Semimyonischer Zerfall des D–Mesons im H1–Experiment

von
Jan Theißen

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

im Mai 1994

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

Zusammenfassung

Bei Elektron-Proton-Kollisionen am Speicherring HERA entstehen über den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion unter anderem $D^{*\pm}$-Mesonen. Es wird die Möglichkeit untersucht, diese $D^{*\pm}$-Mesonen über den semimyonischen Zerfallskanal $D^{*+} \to D^0\pi^+ \to (K^-\mu^+\nu_\mu)\pi^+$ mit Hilfe der Pseudo-ΔM-Methode nachzuweisen. Ein wichtiger Punkt bei der Suche nach geeigneten Schnittkriterien ist die Myonidentifikation mit dem instrumentierten Eisen des H1-Detektors. Auf Monte-Carlo-Ebene ist in Ereignissen der Photon-Gluon-Fusion ein Signal semimyonischer Zerfälle zu sehen. Der Einfluß möglicher Untergrundquellen wird abgeschätzt. Für die 1993 genommenen Daten ist mit der Pseudo-ΔM-Methode wegen der kleinen Statistik noch keine Aussage möglich.

Abstract

In electron-proton collisions at HERA $D^{*\pm}$-mesons are produced in the photon-gluon fusion process. The possibility to identify these $D^{*\pm}$-mesons with the pseudo-ΔM-method using the decay $D^{*+} \to D^0\pi^+ \to (K^-\mu^+\nu_\mu)\pi^+$ is investigated. An important aspect in the search for cuts to reduce background is the muon identification in the instrumented iron of the H1-detector. Possible sources of background are examined and their influence on the signal is estimated. On Monte-Carlo level a signal of semimuonic decays is seen in photon-gluon-fusion events. The statistics in the 1993 data is too low to draw any conclusions with the pseudo-ΔM-method.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Der Speicherring HERA mit den beiden Detektoren H1 und ZEUS ist das erste Beschleuniger-Experiment, in dem ein Elektronenstrahl mit einem Protonenstrahl bei hohen Energien zur Kollision gebracht wird. Ein Teil des Forschungsprogramms besteht darin, die Verteilung der Gluonen im Proton, ausgedrückt durch die Gluonstrukturfunktion, zu messen. Zu diesem Zweck betrachtet man beispielsweise Ereignisse der Photon-Gluon-Fusion, die identifiziert und kinematisch rekonstruiert werden müssen. Am erfolgversprechendsten scheint dabei der Fall zu sein, daß in der Photon-Gluon-Fusion ein Paar aus Charm-Quark und Anti-Charm-Quark entsteht. Nach der Fragmentation in Hadronen treten in solchen Reaktionen oft D-Mesonen (Mesonen mit Charm) auf. Gelingt es, diese D-Mesonen mit geeigneten Methoden zu identifizieren, dann läßt sich über sie die Kinematik des zugrundeliegenden Prozesses der Photon-Gluon-Fusion rekonstruieren.

In dieser Arbeit wird anhand von Monte-Carlo-Studien untersucht, inwieweit man den semimyonischen Zerfall

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

mit Hilfe des H1-Detektors über die sogenannte Pseudo-ΔM-Methode nachweisen kann. Im Vordergrund stehen dabei die Suche nach Möglichkeiten, den Untergrund zu reduzieren, und die verbleibenden Untergrundquellen. Mit den so ermittelten Kriterien wird am Ende in Kapitel 7 ein Blick in die 1993 genommenen Daten geworfen.

Im folgenden wird durchgehend das der Elementarteilchenphysik angepaßte Einheitensystem benutzt, in dem $\hbar = c = 1$ gilt, so daß Energie, Impuls und Masse in Einheiten der Energie gemessen werden.

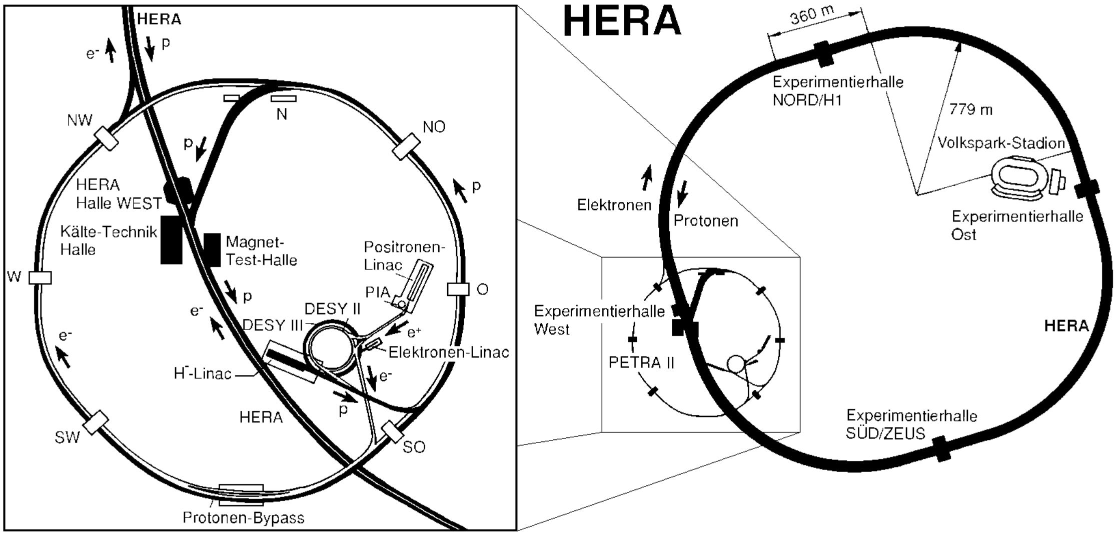

Abbildung 1: Skizze des Speicherrings HERA

1 HERA und H1

1.1 Der Speicherring HERA

Nach einer langen Reihe von Streuexperimenten, bei denen Elektronen auf ein Ziel mit quasi ruhenden Protonen geschossen wurden („Fixed-Target-Experimente"), ist HERA der weltweit erste Elektron-Proton-Speicherring. In ihm trifft ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 30 GeV auf einen Protonenstrahl mit einer Energie von 820 GeV. Das entspricht einer Schwerpunktsenergie von etwa 314 GeV, die mit Fixed-Target-Experimenten praktisch unerreichbar ist. Damit können theoretisch Strukturen im Proton bis 10^{-18}m aufgelöst werden, eine Größenordnung mehr als bei bisherigen Elektron-Proton-Streuexperimenten. Diese Art von Experimenten ist in gewisser Weise komplementär zu Elektron-Positron-Experimenten, denn sie liefert einige Aussagen über den Aufbau des Protons und die QCD, die mit Elektron-Positron-Speicherringen nicht möglich sind.

Nach acht Jahren Planungs- und Bauzeit ist der Speicherring HERA seit Frühjahr 1992 in Betrieb. In einem unterirdischen Tunnel, der zum Teil unter dem Gelände des DESY in Hamburg liegt, befinden sich der Elektron- und Protonspeicherring mit einem Umfang von je 6,3 km (Abbildung 1). Eine besondere technische Herausforderung war die erstmalige industrielle Massenproduktion von supraleitenden Magneten für den Protonspeicherring [1]. Mit normalleitenden Magneten wäre eine Feldstärke von 4,65 T, die für den Protonenstrahl bei einem Krümmungsradius von 797 m benötigt wird, nicht möglich gewesen. Die Elektronen und Protonen werden in Paketen („Bunches") von etwa 10^{10} Teilchen in mehreren Stufen vorbeschleunigt, bevor sie in den HERA-Ring eingeschleust

Parameter		Design	1992	1993
Umfang	[m]	6636		
Kollisionswinkel	[Grad]	0		
Kollisionsrate	[MHz]	10,4		
Magnetfeld im Elektronenring	[T]	0,165	0,149	0,149
Magnetfeld im Protonenring	[T]	4,68		
Energie der Elektronen	[GeV]	30	26,7	26,7
Energie der Protonen	[GeV]	820		
Schwerpunktsenergie	[GeV]	314	296	296
Zahl der Elektron-/Protonpakete		je 210	je 10	90/94
integrierte Luminosität pro Jahr	[pb^{-1}]	100	0,025	0,5

Tabelle 1: Die wichtigsten Parameter des Speicherrings HERA

werden, in dem sie auf ihre Nominalenergie gebracht werden. Es besteht die Möglichkeit, den Elektronenstrahl bis zu 80% longitudinal zu polarisieren. Durch Reaktionen der Elektronen und Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr nimmt die Strahlintensität im Laufe der Zeit ab, so daß die Lebensdauer in der Größenordnung von einigen Stunden liegt. In den geraden Beschleunigungsstrecken des HERA-Rings befinden sich die vier Wechselwirkungszonen, in denen alle 96 ns ein Elektronenpaket frontal auf ein Protonenpaket trifft. Das entspricht einer Kollisionsrate von 10,4 MHz – eine weitere technische Herausforderung vor allem für den Trigger (s.u.), wenn man bedenkt, daß z.B. bei LEP die Rate um einen Faktor 200 kleiner ist. In zwei der Wechselwirkungszonen stehen die Detektoren der Elektron-Proton-Experimente ZEUS und H1, ein drittes Experiment namens HERMES [2] mit einem polarisierten Gas-Target im Elektronenstrahl soll ab 1995 in Betrieb gehen. Die Luminosität ist eine wichtige Größe zur Charakterisierung der Empfindlichkeit eines Streuexperiments. Die Anzahl von Elementarteilchenreaktionen eines bestimmten Typs pro Zeiteinheit ist das Produkt aus der Luminosität und dem Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion, so daß für die Beobachtung seltener Prozesse eine möglichst große Luminosität anzustreben ist. Die wichtigsten Parameter des Speicherrings HERA sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. Angegeben sind die Designwerte und, sofern davon abweichend, die 1992 und 1993 tatsächlich erreichten Werte.

1.2 Das H1-Experiment

Der H1-Detektor (Abbildung 2) ist als Universaldetektor geplant, d.h. er soll in der Lage sein, Energie, Impuls und Richtung möglichst aller Teilchen zu messen, die bei einer Elektron-Proton-Wechselwirkung entstehen. Daraus ergibt sich, daß er einen möglichst großen Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt abdecken sollte; man spricht von einem „hermetischen“ Detektor. Im Gegensatz zu symmetrischen e^+e^--Speicherringen wie z.B. LEP, bei denen das Schwerpunktsystem ruht, ergibt sich bei HERA eine Besonderheit: Da die Energie der einlaufenden Protonen sehr viel größer ist als die Energie der einlaufenden Elektronen, bewegt sich das Schwerpunktsystem in Richtung des Protonenstrahls, im weiteren Vorwärtsrichtung genannt. Das hat zur Folge, daß die meisten Reaktionsprodukte in Vorwärtsrichtung auftreten. Um auch in diesem Bereich die Teilchenspuren noch voneinander zu trennen, sind H1 und ZEUS dort dichter mit Detektorkomponenten bestückt als in Rückwärtsrichtung. Dennoch fliegt natürlich ein Teil der Reaktionsprodukte unter so kleinem Winkel zur Strahlachse, daß er keine Detektorkomponente mehr trifft und unvermeidlich im Strahlrohr verloren geht.

Abgesehen von der unterschiedlichen Instrumentierung in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung ist der H1-Detektor annähernd rotationssymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut. Der H1-Konvention folgend wird im weiteren ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem benutzt, das den Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt hat. Die positive z-Achse liegt in Richtung des Protonenstrahls und die positive y-Achse zeigt senkrecht nach oben. Oft werden auch Polarkoordinaten verwendet, dabei gibt der Polarwinkel θ den Winkel zur positiven z-Achse an und der Azimutalwinkel ϕ den Winkel in der xy-Ebene, von der positiven x-Achse aus gerechnet.

Detektorkomponenten

Im folgenden wird kurz der Aufbau des H1-Detektors von innen nach außen anhand von Abbildung 2 erläutert, eine detaillierte Beschreibung findet sich in [3]. Der Elektronen- und der Protonenstrahl werden innerhalb des evakuierten Strahlrohrs (1) geführt, dabei tritt der Elektronenstrahl in Abbildung 2 von links unten, der Protonenstrahl von rechts oben in den Detektor ein.

An das Strahlrohr schließen sich die zentralen Spurkammern (2) an. Die wichtigsten Teilkomponenten sind die innere und äußere Driftkammer zum Nachweis von Spuren geladener Teilchen. Die Drähte sind parallel zur Strahlachse gespannt und die beiden Kammern überdecken einen Polarwinkelbereich von 25° bis 155°. Die Ortsauflösung für Spuren liegt in der $r\phi$-Ebene bei $\sigma_{r\phi} = 170\mu$m, während die z-Koordinate entlang des Signaldrahtes über Ladungsteilung bestimmt werden muß und daher nur eine Auflösung von $\sigma_z = 22$ mm gestattet. Zwei zusätzliche flache Driftkammern (z-Kammern), deren Drähte senkrecht zur Strahlachse stehen, verbessern die Auflösung in der z-Koordinate auf etwa $\sigma_z \simeq 350\mu$m. Sie befinden sich vor der inneren und zwischen der inneren und äußeren Driftkammer. Außerdem sind noch zwei dünne Lagen von Vieldrahtproportionalkammern eingebaut, die wegen ihrer Schnelligkeit hauptsächlich für den Trigger benutzt werden. Der Impuls der Teilchen wird über die Krümmung der Spuren im Magnetfeld der Hauptspule gemessen. Die Impulsauflösung der zentralen Spurkammern liegt bei $\sigma_p/p^2 \leq 0,01\mathrm{GeV}^{-1}$, eine Messung des mittleren Energieverlusts pro Wegstrecke $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ ist in den Driftkammern mit einer Genauigkeit von 10% möglich.

Die Vorwärtsspurkammern (3) enthalten zusätzliche Driftkammern für den Nachweis geladener Spuren im Vorwärtsbereich ($7° \leq \theta \leq 25°$) und Übergangsstrahlungsmodule zur Trennung von Elektronen und Pionen.

Das H1-Kalorimeter ist als Sampling-Kalorimeter konstruiert, in dem Absorber und Nachweismaterial unterschiedlich sind und abwechselnd in Schichten aufeinander folgen. Als

Nachweismaterial wird flüssiges Argon verwendet, daher befindet sich das gesamte Kalorimeter in einem Kryostaten (15). Das Kalorimeter deckt den Polarwinkelbereich 4° bis 153° ab und ist zweigeteilt: Der innere elektromagnetische Teil (4) des Kalorimeters benutzt Bleiplatten als Absorber, um den Schauer eines Photons oder Elektrons vollständig aufzunehmen und die Energie des einfallenden Teilchens zu messen. Der äußere hadronische Teil (5) verwendet Edelstahlplatten als Absorber und mißt die Energie der aufschauernden Hadronen.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter wird ergänzt durch zwei weitere Kalorimeter, die bei Raumtemperatur betrieben werden: Das warme elektromagnetische Kalorimeter (12) für den Rückwärtsbereich ($151° \leq \theta \leq 177°$) und das Vorwärtskalorimeter (13) für den Bereich kleiner Polarwinkel ($0,7° \leq \theta \leq 3,3°$).

Die Magnetspule (6) ist ein supraleitender Solenoidmagnet mit einem Feld von 1,2 T, das dazu dient, die Bahnen geladener Teilchen in der xy-Ebene zu krümmen, so daß man ihren Impuls messen kann. Sie befindet sich außerhalb des Kalorimeters, um das nicht instrumentierte Material vor dem Kalorimeter so klein wie möglich zu halten. Außerdem ergibt sich in dieser Anordnung ein homogeneres Magnetfeld in den zentralen Spurkammern.

Das instrumentierte Eisen (10) führt den magnetischen Fluß der Spule zurück und besteht aus zehn jeweils 7,5 cm dicken Eisenplatten und zehn Lagen Streamer-Röhren in den Zwischenräumen (zwischen der 4. und 5. Eisenplatte sind zwei Lagen). Vor und hinter dem instrumentierten Eisen befinden sich noch jeweils drei Lagen Streamer-Röhren, die in Myonkammern (9) zusammengefaßt sind, so daß insgesamt 16 Lagen eingebaut sind. Auf die Streamer-Röhren sind Influenzelektroden aufgeklebt, die in einigen Lagen streifenförmig senkrecht zu den Signaldrähten liegen und so eine zweidimensionale Ortsinformation für die Spurrekonstruktion liefern. Die Information der Influenzelektroden wird auch zur Energiemessung von Hadronschauerausläufern benutzt, die aus dem hadronischen Kalorimeter herauslecken. Mit dem instrumentierten Eisen wird ein Polarwinkelbereich von 4° bis 171° abgedeckt.

Das Vorwärts-Myon-Spektrometer (11) besteht aus einer Spule mit mehreren Lagen Driftkammern zum Myonnachweis vor und hinter der Spule. Es mißt Impuls und Richtung hochenergetischer Myonen in Vorwärtsrichtung ($3° \leq \theta \leq 17°$).

Zwei weitere Detektorkomponenten in Rückwärtsrichtung sind nicht in Abbildung 2 zu sehen: Zum einen das Luminositätssystem, dessen Szintillationszähler auch dazu dienen, das gestreute Strahlelektron unter sehr kleinem Winkel nachzuweisen (Elektron-Tagger). Zum anderen mehrere Wände von Szintillationszählern (TOF und Veto-Wall), mit denen Untergrundereignisse unterdrückt werden können, die nicht in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunkts stattgefunden haben.

Das H1-Triggersystem

Nicht bei jeder Kollision eines Elektronenpakets mit einem Protonenpaket kommt es zu einer sichtbaren Reaktion („Ereignis"), die tatsächliche Ereignisrate liegt aber immer noch

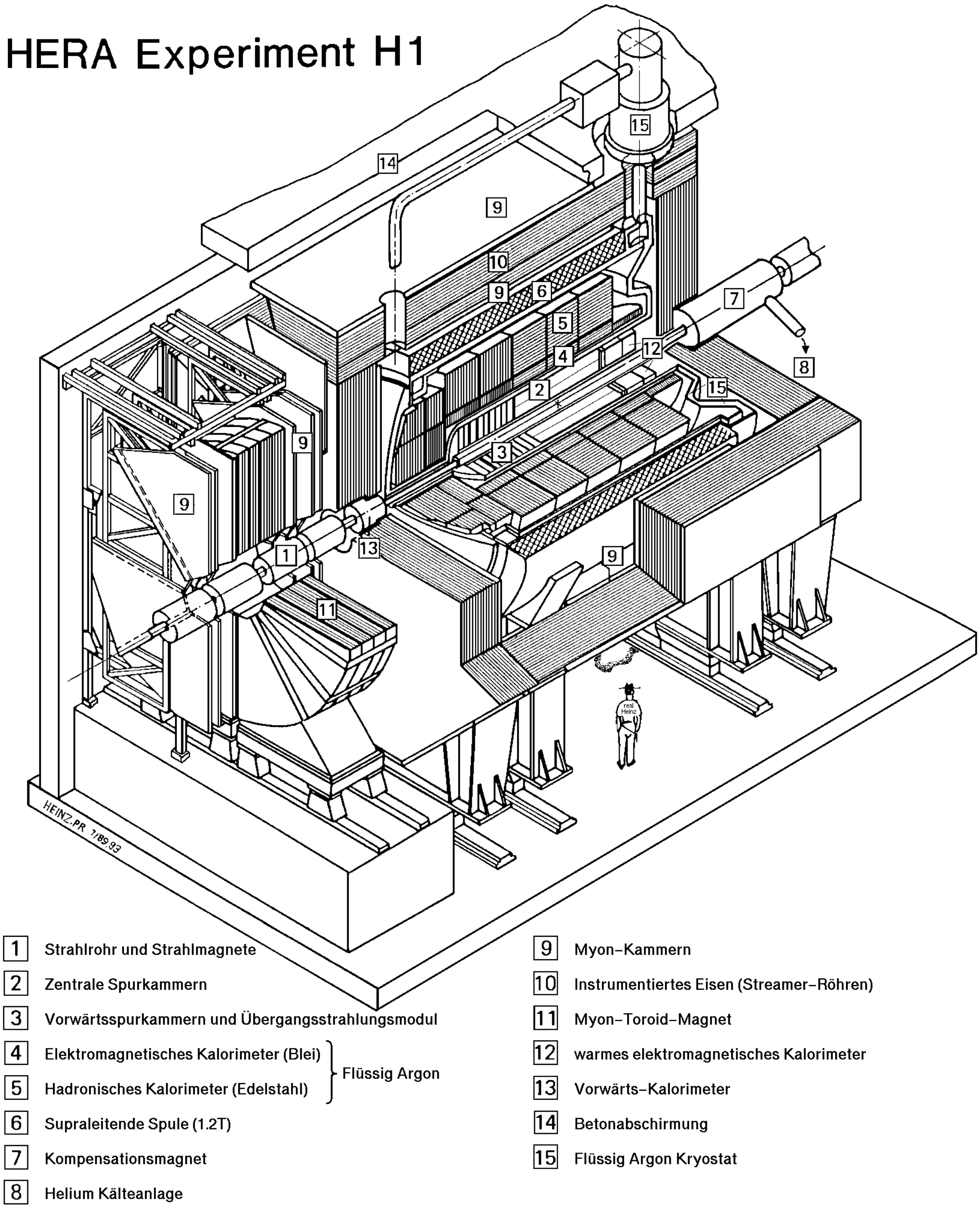

Abbildung 2: Der H1-Detektor

bei einigen hundert kHz. Die meisten Ereignisse entstehen allerdings durch starke Wechselwirkung des Protonenstrahls mit dem Strahlrohr („Beamwall-Ereignisse“) oder mit Atomen des Restgases im Strahlrohr („Beamgas-Ereignisse“) und sind störender Untergrund. Die anfallende Datenmenge pro Ereignis ist so groß, daß nur etwa fünf Ereignisse pro Sekunde auf Band geschrieben werden können. Daher muß innerhalb der Zeit, die durch die Kollisionsrate vorgegeben ist, entschieden werden, ob es sich um ein Ereignis handelt, das aufgezeichnet werden soll. Die Kunst ist dabei, möglichst wenig physikalisch interessante Ereignisse zu verlieren. Diese Aufgabe übernimmt der Trigger, der bei H1 in vier Stufen organisiert ist, wobei Ereignisse, die in einer Stufe akzeptiert werden, an die nächsthöhere Stufe weitergereicht werden. Die Stufe 1 besteht aus einem schnellen Hardware-Trigger, der zur Zeit alle akzeptierten Ereignisse direkt an die Stufe 4 übergibt, da die Stufen 2 und 3 in den Jahren 1992 und 1993 noch nicht eingebaut waren. In der Stufe 4, einem Software-Trigger, werden die ankommenden Ereignisse auf einem System von parallel arbeitenden Prozessoren, der „Filterfarm“, rekonstruiert. Dort läuft eine abgewandelte Version des Rekonstruktionsprogramms H1REC, die aus Zeitersparnis die Rekonstruktion abbricht, sobald eine endgültige Entscheidung über das Ereignis möglich ist. Näheres zum H1-Triggersystem findet sich z.B. in [3, 4].

1.3 Datenverarbeitung und -analyse

Alle vom Trigger Stufe 4 akzeptierten Ereignisse werden mit dem Rekonstruktionsprogramm H1REC komplett rekonstruiert, d.h. die elektrischen Signale der verschiedenen Detektorkomponenten werden ausgewertet und kombiniert, um Richtung, Impuls und Energie der Teilchen im Endzustand zu messen. Im einzelnen laufen in H1REC dabei unter anderem folgende Schritte ab:

- Aus dem Muster der angesprochenen Drähte in den Spurkammern werden zusammenhängende Spuren bestimmt und jeweils eine Helix an den Verlauf der Spur angepaßt.
- Sofern möglich, werden Spuren aus dem Vorwärts- und Zentralbereich einander zugeordnet, so daß die Spurparameter genauer bestimmt werden können.
- Alle so parametrisierten Spuren eines Ereignisses werden angepaßt unter der Annahme, daß sie von einem gemeinsamen Hauptvertex stammen („vertex constrained fit“). Für Spuren aus der primären Elektron-Proton-Reaktion verbessert sich dadurch die Impulsauflösung.
- Treffer im Myonsystem werden zu Spuren verbunden und es wird unter der Annahme, daß es sich um ein Myon handelt, eine zugehörige Spur in den Spurkammern gesucht (siehe Kapitel 4.1).
- Die Einträge in den einzelnen Kalorimeterzellen werden kalibriert und nach einer Rauschunterdrückung zu Clustern gruppiert. Anschließend wird versucht, Spuren in den Spurkammern mit den rekonstruierten Clustern im Kalorimeter zu verbinden.

Die Daten der Ereignisse werden zusammen mit dem Ergebnis der Rekonstruktion auf Magnetbändern abgespeichert und tragen die Bezeichnung POT („Physics events On Tape“). Um die immer noch große Datenmenge für Analysen zu reduzieren, wird anhand einiger einfacher physikalischer Bedingungen eine Vorauswahl getroffen und die verbleibenden Ereignisse werden in Eventklassen eingeteilt. Dabei bekommen z.B. Kandidaten für tiefinelastische Streuung oder Ereignisse mit einer Myonspur jeweils eine eigene Eventklasse. Für die eigenen Analysen kann man sich bei diesen DST-Daten („Data Summary Tapes“) auf einzelne Eventklassen beschränken und so die zu prozessierende Datenmenge in den Griff bekommen.

Neben dem schon erwähnten Rekonstruktionsprogramm H1REC gibt es noch das Programm H1SIM zur detaillierten Detektorsimulation auf der Basis des GEANT-Programmpakets. H1SIM liefert die Antwort des Detektors auf den Durchgang einzelner Teilchen (sog. „Inline-Events“) oder auf komplett generierte Ereignisse, z.B. aus dem Generatorprogramm PYTHIA. Die Ausgabe erfolgt im gleichen Format wie bei echten Daten und kann genauso wie diese mit H1REC rekonstruiert werden.

Ein großes Problem bei der Verwendung von H1SIM ist, daß die Simulation eines Ereignisses sehr viel Rechenzeit benötigt. Oft ist auch die Information, welche Detektordrähte oder -kammern im einzelnen angesprochen haben, gar nicht nötig und so wurde das Programm H1PSI zur parametrisierten Detektorsimulation entwickelt. In den Driftkammern werden die Spuren als Helix angenommen und die Anzahl der Treffer aus der Länge der Spur ermittelt. Im Kalorimeter wird die Form eines Teilchenschauers durch Funktionen parametrisiert, die aus Testmessungen und dem Vergleich mit H1SIM stammen. H1PSI simuliert für einige instabile Teilchen den Zerfall im Flug in den Spurkammern und enthält eine Parametrisierung der Impuls-, Winkel- und Ortsauflösung des Detektors, mit der die physikalischen Größen der generierten Teilchen verschmiert werden. Damit leistet H1PSI auch direkt eine Rekonstruktion, die ihre Ergebnisse zwar im selben Format wie H1REC liefert, aber im Vergleich zu H1REC nur einen Teil der Information ermitteln kann. Durch die um etwa zwei Größenordnungen kürzere Rechenzeit kann aber H1PSI dort sinnvoll sein, wo für qualitative Aussagen eine große Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen simuliert und rekonstruiert werden muß.

Die Analyse von rekonstruierten Daten aus H1REC oder H1PSI wird erleichtert durch das Programmpaket H1PHAN, das unter anderem Routinen zur Manipulation der rekonstruierten Vierervektoren, eine Myon-Identifikation und mehrere Algorithmen zur Jet-Analyse eines Ereignisses enthält.

Der Vergleich zwischen den Messungen und den theoretischen Erwartungen geschieht über Ereignisgeneratoren, die für verschiedene Reaktionen existieren und per Zufall entsprechend des zur Verfügung stehenden Phasenraums die Vierervektoren der Teilchen im Endzustand auswählen. Das Generatorprogramm PYTHIA kann unter anderem viele Prozesse der Photoproduktion in Elektron-Proton-Reaktionen simulieren, speziell auch die für die Erzeugung schwerer Quarks wichtige Photon-Gluon-Fusion. Die Gluonstrukturfunktion des Protons wird dabei als Parametrisierung vorgegeben und beeinflußt die kinematische Verteilung der generierten Vierervektoren. Damit läßt sich entscheiden, inwieweit verschiedene Parametrisierungen die genommenen Daten beschreiben. Die Fragmentation in

Hadronen wird in PYTHIA mit Hilfe von JETSET-Routinen simuliert. Eine nähere Beschreibung des Modells, das PYTHIA für die Photon-Gluon-Fusion benutzt, findet sich in Kapitel 3.5. Alle Monte-Carlo-Daten in der vorliegenden Arbeit stammen aus diesem Generatorprogramm (siehe Kapitel 3.2).

2 Physik bei HERA

Ein wichtiges Forschungsziel am Speicherring HERA ist die Messung der Quark- und Gluonverteilung im Proton. Mit der im Vergleich zu Fixed-Target-Experimenten weitaus günstigeren Kinematik an Speicherringen ist es bei HERA möglich, diese Verteilungen in einem Bereich zu messen, in dem der Impulsanteil x des Quarks oder Gluons am Gesamtimpuls des Protons sehr klein ist. Mit Hilfe solcher Messungen kann man die QCD in einer Region untersuchen, in der Vorhersagen über die Störungsrechnung nicht mehr möglich sind. Weiterhin erwartet man verbesserte Aussagen über die Photonstrukturfunktionen und die Physik schwerer Quarks (Charm- und Bottom-Quarks), die bei der angestrebten Luminosität in großer Rate erzeugt werden. Schließlich ist bei dem großen Schritt, den HERA in der Schwerpunktsenergie macht, auch die Suche nach neuen Phänomenen interessant, die über das Standardmodell hinausgehen. Das können neue Teilchen sein, wie z.B. Leptoquarks, oder die Entdeckung einer Substruktur von Quarks und Leptonen. Einen detaillierten Überblick über die physikalischen Möglichkeiten und die verschiedenen Forschungsrichtungen bei HERA gibt [5].

2.1 Kinematik

Die bei HERA stattfindenden Prozesse kann man grob in zwei Klassen einteilen: In Reaktionen über neutrale Ströme wechselwirkt das Strahlelektron über ein virtuelles Photon oder Z^0 und wird gestreut, in den selteneren Reaktionen über geladene Ströme sendet das Strahlelektron ein W^- aus und wird als Elektron-Neutrino gestreut. Die wichtigsten kinematischen Variablen lassen sich am Beispiel der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung einführen. Mit den in Abbildung 3 gekennzeichneten Vierervektoren k, k', q und P definiert man die folgenden lorentzinvarianten Größen:

$$
\begin{aligned}
s &= (P+k)^2 \\
Q^2 &= -q^2 = -(k-k')^2 > 0
\end{aligned}
$$

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s ist bei HERA durch die Strahlenergien fest vorgegeben, während das Quadrat des Impulsübertrags des Elektrons auf das gestreute Quark Q^2 von dem jeweiligen Prozeß abhängt. Außerdem führt man die dimensionslosen Variablen x und y ein:

$$
\begin{aligned}
x &= \frac{Q^2}{2P \cdot q} \\
y &= \frac{P \cdot q}{P \cdot k}
\end{aligned}
$$

Im einfachen Parton-Modell gibt x den Bruchteil des Protonimpulses an, den das Quark trägt, das an der Reaktion teilnimmt. In diesem Modell bewegen sich alle Partonen kollinear zum Impulsvektor des Protons und der intrinsische Transversalimpuls der Partonen wird vernachlässigt („infinite momentum frame“). Die Variable y gibt den Bruchteil der Energie an, den das einlaufende Elektron an das Photon oder Z^0 übergibt. Für den Fall,

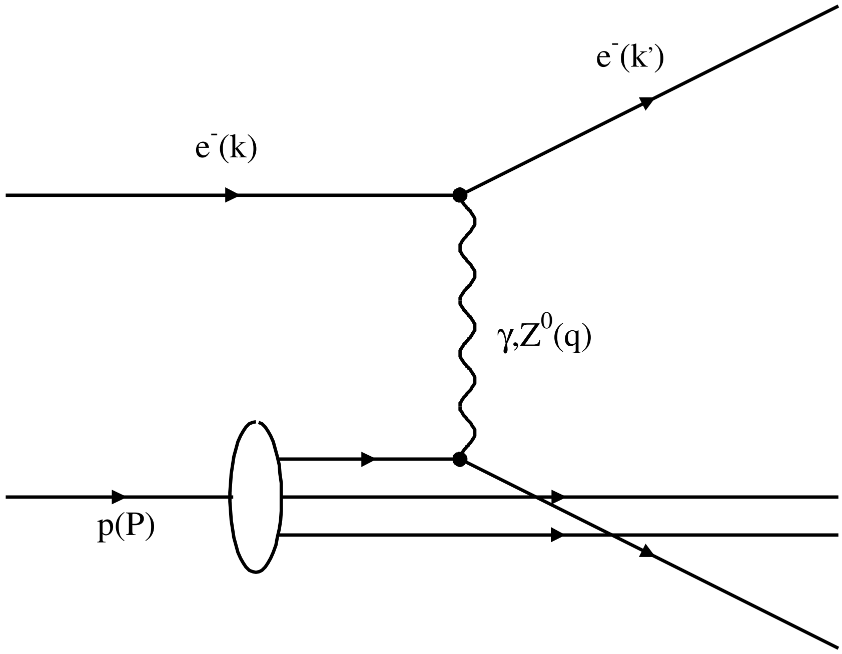

Abbildung 3: Feynmangraph der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung

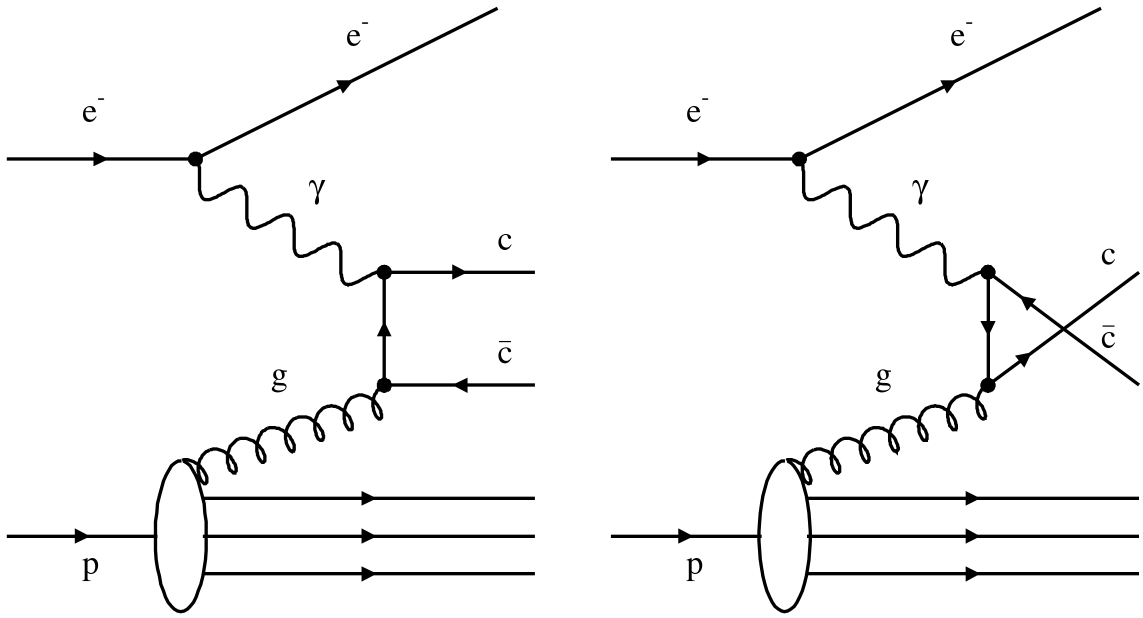

Abbildung 4: Feynmangraphen der Photon-Gluon-Fusion in ein $c\bar{c}$-Paar

daß man die Elektron- und Protonmasse vernachlässigt, sind diese vier Variablen durch die Beziehung

$$Q^2 = xys$$

verknüpft, so daß bei fester Schwerpunktsenergie zwei Variablen ausreichen, um die Streuung kinematisch zu beschreiben.

