

Bergische Universität  
Gesamthochschule Wuppertal

Fachbereich Physik

Inklusive Produktion von  $D^0$  Mesonen  
in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung  
am Speicherring HERA

Diplomarbeit (DII)  
vorgelegt von

Frank Andreas Küpper

WUD 96-23

Wuppertal, Mai 1996

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>HERA und das H1-Experiment</b>	<b>3</b>
2.1	Der Speicherring HERA . . . . .	3
2.2	Physik bei HERA . . . . .	4
2.3	Der H1-Detektor . . . . .	9
2.3.1	Die zentralen Spurkammern . . . . .	11
2.3.2	Das elektromagnetische Kalorimeter BEMC . . . . .	13
2.3.3	Das Luminositätssystem . . . . .	14
2.3.4	Das Triggersystem . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Monte-Carlo-Simulation</b>	<b>16</b>
<b>4</b>	<b>Charm-Physik bei HERA</b>	<b>22</b>
4.1	Erzeugung von Charm Quarks in der $ep$ -Streuung . . . . .	22
4.2	Der Zerfall $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ . . . . .	23
4.3	Fragmentation schwerer Quarks . . . . .	24
<b>5</b>	<b>Trigger und Ereignisselektion</b>	<b>28</b>
5.1	Trigger für NC-DIS-Ereignisse . . . . .	28
5.1.1	Die Elemente des BSET-Triggers . . . . .	28
5.1.2	Spurkammer-Trigger . . . . .	29
5.2	Auswahl von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung . . . . .	29
<b>6</b>	<b>Spurrekonstruktion im Zentralbereich</b>	<b>34</b>
<b>7</b>	<b><math>K_s^0</math>-Rekonstruktion</b>	<b>44</b>
7.1	Kandidatenauswahl . . . . .	45
7.1.1	Methode der invarianten Masse . . . . .	45
7.1.2	Geometrische Zerfallsmöglichkeiten . . . . .	46
7.1.3	Reduktion des kombinatorischen Untergrunds . . . . .	48
7.1.4	Rekonstruktion konvertierter Photonen . . . . .	50

7.1.5	Selektion der $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfälle . . . . .	52
7.1.6	Das $\Lambda^0$ -Signal . . . . .	58
7.2	Effizienz der $K_s^0$ -Rekonstruktion . . . . .	59
7.3	Lebensdauer der $K_s^0$ -Mesonen . . . . .	61
<b>8</b>	<b>Rekonstruktion des Zerfalls <math>D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-</math></b>	<b>62</b>
8.1	Untermodes des $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ -Zerfalls . . . . .	64
8.2	Differentielle Verteilungen . . . . .	69
8.2.1	Differentielle Verteilungen einiger kinematischer Größen . . . . .	69
8.2.2	Differentielle Verteilungen der $D^0$ -Kandidaten . . . . .	71
8.2.3	Differentielle Verteilungen der $K_s^0$ -Mesonen aus $D^0$ -Zerfalls-Kandidaten . . . . .	72
8.2.4	$D^0$ -Signal bei kleinen Fragmentationsgrößen $x_D$ . . . . .	73
<b>9</b>	<b>Der Zerfall <math>D^{*+} \rightarrow D^0(K_s^0\pi^+\pi^-)\pi^+</math></b>	<b>75</b>
9.1	Differentielle Verteilungen . . . . .	80
9.2	Ladungsabhängigkeit der $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_{slow}^\pm$ -Rekonstruktion . . . . .	83
<b>10</b>	<b>Wirkungsquerschnitt</b>	<b>84</b>
10.1	Luminosität und Triggereffizienz . . . . .	85
10.2	Zerfallswahrscheinlichkeit . . . . .	85
10.3	Effizienz der Selektion . . . . .	86
10.4	Anzahl der Ereignisse mit $D^0$ -Kandidaten . . . . .	88
10.5	Ergebnisse der Analyse . . . . .	88
<b>11</b>	<b>Charm-Signale in anderen Zerfallskanälen</b>	<b>92</b>
<b>12</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>95</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Das Ziel der Elementarteilchen-Physik ist es, die fundamentalen Bausteine der Materie, ihre Struktur und ihre Wechselwirkungen zu entdecken und zu untersuchen sowie die Gesetzmäßigkeiten aufzustellen, die diesen elementaren Wechselwirkungen zugrundeliegen.

Streuexperimente haben zur heutigen Kenntnis vom Aufbau der Materie wesentlich beigetragen. Die Untersuchung der Streuung von  $\alpha$ -Teilchen mit Energien von wenigen MeV durch Lord E. Rutherford [1] haben bereits Anfang des Jahrhunderts die Existenz einer inneren Struktur des Atoms aufgezeigt.

Lepton-Nukleon-Streuexperimente mit Leptonenergien im GeV Bereich an ruhenden Targets ermöglichten ab 1956 die räumliche Ausdehnung der Kernbausteine Proton und Neutron zu vermessen und die Ladungsverteilungen in ihrem inneren zu bestimmen [2].

Durch Streuung von 20 GeV Elektronen an Protonen konnte ab 1966 die Struktur des Protons untersucht werden [3, 4]. Die Experimente zur tiefinelastischen Elektron-Nukleon-Streuung ergaben die ersten Hinweise darauf, daß Quarks als punktförmige Bestandteile des Nukleons vorhanden sind. Aus den Messresultaten lässt sich schließen, daß die inelastische Streuung der Elektronen an nahezu punktförmigen Streuzentren erfolgt, was durch das *Quark-Parton-Modell* beschrieben werden kann.

Um das Innere der Nukleonen „abtasten“ zu können, muß die Wellenlänge  $\lambda = h/p$  der verwendeten Strahlung wesentlich kleiner als die Radien der Kernbauteilchen sein. Dies setzt Elektron-Energien von vielen GeV voraus, bei der die elastische Streuung immer mehr in die inelastische Streuung übergeht. Das Auflösungsvermögen wird durch den Impulsübertrag des Elektrons auf das hadronische System, d.h. durch den Viererimpuls  $q$  des „Austauschteilchens“ der Wechselwirkung (in der QED ist das Photon das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung) bestimmt. Der Viererimpuls  $q$  wird hierbei aus der Energie des einlaufenden und des gestreuten Elektrons sowie aus dem Ablenkwinkel bestimmt.

Der endgültige Durchbruch des Quark Modells wurde 1974 mit der Entdeckung des  $J/\psi$  und damit der Entdeckung des Charm-Quarks bei Versuchen an  $e^+e^-$ -Speicherringen vollzogen [5].

Bei noch höheren Leptonenergien von einigen hundert GeV beobachtet man die sogenannte *Skalenverletzung* der Protonstrukturfunktionen, was für die Entwicklung der *QCD*, der Theorie, die die Starke Wechselwirkung der Quarks beschreibt, wesentlich war.

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY führt die klassischen Streuexperimente, die entscheidend zur Entwicklung der QCD beigetragen haben, weiter. In zwei übereinander liegenden Ringen laufen Teilchenpakete von 27.5 GeV Elektronen und 820 GeV Protonen gegenläufig um und treffen jeweils im Zentralbereich der Detektoren H1 und ZEUS frontal aufeinander. Damit werden  $ep$  Schwerpunkt-Energien von  $\sqrt{s} \approx 300 \text{ GeV}$  erzielt, wobei die möglichen Impulsüberträge ( $Q^2 \approx 10^5 \text{ GeV}^2$ ) um 2 Größenordnungen über denen von in „fixed-target“-Experimenten erreichten liegen. Aufgrund der hohen Schwerpunktenenergie eröffnet sich ein gänzlich neuer kinematischer Bereich der Lepton-Nukleon-Physik, wobei neben

dem Bereich hoher  $Q^2$ -Werte (bei denen die Beiträge der schwachen Wechselwirkung denen der elektromagnetischen Wechselwirkung vergleichbar werden) bei HERA auch die Region kleiner Bjorken- $x$  Werte zugänglich wird. Partondichten können bis zu  $x_{bj}$ -Werten von weniger als  $10^{-4}$  in einem Bereich gemessen werden, in welchem  $Q^2$  gleichzeitig groß genug und damit die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  klein ist, was die Untersuchung der inneren Struktur des Protons im Grenzbereich zwischen perturbativer und nicht perturbativer QCD ermöglicht.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der inklusiven Produktion von  $D^0$ - und  $D^{*+}$ -Mesonen<sup>1</sup> in der tiefinelastischen  $ep$ -Streuung am Speichering HERA mit dem H1-Detektor.

Die Identifizierung der  $D^0$ -Mesonen erfolgt über die Rekonstruktion und Rekombination ihrer Zerfallsteilchen in dem Zerfallskanal  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$  ( $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ) (Zerfallsrate: 1.82% aller  $D^0$ -Mesonen). Der Nachweis der  $D^{*+}$ -Mesonen erfolgt über ihren Zerfall in ein  $D^0$ -Meson und ein langsames (*slow*) Pion:  $D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi_{slow}^+ \rightarrow (K_s^0 \pi^+ \pi^-) + \pi_{slow}^+$  mit einer Gesamtzerfallsrate von 1.1% aller  $D^{*+}$ -Mesonen.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Beschreibung der experimentellen Methoden, die zur Erkennung und Isolation eines signifikanten  $D^0$ -Signals in den von H1 aufgezeichneten Daten der Runperiode 1994 mit normaler Vertexposition führen.

### Aufbau und Gliederung der Arbeit:

In Kapitel 2 wird der Speichering *HERA* und die bei HERA untersuchten physikalischen Fragestellungen kurz vorgestellt. Es folgt eine Beschreibung des *H1-Detektors* und seiner Komponenten.

Kapitel 3 erläutert die Methode der *Monte-Carlo-Simulation* und stellt die Besonderheiten der für den Vergleich mit den Daten benutzten Monte Carlo Generatoren dar.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit der *Heavy-Quark-Physik* bei HERA, der Physik schwerer, in der normalen Materie nicht vorhandener Quarks und erläutert die Methodik des *charm-tagging*s durch Ausnutzung der *harten* Fragmentation schwerer Quarks.

