematik des Streuprozesses ist die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie. Sie betrug bis 1997 bei einer Elektronenenergie von $E_e = 27.5$ GeV und einer Protonenenergie von $E_p = 820$ GeV ca. 300 GeV. Seit 1998 wird dank einer auf $E_p = 920$ GeV erhöhten Protonenenergie eine Schwerpunktsenergie von ca. 318 GeV erreicht. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s ist mit den Vierervektoren dabei folgendermaßen verknüpft:

$$s = (k + P)^2 \approx 4E_eE_p \tag{1.1}$$

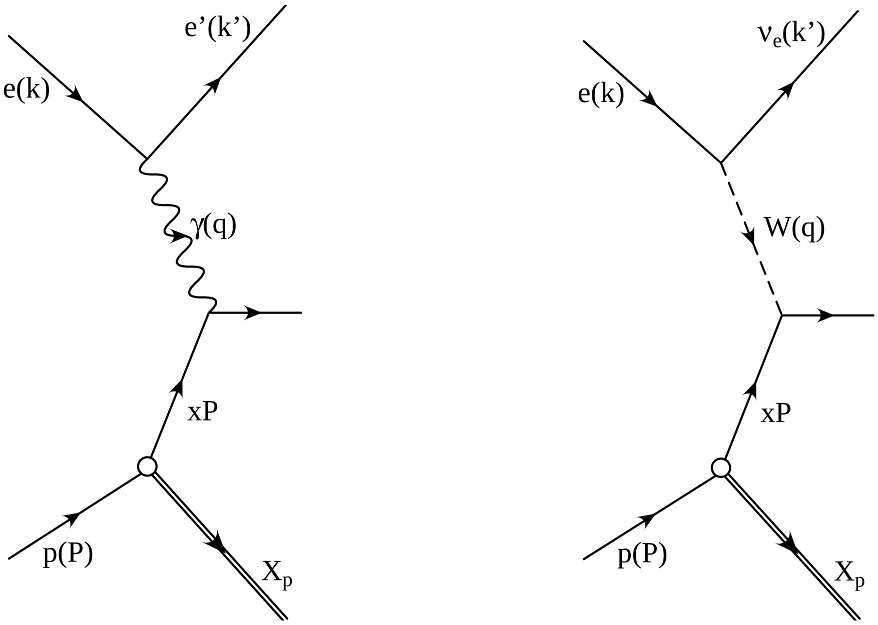


Abbildung 1.1: *Feynmandiagramme der Elektron-Proton-Streuung. Links: neutraler Strom. Rechts: geladener Strom.*

Die Virtualität Q^2 des Photons ist das Maß für den Impulsübertrag des gestreuten Elektrons auf das Proton:

$$Q^2 = -q^2 = -\left(k - k'\right)^2 \tag{1.2}$$

Die Kollisionen finden vorwiegend unter kleinen Impulsüberträgen Q^2 statt, so daß Prozesse, die unter Austausch der W- und Z-Bosonen ablaufen, stark unterdrückt sind. In der Folge werden nur Ereignisse mit Photonaustausch betrachtet.
Für eine vollständige Beschreibung der Kinematik der ep-Streuung wird eine weitere Variable benötigt; man wählt eine der beiden dimensionslosen Bjørkenschen Skalenvariablen x und y. In der Interpretation des Quark-Parton-Modells gibt x den Impulsanteil des an der Wechselwirkung beteiligten Partons am Gesamtimpuls des Protons an. Die Größe y wird Inelastizität genannt und beschreibt den relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons.

$$x = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \tag{1.3}$$

$$y = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \tag{1.4}$$

Unter Vernachlässigung der Massen von Elektron und Proton erhält man die Gleichung:

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \tag{1.5}$$

Bei festem s und Q^2 sind x und y also nicht unabhängig voneinander. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist durch HERA vorgegeben, Q^2 und y sind aus meßbaren Größen bestimmbar.

Die Ereignisse der ep-Streuung lassen sich bezüglich Q^2 in zwei Bereiche einteilen. Im Bereich kleiner Virtualität ($Q^2 \approx 0$) ist das ausgetauschte Photon quasireell, man spricht von *Photoproduktion*. Ereignisse mit großen Q^2 nennt man Prozesse der tiefinelastischen Streuung (*deep inelastic scattering*, DIS). Diese sind in der Elektron-Proton-Streuung nach [22] allerdings unterdrückt, weil für den differentiellen Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} \propto \frac{(q^2)^1}{(Q^2)^2} \tag{1.6}$$

In dieser Analyse wird keine Trennung zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung vorgenommen, weil die Gesamtstatistik dies nicht zuläßt. Der Anteil schwerer Quarks aus Photoproduktion überwiegt den aus tiefinelastischer Streuung.

1.1.2 Erzeugung schwerer Quarks

Als schwere Quarks bezeichnet man Charm-, Bottom[1]- und Top-Quarks, denen mit dem Up-, Down- und Strange-Quark die leichten Quarks gegenüberstehen. Die bei HERA zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie reicht nicht zur Produktion von zwei t-Quarks aus, so daß mit schweren Quarks in der Folge lediglich Charm- und Bottom-Quarks gemeint sein werden. Obwohl der Austausch von $W^{\pm}$ und Z^0-Bosonen möglich ist, sind die Prozesse durch die hohen Massen der beiden Teilchen stark unterdrückt [21]. So ist es bei HERA hauptsächlich die Photon-Gluon-Fusion (PGF), die zur Erzeugung schwerer Quarks beiträgt.

In der PGF treten ein vom Elektron abgestrahltes Photon und ein Gluon aus dem Proton in Wechselwirkung, ein Quark-Antiquark-Paar entsteht. Ein reelles Photon zeigt auch Eigenschaften stark wechselwirkender Teilchen; man unterscheidet daher zwischen *direkten* und *indirekten* (*hadronischen*, *aufgelösten*) Prozessen.

[1] auch Beauty-Quark genannt

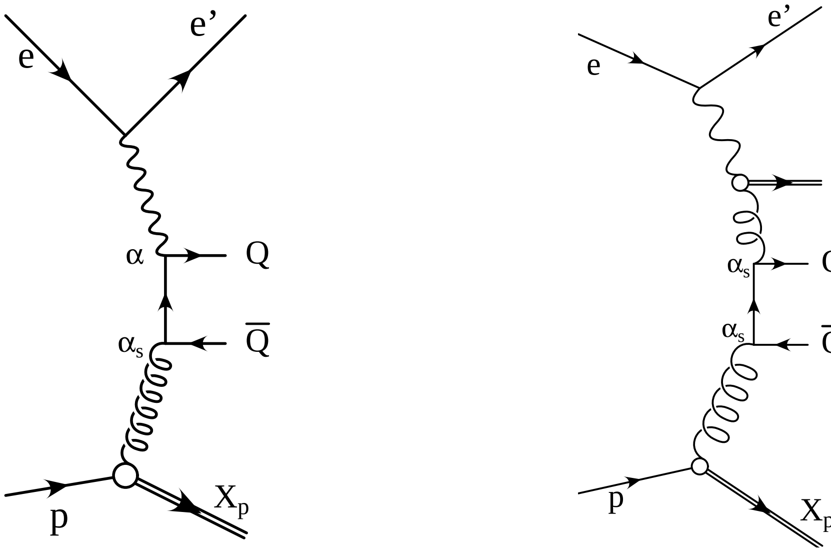


Abbildung 1.2: *Feynman-Graphen direkter (links) und indirekter (rechts) Prozesse in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung der QCD.*

In direkten Prozessen findet eine Wechselwirkung zwischen dem punktförmigen Photon und dem Gluon statt, beim indirekten Anteil fluktuiert das Photon zunächst in einen hadronischen Zustand, der mit dem Gluon wechselwirkt. Im Fall direkter Prozesse in der PGF gilt für den Impulsanteil des Photons $x_\gamma^{dir} = 1$. Weil bei aufgelösten Prozessen ein Teil der Photonenergie für die Hadronisierung aufgewendet werden muß, führt dies zu $x_\gamma^{res} < 1$.

Abbildung 1.2 zeigt Beispiele direkter und indirekter Prozesse der PGF in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung der QCD $\mathcal{O}(\alpha \cdot \alpha_s)$. Da das Photon direkt an ein Gluon aus dem Proton koppelt, stellen diese Prozesse der Photon-Gluon-Fusion eine Möglichkeit zur direkten Messung der Gluondichte im Proton dar. Neben den Prozessen direkter und indirekter PGF trägt auch die Charm- und Bottom-Anregung zur Produktion schwerer Quarks bei. Hierbei wird davon ausgegangen, daß Charm- bzw. Bottom-Quark zu den aktiven Flavors im Proton gehören und somit das vom Elektron emittierte Photon absorbieren können und aus dem Proton herausgelöst werden können. Da in dieser Analyse beide Quarks des $c\bar{c}$-Paares nachgewiesen werden, weil aus einem einzigen c-Quark nicht sowohl ein D^*-Meson als auch ein Elektron entstehen können, liefert Charmanregung keine Beiträge. Beiträge aus Bottom-Anregung sind durch Prozesse der Art $b \to D^* e X$ möglich.

Die Produktion von Charmproduktion überwiegt die von $b\bar{b}$-Paaren deutlich. Ursache hierfür ist einerseits die doppelt so große Ladung des Charmquarks, die gemäß der Proportionalität in Gleichung 1.6 den Wirkungsquerschnitt für die Bildung von b-Quarks um einen Faktor vier gegenüber Charm unterdrückt ($q^2(c) = \left(\frac{2}{3}\right)^2$ gegenüber $q^2(b) = \left(\frac{1}{3}\right)^2$). Andererseits geht die größere Masse des Bottomquarks mit $m_b = (4.1 - 4.4)$ GeV/c^2 gegenüber einer Charmmasse von ungefähr $m_c = (1.1 - 1.4)$ GeV/c^2 in das Matrixelement und in den Phasenraumfaktor ein, wodurch sich die beobachtete Unterdrückung der Bottomproduktion ergibt. In theoretischen Berechnungen von Wirkungsquerschnitten wird für Bottom-Quarks eine größere Genauigkeit als für Charm-Quarks erwartet, vgl. [8] und [21]. Der Grund ist der effektive störungstheoretische Parameter $\alpha_s \ln\left(s/m_Q^2\right)$, der aufgrund der größeren Masse um einen Faktor 2.15−2.77 kleiner als beim Charm ist. Höhere Ordnungen der Störungsrechnung tragen also für Charm-Quarks sehr viel mehr bei als für Bottom-Quarks, in [21] werden diese Beiträge mit bis zu 45% abgeschätzt, wohingegen die für Bottomproduktion mit maximal 10% angegeben werden.

1.1.3 Fragmentation

Falls im Verlauf einer ep-Wechselwirkung ein $c\bar{c}$-Paar entsteht, gibt es im wesentlichen zwei Möglichkeiten für die Entwicklung dieses Zustands. Zum einen kann unter Abstrahlung eines Gluons ein gebundener Zustand entstehen, Charmonium genannt. Da es sich hierbei um ein Quark-Antiquark-Paar handelt, heben sich Charm- und Anticharm-Flavor auf; das J/ψ stellt den Grundzustand dieses Teilchens dar (das Äquivalent mit Quarkinhalt $b\bar{b}$ heißt Υ). Die andere Möglichkeit besteht in der Bindung eines Charm-Quarks mit einem leichten Antiquark ($\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$), was zur Bildung eines Charm-Mesons wie des $D^{*\pm}$ mit Quarkinhalt $c\bar{c}$ bzw. $\bar{c}d$ führt. Der ablaufende Produktionsmechanismus wird Fragmentation genannt und soll im Folgenden kurz beschrieben werden, vgl. z. B. [4].

Das Potential eines Quark-Antiquark-Paares setzt sich aus zwei Termen zusammen:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + \sigma \cdot r \tag{1.7}$$

Für kleine Distanzen wirkt der zu $1/r$ proportionale Term („Asymptotische Freiheit"), eine störungstheoretische Berechnung ist möglich. Die Vorstellung ist nun, daß analog zu den elektrischen Feldlinien des Coulombpotentials ein Feld aus Farbladungen zwischen den beiden Quarks herrscht. Durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen, die dieses Feld aufbauen, breiten sich die Feldlinien im Gegensatz zum Analogon der Elektrodynamik nicht im gesamten Raum aus, sondern bilden einen engen Schlauch von 1 fm Durchmesser. Im Fall eines ep-Ereignisses mit anschließender $q\bar{q}$-Erzeugung werden die Quarks nicht in Ruhe erzeugt, sondern besitzen große Relativimpulse zueinander. Durch diese kinetische Energie entfernen sich Quark und Antiquark voneinander, der lineare Term in Gleichung 1.7 überwiegt. Die Konstante σ heißt in Anlehnung an die starke Kopplung durch den engen Schlauch *string tension*. Bei einer Entfernung der Quarks untereinander von etwa einem fm (dem Durchmesser eines Hadrons) reicht die Kraft des Schlauchs zu ihrer Bindung nicht mehr aus, und der Schlauch reißt. Es ist nun energetisch möglich und auch günstiger, im Bereich zwischen den beiden Quarks ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Es sind nun jeweils zwischen einem ursprünglichen Quark und einem neu entstanden Antiquark Schläuche vorhanden. Falls die verbleibende Energie der Quarkpaare ausreicht, kann sich dieser Vorgang noch mehrfach wiederholen.

1.2 D^*-Elektron-Ereignisse

1.2.1 Der D^*-Zerfall

Die Entstehung von D^{*+}- und D^{*-}-Mesonen erfolgt durch Fragmentation von c-Quarks zu einem $c\bar{d}$- bzw. $\bar{c}d$-Paar, welches über die starke Wechselwirkung zerfällt und eine entsprechend kurze Lebensdauer hat. Im Fall der B-Produktion kommt es zunächst zur Bildung von B-Mesonen, welche in Charm-Teilchen zerfallen können.

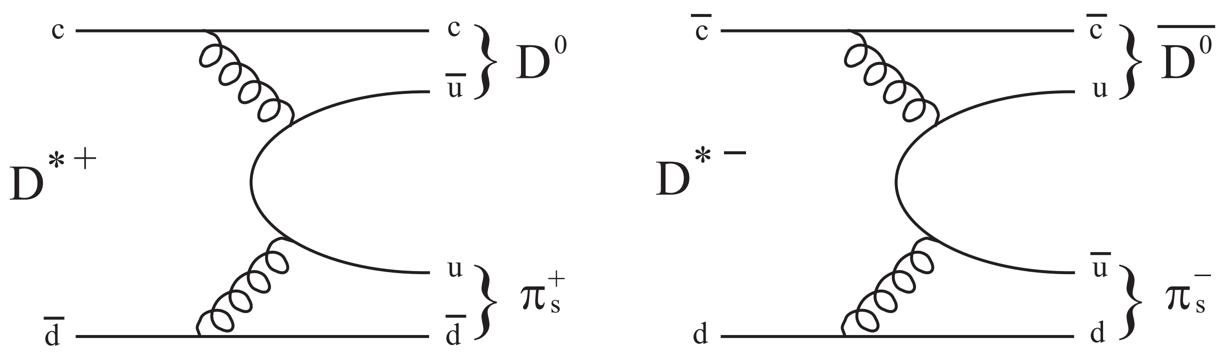


Abbildung 1.3: *Der Zerfall des D^* in ein D^0 und ein π_s erfolgt über die starke Wechselwirkung.*

Das $D^{*\pm}$ ist ein Vektormeson (I=$\frac{1}{2}$, J=1, P=-1) der Masse (2010.0 ± 0.5) MeV/c^2 ([19]). Es zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von $(67.7 \pm 0.5)\%$ in ein D^0 und ein Pion, welches in der Folge mit π_s bezeichnet wird. (Weitere Zerfallskanäle sind $D^{*\pm} \rightarrow D^{\pm}\pi^0$ mit einen Anteil von $(30.7 \pm 0.5)\%$ und $D^{*\pm} \rightarrow D^+\gamma$ mit $(1.6 \pm 0.4)\%$. Sie werden in dieser Analyse nicht weiter betrachtet.) Die Massendifferenz von $D^{*\pm}$ und D^0 ist mit (145.436 ± 0.016) MeV$/c^2$ so gering, daß der Impuls des entstandenen Pions aufgrund der Pionmasse von $m_{\pi^\pm} = 139.6$ MeV$/c^2$ klein sein muß.

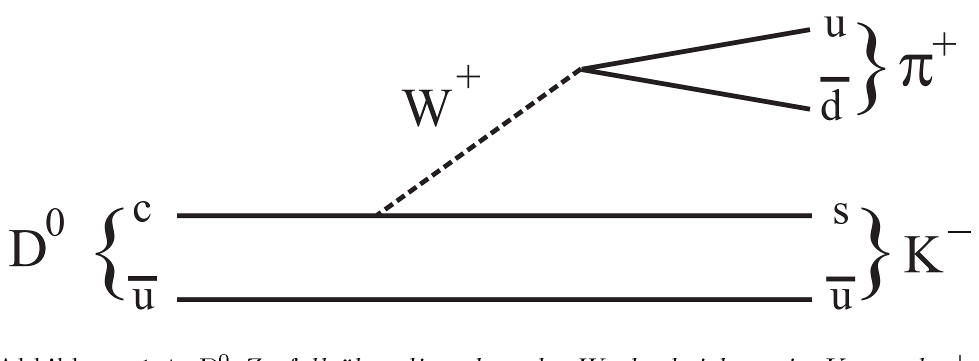


Abbildung 1.4: *D^0-Zerfall über die schwache Wechselwirkung in K^- und π^+.*

Die Differenz der invarianten Massen $\Delta M = M\,(K\pi\pi_s) - M\,(K\pi)$ kann wegen des kleinen Impulses des π_s sehr genau bestimmt werden, so daß sich durch die Auftragung der Größe ΔM ein klares Signal ergibt. Diese Vorgehensweise wird als ΔM-Methode bezeichnet. Das bei dem Zerfall entstehende D^0-Meson ($m_{D^0} = (1864.5 \pm 0.5)$ MeV$/c^2$) zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von $(3.83 \pm 0.09)\%$ in ein K^- und ein π^+. Dieser Zerfallskanal wird in der Analyse verwendet, die gesamte Zerfallswahrscheinlichkeit beträgt:

$$\mathcal{BR}\,(D^* \to K\pi\pi_s) = \mathcal{BR}\left(D^* \to D^0\pi_s\right) \cdot \mathcal{BR}\left(D^0 \to K\pi\right) = (2.59 \pm 0.06)\% \tag{1.8}$$

Die Wahrscheinlichkeit des Übergangs $b \to c$ kann in guter Näherung mit 100% angenommen werden. Aus einem c-Quark entsteht mit einer Wahrscheinlichkeit von $(26 \pm 2.1)\%$ ein D^*-Meson, wie in e^+e^--Kollisionen am OPAL-Experiment im Zerfallskanal $c \to D^{*+} \to D^0\pi_s^+ \to (K^-\pi^+)\pi_s^+$ gemessen wurde ([3]). Die Gesamtwahrscheinlichkeit des betrachteten Zerfallskanals ist also für Charm und Bottom identisch:

$$\mathcal{BR}\,(c \to D^{*\pm}X \to K^\mp\pi^\pm\pi_s^\pm X) = (0.67 \pm 0.06)\% \tag{1.9}$$
$$\mathcal{BR}\,(b \to D^{*\pm}X \to K^\mp\pi^\pm\pi_s^\pm X) = (0.67 \pm 0.06)\% \tag{1.10}$$

1.2.2 Semileptonische Zerfälle schwerer Quarks

Während das erste (Anti-)Quark über die Rekonstruktion des D^*-Mesons nachgewiesen wird, erfolgt der Nachweis des zweiten Quarks bzw. Antiquarks über dessen möglichen semileptonischen Zerfall in ein Elektron.

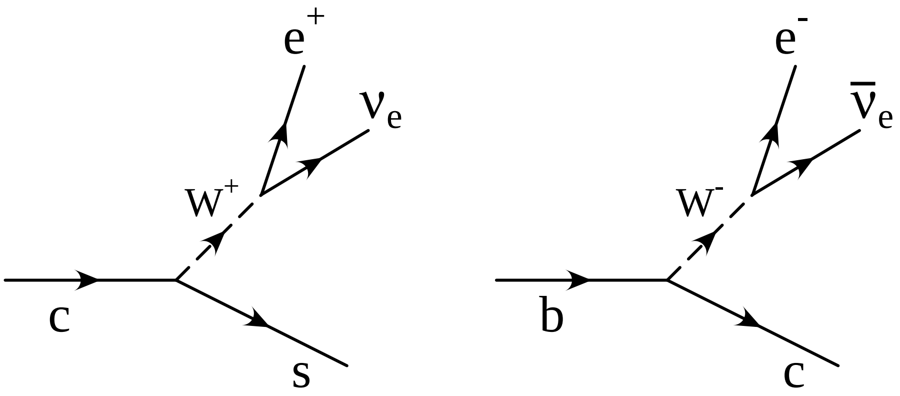


Abbildung 1.5: *Leptonischer Zerfall eines c- bzw. b-Quarks. Das jeweils entstehende (Anti-) Neutrino kann nicht nachgewiesen werden.*

Dieser in Abbildung 1.5 dargestellte Prozeß erfolgt über die schwache Wechselwirkung: ein c-Quark geht unter Austausch eines virtuellen W^+-Bosons in ein s- oder d-Quark über, wobei ein Positron und ein Elektronneutrino entstehen. (Der ladungskonjugierte Prozeß verläuft analog.) Der Zerfall in ein d-Quark ist aufgrund des kleinen Matrixelements für $c \to d$ in der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix: sie verknüpft die linkshändigen d-, s- und b-Quarks mit den in der schwachen Wechselwirkung auftretenden Mischzuständen d', s', b') stark unterdrückt. Der Flavor des entstandenen Quarks spielt in der Analyse allerdings keine Rolle. Das b-Quark zerfällt in ein c-Quark, wobei ein Elektron und ein Elektronantineutrino entstehen können. Sowohl der Zerfall des c-Quarks, als auch der des b-Quarks erfolgen mit ungefähr 10% in einen Zustand mit einem Elektron/Positron ([19]):

$$\mathcal{BR}\,(c \to e^+\nu_e X) = 10.3 \pm 0.009\% \tag{1.11}$$

$$\mathcal{BR}\,(b \to e^-\nu_e X) = 10.2 \pm 0.9\% \tag{1.12}$$

Die Gesamtwahrscheinlichkeit des betrachteten Zerfallskanals ergibt sich zusammen mit Gleichung 1.9 zu:

$$\mathcal{BR}\left(c\bar{c} \to D^* eX \to (D^0\pi_s)eX \to (K\pi)\pi_s eX\right) = (0.0690 \pm 0.0006)\% \tag{1.13}$$

1.2.3 Kinematische Struktur von D^*-Elektron-Ereignissen

Aus den oben angeführten Zerfallsketten kann abgeleitet werden, welche Kombinationen aus Ladung des D^* und des Elektrons und Winkel der Flugrichtung des D^* und des Elektrons möglich sind.

Im Verlauf direkter Prozesse in der PGF bilden Photon und Gluon in führender Ordnung ein Quark-Antiquark-Paar. Im Schwerpunktsystem von Photon und Gluon fliegen die beiden Quarks folglich genau in entgegengesetzte Richtungen. Die sich bei Charm- und Bottom-Produktion ergebenden Möglichkeiten für Ladungs- und Winkelkombinationen sind in den den Abbildungen 1.6 und 1.7 auf Quarkniveau dargestellt. Bezüglich des b-Zerfalls liegt erst eine Hadronisierung in ein B-Hadron vor, welches anschließend in ein Charm-Hadron zerfällt. Die angegebenen Winkel beziehen sich im Folgenden stets auf die in die Transversalebene projizierten Impulse der jeweiligen Teilchen im Schwerpunktsystem der Photon-Gluon-Wechselwirkung.

In Abbildung 1.6 erkennt man, daß es für Ereignisse mit Charm-Quarks nur einen möglichen Ereigniskanal gibt; er führt auf einen Winkel von ungefähr 180° zwischen rekonstruiertem D^* und identifiziertem Elektron. D^* und Elektron sind hierbei entgegengesetzt geladen. Für den von 180° abweichenden Winkel sind Fragmentation und semileptonischer Zerfall verantwortlich.

Im Fall von Bottom-Ereignissen sind drei verschiedene Ereignistopologien möglich: zwei mit Winkeln von ca. 180° und eine, bei der das D^*-Meson und das Elektron aus demselben b-Quark enstehen und die somit unter einem kleinen Winkel gemessen werden. Abbildung 1.7 stellt die einzelnen Ereignistopologien vereinfacht dar.

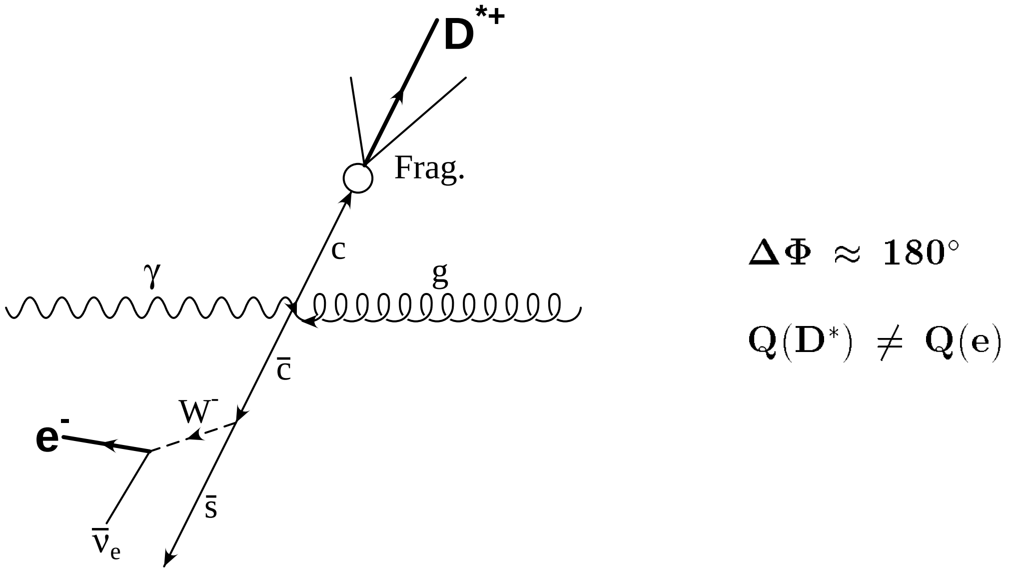
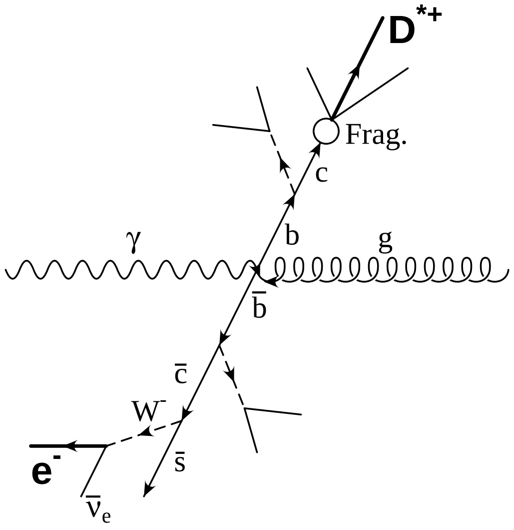


Abbildung 1.6: *Betrachtung einer möglichen Ladungs- und Winkelkorrelation eines* $c\bar{c} \rightarrow D^*eX$*-Ereignisses im Schwerpunktsystem des Photons und Gluons.*

Das Bild ändert sich etwas, wenn man nicht nur direkte Ereignisse der Photoproduktion betrachtet. Bei diesen weist nämlich das Schwerpunktsystem von Photon und Gluon in guter Näherung keinen Transversalimpuls zum Laborsystem auf, was für Ereignisse der aufgelösten Photoproduktion und solche der tiefinelastischen Streuung nicht mehr gegeben ist. Dies führt zu einem kleineren Winkel zwischen den beiden Quarks. Zusätzlich kann es vor oder nach der Bildung der schweren Quarks zur Abstrahlung von Gluonen kommen, so daß sich die resultierenden Winkel auf unter 180° bzw. über 0° verändern. Um diesen Effekten Rechnung zu tragen, trennt man deshalb die verschiedenen Topologien bei einem Winkel von 90°. Somit können die gefundenen Ereignisklassen in vier Gebiete unterschieden werden:

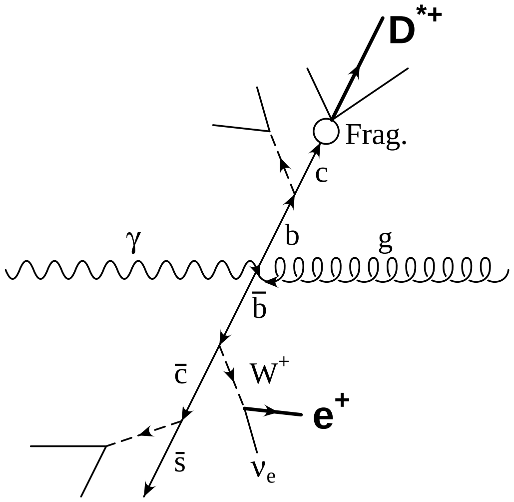
			c-Anteil	b-Anteil
$Q(D^*) = Q(e)$	und	$\Delta\Phi < 90°$	0%	3%
$Q(D^*) = Q(e)$	und	$\Delta\Phi \geq 90°$	0%	26%
$Q(D^*) \neq Q(e)$	und	$\Delta\Phi < 90°$	6.4%	17%
$Q(D^*) \neq Q(e)$	und	$\Delta\Phi \geq 90°$	93.6%	54%

Die meisten Ereignisse werden also im vierten Gebiet erwartet, in dem Charm-Produktion möglich ist. Die erwarteten Anteile für Charm- und Bottom-Produktion wurden mit Monte-Carlo-Simulationen mit dem Generatorprogramm AROMA bestimmt. Für Charm-Ereignisse



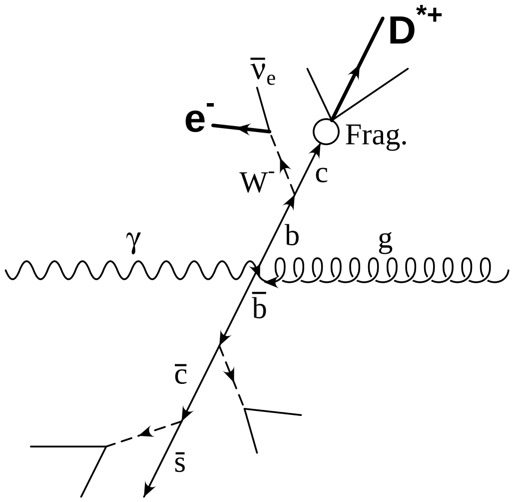
$$\mathbf{\Delta\Phi \;\approx\; 180^\circ}$$

$$\mathbf{Q(D^*) \;\neq\; Q(e)}$$



$$\mathbf{\Delta\Phi \;\approx\; 180^\circ}$$

$$\mathbf{Q(D^*) \;=\; Q(e)}$$



$$\mathbf{\Delta\Phi \;\approx\; 0^\circ}$$

$$\mathbf{Q(D^*) \;\neq\; Q(e)}$$

Abbildung 1.7: *Betrachtung möglicher Ladungs- und Winkelkorrelationen von $b\bar{b} \rightarrow D^*eX$-Ereignissen im Schwerpunktsystem des Photons und Gluons.*

berechnet sich die Wahrscheinlichkeit des in Abbildung 1.6 dargestellten und des ladungskonjugierten Prozesses zu:

$$\begin{aligned}
\mathcal{BR}\,(c\bar{c} \to D^*eX \to (K\pi)\pi_s eX) &= \mathcal{BR}\,(\bar{c} \to eX) \cdot \mathcal{BR}\,(c \to D^*X \to (K\pi)\pi_s X) && (1.14)\\
&= 0.103 \cdot 0.0067 \\
&= (0.0000690 \pm 0.0000006) \\
&\widehat{=} (0.00690 \pm 0.00006)\% && (1.15)
\end{aligned}$$

In Bottom-Ereignissen sind mehrere Zerfälle möglich, so daß z. B. zwei D^*-Mesonen in einem $b\bar{b}$-Ereignis entstehen können. Die Gesamtwahrscheinlichkeit für den Prozeß $b\bar{b} \to D^*e$ beträgt unter Vernachlässigung von $b\bar{b}$-Oszillationen:

$$\mathcal{BR}\,(b\bar{b} \to D^*eX \to (K\pi)\pi_s eX) = 0.00229 \pm 0.00025 \,\widehat{=}\, (0.23 \pm 0.03)\% \qquad (1.16)$$

Dabei sind die folgenden Prozesse berücksichtigt worden, ladungskonjugierte Zerfälle haben die gleiche Wahrscheinlichkeit:

b-Zerfall	$\bar{b}$-Zerfall	$\mathcal{BR}$ [%]
$b \to e^-$	$\bar{b} \to \bar{c} \to D^{*-} \to K\pi\pi_s$	0.05561
$b \to c \to e^+$	$\bar{b} \to \bar{c} \to D^{*-} \to K\pi\pi_s$	0.06834
$b \to X$	$\bar{b} \to D^*e \to K\pi\pi_s e$	0.06419
$b \to e^-$	$\bar{b} \to D^*e \to K\pi\pi_s e$	0.00593
$b \to ce^- \to e^+e^-$	$\bar{b} \to \bar{c} \to D^{*-} \to K\pi\pi_s$	0.00573
$b \to c \to e^+$	$\bar{b} \to D^*e \to K\pi\pi_s$	0.00729
$b \to c \to D^* \to K\pi\pi_s$	$\bar{b} \to D^*e \to K\pi\pi_s$	0.00048
$b \to ce^- \to e^+e^-$	$\bar{b} \to D^*e \to K\pi\pi_s$	0.00061
$b \to D^*e \to K\pi\pi_s e$	$\bar{b} \to D^*e \to K\pi\pi_s$	0.00005

Tabelle 1.1: *Unter Vernachlässigung von $b\bar{b}$-Oszillationen erhaltene Zerfallswahrscheinlichkeiten für die Produktion von $b \to D^*eX$-Ereignissen. Die ersten drei angeführten Prozesse, in denen jeweils ein D^*-Meson und ein Elektron entstehen, vereinigen ca. 91% der Gesamtwahrscheinlichkeit auf sich.*

Kapitel 2

Das H1-Experiment bei HERA

Dieses Kapitel bietet eine Übersicht der HERA-Beschleunigeranlage am DESY und des H1-Experiments. Im Verlauf der Detektorbeschreibung wird auf die Komponenten näher eingegangen, welche für die vorgestellte Analyse von größerer Bedeutung sind. Eine umfassende Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [1] und [2].