2.2 Photon-Gluon-Fusion

Der Großteil der Charm-Quarks entsteht bei HERA paarweise in Ereignissen der Photon-Gluon-Fusion (Abbildung 4). Sie ist innerhalb der Reaktionen über neutrale Ströme ein Prozeß der Ordnung $\alpha^2\alpha_s$. In der Photon-Gluon-Fusion wechselwirkt ein Photon, das vom Strahlelektron abgestrahlt wird, mit einem Gluon aus dem Proton. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Photon-Gluon-Fusion in ein $c\bar{c}$-Paar ist im Rahmen der QCD analytisch berechenbar [6, 7]. Er nimmt sein Maximum bei sehr kleinen Werten von Q^2 in der Größenordnung von 10^{-15} GeV^2 an und verhält sich wie $d\sigma/dQ^2 \propto Q^{-2}$. Daher ist die Photon-Gluon-Fusion hauptsächlich ein Prozeß der Photoproduktion und der Austausch eines Z^0 anstelle des Photons kann vernachlässigt werden.

In der Weizsäcker-Williams-Näherung läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt faktorisieren zu:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x_g\mathrm{d}y} = F_{\gamma/e}(y) \cdot g(x_g) \cdot \sigma(\gamma g \to c\bar{c}) \tag{1}$$

Dabei bezeichnet $F_{\gamma/e}(y)$ die Wahrscheinlichkeit, daß das einlaufende Elektron ein Photon mit dem Energiebruchteil y abstrahlt. Die Variable x_g bezeichnet in Analogie zur tief-inelastischen Streuung den Impulsbruchteil des Protons, den das Gluon trägt und $g(x_g)$ ist die Gluonstrukturfunktion. Da $F_{\gamma/e}(y)$ im Rahmen der Weizsäcker-Williams-Näherung gegeben ist, läßt sich aus einer Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dx_g$ der Verlauf der Gluonstrukturfunktion extrahieren. Mit der besonderen Kinematik bei HERA kann auf diese Weise $g(x_g)$ bis hinunter zu $x_g \approx 10^{-4}$ gemessen werden, wohingegen bis jetzt mit Fixed-Target-Experimenten nur der Bereich $x_g \geq 10^{-1}$ zugänglich ist und die Gluonstrukturfunktion für kleinere x_g extrapoliert werden muß.

Außer in der Photon-Gluon-Fusion können $c\bar{c}$-Paare auch in Prozessen der Ordnung $\alpha^2\alpha_s^2$ entstehen, bei denen das Photon über seine hadronische Struktur mit einem Gluon aus dem Proton in der Form $gg \to c\bar{c}$ oder einem Quark aus dem Proton in der Form $q\bar{q} \to c\bar{c}$ wechselwirkt. Diese „resolved-photon“ Prozesse machen nach theoretischen Schätzungen im Vergleich zu dem direkten Prozeß 15 bis 40% des Wirkungsquerschnitts aus. Da in der vorliegenden Arbeit die Erzeugung von D-Mesonen über die direkte Photon-Gluon-Fusion im Vordergrund steht, wurden die „resolved-photon“ Prozesse in den Monte-Carlo-Daten nicht berücksichtigt, bis auf den Datensatz CCMC (siehe Kap. 3.2), dort machen sie laut Generatorprogramm etwa 19% des Wirkungsquerschnitts aus.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Photon-Gluon-Fusion in ein $c\bar{c}$ Paar läßt sich in niedrigster Ordnung aus der Integration von (1) über x_g und y ermitteln. Berücksichtigt man noch Korrekturen höherer Ordnung, wie die „resolved-photon“ Prozesse, und die momentane Unsicherheit der Gluonstrukturfunktion, dann ergibt sich für die Energien bei HERA eine grobe theoretische Abschätzung [8] von

$$\sigma(ep \to ec\bar{c}X) = 0,68^{+0,26}_{-0,18}\,\mu\mathrm{b}$$

Bei der angestrebten Designluminosität sind daher pro Jahr größenordnungsmäßig 10^8 Ereignisse mit einem Charm-Quarkpaar zu erwarten. Die Charm-Quarks können nicht als freie Teilchen auftreten und fragmentieren in Mesonen und Baryonen mit Charm im Verhältnis 13 zu 1. Auf diese Weise entsteht bei HERA eine große Zahl von D- und D_s-Mesonen, von denen die wichtigsten in der folgenden Tabelle nach ihrem Quarkinhalt klassifiziert sind:

Quarkinhalt	pseudoskalares Meson	Vektormeson
$\lvert c\bar{u}\rangle$	D^0	D^{*0}
$\lvert c\bar{d}\rangle$	D^+	D^{*+}
$\lvert c\bar{s}\rangle$	D_s^+	D_s^{*+}

Als Anhaltspunkt für die Häufigkeit entstehen z.B. im Rahmen des Generatorprogramms PYTHIA pro Ereignis der Photon-Gluon-Fusion im Mittel 0,6 $D^{*\pm}$-Mesonen, deren Zerfall im folgenden näher untersucht wird. Mit der großen Zahl an produzierten D-Mesonen sollte es auch möglich sein, bei der Suche nach seltenen oder verbotenen Zerfällen von D-Mesonen [9] die Obergrenzen der Verzweigungsverhältnisse zu verbessern.

2.3 Der semimyonische D^0-Zerfall

Ereignisse der Photon-Gluon-Fusion in Charm-Quarks können relativ sicher identifiziert werden, wenn es gelingt, im Ereignis ein D-Meson nachzuweisen. Als Untergrund können dabei noch D-Mesonen aus Zerfällen von B-Mesonen auftreten. In dieser Arbeit wird untersucht, inwieweit sich der semimyonische Zerfall

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

für einen Nachweis des $D^{*\pm}$-Mesons eignet. Um die Notation nicht unnötig kompliziert zu machen, ist im folgenden immer auch der ladungkonjugierte Zerfall mit eingeschlossen.

Für die Wahl dieses Zerfallskanals sprechen einige Vorteile:

- Die Massendifferenz zwischen $D^{*\pm}$ und D^0 ist sehr klein und schränkt die Kinematik im $D^{*\pm}$-Zerfall so weit ein, daß ein Nachweis mit geringem Untergrund möglich ist (siehe Kapitel 3.1).
- Bei einem semimyonischen Zerfall des D^0 kann man ausnutzen, daß die Myonidentifikation mit dem H1-Detektor bereits gut untersucht ist [10, 11] und die Analyseroutinen ein relativ zuverlässiges Stadium erreicht haben.
- Von allen semimyonischen D^0-Zerfällen tritt der gewählte Zerfall immerhin zu etwa einem Drittel auf und hat zudem wenig Teilchen im Endzustand, was den Nachweis begünstigt.
- Der Zerfall ist theoretisch einfach zu berechnen, da nur ein Hadron im Endzustand auftritt, und aus dem gemessenen Verzweigungsverhältnis läßt sich ein Zahlenwert für das Element $|V_{cs}|$ der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix angeben (s.u). Aussagen über dieses Matrixelement sind bis jetzt nur über semileptonische Zerfälle von D-Mesonen und Neutrino-Wechselwirkungen mit Strange-Quarks aus dem See-Anteil im Proton z.B. in der Form $\nu_\mu s \rightarrow \mu c$ möglich [12]. Das Verzweigungsverhältnis $BR(D^0 \rightarrow K^-\mu^+\nu_\mu)$ ist erst seit 1992 in der Liste der Particle Data Group [13] enthalten und mit (2,9$\pm$0,5)% noch nicht sehr genau bekannt.

Ein unübersehbarer Nachteil eines semileptonischen Zerfalls ist natürlich, daß das Neutrino nicht im Detektor nachgewiesen werden kann und der Zerfall daher nicht vollständig kinematisch rekonstruierbar ist.

Das einzige Diagramm in führender Ordnung zum Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\mu^+\nu_\mu$ ist das Zuschauerdiagramm (Abbildung 5), in dem das Charm-Quark schwach zerfällt, während das zweite Quark als Zuschauer nicht an dem Prozeß teilnimmt. Der Übergang $c \rightarrow s$ ist Cabibbo-erlaubt, so daß allgemein bei semileptonischen Zerfällen von D-Mesonen sehr häufig Mesonen mit Strangeness $(K, K^*, ..)$ im Endzustand zu finden sind.

Der Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\mu^+\nu_\mu$ kann analog zum entsprechenden semimyonischen Zerfall des K^0 berechnet werden. In die Formel für die Zerfallsrate gehen bei Vernachlässigung

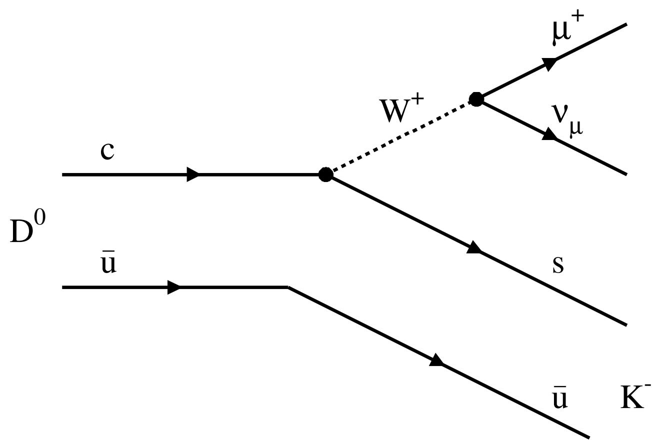

Abbildung 5: Zuschauerdiagramm für den semimyonischen Zerfall des D^0 in $K^-\mu^+\nu_\mu$

der Myonmasse als Unbekannte lediglich das CKM-Matrixelement $|V_{cs}|$ und ein einziger Formfaktor $|f_+(t)|$ ein. Der Formfaktor ist von $t = (p_\mu + p_\nu)^2$ abhängig und beschreibt den zusätzlichen Einfluß der starken Wechselwirkung im hadronischen Anfangs- und Endzustand, der über das Zuschauerdiagramm hinausgeht. Es gibt mehrere Modelle zur Berechnung dieses Formfaktors [14] und inzwischen auch Ergebnisse aus Gittereichrechnungen der QCD [15]. Eine Messung des exklusiven Verzweigungsverhältnisses kann daher $|V_{cs}|$ oder $|f_+|$ bestimmen, sofern für die andere Größe eine unabhängige Messung oder eine theoretische Abschätzung vorliegt. Näheres zur Phänomenologie und Theorie der D-Mesonen findet sich z.B. in [16].

3 Analyse generierter Daten

3.1 Die Pseudo-ΔM-Methode

Dadurch, daß die Massendifferenz zwischen $D^{*\pm}$ und D^0 mit 145,5 MeV nur knapp über der Masse des $\pi^\pm$ liegt, ist im Zerfall $D^{*+} \to D^0\pi^+$ der Impuls des π^+ im Ruhesystem des D^{*+} sehr klein (40 MeV). Das kann man ausnutzen, um diesen Zerfall über die ΔM-Methode nachzuweisen [17]. Dabei wählt man einen hadronischen Zerfall des D^0, z.B. $D^0 \to K^-\pi^+$. Sofern die Teilchensorte nicht identifiziert werden kann, kommen alle Spuren eines Ereignisses als hypothetisches Kaon und Pion in Frage, so daß nacheinander alle möglichen Kombinationen mit unterschiedlicher Ladung betrachtet werden. Man fordert, daß die invariante Masse $M(K^-\pi^+)$ innerhalb der Detektorauflösung der D^0-Masse entspricht und trägt die Differenz der invarianten Massen $M(K^-\pi^+\pi^+) - M(K^-\pi^+)$ auf. Es zeigt sich ein scharfer Peak bei der nominellen Massendifferenz zwischen $D^{*\pm}$ und D^0, dessen Halbwertsbreite durch die Detektorauflösung begrenzt ist, da die Zerfallsbreite des $D^{*\pm}$ unter 1,1 MeV liegt [13]. Der Untergrund durch falsche Teilchenzuordnungen („kombinatorischer Untergrund“) ist im Vergleich zu anderen Methoden sehr klein, denn das Signal liegt am niederenergetischen Rand des zur Verfügung stehenden Phasenraums.

Bei einem semimyonischen Zerfall, wie dem in dieser Arbeit untersuchten Zerfall

$$D^{*+} \to D^0\pi^+ \to (K^-\mu^+\nu_\mu)\pi^+ \tag{2}$$

kann das Neutrino nicht im Detektor nachgewiesen werden. Dennoch läßt sich die ΔM-Methode übertragen, wenn der Impuls des Neutrinos vernachlässigt wird [18]: Man bildet die invariante Masse $M(K^-\mu^+\pi^+)$ von Kaon-, Myon- und Pionhypothese (ein „Pseudo-D^{*+}“) sowie die invariante Masse $M(K^-\mu^+)$ von Kaon- und Myonhypothese (ein „Pseudo-D^0“). Die Differenz („Pseudo-ΔM“)

$$\Delta M = M(K^-\mu^+\pi^+) - M(K^-\mu^+)$$

zeigt immer noch einen deutlichen Peak (Abbildung 6) am unteren Ende des Phasenraums, allerdings erheblich verschmiert durch den fehlenden Impuls des Neutrinos. Dafür ist die Form des Peaks unempfindlich gegenüber Meßfehlern bei der Impulsbestimmung der einzelnen Teilchen in den Spurkammern. Anhand von Monte-Carlo-Ereignissen läßt sich abschätzen, daß die zusätzliche Verschmierung selbst dann noch nicht signifikant ist, wenn die Auflösung der H1-Spurkammern viermal schlechter wäre als die Designwerte. Ein weiteres Merkmal der Pseudo-ΔM-Verteilung ist, daß der Peak mit steigender Pseudo-D^0-Masse $M(K^-\mu^+)$ schärfer wird, wie Abbildung 7 zeigt (siehe auch [14, 19]).

3.2 Verwendete Datensätze

In der weiteren Analyse werden die folgenden Datensätze benutzt:

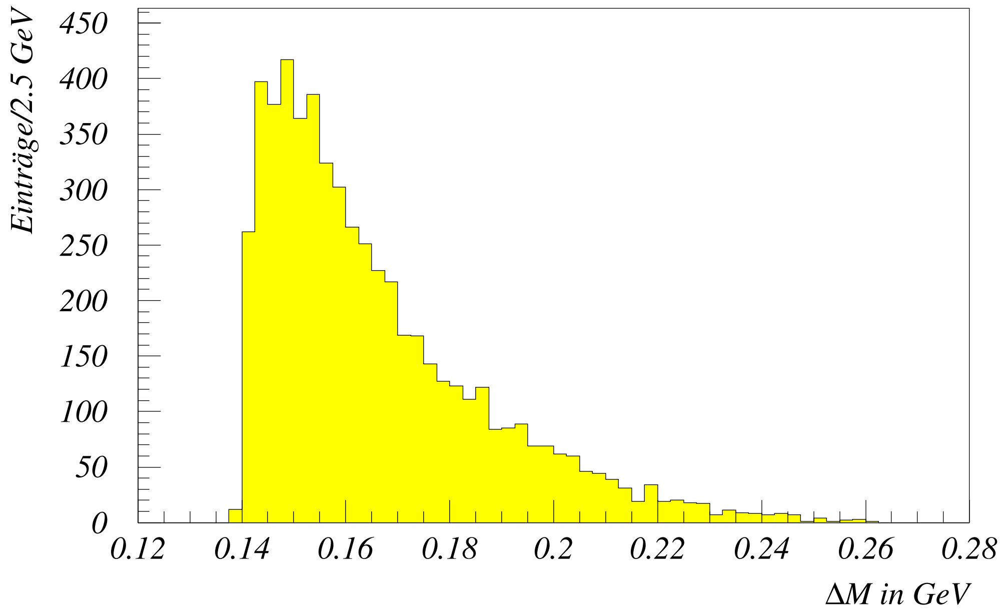

Abbildung 6: Pseudo-ΔM-Verteilung im Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow (K^-\mu^+\nu_\mu)\pi^+$ auf Monte-Carlo-Ebene

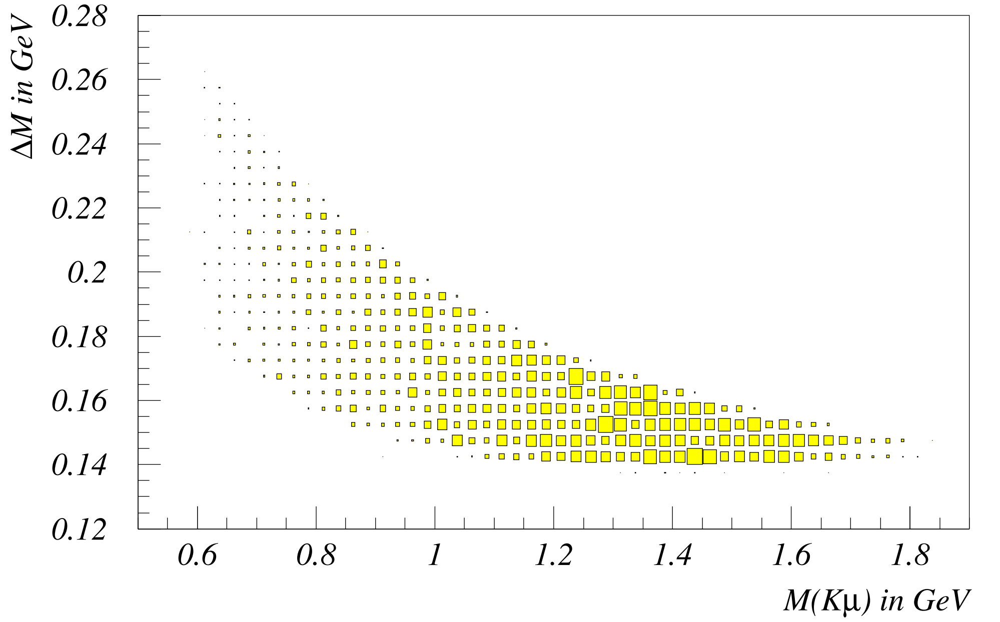

Abbildung 7: Pseudo-ΔM-Verteilung in Abhängigkeit von $M(K^-\mu^+)$ auf Monte-Carlo-Ebene

- Für den Datensatz DSPSI wurden 1280000 Ereignisse der Photon-Gluon-Fusion in ein $c\bar{c}$-Paar mit dem Generatorprogramm PYTHIA erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses liegt unter Benutzung der Standard-Strukturfunktionen des Generators bei etwa 570 nb. Je nach verwendeten Strukturfunktionen kann dieser Wirkungsquerschnitt um einen Faktor zwei schwanken. Aus den erzeugten Ereignissen wurden alle herausgefiltert, die den Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\mu^+\nu_\mu$ enthalten (21811 Ereignisse). Eine solche Anzahl an gefilterten Ereignissen konnte nur mit der parametrisierten Detektorsimulation H1PSI in vertretbarer Zeit verarbeitet werden, wobei die Ereignisse beibehalten wurden, in denen H1PHAN ein Myon identifizieren konnte (siehe Kapitel 4.1.3). Es blieben 1104 Ereignisse übrig, die in DSPSI zusammengefaßt sind.

- Der Datensatz CCPSI dient dazu, den Untergrund durch andere Photon-Gluon-Fusionsereignisse abzuschätzen. Er wurde auf die gleiche Art erzeugt wie DSPSI, im Gegensatz zu DSPSI fand allerdings keine Selektion eines bestimmten Zerfalls statt, d.h. alle generierten Ereignisse wurden mit H1PSI simuliert. In diesem Fall reichten 440000 generierte Ereignisse aus, um 3090 Photon-Gluon-Fusionsereignisse mit identifizierbarem Myon zu erhalten.

- Eine detaillierte Detektorsimulation mit H1SIM ist aus Zeitgründen nur für eine kleine Anzahl von Ereignissen möglich. Für den Datensatz DSSIM wurden daher 900000 Photon-Gluon-Fusionsereignisse generiert und der gesuchte Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow (K^-\mu^+\nu_\mu)\pi^+$ ausgewählt. Die 3916 selektierten Ereignisse wurden mit H1SIM und H1REC simuliert bzw. rekonstruiert.

- Für Studien über den zu erwartenden Untergrund durch andere semimyonische Zerfälle des D^0 dient der Datensatz SMSIM. Aus 180000 generierten Photon-Gluon-Fusionsereignissen wurden alle Zerfälle der Form $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow (\mu^+\nu_\mu + X)\pi^+$ selektiert und diese 4067 Ereignisse analog zu DSSIM simuliert und rekonstruiert.

- Schließlich standen noch 30000 vollständig simulierte und rekonstruierte Ereignisse mit einem $c\bar{c}$-Paar aus der offiziellen H1-Monte-Carlo-Produktion zur Verfügung, die als Datensatz CCSIM bezeichnet werden. Hierbei wurden mit dem Generatorprogramm PYTHIA zusätzlich zur Photon-Gluon-Fusion noch die Unterprozesse $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ und $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ hinzugenommen („resolved photon“-Prozesse), bei denen auch ein $c\bar{c}$-Paar entstehen kann, allerdings mit deutlich kleinerem Wirkungsquerschnitt. Zusammen mit der Wahl spezieller Strukturfunktionen für Proton und Photon erklärt sich der etwas höhere Monte-Carlo-Wirkungsquerschnitt von etwa 750 nb. Mit diesem Datensatz läßt sich abschätzen, wie gut der Nachweis des gesuchten semimyonischen Zerfalls in allgemeinen $c\bar{c}$-Ereignissen funktioniert und wieviel Untergrund zu erwarten ist.

- Die 1993 nach dem Wiedereinschalten der H1-Magnetspule genommenen Daten wurden durch eine zusätzliche „MiniDST“-Selektion auf etwa 1,6 Millionen Ereignisse reduziert, so daß sie auf Festplatten in Hamburg permanent verfügbar sind. Dieser Datensatz wird mit DST4 bezeichnet und enthält Daten, die einer integrierten Luminosität von 321,7 nb^{-1} entsprechen.

Zerfallskanal	BR(PDG) in %	BR(JETSET) in %
$D^{*+} \to D^0\pi^+$	55 ± 4	49
$D^{*+} \to D^+\pi^0$	$27,2 \pm 2,5$	34
$D^{*+} \to D^+\gamma$	18 ± 4	17
$D^0 \to K^-\mu^+\nu_\mu$	$2,9 \pm 0,5$	1,5
$D^0 \to K^-e^+\nu_e$	$3,31 \pm 0,29$	1,5
$D^0 \to K^*(892)^-e^+\nu_e$	$1,7 \pm 0,6$	2

Tabelle 2: Vergleich einiger Verzweigungsverhältnisse in JETSET mit den Literaturwerten der Particle Data Group

3.3 Verzweigungsverhältnisse

Der semileptonische Zerfall des D^0-Mesons wird im Generatorprogramm durch JETSET-Routinen simuliert. Die dort eingestellten Verzweigungsverhältnisse (JETSET Version 7.3) weichen allerdings z.T. erheblich von den aktuellen der Particle Data Group [13] ab (Tabelle 2). Insbesondere bei dem in dieser Arbeit untersuchten Zerfall (2) ist das Verzweigungsverhältnis in JETSET mit insgesamt 49% · 1,5% = 0,74% um einen Faktor 2,2 kleiner als der Literaturwert aus [13]. Neuere Messungen [19] ergeben im Vergleich zu den Werten der Particle Data Group sogar noch etwas größere Verzweigungsverhältnisse für die semileptonischen Zerfälle in Tabelle 2. Dabei wurde benutzt, daß nach theoretischen Abschätzungen [20] das Verzweigungsverhältnis $BR(D^0 \to K^-e^+\nu_e)$ um 3% größer ist als $BR(D^0 \to K^-\mu^+\nu_\mu)$. Das geringe Verzweigungsverhältnis spiegelt sich auch in den Monte-Carlo-Datensätzen wieder, wie z.B. im Datensatz CCSIM: Von 17890 $D^{*\pm}$-Mesonen zerfallen nur 129 im Kanal (2), das sind $(0,72 \pm 0,06)$%. Bei allen folgenden Analysen mit dem Datensatz CCSIM der allgemeinen $c\bar{c}$-Ereignisse muß man also berücksichtigen, daß das Signal in der Realität vermutlich um den Faktor zwei größer ist als in der Simulation dargestellt.

3.4 Winkelverteilungen und Akzeptanzprobleme

Die $D^{*\pm}$-Mesonen aus der Photon-Gluon-Fusion werden nicht in Ruhe erzeugt, sondern haben einen mittleren Impuls von einigen GeV. Daraus folgt, daß die Zerfallsprodukte K, μ, π durch die Lorentztransformation ins Laborsystem im Winkel wenig von der $D^{*\pm}$-Richtung abweichen. Im Ruhesystem des D^0 dagegen treten bei dem Drei-Körper-Zerfall $D^0 \to K^-\mu^+\nu_\mu$ sehr große Winkel zwischen den Teilchen auf. Die Verteilung des Winkels zwischen Kaon und Myon z.B. hat ihr Maximum bei etwa 150°. Um die Winkelverteilung im Ruhesystem des D^0 zur Trennung von Signal und Untergrund auszunutzen, muß der Impuls des D^0 relativ genau bekannt sein. Das ist in dem betrachteten semimyonischen Zerfall praktisch nicht möglich, denn der Neutrinoimpuls ist nicht direkt meßbar (siehe Kapitel 4.3). Eine Methode, den D^0-Impuls anzunähern, die aber für eine Transformation in das D^0-Ruhesystem nicht genau genug ist, zeigt Kapitel 5.

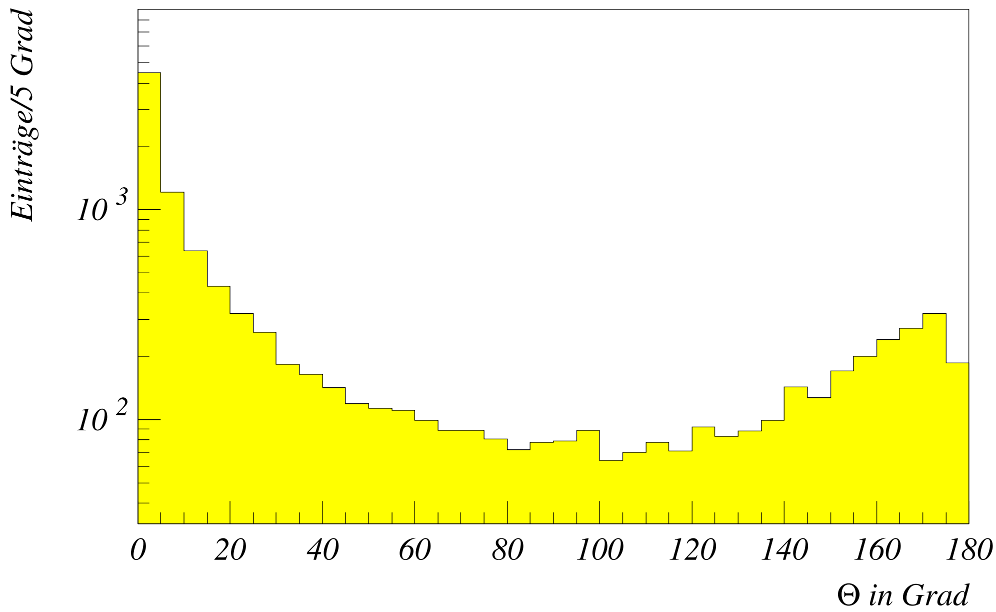

Abbildung 8: Verteilung des Azimutalwinkels für $D^{*\pm}$-Mesonen aus der Photon-Gluon-Fusion

Die Polarwinkelverteilung der $D^{*\pm}$-Mesonen aus der Photon-Gluon-Fusion hängt deutlich von der Gluonstrukturfunktion ab, so daß diese Verteilung sogar dazu benutzt werden kann, zwischen verschiedenen Parametrisierungen der Gluonstrukturfunktion zu unterscheiden [7, Kap.4]. Beim Generieren der Monte-Carlo-Datensätze wurde die EHLQ-Parametrisierung (Set 1) der Gluonstrukturfunktion, die Standardeinstellung von PYTHIA, benutzt. Diese Parametrisierung zeigt im Vergleich zu anderen einen relativ flachen Anstieg zu kleinen Werten von x_g, so daß vergleichsweise viele $D^{*\pm}$-Mesonen in Vorwärtsrichtung produziert werden (Abbildung 8). Da die Zerfallsprodukte in der Richtung wenig von der $D^{*\pm}$-Richtung abweichen, sind deren Polarwinkelverteilungen sehr ähnlich. Das erschwert einen Nachweis, da Teilchen mit einem Polarwinkel unter 5° und oberhalb 175° im Strahlrohr verschwinden. Um grob abzuschätzen, wie sich dieser Verlust auf die Akzeptanz auswirkt, wurde der Anteil der $D^{*\pm}$-Mesonen bestimmt, der nach verschiedenen Schnitten im Polarwinkel übrigbleibt. Wie Tabelle 3 zeigt, bleibt etwa die Hälfte der $D^{*\pm}$-Mesonen im Strahlrohr und das zum größten Teil in der Vorwärtsrichtung. Für die Zerfallsprodukte gelten aufgrund der ähnlichen Polarwinkelverteilung vergleichbare Zahlen. Da für einen Nachweis des $D^{*\pm}$ alle drei geladenen Zerfallsprodukte erkannt werden müssen, wird die Akzeptanz entsprechend kleiner sein. Mit den Spurkammern lassen sich im günstigsten Fall Teilchen im Bereich $5° < \theta < 170°$ rekonstruieren, wie auch an den Daten von 1993 ersichtlich ist.

Außer der Einschränkung im Polarwinkel gilt es noch zu berücksichtigen, daß die zentralen Spurkammern Teilchen erst ab einem Impuls von etwa 100 MeV nachweisen können. Das Kaon aus dem D^0-Zerfall hat praktisch immer einen Impuls von mehr als 100 MeV,

Schnitt	Anteil in %
$\theta > 5°$	60
$\theta > 10°$	49
$\theta > 15°$	43
$\theta < 175°$	98
$\theta < 170°$	95
$\theta < 165°$	93

Tabelle 3: Anteil der verbleibenden $D^{*\pm}$-Mesonen nach verschiedenen Schnitten im Polarwinkel θ

während die Impulsverteilung des Pions aus dem $D^{*\pm}$-Zerfall schon problematischer ist: Das Maximum liegt nur knapp oberhalb von 100 MeV und nahezu 10 Prozent der Pionen sind mit ihrem Impuls unterhalb der Nachweisgrenze der Spurkammern.