In Kapitel 5 wird die *Ereignisselektion* der Daten vorgestellt. Dabei werden die Trigger für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung (DIS) und die Schnitte zur Unterdrückung nicht DIS-induzierter Ereignisse erklärt.

In Kapitel 6 folgt eine kurze Beschreibung der Spurrekonstruktion aus den Signalen der zentralen Spurrkammern und der *Spurkriterien*, die gewählt werden, um schlechtrekonstruierte Spuren von der weiteren Analyse auszuschließen.

Kapitel 7 widmet sich der Rekonstruktion und der Selektion von  $K_s^0$ -Mesonen aus den Spuren der zentralen Jetkammern. Für den Nachweis der  $D^0$ -Mesonen sind die  $K_s^0$ -Mesonen in dieser Analyse von grundlegender Bedeutung.

Ausgehend von den in Kapitel 7 bereitgestellten  $K_s^0$ -Kandidaten wird in Kapitel 8 die Rekonstruktion der  $D^0$ -Mesonen über den Zerfall  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$  vorgestellt. Zur Rekonstruktion der  $D^0$ -Mesonen wird von deren Zerfallskinetik in den verschiedenen Untermoden Gebrauch gemacht.

In Kapitel 9 erfolgt in gleicher Weise die Rekonstruktion von  $D^{*+}$ -Mesonen, wobei die geringe Massendifferenz zwischen  $D^{*+}$  und  $D^0$ , die sich in der Existenz eines niederenergetischen Pions äußert, ausgenutzt wird.

Eine erste Abschätzung des Wirkungsquerschnitts für die Charmerzeugung in der tiefinelastischen Streuung wird in Kapitel 10 vorgenommen.

In Kapitel 11 werden weitere Aktivitäten im Bereich der inklusiven Produktion von  $D^0$ -Mesonen kurz vorgestellt. Dabei wird die Möglichkeit aufgezeigt,  $D^0$ -Mesonen im Zerfallskanal  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  allein unter Ausnutzung der harten Fragmentation aus den energiereichsten Teilchen im  $\gamma p$ -System zu rekonstruieren.

Kapitel 12 liefert eine Zusammenfassung der Ergebnisse und gibt einen Ausblick über mögliche zukünftige Aktivitäten im Bereich der Charm-Physik bei HERA.

<sup>1</sup>Die ladungskonjugierten Zustände sind hier und im folgenden jeweils mitgemeint.

# Kapitel 2

## HERA und das H1-Experiment

Im folgenden wird eine kurze Beschreibung der Speicherringanlage HERA und eine Übersicht über einige der physikalischen Themen, die bei HERA untersucht werden, gegeben. Es folgt ein Überblick über Aufbau und Funktionsweise des H1-Detektors.

### 2.1 Der Speicherring HERA

Bei der Speicherringanlage HERA werden erstmals Leptonen *und* Hadronen beschleunigt und zur Kollision gebracht. HERA besteht aus zwei separaten Speicherringen von 6.3 km Länge, in denen gegenläufig  $e^-$  ( $e^+$ )<sup>1</sup> (HERAe) und Protonen (HERAp) beschleunigt und gespeichert werden und an zwei Wechselwirkungspunkten, an denen sich die Detektoren H1 und ZEUS

<sup>1</sup>während der Runperiode 1994 wurde der Betrieb der Anlage von Elektronen auf Positronen umgestellt. Ursache hierfür waren technische Probleme beim Abpumpen des Restgases aus dem Ring. Für Ereignisse des neutralen Stroms ist der Streuprozess unabhängig von der Wahl Teilchen/Antiteilchen. Im folgenden ist nur noch von *Elektronen* die Rede - damit sind sowohl  $e^-p$  als auch  $e^+p$  Daten gemeint.

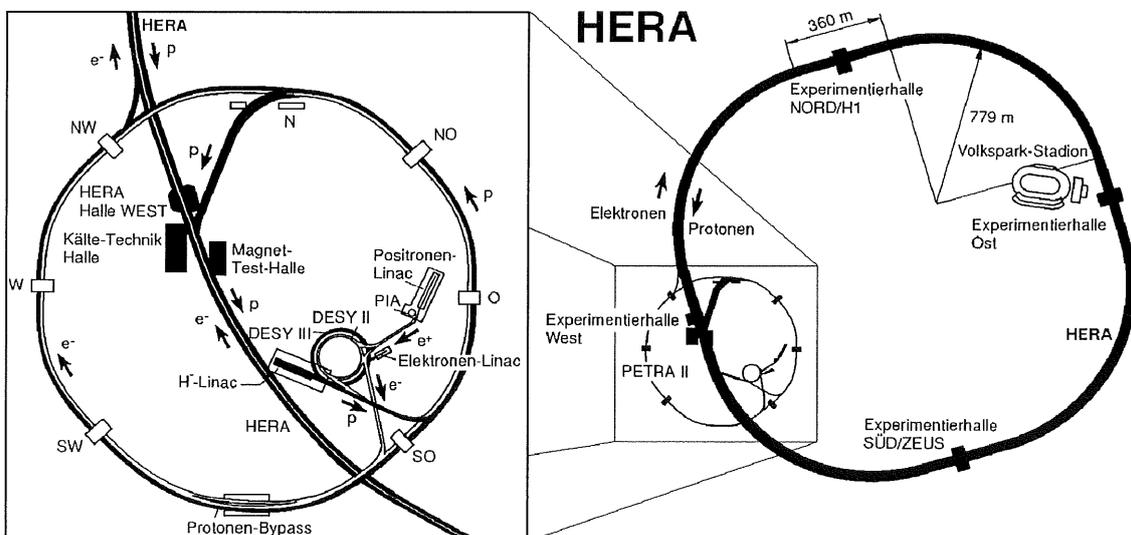


Abbildung 2.1: Der HERA  $ep$ -Speicherring bei DESY

befinden<sup>2</sup>, frontal zur Kollision kommen. Die Protonen werden in LINAC III, DESY III und PETRA II auf 40 GeV vorbeschleunigt, bevor sie HERAp erreichen und dort auf die Endenergie von 820 GeV beschleunigt werden. Die Strahlführung des hochenergetischen Proton-Strahls erfordert supraleitende Dipolmagnete mit einem Feld von 4.65 Tesla.

Die Elektronen werden in LINAC II, DESY II und ebenfalls in PETRA II vorbeschleunigt und mit einer Energie von 14 GeV in HERAe injiziert, wo sie auf die Strahlenergie von 27.5 GeV beschleunigt werden. Das Führungsfeld von 0.165 Tesla wird durch normalleitende Magneten erzeugt. Um den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung auszugleichen, muß den Elektronen pro Umlauf eine Energie von 127 MeV nachgeliefert werden. Eine neue Füllung des Elektronstrahls wird alle 3 bis 4 Stunden vorgenommen.

	Einheit	Designwert	Runperiode 1994
Elektronenergie $E_e$	GeV	30	27.5
Protonenergie $E_p$	GeV	820	820
Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$	GeV	314	300
Elektronstrom $I_e$	mA	60	15–20
Protonstrom $I_p$	mA	160	25–40
Luminosität $\mathcal{L}$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$1.5 \cdot 10^{31}$	$0.2 \cdot 10^{31}$
Spez. Luminosität $\mathcal{L}_s$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{mA}^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{29}$	$4 \cdot 10^{29}$

**HERA Betriebsparameter:** angegeben sind die Designwerte und die während der Runperiode 1994 erreichten Werte.

## 2.2 Physik bei HERA

Die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Protonen wird in niedrigster Ordnung Störungstheorie (Born-Term) durch den Austausch eines virtuellen Eichbosons beschrieben.

Je nach Ladung des ausgetauschten Bosons wird zwischen neutralen ( $\gamma, Z^0$ ) und geladenen ( $W^+, W^-$ ) Strömen unterschieden. Bei HERA-Energien findet der Streuprozess überwiegend durch den Austausch von Photonen statt, da der Wirkungsquerschnitt von Ereignissen, die auf dem Austausch von  $W^{+/-}$  und  $Z^0$  beruhen, aufgrund der hohen Masse dieser Bosonen, im Vergleich zum totalen  $ep$ -Wirkungsquerschnitt gering ist<sup>3</sup>.

Im folgenden werden nur die für  $Q^2 \ll M_{W,Z^0}^2$  im wesentlichen über ein virtuelles Photon vermittelten Prozesse betrachtet. Da das Photon (neben seiner Polarisation, die bei H1 nicht bestimmt wird) bei vorgegebener Schwerpunktsenergie zwei Freiheitsgrade besitzt, sind zur vollständigen Beschreibung der Kinematik des Prozesses zwei Variablen notwendig (z.B. Streuwinkel<sup>4</sup>  $\vartheta$  und Energie  $E'_e$  des auslaufenden Elektrons). Üblich sind die Lorentzinvarianten Größen:

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k - k')^2 \quad (2.1)$$

$$y = \frac{Pq}{Pk} \quad (2.2)$$

<sup>2</sup>an einem dritten Wechselwirkungspunkt werden seit 1995 mit dem HERMES Experiment Messungen zur Nukleonspinstruktur mit polarisierten Elektron-Strahlen vorgenommen. Im Rahmen der HERA Anlage sind mit HERA-B ferner die ersten Versuche zur CP-Verletzung im  $b\bar{b}$ -System angelaufen.

<sup>3</sup>Bei hohem  $Q^2$  erreicht der geladene Strom annähernd dieselbe Stärke wie der neutrale Strom. Ereignisse des geladenen Strom können bei hohem  $Q^2$  durch den fehlenden Transversalimpuls des (nicht nachweisbaren) Neutrinos beobachtet werden – damit ist es bei HERA erstmals möglich geworden, die Beiträge der schwachen Wechselwirkung am Wirkungsquerschnitt der tiefinelastische Streuung *experimentell* zu bestimmen.

<sup>4</sup>Im H1-Koordinatensystem ist der Polarwinkel des gestreuten Elektrons durch  $\theta = 180 - \vartheta$  gegeben.