2.1 Der HERA-Beschleuniger

Der Speicherring HERA ist 1990 nach sechs Jahren Bauzeit als weltweit erster und bislang einziger Elektron[1]-Proton-Beschleuniger fertiggestellt worden. In dem 15 bis 25 m unter der Erde verlaufenden, 6.3 km langen Tunnel sollten Protonen planmäßig auf 820 GeV und Elektronen auf 30 GeV beschleunigt werden, um so im Vergleich zu fixed-target-Experimenten größere kinematische Regionen erschließen zu können, wie in Abbildung 2.1 gezeigt wird. Die Schwerpunktsenergie entspricht der eines fixed-target-Experiments einer Strahlenergie von ca. 50 TeV. Die gegenläufigen Strahlen der Elektronen und Protonen teilen sich die vier bei HERA beheimateten Experimente H1, HERA-B, HERMES und ZEUS. Allerdings untersuchen lediglich H1 (in der Halle Nord) und ZEUS (in der Halle Süd) Kollisionen von Elektronen und Protonen; das 1995 in Betrieb gegangene HERMES-Experiment nutzt in der Halle West longitudinal polarisierte Elektronen[2], um sie zur Erforschung der Struktur des Nukleonenspins auf polarisiertes Gas zu schießen. In der Halle West läuft seit 1998 das Experiment HERA-B, das ursprünglich Verletzungen der CP-Symmetrie bei B-Mesonen studieren sollte, mittlerweile werden dort Effekte der QCD untersucht.

Um Elektronen und Protonen in HERA auf ihre endgültigen Energien von 27.5 GeV für Elektronen und 820 GeV für Protonen (bis 1997; seit 1998 erreichen Protonen 920 GeV) zu beschleunigen, werden sie von Vorbeschleunigern aus mit 14 GeV (Elektronen) bzw. 40 GeV (Protonen) in HERA eingespeist. Tabelle 2.1 listet die verwendeten Vorbeschleuniger auf,

[1] Auch wenn überwiegend Positronen und nicht Elektronen mit Protonen zur Kollision gebracht werden, spricht man für gewöhnlich weiterhin von Elektronen.

[2] Bis zum Ende der Betriebsperiode 2000 hat lediglich HERMES polarisierte Elektronen verwendet; ab 2001 werden nach dem Upgradeprogramm nur noch polarisierte Elektronen verwendet [10].

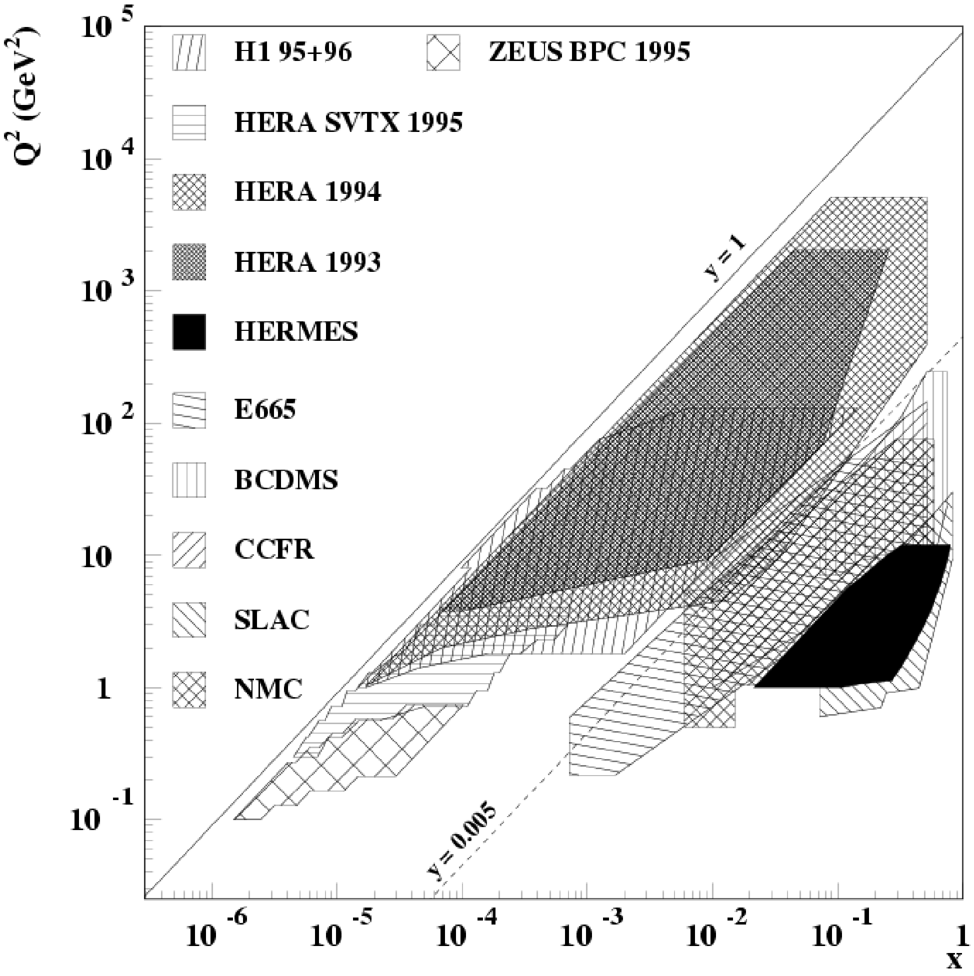


Abbildung 2.1: *Vergleich des H1 und ZEUS zugänglichen kinematischen Bereichs mit fixed-target-Experimenten. Aufgetragen ist Q^2 gegen x mit den Werten bis 1995/96.*

Abbildung 2.2 zeigt eine Skizze der Beschleunigeranlagen am DESY.

Elektronen und Protonen werden im HERA-Beschleuniger von Magneten auf ihrer Bahn geführt. Die hierfür notwendige Feldstärke beträgt für die schweren Protonen 4.7 T; sie wird mit supraleitenden Magneten bei einer Temperatur von 4.3 K erzeugt. Für die leichten Elektronen genügt ein Feld von 0.3 T Stärke, welches von normalleitenden Magneten aufgebaut wird. Zusätzliche Quadrupolmagnete sorgen für die Fokussierung der jeweiligen Strahlen.

Die Elektronen und Protonen durchlaufen HERA in Paketen von ca. $10^{10} - 10^{11}$ Teilchen. Bei 220 Elektron- und Protonpaketen kommt es somit alle 96 ns zur Kollision, entsprechend einer Rate von 10.4 MHz. Neben diesen Teilchenpaketen benutzt man sogenannte Pilotpakete, die an den Wechselwirkungspunkten nicht auf Elektronen bzw. Protonen treffen. Sie werden für Unter-

Beschleuniger	Länge/Umfang	max. Strahlenergie
Beschleuniger für Elektronen		
LINAC II	70 m	450 MeV
DESY II	293 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	14 GeV
HERA-e	6336 m	27.5 GeV
Beschleuniger für Protonen		
LINAC III	32 m	50 MeV
DESY III	317 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	40 GeV
HERA-p	6336 m	820/920 GeV

Tabelle 2.1: *Beschleunigerstufen bei HERA.*

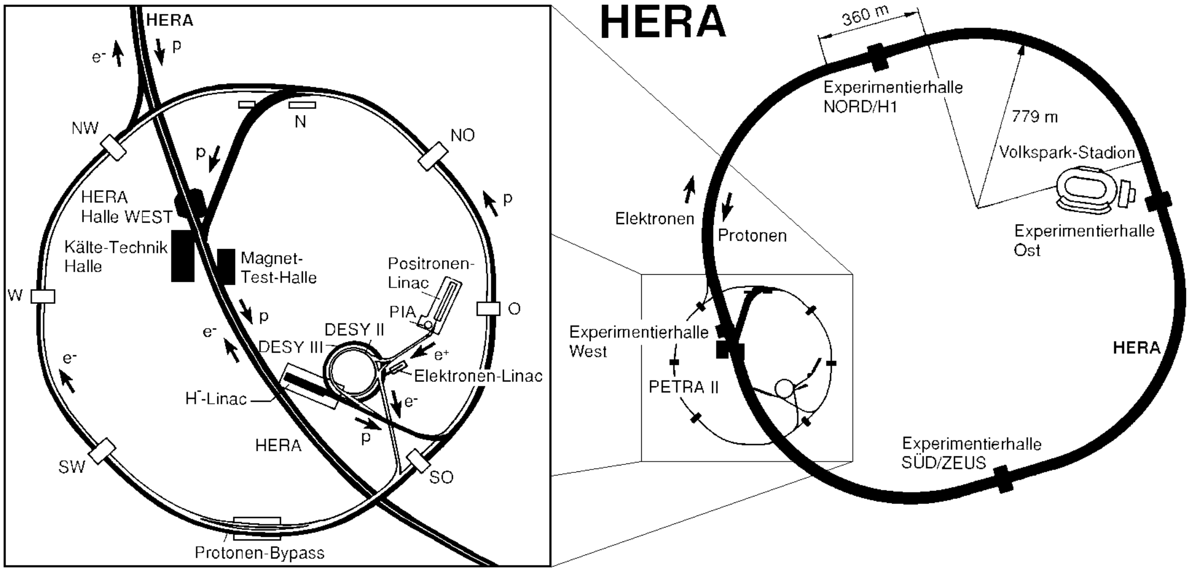


Abbildung 2.2: *HERA-Anlage mit Vorbeschleunigern (links im Bild) und dem HERA-Tunnel (rechts).*

grundstudien verwendet, um die Wechselwirkungen mit Restgasmolekülen und der Strahlwand zu untersuchen.

2.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor zielt darauf ab, die bei ep-Kollisionen entstehenden Teilchen und deren Zerfallsprodukte nachzuweisen. Deshalb handelt es sich bei dem Detektor um einen Universalteilchendetektor, der große Raumwinkelbereiche abdeckt. Dennoch können nicht alle Teilchen nachgewiesen werden. So bleiben in Strahlrohrrichtung entweichende Teilchen ebenso unentdeckt wie neutrale, sehr schnell zerfallende oder extrem schwach wechselwirkende (z. B. Neutrinos). Während letztere nur durch einen fehlenden Energiebetrag in der Ereignisrekonstruktion auffallen können, lassen sich neutrale oder schnell zerfallende Teilchen evtl. durch ihre längerlebigen, geladenen Zerfallsprodukte oder im Kalorimeter nachweisen.

Aufgrund des großen Impulsunterschiedes zwischen Elektronen und Protonen hat der bei der Kollision entstehende Gesamtimpuls von ca. 790 GeV bzw. 890 GeV (seit 1998) die Richtung der Protonen. Da somit die meisten Zerfallsteilchen in dieser Vorwärtsrichtung den Wechselwirkungspunkt verlassen, ist der H1-Detektor dort massiver instrumentiert als in Rückwärtsrichtung. Abbildung 2.3 gibt einen Überblick des Detektors in der Konfiguration vor 1995[3]. Der 12 m $\times$ 15 m $\times$ 10 m messende und 2800 t schwere Detektor besteht aus vielen verschiedenen Einzelkomponenten, von denen die für diese Analyse wichtigsten nun vorgestellt werden sollen. Vom Strahlrohr aus von innen nach aussen betrachtet sind dies:

- Silizium-Vertexdetektoren
- Spurkammern
- Kalorimeter

Weitere wichtige Elemente sind die supraleitende Spule, das Myonsystem, das Luminositätssystem und schließlich die Trigger.

Das H1-Koordinatensystem

Der nominelle Wechselwirkungspunkt bildet den Ursprung des H1-Koordinatensystems. Kartesische Koordinaten werden folgendermaßen festgelegt:

x: in der HERA-Ringebene zum Mittelpunkt zeigend,
y: senkrecht zur Ebene nach oben,
z: in Richtung des Protonstrahls.

[3] Die offensichtlichste Änderung im Vergleich zum heutigen Detektoraufbau ist das Fehlen des Spaghettikalorimeters, vgl. auch Kapitel 2.2.2.

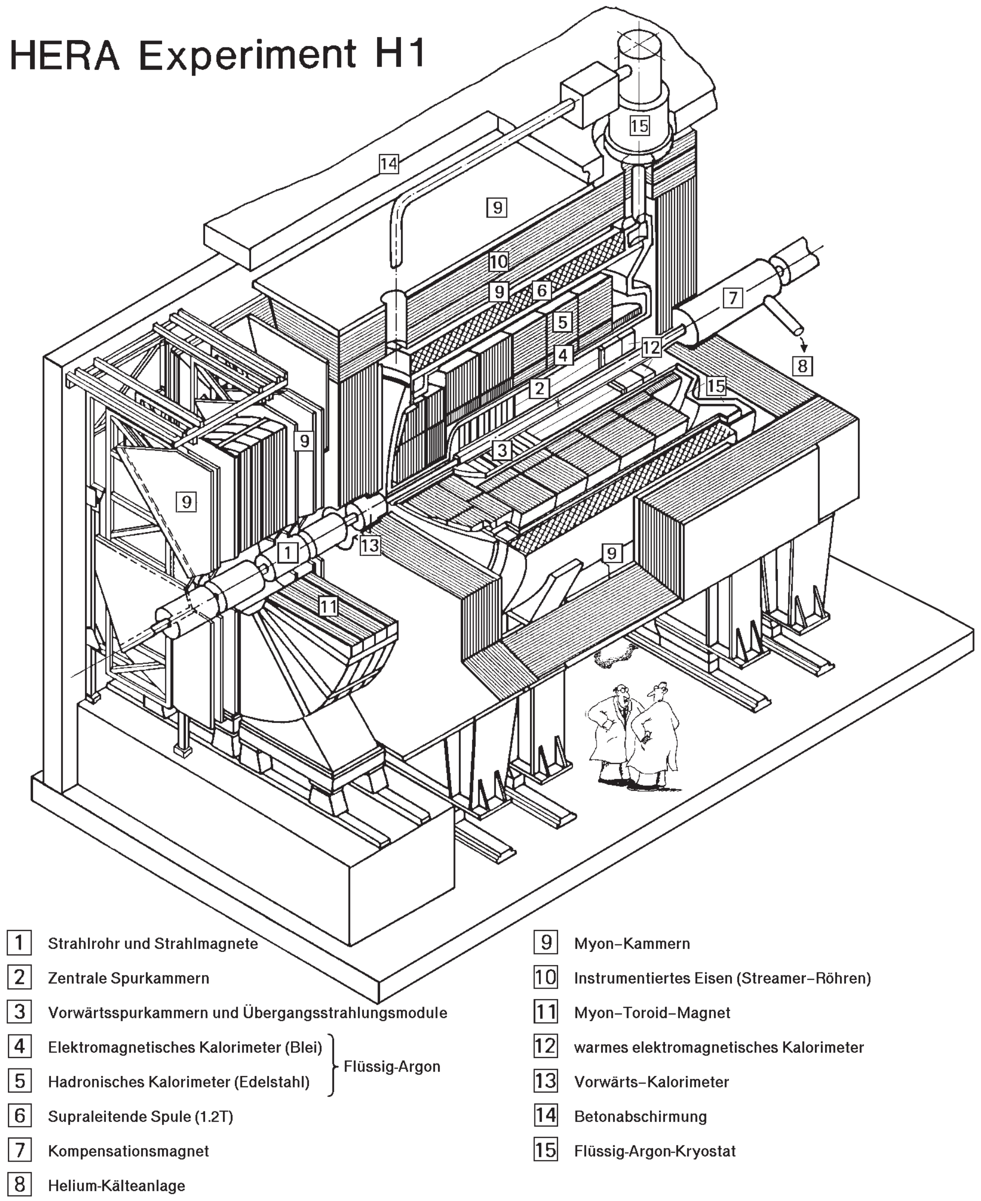


Abbildung 2.3: *Der H1-Detektor in der Konfiguration von 1995.*

Häufig ist es zweckmäßiger, modifizierte Kugelkoordinaten zu verwenden. In diesem System bedient man sich der Variablen:

r: radialer Abstand zur z-Achse, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$,
ϕ: Azimutalwinkel (Winkel zur x-Achse in der $x-y$-Ebene), $\phi = \arctan(y/x)$,
θ: Polarwinkel (Winkel zur z-Achse), $\theta = \arctan(r/z)$.

Anstelle des Polarwinkels θ kann auch die Rapidität $\hat{y}$ verwendet werden, die für ein Teilchen der Energie E und des Longitudinalimpulses p_z lautet:

$$\hat{y} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \tag{2.1}$$

Die Rapidität ändert sich unter longitudinalen Lorentztransformationen nur um eine Konstante, so daß die Differenz zweier Rapiditäten unter longitudinalen Lorentztransformationen invariant ist. Für die durch Vernachlässigung der Teilchenmasse gegenüber der Energie erhaltene Pseudorapidität η gilt diese Eigenschaft nur näherungsweise.

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) &\approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) \\ \eta &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos(\theta)}{1 - \cos(\theta)} \right) = - \ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \end{aligned} \tag{2.2}$$

2.2.1 Das Spurkammersystem

Die Spurkammern des H1-Detektors dienen der Rekonstruktion der Bahnen geladener Teilchen. Die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial ermöglicht die Aufzeichnung von Signalen, welche im Verlauf der Spurrekonstruktion zu Teilchenbahnen zusammengesetzt werden. Für eine möglichst exakte Bestimmung der einzelnen Spurparameter kombiniert man die Signale verschiedener Detektorkomponenten. Die Spurkammern lassen sich grob in drei Bereiche unterteilen: die zentralen Detektoren, die Vorwärts- und die Rückwärtsdetektoren. Abbildung 2.4 zeigt einen Längsschnitt des Spurkammersystems.

Die zentralen Spurkammern

Das zentrale Spurkammersystem besteht mit den Detektorteilen Central Silicon Tracker (CST), den beiden Central Jet Chambers (CJC1/CJC2), Central Inner/Outer Proportional Chamber (CIP/COP) und Central Inner/Outer Z-Chamber (CIZ/COZ) aus vier zylindrisch um das Strahlrohr angeordneten Subdetektoren.

Mit einem Abstand von $r = 57.5$ mm der ersten Detektorlage zur z-Achse ist der CST die innerste der vier Komponenten. Er wurde 1996 in den Detektor eingebaut, um dank verbesserter Spurauflösung eine genauere Bestimmung des primären Vertex und sekundärer Vertices zu ermöglichen. Der CST ist wie der BST (und der im Verlauf des HERA-Upgrade im Jahre 2001 zu installierende Forward Silicon Tracker) ein Siliziumdetektor, der eine hohe Ortsauflösung gewährleistet; er deckt einen Polarwinkelbereich von 30° bis 150° ab und besteht im wesentlichen aus zwei zylindrisch um das Strahlrohr angeordneten Lagen. Die innere Lage ist 57.5 mm von der z-Achse entfernt, die äußere 97 mm. Jede Lage setzt sich aus sogenannten Leitern zusammen (12 innen, 20 außen), welche bei einer Länge von 442 mm und 34 mm Breite

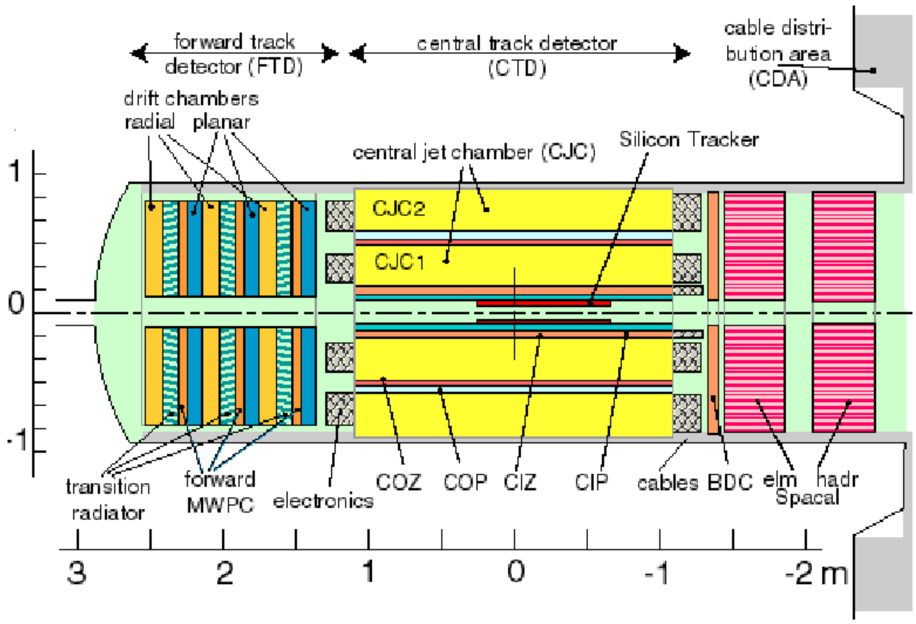


Abbildung 2.4: *Das H1-Spurkammersystem im Längsschnitt (aus [2]).*

mit jeweils sechs Siliziumsensoren und einer Ausleseelektronik bestückt sind. Ein solcher Leiter besteht aus einer p- und einer n-dotierten Hälfte, wobei die Siliziumstreifen der p-Seite parallel zur z-Achse verlaufen, und die der n-Seite senkrecht dazu. Für die erwarteten Auflösungen erhält man aus der Geometrie des Aufbaus: $\sigma_{r-\phi} = 50\ \mu$m für die p-Seite und $\sigma_z = 25.4\ \mu$m für die n-Seite; die real erzielbaren Auflösungen hängen allerdings u. a. vom Polarwinkel ab. Eine schematische Darstellung des CST gibt Abbildung 2.5, für eine detaillierte Beschreibung des CST sei auf [20], [9] und [16] verwiesen.

Die zentrale Jetkammer besteht aus zwei unabhängig voneinander betriebenen Driftkammern, deren Signaldrähte parallel zur Strahlachse ausgerichtet sind; ihre aktiven Längen betragen jeweils 2200 mm. Die Kammern funktionieren nach dem Driftkammerprinzip: während geladene Teilchen den Detektor durchqueren, ionisieren sie entlang ihrer Wegstrecke Atome und Moleküle. Zwischen den in den Kammern gespannten Drähten ist eine Spannung angelegt, die dafür sorgt, daß die durch die Teilchen erzeugten negativen Ionen auf die Signaldrähte driften, vgl. auch Kapitel 2.3. Die Abbildung 2.6 zeigt einen Querschnitt in der $r-\phi$-Ebene der zentralen Spurkammern.

Die Drähte der Kammern sind in Zellen (Segmenten) angeordnet, welche um ca. 30° gegen die radiale Richtung geneigt sind. Die durch das Magnetfeld hervorgerufene Krümmung der Spuren sorgt dafür, daß negativ geladene Teilchen entgegen der Krümmung der geneigten Zellen laufen, wodurch sie mehrere Zellen in größerem Winkel durchqueren, was zu genaueren Spurmessungen führt. (Andererseits neigen positiv geladene Teilchen dazu, unter flachen Winkeln durch die

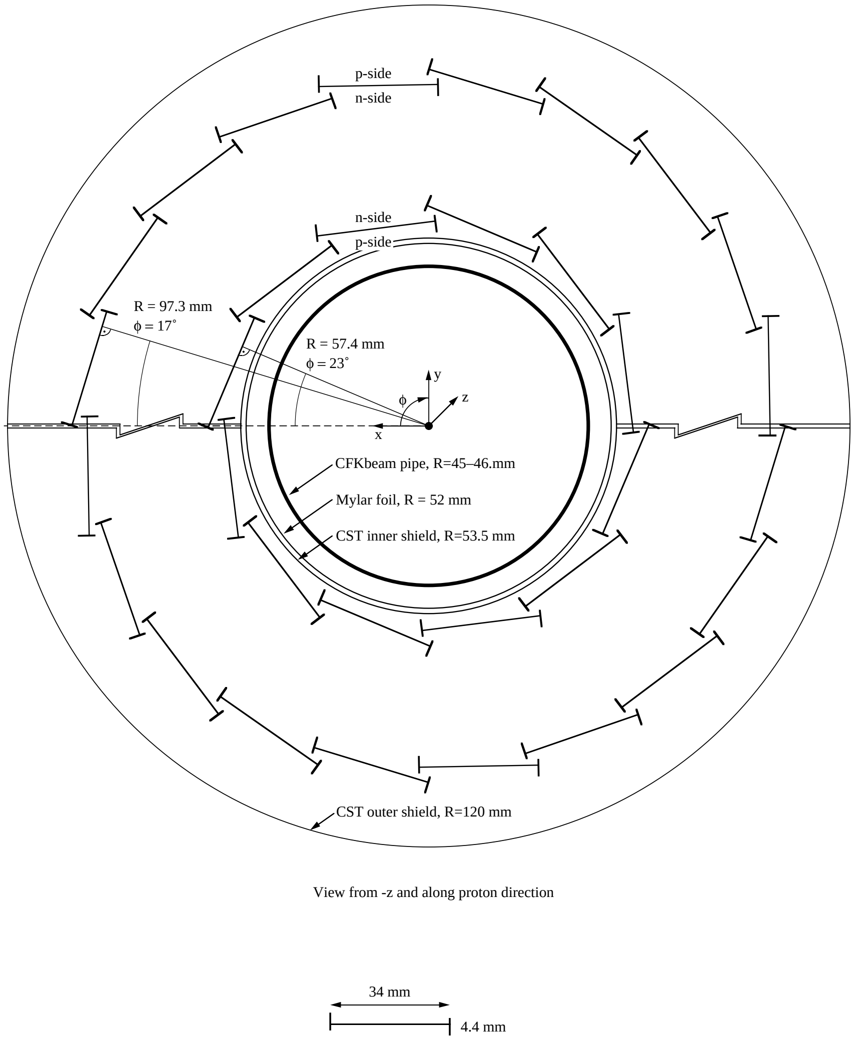


Abbildung 2.5: *Der CST im schematischen Querschnitt (Quelle: [11]).*

Zellen zu laufen.) Außerdem wird der Lorentzwinkel genannte Winkel zwischen Driftrichtung und Richtung des elektrischen Feldes näherungsweise kompensiert, was die Auflösung der Spurmessung verbessert. In Tabelle 2.2 sind die wichtigsten Parameter der Kammern CJC1 und CJC2 zusammengestellt.

Die Signaldrähte der inneren und äußeren Z-Kammer verlaufen im Gegensatz zu denen der CJC in radialer Richtung, wodurch die Auflösung in der z-Komponente erheblich besser ist als in der CJC. Sie liegt bei $\sigma_z = 0.26$ mm für die CIZ und $\sigma_z = 0.20$ mm für die COZ. Die

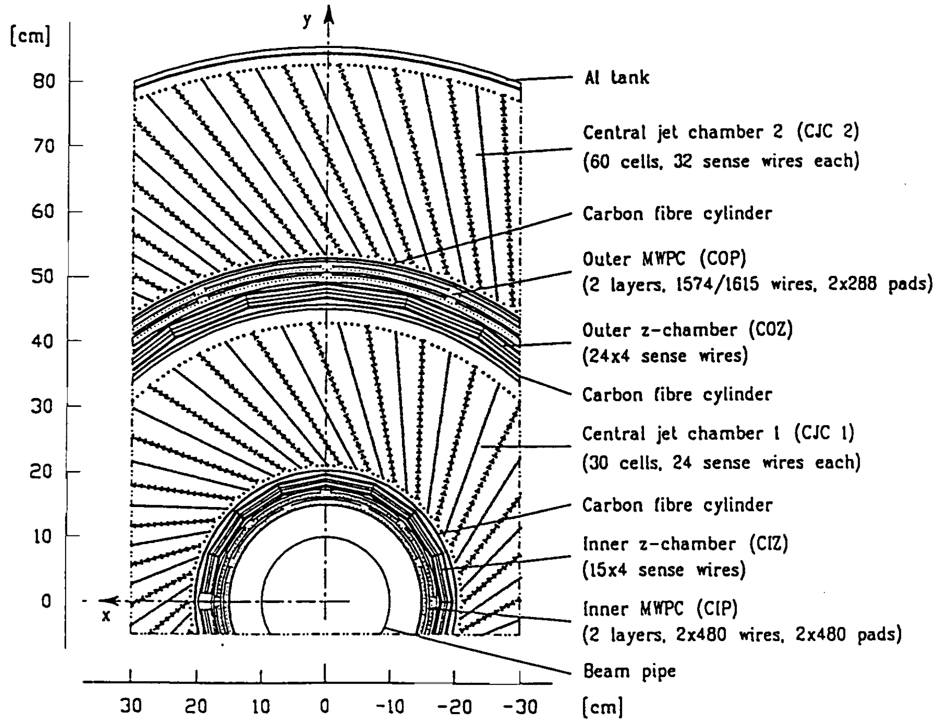


Abbildung 2.6: *Die zentrale Spurkammer im Querschnitt (aus [2]).*

beiden Kammern sind in 15 (CIZ) bzw. 24 (COZ) Ringe aufgeteilt, die jeweils vier Signaldrähte enthalten.