3.5 Kinematik des $c\bar{c}$-Paars

Der Wirkungsquerschnitt der Photon-Gluon-Fusion steigt für $Q^2 \to 0$ stark an, so daß in den meisten Ereignissen der transversale Impulsübertrag auf das Photon-Gluon-Schwerpunktsystem sehr klein ist. Die Transversalimpulse der entstehenden c-und $\bar{c}$-Quarks sollten sich daher auch im Laborsystem annähernd zu Null addieren. Eine solche Korrelation brächte Vorteile, falls aus dem $c\bar{c}$-Paar zwei D-Mesonen entstehen, von denen eines hadronisch und das andere semileptonisch zerfällt: Für hadronische Zerfälle, wie zum Beispiel $D^{*+} \to (K^-\pi^+)\pi^+$, läßt sich der Impuls des D^{*+}-Mesons vollständig rekonstruieren, vorausgesetzt man kann diesen Zerfall sicher identifizieren („taggen"). Bei einer Korrelation der Impulse hätte man eine zusätzliche kinematische Einschränkung für den semileptonischen Zerfall gewonnen, der sich sonst wegen des nicht nachweisbaren Neutrinos nur unvollständig rekonstruieren läßt. In e^+e^--Reaktionen konnte dieses Verfahren wegen der einfacheren Kinematik mit Erfolg angewendet werden [21], so daß im folgenden untersucht wurde, ob sich diese Idee auf Photon-Gluon-Fusionsereignisse bei HERA übertragen läßt. Dazu wurden in den ungefilterten Generatorereignissen von DSPSI alle $c\bar{c}$- und $D^{*+}D^{*-}$-Paare analysiert.

Die Azimutalwinkel der beiden D-Mesonen zeigen keine direkte Korrelation. In der Regel fliegen beide in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung, eine Differenz $\Delta\theta$ von mehr als 20° ist äußerst selten. Die Beträge der Impulse zeigen überhaupt keine Abhängigkeit, dementsprechend ist auch kein Zusammenhang bei den Transversalimpulsen zu erkennen. Nur an der Differenz der Azimutalwinkel $\Delta\phi$ sieht man (Abbildung 9), daß das c-Quark und das $\bar{c}$-Quark in der xy-Ebene oft nahezu entgegengesetzt fliegen. Diese Eigenschaft bleibt auch nach der Fragmentation für die $D^{*\pm}$-Paare bestehen.

Es ist klar, daß die Ergebnisse von dem Modell abhängen, mit dem das Generatorprogramm PYTHIA Photon-Gluon-Fusionsereignisse simuliert. Daher sei die Arbeitsweise

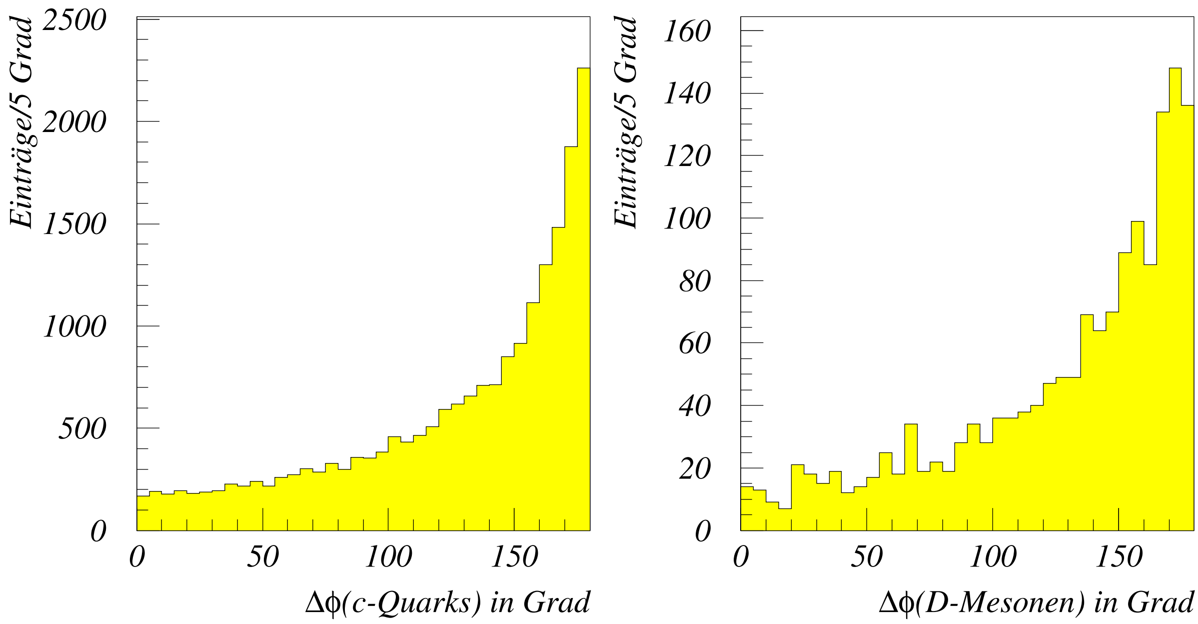

Abbildung 9: Azimutalwinkeldifferenz für $c\bar{c}$-Paare (links) und $D^{*+}D^{*-}$-Paare (rechts)

von PYTHIA etwas näher erläutert [22]: Für den Unterprozeß $\gamma g \to c\bar{c}$ wird das QCD-Matrixelement in erster Ordnung von α_s benutzt, während Prozesse höherer Ordnung Störungstheorie über den Partonschaueransatz berücksichtigt werden. Dabei unterscheidet man zwischen der Partonschauerentwicklung im Anfangs- und im Endzustand, je nachdem, ob man sich auf die einlaufenden oder auslaufenden Teilchen des Unterprozesses bezieht. Beide Partonschauerentwicklungen wurden beim Generieren des Datensatzes DSPSI, wie bei allen anderen Monte-Carlo-Datensätzen, durch eine Standardoption von PYTHIA hinzugenommen. Die anschließende Fragmentation in Hadronen wird in JETSET-Routinen nach dem String-Modell simuliert. Das einlaufende Photon wird mit der Weizsäcker-Williams-Näherung behandelt, es erhält aber im Rahmen der „equivalent photon approximation“ (EPA) nachträglich ein $Q^2 \neq 0$ im erlaubten kinematischen Bereich, wenn die Partonschauerentwicklung im Anfangszustand eingeschaltet wird. Das Gluon wird als Bestandteil des Protons über die Gluonstrukturfunktion beschrieben. Durch die beschränkte räumliche Ausdehnung des Protons trägt es wegen der Unschärferelation einen intrinsischen Transversalimpuls in der Größenordnung von 300 MeV.

Als Erklärung für die mangelnde Korrelation der Impulse im $c\bar{c}$-Paar kommen im Rahmen dieses Modells mehrere Effekte in Frage:

- Bei Prozessen mit hohem Q^2 trägt das virtuelle Photon einen großen Transversalimpuls in das Photon-Gluon-System (vgl. [23, Kap.5]). Da der Hauptbeitrag des Wirkungsquerschnitts aber bei $Q^2 \simeq 0$ liegt, sind solche Prozesse selten und der Impulsübertrag ist im Mittel sehr klein. Durch QED-Abstrahlung im Anfangszustand kann sich der Transversalimpuls erhöhen, er erreicht aber äußerst selten die

Größenordnung 1 GeV und ist daher vernachlässigbar.

- Durch Gluonabstrahlung im Anfangszustand erreicht der Transversalimpuls des Gluons im Mittel die Größenordnung von 1 GeV. Damit liegt er im Bereich des Transversalimpulses der $c\bar{c}$-Quarks im Schwerpunktsystem der Photon-Gluon-Fusion und ist der Hauptgrund dafür, daß die Impulskorrelation im Laborsystem verlorengeht.

- Durch Gluonabstrahlung im Endzustand können sich die Impulse der Quarks vor der Fragmentation in $D^{*\pm}$-Mesonen noch ändern, dieser Effekt beeinflußt die Kinematik allerdings nur noch gering [24].

Insgesamt ist festzuhalten, daß selbst wenn sich ein D-Meson vollständig kinematisch rekonstruieren läßt, keine ausreichende Information über das zweite D-Meson gewonnen werden kann, da die Impulse praktisch keine Korrelation zeigen. Dennoch könnte das Taggen eines D-Mesons über einen hadronischen Zerfall in Zukunft bei deutlich höherer Statistik helfen. Zum einen wäre es möglich, sich bei der Suche nach semileptonischen Zerfällen auf solche Ereignisse zu beschränken, denn sie enthalten oft ein weiteres D-Meson, da sie mit hoher Wahrscheinlichkeit aus einer Photon-Gluon-Fusion stammen. Zum anderen sind in diesen Ereignissen schon einige Spuren dem hadronischen Zerfall zugeordnet, so daß der kombinatorische Untergrund bei der Suche nach semimyonischen Zerfällen kleiner wird. Das alles setzt voraus, daß eine genügend große Anzahl von identifizierten hadronischen Zerfällen eines D-Mesons zur Verfügung steht, was in den bisherigen Daten noch nicht der Fall ist.

4 Teilchennachweis- und rekonstruktion

In diesem Kapitel werden Möglichkeiten untersucht, die einzelnen Teilchen aus dem gesuchten $D^{*\pm}$-Zerfall zu erkennen oder sogar zu identifizieren. Im Vordergrund steht dabei das Myon, da für dieses Teilchen eine Identifikation im instrumentierten Eisen möglich ist.

4.1 Myon

Der Nachweis semimyonischer Zerfälle schwerer Quarks über identifizierte Myonen mit hohem Transversalimpuls ist eine Standardtechnik bei der Analyse von Proton-Proton- oder Proton-Antiproton-Reaktionen. Auch bei Elektron-Proton-Reaktionen kann man sich davon leiten lassen [25] und von vorneherein aus der großen Zahl aller Ereignisse diejenigen heraussuchen, bei denen eine Spur mehr oder weniger zuverlässig als Myon identifiziert wurde. Die Wahrscheinlichkeit, daß in diesen Ereignissen ein semimyonischer Zerfall stattgefunden hat, ist deutlich größer als bei allen übrigen Ereignissen. So steigt z.B. im Monte-Carlo-Datensatz CCSIM allein durch die Forderung nach einem Myonkandidaten im Ereignis der Anteil der gesuchten $D^{*\pm}$-Zerfälle um den Faktor 2,8. Wenn man außerdem bedenkt, daß in den 1993 genommenen Daten (DST4) im Mittel etwa 9 geladene Spuren pro Ereignis vorliegen, dann wird der kombinatorische Untergrund dadurch erheblich reduziert, daß nur identifizierte Myonen als Myonhypothese zugelassen werden.

4.1.1 Prinzip der Myonidentifikation

Der Energieverlust von Myonen beim Durchgang durch Materie kommt bis zu Impulsen von einigen hundert GeV hauptsächlich durch Ionisation zustande, die durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird. Der Ionisationsverlust hängt vom Impuls des Teilchens ab und hat ein breites Minimum bei $p \approx 3m$, für Myonen also bei etwa 300 MeV. Liegt der Ionisationsverlust in der Nähe des Minimums, dann spricht man von „minimal ionisierenden Teilchen“. Myonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung und sie lösen anders als Elektronen praktisch keine elektromagnetischen Schauer aus, da die Häufigkeit von Bremsstrahlungsprozessen proportional zu m^{-2} ist und die Masse des Myons etwa 200 mal größer ist als die des Elektrons. Das alles führt dazu, daß Myonen als minimal ionisierende Teilchen das Kalorimeter bis auf einen mittleren Energieverlust von etwa 11 MeV/cm [11] relativ ungehindert durchqueren. Falls ihre Energie ausreicht, um das instrumentierte Eisen zu erreichen (etwa 1–2 GeV), dann verursachen sie entlang ihrer Bahn Entladungen in den Streamer-Röhren.

Im Gegensatz dazu lösen Hadronen im Kalorimeter im allgemeinen einen hadronischen Schauer aus, dessen Ausläufer nur in seltenen Fällen das instrumentierte Eisen erreichen, so daß sie dort keine Spur erzeugen. Allerdings legt ein Hadron mit der Wahrscheinlichkeit

$$P(d) = \exp(-\frac{d}{\lambda})$$

die Wegstrecke d ohne starke Wechselwirkung zurück, wobei λ die Absorptionslänge im Material angibt. Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen geht die Dicke des Flüssig-Argon-Kalorimeters im Zentralbereich bis auf etwa 4 Absorptionslängen zurück, so daß diese Wahrscheinlichkeit nicht mehr vernachlässigbar klein ist. Falls Pionen ohne starke Wechselwirkung das Kalorimeter durchqueren („punch-through"), dann erscheinen auch sie als minimal ionisierende Teilchen im Kalorimeter [11].

Das Rekonstruktionsprogramm H1REC paßt die Treffer in den Streamer-Röhren durch eine Spur aus Parabelstücken an, die den Energieverlust (etwa 90 MeV pro Stahlplatte), die lokale Magnetfeldstärke und die Vielfachstreuung berücksichtigt. Für die Anpassung ist eine Mindestzahl von drei angesprochenen Eisenlagen nötig. In einem weiteren Schritt der Rekonstruktion wird versucht, eine Spur in den zentralen Spurkammern in ihrem Verlauf durch das Kalorimeter zu extrapolieren und mit dieser Eisenspur zu verbinden. Dazu wird zunächst anhand eines Mindestimpulses und der Winkel eine Vorauswahl getroffen, welche Spuren in Frage kommen. Unter der Annahme, daß es sich um ein Myon handelt, wird ausgehend von den Spurparametern der Weg des Myons im Kalorimeter schrittweise simuliert. Als Wechselwirkung ist dabei nur der Energieverlust durch Ionisation wichtig, der Effekt der Vielfachstreuung wird durch größere Fehlerangaben berücksichtigt. Die extrapolierte Spur wird in Lage, Richtung und Impuls mit der Spur im instrumentierten Eisen verglichen. Falls die Abweichung einigermaßen verträglich ist mit der Hypothese, daß beide Spuren von einem Teilchen stammen, wird eine Verbindung eingetragen und unter Berücksichtigung der Anzahl der Freiheitsgrade des Fits eine Chi-Quadrat-Wahrscheinlichkeit („confidence level") $0 \leq P(\chi^2) \leq 1$ berechnet dafür, daß beide Spuren von demselben Myon stammen.

4.1.2 Vorauswahl der Myonkandidaten

Im ersten Schritt der Analyse werden von H1PHAN nur die Spurverbindungen als Myonkandidaten akzeptiert, die zwei weitere Bedingungen erfüllen:

- Die Chi-Quadrat-Wahrscheinlichkeit muß über einem Minimalwert liegen. Für die weitere Analyse wurde der H1PHAN-Standardwert von 0,001 benutzt.
- Die der Spur zugeordnete Energie im Kalorimeter darf eine vorher festgelegte Schwelle nicht überschreiten. Auch hier wurde mit 2,5 GeV die Standardeinstellung verwendet.

Falls nach dieser Auswahl noch Mehrdeutigkeiten bei der Zuordnung auftreten, wird die Verbindung gewählt, die das größte $P(\chi^2)$, gewichtet mit dem Fehler der Spurparametrisierung, hat. Der Impulsvektor des Myonkandidaten wird getrennt nach Richtung und Betrag ermittelt: Die Richtung wird der Spurparametrisierung in den Spurkammern entnommen und der Impuls dem gewichteten Mittel der Messung in den Spurkammern und im instrumentierten Eisen, wobei die Impulsmessung über die Krümmung in den Spurkammern im allgemeinen sehr viel genauer ist.

4.1.3 Die Myonsimulation in H1PSI und H1SIM

Myonen, deren Weg durch den Detektor mit H1SIM simuliert wurde, werden nach dem oben beschriebenen Verfahren im Rekonstruktionsprogramm H1REC identifiziert. Das Simulationsprogramm H1PSI benutzt dagegen zum Nachstellen der Myonidentifikation eine vereinfachte Methode: Es werden nur Myonen zum Erzeugen einer Eisenspur in Betracht gezogen, so daß eine Fehlidentifikation prinzipiell nicht vorkommen kann. Von den Myonen wird eine Spur in den Spurkammern und ein Mindestimpuls verlangt, der vom Polarwinkel abhängt und in einer Tabelle (Steuerbank MCUT) von außen vorgegeben werden kann. Der Energieverlust im Eisen und Ineffizienzen einzelner Streamer-Röhren werden berücksichtigt, um die Anzahl der Treffer entlang der Bahn zu ermitteln. Ist eine Mindestzahl von Treffern (Steuerbank MIDE) entstanden, dann wird eine Eisenspur eingetragen und die Chi-Quadrat-Wahrscheinlichkeit auf 1 gesetzt.

Impuls- und Winkelauflösung

Durch die Zuordnung der simulierten Myonspur zu einem Eintrag in den Generatordaten läßt sich bestimmen, wie gut Impuls, Polar- und Azimutalwinkel eines generierten Myons aus der Spur rekonstruiert werden. Für eine quantitative Aussage wurde die Differenz zwischen den rekonstruierten und generierten Winkeln betrachtet sowie für den Impuls die Größe

$$\frac{\Delta p}{p_{\mathrm{gen}}^2} = \frac{p_{\mathrm{rek}} - p_{\mathrm{gen}}}{p_{\mathrm{gen}}^2}$$

Im Fall der Impulsmessung aus der Spurkrümmung im Magnetfeld sollte dieser Ausdruck zumindest für den Transversalimpuls annähernd eine Konstante sein [26]. Auch die Designauflösung der Spurkammern [3] wird in dieser Größe als

$$\frac{\sigma_p}{p^2} = 3 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{GeV}^{-1}$$

angegeben. Als grobes Maß für die mittlere Abweichung in den Winkeln und im Impuls wurden die Halbwertsbreiten (HWB) benutzt, die aus den Verteilungen abgelesen wurden. Die Angabe der Standardabweichung einer angepaßten Gaußkurve ist in diesem Fall weniger sinnvoll, denn die Abweichungen sind nicht normalverteilt, insbesondere bei den H1SIM-Daten.

Wie in Tabelle 4 zu sehen, liefern beide Simulationsprogramme die gleiche Winkelauflösung, während die Impulsauflösung in H1SIM deutlich schlechter ist. Ein Grund dafür ist, daß H1SIM weitaus mehr Myonspuren bei kleinen Polarwinkeln simuliert, also in einem Bereich in dem die Impulsauflösung der Spurkammern schlechter wird und auch der Designwert nicht mehr erfüllt werden kann.

Kinematischer Bereich der identifizierbaren Myonen

Betrachtet man den Impuls der Myonen aus dem semimyonischen Zerfall des $D^{*\pm}$-Mesons in Abhängigkeit von ihrem Polarwinkel (Abbildung 10 a), dann zeigt sich, daß sowohl der

	HWB(p) in Prozent/GeV	HWB(ϕ) in Grad	HWB(θ) in Grad
H1PSI	$1,6 \pm 0,2$	$0,24 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,02$
H1SIM	$4,4 \pm 0,4$	$0,24 \pm 0,04$	$0,14 \pm 0,02$

Tabelle 4: Mittlere Fehler bei der Rekonstruktion der kinematischen Größen eines Myons, angegeben als Halbwertsbreiten mit geschätztem Ablesefehler

eingeschränkte Polarwinkelbereich der Spurkammern (etwa $5° \leq \theta \leq 170°$) als auch der notwendige Mindestimpuls zum Erreichen des instrumentierten Eisens (etwa 1–2 GeV) die Anzahl identifizierbarer Myonen deutlich verringert. In welchen Bereichen eine Identifikation möglich ist, zeigen die entsprechenden Verteilungen für H1PSI, H1SIM und echte Daten. Für H1SIM wurden nur korrekt identifizierte Myonen berücksichtigt. Im Vergleich mit den 93er Daten stellt sich heraus, daß H1SIM die Möglichkeit der Myonidentifikation weitaus besser beschreibt als H1PSI. In H1PSI ist der Mindestimpuls zur Identifikation zu hoch angesetzt und der Polarwinkelbereich zu stark begrenzt.

Daß H1PSI im Vergleich zur vollständigen Simulation mit H1SIM deutlich weniger Myonen identifiziert, kann nicht an den leicht unterschiedlichen Einstellungen des Generatorprogramms bei der Erzeugung der beiden Datensätze liegen. Dazu wurden 160000 Ereignisse mit den Generatoreinstellungen des Datensatzes CCSIM erzeugt und mit H1PSI simuliert. Der Anteil der Ereignisse, die mindestens ein identifizierbares Myon enthalten, stimmt innerhalb des statistischen Fehlers mit dem Anteil im Datensatz CCPSI überein. Auch die Verteilung des Myonimpulses über dem Polarwinkel zeigt keinen signifikanten Unterschied, so daß man davon ausgehen muß, daß das Problem bei der parametrisierten Simulation H1PSI liegt.

Dadurch, daß in H1PSI die Bedingungen, unter denen ein Myon identifiziert wird, offensichtlich schlecht beschrieben sind, muß man die Selektion von Ereignissen anhand von Myonkandidaten mit Vorsicht genießen. Von diesem Standpunkt aus sind die späteren Studien zum Nachweis des semimyonischen Zerfalls mit H1PSI-Daten zumindest quantitativ bei weitem nicht so aussagekräftig wie Studien mit H1SIM-Daten. Abgesehen davon ist aus den oben genannten Gründen mit H1PSI eine Studie der Fehlidentifikationen unmöglich.

4.1.4 Untergrund durch Fehlidentifikationen

Ordnet man der Spur jedes Myonkandidaten den entsprechenden Eintrag in den Generatordaten zu, so stellt sich heraus, daß ein Teil der Myonkandidaten Fehlidentifikationen sind. Man kann dabei zwischen zwei Fällen unterscheiden [10, 11]:

1. Richtige Myonspuren im instrumentierten Eisen können fälschlicherweise mit der Spur eines anderen Teilchens in den Spurkammern verbunden werden.

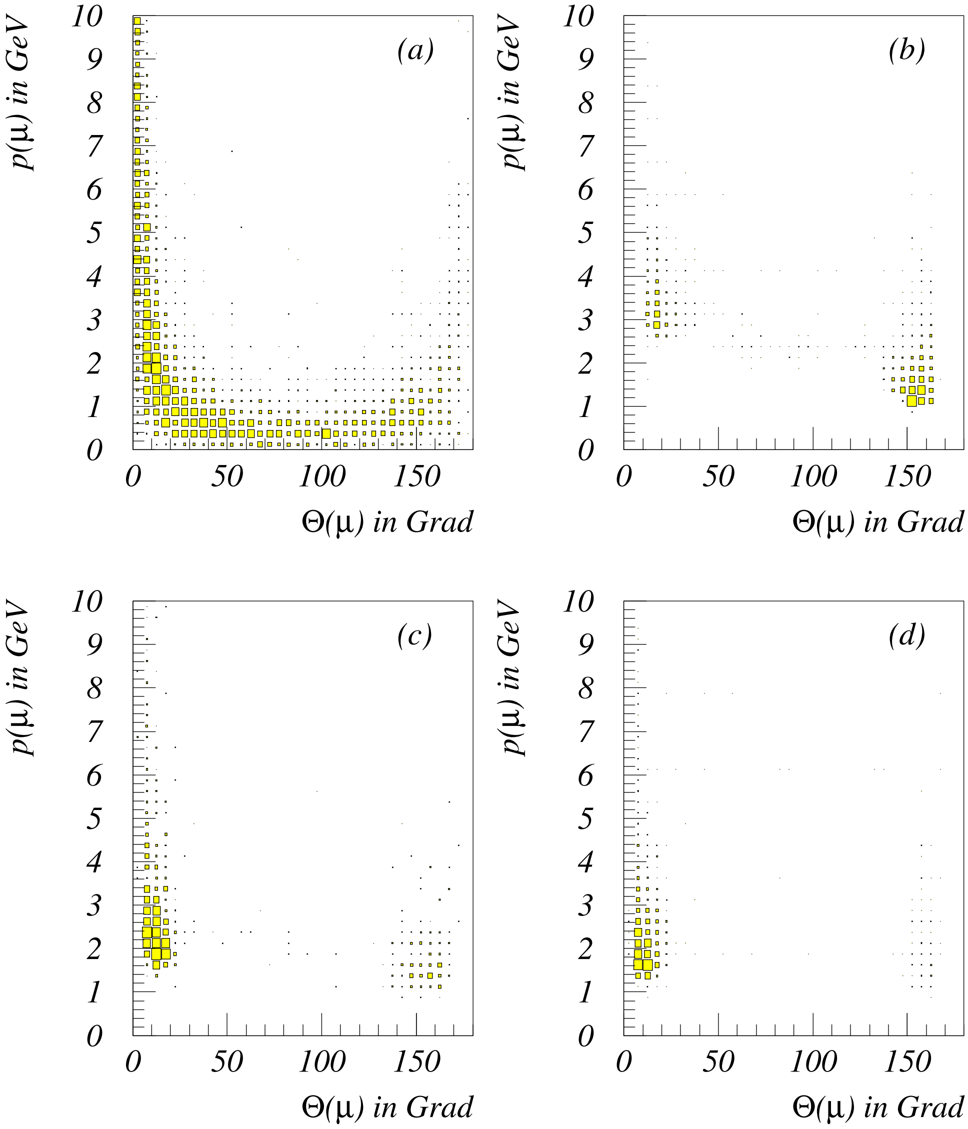

Abbildung 10: Impuls der Myonen über dem Polarwinkel a) alle Myonen auf Monte-Carlo-Niveau b) identifizierte Myonen (H1PSI) c) identifizierte Myonen (H1SIM/H1REC) d) Myonkandidaten in den 93er Daten (DST4)

Teilchen	Anzahl	Anteil in Prozent
$\mu^\pm$	595	44
$\pi^\pm$	451	33
$K^\pm$	252	19
$e^\pm$	26	2
andere	32	2

Tabelle 5: Art der Fehlidentifikation bei Myonkandidaten

2. Hochenergetische Hadronen, die ohne starke Wechselwirkung als minimal ionisierende Teilchen das Kalorimeter und das instrumentierte Eisen durchqueren („punch-through“) oder Ausläufer eines Hadronschauers können eine Spur im Eisen erzeugen, die zu einer zufällig passenden Spur in den Spurkammern verbunden wird.

Da die spätere Analyse auf eine genaue Impuls- und Richtungsbestimmung des Myons angewiesen ist, benötigt man die Informationen aus den Spurkammern, so daß von diesem Gesichtspunkt aus eine Unterscheidung zwischen den beiden Untergrundarten nicht nötig ist. Tabelle 5 zeigt für alle Myonkandidaten (nach den H1PHAN-Standardschnitten) des Datensatzes CCSIM, welche Teilchen die Spur in den Spurkammern tatsächlich erzeugt haben.

Schnitte gegen Fehlidentifikationen

Im folgenden werden Kriterien gezeigt, mit denen sich Fehlidentifikationen auch in der schwierigen Umgebung von $c\bar{c}$-Ereignissen unterdrücken lassen, d.h. in Ereignissen mit einer Vielzahl von Spuren vor allem im Vorwärtsbereich. Dazu wurden verschiedene Eigenschaften der richtig zugeordneten Myonen mit denen der irrtümlich als Myonen identifizierten Teilchen verglichen. In der Impuls- und Polarwinkelverteilung unterscheiden sich die beiden Gruppen nicht wesentlich. Das gilt wie erwartet auch für einige Spurmerkmale in der zentralen Spurkammer (DCA, z_0, radiale Spurlänge, Anzahl der Treffer).

Es ist allerdings zu vermuten, daß bei zufällig verbundenen Spuren oder im instrumentierten Eisen registrierten Hadronen die Verbindungswahrscheinlichkeit geringer ist als bei echten Myonspuren. Das bestätigt auch Abbildung 11, d.h. mit einem Schnitt in der Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ läßt sich der Anteil echter Myonen unter allen Spurverbindungen („Reinheit“) erhöhen. Je größer die Schnittgrenze gewählt wird, desto kleiner ist allerdings auch der Anteil echter Myonen, der angenommen wird („Akzeptanz“). Die Beziehung von Reinheit und Akzeptanz ist in Abbildung 12, Kurve (a) dargestellt. Die einzelnen Punkte stehen für verschiedene minimale Wahrscheinlichkeiten, die gefordert wurden. Die Akzeptanz bezieht sich auf alle echten Myonen, die von den oben beschriebenen Standardschnitten in H1PHAN angenommen werden.

Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal ist die Anzahl der Treffer in den Streamer-Röhren des instrumentierten Eisens, die für echte Myonen im Mittel deutlich größer ist (Abbildung

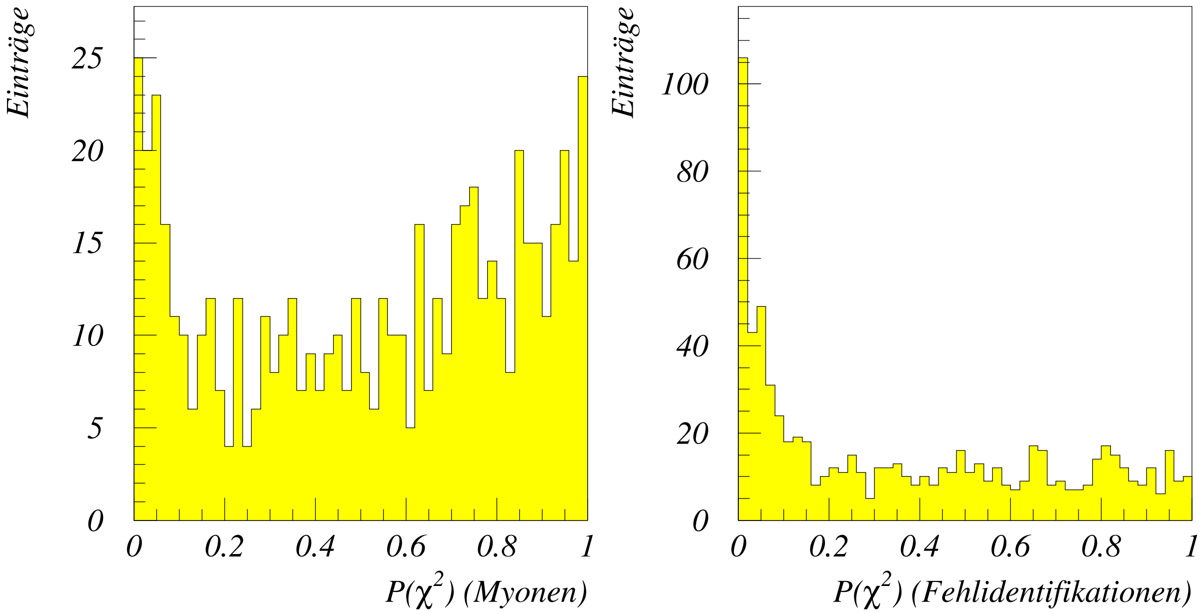

Abbildung 11: Verbindungswahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ für Myonen (links) und für Fehlidentifikationen (rechts)

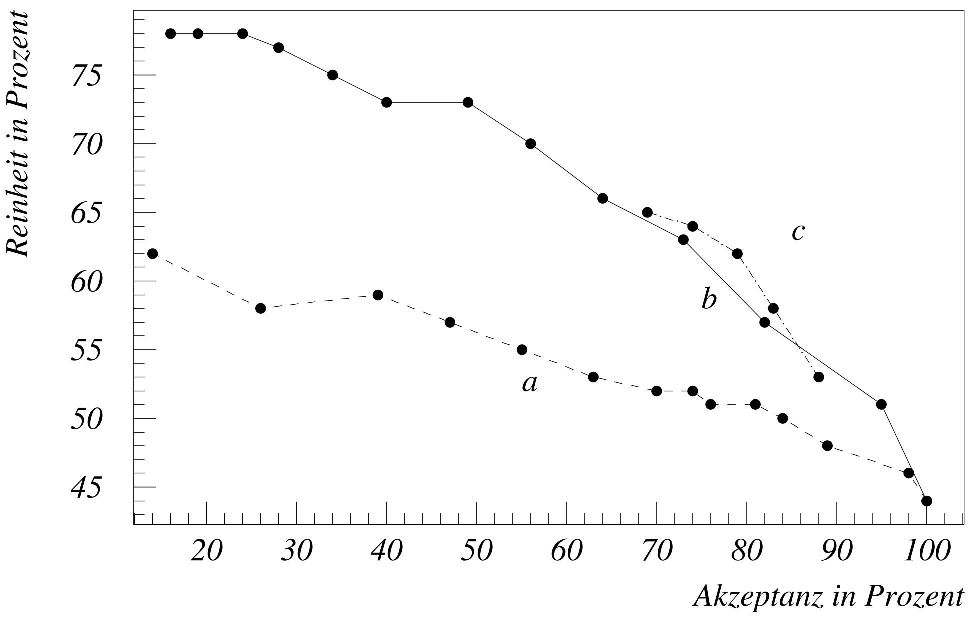

Abbildung 12: Reinheit über Akzeptanz für einen Schnitt in der Verbindungswahrscheinlichkeit (a), für einen Schnitt in der Anzahl der Treffer im instrumentierten Eisen (b) und für einen kombinierten Schnitt (c)

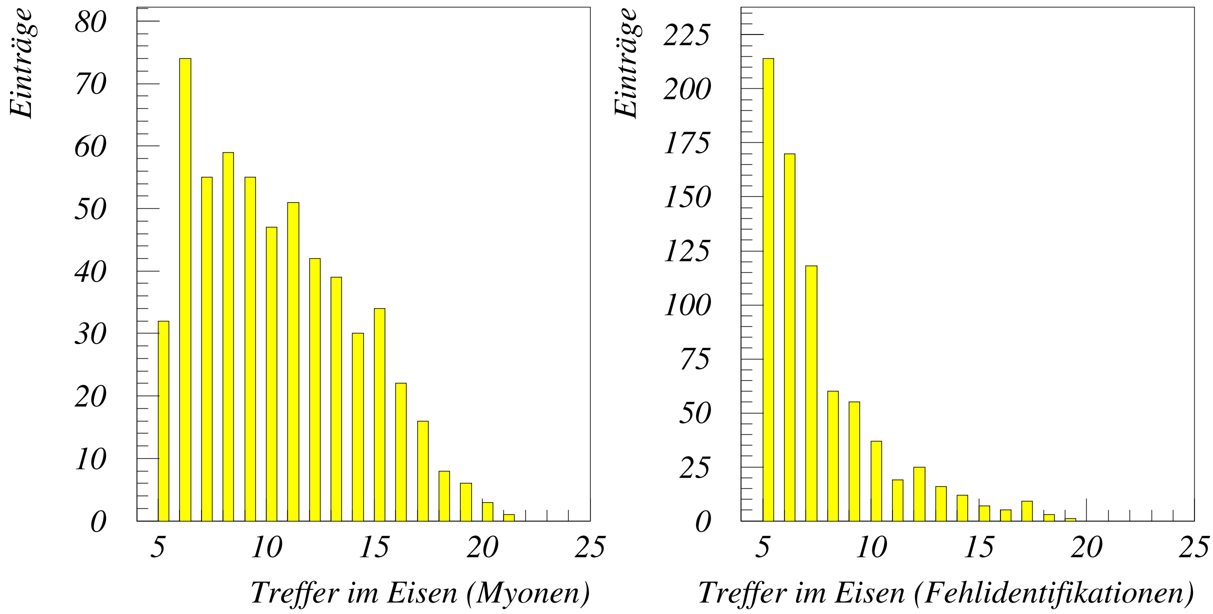

Abbildung 13: Anzahl der Treffer im instrumentierten Eisen für Myonen (links) und für Fehlidentifikationen (rechts)

13). Myonen haben pro Eisenplatte, die zwischen den Streamer-Röhren liegt, einen mittleren Energieverlust von etwa 90 MeV, so daß die Anzahl der getroffenen Streamer-Röhren mit dem Impuls steigt. Sollten die Ausläufer eines Hadronschauers aus dem Kalorimeter eine Myonspur im instrumentierten Eisen vorspiegeln, dann wird die verbleibende Energie in den ersten Lagen der Streamer-Röhren deponiert und die Anzahl der Treffer ist im Mittel klein. Das Verhältnis von Reinheit zu Akzeptanz für verschiedene Mindestzahlen von Treffern zeigt Abbildung 12, Kurve (b). Im Vorwärts-Myon-Spektrometer ist eine Unterscheidung anhand der Anzahl der Treffer in den Driftkammern nicht möglich. Die Simulation zeigt, daß man von einer Spur im Myon-Spektrometer mindestens acht Treffer verlangen kann. Dabei liegt der Impuls echter Myonen nicht unter 2,5 GeV, denn im Vorwärtsbereich muß eine größere Menge an Kalorimetermaterial durchquert werden.