Die Größe  $Q^2$ , die sich aus den Viererimpulsvektoren des einlaufenden und des gestreuten Elektrons berechnet, beschreibt die Virtualität des Eichbosons. Unter Vernachlässigung der Elektronenmasse ergibt sich:  $Q^2 = 4E_e E'_e \sin^2 \frac{\vartheta}{2}$ . Dabei ist  $E'_e$  die Energie und  $\vartheta$  der Streuwinkel des auslaufenden Elektrons. Die Inelastizität  $y$ , eine dimensionslose SkalenvARIABLE, gibt das Verhältniss des Energieübertrags zum größtmöglichen Energieübertrag an; unter Vernachlässigung der Elektronenmasse erhält man:  $y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} + \cos^2 \frac{\vartheta}{2}$ .

Die Bedeutung der aufgeführten Viererimpulsvektoren kann Abb. 2.2 entnommen werden.

Liegt das gestreute Elektron nicht mehr im Akzeptanzbereich des H1-Detektors oder in Bereichen schlechter Auflösung, so können die beiden Variablen auch aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden (z. B. Methode von Jacquet/Blondel [6, 7, 8]).

Alternativ können dann zur Bestimmung der Ereignis-Kinematik die folgenden Größen Verwendung finden:

- die Schwerpunktennergie im  $ep$ -Schwerpunktsystem:  
 $s \equiv (P + k)^2 \approx 4E_e E_p$
- die invariante Masse des hadronischen Endzustands:  
 $W^2 \equiv (q + P)^2$
- sowie die Bjorken'sche SkalenvARIABLE  $x_{bj}$ :

$$x_{bj} = \frac{Q^2}{2Pq} \quad (2.3)$$

Die Größe  $x_{bj}$  gibt in einem Bezugssystem, in welchem sich das Proton mit großem Impuls bewegt und Transversalimpulse der Konstituenten vernachlässigt werden können, den Anteil des Impulses an, den das elastisch gestreute Parton vom Gesamtimpuls des Protons trägt. Die oben definierten Variablen sind durch  $Q^2 = xys$  sowie  $W^2 = m_p^2 + (1-x)ys$  verknüpft.

Die Physik bei HERA wird anhand der Virtualität  $Q^2$  des Austauscheteilchens in verschiedene physikalische Bereiche unterteilt, die ihre Entsprechung in der geometrischen Akzeptanz des Detektors finden: Für  $Q^2 \ll 1 \text{ GeV}^2$  ist das ausgetauschte Photon quasi-reell und das gestreute

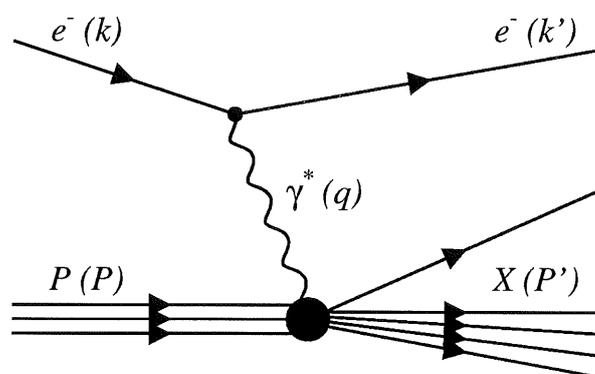


Abbildung 2.2:  $ep$ -Feynmandiagramm zur Erläuterung der kinematischen Variablen.

Elektron wird in einem speziellen Elektrodendetektor, der sich 33 m vom Hauptdetektor entfernt befindet, unter sehr kleinem Winkel nachgewiesen (*getaggte Photoproduktion*).

Kann das gestreute Elektron nicht im Detektor nachgewiesen werden, so ist aufgrund der Akzeptanz des Detektors lediglich bekannt, daß die Virtualität  $Q^2$  klein ist ( $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ )<sup>5</sup>. In diesem Fall spricht man von ungetaggtter Photoproduktion.

Bei der tiefinelastischen Streuung (*DIS*)<sup>6</sup> ist der Impulsübertrag vom Elektron auf das hadronische System so groß ( $Q^2 \geq 4 \text{ GeV}^2$ ), daß das Elektron in das rückwärtige oder zentrale Kalorimeter gestreut wird und dort nachgewiesen werden kann. Wird der Streuprozess von einem solch hochvirtuellen Photon vermittelt, so kann das Proton dem Austauschteilchen gegenüber als System quasifreier Partonen aufgefaßt werden<sup>7</sup>. Der Prozess der tiefinelastischen Streuung läßt sich dann im Rahmen des *Quark Parton Modells* (QPM) auf die inkohärente Summe von elastischen Elektron-Parton-Streuungen zurückführen.

Graphisch kann der Streuprozess mit Hilfe der folgenden Feynman-Graphen dargestellt werden:

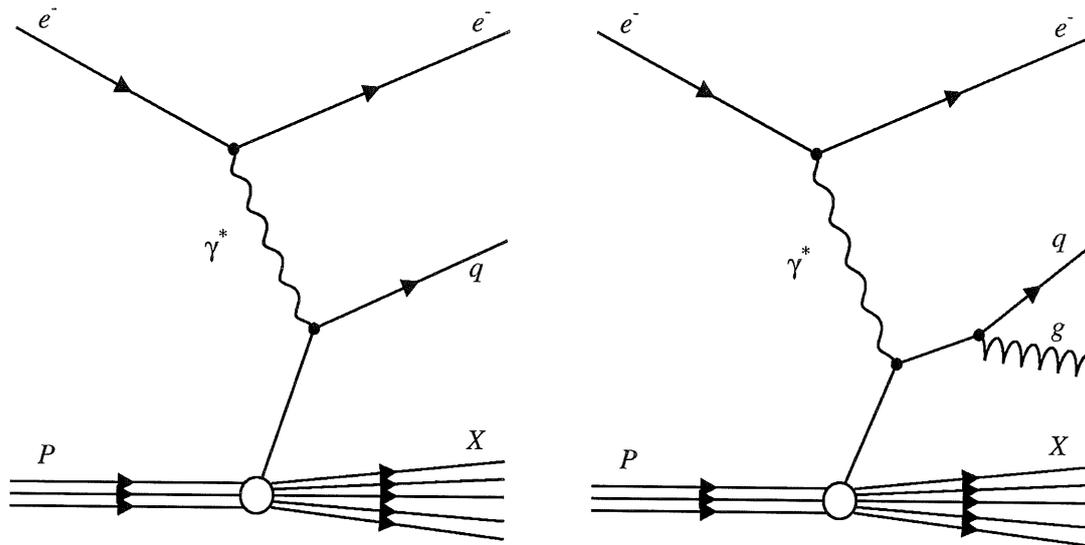


Abbildung 2.3: **Born-Term des Quark-Parton-Modells (QPM).**

In diesem Fall wird an einem Quark des Protons (Valenz- oder Seequark) gestreut. Das herausgestoßene Quark kann vor oder nach der Streuung ein *hartes* Gluon abstrahlen (Gluon-Bremsstrahlung); dieser Prozess wird (in Analogie zum Compton-Prozess der QED) QCD-Compton genannt und führt zu einem 2+1 Jet Ereignis (2 Jets + Targetjet).

Der Beitrag des Diagramms der Gluonbremsstrahlung ist infrarotdivergent. Diese Divergenz für  $P_g \rightarrow 0$  wird durch die Divergenzen der Schleifendiagramme der nächst höheren Ordnung in  $\alpha_s$  bis auf endliche Beiträge gerade kompensiert.

<sup>5</sup> Aufgrund des Anstiegens des Photonflusses für  $Q \rightarrow 0$  wird  $Q^2 \approx 0$  angenommen. Das physikalische Verhalten im Grenzbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung - momentan lediglich aufgrund der Detektorakzeptanz auf den Bereich  $0.01 \text{ GeV} < Q^2 < 4 \text{ GeV}$  festgelegt - ist aber völlig unbekannt. Mit dem neuen SPACAL (s. Kapitel 2.3.2) wird es möglich sein, in diesen Grenzbereich vorzustoßen. Ferner sollen die Ereignisse, die bei verschobenen *z*-vertices ( $z\text{-vertex} \approx -70 \text{ cm}$ ) aufgenommen werden, erste Aussagen in diesem kinematischen Bereich ermöglichen.

<sup>6</sup> Deep Inelastic Scattering

<sup>7</sup> Das Proton besitzt im gemeinsamen  $\gamma p$ -Schwerpunktsystem einen großen Impuls und die Rate, mit der die Partonen im Proton miteinander wechselwirken, ist aufgrund der relativistischen Zeitdilatation stark vermindert.

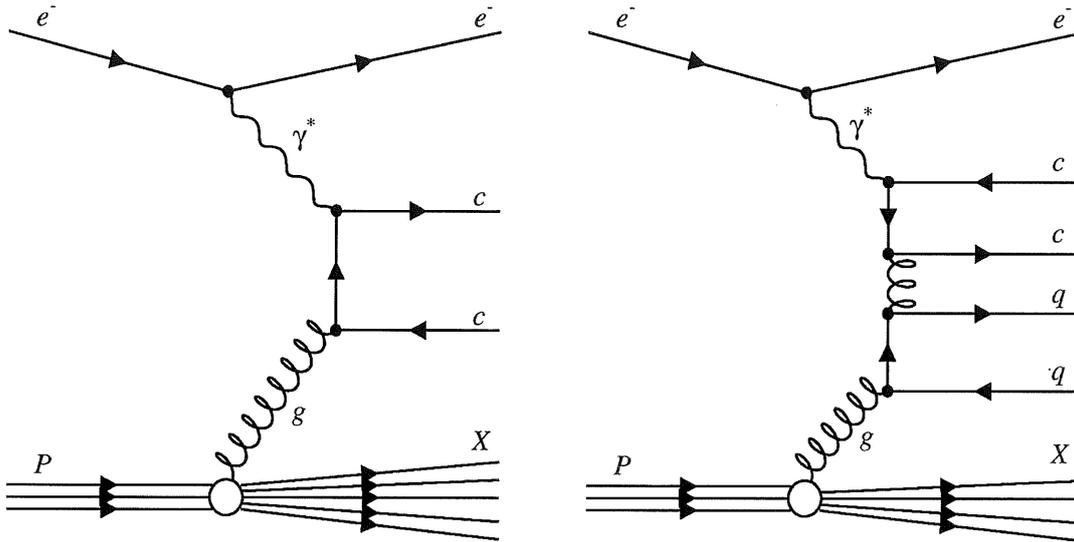


Abbildung 2.4: **Feynmandiagramme des Boson-Gluon-Fusion-Prozesses (BGF).**

Die  $ep$  Wechselwirkung findet über die Verschmelzung (Fusion) des Photons mit einem Gluon des Protons zu einem  $q\bar{q}$ -Paar statt und führt zu einem 2+1 Jet. Links gezeigt ist der Graph für den Term niedrigster Ordnung, rechts ein Term höherer Ordnung.