Die Proportionalkammern CIP und COP dienen Triggerzwecken auf Level 1 und Level 2 (siehe Kapitel 2.2.5), also der Entscheidungsfindung, ob ein Event aufgezeichnet wird oder nicht. Die Anodendrähte verlaufen in z-Richtung, die Signale werden über in z- und ϕ-Richtung segmentierten Flächenelementen ausgelesen. Nach dem Upgrade-Programm werden die CIP und die CIZ nicht mehr im H1-Detektor enthalten sein.

Im Vorwärtsbereich von 5° bis 25° ist der Forward Tracking Detector (FTD) für die Spurmessung zuständig. Er ist aus drei sogenannten *Supermodulen* zusammengesetzt, die wiederum aus vier Modulen bestehen. Diese sind:

- drei zueinander um 60° verdrehte Driftkammern, deren in z-Richtung angebrachte Drähte der Spurrekonstruktion in der $x-y$-Ebene dienen,
- eine radiale Driftkammer, die in der $r-\phi$-Ebene in 48 Segmente unterteilt ist,

Driftkammer-Parameter der CJC		
Parameter	**CJC1**	**CJC2**
Abdeckung Polarwinkel	11°– 169°	26°– 154°
Innerer Radius	203 mm	530 mm
Äußerer Radius	451 mm	844 mm
Aktive radiale Länge	224 mm	296 mm
Anzahl Zellen	30	60
Signaldrähte pro Zelle	24	32
Signaldrähte insgesamt	720	1920
Felddrähte pro Zelle	10	10
Kathodendrähte pro Zelle	49	65
Potentialdrähte pro Zelle	50	66
Abstand der Signaldrähte	10.16 mm	
Driftgeschwindigkeit	≈ 50 mm/μs	
Maximale Driftstrecke	44.5 mm	43.1 mm
Auflösung $r-\phi$	150 μm	
Auflösung z	2.2 cm	

Tabelle 2.2: *Mechanische Parameter der Jetkammern CJC1 und CJC2.*

- eine Vieldrahtproportionalkammer zur Erzeugung eines schnelles Signals für den Trigger auf Level 1,
- ein Modul aus 400 Polypropylenfolien, das der Trennung von Pionen und Elektronen aufgrund der in dieser Schicht erzeugten Übergangsstrahlung dient.

Die Backward Drift Chamber (BDC) deckt den Bereich rückwärtiger Polarwinkel von 151° bis 177.5° ab. Der aus vier doppellagigen Driftkammern bestehende Detektor ist in acht Segmente unterteilt; die Signaldrähte verlaufen in z-Richtung. Die BDC dient vor allem, in Verbindung mit dem Spaghetti-Kalorimeter, vgl. Kapitel 2.2.2, dem Nachweis des gestreuten Elektrons aus der ep-Kollision. Im Polarwinkelbereich von 172° bis 176° ist der Backward Silicon Tracker (BST) angebracht. Seine primäre Aufgabe ist ebenfalls die Messung des gestreuten Elektrons; gemessen wird mit vier einseitigen Streifendetektoren, die senkrecht zur Strahlachse positioniert sind.

2.2.2 Die Kalorimeter

Außen an das Spurkammersystem schließen sich im H1-Detektor die Kalorimeter an, die geladene wie ungeladene Teilchen registrieren. Neben dem Plug-Kalorimeter im extremen Vorwärtsbereich ($0.6° \leq \theta \leq 4°$) bedient man sich vor allem des Liquid Argon (LAr) Calorimeters und des Spaghetti Calorimeters (SpaCal).

Das LAr Kalorimeter ist modular aufgebaut und besteht aus sieben Ringen in z-Richtung. Jeder dieser Ringe baut sich aus einem inneren und einem äußeren Teil auf, dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter. Die elektromagnetische Apparatur

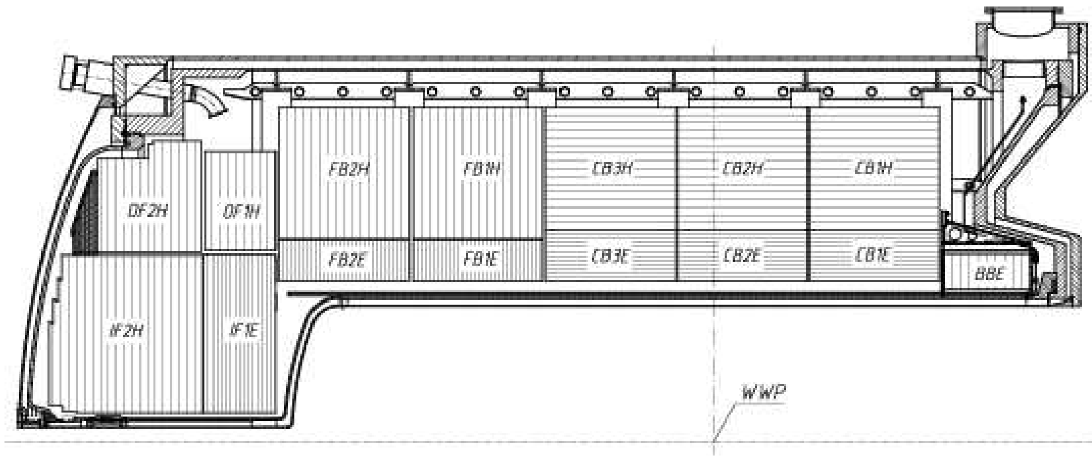


Abbildung 2.7: *Längsschnitt der oberen Hälfte des LAr Kalorimeters.*

deckt einen Polarwinkelbereich von 4° bis 154° ab, der hadronische reicht von 4° bis 135°, wie in Abbildung 2.7 zu erkennen ist. Während in beiden Kalorimetern flüssiges Argon als Auslesemedium verwendet wird (insgesamt 60 m^3), setzt man im elektromagnetischen Kalorimeter Blei als Absorbermaterial ein und im hadronischen Teil Edelstahl. Die Dicke des elektromagnetischen Kalorimeters variiert von 20 Strahlungslängen im zentralen Bereich bis hin zu 30 Strahlungslängen im Vorwärtsbereich; das hadronische ist zwischen 4.5 und 8 Wechselwirkungslängen dick. Die Energieauflösung beider Kalorimeter ist ebenfalls unterschiedlich: sie beträgt $\sigma_E/E = (10-13)\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ für das elektromagnetische Kalorimeter und $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ für das hadronische ([2]). Eine genauere Beschreibung der Wirkungsweise des LAr Kalorimeters und der Möglichkeiten zur Teilchenidentifizierung findet sich in Kapitel 2.5.

Das im rückwärtigen Bereich plazierte SpaCal ist bei einem Akzeptanzbereich von 153° bis 177.8° ebenfalls in einen elektromagnetischen und in einen hadronischen Bereich unterteilt, wobei Blei als Absorbermaterial eingesetzt wird, in das szintillierende Fasern eingebettet sind. Den Unterschied zwischen elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter macht die mit einer Zellgröße von $4\times4\times25$ cm^3 feinere Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters gegenüber der des hadronischen Kalorimeters mit $12\times12\times25$ cm^3 aus. Das SpaCal wird hauptsächlich zum Nachweis der gestreuten Elektrons eingesetzt. Abbildung 2.8 zeigt den strukturellen Aufbau der rückwärtigen Kalorimeter mit BST, BDC und SpaCal.

2.2.3 Das Myonensystem

Das 1.15 Tesla starke Magnetfeld, welches in den Jetkammern für die Ablenkung der Teilchen durch die Lorentzkraft sorgt, wird außerhalb des Kalorimeters von einer supraleitenden Spule erzeugt. Die Rückführung des magnetischen Flusses geschieht durch das an die Spule anschliessende Eisenjoch. Weil es neben dieser Aufgabe dem Teilchennachweis dient, ist das Eisenjoch mit

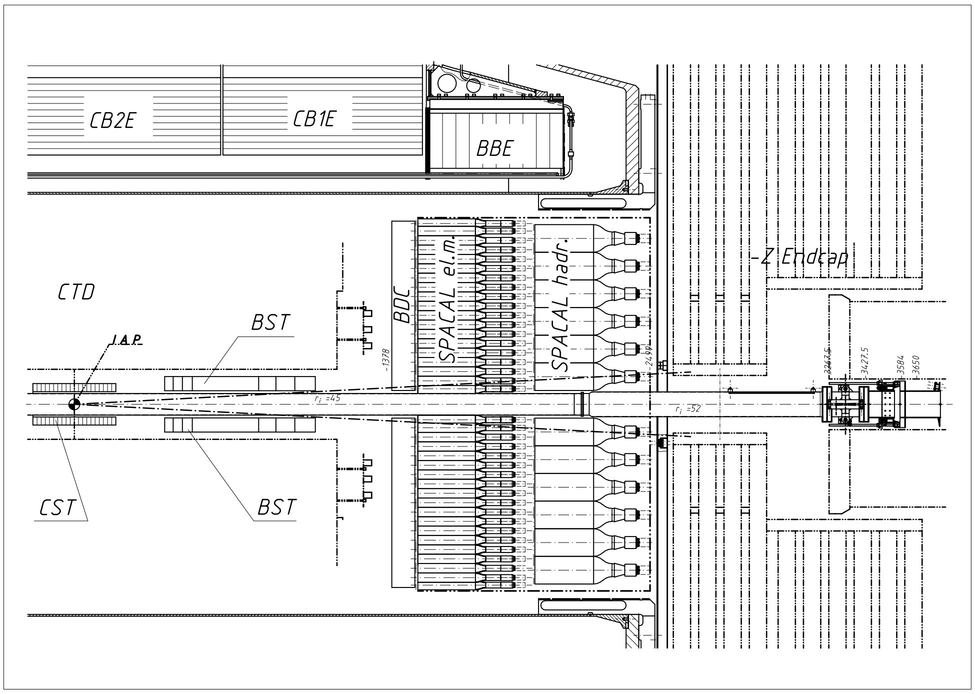


Abbildung 2.8: *Aufbau des rückwärtigen Teils des H1-Detektors. Links im Bild befindet sich der nominelle Wechselwirkungspunkt IAP, der vom CST umgeben ist. Daran schließt sich in Elektronenflugrichtung der ebenfalls auf Siliziumdetektoren basierende BST an, vor dem SpaCal ist das BDC montiert.*

Streamerröhren bestückt und wird als instrumentiertes Eisen bezeichnet. Es dient dem Nachweis von Myonen, die im LAr Kalorimeter kein klares Signal hinterlassen und dem Nachweis von Hadronen, die nicht im hadronischen Kalorimeter gestoppt wurden. Das Eisenjoch besteht aus drei Abschnitten, die den Polarwinkelbereich von 4° bis 134° abdecken. Zusätzlich hat man im vorderen Detektorbereich für die Myonenrekonstruktion einen Vorwärtsmyondetektor errichtet.

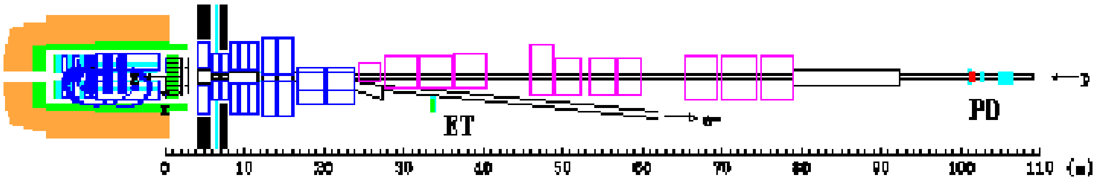


Abbildung 2.9: *Das Luminositätssystem bei H1.*

2.2.4 Das Luminositätssystem

Um die Elektronen nachzuweisen, die in Photoproduktion unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden, stehen mit den Elektron Taggern ET33 und ET44, die in einer Entfernung von $z =$ -33.4 m bzw. $z =$ -44.0 m aufgebaut sind, zwei kleine Kalorimeter zur Verfügung. Es handelt sich hierbei um Detektoren aus TlCl/TlBr, die in der $x-y$-Ebene eine Fläche von 154×154 mm^2 (ET33) und 44×66 mm^2 (ET44) einnehmen. Der gleiche Kalorimetertyp findet im Photondetektor Verwendung, der bei $z =$ -102 m steht, wobei Synchrotronstrahlung durch Bleiabschirmungen unterdrückt werden soll. Ein Wasser-Cherencovzähler weist etwaige Photonkonversionsereignisse im Blei nach und wird als Veto eingesetzt. Der Photondetektor mißt 110×110 mm^2 in der $x - y$-Ebene und dient der Messung der Luminosität, indem man Photonen aus Bethe-Heitler-Ereignissen nachweist: der Wirkungsquerschnitt des Prozesses

$$ep \rightarrow ep\gamma \tag{2.3}$$

ist sehr genau bekannt. Bezeichnet man den sichtbaren Wirkungsquerschnitt mit σ_s, die gemessene Rate an Bremsstrahlungsereignissen mit R_{tot}, die mit Hilfe von Pilotpaketen ermittelte Untergrundrate mit R_0 und die zu diesen Raten gehörenden Strahlströme mit I_{tot} bzw. I_0, so errechnet sich nach [1] die Luminosität durch

$$\mathcal{L} = \frac{R_{tot} - \frac{I_{tot}}{I_0} R_0}{\sigma_s} \tag{2.4}$$

2.2.5 Triggersystem und Datenaufzeichnung

Auch wenn es im H1-Detektor alle 96 ns zu einer Begegnung von Elektronen- mit Protonenpaketen kommt, ist jedoch nicht jedes dieser Zusammentreffen von physikalischem Interesse, weil es gar nicht in jedem Fall tatsächlich zu einer ep-Kollision kommt. Neben der geringen Rate an Ereignissen, die überhaupt physikalisch interessant sein könnten (diese liegt bei 20 - 30 Photoproduktionsereignissen pro Sekunde und 1 - 2 Ereignissen pro Minute aus tiefinelastischer Streuung), muß störendes Untergrundgeschehen unterdrückt werden. Die Selektion interessanter Kollisionen bei gleichzeitiger Verwerfung der Untergrundereignisse ist Aufgabe des H1 Triggersystems.

Die häufigsten Ursachen für Untergrundreaktionen sind Wechselwirkungen von Protonen oder Elektronen mit dem Strahlrohr, Kollisionen mit Restgasatomen innerhalb des Strahlrohrs, Synchrotronstrahlung, die während des Umlenkens der Elektronen vor dem Detektor entsteht, und Myonen der kosmischen Höhenstrahlung. Bei einer Wechselwirkungsrate von 10.4 MHz (entsprechend 96 ns) und einer Untergrundrate von 100 khz liegt diese deutlich über der Rate physikalisch interessanter Ereignisse.

Das H1 Triggersystem ist als fünfstufige Abarbeitung der Ereignisse konzipiert worden, bis zum HERA-Upgrade 2000/2001 waren davon allerdings nur vier Level implementiert. Abbildung 2.10 zeigt eine schematische Darstellung der Triggerentscheidungen.

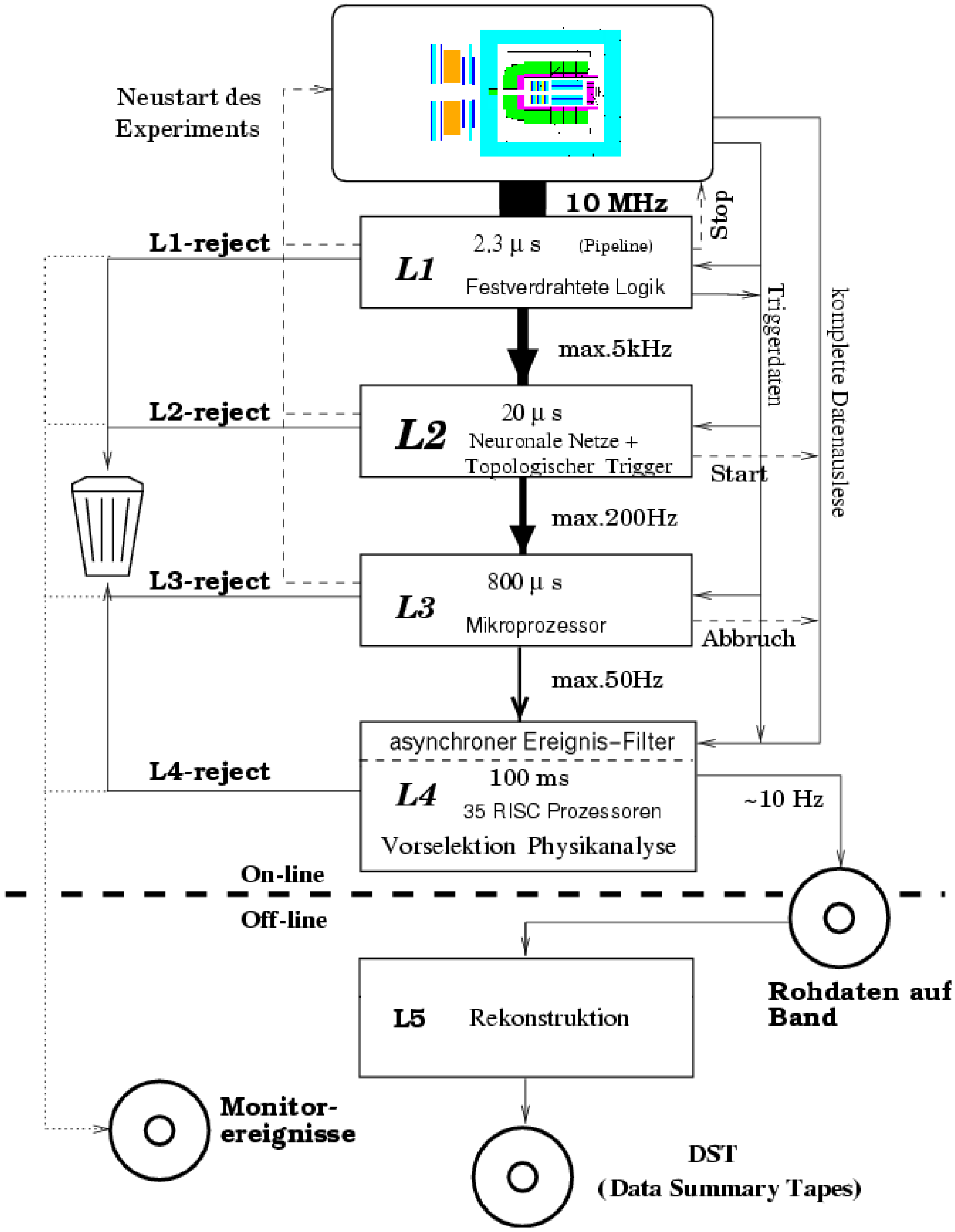


Abbildung 2.10: *Die Triggerlevel bei H1 (an [17] angepaßt).*

Triggerlevel L1: Zu den bislang vorgestellten Detektorkomponenten kommen noch mehrere Flugzeitsysteme (TOF) und sogenannte Vetowände hinzu, die dazu dienen, offensichtlich nicht aus der *ep*-Kollision stammende Untergrundereignisse zu verwerfen. Aus den somit zur Verfügung stehenden 192 Triggerelementen der einzelnen Detektorkomponenten (jede Komponente kann mehrere Triggerelemente liefern) werden 128 Subtrigger kombiniert. Während des 2.4 μs dauernden Auslesens der Triggerelemente und deren Kombination zu den Subtriggern werden die Daten der in der Zwischenzeit stattfindenden Kollisionen zwischengespeichert. Falls eine Subtriggerbedingung erfüllt ist, wird das Ereignis vorläufig akzeptiert und die weitere Datennahme gestoppt: die Totzeit, der Zeitraum, in dem keine weiteren Ereignisse aufgezeichnet werden, beginnt. Auf dieser ersten Filterstufe wird die Ereignisrate ungefähr um einen Faktor 100 auf 1 kHz reduziert.

Triggerlevel L2: Auf dieser Stufe werden parallel ein neuronales Netz und ein auf topologischen Korrelationen basierender Algorithmus betrieben. Die Entscheidung wird mit 16 L2-Triggerelementen gefällt, die logisch mit den 128 L1-Subtriggern verknüpft sind. Nach dieser ca. 20 μs dauernden Analyse wird das Ereignis entweder verworfen, und die Datennahme beginnt wieder von vorn oder es wird akzeptiert, und die Aufzeichnung der Daten beginnt, was ungefähr 1 - 2 ms dauert. Diese zweite Triggerstufe reduziert die Daten um einen Faktor 20 auf 50 Hz.
Die Bandbreite des H1 Triggersystems ist begrenzt. Um Totzeit zu vermeiden und möglicherweise interessante Ereignisse nicht zu verlieren, werden einige Subtrigger mit einem sogenannten Prescale-Faktor versehen. Das bedeutet, daß nicht jedes Ereignis, was diese Subtriggerbedingung erfüllt hat, aufgezeichnet wird, sondern nur jedes n-te, bei einem Prescale-Faktor von beispielsweise 4 folglich nur jedes vierte.

Triggerlevel L3: Bis zum HERA-Upgrade war diese Stufe noch nicht implementiert, wird nun jedoch im System des neu entwickelten *Fast Track Triggers* (FTT) enthalten sein, vgl. [5].

Triggerlevel L4: Auf den bisher durchlaufenen Triggerleveln L1 und L2 konnte, um eine schnelle Entscheidung zu gewährleisten, nicht auf alle Detektorinformationen zugegriffen werden. Mit L4 ändert sich das, es findet eine vorläufige Ereignisrekonstruktion statt, die allerdings asynchron zu den beiden vorhergehenden Stufen stattfindet, so daß die Datennahme wieder begonnen hat, wenn L4 läuft. Die Entscheidung wird von einem Mehrprozessorsystem getroffen, welches bis 1997 die auf L1 und L2 getroffenen Entscheidungen verifiziert sowie Untergrund verworfen hat. Seit 1998 findet eine physikalische Selektion statt, die Daten werden in verschiedene Klassen eingeteilt, z. B. sind die Klassen 15 und 16 die für Ereignisse mit schweren Quarks ([12]). (Vor 1998 fand die Klasseneinteilung auf L5 statt.) Die Ereignisrate wird auf nunmehr 10 Hz reduziert; zu Kontrollzwecken wird 1% der auf L4 verworfenen Ereignisse gespeichert.

Triggerlevel L5: Bei der fünften Stufe des H1 Triggers handelt es sich um die Rekonstruktion der aufgezeichneten Ereignisse, sie findet offline statt. Die Ergebnisse dieser Berechnungen werden in Form sogenannter *Production Output Tapes* (POT) auf Magnetband gespeichert. Eine ebenfalls von L5 erzeugte komprimierte Untermenge der Daten wird *Data Summary Tapes* (DST) genannt, sie werden für den schnellen Zugriff bei der physikalischen Datenanalyse auf Festplatten gespeichert.

2.3 Spurrekonstruktion in der zentralen Jetkammer

2.3.1 Signalbildung und Signalmessung

Um die Spuren geladener Teilchen, welche die CJC durchquert haben, zu rekonstruieren, werden die an den Signaldrähten ausgelesenen Signale miteinander kombiniert. Die auszulesenden Signale selbst entstehen durch die Ionisierung von Gasatomen entlang der Flugstrecke des geladenen Teilchens. In einem dreiphasigen Modell der Signalbildung in der Driftkammer stellt die erste Phase die der *Primärionisation* dar. Hierbei wird die Anzahl der erzeugten Primärionen quantitativ durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben, auf die in Kapitel 2.4.1 eingegangen wird. In der zweiten Stufe, *Driftphase* genannt, driften die bei der Ionisation erzeugten Elektronen (die trägen Atomrümpfe werden nicht zur Signalmessung benutzt und daher nicht betrachtet) auf die mit positiver Hochspannung versorgten Signaldrähte zu. Um aus dem später ausgelesenen Signal den Ort der Primärionisation errechnen zu können, müssen neben bekanntem Zeitnullpunkt t_0 für das Ereignis in der Driftphase homogene Driftrichtung und –geschwindigkeit garantiert sein, weil sich nur so aus der Driftzeit (Zeit der Ankunft der Ionen am Signaldraht nach t_0) die Driftstrecke ermitteln läßt. Wenn sich die CJC nicht innerhalb eines Magnetfeld befände, so würden die Elektronen entlang der Feldlinien des Driftfeldes zu den Signaldrähte gelangen. Das homogene Magnetfeld sorgt dafür, daß die tatsächliche Driftrichtung aufgrund der Lorentzkraft einen als α_{Lor} bezeichneten Winkel (Lorentzwinkel) mit dem angelegten elektrischen Driftfeld bildet. Durch die um $\approx 30°$ gegen die Bahnen geladener Teilchen geneigten CJC-Zellen wird der Lorentzwinkel nahezu kompensiert. Teilchen, die die Kammer ungefähr radial durchqueren, bewegen sich somit nahezu senkrecht zur Driftrichtung, was die Signalbildung verbessert. Außerdem kreuzen sie mehrere Zellen, wodurch man leichter über *Spiegelspuren* entscheiden kann, siehe den nächsten Abschnitt sowie Abbildung 2.11.

Nach einiger Zeit erreichen die Elektronen der Primärionisation den Nahbereich der Signaldrähte, wo ein starkes, radialsymmetrisches Feld herrscht. Die Elektronen werden auf den Draht hin beschleunigt und ionisieren weitere Gasatome. Diese Sekundärelektronen können ebenfalls weitere Ionen erzeugen, so daß sich eine Elektronenlawine in Richtung Signaldraht bildet. Diesen Prozeß bezeichnet man als Gasverstärkung. Betreibt man die Driftkammer im sogenannten Proportionalitätsbereich, so ist die Anzahl der am Signaldraht eintreffenden Sekundärelektronen proportional zur Anzahl der durch das geladene Teilchen erzeugten Primärelektronen. Man hat somit eine meßbare Größe des Energieverlustes des primären Teilchens gefunden. Diese Größe dE/dx spielt in dieser Analyse eine wesentliche Rolle, eine Erläuterung ihrer Messung findet sich in Kapitel 2.4. Die auf die Signaldrähte übertragene Ladung wird getrennt an beiden Enden des Drahtes ausgelesen und bezüglich der Ladungsmenge Q und deren zeitlichem Eintreffen t untersucht, was als Qt-Analyse bezeichnet wird. Eine Einführung in die Rekonstruktion der Spuren und die Berechnung ihrer Parameter auf der Basis der hier vorgestellten Informationen wird im nächsten Abschnitt präsentiert.

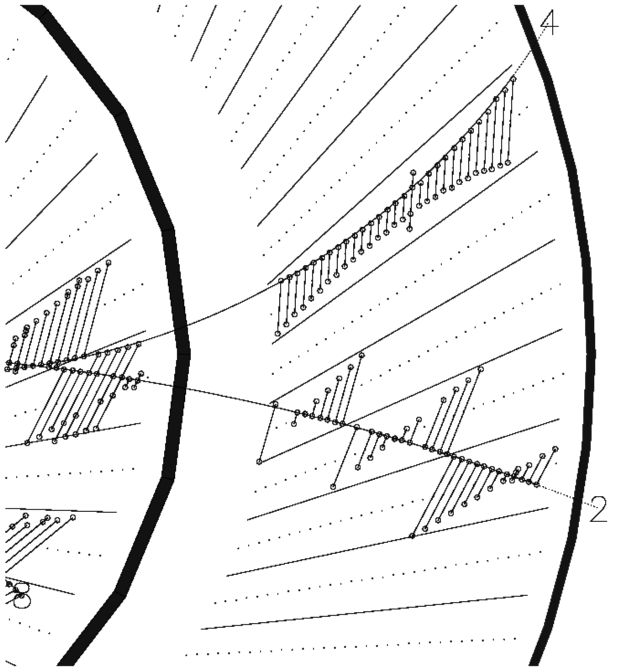


Abbildung 2.11: *Auswirkung der Zellneigung auf die Signalmessung und Rekonstruktion von Spuren negativ (Spur Nummer 2) und positiv (Spur Nummer 4) geladener Teilchen. Man erkennt die die Driftzellen begrenzenden Kathodenebenen (feine Punkte) mit den Signaldrähten in ihren Mitten. Die durchgezogenen Linien verbinden jeweils einen Treffer mit einem Spiegeltreffer. In dem gewählten Ereignis verläuft die Bahn des positiv geladenen Teilchens innerhalb der CJC2 in nur einer Zelle, während die des negativ geladenen drei Zellen kreuzt.*

Die Signaldrähte einer Zelle liegen in den Jetkammern nicht in einer Ebene, sondern um jeweils $\pm 150\ \mu$m von der nominellen Signaldrahtebene versetzt. Diese als *Staggering* bezeichnete Anordnung hat mehrere Vorteile:

- Infolge der elektrostatischen Abstoßungskräfte befinden sich die Signaldrähte nach dem Anschalten der Hochspannung stets in den gleichen Positionen.
- Durch den geringen zeitlichen Versatz der Signalentstehung wird ein Übersprechen zwischen benachbarten Signaldrähten unterdrückt.
- Die Reihenfolge, in der die Sekundärelektronen die Signaldrähte erreichen, kann einen Hinweis geben, in welcher Zellhälfte die Primärionisation stattgefunden hat. Insbesondere bei kurzen Spuren, die sich unter Umständen in nur einer Zelle bewegen, kann dies die Unterscheidung zwischen Spiegelspuren ermöglichen.

2.3.2 Bestimmung der Spurparameter

Um aus der Vielzahl der Signale auf den Drähten der CJC1 und der CJC2 Spuren rekonstruieren zu können, muß zunächst einmal der Zeitnullpunkt t_0 des Ereignisses bestimmt werden. Dies kann ohne externe Größen nur aus den Treffern von Spuren geschehen, die die Kammer annähernd radial durchqueren und dabei Driftzellen kreuzen [23]. Wenn zusätzlich die Driftgeschwindigkeit innerhalb der Kammer und der Lorentzwinkel für den aktuellen *Run*[4] bekannt sind, kann für jeden Hit die Driftstrecke[5] berechnet werden. Für den i-ten Signaldraht ergibt sich die Driftstrecke d_i mit der Driftgeschwindigkeit v_{Drift} und dem Zeitpunkts des Eintreffens des Signal am Draht zu:

$$d_i = v_{Drift} \cdot (t_i - t_0) \tag{2.5}$$

Auf der Basis dieser Entfernungen kann die Suche nach Spuren beginnen. In guter Näherung stellen die Bahnkurven infolge der Krümmung durch das Magnetfeldes Helizes dar. Für die Parametrisierung der Bahnhelix bedient man sich dieser fünf Größen:

- κ: vorzeichenbehafteter, inverser Krümmungsradius in der $r - \phi$-Ebene
  Der mathematischen Vorzeichenkonvention folgend ist das Vorzeichen linksgekrümmter Spuren positiv und rechtsgekrümmter negativ. Das Magnetfeld im H1-Detektor zeigt in $+z$-Richtung, die Krümmung negativ geladener Teilchen ist also positiv und anders herum.
- dca: vorzeichenbehafteter Abstand vom Ursprung in der $r - \phi$-Ebene
  Liegt der Ursprung links von einer Spur, so ist der Wert des dca positiv, andernfalls ist der dca (distance of closest approach) negativ.
- ϕ: Azimutalwinkel am dca
- θ: Polarwinkel am dca
- z_0: Wert der z-Koordinate am dca

Diese Parameter werden in zwei Schritten bestimmt: die Projektion einer Helix in die $r - \phi$-Ebene ist ein Kreis; κ, dca und ϕ werden also durch die Anpassung an einen Kreis ermittelt. θ und z_0 werden in der $r - s$-Ebene durch Anpassung einer Gerade bestimmt. Bei s handelt es sich um die Spurlänge. Diese beiden Sätze von Parametern sind in guter Näherung unabhängig voneinander, so daß eine getrennte Bestimmung der Parameter gerechtfertigt ist.