Günstiger als ein einfacher Schnitt in der Anzahl der Treffer ist es, eine solche Bedingung nur in einem bestimmten Polarwinkelbereich zu stellen, denn wie Abbildung 14 zeigt, treten Fehlidentifikationen mit einer kleinen Anzahl von Treffern überwiegend bei Polarwinkeln unter 15° und über 155° auf. Beschränkt man den Schnitt auf diese beiden Winkelbereiche, dann erzielt man bei gleicher Reinheit eine etwas höhere Akzeptanz. Bei der Wahl der Schnittparameter muß man abwägen zwischen hoher Reinheit und großer Akzeptanz, dabei ist ein kombinierter Schnitt etwas günstiger als ein Schnitt in einer Größe allein. Verlangt man eine minimale Chi-Quadrat-Wahrscheinlichkeit von 0,05 und schränkt den Schnitt in der Anzahl der Treffer auf den oben genannten Polarwinkelbereich ein, dann ergibt sich im Reinheits-/Akzeptanzdiagramm (Abbildung 12) die Kurve (c). Bei einer Mindestzahl von acht Treffern in dem eingeschränkten Polarwinkelbereich liegt

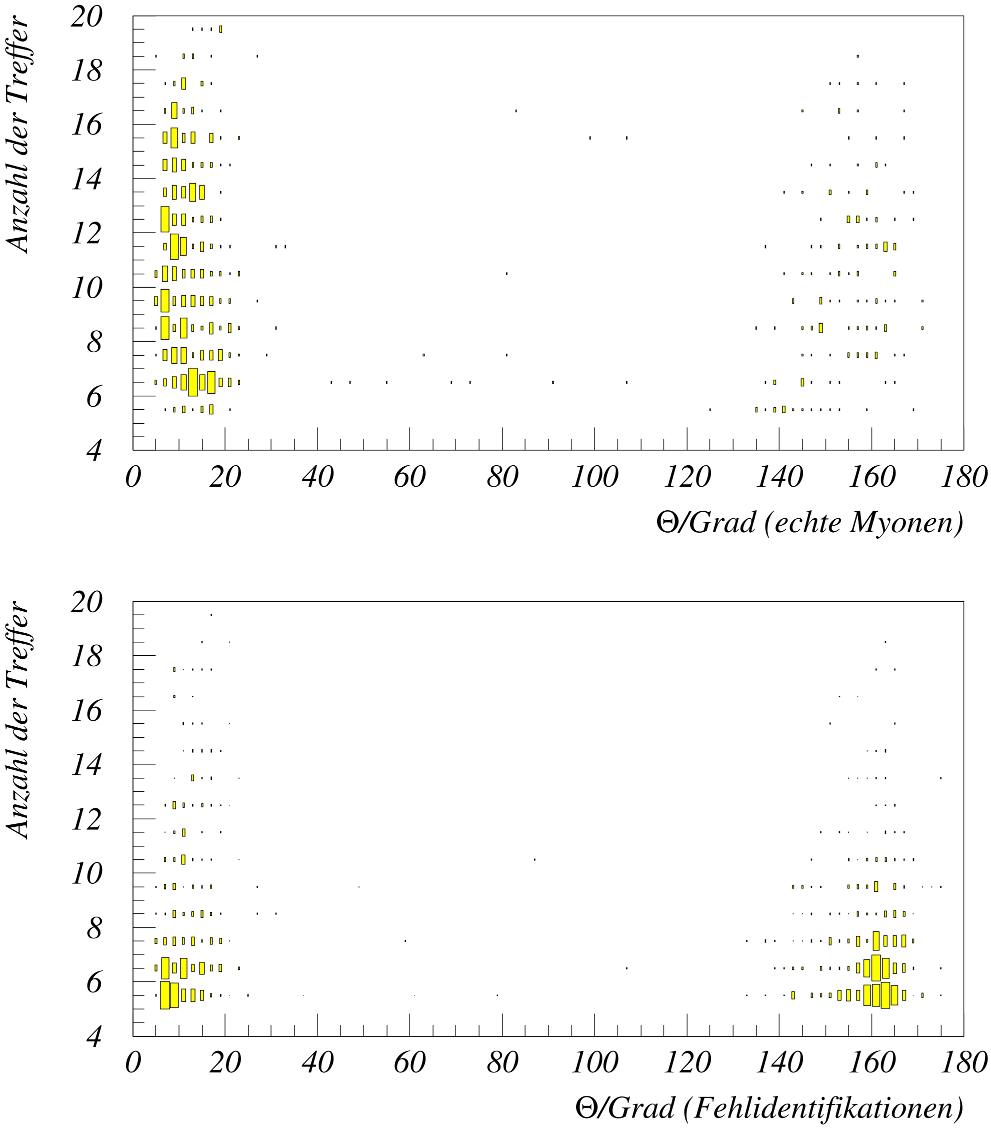

Abbildung 14: Anzahl der Treffer im instrumentierten Eisen über dem Polarwinkel für Myonen (oben) und Fehlidentifikationen (unten)

ein guter Kompromiß. Die Bedingungen an Myonkandidaten, einschließlich der Standardschnitte von H1PHAN, lauten damit:

- für die der Spur zugeordneten Energie im Kalorimeter: $E_{\mathrm{Kal}} \leq 2{,}5$ GeV
- für die Verbindungswahrscheinlichkeit: $P(\chi^2) \geq 0{,}05$
- für die Anzahl der Treffer im instrumentierten Eisen:

$$N_{\mathrm{IE}} \geq \begin{cases} 8 & \text{für } \theta \leq 15^\circ, \theta \geq 155^\circ \\ 5 & \text{sonst} \end{cases}$$

  oder im Vorwärts-Myon-Spektrometer: $N_{\mathrm{MS}} \geq 8$.

Mit diesen Schnitten erzielt man im Datensatz CCSIM eine Reinheit von 62% bei einer Akzeptanz von 79% bezogen auf die H1PHAN-Standardschnitte. Bei allgemeinen Elektron-Proton-Ereignissen wird die Reinheit kleiner sein, denn in $c\bar{c}$-Ereignissen ist der Anteil an Myonen mit hohem Impuls größer.

Für eine erste Untersuchung, wie sich diese Schnitte auf Myonkandidaten in den 93er Daten auswirken, wurden aus den ersten 20000 Ereignissen des Datensatzes DST4 alle Myonkandidaten betrachtet, die die H1PHAN-Standardschnitte erfüllen. Die Verteilung der Chi-Quadrat-Wahrscheinlichkeit (Abbildung 15) zeigt, daß es in den Daten einen hohen Anteil an Myonspuren gibt, die schlecht mit Spuren aus der zentralen Spurkammer verbunden werden konnten. Außerdem sieht man an der Verteilung der Treffer im Eisen über dem Polarwinkel (Abbildung 16), daß der überwiegende Teil der Myonkandidaten genau in dem Bereich liegt, in dem eine Fehlidentifikation am wahrscheinlichsten ist. Von den 2682 Myonkandidaten nach den H1PHAN-Standardschnitten bleiben nach den zusätzlichen Myonschnitten 1010 übrig. Das entspricht einem Rückgang auf 38%, im Vergleich zu 56% im Datensatz CCSIM. Der stärkere Rückgang in den 93er Daten ist plausibel, denn im Datensatz CCSIM sind verhältnismäßig mehr Myonen aus semimyonischen Zerfällen, die einen höheren Impuls haben und daher eher identifiziert werden. Insgesamt befindet sich in den 93er Daten mit den zusätzlichen Myonschnitten etwa ein als Myon identifiziertes Teilchen pro 20 Ereignissen.

Abschätzen der Akzeptanz mit H1SIM

Aus dem Vergleich der Anzahl der generierten Myonen mit der Anzahl der korrekt identifizierten Myonen im Datensatz CCSIM läßt sich die mittlere Akzeptanz der Myonidentifikation abschätzen. Dabei ist es sinnvoll, sich von vorneherein auf Myonen zu beschränken, die eine Spur in den Spurkammern hinterlassen, denn die große Zahl an nicht nachweisbaren, extrem niederenergetischen Myonen aus Pion- und Kaonzerfällen ist für die weitere Analyse nicht von Bedeutung. Außerdem wurden nur Myonen berücksichtigt, die einen Mindestimpuls zum Erreichen des instrumentierten Eisens besitzen. Dieser Mindestimpuls hängt, wie in Abbildung 10 zu sehen, schwach vom Polarwinkel des Myons ab. Um die Untergrenze grob zu beschreiben, wurden im Vorwärtsbereich ($\theta \leq 90^\circ$) 1,4 GeV verlangt

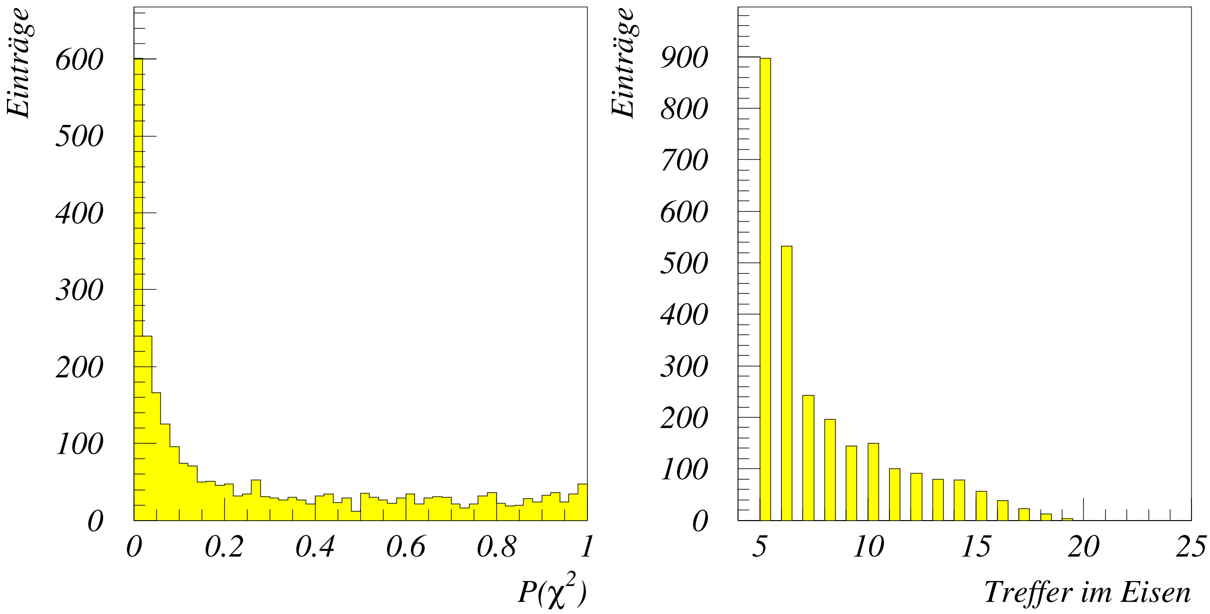

Abbildung 15: Verteilung der Verbindungswahrscheinlichkeit und Anzahl der Treffer im instrumentierten Eisen für die ersten 20000 Ereignisse des Datensatzes DST4

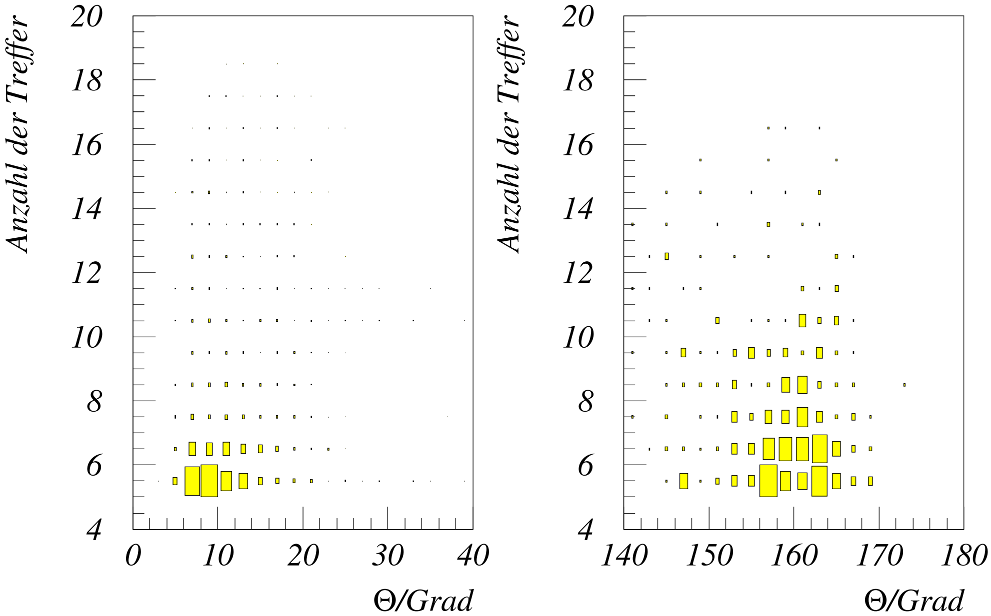

Abbildung 16: Anzahl der Treffer im instrumentierten Eisen über dem Polarwinkel für alle Myonkandidaten in den ersten 20000 Ereignissen des Datensatzes DST4

und im Rückwärtsbereich ($\theta > 90°$) 1,0 GeV. Gemittelt über alle Myonen, die innerhalb dieser Grenzen liegen, ergibt sich bei H1PHAN-Standardschnitten eine Akzeptanz von 43%, bei den weitergehenden Myonschnitten eine Akzeptanz von 33%. In diesen Werten ist natürlich nicht berücksichtigt, daß einige Sektoren der Driftkammern zeitweilig ausfallen können, wodurch die wahre Akzeptanz kleiner sein wird. Die im Vergleich zu [11] relativ niedrige Akzeptanz rührt daher, daß die Impuls- und Polarwinkelverteilung der Myonen aus $c\bar{c}$-Ereignissen sehr ungünstig für eine Identifikation ist.

4.1.5 Untergrund durch den Zerfall von Kaonen und Pionen im Flug

Schon in reinen $c\bar{c}$-Ereignissen stammt ein merklicher Anteil der Myonen aus dem schwachen Zerfall von Pionen und Kaonen auf ihrem Weg durch die Spurkammern. Die dabei wichtige Wegstrecke ist die vom Entstehungsort bis zum Beginn des Kalorimeters, denn dort lösen Pionen und Kaonen im allgemeinen innerhalb weniger Zentimeter durch starke Wechselwirkung einen hadronischen Schauer aus. Betrachtet man verschiedene mögliche Prozesse in Elektron-Proton-Reaktionen, dann ist selbst bei einem harten Schnitt auf den Transversalimpuls der Untergrund von Myonen aus dem Zerfall im Flug in der Größenordnung vergleichbar mit Myonen aus semimyonischen Charm-Zerfällen [23], so daß diese Untergrundquelle keinesfalls unterschätzt werden sollte.

Die Impulsverteilung von Myonen aus Charm-Zerfällen im Datensatz CCSIM erreicht ihr Maximum bei etwa 500 MeV, während die Verteilung für Myonen aus Pion- und Kaonzerfällen oberhalb von 30 MeV sehr schnell abfällt. Das ist plausibel, denn die Wahrscheinlichkeit P, daß ein Teilchen der Masse m mit Lebensdauer τ und Impuls p in der Strecke d zerfällt, beträgt

$$P(d) = 1 - \exp(-\frac{dm}{pc\tau})$$

Je größer der Impuls des Kaons oder Pions ist, desto kleiner ist die Wahrscheinlichkeit, in der Wegstrecke bis zum Kalorimeter zu zerfallen. Durch den kleineren mittleren Impuls werden diese Myonen im Vergleich zu Myonen aus Zerfällen des D^0 seltener als identifizierbar angesehen (Tabellen 6 und 7). Diejenigen Untergrundmyonen, die identifizierbar sind, haben im Mittel immer noch einen kleineren Transversalimpuls, so daß ein Schnitt in dieser Größe Myonen aus Kaon- und Pionzerfällen unterdrücken kann. Eine nähere Untersuchung zur Zerfallswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Energie und Polarwinkel des Pions oder Kaons findet sich in [23].

Ein weiterer Unterschied ist der Entstehungsort der Myonen. Kaonen und Pionen haben Zerfallslängen von $c\tau \simeq 3{,}7$ m und 7,8 m, so daß ein Zerfall im Gegensatz zu den kurzlebigeren D-Mesonen in deutlicher Entfernung vom primären Vertex stattfindet. Dennoch ist ein solcher Zerfall nur schwierig an einem Knick in der Spur zu erkennen. Zum einen ist der mittlere Winkel zwischen Pion oder Kaon und Myon bei den typischerweise in $c\bar{c}$-Ereignissen auftretenden Impulsen sehr klein. Im Pionzerfall $\pi \to \mu\nu_\mu$ liegt er wegen des kleinen Q-Werts (30 MeV) unter einem Grad, im Kaonzerfall $K \to \mu\nu_\mu$ liegt er mit etwa 5 Grad etwas günstiger. Zum anderen müssen beide Spuren ein ausreichendes Stück in der zentralen Spurkammer zurücklegen, um den sekundären Vertex mit speziellen Analyseroutinen [27] zu erkennen. Daher ist der nutzbare Bereich im radialen Abstand von

Mutterteilchen	Anteil in Prozent		
	Generator	H1PSI	H1SIM
D^0	7,9	39	36
$D^\pm$	8,5	39	34
$D_s^\pm$	1,5	7,3	4,7
$K^\pm$	15,4	5,4	6,1
$\pi^\pm$	65,4	4,5	15
Baryonen mit Charm	0,6	4,1	3,5
andere	0,7	0,6	0,7

Tabelle 6: Mutterteilchen aller generierten Myonen und aller korrekt identifizierten Myonen (mit H1PHAN-Standardschnitten) in $c\bar{c}$-Ereignissen

Mutterteilchen	Identifikationswahrscheinlichkeit in Prozent
D^0	89
$K^\pm$	23
$\pi^\pm$	7,5

Tabelle 7: Identifikationswahrscheinlichkeiten für Myonen bei H1PSI

der Strahlachse eingeschränkt auf den mittleren Teil der Spurkammer und es können so nur wenige Kaonzerfälle identifiziert werden.

In der Polarwinkelverteilung zeigt sich kein signifikanter Unterschied zwischen den beiden Gruppen von Myonen. Eine Trennung anhand einiger Spurmerkmale (DCA, z_0, radiale Spurlänge und Anzahl der Treffer) ist nicht vielversprechend; die beiden Gruppen zeigen sehr ähnliche Verteilungen in diesen Größen.

4.2 Kaon und Pion

Als mögliche Kaon- und Pionhypothese kommen zunächst alle Spuren aus den Spurkammern in Betracht, die von dem Rekonstruktionsprogramm auf einen gemeinsamen Hauptvertex angepaßt werden konnten (eingetragen in der KVKR-Bank).

In den zentralen Spurkammern kann zusätzlich zum Impuls auch der Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ eines Teilchens gemessen werden, so daß für Spuren, die ein ausreichendes Stück in der zentralen Spurkammer zurücklegen, eine Teilchenidentifikation im Prinzip möglich ist. Der Meßfehler des Energieverlustes verringert sich mit der Anzahl der getroffenen Signaldrähte und liegt bei etwa 10%. Da praktisch alle Teilchen mit einem Impuls oberhalb von etwa 1 GeV mit ihrem Energieverlust in einem engen Band liegen, ist mit dieser Auflösung eine Trennung der Teilchensorten nur im Bereich bis etwa 1 GeV möglich.

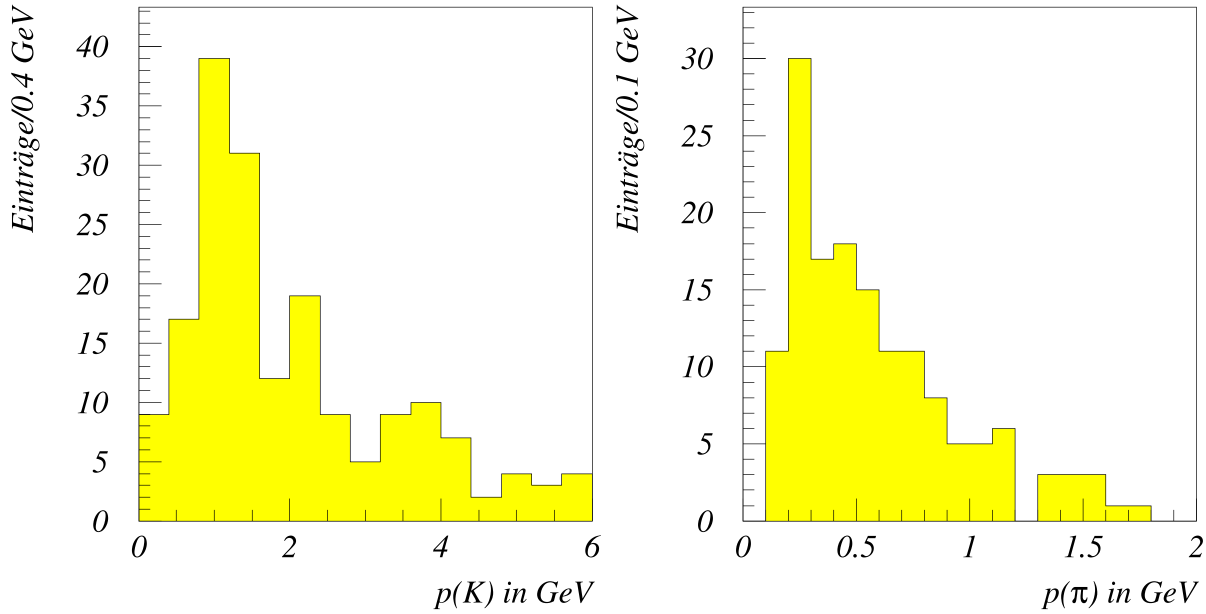

Abbildung 17: Impuls von Kaonen (links) und Pionen (rechts) aus den gesuchten semimyonischen $D^{*\pm}$-Zerfällen, in denen das Myon identifizierbar ist

Myonen müssen einen Mindestimpuls von etwa dieser Größe haben, um im instrumentierten Eisen identifizierbar zu sein, so daß eine weitere Verbesserung der Identifikation anhand des Energieverlustes für sie ausscheidet. Unterhalb eines Teilchenimpulses von 1 GeV steigt der Energieverlust von Protonen stark an und erlaubt eine Trennung von anderen Teilchen, das gleiche gilt für Kaonen unterhalb von etwa 0,8 GeV.

Da die überwiegende Mehrzahl der Teilchen im Endzustand einer Elektron-Proton-Reaktion Pionen sind, wäre vor allem eine Identifikation von Kaonen sehr hilfreich. Das Problem ist, daß gerade Kaonen aus dem gesuchten semimyonischen Zerfall im Mittel einen Impuls über 1 GeV haben (Abbildung 17) und daher selten über den Energieverlust zu identifizieren sind. Das Pion aus dem $D^{*\pm}$-Zerfall ist zwar im Mittel niederenergetischer, aber da der Anteil an Pionen in einem Ereignis sehr groß ist, kann eine Identifikation nur wenige Spuren ausschließen und ist daher zumindest auf Monte-Carlo-Ebene praktisch wirkungslos. In den 1993 genommenen Daten tritt erheblich mehr Untergrund auf, vor allem kommt im Vergleich zu den Monte-Carlo-Datensätzen eine merkliche Anzahl niederenergetischer Protonen hinzu, so daß in diesem Fall eine Obergrenze für $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ einen Teil der falschen Teilchenhypothesen ausschließen kann (siehe Kapitel 7.2).

4.3 Neutrino

Bei der Analyse eines Zerfalls mit einem Neutrino im Endzustand sollte man nicht außer Acht lassen, daß man mit einem Detektor, der fast den ganzen Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt abdeckt, eventuell Informationen über den Impuls und die Richtung des Neutrinos aus der fehlenden Energie im Kalorimeter bekommen kann. Der Transversalimpuls des Anfangszustands bei der Elektron-Proton-Kollision ist Null, so daß im folgenden untersucht wurde, ob es möglich ist, den Transversalimpuls und den Azimutalwinkel des Neutrinos zu rekonstruieren.

Grundlage der Untersuchung sind alle Ereignisse aus dem Datensatz CCSIM mit mindestens einem Neutrino. Betrag $p_{t,\mathrm{sim}}$ und Richtung ϕ_{sim} des Neutrino-Transversalimpulses werden direkt den Monte-Carlo-Daten (STR-Bank) entnommen. Falls in einem Ereignis mehrere Neutrinos auftreten, werden für die folgende Untersuchung ihre Impulsvektoren addiert und zu einem Neutrino zusammengefaßt. Mit diesen Vergleichswerten läßt sich die Möglichkeit einer Rekonstruktion auf zwei Ebenen testen:

Auf Monte-Carlo-Niveau wurde die transversale Energie

$$\begin{aligned} E_{t,x} &= \sum_i E_i \sin\theta_i \cos\phi_i \\ E_{t,y} &= \sum_i E_i \sin\theta_i \sin\phi_i \end{aligned}$$

über alle stabilen Teilchen bis auf Neutrinos summiert, und zwar für Polarwinkel zwischen $0,72^\circ$ und 177°, um den Akzeptanzbereich aller Kalorimeterkomponenten zu berücksichtigen. Auf Detektorniveau wurde nach den gleichen Formeln die transversale Energie über die Cluster in allen Kalorimeterkomponenten summiert.

Aus den summierten $E_{t,x}$ und $E_{t,y}$ folgen die rekonstruierten Werte für Betrag und Richtung des Transversalimpulses nach

$$\begin{aligned} E_{t,\mathrm{rek}} &= \sqrt{E_{t,x}^2 + E_{t,y}^2} \\ \phi_{\mathrm{rek}} &= \arctan(\frac{E_{t,y}}{E_{t,x}}) - \pi \end{aligned}$$

Ein Vergleich der simulierten mit den rekonstruierten Azimutalwinkeln ergibt, daß die Verteilung der Differenz gut beschrieben wird durch eine um Null zentrierte Gaußkurve mit einem z.T. erheblichen konstanten Untergrund, exemplarisch an Abbildung 18 zu sehen. Da die Azimutalwinkel auf Monte-Carlo-Niveau gleichverteilt sind, muß man davon ausgehen, daß der konstante Untergrund aus Ereignissen besteht, in denen eine Rekonstruktion unmöglich ist. Aus der Höhe des Untergrunds läßt sich der Anteil der Ereignisse a ablesen, in denen eine Rekonstruktion des Azimutalwinkels prinzipiell funktioniert, und die Standardabweichung σ der Gaußkurve ist ein Maß dafür, wie gut die Rekonstruktion für diesen Anteil gelingt. Eine Übersicht über die beiden Größen in Abhängigkeit vom minimalen Transversalimpuls der betrachteten Neutrinos findet sich in Tabelle 8. Aus ihr wird ersichtlich, daß die Rekonstruktion des Azimutalwinkels nur bei Neutrinos mit einem hohen Transversalimpuls möglich ist und dort auch nur für einen Teil der Ereignisse. Ein Vergleich des simulierten Transversalimpulses mit dem rekonstruierten zeigt, daß selbst bei großen $E_{t,\mathrm{min}}$ eine Rekonstruktion des Transversalimpulses nicht möglich ist.

Um einzuschätzen, inwieweit die Rekonstruktion unter diesen harten Voraussetzungen noch sinnvoll ist, kann man die Herkunft und den mittleren Impuls der Neutrinos im Datensatz CCSIM betrachten: Die überwiegende Zahl der Neutrinos stammt aus Zerfällen

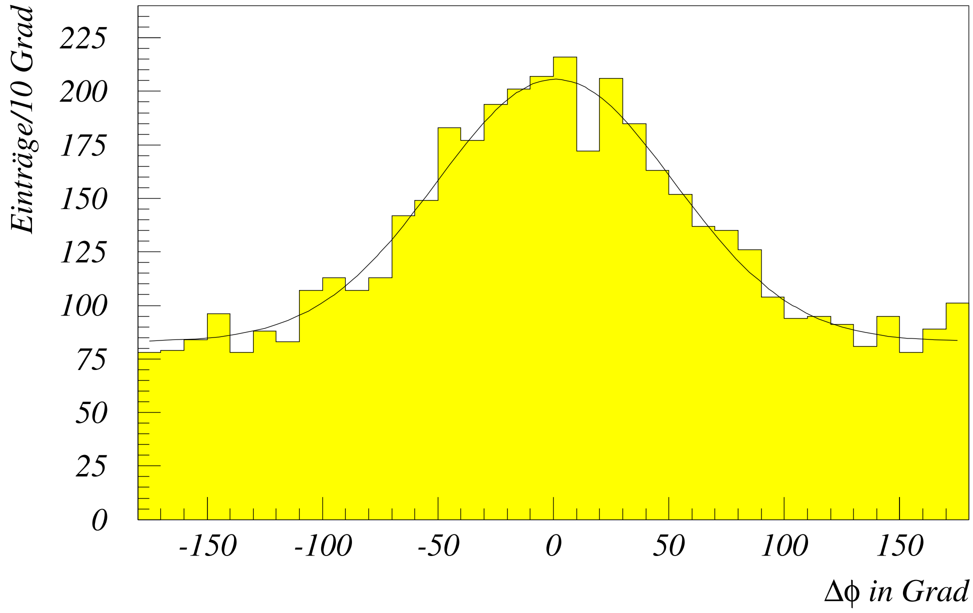

Abbildung 18: Differenz des Azimutalwinkels $\Delta\phi = \phi_{\mathrm{rek}} - \phi_{\mathrm{sim}}$ auf Detektorniveau bei einem minimalen Transversalimpuls des Neutrinos von 0,5 GeV

$E_{t,\mathrm{min}}$ in GeV	σ in Grad		a in %	
	Monte-Carlo	Detektor	Monte-Carlo	Detektor
0,0	36	52	24	13
0,5	34	52	67	35
1,0	24	43	85	46
1,5	14	36	77	56

Tabelle 8: Rekonstruktion des Azimutalwinkels des Neutrinos

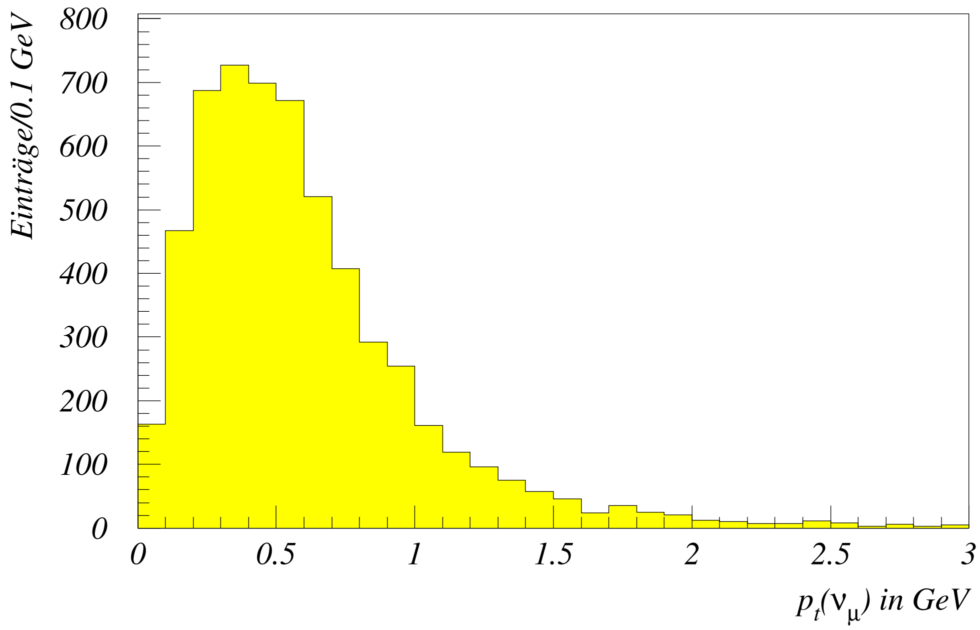

Abbildung 19: Transversalimpuls der Neutrinos aus dem Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$

von Pionen, Kaonen und Myonen im Flug. Die dabei enstehenden Neutrinos sind sehr niederenergetisch, im Pionzerfall liegt die Energie bei 30 MeV, im Kaonzerfall bei 236 MeV und im Myonzerfall bei bis zu 53 MeV. Neutrinos aus Zerfällen von Mesonen und Baryonen mit Charm haben dagegen einen größeren mittleren Impuls, und zu dieser Gruppe gehören auch die Neutrinos aus dem semimyonischen Zerfall des D^0-Mesons. Stellvertretend für diese Gruppe zeigt Abbildung 19 die Verteilung des Transversalimpulses von Neutrinos aus einem D^0-Zerfall. Im Hinblick auf die Rekonstruktion des Neutrinos durch den fehlenden Transversalimpuls im Ereignis liegt das Maximum der Verteilung mit etwa 350 MeV allerdings immer noch sehr niedrig, so daß alles in allem eine Rekonstruktion des Impulses nicht möglich ist, zumal die Detektorsimulation im Vergleich zur Realität ein eher optimistisches Bild vermittelt. So kann schon der zeitweilige Ausfall einiger Sektoren im Kalorimeter die Bestimmung des fehlenden Transversalimpulses in dem hier betrachteten Energiebereich von nur einigen GeV stark verfälschen und die Rekonstruktion zunichte machen.