Die Wahrscheinlichkeit, im Proton ein bestimmtes Parton (Valenzquark, Seequark, Gluon) mit einem bestimmten Impulsanteil  $x$  zu finden, wird durch die Partondichte-Verteilungen beschrieben. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird durch die Strukturfunktionen  $F_1$  und  $F_2$  parametrisiert:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4x} \left[ y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \right] \quad (2.4)$$

Für  $Spin \frac{1}{2}$ -Partonen erhält man im Quark Parton Modell die Strukturfunktionen als Summe der Ladungsdichten von Quark und Antiquark ( $n_f =$  Summe der beteiligten Flavours):

$$F_2 = x \sum_{f=1}^{n_f} e_f^2 (q_f(x) - \bar{q}_f(x)) \quad (2.5)$$

$$2xF_1 = F_2 \quad (\text{Callan - Gross - Relation}) \quad (2.6)$$

Hierbei gibt  $q_f(x)$  die Quark-Dichteverteilung des Protons an. Im Quark Parton Modell mit als masselos angesehenen Partonen ist  $x$  identisch mit der Bjorken-Variablen  $x_{bj}$  aus (2.3). Die Partondichten und somit auch die Strukturfunktionen  $F_1$  und  $F_2$  hängen in erster Ordnung (Born-Term) nicht von  $Q^2$ , sondern nur von  $x$  ab (*Skalenverhalten*).

Mit der Einführung höherer Ordnungen ergeben sich aufgrund der Interferenz mit *Schleifengraphen* zum einen virtuelle Korrekturen zum QPM-Bornterm, zum anderen werden mit zunehmendem  $Q^2$  reelle Beiträge durch *QCD-Compton-Prozesse* (QCDC) und *Boson-Gluon-Fusion-Prozesse* (BGF) relevant (siehe Feynmandiagramme Abb. 2.4). Die  $Q^2$ -Abhängigkeit der Strukturfunktionen wird als *Skalenverletzung* bezeichnet und ist auf eine  $Q^2$ -abhängige Gluondichte  $g(x, Q^2)$  und die Beiträge der QCDC-Prozesse (Gluon-Abstrahlung) zurückzuführen.

Von den weiteren Prozessen des neutralen Stroms, die bei HERA Energien auftreten und der experimentellen Überprüfung zugänglich sind, soll hier nur noch die Wechselwirkung über ein

„resolved“-Photon angesprochen werden. Das Photon besitzt einen hadronischen Anteil; es vermag nicht nur an bestimmte Vektormesonen, mit denen es dieselben Quantenzahlen teilt, zu koppeln (VDM-Modell [24]), sondern kann, bei entsprechenden Energien, ganz allgemein in ein  $q\bar{q}$ -Paar fluktuieren und enthält über höhere Ordnungen einen gluonischen Anteil, der es ihm ermöglicht, wie ein Hadron wechselzuwirken:  $\gamma \rightarrow g + Y'$ . Dabei beschreibt  $Y'$  einen nicht farbneutralen hadronischen Zustand, der durch Abstrahlung eines weiteren Gluons in einen realen hadronischen Zustand übergehen kann.

Die Wahrscheinlichkeit, im Photon ein bestimmtes Parton  $p_i$  mit Impulsanteil  $x_{i/\gamma}$  zu finden, wird wieder durch Parton-Dichteverteilungen beschrieben. Bei geringen Schwerpunktenenergien sollte der Beitrag von resolved-Photon-Prozessen vernachlässigbar sein. Es wird aber erwartet, daß der Anteil bei HERA meßbar sein wird [27]. Die Charm-Produktion über resolved Photon Prozesse wird von der Gluon-Gluon-Fusion dominiert, wobei die Gluondichte im Photon ihr Maximum bei sehr kleinen Werten von  $x_{g/\gamma}$  hat ( $x_{g/\gamma} \ll 0.2$ ).

Der Charm-Beitrag durch resolved Photon Prozesse sollte für hohe  $Q^2$ , also in der tiefinelastischen Streuung, vernachlässigbar sein (Der Beitrag der resolved Photon Ereignisse zur tiefinelastischen Streuung mit  $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$  wird in [10] mit weniger als 2% angegeben).

Einen möglichen Feynmangraphen für Prozesse mit einem resolved Photon zeigt Abb. 2.5.

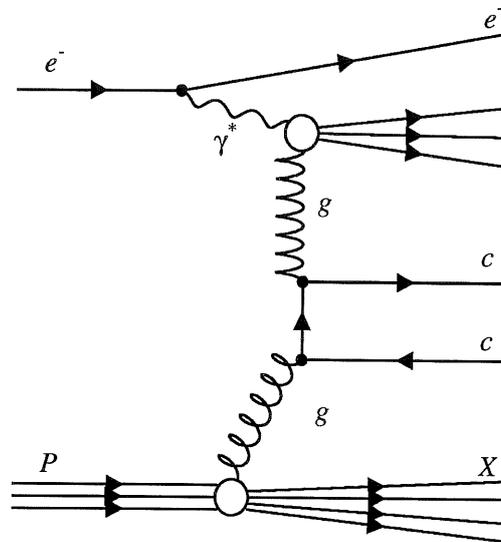


Abbildung 2.5: Feynmangraph für einen Prozeß mit resolved Photon

## 2.3 Der H1-Detektor

In einer der Wechselwirkungszone von HERA befindet sich der H1-Detektor. Der ein Volumen von fast  $2000\text{ m}^3$  umfassende und etwa 2800 Tonnen schwere H1-Detektor (s. Abb. 2.6) ist ein magnetischer Detektor zum Nachweis und zur Analyse von Reaktionsprodukten aus der  $ep$ -Wechselwirkung über nahezu den gesamten Raumbereich. Aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien von HERA ist der H1-Detektor unsymmetrisch aufgebaut. Der Vorwärtsbereich ( $p$ -Strahlrichtung), in dem der Hauptteil des Energieflusses beobachtet wird, ist aufwendiger und voluminöser instrumentiert als der rückwärtige Bereich, welcher für die Identifizierung des gestreuten Elektrons mit speziellen Detektorkomponenten ausgestattet ist. Die Flugrichtung der Strahl-Protonen definiert die positive  $z$ -Richtung des H1-Koordinatensystems.

Zur Rekonstruktion geladener Teilchen dienen die zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2<sup>8</sup> [2] im Polarwinkelbereich etwa  $15^\circ < \theta < 165^\circ$  sowie die  $z$ -Kammern CIZ und COZ<sup>9</sup> im Zentralbereich. Im Vorwärtsbereich schließen sich radiale und planeare Driftkammern an, die den Polarwinkelbereich von  $5^\circ$  bis  $25^\circ$  überdecken. Zusätzlich sind Vieldrahtproportionalkammern (MWPC)<sup>10</sup> [3] mit Kathodenauslese im Komplex der Spurkammern integriert, die zur schnellen Datenauswahl im Trigger benutzt werden.

Zur Energiemessung sowohl neutraler als auch geladener Teilchen dient ein großes Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC)<sup>11</sup>, welches den Polarwinkelbereich von  $4^\circ$  bis  $153^\circ$  abdeckt. Es enthält elektromagnetische Kalorimetersektionen [4] aus Blei mit 20-30 Strahlungslängen ( $\approx 1$  hadronische Wechselwirkungslänge  $\Lambda$ ) und sehr feiner Auslesesegmentierung sowie hadronische Sektionen [5] mit Edelstahlplatten als Absorber (4-8 hadronische Strahlungslängen) und befindet sich in einem die Spurkammern umgebenden Kryostaten. Die Energie der Teilchen wird durch ihre Schauerbildung im Absorbermaterial bestimmt. In Rückwärtsrichtung wird das Liquid-Argon-Kalorimeter durch das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC<sup>12</sup> [12] aus Blei und Szintillator, und in Vorwärtsrichtung durch ein kleines hadronisches Kalorimeter, den *plug* [13] ergänzt.

Die supraleitende Spule [6], die das Magnetfeld von 1.15 Tesla zur Bestimmung des Impulses und des Ladungsvorzeichens der geladenen Teilchen erzeugt, befindet sich außerhalb des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Damit wird das inaktive Material vor dem Kalorimeter verkleinert und die Energiebestimmung verbessert. Der gesamte Detektor ist von einem instrumentierten Eisenjoch [10] umgeben, welches sowohl der Rückführung des magnetischen Flusses, als auch dem Nachweis von Myonen und als zusätzliches hadronisches Kalorimeter dient. Das Magnetjoch ist aus je zehn Eisenplatten mit 7.5 cm Stärke aufgebaut. Die Schlitze zwischen den Platten sind mit Streamer-Rohrkammern instrumentiert, die die aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter herausleckende Energie hadronischer Schauer messen und die Identifikation von Myonen ermöglichen. Das Myonensystem wird vervollständigt durch großflächige Streamer-Rohrkammern außerhalb des Eisenjochs und durch ein Spektrometer aus einem Eisentoroiden und sechs Lagen von Driftkammern in Vorwärtsrichtung [11]. Eine weitere Komponente ist das Flugzeitmeßsystem ToF<sup>13</sup> (in Abb. 2.6 nicht abgebildet, siehe Abb. 2.7), welches sich hinter dem BEMC befindet und durch zwei Szintillatorebenen mit einer Zeitauflösung von 3 ns zur Unterscheidung von  $ep$ -Wechselwirkungen und Untergrundereignissen (Strahl-Restgas- und Strahl-Wand- Wechselwirkungen) dient.

Eine ausführliche Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [22].