Die Rekonstruktion der Spur beginnt mit einem Tripel von Treffern (es werden jeweils Treffer $+d_i$ und Spiegeltreffer $-d_i$ probiert), welches auf einen Kreis durch den nominellen Wechselwirkungspunkt (0,0) angepaßt wird. Unter der Annahme $dca = 0$ errechnet man Startwerte κ_{Start}

[4]Einen Run nennt man eine Periode konstanter Detektor- und Beschleunigerbedingungen, die für diesen Zeitraum konstante Kalibrierungskonstanten zur Folge haben.

[5]Man kann lediglich die Distanz bestimmen kann, nicht jedoch die Richtung – was zwangsläufig Spiegelspuren zur Folge hat.

und ϕ_{Start}. Die Treffer einer Spur bilden nun in dieser $\kappa_{Start} - \phi_{Start}$-Ebene Häufungspunkte, von denen in einem iterativen Prozeß Treffer dem Spurkandidaten hinzugefügt werden, ohne daß die Spur auf (0,0) gezwungen wird. Spiegelspuren (Folgen von Spiegeltreffern) können verworfen werden, weil sie in Nachbarzellen keine Fortsetzung finden. Werden für den Spurkandidaten keine weiteren Treffer gefunden, ist die Spurfindung abgeschlossen, und die Spurparameter κ, ϕ und dca werden ausgerechnet.

Bei der Bestimmung der z-Koordinate greift man auf die von den Signaldrähten ausgelesene Ladung zurück. Setzt man neben den Konstanten für die effektive Drahtlänge L und dem z-Wert des Mittelpunktes z_M die gemessenen Ladungen $q_{z^\pm}$ (wobei $q_{z^\pm}$ die am $\pm z$-Ende des Drahts gemessen Ladung ist) ein, errechnet sich die z-Koordinate zu

$$z = z_M + \frac{L}{2} * \frac{q_{z^+} - q_{z^-}}{q_{z^+} + q_{z^-}} \tag{2.6}$$

Nachdem durch die Kreisanpassung in der $r-\phi$-Ebene bereits die Treffer einer Spur identifiziert wurden, werden jetzt noch die beiden letzten Parameter in der $r - s$-Ebene an diese Treffer angepaßt. Wie bereits in Kapitel 2.2.1 erwähnt, ist die Genauigkeit der aus der CJC bestimmten z-Position mit $\sigma_z = 2.2$ cm nicht sehr gut.
Aus den geeigneten Spuren eines Runs wird ein mittlerer Wechselwirkungspunkt zwischen Elektronen und Protonen bestimmt, der Runvertex genannt wird. Zu Beginn eines Runs verwendet man die Kalibrationskonstanten α_{Lor} und v_{Drift} des vorherigen Runs. Für die aktuellen Daten werden auch sie iterativ angepaßt und in die Datenbank geschrieben.

Die so erhaltenen Spuren sind noch keiner Anpassung auf den primären Vertex oder auf mögliche sekundäre Vertices unterzogen worden und werden als *nicht vertexgefittete* Spuren bezeichnet. Neben Zerfällen von kurzlebigen Teilchen wie eines D*-Mesons, die innerhalb des Strahlrohrs geschehen und für den H1-Detektor nicht sichtbar sind, existieren z. B. mit Photonkonversionsereignissen, K^0- und Λ-Zerfällen Ereignisse, deren Zerfallsvertex in den Jetkammern liegt. Nach der Rekonstruktion der nicht vertexgefitteten Spuren muß also noch für jede Spur überprüft werden, inwiefern sie sich mit anderen auf sekundäre Vertices anpassen läßt. Weil es möglich ist, daß für eine Spur nicht zwischen der Anpassung auf den primären und der auf eine sekundären Vertex entschieden werden kann, werden alle Spurhypothesen getrennt gespeichert.

Die Drehung der Zellen der CJC gegen die Krümmung negativ geladener Spuren hat für die Ereignisrekonstruktion im Prinzip zwei Konsequenzen: zum einen erleichert sie die Rekonstruktion dieser Teilchen, weil die Unterscheidung zwischen Spur und Spiegelspur leichtfällt, außerdem sind die Driftzeiten besser definiert. Zum anderen weisen die Signalpulse der positiv geladenen Teilchen häufig eine flachere Form als die der negativen auf, was insbesondere die Bestimmung des Energieverlusts erschwert. Mit größer werdenden Transversalimpulsen p_T verschwinden die Unterschiede zwischen den Spuren positiv und negativ geladener Teilchen.

2.4 Energieverlustmessung in den zentralen Jetkammern

Beim Durchgang durch Materie verlieren geladene Teilchen im wesentlichen durch Ionisierung Energie. Im Fall von Elektronen/Positronen ist dies allerdings dann nicht mehr korrekt, wenn die Energie der Teilchen größer als die kritische Energie von $600/Z$ MeV ist, weil dann Energieverluste durch Bremsstrahlung eine wesentliche Rolle spielen. Die von den Signaldrähten ausgelesenen Ladungen können zur Berechnung des mittleren spezifischen Energieverlustes dE/dx eines geladenen Teilchens benutzt werden. Zusammen mit dem Impuls kann diese Größe Hilfe bei der Identifizierung des Teilchens leisten, was in dieser Arbeit ausgenutzt wird.

2.4.1 Die Bethe-Bloch-Gleichung

Die Bethe-Bloch-Gleichung beschreibt den mittleren spezifischen Energieverlust eines Teilchens beim Durchgang durch Materie ([6]):

$$-\frac{dE}{dx} = Cz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \tag{2.7}$$

mit

$$C = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \tag{2.8}$$

Hierbei ist Z die Kernladungszahl, A die Nukleonenzahl, I die mittlere Ionisierungsenergie der Materie, z die Ladung des ionisierenden Teilchens, δ ein dichteabhängiger Korrekturfaktor, T_{max} die maximale kinetische Energie, die auf ein freies Elektron übertragen werden kann, N_A die Avogadrokonstante, r_e der klassische Elektronenradius und $m_e c^2$ die Ruheenergie des Elektrons. Für ein Teilchen mit Masse M und Impuls $M\beta\gamma c$ gilt:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \tag{2.9}$$

was für niedrige Energien meist zu

$$T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \tag{2.10}$$

genähert wird. Damit kann man die Bethe-Bloch-Gleichung schreiben als

$$-\frac{dE}{dx} = Cz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \tag{2.11}$$

In dieser Form ist die Gleichung unabhängig von der Masse des Teilchens und nur noch von $\beta = v/c$ abhängig. Man sieht, daß die Energieverlustgleichung für alle Arten von Teilchen identisch ist.

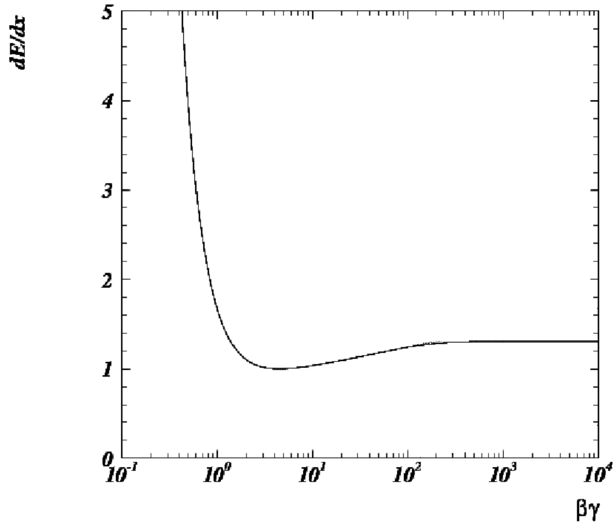


Abbildung 2.12: *Die Bethe-Bloch-Gleichung des Energieverlusts. Aufgetragen ist dE/dx gegen $\beta\gamma$.*

In Abbildung 2.12 ist die Bethe-Bloch-Gleichung für verschiedene Teilchen dargestellt. Man kann die Kurve in vier Bereiche unterteilen ([14]):

1. Einen Abfall der Kurve für $\beta\gamma < 4$ mit $1/\beta^2$.
2. Ein Minimum bei $\beta\gamma \approx 4$. Dieser Bereich wird zur Kalibrierung des dE/dx-Wertes verwendet, vgl. auch Gleichung 2.14.
3. Einen logarithmischen Anstieg mit β für $\beta\gamma > 4$.
4. Einen Sättigungsbereich für den Fall, daß die transversale Ausdehnung des Feldes vergleichbar mit den Abständen im Atom ist.

2.4.2 Messung des Energieverlusts in der CJC

Der Energieverlust eines Teilchens an einem einzelnen Signaldraht ist proportional zu der an diesem Draht auf der $+z$- und der $-z$-Seite gemessenen Ladungsmenge. Da die Ausleseelektronik für jeden Draht und jede Drahtseite leicht unterschiedlich ist, werden jeweils konstante Verstärkungsfaktoren bestimmt. Bevor diese auf den ‚gemessenen' dE/dx-Wert angewendet werden, führt man als erstes eine gesonderte Behandlung der Signale durch, die sich in der Qt-Analyse zeitlich überlappen. In einem dritten Schritt wird in der $r-\phi$-Ebene die Spurlänge gemessen, die sich innerhalb des sogenannten *Signaldrahtvolumens* befindet. Dieses Volumen zeichnet sich dadurch aus, daß die in ihm erzeugten Primärelektronen der Ionisierung zu *diesem* Signaldraht driften. Nun wird der aktuelle Wert von dE/dx durch diese Spurlänge dividiert, als Ergebnis erhält man den Energieverlust *an einem einzelnen Signaldraht.* Dieser Wert ist allerdings noch nicht bezüglich der Spurlänge in der $r-z$-Ebene korrigiert worden, so daß man in der Analyse beim Zugriff auf dE/dx die Korrektur von $\sin(\theta)$ selbst anbringen muß. Der Grund hierfür ist, daß in dem Moment, in dem der Wert dE/dx in die BOS-Bank (dies ist die Datenstruktur bei H1) geschrieben wird, der beste Wert für $\sin(\theta)$ noch gar nicht vorliegt.

Damit das Signal eines einzelnen Drahtes für die Berechnung des Energieverlustes der gesamten Spur verwendet werden kann, muß es mehrere Voraussetzungen erfüllen; die wichtigsten sind:

1. Nur auch zur Spurrekonstruktion verwendete Signale gehen in die Bestimmung ein.
2. Das Signal muß an beiden Drahtseiten erfolgreich ausgelesen worden sein.
3. Die Spurlänge im Signaldrahtvolumen muß zwischen 0.7 und 2.0 cm betragen, was im Prinzip ein Schnitt auf die Driftstrecke ist: durch die Nähe zum Signaldraht ergeben sich Abweichungen bei zu kurzen Driftstrecken, bei langen verfälschen Diffusionseffekte das Bild.
4. Zwei zeitlich und räumlich benachbarte Treffer müssen eindeutig separiert sein, so daß es nicht zu Überlagerungen kommen kann.

Wenn nach diesen Einschränkungen noch mindestens fünf Treffer einer Spur vorhanden sind, wird der mittlere Energieverlust berechnet. Weil die einzelnen Messungen des Energieverlusts einer asymmetrischen Landau-Verteilung folgen, ist die Bestimmung eines Mittelwerts statistisch fragwürdig: der Mittelwert und der wahrscheinlichste Wert fallen aufgrund der Ausläufer nicht zusammen. Um nicht, wie häufig durchgeführt, durch ein Verwerfen der obersten $n\%$ der Verteilung Meßwerte zu verlieren, führt man eine Transformation der einzelnen Messungen auf eine annähernd symmetrische Verteilung durch:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_i \to \left(\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dE}{dx}\right)}}\right)_i \tag{2.12}$$

Der mittlere Energieverlust ist dann der zurücktransformierte Mittelwert der Einzelmessungen:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{1}{N_{Treffer}}\sum_{i=1}^{N_{Treffer}}\left(\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dE}{dx}\right)}}\right)_i\right)^{-2} \tag{2.13}$$

2.4.3 Korrekturen an die Messung des Energieverlusts

Die in Gleichung 2.11 festgestellte Abhängigkeit des Energieverlusts lediglich von Teilchenart und Impuls erweist sich in der Praxis als nicht ausreichend. Man erkennt zusätzliche Abhängigkeiten von drei Größen:

- **Der atmosphärische Druck.** Die CJC ist keine Druckkammer, sondern wird unter Atmosphärenbedingungen betrieben. Änderungen des Außendrucks bewirken Veränderungen der Gasdichte in der Kammer, was die Anzahl der bei der Ionisierung erzeugten Primärelektronen beeinflußt.

- **Der Strahlstrom.** Es sind vor allem Raumladungseffekte, die das Driftverhalten der Elektronen beeinflussen. Man hat festgestellt, daß vor allem in der Gasverstärkungsphase freigesetzte positive Ionen das Driftfeld verändern. Die Raumladungen sind abhängig von:

    1. Der Anzahl der Teilchen in den Kammern CJC1 und CJC2.
    2. Der Synchrotronstrahlung, die durch das Umlenken des Elektronenstrahls kurz vor dem Detektor in ein gemeinsames Strahlrohr für Elektronen und Protonen entsteht.
    3. Den Hochspannungs-Einstellungen der Kammern.

- **Die Hochspannungseinstellungen.** Die Wahl der Hochspannung an den Signaldrähten beeinflußt Driftverhalten und Effizienz. Bei zu kleinen Werten gehen Treffer durch eine ineffiziente Gasverstärkung verloren, zu große können zu ungewollten und unkontrollierten Entladungen führen.

In der vierten Triggerstufe L4 wird deshalb online eine run-abhängige Kalibrierung zweier Konstanten $dedx_{1,2}$ durchgeführt. Sie erfolgt mit minimal ionisierenden Teilchen im Bereich $0.3 \leq p \leq 0.7$ GeV/c, bei denen mindestens 10 Treffer zur dE/dx-Bestimmung beigetragen haben. Durch die statistische Dominanz von Pionen werden fast ausschließlich Pionen selektiert. Die CJC1 und CJC2 werden nun getrennt kalibriert:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{dedx_{1,2}} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{gemessen} \tag{2.14}$$

Durch diese Kalibrierung wird erreicht, daß minimal ionisierende Teilchen der Bethe-Bloch-Gleichung genügen, indem ihr mittlerer spezifischer Energieverlust auf 1.0 korrigiert wird.

Systematische dE/dx-Korrekturen mit `ddxmod`

Zusätzlich zu der in der Onlinekalibrierung vorgenommenen statistischen Korrektur des Energieverlustes ist eine Behandlung systematischer Effekte der Jetkammern notwendig. Diese hat J. Steinhart in seiner Dissertation [24] untersucht und eine offline-Korrektur `ddxmod` für dE/dx erstellt. Im Ergebnis sieht man Abhängigkeiten von:

1. Dem Polarwinkel θ der Spur
2. Der Größe der Ionisierung bzw. der von dE/dx
3. Der Ladung q des ionisierenden Teilchens

Diese sind wiederum allgemein von

- Dem Azimutalwinkel ϕ
- Den unterschiedlichen Run-Bereichen
- Unterschiedlichen Hochspannungseinstellungen
- Der Synchrotronstrahlung

abhängig. Die grundlegenden Ursachen dieser Effekte wurden bereits mehrfach erwähnt: es sind *Abschirmungs- und Sättigungseffekte*, die *Raumladungen* und die *Asymmetrie der CJC-Jetkammern*. Die in der Gasverstärkung freigesetzten positiven Ionen bewirken eine Abschirmung des Signaldrahtfeldes und führen somit zu einer Verringerung der Gasverstärkung. Dieser Effekt ist dann maximal, wenn alle Primärelektronen den Nahbereich des Drahts zur gleichen Zeit erreichen. Dies ist für $\cos(\theta) = 0$ der Fall, wenn also die Spuren senkrecht zu den Signaldrähten die Driftzellen passieren.
Die Abhängigkeit des Energieverlusts von der Raumladung ist bei H1 vor allem deswegen so ausgeprägt, weil aufgrund der unterschiedlichen Impulse von Proton und Elektron beim Stoß das gesamte Ereignis einen Boost in Vorwärtsrichtung erfährt. Die Teilchendichte ist in Rückwärtsrichtung sehr viel geringer als es nach vorn der Fall ist. Dies führt zu einer Abhängigkeit von $\cos(\theta)$.
Die Asymmetrie der Jetkammer führt im wesentlich bei drei verschiedenen Meßgrößen zu Unterschieden bei positiv und negativ geladenen Teilchen:

1. Der Winkel zwischen der Spur und der Normalen zur Driftrichtung ist im Mittel für positiv geladene Teilchen größer als für negative.
2. Spuren positiv geladener Teilchen zeigen eine breitere Verteilung in der Driftstrecke.
3. Positiv geladene Teilchen legen im Mittel einen größeren Weg innerhalb einer einzigen Zelle zurück.

Eine Korrektur der Abhängigkeiten auf dem Niveau der Einzelmessungen $(dE/dx)_i$ wird nicht durchgeführt, statt dessen ist ein ein phänomenologischer Ansatz gewählt worden, der auf $(dE/dx)_{Spur}$ beruht. Dazu wird zunächst eine Funktion $f_{dE/dx}$ gesucht, welche die dE/dx-Messungen *vor einer Korrektur* (aber sehr wohl nach den Korrekturen, die online auf L4 vorgenommen werden) möglichst genau beschreibt. Anschließend sollen gezielt Korrekturfunktionen die oben angeführten Abhängigkeiten parametrisieren, um so die Daten zu korrigieren. Hier sei lediglich die Parametrisierung $f_{dE/dx}$ angegeben:

$$f_{dE/dx} = p_1 \frac{1}{\beta^{p_2}} \left\{ 1.0 + \left[p_3 e^{-p_4 \log(0.25+\beta\gamma)} \right] \right\} \tag{2.15}$$

mit $p_1 = 1.4139, p_2 = 1.6504, p_3 = -0.4610, p_4 = 0.56924$ für die Daten von 1996. Die Korrekturfunktionen der einzelnen Abhängigkeiten finden sich in [24] im Abschnitt 4.5.1.

2.5 Schauerbildung im LAr-Kalorimeter

In einem Kalorimeter kommt es zur Wechselwirkung der nachzuweisenden Teilchen mit Materie des Kalorimeters. Der entstehende Teilchenschauer führt zu Ionisierungen im aktiven Material, dessen Schichten sich mit denen des schauerbildenden Materials abwechseln. Im Idealfall überträgt das Primärteilchen seine Energie infolge der Wechselwirkung vollständig an die Sekundärteilchen, die wiederum alle im aktiven Medium nachgewiesen werden. Die Energie des primären Teilchens ergibt sich somit aus der Summe der Energien im Teilchenschauer. Um einen möglichst vollständigen Energieverlust des ursprünglichen Teilchens innerhalb einer kurzen Strecke im Kalorimeter zu erzielen, müssen die Materieschichten hinreichend dick gewählt werden. Allerdings dürfen Sekundärteilchen innerhalb der Materieschichten keine relevanten Energieverluste erfahren, was zu einer Unterschätzung der Energie des Primärteilchen führen würde. Die Gesamtlänge sämtlicher Absorberschichten muß zudem so groß gewählt werden, daß die Mehrzahl der Teilchen ihre Energie vollständig im Kalorimeter deponiert.

Ein Nachweis von Elektronen, Photonen und Hadronen in einem einzigen Kalorimeter ist aufgrund der unterschiedlichen Arten der Wechselwirkung nicht in einem Maße machbar, als daß eine präzise Energiemessung möglich wäre. Das LAr Kalorimeter bei H1 setzt sich deshalb aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Kalorimeter zusammen. In beiden wird flüssiges Argon als aktives Medium verwendet, als Absorber kommt Blei im elektromagnetischen und Edelstahl im hadronischen Teil zum Einsatz.

Das elektromagnetische Kalorimeter dient dem Nachweis von Elektronen und Photonen, die hier nahezu ihre gesamte Energie abgeben. Ein eintreffendes Elektron erzeugt durch Wechselwirkung mit dem Kern des Absorbermaterials ein Photon, welches wiederum durch Paarbildung ein Elektron und ein Positron erzeugt. In dieser Kettenreaktion entsteht ein in Flugrichtung des Primärteilchens gerichteter Schauer aus Elektronen, Positronen und Photonen. Die Summe der Energieverluste dieser Teilchen ergibt die Energie des ursprünglichen Teilchens. Der Prozeß der

Schauerbildung wird beendet, wenn die entstandenen Elektronen und Positronen so niederenergetisch sind, daß der Energieverlust durch Ionisierung den durch Bremsstrahlung überwiegt. In einer genaueren Analyse der elektromagnetischen Schauerbildung müssen zusätzlich Compton- und Photoeffekt berücksichtigt werden.
Da die Strahlungslänge X_0 umgekehrt proportional zu Z^2 ist, wird als Absorber das dichte Blei ($Z = 82$, $X_0 = 6.3\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}$) verwendet. Die Gesamtdicke des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt winkelabhängig 20 bis 30 Strahlungslängen.

Hadronen wechselwirken sowohl im elektromagnetischen, als auch im hadronischen Teil des Kalorimeters mit der Absorbermaterie über die starke Wechselwirkung, was zur Anregung von Kernen und zur Produktion weiterer Hadronen führt. Diese können unter anderem in Myonen und Neutrinos zerfallen, welche entweder zu keinen (Neutrinos) oder nur geringen (Myonen) Ionisierungen des Argons führen, so daß die sichtbare Energie (entsprechend der ausgelesenen deponierten Energie) eines Hadrons kleiner als seine Gesamtenergie ist. Das Verhältnis der sichtbaren Energie von Elektronen und Pionen ist $E(e)/E(\pi) \approx 1.3$. Um in der physikalischen Ereignisanalyse nicht mit zu niedrigen Werten der Hadronenergien arbeiten zu müssen, wird die sichtbare Energie eines Hadrons nachträglich korrigiert. Die feine Segmentierung des LAr Kalorimeters, es besteht aus 45000 Zellen, erlaubt eine genaue Lokalisierung von Energiedepositionen. Elektromagnetische Schauer weisen eine schmale Struktur auf, die Energie ist lokal sehr konzentriert. Hadronische Schauer sind weit aufgefächert und deponieren folglich im Vergleich zur Gesamtenergie des Schauers weniger Energie in den einzelnen Zellen. Über diese Charakteristik ausgewählte hadronische Schauer werden auf Basis einer Kalibrierung des LAr Kalorimeters mit Elektronen- und Pionenstrahlen am CERN gewichtet.
Das hadronische Äquivalent zur elektromagnetischen Strahlungslänge X_0 ist die charakteristische Länge λ, die auch Kernabsorptionslänge genannt wird. Für das als Absorber eingesetzte Edelstahl beträgt sie $\lambda\,(\mathrm{Fe}) = 131.9\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}$. Die Dicke des hadronischen Kalorimeters beträgt 5 bis 8λ.

Kapitel 3

Selektion von D^*-Kandidaten

Die Analyse von Elektronen in D^*-Ereignissen basiert auf der Selektion von D^*-Kandidaten im Zerfallskanal $K\pi\pi_s$ mit der ΔM-Methode. Hierzu werden die vom H1-Detektor in den Jahren 1997 bis 1999 aufgezeichneten Daten betrachtet, die integrierte Luminosität beträgt etwa 40 pb^{-1} und ist für die einzelnen Jahre in Tabelle 3.1 angegeben. Es werden nur Perioden verwendet, in denen die wichtigen Detektorkomponenten eingeschaltet waren. Aufgrund fehlender `ddxmod`-Korrekturen (siehe Seite 42) können Positron-Proton-Daten der Jahre 1999 und 2000 nicht berücksichtigt werden. Die Methoden zur Selektion von Elektronen in den ausgewählten Ereignissen werden im nächsten Kapitel beschrieben.

Luminosität			
Periode	total auf Band [pb^{-1}]	verwendet [pb^{-1}]	Anteil an Daten 97-99
1997 (e^+p)	28.22	23.74	62%
1998 (e^-p)	6.18	3.50	9%
1999 (e^-p)	15.72	11.17	29%
Summe	50.12	38.41	

Tabelle 3.1: *Luminositäten, der in der Analyse verwendeten Runperioden der Jahre 1997-1999. In der rechten Spalte sind die prozentualen Anteile des jeweiligen Jahres an den insgesamt verwendeten Daten angegeben.*

Der Zerfall des $D^{*\pm}$-Mesons erfolgt über die starke Wechselwirkung. Infolge der dementsprechend kurzen Lebensdauer müssen D^*-Mesonen durch ihre Zerfallsteilchen rekonstruiert werden. In dem betrachteten Zerfallskanal entstehen aus dem D^* zunächst ein ungeladenes D^0-Meson und ein Pion, welches die Ladung des D^* trägt. Das neutrale D^0 zerfällt über die schwache Wechselwirkung in ein geladenes Kaon und ein geladenes Pion, wie bereits in den Abbildungen 1.3 und 1.4 gezeigt worden ist. Zur Rekonstruktion des D^0 und des D^* werden mit Treffern im CST verbesserte Spuren der CJC benutzt. Dabei werden unter allen entgegengesetzt geladenen Spurpaaren eines Ereignisses die ausgewählt, deren invariante Masse innerhalb einer Toleranz um die nominelle Masse des D^0-Mesons liegt. Hierbei wird für eines der beiden Teilchen die Kaonmasse angesetzt, für das andere die Pionmasse. Falls die beiden

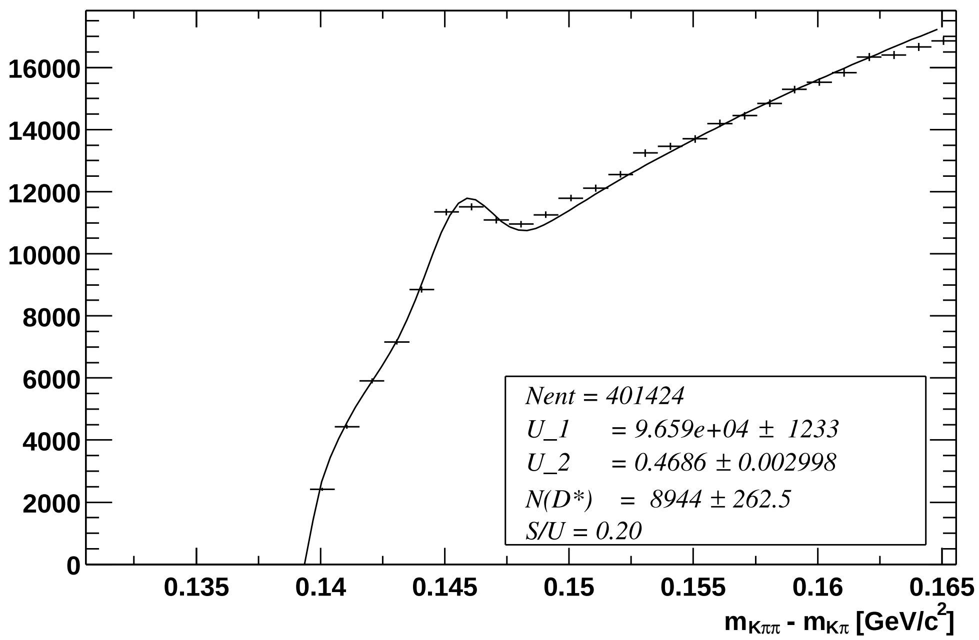


Abbildung 3.1: *D^*-Signal aus den Daten 1997-1999. Das Signal/Untergrund-Verhältnis bezieht sich auf den Bereich ± 2.5* MeV/c^2 *um die Signalmitte. Bei U_1 und U_2 handelt es sich um interne Parameter der Anpassungsfunktion.*

Spuren als D^0-Zerfallsteilchen akzeptiert werden, wird nach einem Kandidaten für das langsame Pion gesucht. Ist seine Krümmung entgegengesetzt zu der des Kaonkandidaten, so wird die invariante Masse $M(K\pi\pi_s)$ berechnet. Die drei Spuren werden als D^*-Kandidat akzeptiert, wenn für die Massendifferenz $\Delta M = (M\,(K\pi\pi_s) - M\,(K\pi) < 170)$ MeV/c^2 gilt. In Tabelle 3.2 sind die Schnitte der D^*-Rekonstruktion zusammengefaßt.

Die aus dieser Selektion hervorgehenden D^*-Kandidaten werden in das in Abbildung 3.1 gezeigte Histogramm eingetragen. Aus der Abdeckung des Winkelbereichs durch die Jetkammer von $20° \leq \theta \leq 160°$ ergibt sich die Forderung an die Pseudorapidität von $|\eta(D^*) < 1.5|$. Um ein besseres Signal/Untergrund-Verhältnis zu erreichen, wird ein Schnitt auf den Transversalimpuls von $p_T > 1.5$ GeV/c eingeführt. Die in der Abbildung gezeigte Anpassung an die ΔM-Verteilung setzt sich aus einer Funktion zur Beschreibung des Untergrundes und einer Gaußverteilung in der Signalregion zusammen:

$$f\,(\Delta M) = \mathcal{U} + \mathcal{S} = a \cdot (\Delta M - M\,(\pi))^b + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{N_{Signal}}{\sigma} exp\left(-\frac{(\Delta M - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{3.1}$$

Schnitte der D^*-Rekonstruktion	
Spurauswahl	nur zentrale Spuren
	Spurlänge$(K, \pi) > 10$ cm
	Spurlänge$(\pi_s) > 12$ cm
Invariante Massen	$\Delta M < 0.17$ GeV$/c^2$
	$\|m\,(K,\pi) - m\,(D^0)\,\| < 0.08$ GeV$/c^2$
Transversalimpuls	$p_T\,(K,\pi) > 0.25$ GeV$/c$
	$p_T\,(\pi_s) > 0.12$ GeV$/c$
Schnitte auf das D^*	
Transversalimpuls	$p_T\,(D^*) > 1.5$ GeV$/c$
Pseudorapidität	$\|\eta\,(D^*)\,\| < 1.5$

Tabelle 3.2: *Grundlegende Schnitte der D^*-Rekonstruktion.*

Das Signal wird durch eine Gaußfunktion beschrieben. Für den Mittelwert μ wird der nominelle ΔM-Wert von 145.436 ± 0.016 MeV ([19]) verwendet, der Faktor a dient zur Normierung des Untergrunds. Die Anzahl der D^*-Mesonen im Peak wird mit N_{Signal} bezeichnet.