5 Rekonstruktion des D^0-Impulses

Bei der Suche nach Schnittkriterien für die Analyse wäre eine von den Impulsen des Myons und Kaons weitgehend unabhängige Näherung des D^0-Impulses hilfreich, um sie als weitere kinematische Information auszunutzen. Dabei steht die Möglichkeit im Vordergrund, bei bekanntem Impuls des D^0 den Vierervektor des Neutrinos über

$$p_\nu = p_{D^0} - p_K - p_\mu$$

auszurechnen und als zusätzliche Bedingung zu fordern, daß das Quadrat der invarianten Masse $(p_\nu)^2$ in der Nähe von Null liegt.

Eine Möglichkeit, an eine Richtungsinformation zu gelangen, besteht darin, die relativ große Zerfallslänge des D^0 von $c\tau = 126\mu\text{m}$ auszunutzen, indem man versucht, den sekundären Vertex des D^0-Zerfalls vom primären Vertex zu trennen. Die erforderliche Ortsauflösung kann von speziellen Halbleiter-Spurdetektoren erreicht werden, die direkt um den Wechselwirkungspunkt installiert werden. Ein solcher „Mikrovertexdetektor“, der als Erweiterung des H1-Detektors schon im Bau ist [28], wird nicht nur das Signal- zu Untergrundverhältnis für die Suche nach D-Mesonen erheblich verbessern, sondern auch die Flugrichtung des D^0 und damit eine weitere kinematische Information über den D^0-Zerfall liefern.

5.1 Rekonstruktion des D^0 über Jetalgorithmen

Eine andere Quelle für Informationen über den Impuls oder zumindest die Flugrichtung des D^0 ist die Ereignistopologie. Die beiden Charm-Quarks aus der Photon-Gluon-Fusion fragmentieren idealerweise in je ein eng begrenztes Bündel von Hadronen (ein „Jet“). Je größer der Transversalimpuls der Quarks, desto besser sind diese beiden Jets erkennbar. Hinzu kommt noch der Rest des Protons nach der Reaktion, der in Form eines weiteren Jets mit hohem Impuls in Vorwärtsrichtung auftritt. Die meisten Teilchen des Protonrest-Jets gehen im Strahlrohr verloren, die restlichen machen sich vor allem als Aktivität im Vorwärtskalorimeter bemerkbar. Um anzudeuten, daß dieser Jet nichts mit der eigentlichen Reaktion zu tun hat, spricht man von einer „2+1“ Jetstruktur. Diese Struktur wird allerdings durch die Fragmentation verwischt: Wegen des Quark-Confinements müssen farbneutrale Zustände gebildet werden, was zwangsläufig zu einer Verbindung zwischen den Charm-Quarks und den Quarks des Protonrestes führt. Diese Eigenschaft der starken Wechselwirkung, z.B. beschrieben durch das String-Fragmentationsmodell, erschwert eine Trennung der Jets im Endzustand der Reaktion.

Mit Jetalgorithmen lassen sich Impuls und Richtung eines Jets festlegen, und diese Größen geben im allgemeinen eine gute Näherung für den Impuls des Quarks, aus dem der Jet entstanden ist. Das D^0 enthält eines der beiden Charm-Quarks und trägt daher einen großen Teil des ursprünglichen Quarkimpulses (Für $D^{*\pm}$-Mesonen liegt der Anteil bei etwa 80% [29]). Es ist daher naheliegend, den Impuls des D^0 durch den Impuls des Jets anzunähern

$$\vec{p}_{D^0} \simeq a \cdot \vec{p}_{\text{jet}}$$

wobei der Faktor a vom Fragmentationsmodell und dem verwendeten Jetalgorithmus abhängt und durch Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden kann. Die Jetalgorithmen liefern mehrere Jets in einem Ereignis und man wählt in der Praxis für die Näherung von $\vec{p}_{D^0}$ sinnvollerweise den Jet, der das identifizierte Myon enthält. Setzt man voraus, daß ein Ereignis eine Photon-Gluon-Fusion in ein $c\bar{c}$-Paar enthält, dann sollte es Ziel der Jetanalyse sein, das Ereignis in drei Jets aufzuteilen. Als Eingabe erwarten die untersuchten Jetalgorithmen (DECO und JADE) die Vierervektoren aller zu berücksichtigenden Teilchen. Als Klasse von Vektoren kommen dabei z.B. alle geladenen Spuren (H1PHAN-Bezeichnung „TRAK“) in Frage oder auch alle geladenen Spuren und Kalorimetercluster, die keiner Spur zugeordnet wurden (H1PHAN-Bezeichnung „TRIC“). In einer späteren Untersuchung (Kapitel 6.1.4) wird die Zugehörigkeit verschiedener Spuren zu einem Jet als Schnittkriterium getestet, so daß keine Algorithmen berücksichtigt wurden, die nur auf Kalorimeterinformationen zurückgreifen, wie z.B. der UA1-Cone-Algorithmus. Da ohne allgemeine Teilchenidentifikation die Masse der Teilchen unbekannt ist, kann man als Hypothese allen Spuren die Masse Null oder die Masse des im Mittel häufigsten Teilchens, des $\pi^{\pm}$, zuordnen. Die Auswirkung dieser Wahl auf die Einteilung in Jets ist gering, wurde aber für jeden Jetalgorithmus getrennt untersucht.

Speziell im Fall der HERA-Kinematik haben die Teilchen im Endzustand einen starken Boost in Vorwärtsrichtung, so daß man Lorentz-invariante Jetalgorithmen bevorzugen sollte. Aus dem gleichen Grund geht ein großer Teil des Protonrestes in Vorwärtsrichtung im Strahlrohr verloren und mit ihm der überwiegende Teil des Longitudinalimpulses. Um zu verhindern, daß die sichtbaren Teilchen des Protonrestes willkürlich anderen Jets zugeordnet werden, kann man ein Pseudoteilchen (PT) einführen, das den fehlenden Longitudinalimpuls des Ereignisses trägt [30]. Es erhält den Transversalimpuls und die Masse Null [31]:

$$p_{\mathrm{PT}} = (E_{\mathrm{PT}}, \vec{p}_{\mathrm{PT}}) = (|p_z|, 0, 0, p_z)$$

wobei sich der Longitudinalimpuls p_z berechnet aus:

$$\begin{aligned} p_z &= p_z(\text{Strahlproton}) + p_z(\text{Strahlelektron}) - \sum_i p_{z,i} \\ &= 820\,\text{GeV} - 26,7\,\text{GeV} - \sum_i p_{z,i} \end{aligned}$$

Die Summen laufen über alle Eingabevektoren der Jetanalyse, d.h. hier entweder über alle geladenen Spuren oder über alle geladenen Spuren und unverbundenen Cluster. Das Pseudoteilchen wird als weiterer Vierervektor zusätzlich zu den anderen Vierervektoren dem Jetalgorithmus übergeben. Nach der Jetanalyse stellt der Jet mit dem Pseudoteilchen den Protonrest dar und die darin enthaltenen Teilchen können von der weiteren Analyse ausgeschlossen werden. Benutzt man kein Pseudoteilchen, dann besteht immer noch die Möglichkeit, z.B. den Jet mit dem kleinsten Transversalimpuls oder Polarwinkel als Protonrest-Jet zu bezeichnen [32]. Die invariante Masse W^2 des gesamten hadronischen Systems, die man als Massenskala für den JADE-Algorithmus benutzen kann, wird mit dem Pseudoteilchen berechnet.

5.1.1 Der DECO-Algorithmus

Der DECO-Algorithmus [32] geht von einer topologischen Funktion aus, die aus allen Vierervektoren berechnet wird, wobei die Zuordnung der Vierervektoren zu bestimmten Jets entscheidend ist für den Wert der Funktion. Zu einer vorgegebenen Anzahl L von Jets variiert der Algorithmus die Aufteilung der Vierervektoren in L Jets und sucht die Konfiguration, in der die topologische Funktion ein Minimum annimmt. Es standen drei verschiedene Funktionen zur Auswahl, die alle Lorentz-invariant sind:

$$\begin{aligned} F_1 &= 1 - \frac{1}{M} \sum_{J=1}^{L} \sqrt{\frac{(P_J P)^2}{M^2 - M_J^2}} \\ F_3 &= \sum_{J=1}^{L} M_J \\ F_4 &= \sum_{J=1}^{L} M_J^2 \end{aligned}$$

Dabei ist P die Summe aller Vierervektoren im Ereignis, P_J die Summe aller Vierervektoren in Jet J und M, M_J sind die zugehörigen Massen. Eine Aufteilung in eine beliebige Anzahl von Jets ist möglich, für die weitere Analyse wurde allerdings vorausgesetzt, daß es sich um Ereignisse mit einer 2+1 Jetstruktur handelt, so daß nur die Aufteilung in drei Jets betrachtet wurde.

Die Parameter, die im DECO-Algorithmus noch frei wählbar sind, sollten so eingestellt werden, daß die Rekonstruktion des D^0-Impulses möglichst gut gelingt. Dazu wurde der Datensatz DSSIM gewählt, denn er enthält von den vollständig simulierten Datensätzen die größte Anzahl an semimyonischen Zerfällen des D^0. Es wurden nur Ereignisse mit drei oder mehr Spuren akzeptiert (85%) und nur die Myon-Kandidaten benutzt, die tatsächlich Myonen aus einem semimyonischen Zerfall des D^0 sind.

Ob den geladenen Spuren die Masse Null oder die Masse des $\pi^\pm$ zugeordnet wird, macht für die Rekonstruktion des D^0-Impulses keinen signifikanten Unterschied. Daher wurde die Standardeinstellung von H1PHAN beibehalten, die allen geladenen Spuren die Masse des $\pi^\pm$ zuweist.

Fügt man zu den geladenen Spuren das Pseudoteilchen hinzu, dann liegt bei allen topologischen Funktionen das Pseudoteilchen nahezu immer alleine in einem Jet. Damit erzwingt man eine Aufteilung der geladenen Spuren in 2 Jets im Gegensatz zur gewünschten 2+1 Konfiguration. Bei geladenen Spuren und unverbundenen Clustern tritt dieses Problem schon allein deswegen nicht auf, weil die Anzahl der Vierervektoren erheblich größer ist. Allerdings gelingt die Rekonstruktion des D^0-Impulses ohne Pseudoteilchen deutlich besser als mit Pseudoteilchen. Das Einfügen eines Pseudoteilchens ist also in keinem Fall sinnvoll.

Die verschiedenen topologischen Funktionen unterscheiden sich in ihrer Wirkung nur gering. Die Funktion F_4 erwies sich im Vergleich zu den beiden anderen als etwas besser für die Rekonstruktion des D^0-Impulses, in Übereinstimmung mit [32], und zwar sowohl für geladene Spuren als auch für geladene Spuren und nicht verbundene Cluster.

Um die Zuverlässigkeit und die Aussagekraft der Rekonstruktion zu erhöhen, sind einige Forderungen an den gefundenen Myonjet sinnvoll:

- Die Impulsbestimmung des D^0 sollte weitgehend unabhängig sein von den Impulsen der später zu kombinierenden Teilchen in der Pseudo-ΔM-Methode. Daher sollte die Rekonstruktion auf mindestens drei Teilchen beruhen, d.h. der Myonjet muß drei oder mehr Vierervektoren enthalten. Diese Forderung ist für geladene Spuren und nicht verbundene Cluster praktisch immer erfüllt, während für geladene Spuren nur noch die Hälfte aller Myonjets akzeptiert werden. Dieser Nachteil wird dadurch gemildert, daß bei einem oder zwei Teilchen im Myonjet das Ereignis insgesamt in der Regel wenig Spuren enthält und daher die Wahrscheinlichkeit sehr klein ist, daß alle Teilchen aus dem $D^{*\pm}$-Zerfall eine Spur erzeugt haben.

- Um von einer minimalen Ausprägung eines Jets zu sprechen, sollte der Transversalimpuls des Myonjets einen bestimmten Wert überschreiten. Für Jets aus geladenen Spuren wurde die Untergrenze auf 1 GeV festgelegt, bei geladenen Spuren und nicht verbundenen Clustern auf 2 GeV, da hier mehr Vierervektoren in die Jetanalyse eingehen.

- Der Verlust von Teilchen im Strahlrohr kann die Impulsrekonstruktion erheblich verfälschen. Um das zu vermeiden, kann man einen minimalen Winkel zwischen dem Myonjet und der Strahlachse fordern. Bei geladenen Spuren ist eine Einschränkung auf $10^\circ \leq \theta_{\text{jet}} \leq 165^\circ$ sinnvoll, bei geladenen Spuren und nicht verbundenen Clustern kann man wegen der größeren Winkelakzeptanz des Kalorimeters $5^\circ \leq \theta_{\text{jet}} \leq 175^\circ$ verlangen. Daß dieser Schnitt sinnvoll ist, zeigt sich daran, daß in der Rekonstruktion des Azimutalwinkels des D^0 die Anzahl der Ausreißer abnimmt.

Mit diesen Schnitten wird die Konstante a aus der Verteilung von p_{jet}/p_{D^0} bestimmt, und zwar so, daß der Mittelwert der angepaßten Gaußkurve bei 1 liegt. Für geladene Spuren ergibt sich die Konstante $a_{\text{TRAK}} \simeq 1,0$ und für geladene Spuren und nicht verbundene Cluster $a_{\text{TRIC}} \simeq 0,48$.

Abbildung 20 zeigt die Abweichungen zwischen dem Impuls des D^0 und dem rekonstruierten Impuls in den Komponenten Betrag, Polarwinkel und Azimutalwinkel. Beim Impulsbetrag ist die Verteilung des Quotienten p_{reko}/p_{D^0} aufgetragen, bei den Winkeln die Verteilung der Differenz $\Delta\phi = \phi_{\text{reko}} - \phi_{D^0}$ bzw. $\Delta\theta = \theta_{\text{reko}} - \theta_{D^0}$. Am aussagekräftigsten ist die Auflösung im Azimutalwinkel ϕ, denn der Azimutalwinkel des D^0 ist gleichverteilt, im Gegensatz zum Impulsbetrag und Polarwinkel. Die Anpassung von Gaußkurven an die Verteilungen dient nur dazu, über die Standardabweichung σ ein Maß für den mittleren Fehler der Rekonstruktion in den einzelnen Größen anzugeben. Aus der Form der Verteilungen und dem im Verhältnis zur Anzahl der Freiheitsgrade relativ großen χ^2-Wert erkennt man, daß die Fehler der Rekonstruktion nicht normalverteilt sind.

Insgesamt läßt sich festhalten, daß die Rekonstruktion des D^0-Impulses über eine Jetanalyse mit dem DECO-Algorithmus möglich ist, wenn auch mit relativ großen Fehlern. Verwendet man nur geladene Spuren, dann ist die Auflösung besser als bei Hinzunahme nicht verbundener Cluster, allerdings ist die Akzeptanz durch den Jetschnitt nur etwa halb so groß (38% im Vergleich zu 79%).

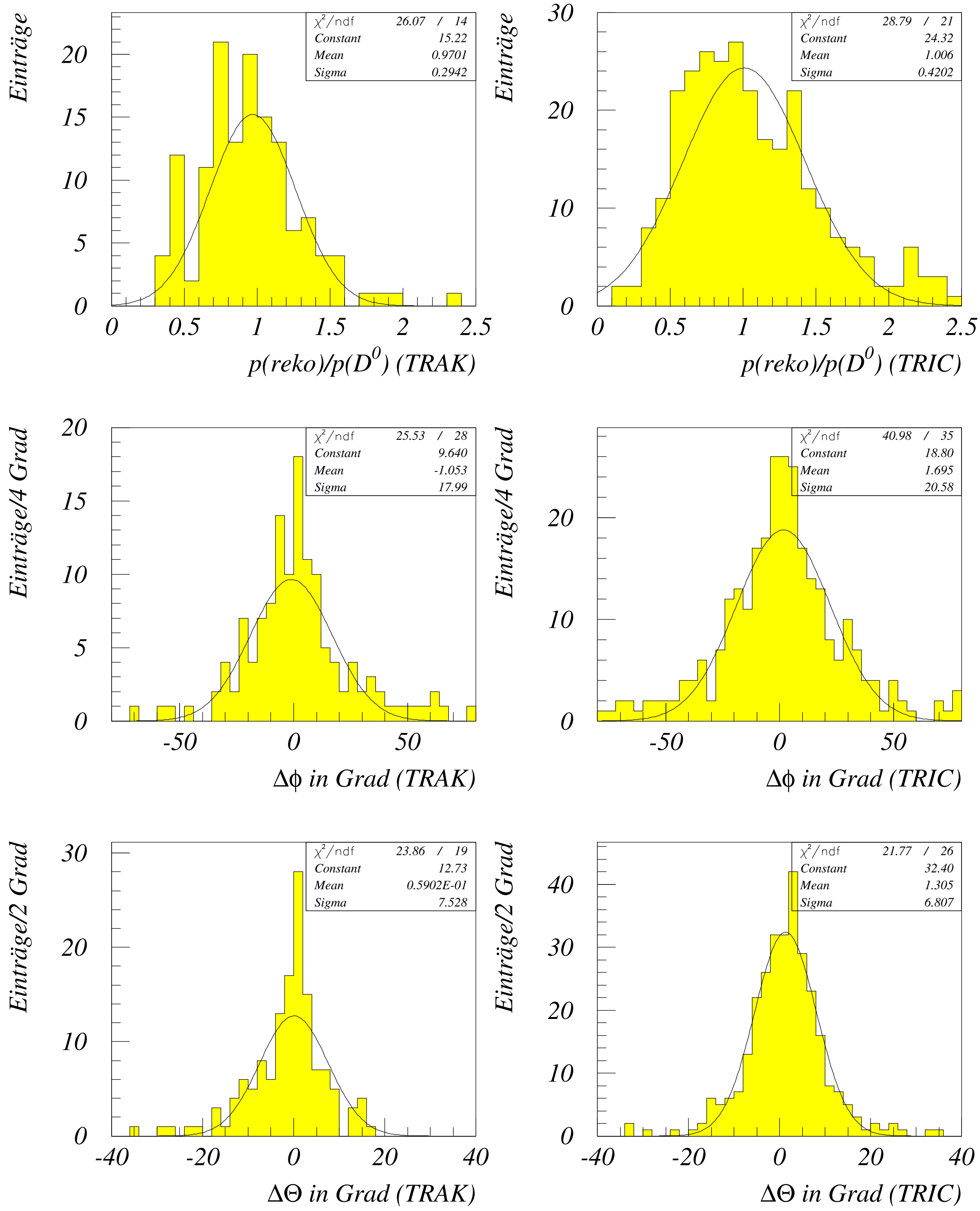

Abbildung 20: Rekonstruktion des D^0-Impulses mit dem Jetalgorithmus DECO, links für geladene Spuren (TRAK), rechts für geladene Spuren und nicht verbundene Cluster (TRIC)

	DECO		JADE	
	TRAK	TRIC	TRAK	TRIC
σ_p/p	0,3	0,4	0,4	0,4
σ_ϕ in Grad	18	21	15	25
σ_θ in Grad	8	7	7	7

Tabelle 9: Erreichbare Auflösung bei der Näherung des D^0-Impulses durch Jetalgorithmen

5.1.2 Der JADE-Algorithmus

Im JADE-Algorithmus [33] wird für alle Paare (i, j) von Vierervektoren eine Pseudo-Masse

$$m_{ij}^2 = E_i E_j (1 - \cos\theta_{ij})$$

gebildet, die näherungsweise Lorentz-invariant ist. Für den Grenzfall masseloser Teilchen ist m_{ij}^2 exakt die invariante Masse. Das Paar mit der kleinsten Pseudo-Masse wird zusammengefaßt, indem die beiden Vierervektoren addiert werden. Diese beiden Schritte werden solange wiederholt, bis die Pseudo-Massen aller Paare über einem vorgegebenen Wert d_{join} liegen, der meist als Bruchteil y_{cut} einer ereignisabhängigen Energieskala festgelegt wird. Die Anzahl der Jets, die nach Ende der Iteration übrigbleibt, variiert von Ereignis zu Ereignis und hängt von d_{join} ab.

Auch im JADE-Algorithmus wird die Aufteilung in Jets praktisch nicht davon beeinflußt, ob den geladenen Spuren die Masse Null oder die Masse des $\pi^\pm$ zugewiesen wird. Zum besseren Vergleich mit den Ergebnissen des DECO-Algorithmus wurde auch hier der H1PHAN-Standard gewählt, der die Masse des $\pi^\pm$ vorsieht.

Ein Zusammenfassen einzelner Spuren vor der eigentlichen Jetanalyse („Preclustering“), das bei hoher Multiplizität aus Geschwindigkeitsgründen empfohlen wird [22, Kapitel 15.2], ist bei den rekonstruierten Ereignissen im Datensatz DSSIM nicht nötig; die Jetanalyse ist auch ohne Preclustering ($d_{\text{init}} = 0$) schnell genug. Da bei der Photon-Gluon-Fusion eine $2+1$-Jetstruktur zu erwarten ist, wurde der JADE-Algorithmus so eingestellt, daß er in jedem Fall eine Aufteilung in drei Jets liefert. Dazu setzt man d_{join} auf einen beliebig hohen Wert und verlangt eine Mindestzahl von drei Jets.

Ähnlich wie im DECO-Algorithmus, ist es auch im JADE-Algorithmus für die Rekonstruktion des D^0-Impulses nicht sinnvoll, ein Pseudoteilchen einzuführen, denn wenn man den JADE-Algorithmus zu drei Jets zwingt, dann liegt das Pseudoteilchen sehr häufig alleine in einem der drei Jets. Das gilt nicht nur, wenn man geladene Spuren als Eingabevektoren benutzt, sondern auch, wenn unverbundene Cluster hinzugenommen werden.

Als zusätzliche Forderungen an den Myonjet, die die Qualität und Zuverlässigkeit der Rekonstruktion verbessern, konnten dieselben verwendet werden wie für den DECO-Algorithmus. Die Konstante a liegt mit diesen Schnitten bei $a_{\text{TRAK}} \simeq 1,1$ für geladene Spuren und bei $a_{\text{TRIC}} \simeq 0,55$ für geladene Spuren und nicht verbundene Cluster. Wie Abbildung 21 zeigt, ist die erzielbare Auflösung vergleichbar mit der des DECO-Algorithmus, der Impulsbetrag wird schlechter rekonstruiert, die Winkel etwas besser. Auch hier ist die Auflösung für geladene Spuren besser bei halb so großer Akzeptanz im Vergleich zu geladenen Spuren und unverbundenen Clustern. Tabelle 9 zeigt die erreichbare Auflösung im Vergleich zum DECO-Algorithmus.

5.1.3 Vergleich und Bewertung

Im Vergleich der beiden Jetalgorithmen gibt es keine klaren Vorteile für den einen oder anderen. Bei beiden Jetalgorithmen erreicht man mit geladenen Spuren zwar eine etwas bessere Auflösung, aber die Impulsrekonstruktion beruht im Mittel auf relativ wenigen Vierervektoren, so daß Zweifel an der Unabhängigkeit der Impulsrekonstruktion bleiben. Außerdem ist mit geladenen Spuren alleine die Akzeptanz nach den Jetschnitten deutlich geringer, so daß die Wahl geladener Spuren und unverbundener Cluster günstiger erscheint. Bei einer genaueren Betrachtung der Jetrekonstruktion ist es im Prinzip noch möglich, eine Korrektur einzuführen, die den Verlust von Teilchen im Strahlrohr berücksichtigt. Sie wäre vor allem bei sehr kleinen und sehr großen Polarwinkeln wirksam und würde die Rekonstruktion des Impulses und des Polarwinkels betreffen.

Mit einer unabhängigen Näherung des D^0-Impulses über eine Jetanalyse ist es prinzipiell möglich, direkt die klassische ΔM-Methode anzuwenden. Dazu muß zu dem genäherten D^0_{jet} nur noch eine Pionhypothese kombiniert werden und die Massendifferenz ergibt sich in diesem Fall aus

$$\Delta M = M(D^0_{\text{jet}}\pi^{\pm}) - m_{D^0}$$

Für einen Vergleichstest wurden aus dem Datensatz DSSIM alle $D^{*\pm}$-Zerfälle ausgewählt, bei denen Kaon, Myon und Pion eine sichtbare Spur hinterlassen und das Myon zusätzlich die Myonschnitte erfüllt. Der Impuls des D^0 wurde über eine Jetanalyse mit dem DECO-Algorithmus nach dem oben beschriebenen Verfahren genähert. Als Eingabe wurden alle geladenen Spuren und unverbundenen Cluster benutzt. Für den JADE-Algorithmus ist das Ergebnis ähnlich, denn die beiden Algorithmen unterscheiden sich bei der Rekonstruktion des D^0-Impulses nur wenig. Abbildung 22 zeigt die Verteilung der Massendifferenz, die zum einem mit der Pseudo-ΔM-Methode und zum anderen über die Jetanalyse berechnet wurde. Es ist klar zu sehen, daß die Pseudo-ΔM-Methode einen schärferen Peak produziert. Die Näherung des D^0-Impulses über die Jetanalyse ist zu ungenau, um diese Verteilung zu verbessern. Beschränkt man sich bei der Jetanalyse auf geladene Spuren, dann wird wegen der besseren Rekonstruktion des D^0-Impulses der Peak in der Verteilung der Massendifferenz schärfer und nähert sich in der Form dem Peak der Pseudo-ΔM-Methode. Das ist verständlich, denn die beiden Methoden werden sehr ähnlich, wenn das Kaon und Pion im Myonjet enthalten sind.

5.2 Anpassung unter der Zwangsbedingung $m_\nu = 0$

Falls eine unabhängige Schätzung des D^0-Impulses möglich ist, wie z.B. über die oben beschriebenen Jetalgorithmen, dann ist der Zerfall $D^0 \to K^-\mu^+\nu_\mu$ kinematisch überbe-

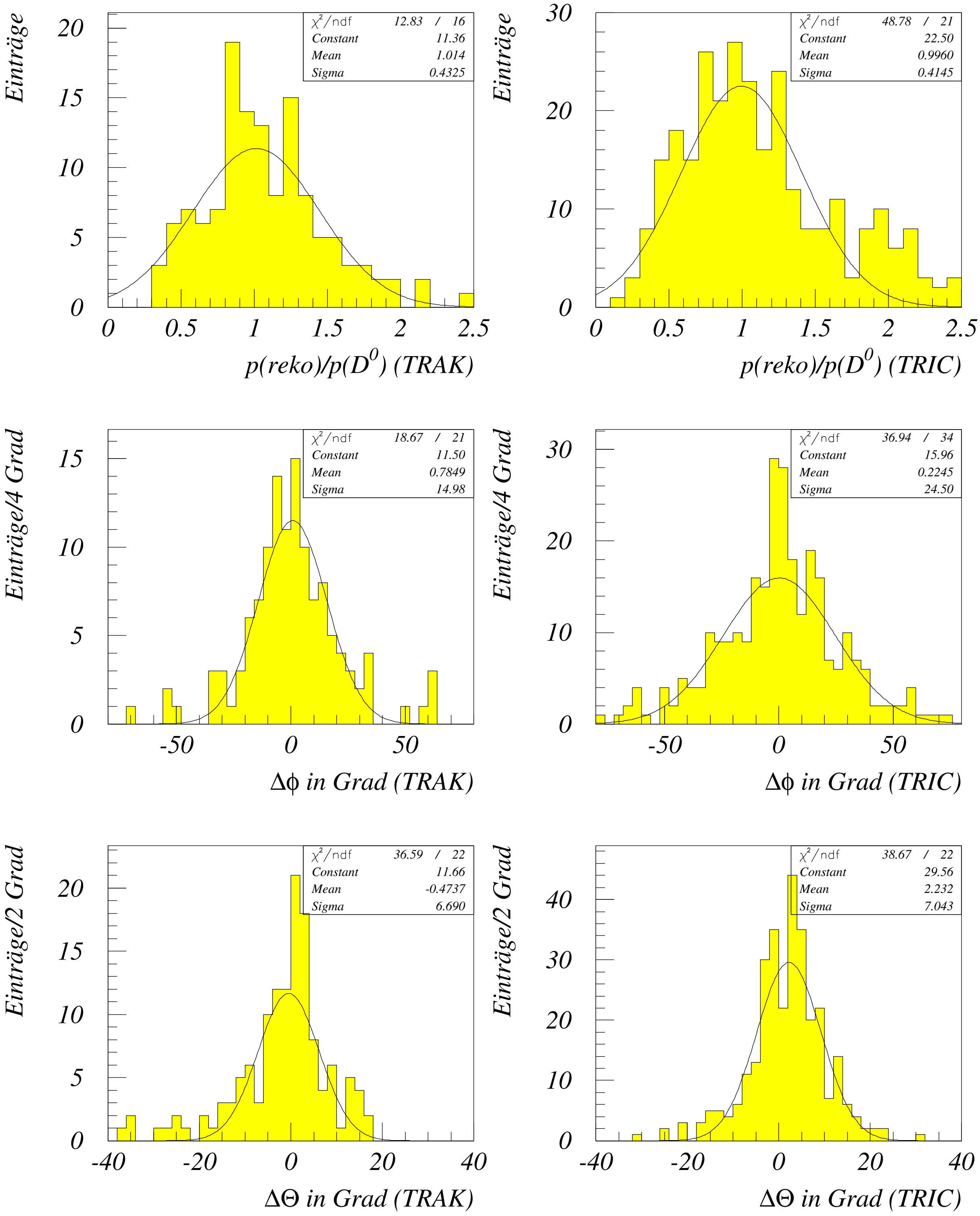

Abbildung 21: Rekonstruktion des D^0-Impulses mit dem Jetalgorithmus JADE, links für geladene Spuren (TRAK), rechts für geladene Spuren und nicht verbundene Cluster (TRIC)

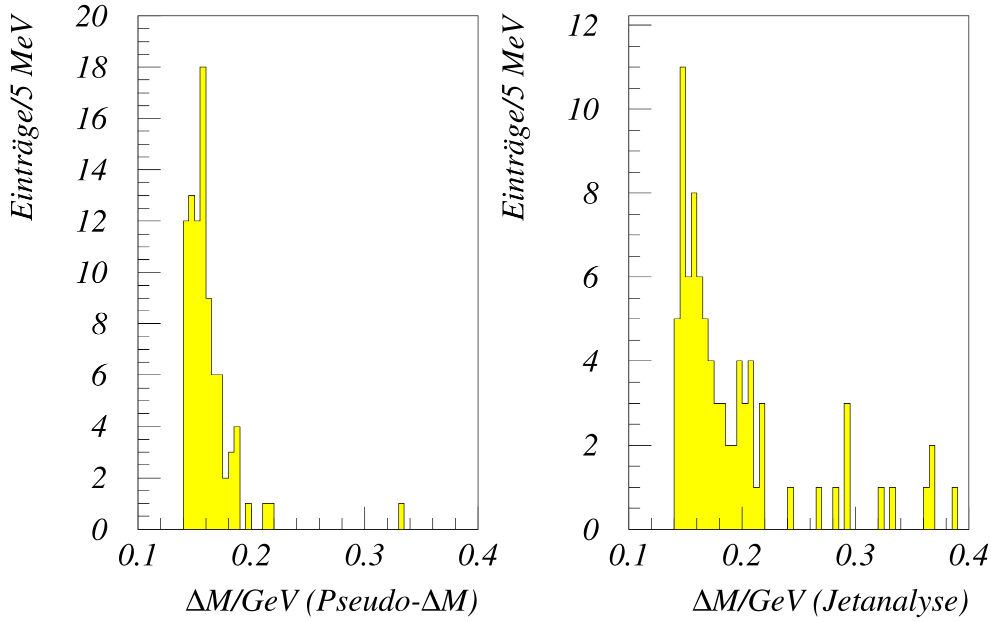

Abbildung 22: Vergleich zweier Methoden, die Differenz der invarianten Massen zu berechnen: links mit der Pseudo-ΔM-Methode, rechts durch Kombination einer Pionhypothese zu dem genäherten D^0 aus der Jetanalyse

stimmt, denn die Viererimpulse p_{D^0}, p_K, p_μ unterliegen der Zwangsbedingung

$$m_\nu^2 = (p_\nu)^2 = (p_{D^0} - p_K - p_\mu)^2 = 0 \tag{3}$$

Das läßt sich ausnutzen, um mit einer Anpassung unter dieser Zwangsbedingung eine bessere Schätzung des D^0-Impulses zu bekommen, vorausgesetzt der gesuchte Zerfall lag tatsächlich vor. Das Ergebnis der Anpassung eignet sich natürlich nicht mehr für den am Anfang dieses Kapitels erwähnten Schnitt auf das Quadrat der invarianten Masse $(p_\nu)^2$. Das Verfahren der Anpassung unter Zwangsbedingungen ist in [34, 35, 36] allgemein beschrieben und tritt hier im Spezialfall einer einzigen Zwangsbedingung auf:

Gegeben sind die Meßwerte $\vec{x}_0$, die zugehörige Kovarianzmatrix V und die Zwangsbedingung f:

$$f(\vec{x}) = 0$$

Das Minimieren des χ^2-Wertes

$$\chi^2(\vec{x}) = (\vec{x}_0 - \vec{x})^T V^{-1} (\vec{x}_0 - \vec{x})$$

unter der Zwangsbedingung f geschieht mit Hilfe eines Lagrange-Multiplikators λ. Das entstehende Minimierungsproblem

$$\chi^2(\vec{x}, \lambda) = (\vec{x}_0 - \vec{x})^T V^{-1} (\vec{x}_0 - \vec{x}) + 2\lambda f(\vec{x})$$

ist nicht-linear und muß daher iterativ gelöst werden:

$$
\begin{aligned}
S_n &= \vec{F}(\vec{x}_n) V \vec{F}^T(\vec{x}_n) \qquad \text{mit} \qquad \vec{F}(\vec{x}) := \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} \\
\lambda_{n+1} &= \frac{1}{S_n}[f(\vec{x}_n) + \vec{F}(\vec{x}_n)(\vec{x}_0 - \vec{x}_n)] \\
\vec{x}_{n+1} &= \vec{x}_0 - V\vec{F}^T(\vec{x}_n)\lambda_{n+1}
\end{aligned}
$$

Die Iteration wird abgebrochen, wenn sich χ^2 nicht mehr signifikant verringert. In diesem Fall wurde das Kriterium

$$0 < \chi_n^2 - \chi_{n+1}^2 < 0,1$$

benutzt. Wenn diese Bedingung nach maximal 20 Iterationsschritten nicht erfüllt ist, dann gilt die Anpassung als nicht gelungen.