---

<sup>8</sup>Central Jet Chamber

<sup>9</sup>Central Inner/Outer Z-Chamber

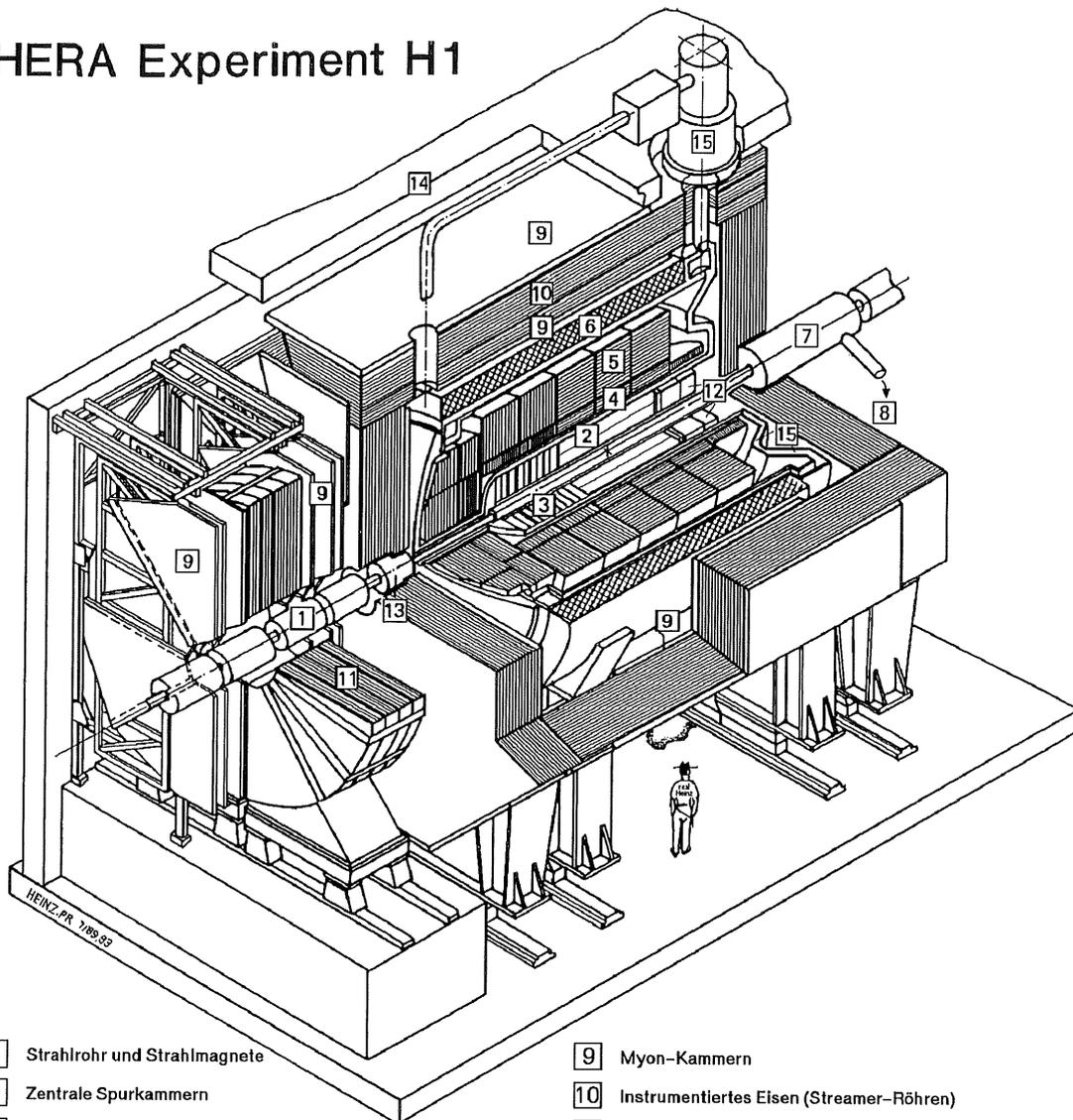
<sup>10</sup>Multi Wire Proportional Chamber

<sup>11</sup>Liquid Argon Calorimeter

<sup>12</sup>Backward ElektroMagnetic Calorimeter

<sup>13</sup>Time of Flight

## HERA Experiment H1



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

Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des H1-Detektor, dessen Komponenten die nominelle Wechselwirkungszone schalenförmig umschließen. Die positive  $z$ -Achse ist durch die Bewegungsrichtung der Strahl-Protonen definiert und zeigt in dieser Abbildung nach vorne links. Die  $y$ -Achse zeigt senkrecht nach oben und die  $x$ -Achse entsprechend nach rechts vorne, zum Zentrum des HERA-Ringes. Der Koordinatenursprung liegt am nominellen Wechselwirkungspunkt im Zentrum der Spurkammern [2].

Im folgenden soll kurz auf den Aufbau und die Funktionsweise der in der weiteren Analyse Verwendung findenden Detektorkomponenten eingegangen werden.

Die für die Erkennung und Impulsbestimmung einzelner geladener Teilchen wichtigsten Detektorkomponenten sind die zentralen Spurkammern. Eine detaillierte Beschreibung der Spurkammern findet sich in [22, 24], zur Funktionsweise und zum Aufbau einer Driftkammer siehe z.B. [25, 26]). Die Spurkammern im Vorwärtsbereich werden für die Analyse nicht herangezogen.

### 2.3.1 Die zentralen Spurkammern

Das zentrale Spurkammersystem [2] besteht aus insgesamt 6 Einzelkomponenten (s. Abb.2.7 und 2.8), der inneren und äußeren Jetkammer (CJC1,CJC2), den beiden  $z$ -Kammern (CIZ,COZ), sowie der inneren und äußeren Proportionalkammer (CIP,COP).

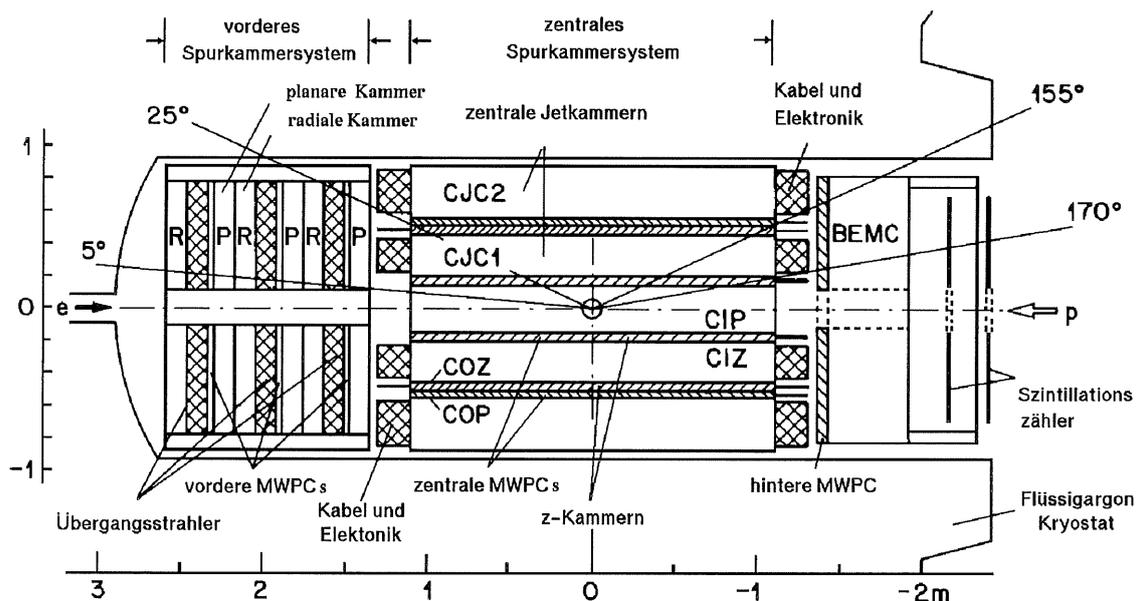


Abbildung 2.7: Längsschnitt durch das Spurkammersystem des H1-Detektors. Neben den zentralen und vorderen Spurkammern sind auch BEMC und BPC sowie die Szintillationszähler des Flugzeitmeßsystems TOF dargestellt.

Die Jetkammern sind im Azimutwinkel  $\varphi$  in 30 (CJC1) bzw. 60 (CJC2) Zellen mit jeweils einer Signaldrahtebene unterteilt. Diese Ebenen bestehen aus 24 bzw. 32 parallel zum Strahl gespannten Signaldrähten und sind in radialer Richtung um ca.  $30^\circ$  geneigt (s. Abb. 2.8). Aufgrund dieses Neigungswinkels kreuzt jedes Teilchen, das vom Wechselwirkungspunkt kommt, wenigstens einmal eine dieser Signaldrahtebenen; dadurch kann die Durchgangszeit einer Spur auf 0.5 ns genau bestimmt werden (zum Vergleich: der zeitliche Abstand der Teilchenpakete in HERA beträgt 94 ns). Ferner ist bei der Zuordnung von Spursegmenten zu einer Spur das Erkennen von Spiegelspuren erleichtert und die Spurauflösung, insbesondere für Spuren mit großem Transversalimpuls, verbessert. Allerdings ist durch diese Neigung die Nachweiswahrscheinlichkeit niederenergetischer Spuren ladungsabhängig. Die Signaldrähte werden an beiden Enden ausgelesen, so daß neben der Messung der Driftzeit über die Ladungsteilung – der Signaldraht entspricht praktisch ja einem Spannungsteiler – auch eine Bestimmung der  $z$ -Koordinate von Spurpunkten vorgenommen werden kann (Auflösung in  $z$ : 2.2 cm). Aus der Driftzeit wird eine recht genaue Spurpunktbestimmung in der  $r/\varphi$ -Ebene gewonnen ( $\sigma_{r\varphi} = 145\mu\text{m}$ ). Aus der Summe der Ladungen kann ferner der Energieverlust pro Wegstrecke ermittelt werden.

	Einheit	CJC1	CJC2
aktive Länge	mm	2200	
innerer Radius	mm	203	530
äußerer Radius	mm	451	844
Anzahl der Zellen		30	60
Signaldrähte pro Zelle		24	32
$\sigma_{r\varphi}$	$\mu\text{m}$	170	
$\sigma_z$	cm	2.2	
$\sigma_{dE/dx}$	%	10	
Doppelspurauflösung in $r\varphi$	mm	2	

Tab. 2.3.1 Zusammenstellung der wichtigsten Parameter der zentralen Spurkammern.