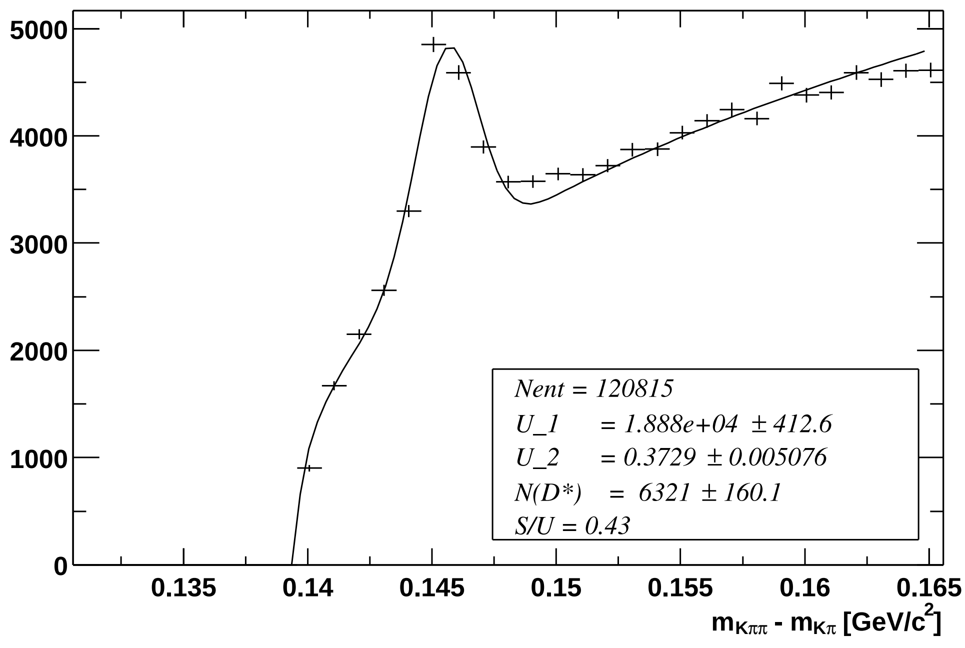


Abbildung 3.2: *D^*-Signal mit härteren Schnitten, vgl. Tabelle 3.3, aus den Daten 1997-1999.*

Weitere Schnitte auf Variable in der D^*-Rekonstruktion verbessern die Qualität der D^*-Kandidaten derart, daß sich das Signal/Untergrundverhältnis verbessert. Die entsprechend den Schnitten aus Tabelle 3.2 erstellte ΔM-Verteilung enthält 2700 ± 161 D^*-Kandidaten bei einem Signal/Untergrund-Verhältnis von 0.15. Mit verschärften Anforderungen, wie in Tabelle 3.3 vorgestellt, wird ein Signal/Untergrund-Verhältnis von 0.32 bei 1483 ± 87 D^*-Kandidaten in der Signalregion erreicht, vgl. Abbildung 3.2. Ereignisse mit D^*-Kandidaten, welche diese Forderungen erfüllt haben, bilden die Basis der Analyse.

Erweiterte Schnitte der D^*-Selektion	
D^0-Zerfall: Pion	$p_T\,(\pi) > 0.5$ GeV/c
D^0-Zerfall: Kaon	$p_T\,(K) > 0.5$ GeV/c oder Likelihood$(K)>0.1$
Invariante Massen	$\|m\,(K,\pi) - m\,(D^0)\,\| < 0.06$ GeV/c^2
Transversalimpuls D^*	$p_T\,(D^*) > 2.0$ GeV/c

Tabelle 3.3: *Stärkere Schnitte für die Selektion von D^*-Kandidaten. Die Likelihood ist eine aus dem mittleren spezifischen Energieverlust dE/dx von* `ddxmod` *errechnete Größe ([24]). Niederenergetische Kaon-Kandidaten werden dann nicht verworfen, wenn der Meßwert von dE/dx mit der Kaon-Hypothese verträglich ist.*

Kapitel 4

Identifizierung von Elektronen

In Ereignissen mit D^*-Kandidaten, die aufgrund der in Kapitel 3 beschriebenen Selektion ausgewählt wurden, wird nach Elektronen gesucht, die ebenfalls aus den $c\bar{c}$- bzw. $b\bar{b}$-Paaren stammen, aus denen die D^*-Mesonen entstanden sind. Zu ihrem Nachweis wird nach charakteristischen Signalen in Spurkammer und LAr Kalorimeter gesucht. Es wird dabei folgendermaßen vorgegangen: Zunächst wird unter Benutzung von Kalorimeter-Informationen nach Elektron-Kandidaten gesucht. Hierzu werden Energiedepositionen im elektromagnetischen Kalorimeter betrachtet, Größen des hadronischen Kalorimeters werden als Veto gegen hochenergetische Hadronen verwendet, die als Elektronen fehlidentifiziert werden könnten. Etwa in jedem dritten Ereignis wird ein Elektron-Kandidat gefunden. Der Anteil von Elektronen an den Kandidaten beträgt knapp 20%.

In einem zweiten Schritt wird die Verteilung von dE/dx der Spuren benutzt, um den Elektronenanteil zu bestimmen; es werden die `ddxmod`-korrigierten Werte verwendet.

4.1 Teilchenidentifizierung mit dem LAr Kalorimeter

Die Energiedepositionen von Elektronen und Hadronen im LAr Kalorimeter weisen Unterschiede auf, deren Ursache an unterschiedlichen Wechselwirkungen mit dem schauerbildenden Material liegen; sie wurden in Kapitel 2.5 beschrieben. In [18] ist ein Verfahren zur Bestimmung sogenannter Elektronqualitäten präsentiert worden, welches bei kleinen Impulsen anhand von Meßgrößen des LAr Kalorimeters eine Klassifizierung von Teilchen als Elektron-Kandidaten ermöglicht. Folgende drei Werte wurden gewählt:

1. E_{EMC}: die im elektromagnetischen Kalorimeter deponierte Energie
2. E_{HAC}: die im hadronischen Kalorimeter deponierte Energie
3. L_{EMC}: die gemessene Schauerlänge im elektromagnetischen Kalorimeter

Weil Elektronen im Gegensatz zu den Hadronen ihre Energie nahezu vollständig sichtbar im Kalorimeter deponieren, führt man zwei weitere Meßgrößen ein, nämlich die impulsgewichtete

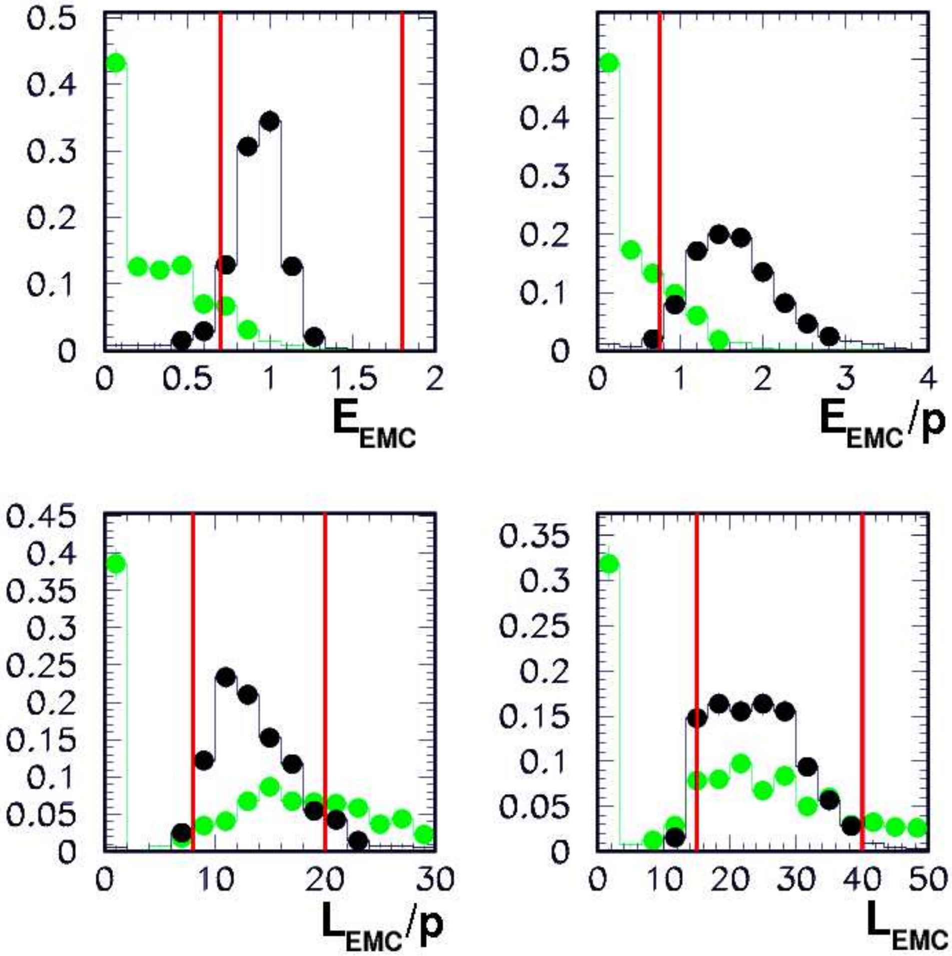


Abbildung 4.1: *Vergleich der Kalorimetergrößen für Elektronen aus J/ψ-Zerfällen (schwarze Punkte) und Pionen aus ρ-Zerfällen (graue Punkte). Die senkrechten Linien repräsentieren die in [18] gewählten Schnitte (Quelle: Dirk Schmidt).*

Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter und die impulsgewichtete Schauerlänge. Somit stehen fünf physikalische Meßgrößen zur Verfügung. Ihre Berechnung erfolgt aus der Extrapolation von in den Jetkammern CJC1 und CJC2 rekonstruierten Spuren ins LAr Kalorimeter. Im Kalorimeter werden zylindrisch um die nominellen Spuren Energiedepositionen gesucht. Dabei werden nur solche Kalorimeterzellen einbezogen, in denen die deponierte Energie oberhalb eines Rauschpegels von 10 MeV liegt. Ferner werden lediglich die Depositionen betrachtet, die innerhalb eines Zylinders von 15 cm Radius (im elektromagnetischen Teil) bzw. 30 cm Radius (im hadronischen Teil) um die Spur liegen. Diese Schnitte gelten allerdings nicht streng, sondern werden mittels einer *fuzzy logic* weich angepaßt, um Fehler in der Energiekalibrierung oder Abweichungen in der Spurrekonstruktion abzufangen. So werden bei der Summierung der Energiedepositionen in einem zylinderförmigen Bereich um die extrapolierte Spur die Depositionen in den Randbereichen mit einer sigmoiden Gewichtsfunktion verschmiert, falls sie außerhalb des Zylinders mit Radius $r_{EMC} = 15$ cm bzw. $r_{HAC} = 30$ cm liegen. Der Abstand der betrachteten Kalorimeterzelle von der extrapolierten Teilchenspur wird mit dca_j bezeichnet.

$$h_j\,(r) = \frac{1}{1 + e^{(dca_j - r)/2}} \quad \text{für } dca_j \geq r \tag{4.1}$$

Bei $h_j\,(r)$ handelt es sich das Gewicht, das die j-te Kalorimeterzelle bezüglich der betrachteten Spur erhält. Zellen innerhalb des Zylinders erhalten ein Gewicht von $h_j\,(r) = 1$.

Die Analyse [18] basiert auf dem Vergleich von identifizierten Elektronen aus J/ψ-Zerfällen mit Pionen des Prozesses $\rho \to \pi^+\pi^-$. Die für die Selektion der Elektronen als optimal erachteten Schnitte auf die Meßgrößen sind durch die Abbildung 4.1 motiviert, welche im Teilbild unten links zusätzlich die Schauerlänge im elektromagnetischen Kalorimeter enthält. Die Forderung einer oberen Grenze im hadronischen Kalorimeter wirkt als Veto gegen hochenergetische Hadronen:

1. $E_{EMC} \geq 0.75$ GeV
2. $0.7 \leq E_{EMC}/p \leq 1.8$
3. $E_{HAC} \leq 0.3$ GeV
4. $8 \leq L_{EMC}/p \leq 20$

Die Bestimmung der Elektronqualität erfolgt nach Summierung sämtlicher Zellen:

$$\begin{aligned} E_{EMC} &= \sum_{EMC} e_j h_j(r) \\ E_{EMC}/p &= \frac{\sum_{EMC} e_j h_j(r)}{p} \\ E_{HAC} &= \sum_{HAC} e_j h_j(r) \\ L_{EMC} &= \sum_{EMC} e_j l_j h_j(r) \end{aligned} \tag{4.2}$$

Dabei werden die vier Größen $H_i = \{E_{EMC}, E_{EMC}/p, E_{HAC}, L_{EMC}\}$ jeweils mit den oberen und unteren Grenzen oben genannter Forderungen verglichen:

$$\begin{aligned} d_i^{low} &= \begin{cases} \min\left(cut_i^{low} - H_i, 1\right) & : \; H_i < cut_i^{low} \\ 0 & : \; \text{sonst} \end{cases} \\ d_i^{up} &= \begin{cases} \min\left(H_i - cut_i^{up}, 1\right) & : \; H_i > cut_i^{up} \\ 0 & : \; \text{sonst} \end{cases} \end{aligned} \tag{4.3}$$

Die Elektronqualität wird durch eine Größe D bestimmt, die alle acht Variablen verknüpft. Die Abweichungen d_i^{low} von den unteren Schranken cut_i^{low} gehen dabei quadratisch ein, die oberen linear. Unter Hinzunahme von Normalisierungskonstanten $N_i^{a,b}$ ergibt sich:

$$D = \min\left(\sum_i \left(\frac{d_i^{low}}{N_i^a}\right)^2 + \sum_i \frac{d_i^{up}}{N_i^b}, 1\right) \tag{4.4}$$

Dies führt nun auf die Elektronqualitäten:

- Schwache Qualität: $Q = 1$ ($D \leq 0.3$)
- Mittlere Qualität: $Q = 2$ ($D \leq 0.1$)
- Gute Qualität: $Q = 3$ ($D \leq 0.01$)

Die Wahrscheinlichkeit für ein Pion, die Qualität $Q = 3$ zu erhalten, beträgt in der Analyse [18] weniger als ein Prozent, die Algorithmen wurden allerdings für Ereignisse mit kleinen Teilchenmultiplizitäten entwickelt. Durch die große Anzahl von Pionen in den Ereignissen mit D^*-Kandidaten werden viele Pionen als Elektronen fehlidentifiziert, wie in der Folge gezeigt werden wird.

4.2 Anwendung der Elektronqualität in D^*-Ereignissen

Ereignisse mit D^*-Kandidaten, die gemäß der in Kapitel 3 beschrieben Selektion ausgewählt wurden, werden systematisch nach möglichen Elektronen durchsucht. Dazu wird zunächst von sämtlichen Spuren die Elektronenqualität gespeichert. Zusätzlich werden die Kalorimetervariablen E_{EMC}, E_{EMC}/p, L_{EMC}, L_{EMC}/p und E_{HAC} bestimmt. In einem ersten Schritt der

Selektion müssen die Teilchen folgende Forderungen erfüllen:

1. Der Elektron-Kandidat darf nicht identisch mit einem der Pionen oder dem Kaon aus der D^*-Rekonstruktion sein.

2. Für die Elektron-Kandidaten wird ein Mindesttransversalimpuls von 0.8 GeV/c verlangt. Dies soll eine zuverlässige Messung des mittleren spezifischen Energieverlusts in den Jetkammern gewährleisten.

3. Das Teilchen muß auf den Primärvertex gefittet worden sein. Die Lebensdauer der Charm- bzw. Bottom-Mesonen ist so klein, daß sie aufgrund der kurzen Zerfallslänge nicht vom H1-Detektor aufgelöst werden können.

4. Die Elektronqualität muß mit einem Wert von drei maximal sein, um den Hadronenuntergrund zu begrenzen.

Durch diese Schnitte werden Ereignisse selektiert, die sich aus Kandidaten für D^*-Elektronereignisse zusammensetzen, Abbildung 4.2 zeigt die aus der Selektion hervorgehende ΔM-Verteilung, die 1464 ± 87 D^*-Kandidaten enthält. Die Zusammensetzung der durch die Forderung $Q = 3$ selektierten Teilchen aus Elektronen und hadronischem Untergrund wird in den nächsten beiden Abschnitten erörtert.

4.2.1 Kalorimetergrößen im Monte Carlo

An dieser Stelle wird die Simulation der Kalorimetervariablen im Monte Carlo mit den aus Daten erhaltenen Kalorimetergrößen verglichen. Bei guter Übereinstimmung kann die Simulation bei der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz verwendet werden. Des weiteren ist ein Vergleich der Elektronenqualität in Ereignissen mit Elektronen aus J/ψ-Zerfällen zu denen mit D^*-Mesonen möglich.

Die in Abbildung 4.3 gezeigten Verteilungen aus Daten zeigen die relevanten Kalorimetergrößen für Elektronen aus elastischer J/ψ-Produktion. Die Elektronen aus einer Monte-Carlo-Simulation des Jahres 1997 stammen aus D^*-Ereignissen im Zerfallskanal $K\pi\pi_s$. Trotz einiger Unterschiede ist insgesamt eine gute Übereinstimmung der Verteilungen festzustellen. Insbesondere die impulsgewichteten Größen E_{EMC}/p und L_{EMC}/p erweisen sich in den D^*-Ereignissen als robust gegenüber etwaigen Ungenauigkeiten in der Zuordnung von Energiedepositionen zu den extrapolierten Spuren.

4.2.2 Verbesserte Elektronenselektion im Kalorimeter

Die Klassifizierung möglicher Elektronen aufgrund von LAr Kalorimetervariablen entstand im Rahmen von Analysen, die sich mit elastischer J/ψ-Produktion beschäftigten. Die Charakteristik eines elastischen $Q\bar{Q} \longrightarrow J/\psi$-Ereignisses unterscheidet sich von der eines $Q\bar{Q} \longrightarrow D^*X$ u. a. dahingehend, daß im Fall von D^*-Ereignissen mehr Teilchen entstehen. Beispiele für Kandidaten eines J/ψ-Ereignisses und eines D^*-Elektron-Ereignisses sind in Anhang A gegeben.

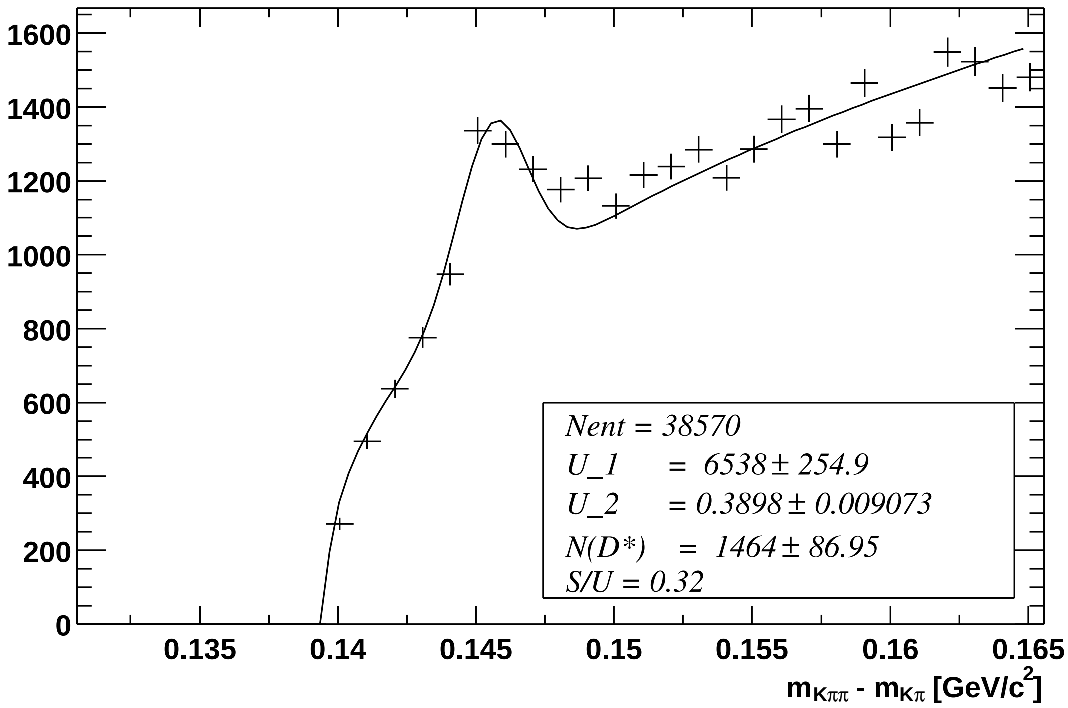


Abbildung 4.2: *ΔM-Verteilung von D^*-Kandidaten aus Ereignissen mit möglichen Elektronen, die über die Elektronqualität $Q = 3$ ausgewählt wurden.*

Auf die Extrapolation der in der Jetkammer rekonstruierten Spuren in das LAr Kalorimeter hat dies keinen Einfluß, die Zuordnung der Energiedepositionen in den Zellen des Kalorimeters zu den einzelnen Spuren wird allerdings erschwert.

In dem in Kapitel 4.1 vorgestellten Verfahren werden Energiedepositionen in zylinderförmiger Umgebung der extrapolierten Spur aufsummiert. Beim Auftreten jetartiger Strukturen können folglich Spuren und Energiedeposition einander falsch zugeordnet werden.

Nachdem bereits anhand von Abbildung 4.3 gezeigt worden ist, daß die Beschreibung der zur Bestimmung der Elektronqualitäten verwendeten Kalorimetergrößen in der Monte-Carlo-Simulation gut wiedergegeben wird, kann untersucht werden, wie hoch der Prozentsatz an Fehlidentifizierungen von Elektronen ist. Von Interesse sind vor allem zwei Dinge: welcher Anteil einer bestimmten Teilchensorte erhält insgesamt Qualität $Q = 3$? Wie hoch ist die Fehlidentifizierungsrate in Ereignissen, die nach Durchführung der Schnitte aus Kapitel 3 auf D^*-Kandidaten führen? In der folgenden Tabelle 4.1 werden die Identifizierungsraten von negativ geladenen Teilchen zusammengefaßt. Es wurden nur Teilchen mit einem Mindesttransversalimpuls von 0.8 GeV/c berücksichtigt.

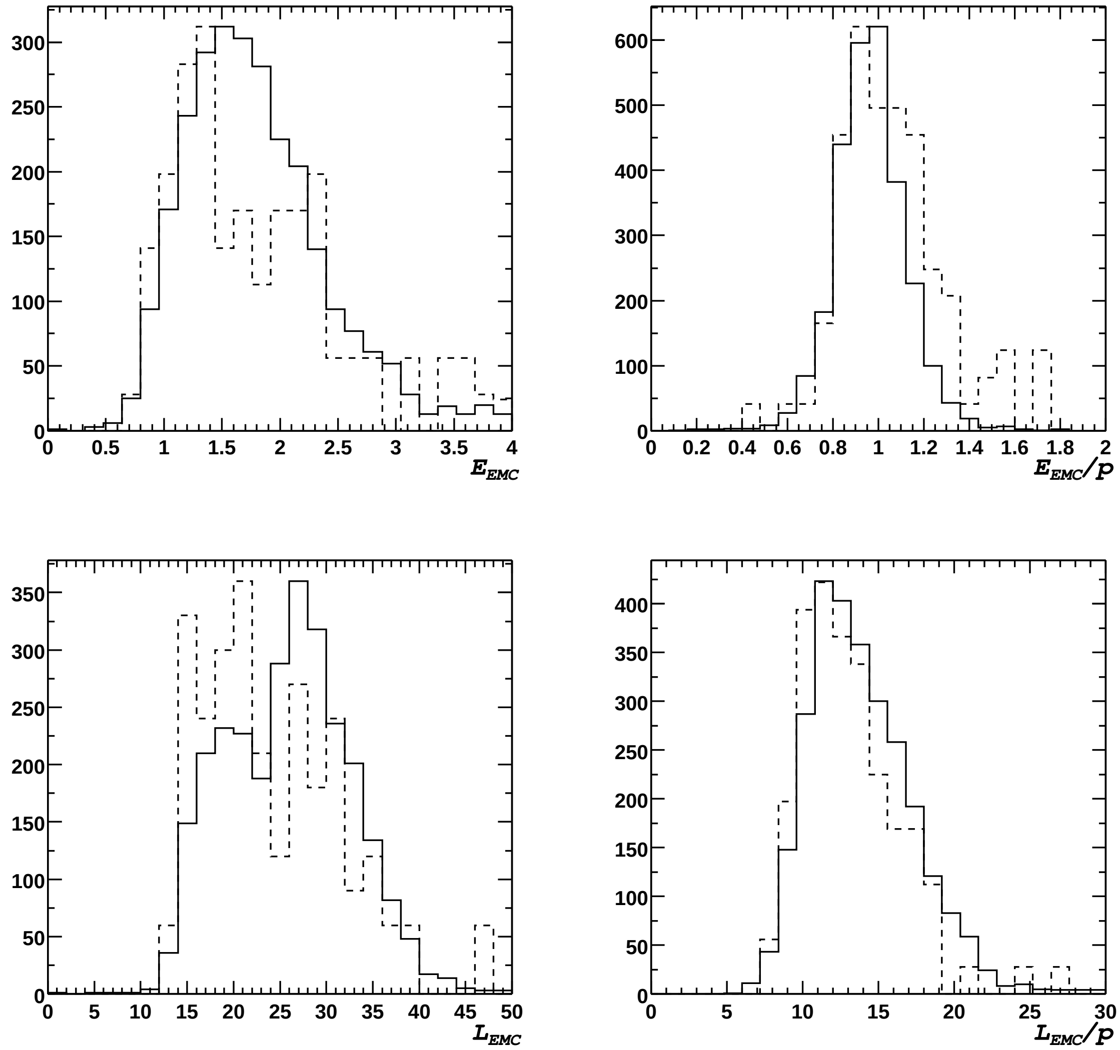


Abbildung 4.3: *Elektronqualitäten in D^*-Ereignissen im Zerfallskanal $K\pi\pi_s$ im Monte Carlo (gestrichelt gezeichnet) im Vergleich mit gemessenen Elektronen aus J/ψ-Zerfällen (durchgezogene Linien). Die Anforderungen an die D^*-Ereignisse im Monte Carlo sind die gleichen wie an D^*-Kandidaten aus Daten.*

Das Ergebnis zeigt deutlich, daß trotz guter Unterdrückung der Hadronen lediglich 7.6% der selektierten Teilchen Elektronen sind (7.6% entsprechen 948 Elektronen von 12492 Teilchen insgesamt in der rechten Spalte der Tabelle 4.1). Aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen D^*-Monte-Carlo und Kalorimeterwerten aus Daten (Elektronen aus elastischer J/ψ-Produktion, Pionen aus $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$-Ereignissen) kann davon ausgegangen werden, daß

Identifikationsraten in Monte-Carlo-Simulationen				
Teilchensorte	Gesamtzahl	$Q = 3$	D^*-Ereignis	D^*-Ereignis und $Q = 3$
Pionen	146868	8280 (5.6%)	104268	6192 (5.9%)
Kaonen	100308	6012 (6.0%)	68664	4152 (6.0%)
Protonen	10632	1716 (16.1%)	7524	1200 (15.9%)
Elektronen	2688	1344 (50.0%)	1908	948 (49.7%)

Tabelle 4.1: *Untersuchung der relativen Anteile von Teilchensorten, die in Monte-Carlo-Simulationen die Elektronqualität $Q = 3$ erhalten haben. In den beiden rechten Spalten sind Teilchen aus D^*-Ereignissen im Zerfallskanal $D^* \to D^0\pi_s \to (K\pi)\pi_s$ eingetragen, die entsprechend der Selektion in Daten ausgewählt wurden. In den linken Spalten sind sämtliche Ereignisse berücksichtigt worden.*

obige Werte zumindest qualitativ die realen Verhältnisse widerspiegeln.

Durch die große Multiplizität von Ereignissen mit D^*-Mesonen hat die Anwendung unscharfer Schnitte zur Folge, daß es vermehrt zu Fehlzuordnungen von Energiedepositionen zu Spuren aus der Jetkammer kommen kann. Um eine weitere Reduzierung des hadronischen Untergrunds zu erreichen, werden die Forderungen an die Elektron-Kandidaten verschärft. Teilchen der Qualität $Q = 3$ müssen somit neben einem Transversalimpuls von $p_T > 0.8$ GeV/c die folgenden Forderungen erfüllen:

- $E_{EMC} \geq 0.75$ GeV/c
- $0.7 \leq E_{EMC}/p \leq 1.8$
- $E_{HAC} \leq 0.1$ GeV/c
- $15 \text{ cm} \leq L_{EMC} \leq 40 \text{ cm}$
- $8 \leq L_{EMC}/p \leq 20$

Anhand einer Monte-Carlo-Simulation wird die Wirksamkeit dieser Forderungen überprüft, indem die Identifizierungsraten verschiedener Teilchen in Ereignissen mit D^*-Kandidaten verglichen werden. Das in Tabelle 4.2 vorgestellte Ergebnis zeigt, daß die Einschränkung der Schnitte eine weitere Reduzierung des Hadronenuntergrunds um einen Faktor drei für Pionen und Kaonen ermöglicht, während lediglich 18% der Elektronen verlorengehen. Ihr Anteil an der Teilchenprobe liegt nun bei 696 von 4224 Teilchen gegenüber 948 von 12516 in der *fuzzy-logic*-basierten Selektion; dies entspricht einem Anstieg von 7.6% auf 16.5%.

Trotz weiterer Unterdrückung der Hadronen bleibt lediglich ein Anteil von unter 20% echter Elektronen an den Elektron-Kandidaten. Um eine sichere Identifizierung von Elektronen zu erhalten, muß die Trennung von Elektronen und Hadronen auf Basis der mittlerweile selektierten Ereignisse noch weiter fortgeführt werden.

Auswirkungen verschärfter Kalorimeterselektion auf Fehlidentifizierungen			
Teilchen	D^*	D^*, $Q = 3$	D^*, $Q = 3$ **und Kalorimeter**
Pionen	104268	6216 (5.9%)	2004 (1.9%)
Kaonen	68664	4152(6.0%)	792 (1.2%)
Protonen	7524	1200 (15.9%)	732 (9.7%)
Elektronen	1908	948 (50%)	696 (36.5%)

Tabelle 4.2: *Identifizierungsraten im Monte Carlo nach Durchführung harter Schnitte. Der Anteil echter Elektronen an allen Teilchen beträgt 16.5%. In Klammern sind jeweils die relativen Anteile der ursprünglichen Anzahlen angegeben.*

4.3 Teilchenidentifizierung mit den Jetkammern

Eine von den Messungen im Kalorimeter unabhängige Methode der Teilchenidentifizierung bietet die Bestimmung des mittleren spezifischen Energieverlustes dE/dx. Die Grundlagen hierzu wurden bereits in Kapitel 2.4 beschrieben. Die Bethe-Bloch-Gleichung 2.11 zeigt die alleinige Abhängigkeit des Energieverlusts von β des Teilchens. In Abbildung 4.4 ist der Energieverlust dE/dx gegen den Impuls p für Teilchen aus Ereignissen mit D^*-Kandidaten aufgetragen.