Das Myon und der Jet werden wie im vorigen Abschnitt ausgewählt, wobei hier der DECO-Algorithmus mit geladenen Spuren und unverbundenen Clustern benutzt wird. Zusätzlich kommt eine geladene Spur als Kaonhypothese hinzu, deren Ladung entgegengesetzt zu der des Myons ist. Die Impulse des Myons und Kaons gehen in kartesischen Koordinaten in die Ausgleichsrechnung ein, dabei stammen die Kovarianzmatrizen für die beiden einzelnen Impulsvektoren aus dem Rekonstruktionsprogramm H1REC. Der Impuls des D^0 wird mit Hilfe der Jetanalyse angenähert und in Polarkoordinaten eingesetzt. Seine Kovarianzmatrix wird als diagonal angenommen mit den im vorigen Abschnitt bestimmten Standardabweichungen im Impulsbetrag, Azimutal- und Polarwinkel.

Das Iterationsverfahren konvergiert häufiger, wenn die Myon- und Kaonhypothese aus einem Zerfall $D^0 \to K^-\mu^+\nu_\mu$ stammen, und zwar in 78% der Fälle. Bei falschen Zuordnungen konvergiert das Verfahren nur in 66% der Fälle. Die Statistik im Datensatz DSSIM ist relativ klein und genaue Aussagen über den Effekt der Ausgleichsrechnung sind schwierig. Dennoch zeigt der Vergleich (Abbildung 23), daß man nur bei den Winkeln eine kleine Verbesserung erwarten kann, aber nicht beim Impulsbetrag. Selbst wenn also auf anderem Wege der Zerfall $D^0 \to K^-\mu^+\nu_\mu$ identifiziert wird, liefert eine Ausgleichsrechnung, die die Zwangsbedingung (3) ausnutzt, keine signifikante Verbesserung der Impulsrekonstruktion des D^0.

5.3 Franek-Methode

Im Zusammenhang mit der Messung der Lebensdauer von D-Mesonen wurde eine Methode [37] entwickelt, die es erlaubt, auf einfache Weise den Impulsbetrag des D-Mesons zu schätzen, wenn nur Informationen über die geladenen Zerfallsprodukte vorhanden sind: Man bildet die invariante Masse M_g und die Impulssumme $\vec{p}_g$ aller geladenen Zerfallsprodukte und erhält über

$$|\vec{p}_D| \simeq \frac{1}{\alpha}\frac{m_D}{M_g}|\vec{p}_g|$$

einen Näherungswert für den Impuls des D-Mesons. Dabei ist α eine Konstante der Größenordnung 1, deren genauer Wert aus einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt werden muß. Übertragen auf den semimyonischen Zerfall $D^0 \to K^-\mu^+\nu_\mu$ wird der Impuls des

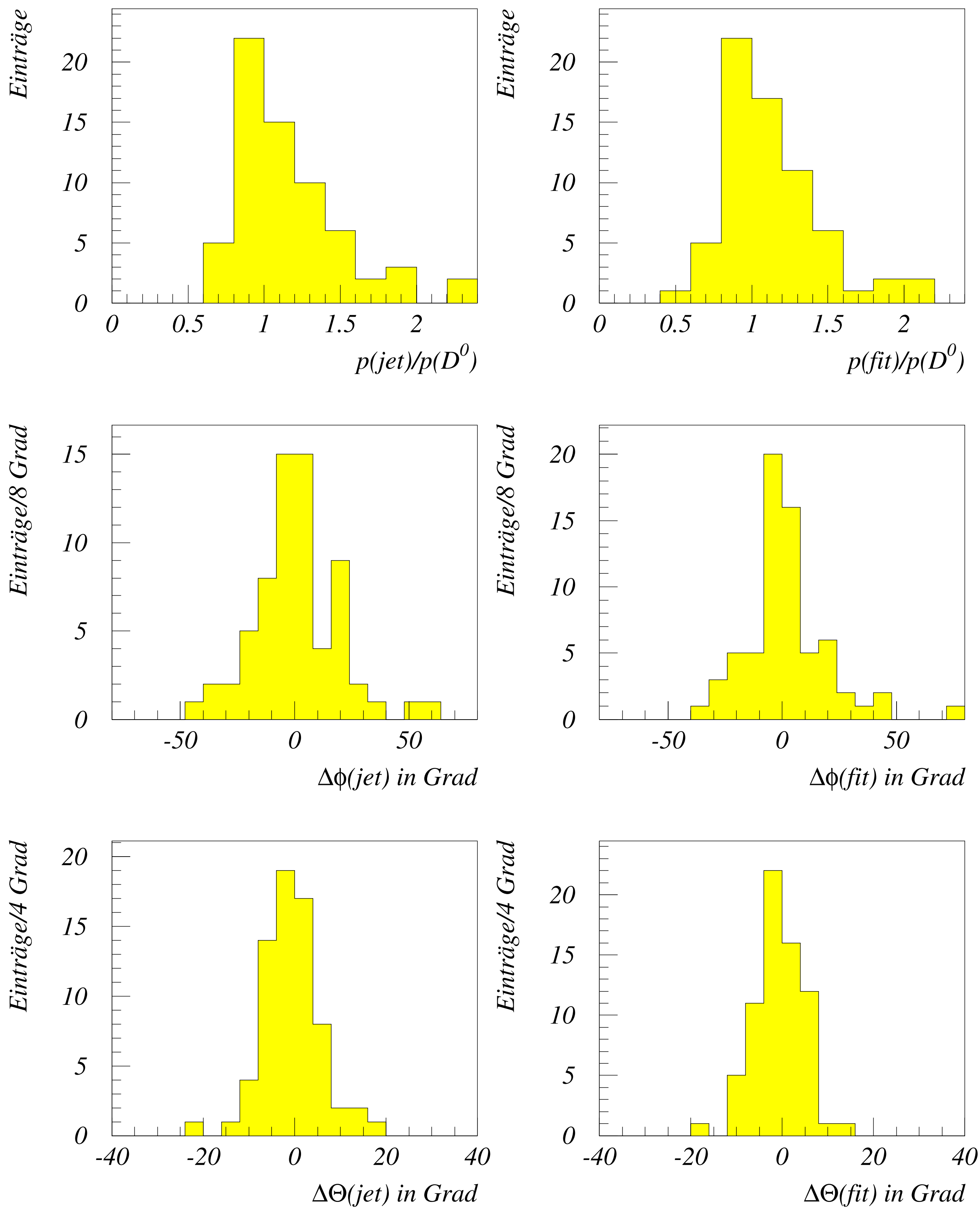

Abbildung 23: Verhältnis von rekonstruiertem zu tatsächlichem D^0-Impuls, links vor der Ausgleichsrechnung, rechts nachher

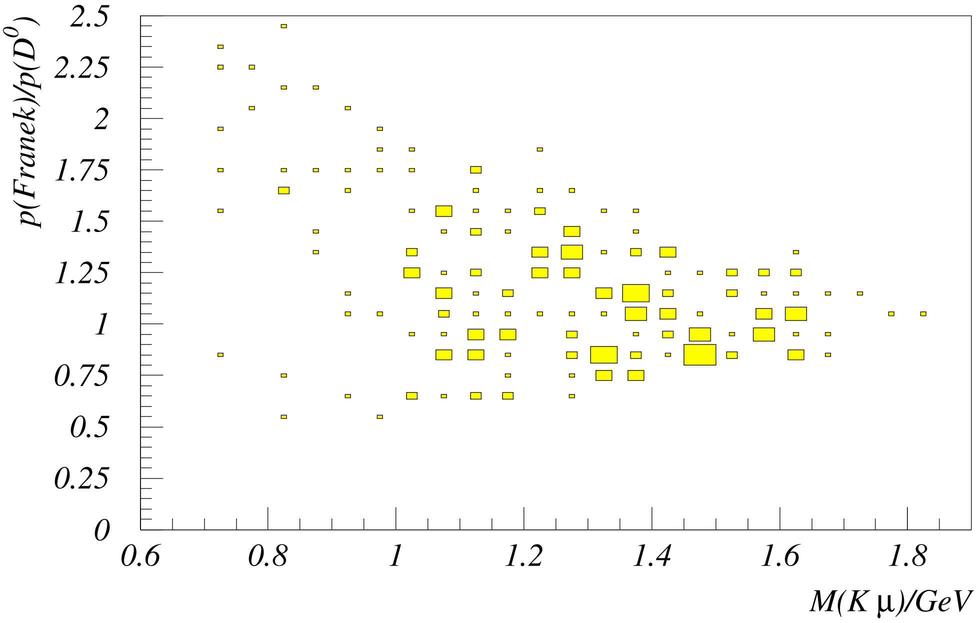

Abbildung 24: Verhältnis von genähertem zu tatsächlichem D^0-Impuls in der Franek-Methode, aufgetragen über der invarianten Masse $M(K\mu)$

D^0 angenähert durch

$$|\vec{p}_{D^0}| \simeq \frac{1}{\alpha} \frac{m_{D^0}}{M(K\mu)} |\vec{p}_K + \vec{p}_\mu| \tag{4}$$

Zum Test dieser Behauptung wurden im Datensatz DSSIM alle D^0-Zerfälle dieser Art betrachtet, bei denen Myon und Kaon eine sichtbare Spur hinterlassen und die Myonspur mit einer Spur im instrumentierten Eisen verbunden ist. Über Gleichung (4) wurde der Impuls des D^0 mit $\alpha = 1$ angenähert und mit dem tatsächlichen D^0-Impuls verglichen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 24. Bei kleinen invarianten Massen $M(K\mu)$ liegt der geschätzte Impuls im Mittel zu hoch, mit steigendem $M(K\mu)$ wird diese Abweichung geringer, gleichzeitig nimmt die Streuung deutlich ab. Die Verteilung des Quotienten aus geschätztem und tatsächlichem D^0-Impuls (Abbildung 25) hat eine Halbwertsbreite von etwa 0,6, wobei die breitere rechte Flanke hauptsächlich durch Einträge bei kleinen invarianten Massen $M(K\mu)$ kommt. Eine Korrektur der Rekonstruktion durch ein variables $\alpha(M(K\mu))$, das von der invarianten Masse $M(K\mu)$ abhängt, wurde in [37] vorgeschlagen und könnte im Gegensatz zu dem dort beschriebenen Fall hier sinnvoll sein.

Insgesamt ist festzuhalten, daß die Franek-Methode mit einer relativ einfachen Formel den Impuls des D^0 überraschend gut annähern kann. Allerdings ist der so ermittelte Impuls direkt von den Impulsvektoren des Myons und Kaons abhängig, so daß sich diese Methode nicht für einen weiteren Schnitt auf die Neutrinomasse eignet.

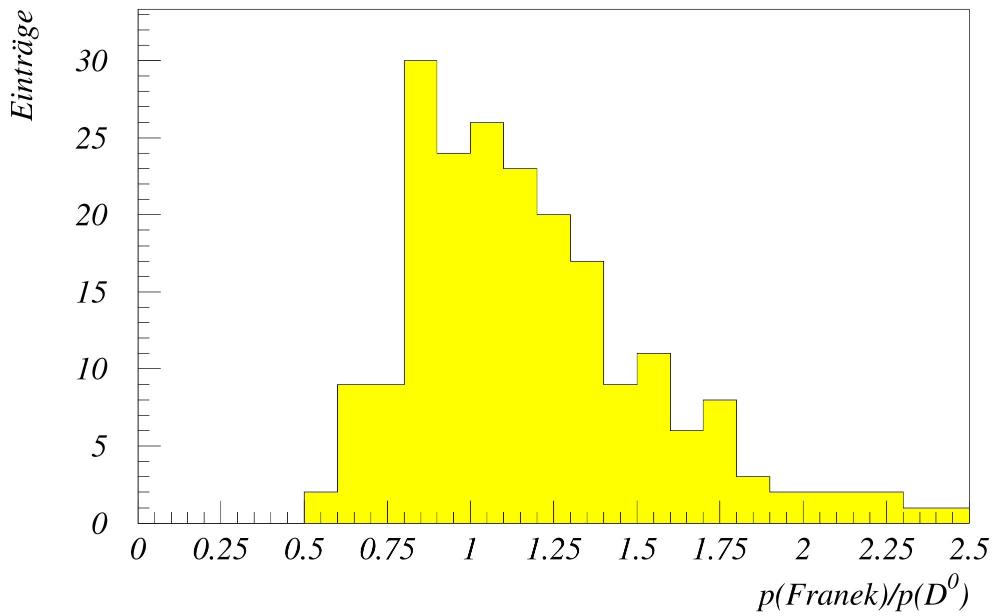

Abbildung 25: Verhältnis von genähertem zu tatsächlichem D^0-Impuls in der Franek-Methode

5.4 Weitere Anwendungen der D^0-Rekonstruktion

Abgesehen von der Möglichkeit, einen Schnitt auf die berechnete Neutrino-Masse zu machen (siehe Kapitel 6.1.4), kann die Rekonstruktion des D^0-Impulses auch im nachhinein sinnvoll sein, d.h. wenn der Zerfall bereits auf anderem Wege identifiziert wurde.

Einmal ist für die Rekonstruktion von x_g in der Photon-Gluon-Fusion eine Näherung des Impulses des Charm-Quarks nützlich. Dies kann sowohl über den Impuls des $D^{*\pm}$ geschehen als auch direkt über den Impuls des Jets aus einem der oben besprochenen Algorithmen. Dabei müßte natürlich der Faktor a entsprechend angepaßt werden auf die Rekonstruktion von $\vec{p}_c$.

Zum anderen läßt sich aus dem Impuls des D^0 der Impuls des Neutrinos berechnen und damit eine Näherung des Impulsübertrages $t = (p_\mu + p_\nu)^2$ vom D^0 auf das K^-. Mit einer ausreichenden Statistik kann damit die Abhängigkeit des Formfaktors $|f_+(t)|$ von t gemessen werden [19, 38], für die mehrere theoretische Modelle existieren.

6 Analyse simulierter Daten

6.1 Schnitte für die Pseudo-ΔM-Methode

In der Pseudo-ΔM-Methode werden die Vierervektoren von drei Teilchen kombiniert. Da in den Spurkammern nur Impuls und Ladung eines Teilchens gemessen werden, folgt der Vierervektor erst aus der Annahme einer bestimmten Massenhypothese für die jeweilige Spur. Die Auswahl für das hypothetische Myon läßt sich durch die in Kapitel 4.1 beschriebenen Schnitte schon stark einschränken, aber als hypothetisches Kaon und Pion kommen zunächst alle Spuren eines Ereignisses in Frage. Es ist klar, daß allein wegen der großen Anzahl von geladenen Spuren pro Ereignis weitere Schnitte notwendig sind, um die Anzahl der Kombinationen zu begrenzen. Dabei kann man Bedingungen an die einzelnen Spuren stellen, an Eigenschaften der Teilchenkombination und an das gesamte Ereignis („topologische Schnitte"). Ziel der folgenden Untersuchung ist es, anhand des Datensatzes DSSIM geeignete Schnitte zu finden, die für den gesuchten $D^{*\pm}$-Zerfall das Verhältnis von Signal zu Untergrund vergrößern.

6.1.1 Auswahl der Spuren

Zunächst muß bestimmt werden, welche Qualitätskriterien von Spuren zu fordern sind, damit nur zuverlässig rekonstruierte Teilchen in die Analyse eingehen. Dazu wurden aus allen Spuren in der zentralen Driftkammer und den Vorwärtsdriftkammern diejenigen berücksichtigt, deren Verlauf vom Rekonstruktionsprogramm auf einen gemeinsamen Hauptvertex angepaßt werden konnte (KVKR-Spuren). Zur Vorauswahl wurden die Standardeinstellungen des Analysepakets H1PHAN benutzt, die unter anderem die Anzahl der Treffer, den Polarwinkel, die maximale Annäherung der Spur an die Strahlachse und den χ^2-Wert der Anpassung betreffen.

Da der H1PHAN-Standardschnitt im Polarwinkel mit $5° < \theta < 175°$ relativ schwach ist, wurde zusätzlich von den Spuren des hypothetischen Myons, Kaons und Pions ein Polarwinkel im Bereich $10° < \theta < 165°$ verlangt. Damit ist sichergestellt, daß die Spuren im Vorwärtsbereich deutlich im Akzeptanzbereich der Vorwärtsspurkammern liegen und im Rückwärtsbereich noch eine ausreichende Strecke in der inneren Spurkammer zurücklegen. Von der Spur des hypothetischen Myons wurde verlangt, daß sie mit einer Spur im instrumentierten Eisen verbunden wurde und die in Kapitel 4.1 genannten Myonkriterien erfüllt. In einem typischen $c\bar{c}$-Ereignis und auch in den 1993 genommenen Daten (DST4) ist das selten bei mehr als einer Spur im Ereignis der Fall.

6.1.2 Invariante Massen

Die invariante Masse $M(K\mu)$ des Pseudo-D^0 ist im allgemeinen wegen des fehlenden Beitrags des Neutrinos kleiner als die Masse des D^0 (1,865 GeV). Ebenso muß die invariante Masse $M(K\mu\pi)$ des Pseudo-$D^{*\pm}$ kleiner als die Masse des $D^{*\pm}$ (2,010 GeV) sein. Daraus ergeben sich Obergrenzen für die invarianten Massen, die als Schnittkriterium dienen können. Wie Abbildung 26 zeigt, ist es sinnvoll, den Schnitt nach oben schärfer zu fassen, denn die Verteilung der invarianten Masse $M(K\mu\pi)$ für falsche Kombinationen hat ihr Maximum am oberen Ende des Massenbereichs, dort wo die Verteilung für die gesuchten Zerfälle fast auf Null absinkt. Aus diesem Grund wurden als obere Grenzen

$$\begin{aligned} M(K\mu) &\leq 1,8 \text{ GeV} \\ M(K\mu\pi) &\leq 1,9 \text{ GeV} \end{aligned}$$

gewählt.

Die Pseudo-ΔM-Methode reagiert nicht nur auf den gesuchten Zerfallskanal

$$D^{*\pm} \to D^0\pi^+ \to (K^-\mu^+\nu_\mu)\pi^+$$

sondern auch auf Zerfälle, in denen das D^0 auf eine andere Art semimyonisch zerfällt. Nach den aktuellen Werten der Verzweigungsverhältnisse [13] ist der Anteil des Zerfalls $D^0 \to K^-\mu^+\nu_\mu$ an allen semimyonischen Zerfällen des D^0 etwa ein Drittel. Unter der Annahme, daß die Myonidentifikation einigermaßen zuverlässig arbeitet, ist der Haupteinfluß anderer semimyonischer Zerfälle der über eine falsche Kaonhypothese. Wählt man bei anderen semimyonischen Zerfällen des D^0 eines der stabilen, geladenen Zerfallsprodukte als Kaonhypothese, dann ergibt sich eine sehr ähnliche Pseudo-ΔM-Verteilung wie für den gesuchten Zerfallskanal (Abbildung 6). Allerdings treten bis auf den Zerfall $D^0 \to \pi^-\mu^+\nu_\mu$ mehr Teilchen im Endzustand auf, so daß die invariante Masse von Myon und (falscher) Kaonhypothese im Mittel kleiner ist (Abbildung 27). Mit der Forderung einer Untergrenze für $M(K\mu)$ läßt sich daher der Anteil anderer semimyonischer Zerfälle im Signal verringern. Da aber auf Monte-Carlo-Ebene der kombinatorische Untergrund durch einen solchen Schnitt nicht signifikant reduziert wird, ist zu vermuten, daß er auch in den Daten ein mögliches Signal nicht besser vom Untergrund trennen kann. In Anbetracht der geringen integrierten Luminosität in den 1993 genommenen Daten steht zunächst die Suche nach einem Signal von semimyonischen D^0-Zerfällen im Vordergrund, so daß dieser Schnitt erst im Nachhinein bei einem gesicherten Signal sinnvoll ist.

6.1.3 Transversalimpulse

Ein weiteres Schnittkriterium ergibt sich aus der Tatsache, daß Myon und Kaon aus dem D^0-Zerfall im Mittel einen höheren Transversalimpuls haben als zufällig gewählte Teilchen in falschen Kombinationen (Abbildung 28). Außerdem sollte die Forderung eines minimalen Transversalimpulses den Untergrund aus Ereignissen der Photon-Gluon-Fusion in leichte Quarks (u, d, s) verringern, denn das Impulsspektrum der Fragmentationsprodukte wird mit zunehmender Quarkmasse härter [7]. Um die Akzeptanz nicht zu sehr zu senken, wurde von der Myon- und Kaonhypothese

$$\begin{aligned} p_{t,\mu} &\geq 0,6 \text{ GeV} \\ p_{t,K} &\geq 0,6 \text{ GeV} \end{aligned}$$

verlangt. Eine Analyse des Datensatzes CCPSI zeigt, daß ein höherer Schnitt im Transversalimpuls das Signal- zu Untergrundverhältnis noch weiter verbessern kann, allerdings

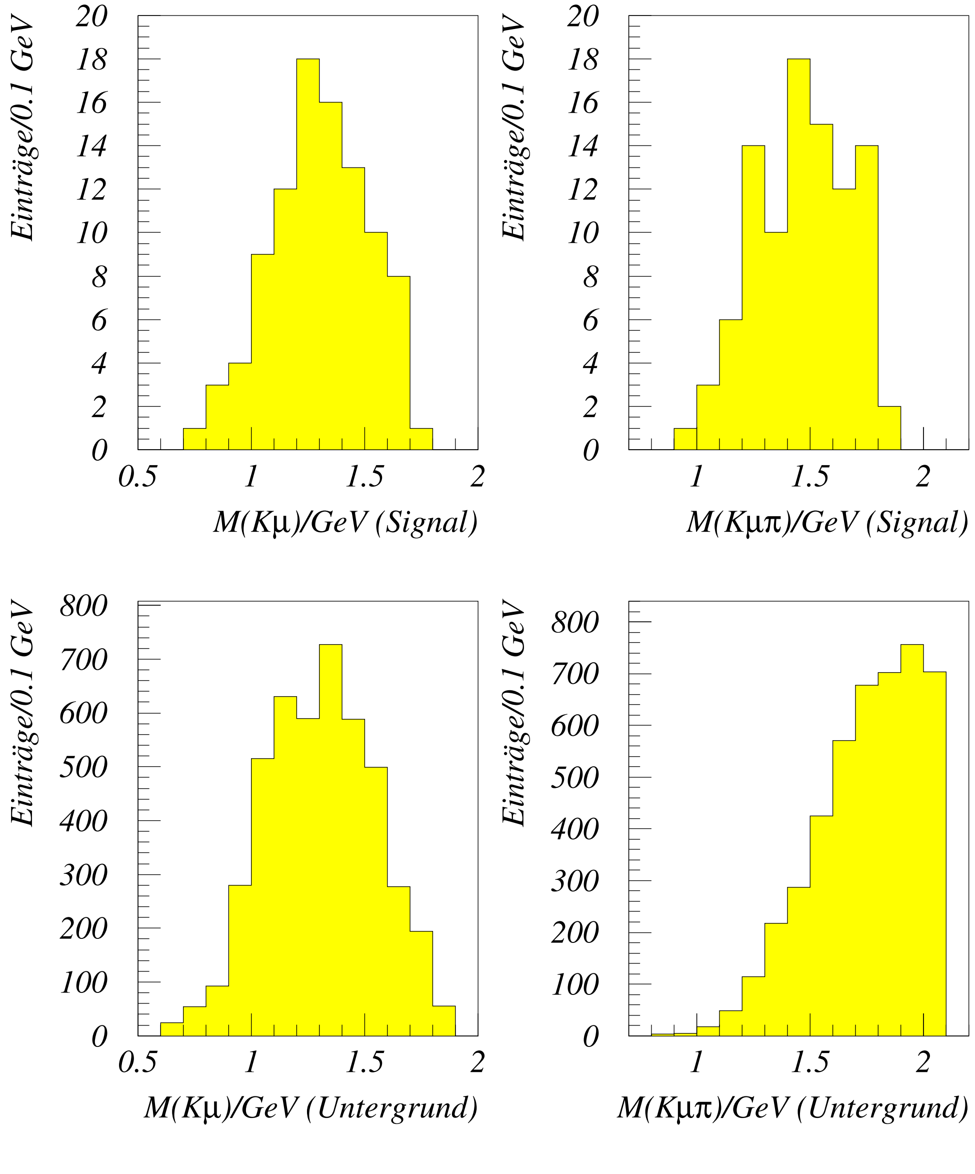

Abbildung 26: Verteilungen der invarianten Massen $M(K\mu)$ (links) und $M(K\mu\pi)$ (rechts)

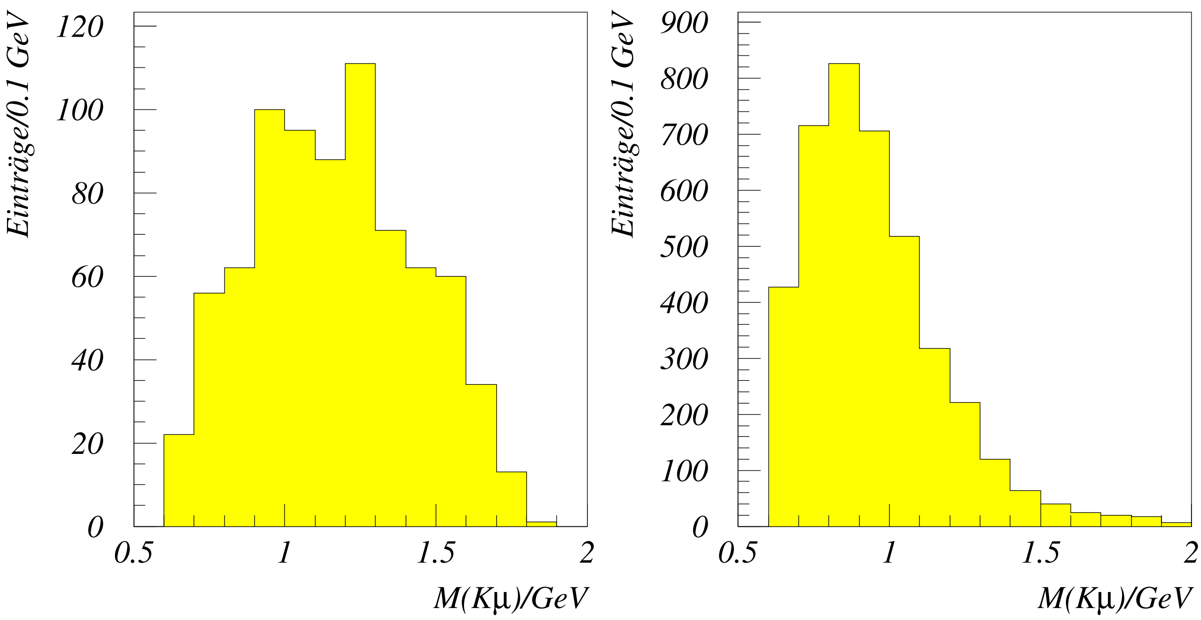

Abbildung 27: Verteilung der invarianten Masse von Myon und Kaonhypothese für den gesuchten $D^{*\pm}$-Zerfall (links) und für andere semimyonischen Zerfälle (rechts) mit generierten Daten

wird dadurch die Statistik in den anderen Monte-Carlo-Datensätzen für die folgenden Untersuchungen zu klein. Ein Schnitt auf den Transversalimpuls des Pions aus dem $D^{*\pm}$-Zerfall ist nicht sinnvoll, denn das Pion ist im allgemeinen sehr niederenergetisch.