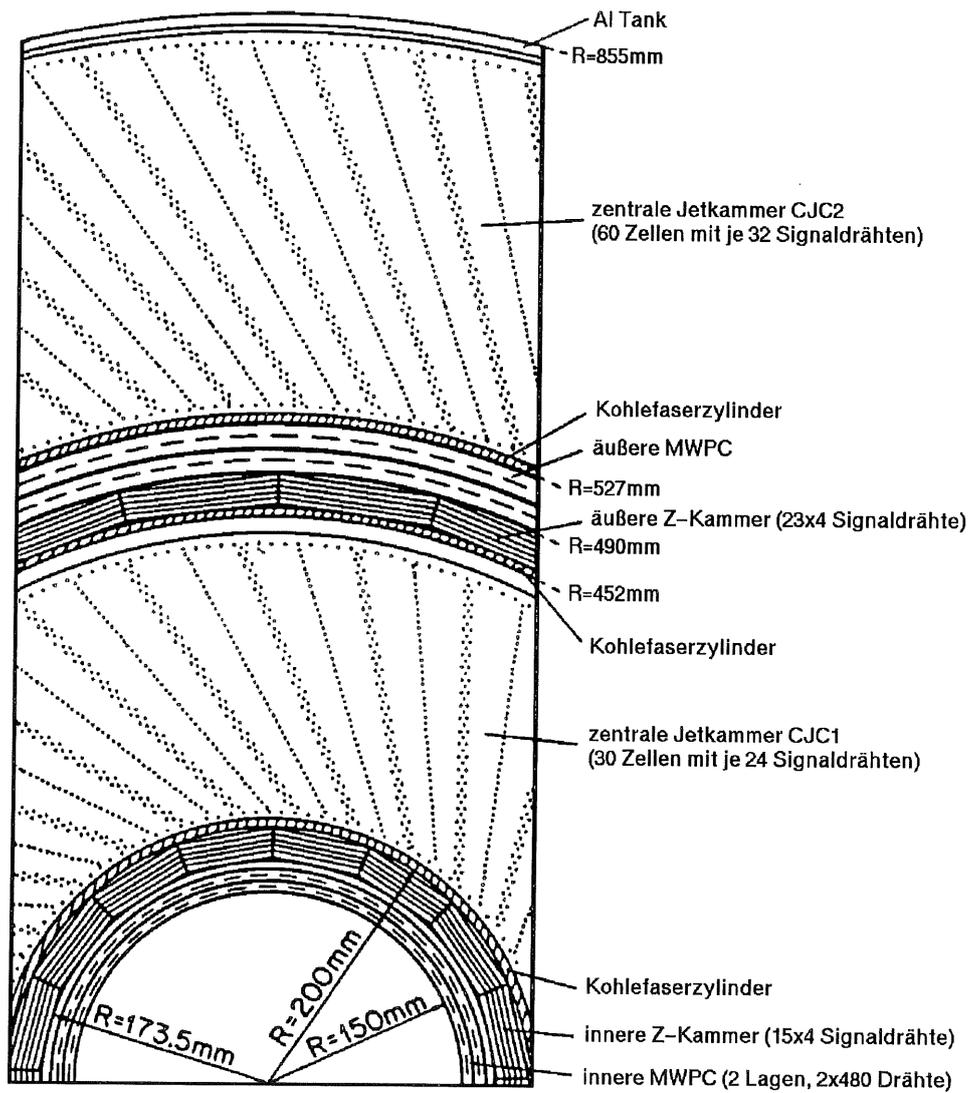


Abbildung 2.8: Querschnitt durch die zentralen Spurenkammern

Eine wesentliche Verbesserung in der Auflösung der Spuren in  $z$ -Richtung wird durch das Einbeziehen der  $z$ -Kammern CIZ und COZ erreicht. Die innere  $z$ -Kammer (CIZ) befindet sich zwischen dem Strahlrohr und der CJC1 und ist in  $z$ -Richtung in 15 Driftzellen und in  $\varphi$  in 16 Sektoren unterteilt. Die äußere  $z$ -Kammer liegt zwischen der CJC1 und der CJC2, sie ist in 24 Zellen in  $z$  und 24 Sektoren in  $\varphi$  unterteilt. Jede Zelle enthält 4 Signaldrähte die in beiden Kammern senkrecht zur Strahlachse auf einer Polygonfläche verlaufen. Die Auflösung der  $z$ -Position einzelner Treffer beträgt  $260 \mu\text{m}$  (CIZ) und  $200 \mu\text{m}$  (COZ). Die Doppelspurauflösung in  $z$  beträgt  $4.6 \text{ mm}$  bzw.  $3.5 \text{ mm}$ . Die nominelle Genauigkeit bei der Bestimmung des Transversalimpulses beträgt  $\sigma_{pt} = 1\% \cdot p_t^2$  ( $p_t$  in GeV).

Die beiden Proportionalkammern CIP und COP haben für die Rekonstruktion geladener Spuren keinerlei Bedeutung, sie dienen vielmehr als Triggerelement für die Aktivität im Zentraldetektor.

### 2.3.2 Das elektromagnetische Kalorimeter BEMC

Während der Runperiode 1994 befand sich außerhalb des LAC-Kryostaten im hinteren Bereich des Detektors bei  $z=-144 \text{ cm}$  das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC). Es deckte den Winkelbereich  $151^\circ < \theta < 177^\circ$  ab und diente im wesentlichen zur Identifikation und Energiebestimmung des gestreuten Elektrons in Prozessen der tiefinelastischen  $ep$ -Streuung im kinematischen Bereich  $4 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ . Das BEMC ist ein Blei-Szintillator Sampling-Kalorimeter und in 88 parallel zum Strahl ausgerichtete Module aufgeteilt, von denen 56 einen quadratischen Querschnitt von der Größe  $15.9^2 \text{ cm}^2$  besitzen. Mit den restlichen Modulen, die von Trapez- und Dreieckiger-Form gestaltet sind, fügt sich das BEMC zu einer insgesamt zylindrischen Form zusammen. Die einzelnen Module bestehen in  $z$ -Richtung aus 50, je 4 mm dicken, aktiven Szintillatorlagen, die sich mit 49 Blei-Lagen von jeweils 2.5 mm Dicke abwechseln. Diese Lagen entsprechen  $22.5$  elektromagnetischen und  $0.97$  hadronischen Strahlungslängen. Die Energieauflösung für elektromagnetische Schauer beträgt:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{42\%}{E[\text{GeV}]} \oplus \frac{10\%}{\sqrt{E}[\text{GeV}]} \oplus 3\% \quad (2.7)$$

Bei der Energieauflösung wird der konstante erste Term durch das Rauschen der Photodioden und Vorverstärker der Module im Bereich der Energiecluster hervorgerufen, während der zweite, zu  $\sqrt{E}$  proportionale Term auf Samplingfluktuationen zurückzuführen ist. Der zur Energie proportionale dritte Term wird durch Leckeffekte verursacht.

Unterstützt wird die Identifikation und Rekonstruktion des gestreuten Elektrons durch die rückwärtigen Proportionalkammern (BPC), sie befinden sich direkt vor dem BEMC und decken den Winkelbereich zwischen  $155.5^\circ$  bis  $174.5^\circ$  ab. Die BPC besteht aus 4 um jeweils  $45^\circ$  in  $\varphi$  gedrehten Anodenebenen. Neben ihrer Funktion der Elektron-Identifizierung in Zusammenhang mit dem BEMC dient die BPC vor allem als schneller Trigger.

Ende 1994 wurde sowohl das BEMC als auch die BPC gegen neue Komponenten zur Identifikation des gestreuten Elektrons ausgetauscht; die BDC (Backward Drift Chamber) und das SPACAL („Spaghetti“-Kalorimeter). Das SPACAL überdeckt einen größeren Raumwinkelbereich und enthält neben elektromagnetischen *auch* hadronische Komponenten, so daß der durch hadronische Schauer induzierte Untergrund besser erkannt werden kann. Seine Geometrie ermöglicht eine bessere Orts- und Energie-Bestimmung des gestreuten Elektrons. Ferner übernimmt das SPACAL auch die Aufgabe des alten Flugzeitmeßsystems ToF. Durch diese Aufrüstung im rückwärtigem Bereich und die erwartete bessere Auflösung bei gleichzeitig stark reduziertem hadronischen Untergrund wird der kinematische Bereich der tiefinelastischen Streuung zu kleineren  $Q^2$  und  $x$  erweitert.

### 2.3.3 Das Luminositätssystem

Die Luminosität  $\mathcal{L}$  ist die Kenngröße eines Speicherrings, die angibt, wieviele Ereignisse  $n$  pro Sekunde für eine Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  erzeugt werden:  $n = \mathcal{L} \cdot \sigma$

Die Hauptaufgabe des Luminositätssystems ist die Bestimmung der Luminosität durch Messung der Rate von Bethe-Heitler-Ereignissen  $ep \rightarrow ep + \gamma$ , die einen großen und im Rahmen der Quanten-Elektro-Dynamik exakt berechenbaren Wirkungsquerschnitt besitzen.

Das Luminositätssystem besteht aus einem Kleinwinkel-Elektrondetektor, der im HERA Tunnel bei  $z = -33.4\text{ m}$  untergebracht ist, sowie einem Photodetektor bei  $z = -102.9\text{ m}$  (s. Abb. 2.9). Beide Detektoren sind total-absorbierende Cerenkov-Kalorimeter mit einer  $21.5$  Strahlenlängen entsprechenden Dicke. Aus Koinzidenzmessungen läßt sich die Rate von B. H. -Prozessen bestimmen<sup>14</sup>. Vor dem Photodetektor befindet sich ein Filtersystem, bestehend aus einem Kupfer-Blei-Absorber mit einer Dicke entsprechend  $2$  Strahlungslängen. Es dient der Abschirmung des Photodetektors vor niederenergetischer Synchrotronstrahlung. Ferner enthält es einen Wasser-Cerenkov-Zähler, der als Veto benutzt werden kann, um jene Photonen zu selektieren, die den Filter ohne Wechselwirkung durchqueren.