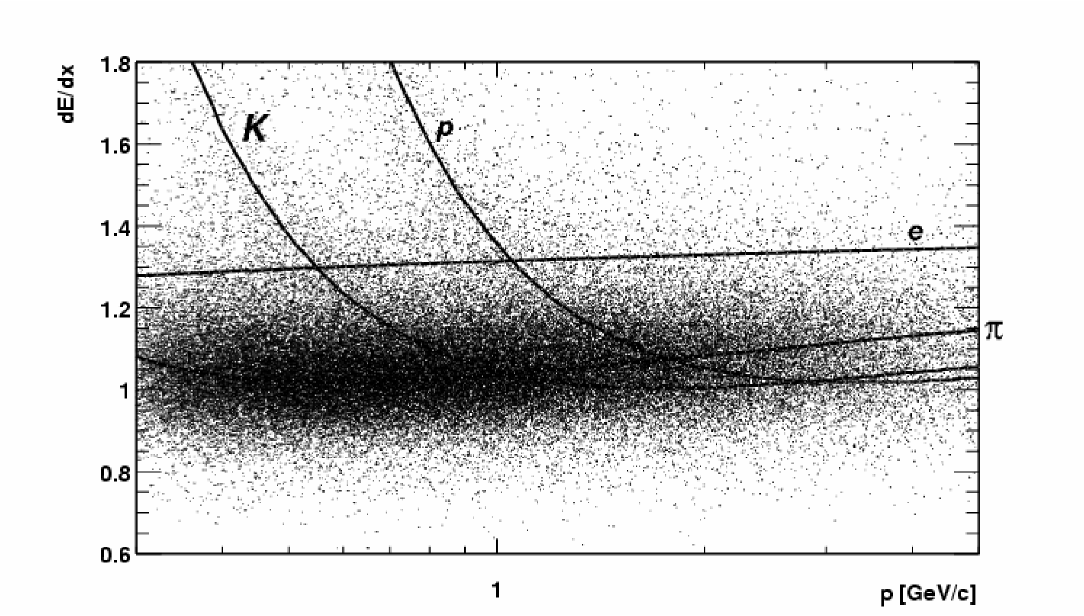


Abbildung 4.4: *Energieverlust dE/dx von Teilchen aus Ereignissen mit D^*-Kandidaten aufgetragen gegen den Teilchenimpuls p. Die mit K, p, e und π beschrifteten Linien stellen die Kurven der erwarteten Energieverluste für die einzelnen Teilchensorten dar.*

Deutlich ist das breite Pionband zu erkennen, oberhalb dessen sich im Bereich geringer Impulse

Kaonen und Protonen abzeichnen. Aufgrund ihrer geringen Masse liegen die Elektronen im Fall der betrachteten Impulse bereits im Sättigungsbereich bei $dE/dx \approx 1.3$.

Um die Elektronenzahl in den durch die Kalorimeterselektion ausgewählten Daten zu bestimmen, wird folgendermaßen vorgegangen: zusätzlich zu der dE/dx-Verteilung der Elektron-Kandidaten werden die dE/dx-Verteilungen möglichst reiner Stichproben von Elektronen und Pionen betrachtet. Die Verteilungen der Elektronen und der Pionen werden überlagert und an die dE/dx-Verteilung der Daten angepaßt.

4.3.1 Vergleich der Energieverluste von Elektronen und Pionen

Die zur Bestimmung der mittleren spezifischen Energieverluste von Pionen und Elektronen notwendigen Stichproben werden durch folgende Prozesse erzeugt:

$$\begin{aligned} J/\psi &\rightarrow e^+e^- \\ \gamma &\rightarrow e^+e^- \\ K^0 &\rightarrow \pi^+\pi^- \end{aligned}$$

Eine Selektion von Ereignissen elastischer J/ψ-Produktion wurde mir freundlicherweise von Dirk Schmidt zur Verfügung gestellt; es handelt sich hierbei um Ereignisse des Jahres 1999. Wesentliche Schnitte sind die Forderung eines Transversalimpulses von Elektron und Positron von $p_T \geq 0.8$ GeV/c sowie der Elektronqualität $Q = 3$ für beide Teilchen.

Die zweite Elektronprobe beinhaltet Photonkonversionsereignisse des Jahres 1999. Bei Photonkonversionen kommt es im Bereich von Materie, z. B. des Strahlrohrs oder der Jetkammern, zu Paarbildungsereignissen von Photonen. Elektron und Positron verlassen den Ort ihrer Entstehung unter einem kleinen Öffnungswinkel. Es wird gefordert, daß beide Teilchen gut in Jetkammern und LAr Kalorimeter gemessen werden können. Der Abschnitt 4.3.1 beschreibt ihre Selektion.

Der Zerfall eines K_s^0 führt mit einer Wahrscheinlichkeit von $(68.61 \pm 0.28)\%$ ([19]) zur Entstehung zweier geladener Pionen: $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Zum Nachweis dieses Prozesses müssen die Bereiche möglicher Photonkonversion ausgeschlossen werden, weitere Schnitte werden angebracht, um die Auswahl von Zerfällen von Λ-Teilchen zu unterbinden, wie in Abschnitt 4.3.1 dargestellt wird.

Erzeugung einer Elektronenstichprobe

In Gegenwart von Materie wie den Wänden der Jetkammern oder des Strahlrohrs können aus Photonen Elektron-Positron-Paare entstehen, die in D^*-Elektron-Ereignissen zum Untergrund von Elektronen beitragen können. Elektron und Positron, die in Photonkonversionsereignissen entstehen, werden folgendermaßen selektiert:

In den Jetkammern wird mit 15 Treffern eine gute Spurmessung für jedes Teilchen verlangt, um eine hinreichend große Genauigkeit bei der Bestimmung des Werts von dE/dx zu erzielen. Die gesuchten Spuren müssen von einem Sekundärvertex stammen, der mehr als 4 cm vom Primärvertex entfernt liegt, weil das Strahlrohr und somit der Bereich mit Materie bei einem Radius von 4.8 cm beginnt. Ferner sollen beide Spuren einen minimalen Transversalimpuls von 0.5 GeV/c aufweisen, um im LAr Kalorimeter eine zuverlässige Energiemessung zu gewährleisten. In der späteren Analyse werden allerdings nur Elektronen bzw. Positronen verwendet, die einen Transversalimpuls von mindestens 0.8 GeV/c besitzen. Da Elektron und Positron nicht die gleichen Transversalimpulse aufweisen müssen, wird zunächst ein geringerer Mindestimpuls verlangt. Im Kalorimeter wird eine Elektronqualität von $Q = 3$ gefordert.

Für alle gefundenen Photonkonversionskandidaten wird die invariante Masse unter der Annahme berechnet, daß die Teilchen Elektronmasse haben. Die e^+e^--Paare führen zu kleinen Massenwerten, siehe Abbildung 4.5, so daß ein Schnitt von $M_{inv} \leq 0.050$ GeV/c^2 zur Verwerfung des Untergrunds vollzogen wird.

Nach Abschluß der Selektion stehen 1349 Elektronen und 982 Positronen in der Probe zur Verfügung. Die unterschiedliche Anzahl von Elektronen und Positronen ist dadurch zu erklären, daß keine Paare von Teilchen ausgewählt werden, sondern zu negativ geladenen Teilchen mit einem Transversalimpuls von mehr als 0.5 GeV/c ein mögliches Positron gesucht wird.

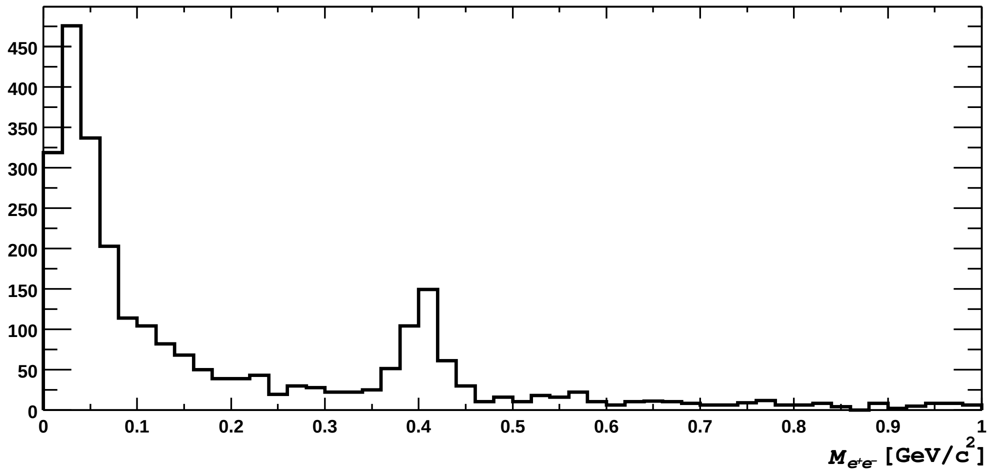


Abbildung 4.5: *Invariante Massenverteilung bei Photonkonversionsereignissen vor Durchführung des Schnitts auf den Abstand vom primären Vertex.*

Erzeugung einer Pionenstichprobe

Die Selektion der Pionen aus dem Zerfall von K_s^0 verwendet nur die Jetkammern. Das LAr Kalorimeter wird nicht benutzt, dementsprechend hat die Elektronqualität keinen Einfluß auf die Teilchenauswahl.

Analog zur Elektronensuche wird eine mit mindestens 15 Treffern in den Jetkammern gute Spurmessung der Teilchen vorausgesetzt. Alle drei Teilchen, die Kandidaten für K_s^0, π^+ und π^-, müssen einen Mindesttransversalimpuls von 0.4 GeV/c aufweisen. Hierdurch wird neben einer zuverlässigen Energieverlustmessung eine gute Rekonstruktion des sekundären Vertex gefordert. Der Sekundärvertex darf ferner nicht im Bereich möglicher Konversionsereignisse liegen; Kandidaten, deren Vertices in der Nähe des Strahlrohres liegen, werden daher nicht beachtet. Für den Abstand vom Vertex muß gelten: 2 cm $\leq r \leq$ 4.5 cm bzw. 5.5 cm $\leq r \leq$ 40 cm.

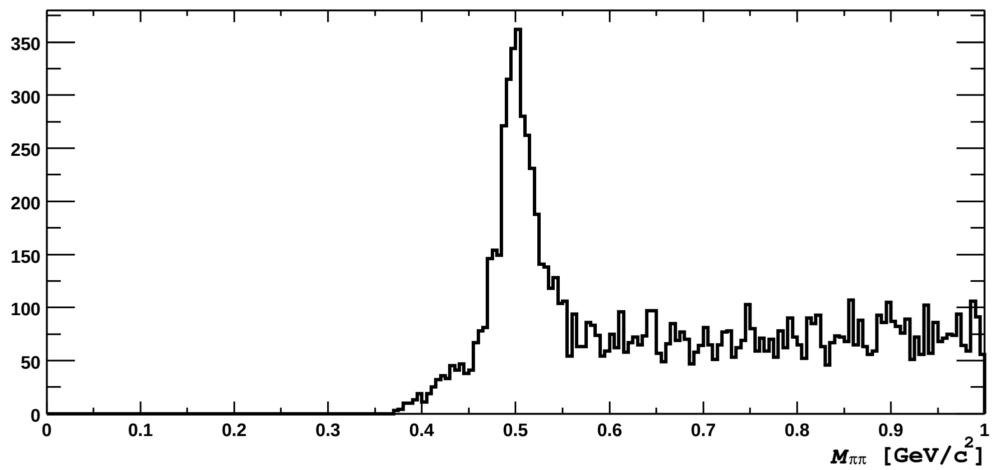


Abbildung 4.6: *Invariante Massenverteilung von Kaonzerfällen* $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ *vor Durchführung des Schnitts um die Kaonmasse:* $(M_{K^0} - 0.025)$ GeV/$c^2 \leq M_{inv} \leq (M_{K^0} + 0.025)$ GeV/c^2

Die bisherige Selektion wird auch von Teilchen erfüllt, die aus dem Zerfall des Λ stammen: $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ bzw. $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$. Aus der Kinematik folgt, daß der dem Proton oder Pion zur Verfügung stehende maximale Transversalimpuls relativ zur Flugrichtung des Λ auf $p_T^{rel}(\bar{p}/\pi^+, \Lambda) \leq 0.101$GeV/$c$ begrenzt ist. Durch die Forderung $p_T^{rel}(\pi^{\pm}, K_s^0) \geq 0.12$ GeV/c wird also der durch Λ-Zerfälle kinematisch zugängliche Bereich ausgeschlossen.

Zuletzt wird ein Schnitt auf die invariante Massenverteilung von $(M_{K^0} - 0.025)$ GeV/c^2 $\leq M_{inv} \leq (M_{K^0} + 0.025)$ GeV/c^2 eingeführt, um Ereignisse um die Kaonmasse von $m(K_s^0) = (497.672 \pm 0.000031)$ MeV/c^2 [19] herum zu selektieren. Nach einer Auswahl von jeweils negativ oder positiv geladenen Pionen eines Transversalimpulses von mindestens

0.8 GeV/c bleiben 37641 π^+ und 37975 π^- in dieser Pionstichprobe. Die Unterschiede in den Teilchenzahlen werden durch den im Anschluß an die Selektion angebrachten Schnitt auf den Transversalimpuls hervorgerufen.

Nach Abschluß der Selektion stehen folgende Teilchenproben zur Verfügung:

Stichproben für dE/dx-Analyse		
Teilchen	**pos. Ladung**	**neg. Ladung**
Elektronen aus $J/\psi \to e^+e^-$	1858	1569
Elektronen aus $\gamma \to e^+e^-$	982	1349
Pionen aus $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$	37641	37975

Tabelle 4.3: *Stichproben von Teilchen, die in der Analyse als Referenzverteilungen zur Verfügung stehen.*

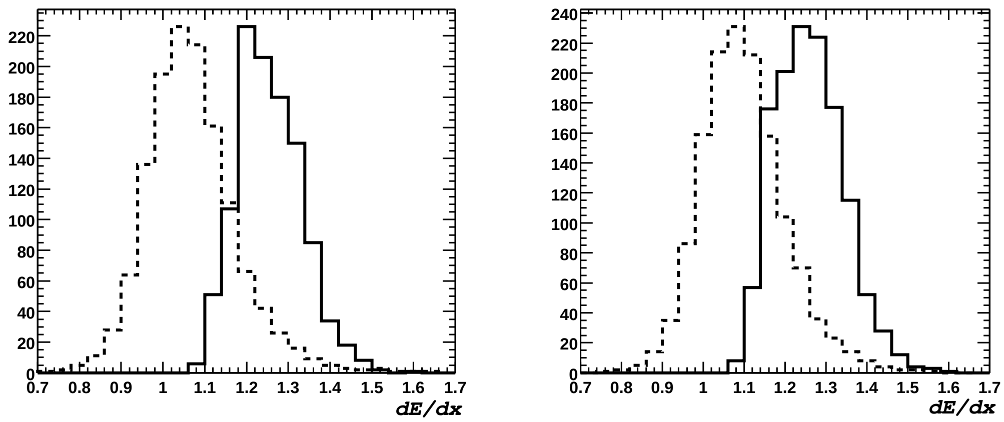


Abbildung 4.7: *Vergleich der dE/dx-Verteilungen von Elektronen (durchgezogene Linien) aus J/ψ-Zerfällen (links) und Positronen aus J/ψ-Zerfällen (rechts) mit negativ bzw. positiv geladenen Pionen (gestrichelte Linien) aus Kaonzerfällen. Der Bereich, in dem sich beide Verteilungen überlagern, ist für Elektronen kleiner als für Positronen.*

Abbildung 4.7 zeigt die dE/dx-Verteilungen von Elektronen und Pionen getrennt für positiv und negativ geladene Teilchen. Die Überlagerung der jeweiligen Verteilungen ist deutlich sichtbar. Für Positronen liegt die Mittelwert der dE/dx-Verteilung näher an dem der Pionen, als dies bei Elektronen der Fall ist.

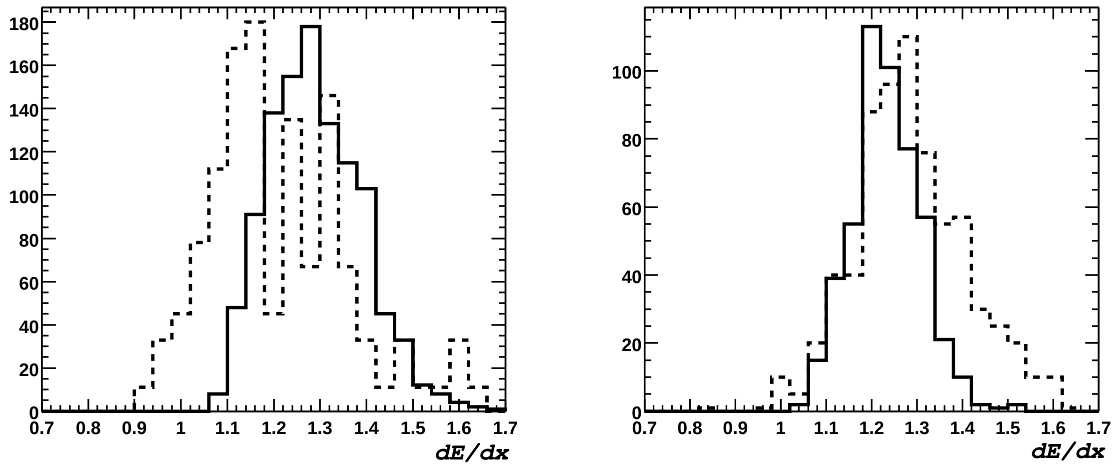


Abbildung 4.8: *Das linke Teilbild zeigt die dE/dx-Verteilung von Elektronen aus J/ψ-Zerfällen (durchgezogene Linie) im Vergleich mit Elektronen aus D^*-Ereignissen in Monte-Carlo-Simulationen des Jahres 1997. Keine der dE/dx-Verteilungen ist* `ddxmod`*-korrigiert.*
Das rechte Teilbild zeigt einen Vergleich von `ddxmod`*-korrigierten dE/dx-Verteilungen von Elektronen aus J/ψ-Zerfällen (durchgezogene Linie) und von Elektronen aus D^*-Ereignissen in Monte-Carlo-Simulationen aus Positron-Proton-Daten des Jahres 1999.*

4.3.2 Monte-Carlo-Simulation des Energieverlustes

Die Energieverluste dE/dx in Monte-Carlo-Simulationen geben die wirklichen Verteilungen nicht sehr genau wieder, wie der folgende Vergleich mit Elektronen in Daten zeigt. Die Anpassung der dE/dx-Verteilungen von Daten und Referenzverteilungen im Rahmen der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte (siehe Kapitel 6) wird folglich nicht durchgeführt.

Im linken Teil der Abbildung 4.8 werden die dE/dx-Verteilungen von Elektronen aus dem Jahr 1997 miteinander verglichen. Sowohl die Verteilung des Monte Carlos als auch die der Daten stellen unkorrigierte dE/dx-Werte dar, weil das verwendete Monte Carlo keine zu `ddxmod` äquivalente Korrektur enthält. Wie man sieht, ist die im Monte Carlo simulierte Verteilung breiter und ihr Mittelwert kleiner, als es die Daten zeigen. Eine Unterscheidung von Elektronen und Hadronen ist somit auf Basis dieser Simulation nicht möglich.

Die in der rechten Abbildungshälfte gezeigte Verteilung aus einer Monte-Carlo-Simulation für Ereignisse der Positron-Proton-Streuung im Jahr 1999 enthält `ddxmod`-Korrekturen des Jahres 1998. Es sind zwar noch Unterschiede zu den `ddxmod`-korrigierten Daten (durchgezogene Linie) zu erkennen, insgesamt ist jedoch eine Verbesserung der Simulation festzustellen. Da allerdings Positronen-Daten des Jahres 1999 in dieser Analyse nicht betrachtet werden[1], und die Anzahl

[1] Der Grund hierfür ist, daß keine `ddxmod`-Korrekturen für die e^+p-Daten der Jahre 1999 und 2000 vorliegen.

der vorliegenden Monte-Carlo-Simulationen im Bereich der D^*-Elektron-Ereignisse zu klein ist, fließen auch diese dE/dx-Verteilungen nicht in die Analyse ein.

4.4 Zusammenfassung der Elektronenselektion

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, daß auf Basis des LAr Kalorimeters eine Anreicherung von Elektronen möglich ist. Mit verschärften Anforderungen an die Kalorimetervariablen, die zur Bestimmung der Elektronenqualität verwendet werden, wird eine Selektionseffizienz von 36.5% für Elektronen und 1.9% für Pionen erreicht. Der Anteil von Elektronen an den im Kalorimeter ausgewählten Teilchen beträgt 16.5%. In den über das Kalorimeter ausgewählten Elektron-Kandidaten wird der Anteil der Elektronen durch eine Anpassung der dE/dx-Verteilungen bestimmt. Als Referenz der dE/dx-Verteilungen werden Pionen aus Kaonzerfällen und Elektronen aus Photonkonversionsereignissen und aus J/ψ-Zerfällen verwendet.

Kapitel 5

Analyse von D^*-Elektron-Ereignissen

In diesem Kapitel werden die Daten genauer analysiert. Die Anzahl von D^*-Elektron-Ereignissen wird in den vier Korrelationsgebieten (siehe Kapitel 1.2.3) bestimmt. Anschließend wird eine Abschätzung der Anzahl von Elektronen gegeben, die aus Photonkonversionen und Dalitz-zerfällen stammen und den Untergrund an Elektronen bilden. Es stehen folgende Teilchenproben zur Verfügung:

Bezeichnung	**Zusammensetzung**	**Anzahl**
D^*-Elektron-Kandidaten	Ereignisse mit D^*- und Elektron-Kandidat	–
Elektronprobe	Elektronen aus $J/\psi \to e^+e^-$ und aus $\gamma \to e^+e^-$	5758
Pionprobe	Pionen aus $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$	75616

Tabelle 5.1: *Nomenklatur verwendeter Teilchenproben.*

5.1 Trennung von Elektronen und Positronen

Die Unterschiede in den dE/dx-Verteilungen von Elektronen und Hadronen wurden in Kapitel 4 präsentiert. Die mit der kalorimeterbasierten Selektion erzielte Anreicherung von Elektronen hat den Hadronenuntergrund so weit reduziert, daß die Bestimmung der Elektronenzahl durch die Anpassung an die dE/dx-Verteilungen möglich ist. Die Untergrundereignisse verteilen sich gleichmäßig auf die vier Korrelationsgebiete.

Bevor eine Einteilung in die vier möglichen Kombinationen von Ladung und Winkel von D^*-Meson und Elektron vorgenommen werden kann, werden die Ereignisse zunächst nach positiv und negativ geladenen Elektron-Kandidaten unterschieden. Dabei fällt auf, daß zwischen den dE/dx-Verteilungen von Elektron- und Positronkandidaten Unterschiede bestehen, die sich in der Pionprobe nicht finden lassen. Im rechten Teilbild von Abbildung 5.1 sind dE/dx-Verteilungen von Positronenkandidaten und positiv geladenen Pionen überlagert worden. Im

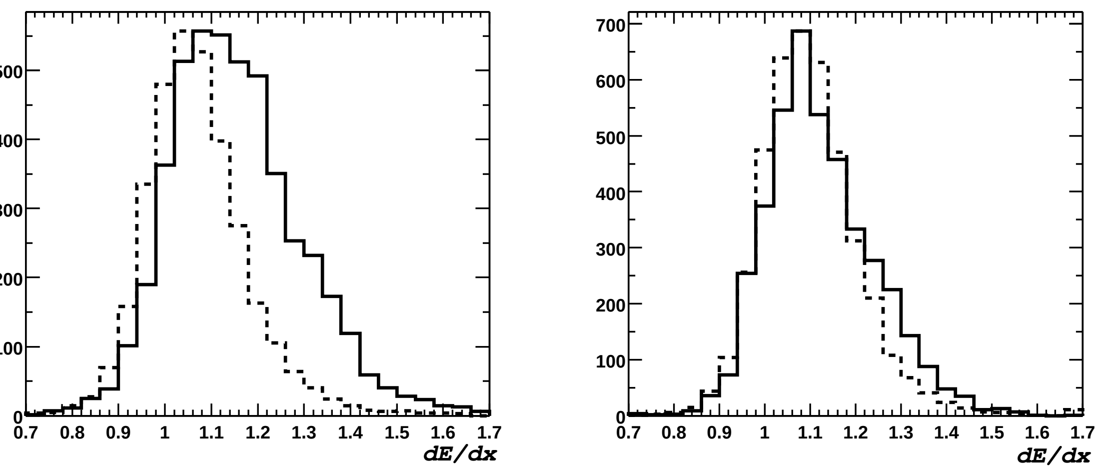


Abbildung 5.1: *dE/dx-Werte negativ und positiv geladener Teilchen im Vergleich. Im linken Teil der Abbildung sind Elektron-Kandidaten (durchgezogene Linie) und Pionen aus Kaon-Zerfällen (gestrichelt) gegeneinander aufgetragen. Die maximalen Einträge der Pionen wurden auf die der Elektron-Kandidaten normiert. Die Unterschiede zu der Verteilung der Positronen rechts im Bild sind deutlich zu erkennen.*

Gegensatz zu den Elektronen, im linken Teil abgebildet, läßt sich die linke Flanke der Positronenkandidaten nicht durch die Pionenverteilung beschreiben, wie es die Zusammensetzung der Teilchenprobe aus über 80% Hadronen nahelegt. Daß keine reine Verschiebung der Werte hin zu größeren Werten von dE/dx vorliegt, ist an dem mangelnden Überschuß auf der rechten Flanke der Verteilung sichtbar. Dagegen weist die Verteilung der Elektron-Kandidaten die erwartete Gestalt auf: unterhalb eines dE/dx-Wertes von ca. 1.05 existieren praktisch keine Elektronen, die Untergrundprobe gibt die Daten gut wieder. Die bei Werten von über 1.2 liegenden Hadronen stellen im gewählten Impulsbereich von $p_T > 0.8$ GeV/c lediglich Ausläufer der Hadronverteilung dar, so daß es zu einem deutlich sichtbaren Überschuß an Elektronen kommt.

Die Ursache der abweichenden dE/dx-Messungen konnte nicht geklärt werden. Ob Fehler in den `ddxmod`-Korrekturen vorliegen oder das Auslesen der Ladungen von den Signaldrähten ungenügend verstanden wurde, müssen zukünftige Untersuchen zeigen. Zwei Untersuchungen zu semileptonischen Zerfällen schwerer Quarks von A. Ziegler in [26] bei H1 und von K. Hebbel bei ZEUS [13] haben sich auf Elektronen beschränkt, da in beiden Fällen die dE/dx-Verteilungen der Positronen nicht verstanden werden konnten. In der Folge werden in dieser Analyse ebenfalls nur noch Elektronen berücksichtigt, da eine hinreichende Unterscheidbarkeit von Positronen und Hadronen nicht gegeben ist.

Wenn nur Elektron-Kandidaten berücksichtigt werden, verbleiben noch 6987 Ereignisse, von denen 111 mehr als einen Elektronenkandidaten enthalten (dies entspricht 1.6%). Die entsprechende ΔM-Verteilung wird in Abbildung 5.2 gezeigt. Da aus einem Charm-Anticharm-Ereignis in der Zerfallskette $c\bar{c} \to D^* e \to D^0 \pi_s e \to (K\pi)\pi_s e$ nur ein Elektron pro D^*-Meson entstehen kann, wird aus jedem Ereignis nur ein Elektron-Kandidat selektiert. Dazu werden die Kandidaten eines Ereignisses bezüglich ihrer impulsgewichteten Energiedeposition E_{EMC}/p verglichen und der mit dem größten Betrag unterhalb des Schnitts von 1.8 ausgewählt.

Die Anzahl der D^*-Mesonen wird mit einer Anpassung an die ΔM-Verteilung bestimmt. Zur Bestimmung der Elektronenzahl aus einer Menge von Elektron-Kandidaten über die dE/dx-Messung bietet sich zunächst an, eine Subtraktion der Verteilungen durchzuführen. Hierzu wird die dE/dx-Verteilung der Pionprobe auf die Verteilung der Ereigniskandidaten normiert, indem die Ereigniszahlen in den Intervallen der linken Flanke der Verteilungen angeglichen werden. In der Überlagerung beider Verteilungen werden intervallweise die Einträge der Hadronen von denen der Daten abgezogen. Bei kleinen dE/dx-Werten von weniger als 1.05 gibt es praktisch keine Elektronen, so daß hier mit Null verträgliche Einträge errechnet werden. Der Überschuß an Elektronen in den Daten gegenüber dem Untergrund ergibt auf der rechten Flanke der Verteilung die gesuchten Elektronen. Die Methode der statistischen Subtraktion hat zwei Nachteile: einerseits kann es bei kleinen dE/dx-Werten zu von Null abweichenden Ergebnissen infolge der Subtraktion kommen, wenn die Hadronenprobe und die Daten in diesem Bereich nicht übereinstimmen. Positive Beiträge können der Elektronenzahl zugeschlagen, negative müssen offensichtlich vernachlässigt werden. Die zusätzliche Bedingung der Bestimmung der D^*-Anzahl erschwert eine Anpassung der Daten an die Stichproben.

Eine bessere Lösung dieses Problems liegt in der Durchführung einer simultanen, zweidimensionalen Anpassung der ΔM-Verteilung und der dE/dx-Verteilung an Daten und Stichproben aus Hadronen und Elektronen. Um eine Anpassung der Hadronen und der Elektronen an die Daten zu ermöglichen, werden die beiden Stichproben (Pionen aus K_s^0-Zerfällen, sowie Elektronen aus J/ψ-Zerfällen und Elektronen aus Photonkonversionsereignissen) impulsgewichtet, um sie an die Impulsverteilung der Daten anzupassen, siehe auch Abbildung 5.3. Im Fall von Elektronen sollte diese Anpassung nicht notwendig sein, weil der mittlere spezifische Energieverlust der Elektronen im gewählten Impulsbereich nicht mehr impulsabhängig ist, wird jedoch aus technischen Gründen ebenfalls durchgeführt.

Die impulsgewichteten Stichproben ermöglichen eine direkte Anpassung der beiden Verteilungen an die Daten, wobei die Elektronen der Daten nur dem Signal der ΔM-Verteilung entstammen. Durch diese gleichzeitige Anpassung an ΔM *und* an dE/dx ist sichergestellt, daß im Endergebnis nur Elektronen aus Ereignissen aufgeführt werden, bei denen der zugehörige D^*-Kandidat im Signalbereich liegt. Die Anzahl an Elektronen, die sich aus der Anpassung der ΔM-Verteilung in Abbildung 5.2 und den dE/dx-Verteilungen ergibt, beträgt 119 ± 28.