6.1.4 Unwirksame Schnittkriterien

Wie schon in Kapitel 5 angedeutet, kann mit einer unabhängigen Bestimmung des D^0-Impulses über eine Jetanalyse die invariante Masse des Neutrinos

$$M^2_{\text{miss}} = (p_\nu)^2 = (p_{D^0} - p_K - p_\mu)^2$$

ausgerechnet werden. Sie wird in der Literatur auch als fehlende invariante Masse bezeichnet und sollte für die gesuchten D^0-Zerfälle bei Null liegen, so daß sie sich als weiteres Schnittkriterium eignen könnte. In der Verteilung der fehlenden invarianten Masse zeigt sich allerdings nur dann ein signifikanter Unterschied zwischen Signal und Untergrund (Abbildung 29), wenn für die Jetanalyse geladene Spuren benutzt werden, wobei hier der DECO-Algorithmus besser abschneidet als der JADE-Algorithmus. Der Unterschied zeigt sich auch nur, wenn abweichend von den oben genannten Schnitten der minimale Transversalimpuls von Myon und Kaon auf 0,4 GeV zurückgenommen wird (Abbildung 29 links). Bei einem minimalen Transversalimpuls von 0,6 GeV für Myon und Kaon ist eine Trennung von Signal und Untergrund kaum noch möglich (Abbildung 29 rechts). Mit

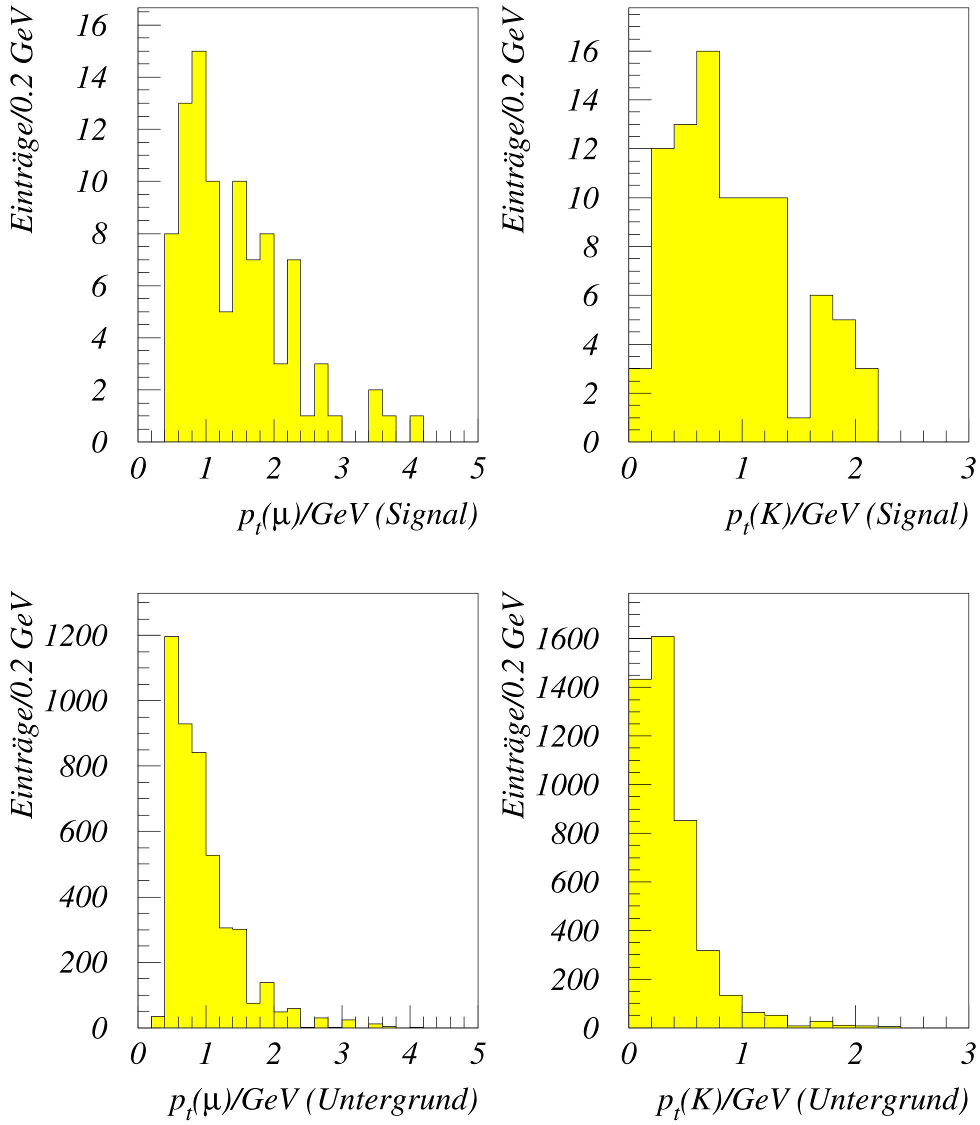

Abbildung 28: Verteilung des Transversalimpulses für Myonen und Kaonen aus dem gesuchten Zerfall (oben) und aus falschen Kombinationen (unten)

einer Forderung von $M_{\mathrm{miss}}^2 \geq 0$ GeV^2 kann zwar auf Monte-Carlo-Ebene das Signal- zu Untergrundverhältnis geringfügig verbessert werden, aber durch die notwendigen Jetschnitte sinkt die Akzeptanz auf etwa ein Drittel (siehe Kapitel 5.1.1). Daher ist ein Schnitt auf die fehlende invariante Masse zusätzlich zu den bisherigen Schnitten wenig sinnvoll und wird im folgenden nicht verwendet.

Die Bedingung, daß alle drei zu kombinierenden Spuren sich in einem Jet befinden, reduziert den kombinatorischen Untergrund in den Datensätzen DSSIM und CCSIM auch nur bei einem herabgesenkten minimalen Transversalimpuls für Kaon- und Pionhypothese. Mit allen oben genannten Schnittkriterien ist diese zusätzliche Forderung praktisch wirkungslos und daher nicht als Schnittkriterium geeignet.

Schnitte auf die Winkel zwischen den einzelnen Teilchenhypothesen haben sich als unwirksam oder zweifelhaft herausgestellt. Auch ein Schnitt im Winkel zwischen $(\vec{p}_K + \vec{p}_\mu)$ und $\vec{p}_\pi$ kann das Signal- zu Untergrundverhältnis nicht verbessern.

6.1.5 Zusammenfassung der Schnitte

Insgesamt wurden für die Pseudo-ΔM-Methode die folgenden Schnittkriterien gewählt:

1. nur geladene Spuren aus H1PHAN („TRAK“)
2. $10^\circ \leq \theta_{\mu,K,\pi} \leq 165^\circ$
3. für die Myonhypothese die in Kapitel 4.1 genannten Myonschnitte
4. $p_{t,\mu} > 0{,}6$ GeV
   $p_{t,K} > 0{,}6$ GeV
5. $M(K\mu) < 1{,}8$ GeV
   $M(K\mu\pi) < 1{,}9$ GeV

Zusätzlich wurde natürlich gefordert, daß die Ladung der Spuren mit dem Zerfall

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

oder seinem ladungskonjugierten übereinstimmt, näheres zu den Ladungskombinationen im folgenden Kapitel. Abbildung 30 zeigt ein typisches Ereignis aus dem Datensatz DSSIM, das alle obengenannten Schnitte erfüllt.

6.2 Kombinatorischer Untergrund

In der Pseudo-ΔM-Verteilung erwartet man als Signal einen breiten Peak in der Region $\Delta M \leq 0,2$ GeV. Um die Anzahl der Signaleinträge anzugeben, muß der kombinatorische Untergrund in diesem Bereich abgezogen werden.

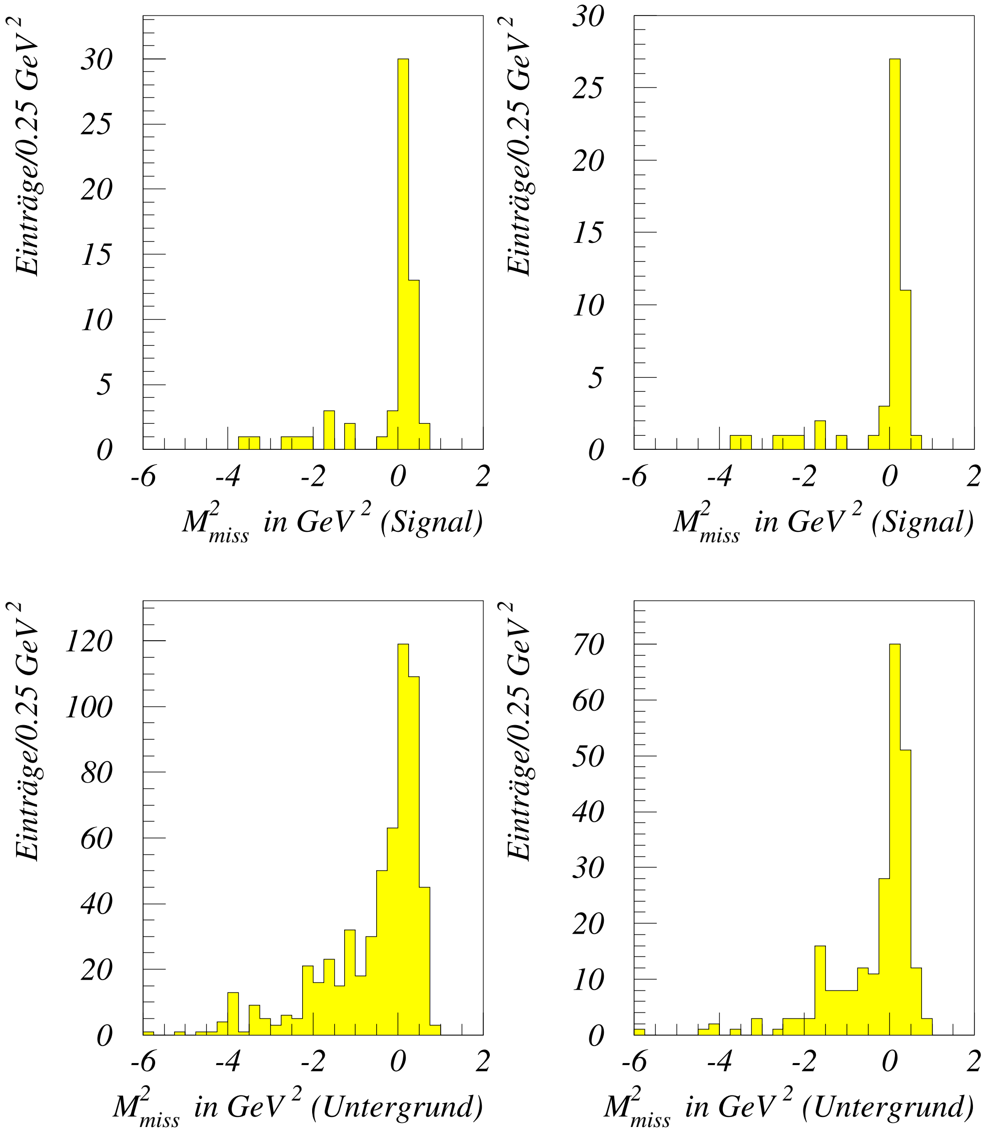

Abbildung 29: Fehlende invariante Masse für einen Schnitt im Transversalimpuls des Myons und Kaons von 0,4 GeV (links) und 0,6 GeV (rechts). Der D^0-Impuls wurde mit dem DECO-Algorithmus unter Verwendung geladener Spuren bestimmt

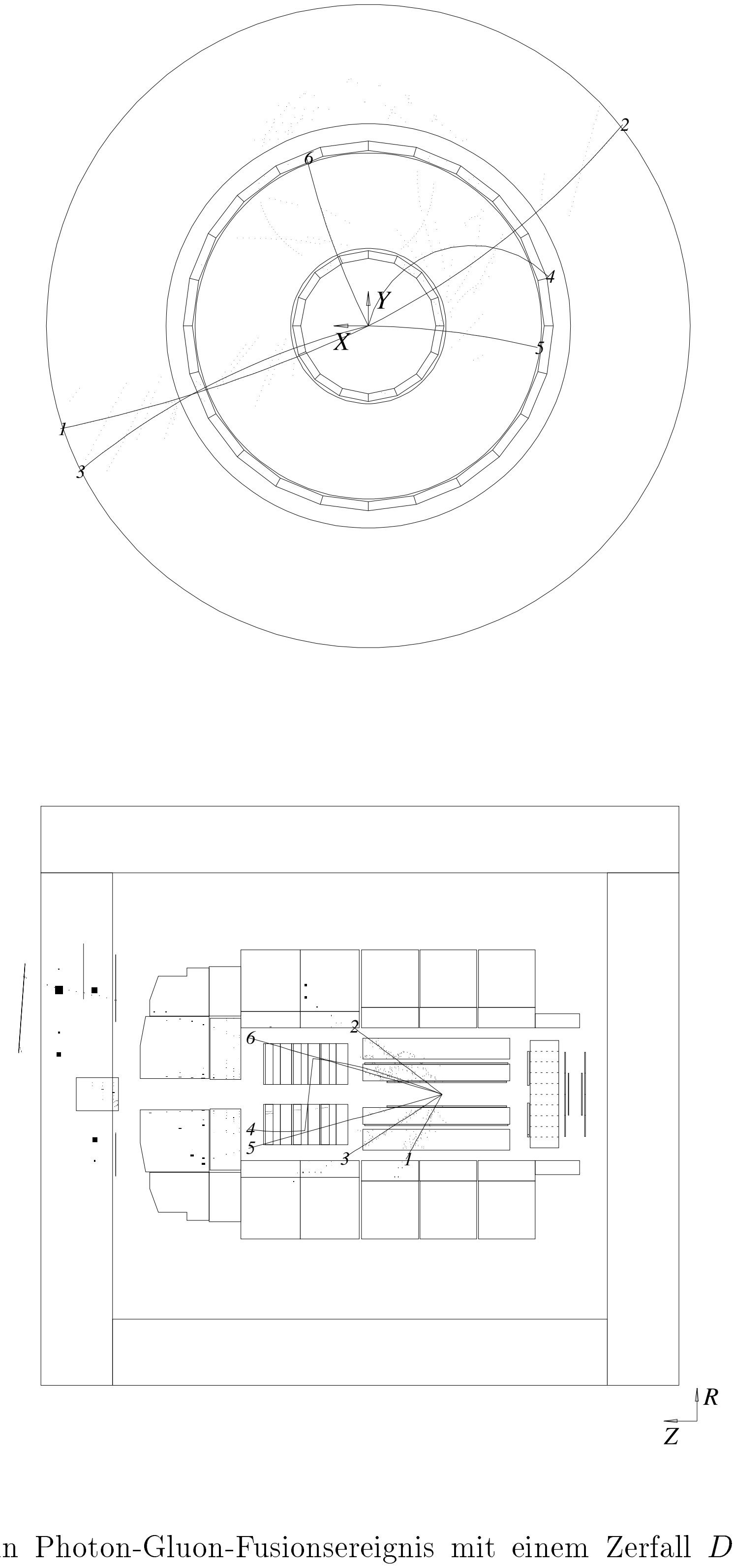

Abbildung 30: Ein Photon-Gluon-Fusionsereignis mit einem Zerfall $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^- \rightarrow (K^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)\pi^-$
Das obere Bild zeigt die Radialansicht der Spurkammern, das untere Bild zeigt die Seitenansicht des H1-Detektors einschließlich des instrumentierten Eisens. Die Spuren, die auf den gemeinsamen Hauptvertex angepaßt werden konnten, sind mit durchgezogenen Linien markiert und numeriert. Das Kaon aus dem D^{*-}-Zerfall erzeugt die Spur Nummer 2, das Myon die Spur Nummer 6 und das Pion die Spur Nummer 4. Deutlich zu erkennen ist auch die Spur, die das Myon im Kalorimeter und im instrumentierten Eisen hinterläßt.

Das erste Verfahren, den kombinatorischen Untergrund abzuschätzen, besteht darin, die Pseudo-ΔM-Verteilung für Spurkombinationen zu betrachten, die aufgrund der Ladungskombination nicht aus einem $D^{*\pm}$-Zerfall stammen können, wie z.B. $K^-\mu^+\pi^-$. Dazu teilt man die möglichen Ladungskombinationen in drei Klassen ein:

„richtige Ladung“	:	$K^-\mu^+\pi^+$ und $K^+\mu^-\pi^-$
„falsches Kaon“	:	$K^+\mu^+\pi^+$ und $K^-\mu^-\pi^-$
„falsche Ladung“	:	alle anderen

In Kombinationen mit falschem Kaon haben Myon und Pion dieselbe Ladung, wie man das aus $D^{*\pm}$-Zerfällen erwartet, aber anders als bei solchen Zerfällen hat auch das Kaon dieselbe Ladung wie Myon und Pion. Diese Klasse dient später dazu, den Untergrund im Signal durch fälschlich als Kaonen angenommene Teilchen abzuschätzen (Kapitel 6.3). Die Pseudo-ΔM-Verteilung für die drei Klassen von Ladungskombinationen im Datensatz DSSIM zeigt Abbildung 31. Man sieht ein deutliches Signal bei richtigen Ladungskombinationen über einem geringen kombinatorischen Untergrund, dessen Form von der Verteilung für falsche Ladungskombinationen beschrieben wird. Zur Subtraktion des Untergrunds im Signalbereich ($\Delta M \leq 0,18$ GeV) wird die Verteilung für falsche Ladungskombinationen so normiert, daß sie oberhalb von 0,25 GeV dieselbe Anzahl von Einträgen hat wie die Verteilung für richtige Ladungskombinationen. Für den Datensatz DSSIM ergeben sich 68 Einträge im Signal bei einem kombinatorischen Untergrund von 6 Einträgen.

Das zweite Verfahren benutzt empirisch gewonnene Funktionen, um die Verteilung des Signals und des Untergrunds zu beschreiben. Damit wird die Pseudo-ΔM-Verteilung für richtige Ladungskombinationen angepaßt. Ähnlich wie in [14] wurden dabei für den Verlauf des Signals

$$f_S(\Delta M) = s_1\sqrt{\Delta M - m_\pi}\exp(-\frac{\Delta M - m_\pi}{m_b})$$

und für den des Untergrunds

$$f_U(\Delta M) = \sqrt{\Delta M - m_\pi}(u_1 + u_2\Delta M + u_3\Delta M^2)$$

gewählt, wobei s_1 und u_1, u_2, u_3 freie Parameter der Anpassung sind. Anhand des Datensatzes DSSIM ist zu sehen, daß mit der Summe der beiden Funktionen die Pseudo-ΔM-Verteilung für richtige Ladungskombinationen gut wiedergegeben werden kann (Abbildung 32). Der feste Parameter m_b, der die Breite des Pseudo-ΔM-Peaks in der Funktion f_S angibt, wurde zu 0,01428 GeV bestimmt. Die Anzahl der Signaleinträge S ergibt sich aus dem Integral über die Funktion f_S

$$S = \int_{m_\pi}^{\infty} \mathrm{d}(\Delta M) f_S(\Delta M) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} m_b^{3/2} s_1$$

wobei noch auf die Breite der Teilintervalle im Histogramm normiert werden muß. Ein Vorteil dieses Verfahrens ist, daß auch semimyonische Zerfälle, deren ΔM oberhalb von 0,18 GeV liegt, in der Anzahl S registriert werden. Das Problem der Fitmethode ist allerdings, daß für eine vernünftige Anpassung an den Signalpeak das Pseudo-ΔM-Histogramm

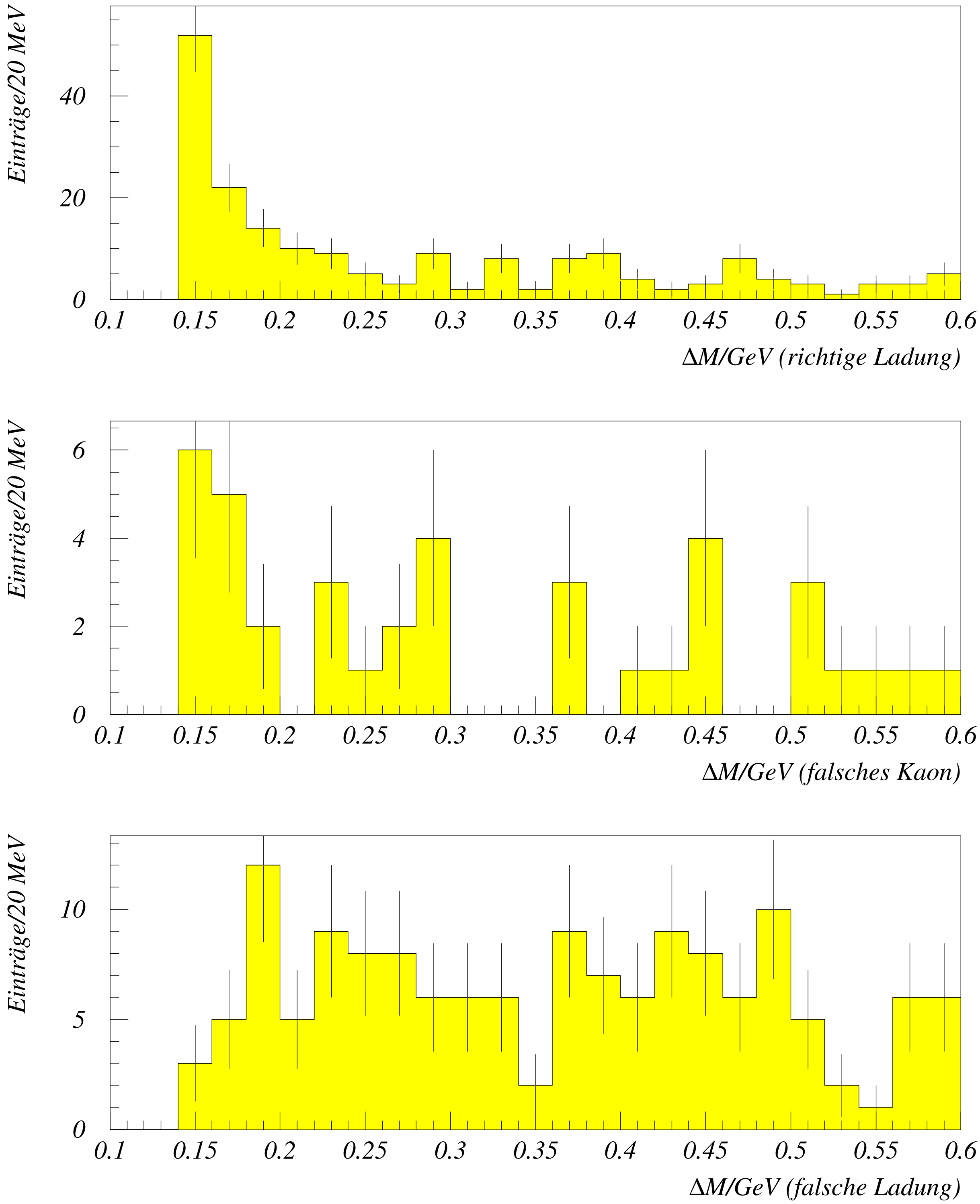

Abbildung 31: Pseudo-ΔM-Verteilungen im Datensatz DSSIM für die verschiedenen Klassen von Ladungskombinationen

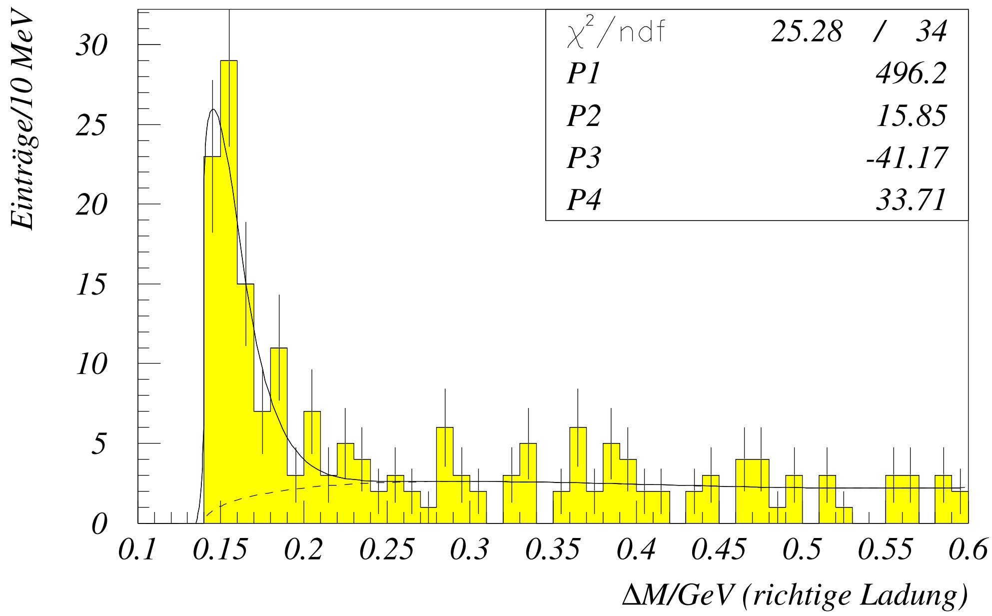

Abbildung 32: Pseudo-ΔM-Verteilung für richtige Ladungskombinationen im Datensatz DSSIM. Der Verlauf der an die Verteilung angepaßten Summe $f_S + f_U$ ist mit der durchgezogenen Linie gekennzeichnet, der Verlauf von f_U mit der gestrichelten Linie.

sehr fein eingeteilt werden muß, so daß die statistischen Schwankungen in den einzelnen Histogramm-Einträgen bei den Monte-Carlo-Datensätzen groß werden. Liegt außerdem ein sehr kleines Signal- zu Untergrundverhältnis wie im Datensatz CCSIM vor, dann gelingt es nicht mehr, die Anzahl der Signaleinträge sinnvoll zu bestimmen. Daher wird im folgenden der robusteren Methode des Subtrahierens der Vorzug gegeben.

6.3 Untergrund im Signal

Zusätzlich zum kombinatorischen Untergrund tritt noch der Untergrund im Signal, der nicht von den oben genannten Verfahren erfaßt wird.

6.3.1 Falsche Kaonhypothesen

Eine genaue Analyse der Spurkombinationen im Signalbereich zeigt, daß bei einem Teil der Kombinationen nur Myon und Pion aus dem $D^{*\pm}$-Zerfall richtig zugeordnet wurden, während als Kaonhypothese eine zufällig passende Spur gewählt wurde. Da es sich um eine zufällige Wahl handelt, erscheint dieser Anteil gleichhäufig in den richtigen Ladungskombinationen und in der Klasse mit falschem Kaon. Damit kann auch dieser Untergrund im nachhinein subtrahiert werden, indem man die Pseudo-ΔM-Verteilung für falsche Kaonen mit der für falsche Ladungskombinationen vergleicht. Die Normierung der Verteilung für falsche Ladungskombinationen erfolgt wieder so, daß die Anzahl der Einträge oberhalb $\Delta M \geq 0,25$ GeV gleich ist. Im Datensatz DSSIM kann so die Anzahl der Einträge im Signal mit falschem Kaon auf 9 abgeschätzt werden. Dieser Wert stimmt gut mit der tatsächlichen Zahl überein, wobei allerdings die Statistik im Datensatz DSSIM sehr klein ist:

Datensatz: DSSIM	aus Subtraktion	tatsächlich
gesuchter Zerfall	59	57
andere semimyonische Zerfälle		0
mit falschem Kaon	9	10
kombinatorischer Untergrund	6	7

6.3.2 Andere semimyonische Zerfälle

Ein weiterer Untergrund im Signal entsteht durch andere semimyonische Zerfälle des $D^{*\pm}$. Im Datensatz DSSIM tritt dieses Problem nicht auf, denn er enthält nur Ereignisse mit dem gesuchten semimyonischen Zerfall des D^0. Daher wurde der Einfluß dieser Untergrundquelle mit dem Datensatz SMSIM untersucht (Abbildung 33):

Datensatz: SMSIM	aus Subtraktion	tatsächlich
gesuchter Zerfall	45	20
andere semimyonische Zerfälle		28
mit falschem Kaon	11	6
kombinatorischer Untergrund	3	5

Der Anteil anderer semimyonischer Zerfälle am Signal ist offensichtlich groß. Aus der begrenzten Monte-Carlo-Statistik folgt, daß das Signal nach Abzug der Kombinationen mit falschem Kaon nur zu etwa 40% den gesuchten semimyonischen Zerfall enthält. Der Rest stammt am häufigsten aus Zerfällen der Art

$$D^{*+} \to D^0\pi^+ \to (\pi^-\mu^+\nu_\mu + X)\pi^+$$

wobei das Pion aus dem D^0-Zerfall fälschlicherweise als Kaon angenommen wird. Ein Teil dieser D^0-Zerfälle läuft auch über den resonanten Zwischenzustand $K^{*\pm}$. Eine Möglichkeit, diesen Untergrund zu unterdrücken, ist, wie oben erläutert, die Forderung einer minimalen invarianten Masse $M(K\mu)$. Bei einem nachträglichen Schnitt in $M(K\mu)$ von 1,0 GeV oder 1,2 GeV steigt der Anteil der gesuchten Zerfälle auf 56% bzw. 68%.

6.3.3 Weitere Untergrundquellen im Signal

Auch hadronische Zerfälle eines $D^{*\pm}$ können über fehlidentifizierte Myonen in das Signal gelangen, so z.B. der Zerfall

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

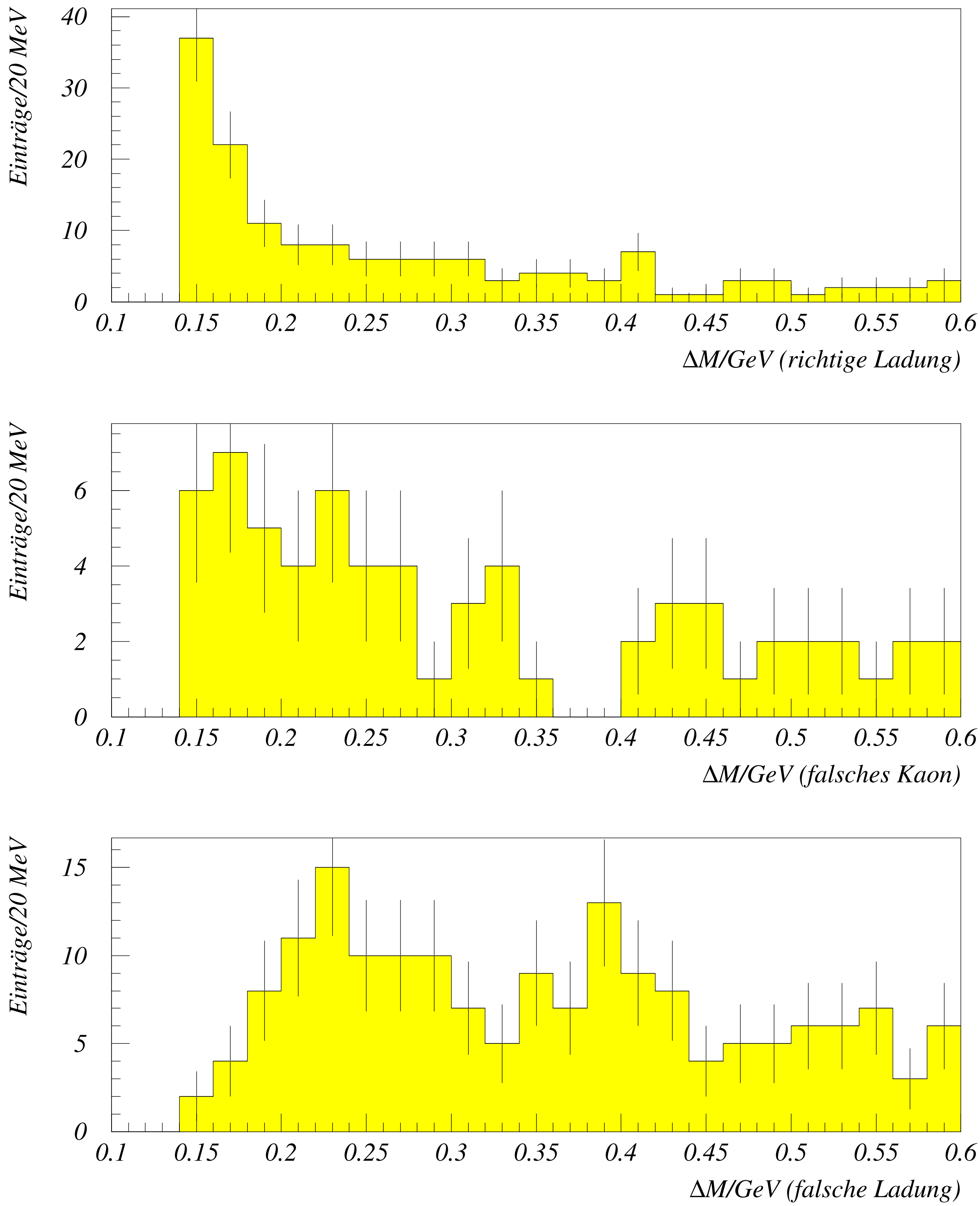

Abbildung 33: Pseudo-ΔM-Verteilungen im Datensatz SMSIM für die verschiedenen Klassen von Ladungskombinationen

bei dem das Pion aus dem D^0 als Myon angesehen wird. Um abzuschätzen, wie groß der Einfluß der hadronischen Zerfälle auf das Signal ist, sind deutlich mehr simulierte $c\bar{c}$-Ereignisse nötig, als im Datensatz CCSIM zur Verfügung stehen.

Eine weitere mögliche Untergrundquelle, die sich allerdings nur im Datensatz CCPSI andeutet, sind semimyonische Zerfälle von D^0- und $D^\pm$-Mesonen, bei denen das Myon korrekt identifiziert wird und zwei der anderen Zerfallsprodukte als Kaon- und Pionhypothese angenommen werden. Dieser Fall taucht im mit H1SIM simulierten Datensatz CCSIM nicht auf, das kann aber auf die geringe Statistik in CCSIM zurückzuführen sein. Für eine Klärung der Frage, ob es sich um eine weitere Untergrundquelle handelt, wäre auch hier eine Monte-Carlo-Studie mit weitaus höherer Statistik nötig, die allerdings wegen der langen Rechenzeiten problematisch ist.

6.4 Beurteilung der Pseudo-ΔM-Methode

Anhand des Datensatzes DSSIM läßt sich die Akzeptanz der Pseudo-ΔM-Methode für den gesuchten Zerfall

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

mit den oben genannten Schnitten abschätzen. Insgesamt enthält der Datensatz 3920 dieser Zerfälle, von denen 57 als Signaleinträge erscheinen. Das entspricht einer Akzeptanz von (1,5±0,2)%. Bei dieser Abschätzung anhand simulierter Daten sind allerdings der Trigger und zeitweilige Ineffizienzen der Spurkammern nicht berücksichtigt, so daß die tatsächliche Akzeptanz niedriger liegen wird. Eine grobe Aussage über den Einfluß der Stufe 1 des Triggers läßt sich dem Simulationsprogramm H1SIM entnehmen, das für etwa 49% der Ereignisse des Datensatzes DSSIM mit identifizierbarem Myon die Triggerbedingung als erfüllt ansieht.