Neben der Luminositätsbestimmung dient der Kleinwinkel-Elektrondetektor als Triggerelement für Ereignisse der Photoproduktion.

<sup>14</sup>Allerdings muß die Wechselwirkung von Elektronen mit dem Restgas berücksichtigt werden; diese Prozesse  $e A \rightarrow e A + \gamma$  haben einen noch größeren Wirkungsquerschnitt und außerdem dieselbe Signatur. Ihre Ereignisrate läßt sich mit den  $e^-$ -Pilotpaketen (Pilotpakete haben kein entsprechendes gegenläufiges Paket und können daher nur mit dem Restgas wechselwirken) bestimmen.

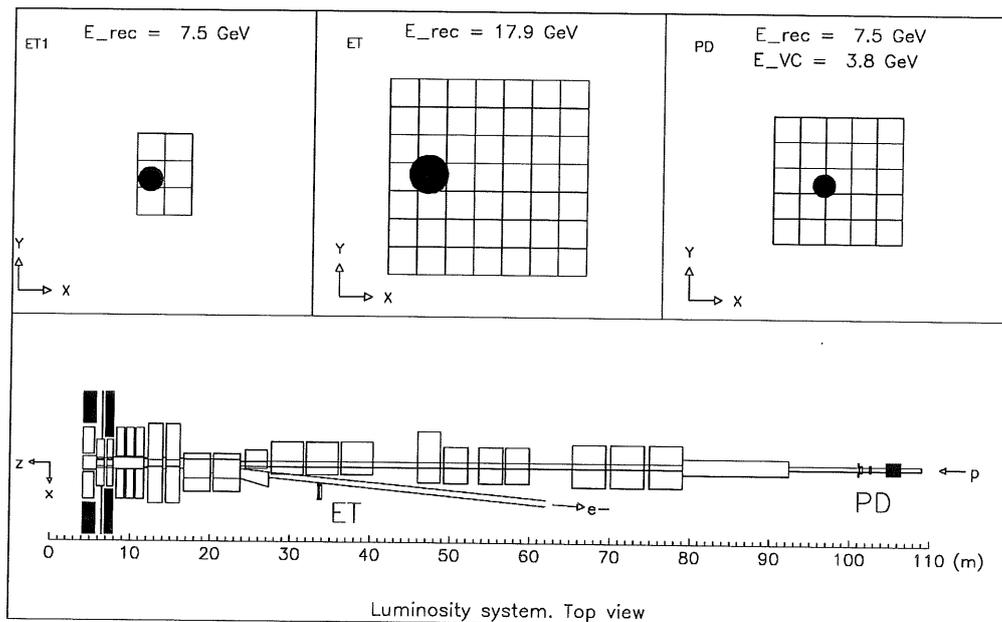


Abbildung 2.9: Darstellung des Luminositätsmeßsystems. Die Position von Elektrondetektor ET und Photodetektor PD sind in der Draufsicht unten angegeben. Der kleine Elektrontagger ET1 links oben existiert erst seit 1995 und liegt bei  $z = -44\text{ m}$ .

### 2.3.4 Das Triggersystem

Eine große Herausforderung an den Detektor besteht darin, daß die Ereignisraten aus  $ep$ -Wechselwirkungen nur einen winzigen Bruchteil ( $10^{-3}$  -  $10^{-5}$ ) im Vergleich zu den Untergrundeignissen darstellen, die z.B. durch Wechselwirkungen der Strahlprotonen mit dem Restgas oder der Wand des Strahlrohrs in der Nähe des Detektors erzeugt werden und z. T. erhebliche Energien im Detektor deponieren.

Bei HERA werden bei Erreichen der Designwerte jeweils 210 Elektronen- und Protonen-Pakete (1994: ca. 155 Pakete) auf dem 6.3 km langen Umfang des Speicherringes kreisen. Der zeitliche Abstand zwischen den Kollisionen zweier benachbarter Teilchenbündel beträgt somit 94 ns, entsprechend einer Frequenz von 10.4 MHz. Bei Erreichen der Soll-Luminosität von  $1.5 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  wird die Photoproduktion als der bei HERA dominierende physikalische Prozeß eine Rate von einigen 100 Hz aufweisen. Prozesse der tiefinelastischen Streuung werden nur eine Rate von wenigen Hz erreichen. Die Rate von Untergrundeignissen im nominellen Wechselwirkungsbereich wird bei Soll-Luminosität dagegen bis zu 50-100 kHz betragen. Bei einer mittleren Datenmenge von etwa 100 kByte pro ausgelesenem Ereignis beträgt die maximale Rate, mit der die Ereignisse auf Massenspeichern abgelegt werden können, aber nur etwa 5 Hz.

Aufgabe des Triggersystems ist es nun, Signale aus  $ep$ -Wechselwirkungen von den physikalisch uninteressanten Untergrundeignissen zu trennen und eine Reduktion der Datenrate auf einige Hz zu erreichen. Die Auswahl interessanter Ereignisse bei der Datennahme erfolgt in mehreren Triggerstufen. Aufgrund der begrenzten Geschwindigkeit von elektrischen Schaltungen und der Komplexität des H1-Detektors ansich ist eine Triggerentscheidung innerhalb von 94 ns, also bis zum Eintreffen des nächsten möglichen Ereignisses, nicht zu erhalten. Die erste Auswahl erfolgt erst nach  $2.3 \mu\text{s}$  (LEVEL1 oder L1) und bis dahin werden die Detektorinformationen für die in dieser Zeit stattgefundenen 24 Kollisionen totzeitlos in elektrischen „Pipelines“ gespeichert. Insgesamt werden vor der vollständigen Rekonstruktion eines Ereignisses 4 Triggerstufen durchlaufen, wobei die Komplexität der Triggerentscheidung und damit der für die Entscheidung notwendige Zeitaufwand pro Ereignis zunimmt. Den Triggerstufen 1–3 stehen dieselben Triggerinformationen zur Verfügung. Die Ereignisrate soll auf L1 von 50-100 kHz innerhalb von  $2.3 \mu\text{s}$  auf ca. 1 kHz und diese Rate dann auf L2 in 20 ms auf ca. 200 Hz reduziert werden. Der Triggerstufe L3 stehen 800 ms Entscheidungszeit zur Verfügung, um die Ereignisrate auf etwa 50 Hz zu verringern. Auf L3 wird die Ereignisbildung gestartet, d.h. die Zusammenfassung aller Informationen der einzelnen Detektorkomponenten.

Die programmierbare Triggerstufe L4, die sogenannte Filterfarm, ist in das zentrale Datennahmesystem integriert und arbeitet synchron zu den vorangegangenen Triggerstufen. Die gesamten Rohdaten eines Ereignisses stehen auf L4 zur Verfügung. Zur Entscheidungsfindung wird bereits eine schnelle Rekonstruktion dieser Rohdaten vorgenommen; so wird z.B. die  $z$ -Komponente des Ereignisvertex und – sofern vorhanden – Spuren höherenergetischer Teilchen in der CJC rekonstruiert. Ereignisse ohne gut rekonstruierbare Spur in der CJC werden nicht weiter verfolgt. Ereignisse mit Myonentrigger werden auf kosmische Myonen untersucht und gegebenenfalls verworfen. Dabei werden 1% aller auf L4 verworfenen Ereignisse aufgezeichnet und auf separaten Datenträgern abgespeichert, so daß die Verlustrate, die sich aufgrund der Filterfarm-Selektion ergibt, ermittelt werden kann. Im letzten Schritt (L5) durchlaufen die von L1-L4 selektierten Ereignisse die vollständige Rekonstruktion. Dabei werden aus den Rohdaten der einzelnen Detektorkomponenten für die weiteren Analysen geeignete Parameter berechnet und in Datenbänken abgespeichert. Je nach Signatur werden die Ereignisse in Klassen eingeteilt, wobei diese Zuordnung nicht ausschließlich vorgenommen wird, d.h. ein Ereignis kann mehreren Klassen angehören.

Grundlage für die vorliegende Analyse bilden die BEMC-getriggerten Ereignisse der Physikklasse der tiefinelastischen Streuung auf Basis der komprimierten DST-Selektion (Data Summary Tape).

## Kapitel 3

# Monte-Carlo-Simulation

Beim Nachweis und der Analyse von Elementarteilchenreaktionen ist die sogenannte *Monte-Carlo-Simulation* ein unabdingbares Hilfsmittel. Ein Generatorprogramm bestimmt anhand der verwendeten theoretischen Modelle die Wahrscheinlichkeit, mit der gewisse Elementarteilchenreaktionen stattfinden sollten und erzeugt nach einem Zufallsprogramm die Viererimpulse der bei dieser Reaktion auftretenden Teilchen. Ein Simulationsprogramm berechnet die Wechselwirkungen der in diesen generierten Ereignissen erzeugten Teilchen und ihrer Zerfallsprodukte mit der Materie der einzelnen Detektorkomponenten und simuliert die Detektorsignale, die sich dadurch ergeben sollten. Diese simulierten Ereignisse können nun denselben Rekonstruktionsschritten (L1 bis L5) und der gleichen Analyse- und Selektionskette unterzogen werden wie die gemessenen Daten. Im Prinzip sollten damit die Effizienzen der einzelnen Rekonstruktions- und Selektionsstufen bestimmt werden können, sofern zum einen die in der Monte Carlo Simulation benutzten theoretischen Modelle die physikalische Realität richtig zu beschreiben in der Lage sind und zum anderen die Simulationsprogramme die Wechselwirkungen mit der Detektormaterie korrekt wiedergeben. Unterschiede zwischen den Verteilungen der Monte Carlo Simulation und den Daten geben Hinweise auf eine unkorrekte Beschreibung der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse seitens der Monte Carlo Simulation, bzw. auf falsch implementierte Prozesse oder ungenauer Detektorsimulation. Da in der Detektorsimulation nie alle in den Daten auftretenden Effekte implementiert sind, sind die aus Monte Carlo Simulationen gewonnenen Auflösungen in der Regel zu optimistisch. Monte Carlo Simulationen dienen daher im wesentlichen zur Abschätzung der Verluste einer Ereignisklassifikation bzw. einzelner Selektions-Schnitte, die in den Daten zur Reduktion des kombinatorischen Untergrunds vorgenommen werden müssen.