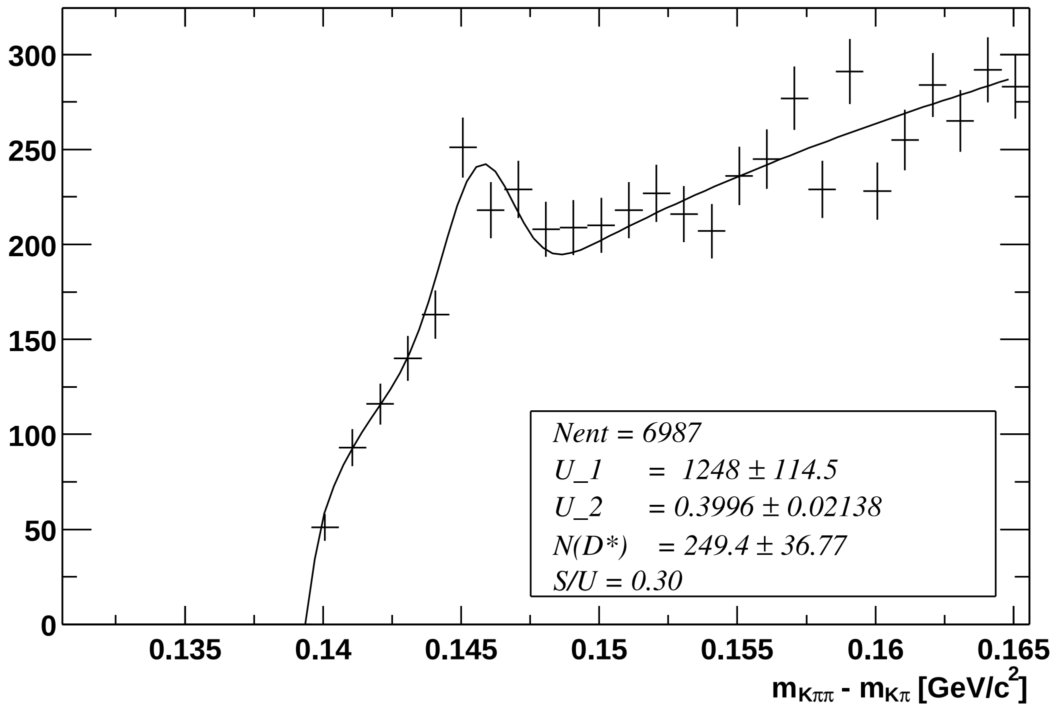


Abbildung 5.2: ΔM-*Verteilung aus Ereignissen mit negativ geladenen Elektron-Kandidaten.*

5.2 Betrachtung von Korrelationsgebieten

Mit Hilfe der in Kapitel 1.2.3 eingeführten Ladungs- und Winkelkorrelationen lassen sich die D^*-Elektron-Ereignisse physikalisch klassifizieren, so daß z. B. Ereignisse aus c- und b-Produktion teilweise getrennt werden. Die folgenden Korrelationsgebiete werden betrachtet:

Korrelationsgebiet	**Ladung**	**Winkel**	**c-Erwartung**	**b-Erwartung**
K1	D^{*-}	$\Delta\phi\,(D^{*-}, e) < 90°$	0%	3%
K2	D^{*-}	$\Delta\phi\,(D^{*-}, e) \geq 90°$	0%	26%
K3	D^{*+}	$\Delta\phi\,(D^{*+}, e) < 90°$	6.4%	17%
K4	D^{*+}	$\Delta\phi\,(D^{*+}, e) \geq 90°$	93.6%	54%

Tabelle 5.2: *Definition der Korrelationsgebiete. Es werden nur Elektronen und keine Positronen betrachtet. Die in den Korrelationsgebieten erwarteten Beiträge aus Charm- und Bottom-Produktion wurden mit LO-Monte-Carlo-Simulationen des Generatorprogramms AROMA für das Jahr 1997 bestimmt.*

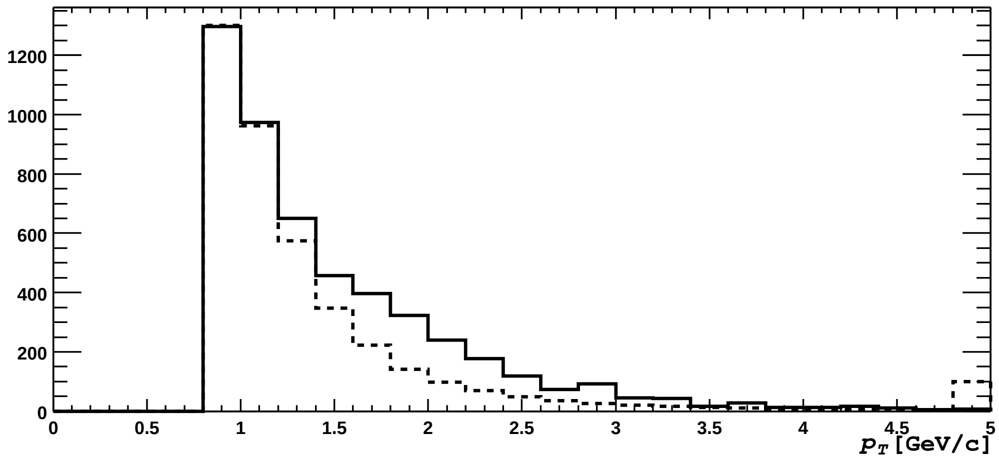


Abbildung 5.3: p_T*-Verteilungen von Elektron-Kandidaten (durchgezogene Linie) und Pionen (gestrichelt). Die Anzahl der Pioneneinträge ist auf die der Elektron-Kandidaten normiert.*

Die 6987 Ereignisse der Jahre 1997-1999, die in die ΔM-Verteilung aus Abbildung 5.2 aufgenommen wurden, werden in die vier Korrelationsgebiete eingeteilt. Dem vierten Korrelationsgebiet werden 1858 Ereignisse zugeordnet, Abbildung 5.4 zeigt die zugehörige ΔM-Verteilung. Durch die zusätzliche Forderung einer physikalisch sinnvollen Ladungs- und Winkelkombination werden im Vergleich zur bisherigen Selektion überproportional viele D^*-Mesonen aus dem Signalbereich selektiert, so daß das Signal- zu Untergrundverhältnis von 0.38 auf 0.45 ansteigt.

Abbildung 5.5 zeigt die ΔM-Verteilungen in den vier Korrelationsgebieten. Die Anpassungen der dE/dx-Verteilungen von Pionen und Elektronen an die Elektron-Kandidaten ist in Abbildung 5.6 zu sehen. Im vierten Korrelationsgebiet kann ein signifikant von Null verschiedenes Ergebnis bestimmt werden, die Ereigniszahlen der drei anderen Gebiete sind mit Null verträglich. Die Ergebnisse der Anpassungen an die ΔM- und die dE/dx-Verteilungen werden in Tabelle 5.3 vorgestellt.

5.3 Elektronen aus Untergrundereignissen

Das Datensample enthält auch Elektronen, die aus anderen Prozessen als der $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Produktion stammen. Es tragen insbesondere Photonkonversionsereignisse und Dalitzzerfälle von Pionen bei. Hierbei zerfällt ein neutrales Pion mit einer Wahrscheinlichkeit von $(1.198 \pm 0.032)\%$ folgendermaßen: $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ([19]). Nach Möglichkeit sollten Photonkonversionsereignisse und Dalitzzerfälle im Verlauf der Selektion erkannt und als Untergrund verworfen werden. Bei der Suche nach Dalitz-Elektronen wird wie folgt verfahren: zu jedem Elektron-Kandidaten werden sämtliche entgegengesetzt geladenen Teilchen durchprobiert, wobei die invariante Masse unter Annahme der Elektronmasse berechnet wird. Im Fall von

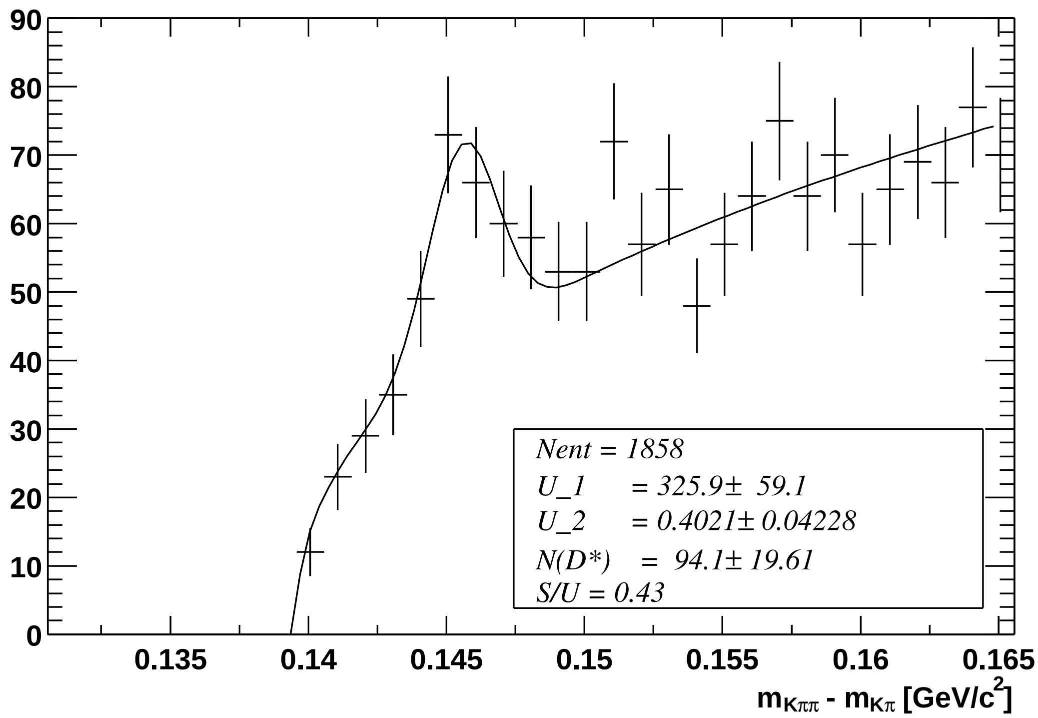


Abbildung 5.4: ΔM-*Verteilung der Ereignisse des Korrelationsgebietes 4.*

Ergebnis: Verteilungen in den Korrelationsgebieten			
Gebiet	D^***-Kandidaten**	**Elektron-Kandidaten**	D^***-Elektron-Kandidaten**
K1	63 ± 17	496 ± 29	16 ± 12
K2	71 ± 18	648 ± 32	23 ± 14
K3	21 ± 18	534 ± 31	11 ± 13
K4	94 ± 20	703 ± 34	63 ± 15

Tabelle 5.3: *Gemessene Verteilungen in den Korrelationsgebieten. Die Anzahl der* D^**-Kandidaten ist mit Anpassungen an* ΔM*-Verteilungen erfolgt, vgl. Abbildung 5.5. Die Anzahl der Elektron-Kandidaten wird mit Anpassungen an* dE/dx*-Verteilungen ermittelt, siehe Abbildung 5.6. Eine simultane Anpassung von* ΔM *und* dE/dx *führt auf die Zahl der* D^**-Elektron-Kandidaten.*

Elektron-Positron-Paaren aus Dalitzzerfällen sollte sich eine Häufung von Ereignissen unterhalb der Masse des Pions von ca. $m_{\pi^0} = 135$ MeV$/c^2$ ([19]) ergeben. Weil das ebenfalls entstehende Photon nicht rekonstruiert wird, liegt die invariante Masse von Elektron- und Positronkandidat unterhalb der nominellen Pionmasse. Es wurden Versuche unternommen, zusätzlich zur Ladung

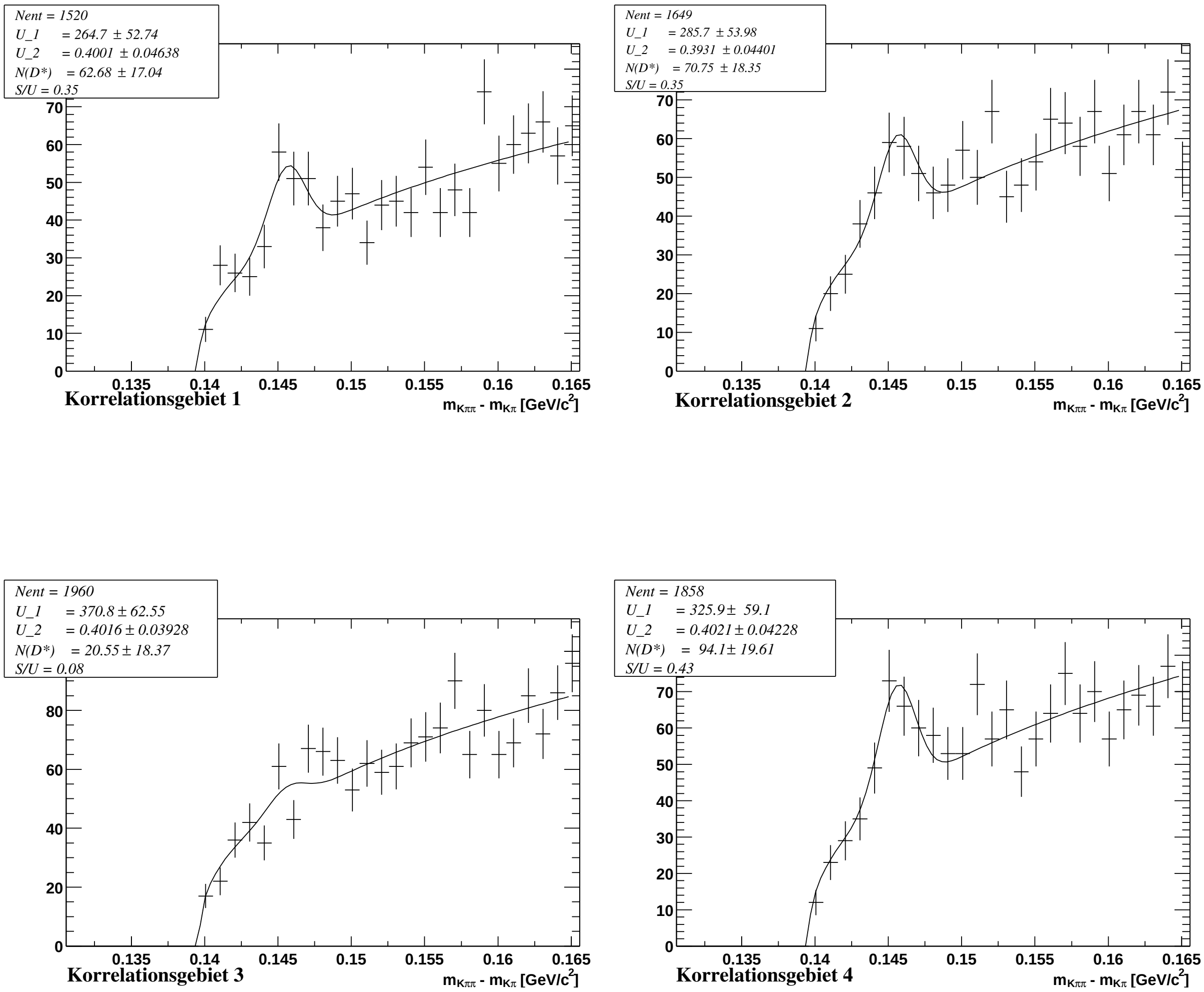


Abbildung 5.5: *Gemessene ΔM-Verteilungen der D^*-Elektron-Kandidaten in den vier Korrelationsgebieten.*

des Positronkandidaten eine Mindestelektronqualität zu fordern, wodurch allerdings keine fraglichen Elektron-Positron-Paare nachgewiesen werden konnten.

Elektronen aus Photonkonversionsereignissen werden analog zu der in Kapitel 4.3.1 präsentierten Selektion ausgewählt. Es werden 74 Photonkonversionskandidaten gefunden, die eine Elektronenqualität von $Q = 3$ haben, einen Transversalimpuls von mehr als 0.8 GeV/c aufweisen und eine invariante Masse von weniger als 50 MeV besitzen. Die in der D^*-Selektion üblichen Schnitte auf den Impuls des Kaons und des Pions und die Forderung nach negativer Ladung des Elektron-Kandidaten und eines positiv geladenen D^*-Mesons erfüllen 19 Photonkonversionskandidaten. Lediglich sechs der verbliebenen Teilchen stammen aus Ereignissen, welche die verschärften Anforderungen an einen D^*-Kandidaten erfüllen, der Transversalimpuls des D^*

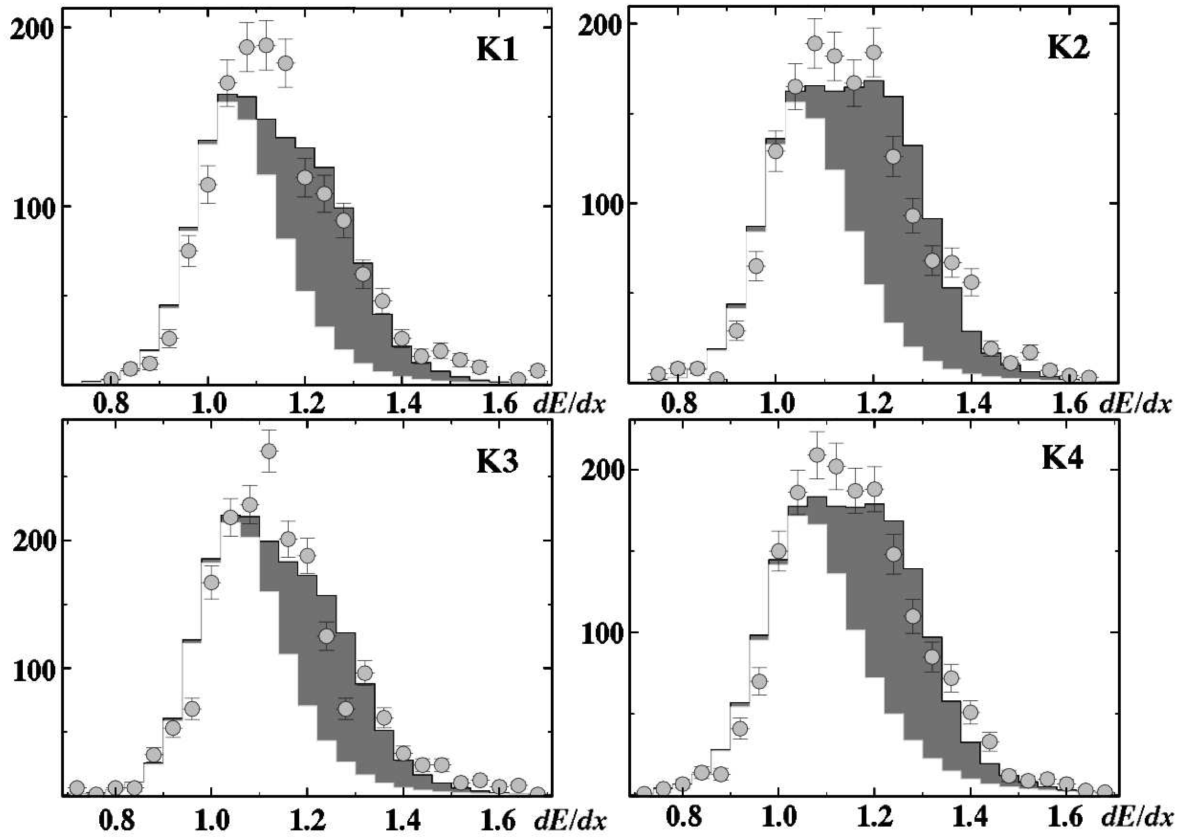


Abbildung 5.6: *dE/dx-Anpassung in den vier Korrelationsgebieten. Die Datenpunkte stellen die selektierten Ereignisse mit D^*-Elektron-Kandidaten dar, die graue Fläche die angepaßten Elektronen und die weiße Fläche die Pionen.*

also größer als 2.0 GeV/c ist, und die rekonstruierte D^0-Masse um weniger als 60 MeV/c^2 von der nominellen Masse des D^0 abweicht. Die harten Schnitte auf die Kalorimetervariablen erfüllt kein Photonkonversionskandidat, so daß der Elektronenuntergrund durch Photonkonversion lediglich in der Bestimmung der systematischen Fehler im nächsten Kapitel zum Tragen kommt.

Eine Abschätzung des Elektronenuntergrunds aus Dalitz-Zerfällen wird durch eine statistische Betrachtung in Monte-Carlo-Simulationen gegeben (vgl. auch [13]). Dabei ist die Zahl ungeladener Pionen in den Ereignissen ungefähr gegeben durch:

$$N_{\pi^0} = (N_{\pi^+} + N_{\pi^-})/2 \tag{5.1}$$

Die Zahl der Elektronen aus Dalitzzerfällen innerhalb des sichtbaren Bereichs $\mathcal{S}$, der durch $p_T > 0.8$ GeV/c und $20° \leq \theta \leq 160°$ definiert ist, ergibt sich daraus zu

$$N_{e^-}^{\mathcal{S}} = N_{\pi^0}^{\mathcal{S}} \cdot \mathcal{BR}(\pi^0 \to e^+e^-\gamma) \;\; \text{mit}\, \mathcal{BR} = 1.198\% \tag{5.2}$$

Monte-Carlo-Simulationen zeigen, daß von diesen Elektronen 24% einen Transversalimpuls von mehr als 0.8 GeV/c besitzen. Die Wahrscheinlichkeit ϵ_{calo}, daß ein Elektron mit $p_T > 0.8$ GeV/c die Anforderungen an die Kalorimetergrößen erfüllt, liegt gemäß Tabelle 4.2 bei 36.5%. Da in guter Näherung angenommen werden kann, daß die Hälfte der Elektronen aus Dalitzzerfällen entgegen der Richtung des D^* fliegt (Winkel $\Delta\Phi(D^*, e) \geq 90°$) und wiederum in der Hälfte der Fälle der D^*-Kandidat positiv geladen ist (also die Definition des Korrelationsgebiets 4 erfüllt), wird nur ein Viertel der Pionen berücksichtigt. Die gemessene Anzahl im vierten Korrelationsgebiet beträgt 63 Ereignisse, in der entsprechenden Monte-Carlo-Simulation wurden 311 D^*-Elektron-Ereignisse produziert, so daß mit einem weiteren Faktor $311/63 \approx 5$ korrigiert werden muß. Bei 141336 π^+ und 142572 π^- im Monte Carlo ergibt sich der Untergrund aus Dalitz-Elektronen zu

$$\begin{aligned} N_{e^-}^{\pi^0 \to e^+e^-\gamma} &\approx \frac{1}{2}\left(N_{\pi^+} + N_{\pi^-}\right) \cdot \mathcal{BR}(\pi^0 \to e^+e^-\gamma) \cdot \mathcal{P}\left(p_T\left(e\right) > 0.8\,\text{GeV}/c\right) \\ &\quad \cdot \epsilon_{calo} \cdot p\left(K_4\right) \frac{\#Daten}{\#MC} \\ &= \frac{1}{2}\left(141336 + 142572\right) \cdot 0.01198 \cdot 0.24 \cdot 0.365 \cdot 0.25 \cdot \frac{63}{311} \\ &\approx 5 \end{aligned} \tag{5.3}$$

Mögliche Ereignisse mit Elektronen aus Photonkonversionsereignissen liefern einen Beitrag zum systematischen Fehler. Die abgeschätzte Anzahl von Elektronen aus Dalitzzerfällen von Pionen wird vor Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts von den Ereigniszahlen des vierten Korrelationsgebiets subtrahiert.

Kapitel 6

Totale Wirkungsquerschnitte für Charmproduktion

Mit der im vierten Korrelationsgebiet ermittelten Anzahl von D^*-Elektron-Ereignissen wird in diesem Kapitel ein totaler Wirkungsquerschnitt für $c\bar{c}$-Ereignisse in ep-Produktion bestimmt. Das Ergebnis wird mit QCD-Berechnungen in führender Ordnung verglichen, die mit dem Monte-Carlo-Generator AROMA durchgeführt wurden.

6.1 Definition des totalen Wirkungsquerschnitts

Der Wirkungsquerschnitt für Charm-Ereignisse ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, im Fall einer ep-Kollision ein $c\bar{c}$-Paar zu erzeugen. Der im Rahmen der Analyse zugängliche kinematische Bereich in θ und p_T heißt *Akzeptanz*. Ereignisse, die innerhalb des Akzeptanzbereichs liegen, werden zur Bestimmung des sogenannten *visuellen* oder *sichtbaren* totalen Wirkungsquerschnitts verwendet. In dieser Analyse sind dies die im vierten Korrelationsgebiet bestimmten Ereignisse. Für den vorliegenden Fall von D^*-Elektron-Ereignissen aus Charm-Produktion wird der sichtbare totale Wirkungsquerschnitt wie folgt bestimmt:

$$\sigma^c_{vis}\left(ep \to e' D^* e X\right) = \frac{N^c_{gem}\left(D^* e \to \left(K\pi\pi_s\right) e\right)}{\mathcal{L}_{int} \cdot \epsilon^c_{rec} \cdot \epsilon_{trig} \cdot \mathcal{B}R\left(D^* \to \left(K\pi\right)\pi_s\right)} \tag{6.1}$$

Die Faktoren sind:

- $N^c_{gem}\left(D^* e \to \left(K\pi\pi_s\right) e\right)$: Die Anzahl gemessener D^*-Elektron-Ereignisse. Da diese Zahl nur für das vierte Korrelationsgebiet mit statistischer Signifikanz bestimmt werden kann, muß der im dritten Korrelationsgebiet erwartete Anteil aus c-Produktion mit Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden, um auf den totalen Wirkungsquerschnitt extrapolieren zu können.
- $\mathcal{L}_{int}$: Die integrierte Luminosität der analysierten Runperioden aus den Jahren 1997 bis 1999.

- ϵ^c_{rec}: Die Rekonstruktionseffizienz für D^*e-Ereignisse im vierten Korrelationsgebiet aus $c\bar{c}$-Produktion.
- ϵ^c_{trig}: Die Effizienz sämtlicher verwendeter Trigger, vgl. auch den Abschnitt 6.2.
- $\mathcal{BR}\,(D^* \to (K\pi)\,\pi_s)$: Die für den betrachteten Zerfallskanal $D^* \to D^0\pi_s \to (K\pi)\pi_s$ aus [19] vorliegende Zerfallswahrscheinlichkeit.

Durch die ausschließliche Berücksichtigung von Teilchen, die den Detektor im Bereich der zentralen Spurkammern durchqueren, ist der sichtbare Bereich eingeschränkt. Gleiches gilt für die Schnitte auf p_T von D^*- und Elektron-Kandidaten, so daß sich als sichtbarer Bereich ergibt:

$$\begin{aligned} p_T\,(D^*) &> 2.0\,\mathrm{GeV}/c \\ |\eta\,(D^*)\,| &< 1.5 \\ p_T\,(e) &> 0.8\,\mathrm{GeV}/c \\ 20^\circ < \;&\theta < 160^\circ \end{aligned} \tag{6.2}$$

Um vom sichtbaren Wirkungsquerschnitt auf den gesamten Phasenraum extrapolieren zu können, wird durch die Akzeptanz des Detektors dividiert. Sie gibt den Anteil der in der Analyse detektierbaren D^*e-Paare an den insgesamt in Charm-Ereignissen entstehenden D^*-Elektron-Ereignissen an, wie im Abschnitt 6.2 beschrieben wird. Der totale Wirkungsquerschnitt errechnet sich zu:

$$\begin{aligned} \sigma\,(ep \to e'c\bar{c}X) &= \frac{\sigma^c_{vis}\,(ep \to e'D^*eX)\cdot \mathcal{BR}\,(D^* \to K\pi\pi_s)}{2\cdot \mathcal{A}^c \cdot \mathcal{BR}\,(c\bar{c} \to D^*e \to K\pi\pi_s e)} \\ &= \frac{N^c_{gem}\,(D^{*+}e^- \to K^-\pi^+\pi_s^+e^-)}{\mathcal{L}_{int}\cdot \mathcal{A}^c \cdot \epsilon^c_{rec}\cdot \epsilon_{trig}\cdot \mathcal{BR}\left(c\bar{c} \to D^{*+}e^- \to K^-\pi^+\pi_s^+e\right)} \end{aligned} \tag{6.3}$$

Die Wahrscheinlichkeit der ladungskonjugierten Zerfälle $c\bar{c} \to D^{*+}e^-$ und $c\bar{c} \to D^{*-}e^+$ ist gleich, für ein $c\bar{c}$-Ereignis gibt es also zwei Möglichkeiten zur Bildung eines $D^{*\pm}e^{\mp}$-Ereignisses:

$$\begin{aligned} \mathcal{BR}\,(c\bar{c} \to D^{*\pm}e^{\mp} \to K^{\mp}\pi^{\pm}\pi_s^{\pm}e^{\mp}) &= \mathcal{BR}\,(c\bar{c} \to D^{*+}e^- \to K^-\pi^+\pi_s^+e^-) + \\ &\;\mathcal{BR}\,(c\bar{c} \to D^{*-}e^+ \to K^+\pi^-\pi_s^-e^+) \end{aligned} \tag{6.4}$$

Die durch die Auswahl von $D^{*+}e^-$-Ereignissen in dieser Analyse notwendige Verdoppelung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts auf Ereignisse mit Positronen hebt sich somit gegen den Faktor zwei im Nenner des ersten Teils von Gleichung 6.3 weg.

6.2 Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts

In D^*-Elektron-Ereignissen aus Charm-Produktion haben D^*-Meson und Elektron stets entgegengesetzte Ladung und werden somit im dritten und vierten Korrelationsgebiet nachgewiesen. Aufgrund der geringen Ereigniszahlen des dritten Korrelationsgebiets gehen in die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts allerdings nur Ereignisse des vierten Gebiets ein. Neben Charm-Ereignissen werden hier auch Ereignisse aus b-Produktion erwartet; sie werden in dieser Analyse auf der Basis von Messungen nicht von Charm-Ereignissen getrennt.

Die Beiträge des dritten Korrelationsgebiets zum Charm-Wirkungsquerschnitt werden durch Monte-Carlo-Simulationen abgeschätzt, mit denen ebenfalls die Akzeptanz bestimmt wird. Die simulierte Runperiode umfaßt ausschließlich Ereignisse des Jahres 1997:

Jahr	$\mathcal{L}_{int}$ [pb^{-1}]	$\sigma^c_{vis}\,(ep \to e'D^*eX)$ [nb]	$\sigma^c\,(ep \to e'c\bar{c}X)$ [nb]
1997	253.5	1.35	638.9

Tabelle 6.1: *Wirkungsquerschnitt generierter $c\bar{c}$-Ereignisse, die mit dem LO-Monte-Carlo-Generator AROMA erzeugt wurden.*

Die für die Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte benötigten Zerfallswahrscheinlichkeiten sind in den Gleichungen 1.8, 1.9 und 1.13 in Kapitel 1.2.1 angeführt:

$$\begin{aligned} \mathcal{BR}\,(D^* \to K\pi\pi_s) &= (2.59 \pm 0.06)\% && (6.5)\\ \mathcal{BR}\,(c \to D^{*\pm} \to K^{\mp}\pi^{\pm}\pi_s^{\pm}) &= (0.67 \pm 0.06)\% && (6.6)\\ \mathcal{BR}\left(c\bar{c} \to D^{*\pm}e^{\mp} \to (D^0\pi_s^{\pm})e^{\mp} \to (K^{\mp}\pi^{\pm})\pi_s^{\pm}e^{\mp}\right) &= (0.0690 \pm 0.0006)\% && (6.7) \end{aligned}$$

Bestimmung der Akzeptanz

Die Bestimmung der Akzeptanz wird mit Monte-Carlo-Simulationen für die Perioden des Jahres 1997 bis 1999 durchgeführt. Die Akzeptanz ist als Anteil der Ereignisse im sichtbaren Bereich (vgl. die Gleichungen 6.2) an den insgesamt generierten D^*-Elektron-Ereignissen definiert:

$$\mathcal{A}^c = \frac{N^c_{MC}\,(D^{*+}e^-)\,|_{K_4,\mathcal{A}}}{N^c_{MC}\,(D^{*+}e^-)\,|_{K_4}} \qquad (6.8)$$

Da bei größerer Schwerpunktsenergie mehr Ereignisse die Schnitte auf den Transversalimpuls erfüllen, ist die Akzeptanz in den Jahren 1998 und 1999 größer als 1997, so daß eine luminositätsgewichtete Akzeptanzbestimmung durchgeführt wird:

$$\begin{aligned}\mathcal{A}^c &= \mathcal{P}(\mathcal{L})^c_{97} \cdot \mathcal{A}^c_{97} + \mathcal{P}(\mathcal{L})^c_{98/99} \cdot \mathcal{A}^c_{98/99} \\ &= 0.62 \cdot 0.03 + 0.38 \cdot 0.05 \\ &= 0.038 \,\widehat{=}\, 3.8\% \end{aligned} \tag{6.9}$$

Die angegeben Akzeptanzen $\mathcal{A}^c$ sind jeweils die des vierten Korrelationsgebietes. Die Anteile $\mathcal{P}(\mathcal{L})^c$ an der Gesamtluminosität sind Tabelle 3.1 entnommen.

Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktionseffizienz ist als Quotient zwischen den vom Rekonstruktionsprogramm selektierten D^*e-Ereignissen und den im Akzeptanzbereich liegenden *echten* D^*-Elektron-Ereignissen im Monte Carlo definiert:

$$\epsilon_{rec} = \frac{N^{c,rec}_{MC}\,(D^{*+}e^-)\,|_{K_4,\mathcal{A}}}{N^c_{MC}\,(D^{*+}e^-)\,|_{K_4,\mathcal{A}}} \tag{6.10}$$

Anhand einer Monte-Carlo-Simulation des Jahres 1997 wird der Wert der Rekonstruktionseffizienz im vierten Korrelationsgebiet bestimmt:

$$\epsilon_{rec} = 16.6\% \tag{6.11}$$

Da, wie in Kapitel 4.3.2 erläutert wurde, die in den Daten durchgeführte dE/dx-Anpassung im Monte Carlo nicht benutzt wird, führt dies zu einer möglichen Überschätzung der Rekonstruktionseffizienz, die vor der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts korrigiert wird. Durch Variation der dE/dx-Verteilungen der Referenzproben wird die notwendige Korrektur auf 30% bestimmt, so daß sich für die Rekonstruktionseffizienz folgender Wert ergibt:

$$\epsilon_{rec} = 11.6\% \tag{6.12}$$

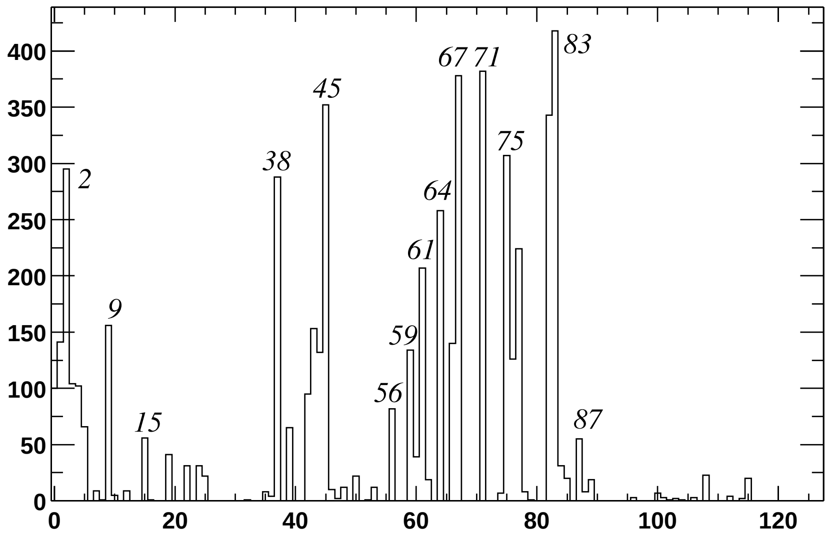


Abbildung 6.1: *Angesprochene Subtrigger sämtlicher D^*-Elektron-Kandidaten im vierten Korrelationsgebiet. Bei S2 handelt es sich um einen Trigger für tiefinelastische Streuung, S83 spricht bei Photoproduktionsereignissen an, in denen das gestreute Elektron im Elektron-Tagger 33 nachgewiesen wurde.*

Triggereffizienzen

Der Quotient

$$\epsilon_{trig} = \frac{N_{MC}^{D^*e}\,(\text{rekonstruiert} + \text{Trigger angesprochen})}{N_{MC}^{D^*e}\,(\text{rekonstruiert})} \tag{6.13}$$

wird als Triggereffizienz bezeichnet. Die Größe $N_{MC}^{D^*e}$ (rekonstruiert) gibt die Zahl von Ereignissen an, welche die zu betrachtende Triggerbedingung erfüllen. $N_{MC}^{D^*e}$ (rekonstruiert + Trigger angesprochen) ist die Anzahl der Ereignisse, bei denen der Trigger auch tatsächlich angesprochen hat. Aufgrund der kleinen Ereigniszahlen in den Korrelationsgebieten wird in dieser Analyse weder eine Separation in Abhängigkeit von Q^2 (Photoproduktion, tiefinelastische Streuung), noch eine Aufteilung in einzelne Subtrigger vorgenommen. Es wird der Wert der Triggereffizienz verwendet, der bei Analysen der gleichen Daten von D. Dünkelmann ([7]) und J. Wagner ([25]) ermittelt wurde:

$$\epsilon_{trig} = (80 \pm 6)\% \tag{6.14}$$

In Abbildung 6.1 wird gezeigt, welche Subtrigger in Ereignissen mit D^*-Elektron-Kandidaten im vierten Korrelationsgebiet angesprochen haben. Ereignisse der Photoproduktion, bei denen das gestreute Elektron im Elektron-Tagger 33 nachgewiesen werden konnte, werden durch den Subtrigger S83 getriggert. Bei Ereignissen aus tiefinelastischer Streuung können z. B. die Triggerelemente ansprechen, deren Kombination den Subtrigger S2 bilden.

6.3 Bestimmung des Anteils aus Bottom-Produktion

Da in dieser Analyse keine Trennung von Ereignissen aus Charm- und Bottom-Produktion durchgeführt wird, sind in den Ereignissen des dritten und vierten Korrelationsgebiets D^*-Elektron-Kandidaten aus Bottom-Produktion enthalten, die im Fall des vierten Korrelationsgebiets zum totalen Wirkungsquerschnitt für Charm-Produktion beitragen. Der Anteil an Bottom-Produktion in D^*-Ereignissen aus tiefinelastischer Streuung beträgt ca. 6%, wie mit D^*-Ereignissen in tiefinelastischer Streuung gemessen wurde ([15]). Der b-Anteil sollte in Photoproduktionsereignissen sinken, aus welcher die Mehrheit der Ereignisse in der Analyse stammen. Durch die Forderung $p_T(\text{Elektron}) > 0.8$ GeV/c und Forderung nach einer guten Bestimmung der Elektronqualität im LAr Kalorimeter kommt es zu einer Anreicherung an Bottom-Ereignissen. Im Fall von D^*-Myon-Ereignissen, bei denen die Myonen einen Mindesttransversalimpuls von mehr als 1.5 GeV/c und ein Signal im instrumentierten Eisen aufweisen müssen, führt dies zu einer Anreicherung des b-Anteils auf 20% ([25]). Da die Schnitte auf die Elektronen nicht vergleichbar hart zu denen der Myonen sind, liegt der Grad zusätzlicher Bottom-Anreicherung durch Schnitte auf das Elektron deutlich unter 20% und wird vernachlässigt.

Für das vierte Korrelationsgebiet ergibt sich somit: $N^b(K4) = 0.06 \cdot N^c(K4)$. Mit $N^c(K4) = 63 \pm 15$ folgt daraus ein relativer b-Anteil von $\mathcal{P}\left(N^b\,(K4)\right) = (6 \pm 1)\%$.

6.4 Ergebnis: Totaler Charm-Wirkungsquerschnitt

In diesem Abschnitt sollen der sichtbare und der extrapolierte totale Wirkungsquerschnitt für Charm-Produktion angegeben werden. Ihre Bestimmung geschieht auf Basis der in den vorangegangenen Abschnitten präsentierten Werte der Akzeptanz, der Luminosität und der Effizienzen. Die Ereigniszahlen in den vier Korrelationsgebieten sind in Tabelle 5.3 angegeben.

Die Bestimmung des sichtbaren totalen Wirkungsquerschnitts erfolgt gemäß Gleichung 6.1, die des extrapolierten gemäß Gleichung 6.3. Der Anteil an D^*-Elektron-Ereignissen im dritten Korrelationsgebiet aus Charm-Produktion beträgt 6.4%, wie mit Hilfe von LO-QCD-Simulationen des Generatorprogramms AROMA ermittelt wurde, vgl. auch Tabelle 5.2. Die angegebenen statistischen Fehler ergeben sich aus der Anpassung der D^*-Kandidaten mit der ΔM-Methode und der dE/dx-Anpassung der Elektron-Kandidaten an die Referenzverteilungen.

Die für das vierte Korrelationsgebiet ermittelte Anzahl von D^*-Elektron-Ereignissen beträgt 63 ± 15. Diese Zahl wird um den im Abschnitt 5.3 abgeschätzten Beitrag von Dalitzzerfällen und den Anteil aus b-Produktion (Abschnitt 6.3) korrigiert. Die so ermittelten Werte des sichtbaren und extrapolierten totalen Wirkungsquerschnitts für Charm-Produktion sind:

Totale Wirkungsquerschnitte	
sichtbar: $\sigma^c_{vis}(ep \to e' D^* eX)$ [nb]	
Daten	LO-QCD
$1.24 \pm 0.21 \pm 0.42$	1.35
extrapoliert: $\sigma(ep \to e' c\bar{c} X)$ [nb]	
Daten	LO-QCD
$622 \pm 150 \pm 218$	683.9

Tabelle 6.2: *Totale Wirkungsquerschnitte für Charm-Produktion. Der sichtbare Bereich ist in Gleichung 6.2 definiert, die Ereigniszahlen sind die des vierten Korrelationsgebiets. Es sind nur statistische Fehler angegeben. Unterschiede in den Faktoren von sichtbaren zu extrapolierten Wirkungsquerschnitten zwischen Daten und Monte-Carlo-Vorhersage sind auf Rundungseffekte zurückzuführen.*

6.5 Abschätzung systematischer Fehler

Die Werte des sichtbaren totalen und des extrapolierten totalen Wirkungsquerschnittes sind mit Unsicherheiten behaftet. Diese sind einerseits auf die statistischen Fehler zurückzuführen, die im letzten Abschnitt angegeben worden sind. Andererseits tragen systematische Fehler bei, die ihre Ursprünge im Detektoraufbau, der Analysemethode und theoretischen Unsicherheiten haben. In der Folge wird eine Abschätzung dieser Beiträge gegeben.

Die relevanten systematischen Unsicherheiten des H1 Experiments sind die Effizienz der Spurrekonstruktion, die Luminositätsmessung und die Triggereffizienz. Letztere wird in [25] mit $\pm 5\%$ abgeschätzt. Die systematischen Fehler der Spurrekonstruktion und der Luminositätsmessung sind in [1] angegeben. Der systematische Fehler der ΔM-Anpassung wurde durch die Veränderung der Parameter der Anpassungsfunktion zu ca. 10% bestimmt.

Unsicherheiten in der Akzeptanzbestimmung ergeben sich vor allem aus der geringen Statistik der vorliegenden Monte-Carlo-Simulation.

Der Schnitt auf eine von `ddxmod` bestimmte Wahrscheinlichkeit auf das Kaon des D^0-Zerfalls von mehr als 10% oder $p_T(\text{Kaon}) > 0.5$ GeV/c wird bei der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz durch die alleinige Forderung auf den Transversalimpuls ersetzt. Einen weiteren Beitrag zum systematischen Fehler liefern die geringe Statistik der vorliegenden Simulation und die Tatsache, daß lediglich Ereignisse des Jahres 1997 berücksichtigt wurden. Unterschiede z. B. im Zustand der Jetkammern in den verschiedenen Jahren fließen somit nicht die Rekonstruktionseffizienz ein.

Systematische Fehler des Wirkungsquerschnitts		
Beitrag	sichtbar [%]	extrapoliert [%]
Rekonstruktionseffizienz	30	30
Akzeptanz	-	5
Triggereffizienz	5	5
Luminosität	1.5	1.5
Spurrekonstruktion	10	10
Anpassung des D^*-Signals	10	10
Elektronen aus Untergrundereignissen	8	8
Verzweigungsverhältnis	2	1
Bottom-Anteil im vierten Korrelationsgebiet	6	6
Systematischer Fehler	34%	35%

Tabelle 6.3: *Abschätzung relevanter systematischer Fehler, die in die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts eingehen. Der verwendete Monte-Carlo-Generator AROMA liefert einen Beitrag zum theoretischen systematischen Fehler, weil aufgelöste Prozesse in der PGF nicht simuliert werden. Die Einflüsse der Masse des Charm-Quarks und der Partondichten des Protons werden in [8] und [21] diskutiert.*

Der experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitt liegt etwas unter der Vorhersage der Monte-Carlo-Simulation, der mit 1.35 nb für den sichtbaren Bereich und 684 nb für den gesamten Phasenraum gegeben ist. Aufgrund der statistischen und systematischen Unsicherheiten der Analyse sind die bestimmte Werte mit denen der Vorhersage verträglich.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden D^*-Elektron-Ereignisse mit dem H1-Detektor gemessen, wobei der Zerfall $q\bar{q} \rightarrow D^{*\pm}e^{\mp}X \rightarrow (D^0\pi_s^{\pm})e^{\mp}X \rightarrow (K^{\mp}\pi^{\pm})\pi_s^{\pm}e^{\mp}X$ betrachtet wird. Die Anzahl der D^*-Ereignisse wird mit der Anpassung einer Funktion an die rekonstruierte Massendifferenz $\Delta M = M(K\pi\pi_s) - M(K\pi)$ ermittelt. In Ereignissen mit D^*-Kandidaten wird mittels der im LAr Kalorimeter bestimmten Elektronqualität nach Elektronen gesucht. Es stellt sich heraus, daß etwa in jedem dritten Ereignis ein Elektron-Kandidat gefunden wird. Um den Untergrund durch Hadronen zu vermindern, werden zusätzlich strengere Schnitte gefordert, durch die lediglich 1.9% der Pionen ausgewählt werden. Nach Abschluß dieser Selektion liegt der Anteil der Elektronen bei knapp 20%.

Um die Anzahl der Elektronen zu bestimmen, wird der spezifische Energieverlust dE/dx betrachtet. Die Überlappung der dE/dx-Verteilungen von Hadronen und Pionen ist im Anschluß an die kalorimeterbasierte Auswahl so weit zurückgegangen, daß eine Separierung von Elektronen und Hadronen möglich ist. Es wird eine simultane Anpassung der Elektron-Kandidaten an die dE/dx-Verteilung und der zugehörigen D^*-Kandidaten an die ΔM-Verteilung vorgenommen, um die Anzahl der D^*-Elektron-Ereignisse zu bestimmen. Hierbei werden dE/dx-Referenzverteilungen aus Teilchenproben an die Ereignisdaten angepaßt. Diese Teilchenproben sind:

1. Elektronen aus J/ψ-Zerfällen: $J/\psi \rightarrow e^+e^-$

2. Elektronen aus Photonkonversionsereignissen: $\gamma \rightarrow e^+e^-$

3. Pionen aus Kaonzerfällen: $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Die Werte des spezifischen Energieverlustes von Positronen liegen im Mittel unterhalb der dE/dx-Werte der Elektronen, so daß sich die dE/dx-Verteilungen der Positronen-Kandidaten und der Pionen nahezu vollständig überlagern. Es werden folglich nur Ereignisse mit Elektronen betrachtet.

Das aus dem Quark-Antiquark-Paar entstehende D^*-Meson und das Elektron können nur bestimmte Ladungs- und Winkelkombinationen zueinander aufweisen. Diese sind:

- Korrelationsgebiet 1: $Q(D^*) = Q(e)$ und $\Delta\Phi(D^*, e) < 90°$
- Korrelationsgebiet 2: $Q(D^*) = Q(e)$ und $\Delta\Phi(D^*, e) \geq 90°$
- Korrelationsgebiet 3: $Q(D^*) \neq Q(e)$ und $\Delta\Phi(D^*, e) < 90°$
- Korrelationsgebiet 4: $Q(D^*) \neq Q(e)$ und $\Delta\Phi(D^*, e) \geq 90°$

In den vier Korrelationsgebieten wird die Anzahl von D^*-Elektron-Ereignissen ermittelt. Hierbei wird im vierten Korrelationsgebiet, dem Hauptproduktionsgebiet für Charm-Ereignisse, mit 63 ± 15 Ereignissen ein signifikant von Null verschiedenes Signal gemessen. D^*-Ereignisse aus aus Bottom-Produktion und Elektronen aus Dalitzzerfällen werden abgeschätzt und von der Ereignisanzahl im vierten Korrelationsgebiet subtrahiert. Der durch Monte-Carlo-Simulationen in führender Ordnung der QCD berechnete Beitrag von Charm-Produktion im dritten Korrelationsgebiets beträgt ca. 6%. Es wird der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt:

$$
\begin{aligned}
\sigma^c_{vis}\,(ep \to e'D^*eX) &= \quad (1.24 \pm 0.21 \pm 0.42)\ \text{nb} \\
\sigma^c\,(ep \to e'c\bar{c}X) &= \quad (622 \pm 150 \pm 218)\ \text{nb}
\end{aligned}
$$

Die gemessenen Werte stimmen mit denen der Vorhersage aus LO-QCD von 1.35 nb für den visuellen und 684 nb für den extrapolierten totalen Wirkungsquerschnitt innerhalb der Fehlergrenzen überein.

In dieser Arbeit wird mit den Daten von 1997 (e^+p-Kollisionen) bis 1999 (e^-p-Kollisionen) eine Analyse im Bereich kleiner Zerfallswahrscheinlichkeiten von $\mathcal{BR}\,(c\bar{c} \to D^*eX \to (D^0\pi_s)\,eX \to (K\pi)\,\pi_s eX) \;=\; 0.069\%$ durchgeführt. Unter Einschluß der e^+p-Daten der Jahre 1999 und 2000 sollten in allen vier Korrelationsgebieten signifikant von Null verschiedene Ereigniszahlen gemessen werden können, die folglich eine Bestimmung des theoretisch interessanten Wirkungsquerschnitts für b-Produktion erlauben. Nach Wiederaufnahme der Datennahme 2001/2002 werden aufgrund der erhöhten Luminosität des HERA-Beschleunigers ungefähr 150 pb^{-1} Daten pro Jahr erwartet. Neben einer statistisch verläßlicheren Bestimmung totaler und differentieller Wirkungsquerschnitte sollte in Zukunft mit der Messung von D^*-Elektron-Ereignissen die Bestimmung von x_g und x_γ möglich werden.

Anhang A

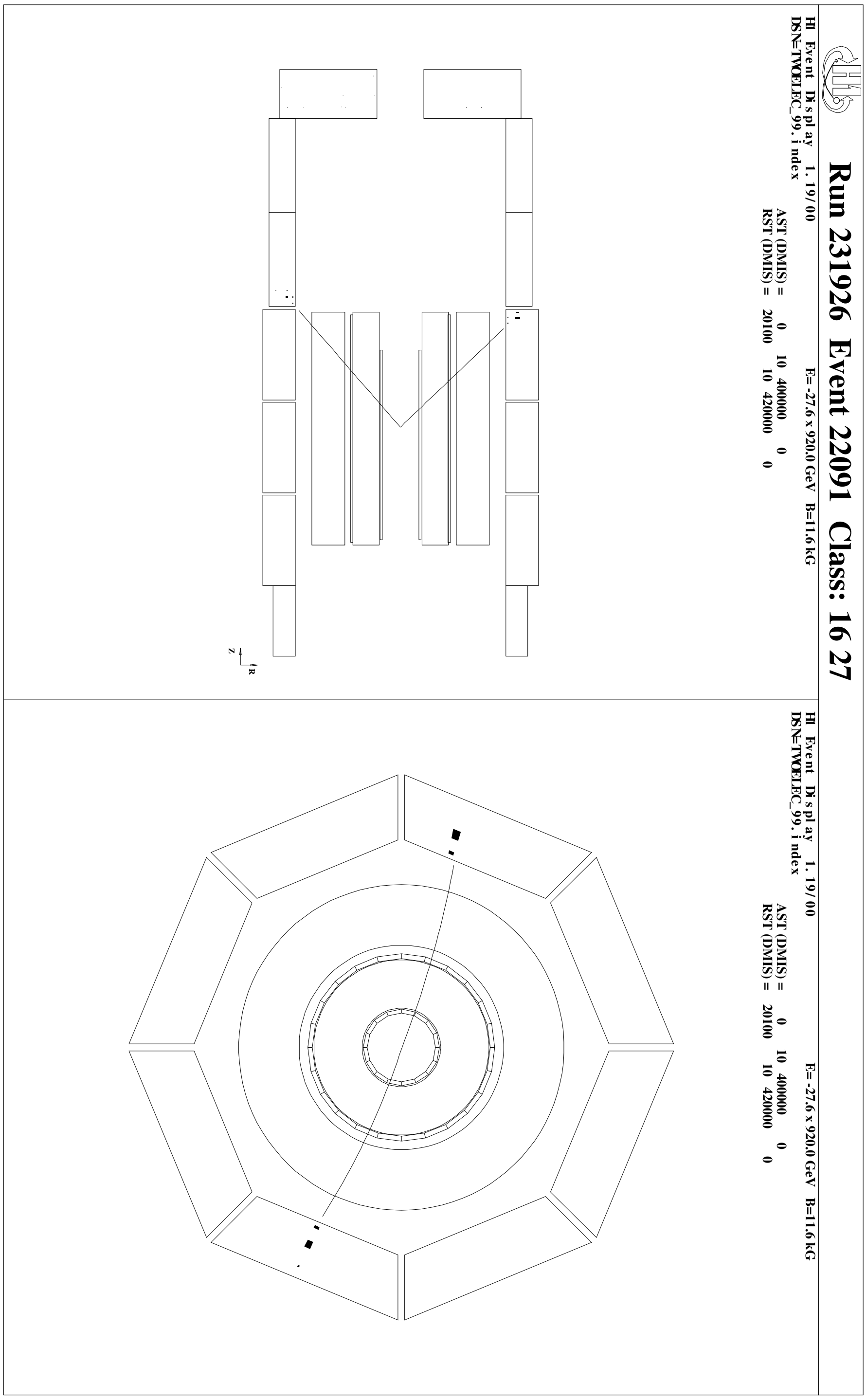


Abbildung A.1: *Ereigniskandidat für elastische J/ψ-Produktion. Das linke Teilbild zeigt die $r-z$-Ansicht, das rechte die Sicht in der $x-y$-Ebene. Eingezeichnet sind die zentralen Spurkammern und das elektromagnetische LAr Kalorimeter.*

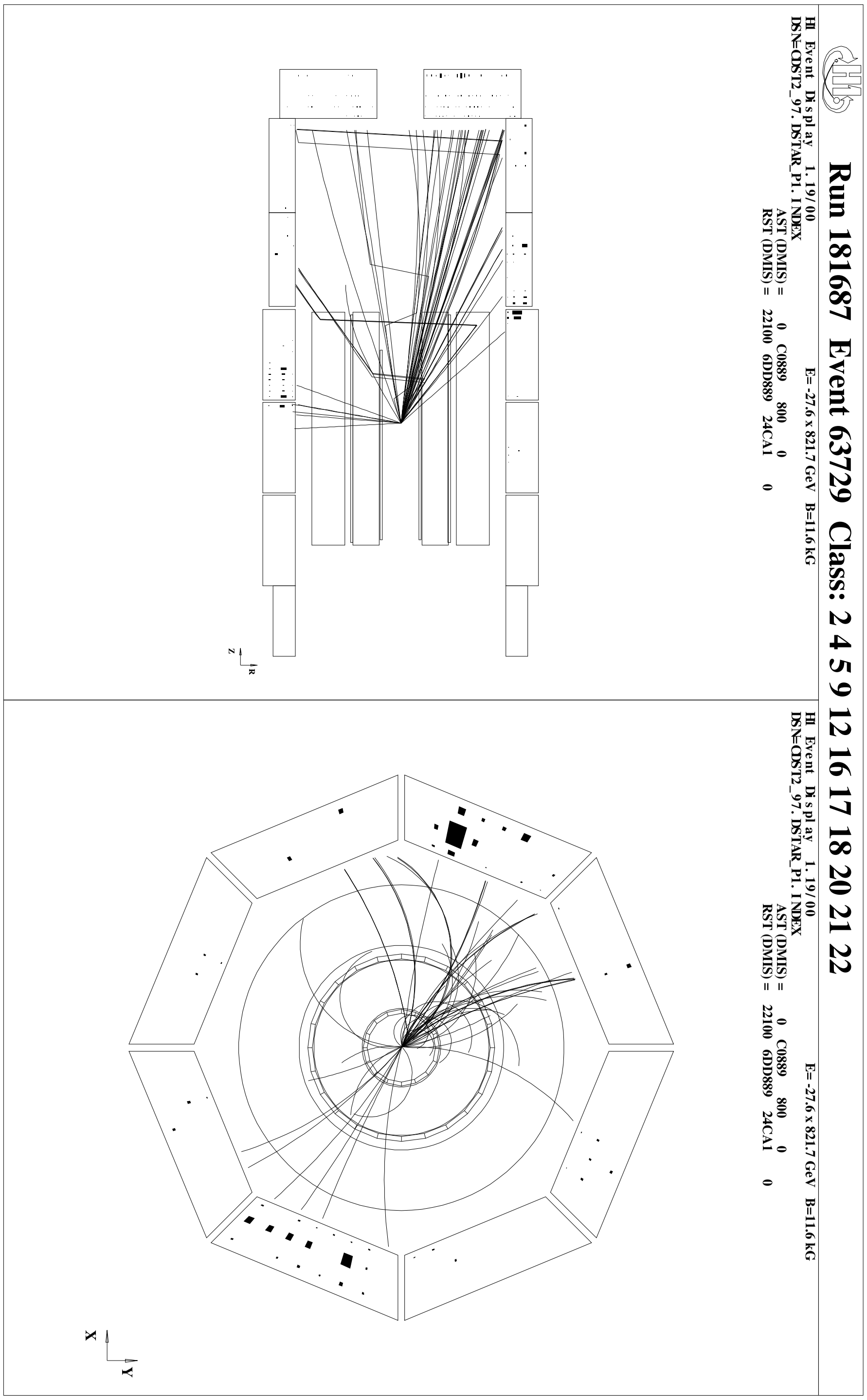


Abbildung A.2: *Mögliches D^*-Elektron-Ereignis des Jahres 1997. Das linke Teilbild zeigt die $r-z$-Ansicht, das rechte die Sicht in der $x-y$-Ebene. Eingezeichnet sind die zentralen Spurkammern und das elektromagnetische LAr Kalorimeter.*

Literaturverzeichnis

[1] I. Abt *et al.*. *The H1 detector at HERA*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A386**:310–347 (1997)

[2] I. Abt *et al.*. *The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A386**:348–396 (1997)

[3] R. Akers *et al.*. Z. Phys., **C67**:27 (1995)

[4] B. Andersson. *The Lund model*. Cambridge University Press (1998)

[5] S. A. Baird *et al.*. *A Fast Track Trigger with High Resolution for H1*. H1-06/99-573 (1999). `H1-06/99-573`

[6] C. Caso *et al.*. *Review of Particle Physics*. European Physics (1998)

[7] D. Dünkelmann. *D^*-Ereignisse in Photoproduktion (mündliche Mitteilung)*

[8] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi. *Total Cross Sections for Heavy Flavour Production at HERA*. Phys. Lett., **B384**:633–645 (1995). `hep-ph/9412348`

[9] J. Gassner. *Messung der Ortsauflösung des H1-Siliziumvertexdetektors*. Diplomarbeit, ETH Zürich (1996). `ETHZ-IPPInternalReport96-4`

[10] H1 Collaboration. URL `http://www-h1.desy.de/idet/upgrade/` `H1-intern`

[11] H1 Collaboration. URL `http://www-h1.desy.de/h1/www/h1det/tracker/sitracker/cst/Welcome.html/`

[12] H1 Collaboration. URL `http://www-h1.desy.de/h1/iww/itrigger/L4Farm/` `H1-intern`

[13] K. Hebbel. *Measurement of Charm Production in Deep Inelastic ep Scattering at HERA*. Doktorarbeit, Universität Hamburg (2000)

[14] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner (1984)

[15] T. Kuhr. *D^*-Produktion in tiefinelastischer Streuung (mündliche Mitteilung)*

[16] T. Kuhr. *Rekonstruktion von V^0s mit dem H1-Silizium-Detektor*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (1998)

[17] S. Mohrdieck. *Inelastische J/ψ-Erzeugung in Elektroproduktion am H1-Experiment bei HERA*. Doktorarbeit, Universität Hamburg (2000)

[18] B. Naroska, S. Schiek und G. Schmidt. *Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta* (1997). H1-05/97-518

[19] Particle Data Group. *Review of Particle Physics*. The European Physical Journal, **C15**(1-4) (2000)

[20] S. A. Prell. *Entwicklung des Steuer- und Auslesemoduls für die Siliziumstreifendetektoren des H1-Detektors*. Doktorarbeit, Universität Hamburg (1996)

[21] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason and G. Rodolfi. *Heavy-Quark Production*. Heavy Flavours II. hep-ph/9702287

[22] P. Schmüser. *Feynmangraphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer (1995)

[23] J. Steinhart. *Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes mit der zentralen Spurkammer am H1-Detektor und seine Anwendung zur Unterdrückung von Untergrund*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (1995). FH1T-95-02

[24] J. Steinhart. *Die Messung des totalen $c\bar{c}$-Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes von Λ_c-Baryonen unter Verwendung der verbesserten dE/dx-Teilchenidentifikation am H1 Experiment bei HERA*. Doktorarbeit, Universität Hamburg (1999)

[25] J. Wagner. *Bestimmung von ep-Wirkungsquerschnitten für Charm- und Beauty-Produktion durch D*-Myon-Koinzidenzen*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (2000)

[26] A. Ziegler. *Untersuchung der Identifikation von semielektronischen Zerfällen schwerer Quarks in der $e-p-$ Wechselwirkung*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (2000)

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

Im vergangenen Jahr haben viele Personen am H1-Experiment dazu beigetragen, daß diese Arbeit entstehen konnte. Zu besonderem Dank bin ich jedoch auch denjenigen verpflichtet, die mir in den Jahren zuvor geholfen haben, die kleinen und großen Dinge des Studiums zu bewältigen.

Zuallererst möchte ich mich bei Herrn Prof. Blobel für die angenehme und lehrreiche Betreuung dieser Arbeit bedanken. Insbesondere in den Diskussionen über Statistik, Datenstrukturen und Software-Erstellung habe ich sehr viel gelernt.

Frau Prof. Naroska danke ich für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Großer Dank gebührt Herrn Dr. Ralf Gerhards, der unsere kleine Gruppe an Diplomanden und Doktoranden Woche für Woche betreut und mit neuen Tips und Anregungen versorgt hat.

Bei meinen Zimmerkollegen Dirk Dünkelmann, Gero Flucke, Thomas Kuhr und Jeannine Wagner bedanke ich mich für die schöne und produktive Zusammenarbeit, die zahlreichen wertvollen Diskussionen und nicht zuletzt auch für die hilfsbereite Einführung in die Datenanalyse bei H1.

Bei Aleph, Geoff, John, Linus, Lutz und Theo darf ich mich für die hervorragenden Möglichkeiten zur Ablenkung bedanken, die ich in den vergangenen Jahren genießen durfte.

Christopher, Gökhan, Katja, Presche und Steffi danke ich für die schöne Zeit in Göttingen – und darüber hinaus!

Meinen Eltern danke ich für ihre stetige Unterstützung und ihre fortwährenden Ermutigungen, insbesondere während des letzten Jahres.

Und schließlich möchte ich meinem Bruder Børge danken, der diese Arbeit tapfer korrekturgelesen hat.

Erklärung

Ich versichere, daß ich die Arbeit unter Verwendung der angegebenen Quellen selbständig angefertigt habe.

Hamburg,