Mit Hilfe der Datensätze SMSIM und CCSIM kann man auch die Frage klären, wie gut das Signal von semimyonischen Zerfällen in allgemeinen $c\bar{c}$-Ereignissen auf Monte-Carlo Ebene bei größerer Statistik zu erkennen ist. Im Datensatz SMSIM befinden sich 180000 Ereignisse mit einem mittleren Wirkungsquerschnitt von 567 nb, das entspricht einer integrierten Luminosität von 317 nb^{-1}. Die 30000 Ereignisse im Datensatz CCSIM entsprechen bei einem Wirkungsquerschnitt von 751 nb in etwa 40 nb^{-1}. Damit liegt zwischen den beiden Datensätzen ein Faktor 7,9 in der integrierten Luminosität. Mit diesem Faktor läßt sich der kombinatorische Untergrund in CCSIM (10 Einträge) auf die integrierte Luminosität von SMSIM hochrechnen.

<table>
<tr><th>Datensatz: CCSIM</th><th>aus Subtraktion</th><th>tatsächlich</th></tr>
<tr><td>gesuchter Zerfall</td><td rowspan="2">6</td><td>1</td></tr>
<tr><td>andere semimyonische Zerfälle</td><td>4</td></tr>
<tr><td>mit falschem Kaon</td><td>3</td><td>2</td></tr>
<tr><td>kombinatorischer Untergrund</td><td>8</td><td>10</td></tr>
</table>

In einem Datensatz allgemeiner $c\bar{c}$-Ereignisse, der dieselbe integrierte Luminosität wie SMSIM hat, würde daher der kombinatorische Untergrund etwa 79 Einträge ausmachen, so daß die semimyonischen Zerfälle einschließlich der Einträge mit falschem Kaon mit 54 Einträgen immer noch deutlich sichtbar sein sollten.

Ein weiteres Indiz dafür, daß mit der Pseudo-ΔM-Methode auch in allgemeinen $c\bar{c}$-Ereignissen ein Signal von semimyonischen Zerfällen zu sehen sein sollte, folgt aus der Analyse des Datensatzes CCPSI. Auch hier zeigt sich im Vergleich der Pseudo-ΔM-Verteilungen für richtige und falsche Ladungskombinationen ein erkennbares Signal von semimyonischen Zerfällen (Abbildung 34), wenn auch mit relativ kleinem Signal- zu Untergrundverhältnis. Diese Verteilungen sind allerdings unter dem Vorbehalt zu betrachten, daß das Simulationsprogramm H1PSI die Myonidentifikation nur sehr unzureichend wiedergibt (Kapitel 4.1.3).

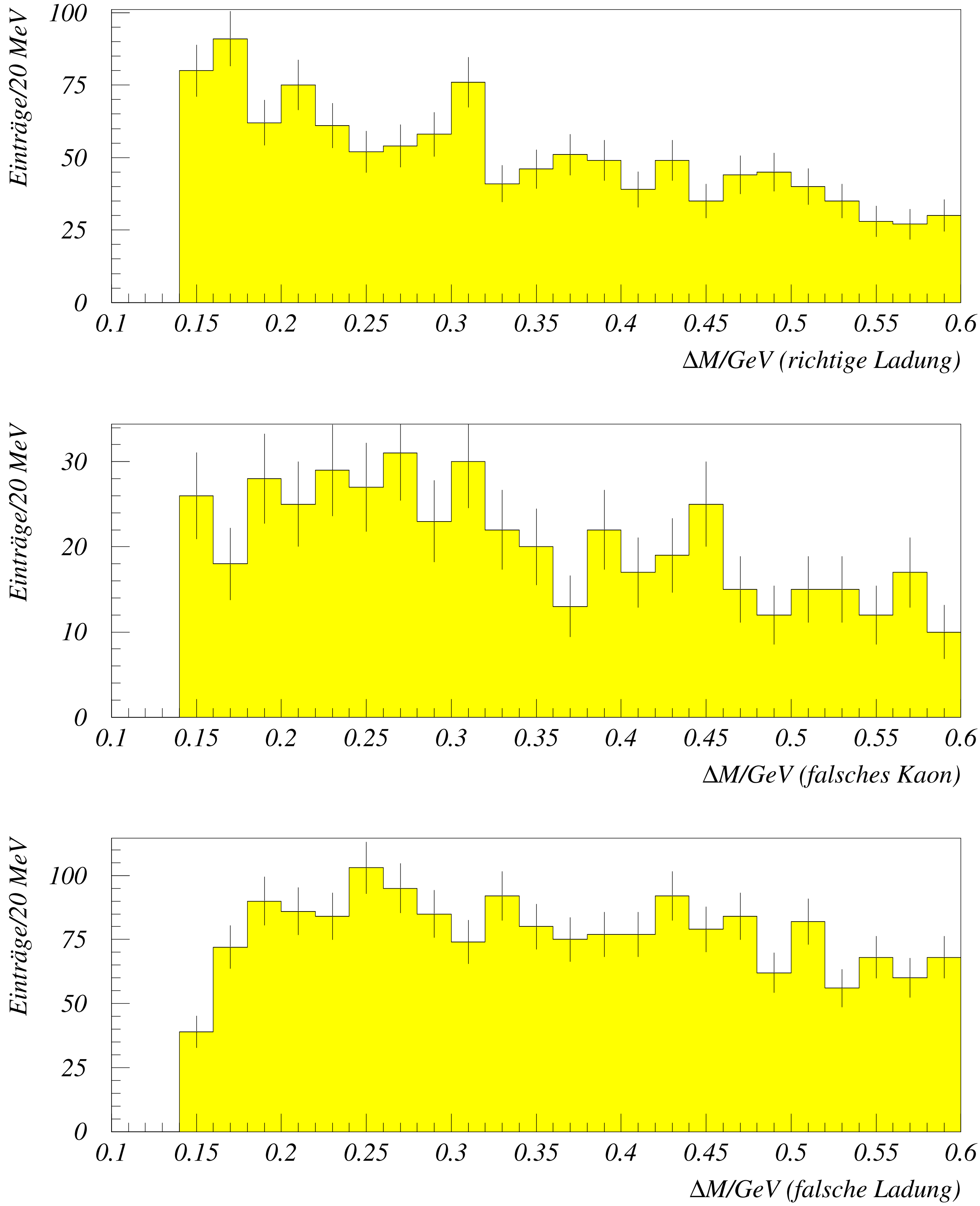

Abbildung 34: Pseudo-ΔM-Verteilungen im Datensatz CCPSI für die verschiedenen Klassen von Ladungskombinationen

7 Analyse der 1993 genommenen Daten

In Elektron-Proton-Reaktionen, wie sie im Datensatz DST4 aufgezeichnet sind, treten die verschiedensten physikalischen Prozesse auf, von denen die Photon-Gluon-Fusion nur einen Bruchteil ausmacht. Insbesondere können auch in anderen Ereignistypen Myonen entstehen, deren Impuls ausreicht, um das instrumentierte Eisen zu erreichen und identifiziert zu werden:

- Die sogenannten „direkten" Myonen stammen aus dem Zerfall von Charm- und Bottom-Quarks, die hauptsächlich über die Photon-Gluon-Fusion erzeugt werden. Zu dieser Gruppe gehören auch die Myonen aus dem gesuchten semimyonischen Zerfall.
- Myonen können außerdem in der Fragmentationsphase eines Prozesses gebildet werden, wobei Myonen mit großem Transversalimpuls vor allem in Ereignissen der tiefinelastischen Streuung und der QCD-Comptonstreuung auftreten [23].
- Eine Vielzahl von Myonen entsteht durch den Zerfall eines Hadrons, meist eines Pions oder Kaons (siehe Kapitel 4.1.5).
- Kosmische Myonen oder Myonen aus dem Halo des Protonenstrahls können unter Umständen nahezu gleichzeitig mit einer Elektron-Proton-Reaktion den Detektor durchqueren und eine oder zwei zusätzliche Myonspuren erzeugen.

Außer den eigentlichen Elektron-Proton-Reaktionen treten natürlich noch Untergrundreaktionen auf wie Beamgas- und Beamwall-Ereignisse.

7.1 Anzahl der geladenen Spuren

Die in Kapitel 3.2 schon kurz beschriebenen DST4-Daten enthalten etwa 1,56 Millionen Ereignisse. Betrachtet man die Anzahl der geladenen Spuren, die von den H1PHAN-Standardschnitten akzeptiert werden, dann enthalten nur etwa 1,17 Millionen Ereignisse drei oder mehr Spuren, der Rest kommt für die Pseudo-ΔM-Methode von vorneherein nicht in Frage. Andererseits liegt die mittlere Anzahl geladener Spuren pro Ereignis bei 8,6 im Vergleich zu 7,2 im Datensatz SMSIM und 6,0 im Datensatz CCSIM, so daß allein von daher im Datensatz DST4 mit einem größeren kombinatorischen Untergrund zu rechnen ist.

Außerdem fällt auf, daß die DST4-Daten eine merkliche Anzahl von Ereignissen enthalten, die eine extrem große Anzahl von Spuren (40 und mehr) besitzen. Im Gegensatz dazu treten in den vollständig simulierten Ereignissen nie mehr als 25 Spuren auf. In DST4-Ereignissen mit mehr als 30 rekonstruierten Spuren ist es in Anbetracht der nicht immer optimal arbeitenden Spurkammern wahrscheinlich, daß Probleme bei der Rekonstruktion in H1REC aufgetreten sind. Daher wird als zusätzliches Schnittkriterium von allen Ereignissen verlangt, daß sie weniger als 30 geladene Spuren (H1PHAN-Standardschnitte) enthalten. Diese Forderung hilft vor allem bei der Auswertung der Pseudo-ΔM-Verteilungen, und zwar aus folgendem Grund: Da für die Pionhypothese kein minimaler Transversalimpuls oder andere strenge Kriterien zur Verfügung stehen, werden im allgemeinen zu einer Myon- und Kaonhypothese eine ganze Reihe von Pionhypothesen kombiniert. Enthält ein Ereignis sehr viele Spuren, so können Gruppen von Spuren auftreten, die ähnliche Impulse und Richtungen haben. Wenn jede Spur einer solchen Gruppe als Pionhypothese benutzt wird, dann entstehen künstliche Peaks in den Pseudo-ΔM-Verteilungen, die die statistischen Fluktuationen in den einzelnen Einträgen des Histogramms verfälschen.

7.2 Spezifischer Energieverlust

Wie schon in Kapitel 4.2 angedeutet, liefert die Messung des Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ der Teilchen in der zentralen Spurkammer für die DST4-Daten ein weiteres Kriterium, um falsche Teilchenzuordnungen zu verringern. Der Energieverlust in Abhängigkeit vom Impuls kann für die Bedingungen in der zentralen Spurkammer durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden. Die im H1-Detektor gemessenen Energieverluste werden auf den eines minimal ionisierenden Teilchens normiert [39]. Abbildung 35 zeigt den Energieverlust in Abhängigkeit vom Impuls für alle Kaon- und Pionhypothesen in den Daten, deren Spur durch die zentrale Spurkammer verläuft. Von Kaonhypothesen wird ein minimaler Transversalimpuls von 0,6 GeV gefordert, so daß die Verteilung des Energieverlustes zu kleinen Impulsen hin abgeschnitten ist. Dennoch erkennt man zusätzlich zum Hauptband ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x \approx 1$) ein zweites, durch niederenergetische Protonen verursachtes Band, das erst bei Impulsen knapp oberhalb von 1 GeV in das Hauptband einmündet. Einige wenige Einträge liegen auch bei höheren Impulsen im Energieverlust deutlich über 1,5. Hierbei handelt es sich wahrscheinlich zum großen Teil um Deuteriumkerne. Um zumindest den Untergrund von niederenergetischen Protonen und schweren Kernen zu reduzieren, kann von der Kaonhypothese

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \leq 1,5$$

gefordert werden. Von der Pionhypothese wird kein minimaler Transversalimpuls verlangt, so daß sich die Verteilung des Energieverlustes für kleine Impulse bis zur Nachweisgrenze der zentralen Spurkammern erstreckt. Eine starre Obergrenze für den Energieverlust von 1,5 wie im Fall der Kaonhypothese hilft auch hier gegen den Untergrund aus Protonen und schweren Kernen, berücksichtigt allerdings nicht, daß für Pionen der Energieverlust unterhalb eines Impulses von etwa 0,25 GeV ansteigt. Es ist daher sinnvoll, die Obergrenze für kleine Impulse etwas zurückzunehmen und von der Pionhypothese

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \leq \begin{cases} 2,5 & \text{für } p \leq 0,25 \text{ GeV} \\ 1,5 & \text{für } p > 0,25 \text{ GeV} \end{cases}$$

zu verlangen. Da in den simulierten Datensätzen der Anteil an Protonen oder gar schwereren Kernen vernachlässigbar klein ist, beeinflussen diese zusätzlichen Schnitte auf den Energieverlust die Ergebnisse auf Monte-Carlo-Ebene praktisch nicht.

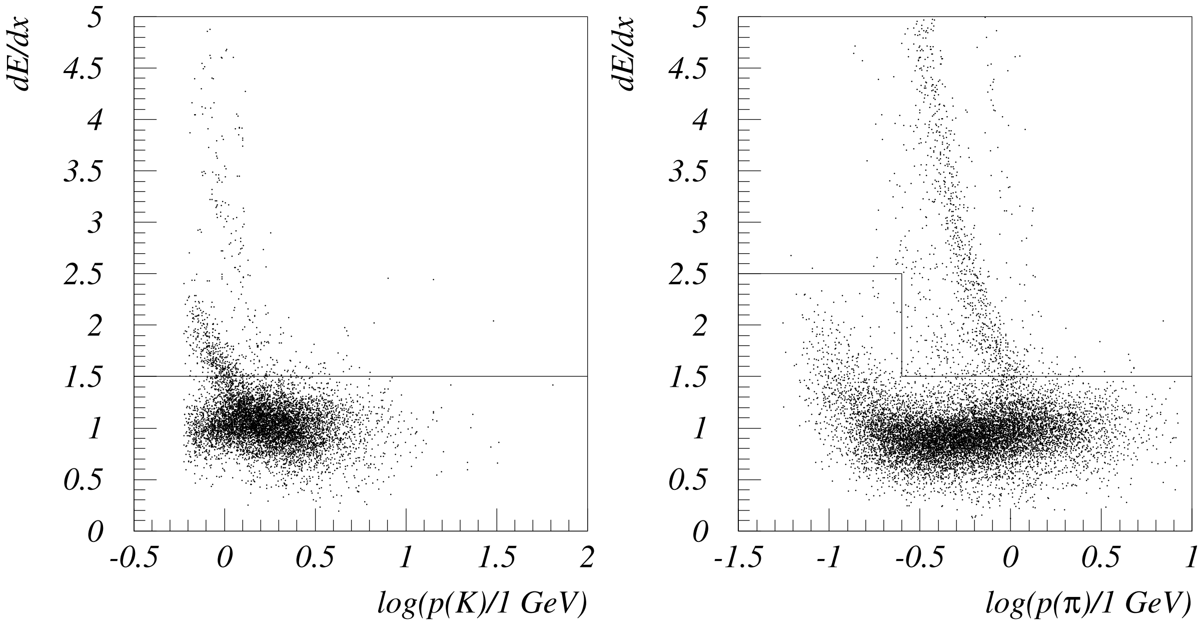

Abbildung 35: Energieverlust dE/dx aller Kaon- (links) und Pionhypothesen (rechts) im Datensatz DST4, die im Text genannten Schnitte gegen falsche Teilchenzuordnungen sind durch Linien angedeutet

7.3 Anwendung der Pseudo-ΔM-Methode

Die integrierte Luminosität der im Datensatz DST4 zusammengefaßten Ereignisse entspricht ziemlich genau der integrierten Luminosität des Datensatzes DSSIM. Man könnte daher in einer vorsichtigen Abschätzung eine Anzahl von Signaleinträgen in der Größenordnung von 50 auch in den DST4-Daten erwarten, allerdings gibt es beim Wirkungsquerschnitt der Charm-Produktion eine Unsicherheit von etwa einem Faktor 2 und zudem ist in den Monte-Carlo-Datensätzen die Triggereffizienz nicht berücksichtigt.

Zum Abschluß wurde die Pseudo-ΔM-Methode auf die DST4-Daten angewendet. Mit den in Kapitel 6.1.5 zusammengestellten Schnittkriterien haben insgesamt nur 10143 Ereignisse überhaupt Einträge in den Pseudo-ΔM-Verteilungen der verschiedenen Ladungskombinationen produziert, und zwar im Durchschnitt etwa 7,2 Einträge pro Ereignis.

Für die weitere Analyse kommen als zusätzliche Kriterien noch die beiden oben genannten Forderungen an die Anzahl der geladenen Spuren und an den Energieverlust der Kaon- und Pionhypothese hinzu. Die Pseudo-ΔM-Verteilungen für die verschiedenen Ladungskombinationen (Abbildung 36) zeigen keinen erkennbaren Unterschied, auch nicht bei der Wahl feinerer Teilintervalle in den Histogrammen oder einem höheren minimalen Transversalimpuls für Myon- und Kaonhypothese.

Für einen quantitativen Vergleich wird die Verteilung für falsche Ladungskombinationen so normiert, daß sie oberhalb von $\Delta M \geq 0{,}25$ GeV die gleiche Anzahl von Einträgen hat

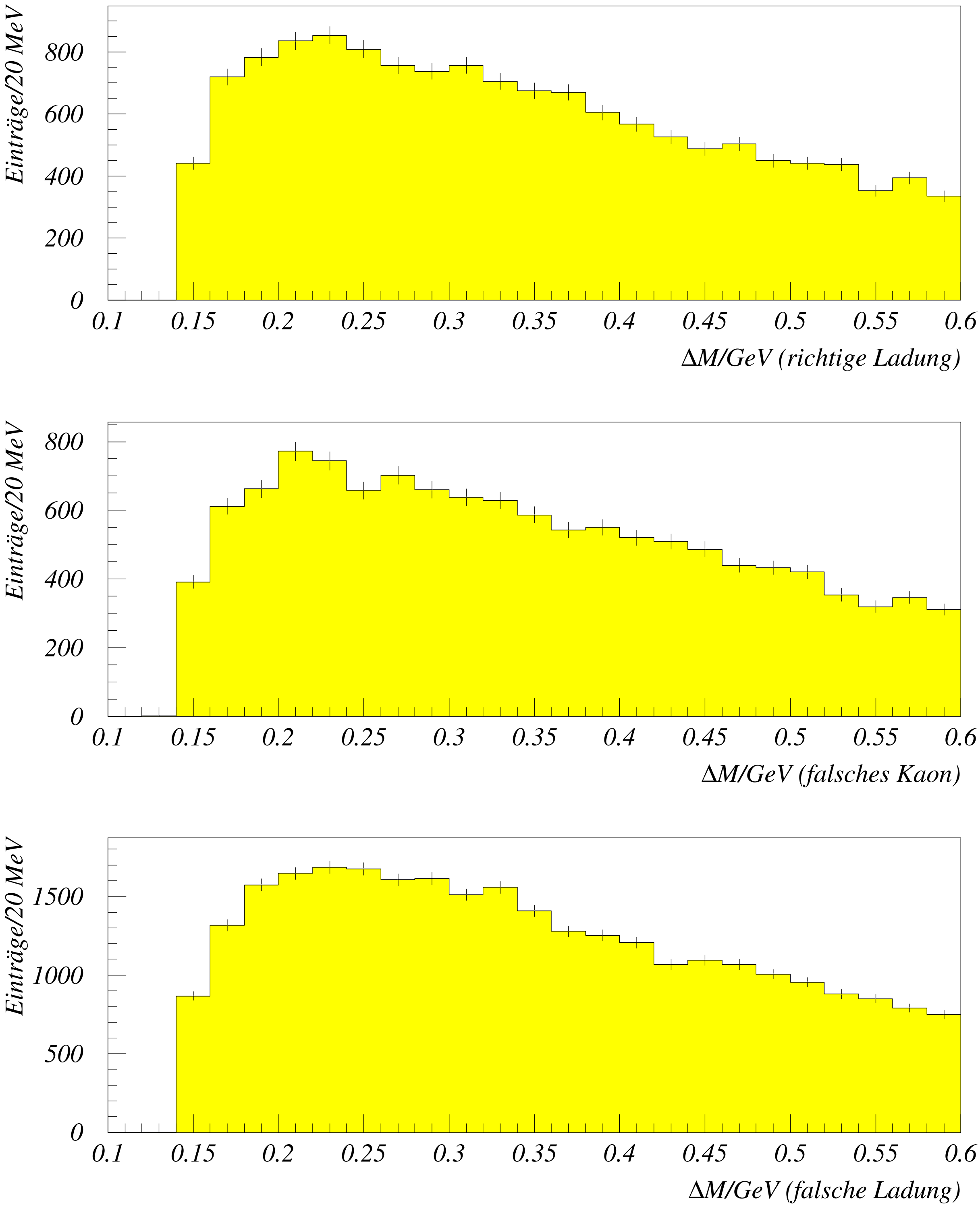

Abbildung 36: Pseudo-ΔM-Verteilungen im Datensatz DST4 für die verschiedenen Klassen von Ladungskombinationen

wie die Verteilungen für richtige Ladungskombinationen (siehe Kapitel 6.2). Aus der Anzahl der Einträge mit $\Delta M \leq 0{,}18$ GeV in der so normierten Verteilung erhält man, daß für richtige Ladungskombinationen in diesem Bereich ein kombinatorischer Untergrund von 1031±40 Einträgen zu erwarten ist. Die Fehlerangabe beruht auf der Annahme, daß die Anzahlen der Einträge in den verschiedenen Bereichen normalverteilt, aber nicht statistisch unabhängig voneinander sind. Im Vergleich zur tatsächlichen Anzahl zeigt sich ein Überschuß von 129±74 Einträgen bei richtigen Ladungskombinationen, der aber in Anbetracht der Fehlerschranken statistisch nicht signifikant ist. Die Ladungskombinationen mit falschem Kaon zeigen im Vergleich zu den falschen Ladungskombinationen einen Überschuß von 83±68 Einträgen, der im Verhältnis zu seinem statistischen Fehler auch keine Aussage erlaubt.

Man muß daher festhalten, daß es mit der gegenwärtigen Statistik noch nicht gelingt, ein Signal von semimyonischen $D^{*\pm}$-Zerfällen in den DST4-Daten über die Pseudo-ΔM-Methode nachzuweisen.

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit diskutiert die Möglichkeit, den Zerfall

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

mit dem H1-Detektor über die Pseudo-ΔM-Methode nachzuweisen und stützt sich dabei im wesentlichen auf Monte-Carlo-Studien.

Ein wichtiger Punkt im Nachweis des semimyonischen Zerfalls ist die Identifikation des Myons im instrumentierten Eisen des H1-Detektors. Es wurden mögliche Untergrundquellen aufgezeigt und Kriterien ermittelt, mit denen Fehlidentifikationen unterdrückt werden können.

Wegen des nicht nachweisbaren Neutrinos ist der Zerfall nicht vollständig kinematisch rekonstruierbar. Um diesen Nachteil zu umgehen, wurde versucht, den Impuls des D^0 mit Jetalgorithmen zu rekonstruieren. Dies ist auch prinzipiell möglich, allerdings sind die Fehler so groß, daß sich die zusätzliche kinematische Information nicht sinnvoll für weitere Schnittkriterien nutzen läßt.

Mit den ermittelten Schnittkriterien ist in allgemeinen $c\bar{c}$-Ereignissen auf Monte-Carlo-Ebene ein deutliches Signal von semimyonischen Zerfällen zu erkennen. Der Untergrund durch falsch zugeordnete Kaonhypothesen und andere semimyonische Zerfälle des D^0 wurde untersucht und in seiner Größenordnung abgeschätzt.

Mit der Pseudo-ΔM-Methode gelingt es nicht, ein Signal von semimyonischen Zerfällen des $D^{*\pm}$ in den 1993 genommenen Daten nachzuweisen.

Ausblick

Beim Übertragen der Ergebnisse von der Monte-Carlo-Ebene auf genommene Daten bleiben noch einige Fragestellungen, die allerdings über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen:

- Die Beschreibung der Realität durch die Generatorprogramme mit anschließender Detektorsimulation ist bei weitem noch nicht perfekt, wird aber ständig verbessert.
- Der Einfluß der Triggereffizienz ist nur schwer zu simulieren und abzuschätzen.
- In den Daten ist die Photon-Gluon-Fusion nur ein Prozeß unter vielen anderen Reaktionen, deren Einfluß genauer zu untersuchen ist.

Das Verhältnis von Signal zu Untergrund für den Nachweis semimyonischer Zerfälle in den Daten liegt noch nicht sehr günstig, aber es gibt einige Verbesserungsmöglichkeiten:

- Eine Unterdrückung des Untergrunds von Beamgas- und Beamwall-Ereignissen auf topologischer Ebene (siehe [40])

- Eine Vorselektion der Daten im Hinblick auf eine Anreicherung von $c\bar{c}$-Ereignissen (siehe [4])
- Bei höherer Statistik sind härtere Schnitte im Transversalimpuls der Myon- und Kaonhypothese möglich und eine strengere Auswahl der Myonkandidaten durch höhere Mindestgrenzen für die Verbindungswahrscheinlichkeit und die Anzahl der Treffer im instrumentierten Eisen.

Eine Myonidentifikation ist auch mit Hilfe des Kalorimeters möglich [11]. Dabei nutzt man aus, daß Myonen als minimal ionisierende Teilchen eine klare Spur im Kalorimeter erzeugen, während Hadronen, wie zum Beispiel Pionen, anhand der Form ihres Schauers erkannt werden können. Der Vorteil dieser Methode ist der geringere Mindestimpuls, den Myonen zur Identifikation haben müssen, so daß die Statistik steigt. Außerdem können in Kombination mit dem instrumentierten Eisen die Fehlidentifikationen weiter unterdrückt werden. Allerdings treten auch bei dieser Methode Probleme auf, wenn die Ereignisse eine große Spurmultiplizität vor allem im Vorwärtsbereich aufweisen.

Das in der vorliegenden Arbeit beschriebene Nachweisverfahren auf der Grundlage der Pseudo-ΔM-Methode ist leicht erweiterbar auf semielektronische Zerfälle des D^0, denn diese sind in ihrer Kinematik sehr ähnlich zu semimyonischen Zerfällen [20]. Daher muß im wesentlichen nur die Myonidentifikation mit ihren Schnittkriterien geändert werden.

Alles in allem scheint es sinnvoll, die Pseudo-ΔM-Methode mit dem H1-Detektor weiterzuverfolgen, einmal wegen der größeren Datenmenge, die für 1994 erwartet wird, und zum anderen wegen des Mikrovertexdetektors, mit dem in Zukunft Zerfälle von D-Mesonen sehr viel besser vom Untergrund getrennt werden können.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literatur

[1] B.H.Wiik, *HERA Status*, in: Proc.of the workshop on Physics at HERA, Hamburg Oktober 1991, Hrsg: W.Buchmüller, G.Ingelmann, DESY, Hamburg 1992, vol.I, p.1

[2] *Wissenschaftlicher Jahresbericht 1992 DESY*, Hamburg 1993, Seite 148ff

[3] H1 Kollaboration, *The H1 detector at HERA*, Hamburg 1993, DESY 93-103

[4] P.Uelkes, *Ein topologischer Trigger für den H1-Detektor*, Diplomarbeit 1993, PITHA 93/21 RWTH Aachen

[5] J.Feltesse, *HERA the new frontier*, Vorlesungen SLAC Summer Institute, 5.8. bis 16.8.1991

[6] G.Schuler, *Heavy Flavour Production at HERA*, Nucl.Phys. B299 (1988) 21

[7] R.van Woudenberg et al., *Gluon density determination from open charm events at HERA*, DESY 92-002, Hamburg 1992

[8] R.K.Ellis, P.Nason, *QCD radiative corrections to the photoproduction of heavy quarks*, Nucl.Phys. B312 (1989) 551

[9] S.Egli et al., *Physics with D-Mesons*, in: Proc.of the workshop on Physics at HERA, Hamburg Oktober 1991, Hrsg: W.Buchmüller, G.Ingelmann, DESY, Hamburg 1992, vol.II, p.770

[10] S.Schiek, *Untersuchungen zur Verbindung rekonstruierter Spuren aus dem H1-Myon-System und den inneren Spurkammern*, Diplomarbeit 1993, Hamburg, H1-01/94-339

[11] G.Schmidt, *Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter*, Diplomarbeit 1994, Hamburg, H1-02/94-341

[12] S.Stone, *B Decays*, World Scientific, Singapore 1992

[13] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys.Rev.D 45 (1992) Part 2

[14] R.Wanke, *Messung exklusiver semileptonischer Zerfälle des D^0-Mesons*, Diplomarbeit 1991, Hamburg, DESY Interner Bericht F15-91-06

[15] C.T.Sachrajda, Nucl.Phys. B(Proc.Suppl.) 30 (92) 20

[16] R.J.Morrison, M.S.Witherell, *D Mesons*, Annu.Rev.Nucl.Part.Sci. 39 (1989) 183

[17] G.J.Feldman et al., *Observation of the Decay $D^{*+} \to D^0\pi^+$*, Phys.Rev.Lett. 38 (1977) 1313

[18] G.Crawford et al. (CLEO Kollaboration), *Measurement of the ratio $B(D^0 \to K^{*-}e^+\nu_e)/B(D^0 \to K^-e^+\nu_e)$*, Phys.Rev.D 44 (1991) 3394

[19] A.Bean et al. (CLEO Kollaboration), *Measurements of semileptonic decays of D mesons*, Phys.Lett.B317 (1993) 647

[20] J.G.Körner, G.A.Schuler, *Exclusive semileptonic heavy meson decays including lepton mass effects*, Z.Phys.C 46 (1990) 93

[21] Z.Bai et al. (MARK III Kollaboration), *Measurement of the Hadronic Structure of Semileptonic D^0 and D^+ Decays*, Phys.Rev.Lett. 66 (1991) 1011

[22] T.Sjöstrand, *PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3 Physics and Manual*, Genf 1992, CERN-TH-6488/92

[23] D.Feeken, *Die Myonsignatur von $b\bar{b}$-Ereignissen im H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit 1991, Hamburg

[24] M.Wielers, *Erzeugung schwerer Quarks in ep-Kollisionen. Ein Vergleich verschiedener Ereignisgeneratoren.*, Diplomarbeit 1991, PITHA 92/1 RWTH Aachen

[25] R.A.Eichler, Z.Kunszt, *Charm, Bottom and Top Production in High Energy Electron Proton Collisions*, Nucl.Phys. B308 (1988) 791

[26] K.Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart 1984

[27] N.Sahlmann, private Mitteilung

[28] H1-Kollaboration, *Technical Proposal to build Silicon Tracking Detectors for H1*, Hamburg 1992, H1-06/92-226

[29] F.Ould-Saada, *Determination of the gluon structure function using tagged charm events with the H1 detector at HERA*, Hamburg 1991, H1-11/91-199

[30] D.Graudenz, N.Magnussen, *Jet Cross Sections in Deeply Inelastic Scattering at HERA*, in: Proc.of the workshop on Physics at HERA, Hamburg Oktober 1991, Hrsg: W.Buchmüller, G.Ingelmann, DESY, Hamburg 1992, vol.I, p.261

[31] R.Nisius, private Mitteilung

[32] A.Valkarova, G.Knies, *Comparison of Cluster, Cone, and Event-Decomposition Jet Algorithms*, Hamburg 1992, H1-12/92-257

[33] W.Bartel et al. (JADE Kollaboration), *Experimental Studies on Multijet Production in e^+e^- Annihilation at PETRA Energies*, Z.Phys.C 33 (1986) 23

[34] L.Lyons, *Statistics for nuclear and particle physicists*, Cambridge University Press, Cambridge 1986

[35] V.Blobel, *Least Square Methods*, in: Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation, Volume 3, CERN 1984

[36] H.Mönch, *Ergebnisse des Fréjus-Experiments zur Stabilität des Nukleons*, Dissertation 1991, PITHA 91/2 RWTH Aachen

[37] B.Franek, *A Production Model Independent Calculation of Charmed Particle Lifetime Using Unconstrained Decays*, Rutherford Preprint RAL-85-026, 1985

[38] J.C.Anjos et al. (Tagged Photon Spectrometer Kollaboration), *Study of the Semileptonic Decay Mode $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$*, Phys.Rev.Lett. 62 (1989) 1587

[39] S.Prell, *Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors*, Diplomarbeit 1992, Hamburg, DESY Interner Bericht FH1T-92-04

[40] D.Handschuh, *Studien zum Protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung*, Dissertation 1993, Hamburg, DESY interner Bericht FH1T-93-03

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. G. Flügge für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut anzufertigen.

Christoph Ley hat sich bei der Betreuung meiner Arbeit immer die Zeit genommen, auf alle meine Probleme einzugehen. Für seine Hilfe nicht nur bei der Klärung physikalischer Fragen sondern auch bei der Bedienung der Computer und der H1-Software bin ich ihm sehr dankbar.

Die Diskussionen im Institut mit Peter Uelkes, Norbert Sahlmann, Michael Rietz, Andreas Wagener, Patrick Palmen, Hardy Pawletta und allen anderen haben mir wertvolle Anregungen gegeben.

Außerdem danke ich Christoph Ley, Peter Uelkes, Jutta Platen und meinem Vater, daß sie diese Arbeit korrekturgelesen haben und viele Verbesserungsvorschläge eingebracht haben.

Ich danke Herrn Dr. R. Steinberg dafür, daß das Aachener Workstation-Cluster immer problemlos funktioniert hat, denn ohne dieses wären die Monte-Carlo-Studien in Aachen nicht möglich gewesen.

Last but not least geht mein Dank an alle Mitarbeiter des III. Physikalischen Instituts B für die freundliche Arbeitsatmosphäre und Unterstützung.