Für den Vergleich und die Bestimmung der Verlustraten einzelner in dieser Analyse getätigten Schnitte werden simulierte Ereignisse zweier unterschiedlicher Monte Carlo Generatoren benutzt: LEPTO 6.1 [13] und AROMA [14].

LEPTO produziert Ereignisse der tiefinelastischen Streuung sowohl vom Typ der Boson-Gluon-Fusion als auch vom Typ QPM und QCDC. Dabei werden die Quark-Partonen als masselos angenommen. Die Wahrscheinlichkeit eines Prozesses ist bei gegebener Kinematik durch das Matrixelement des entsprechenden Prozesses gegeben. Die Masselosigkeit der Quarks führt für bestimmte kinematische Konfigurationen aber zu Divergenzen der Matrixelemente von BGF- und QCDC- Prozessen. Für das Matrixelement der Boson-Gluon-Fusion  $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$  ergeben sich Divergenzen für  $\vec{p}_q \rightarrow 0, \vec{p}_{\bar{q}} \rightarrow 0$ , wenn der Öffnungswinkel des  $q\bar{q}$ -Paares gegen Null geht ( $\vec{p}_q || \vec{p}_{\bar{q}}$ ) oder wenn eines der beiden Quarks ( $\vec{p}_q, \vec{p}_{\bar{q}}$ ) parallel zum Gluon  $\vec{p}_g$  abgestrahlt wird:  $\vec{p}_q || \vec{p}_g, \vec{p}_{\bar{q}} || \vec{p}_g$ . Die infraroten Divergenzen und die kollinearen oder Massendivergenzen im Endzustand werden bis auf endliche Terme durch die Divergenzen der virtuellen Beiträge der nächst höheren Ordnung gerade kompensiert<sup>1</sup>. In führender Ordnung QCD, für welche die Matrixelemente berechnet

---

<sup>1</sup>wobei bisher unbekannt ist, ob sich die Divergenzen für *alle* Ordnungen auf diese Weise beheben lassen.

werden, verbleiben die Divergenzen aber. LEPTO begrenzt deshalb den Phasenraum für BGF- und QCDC-Prozesse durch die Forderung einer minimalen Masse  $m_{q\bar{q}}$  des Endzustands. Der in LEPTO ausgeführte Schnitt in der invarianten Masse der beiden Quarks ist dabei abhängig von  $W^2$ :  $m_{q\bar{q}} = m_{q\bar{q}}(W^2)$  (s. Abbildung 3.4).

AROMA dagegen erzeugt schwere Quarks ausschließlich über den Prozeß der Boson-Gluon-Fusion unter Berücksichtigung der Quarkmassen ( $m_c = 1.5 \text{ GeV}$ ). Dadurch werden die Divergenzen vermieden (die nur für  $m_q = 0$  auftreten, da für massive Quarks die Abstrahlung kollinear Gluonen kinematisch nicht erlaubt ist), so daß keine Notwendigkeit besteht, den Phasenraum künstlich einzuschränken. Korrekturen höherer Ordnung QCD werden in Form von Partonschauern ([12],[13]) in beiden Generatoren berücksichtigt. Die Fragmentation in Hadronen erfolgt nach dem LUND-String-Modell ([16]). Die Gluon-Dichte im Proton wird gemäß der MRSH Parametrisierung ([17]) behandelt.

Die Folgen des  $W^2$ -abhängigen Schnittes in  $m_{q\bar{q}}$  auf die kinematischen Variablen sind in den folgenden Histogrammen dokumentiert. Abbildung 3.1 zeigt, getrennt nach ihrem Erzeugungsprozeß, die  $\theta$ -Verteilung der erzeugten Charm-Quarks und der dabei generierten  $K_s^0$ -Mesonen. In der Abbildung 3.2 ist die Verteilung der  $\gamma p$ -Schwerpunktsenergie auf das  $c\bar{c}$ -Paar in LEPTO und AROMA dargestellt. Wie aus Abb. 3.3 ersichtlich, ist der Unterschied in dieser Verteilung auf den in LEPTO getätigten Schnitt in der invarianten Masse  $m_{q\bar{q}}$  des  $q\bar{q}$ -Systems, der direkt den möglichen Phasenraum beschneidet, zurückzuführen.

Die Abbildungen 3.4 bis 3.7 verdeutlichen den Einfluß der die Divergenzen umgehenden Schnitte in  $m_{q\bar{q}}(W^2)$  auf die Verteilung des Öffnungswinkels, des Polarwinkels sowie auf die Polarwinkelkorrelation des  $c\bar{c}$ -Paares.

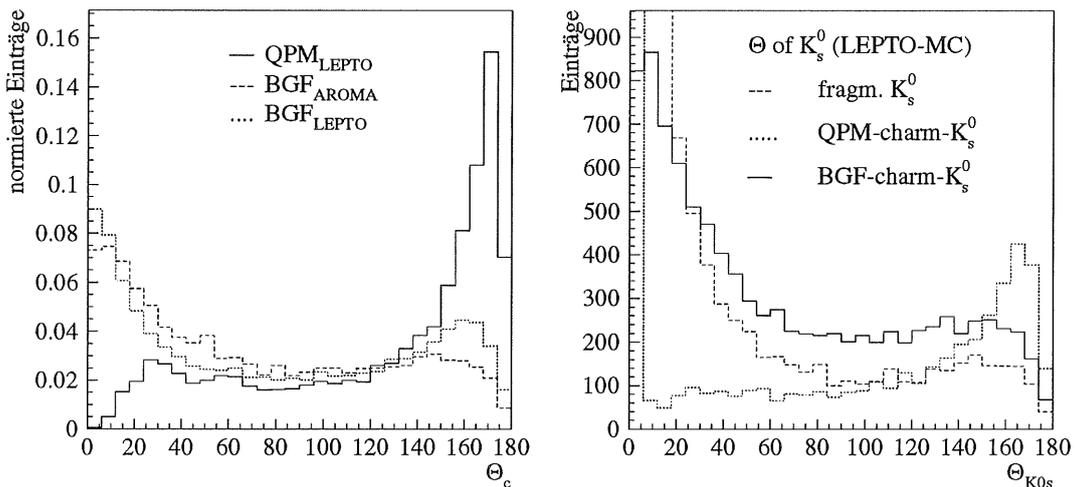


Abbildung 3.1: Links:  $\theta$ -Verteilung der generierten  $c$ - und  $\bar{c}$ -Quarks für LEPTO und AROMA – Nur LEPTO erzeugt schwere Quarks über den QPM-Prozeß, für welchen nur die  $\theta$ -Verteilung des aus dem Protonverband herausgestoßenen Partons gezeigt ist. Rechts:  $\theta$ -Verteilung der LEPTO-generierten  $K_s^0$ -Mesonen, nach ihrem Entstehungsprozeß aufgeteilt. Für den QPM-Prozeß sind auch diejenigen  $K_s^0$  mitberücksichtigt, die aus den beim Targetjet verbleibendem Charm-Quarks entstehen und unter sehr kleinen Winkeln ( $< 10^\circ$ ) zur Strahlachse erzeugt werden. Ebenfalls ist die Verteilung der  $K_s^0$ -Mesonen aus der Fragmentation ( $K_s^0$ , die nicht Zerfallsprodukt eines Charm tragenden Hadrons sind) gezeigt – sie liegen stark in Vorwärtsrichtung.

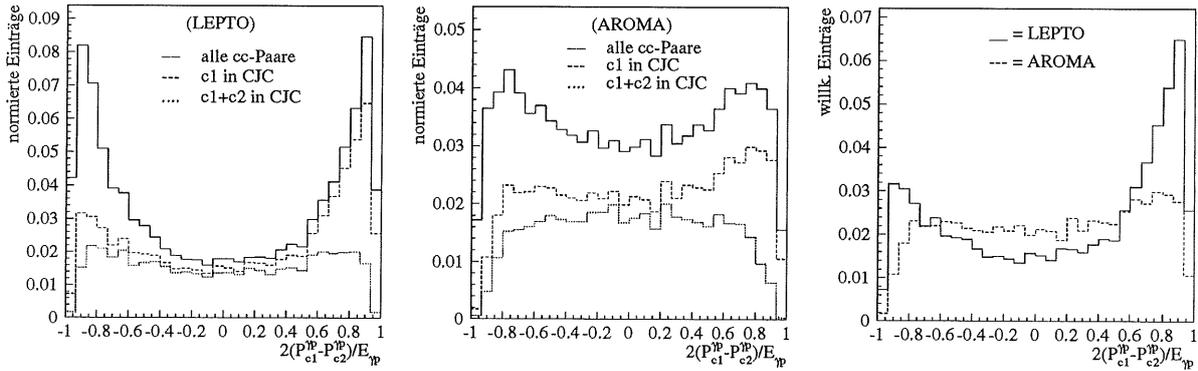


Abbildung 3.2: Aufteilung der  $\gamma p$ -Schwerpunktsenergie auf das beim Boson-Gluon-Fusions-Prozess generierte  $c\bar{c}$ -Paar. Links LEPTO, mitte AROMA – Die Verteilung verläuft für von AROMA-generierte  $c\bar{c}$ -Paare wesentlich flacher, d.h. die zur Verfügung stehende Energie wird gleichmäßiger auf die beiden Quarks aufgeteilt. Verursacht wird dieser Unterschied durch die Einschränkung im Phasenraum bei LEPTO (vergl. linke Abbildung in 3.3). Wird verlangt, daß beide Charm-Quarks in der Akzeptanz der CJC liegen (gepunktete Verteilungen), so werden die Unterschiede in den Verteilungen für LEPTO und AROMA schwächer, wird nur eines der beiden Quarks in der CJC-Akzeptanz gefordert, so ist die Vorhersage für dessen Energieanteil von der Schwerpunktsenergie im  $\gamma p$ -System in LEPTO und AROMA aber noch sehr unterschiedlich (rechte Abbildung).

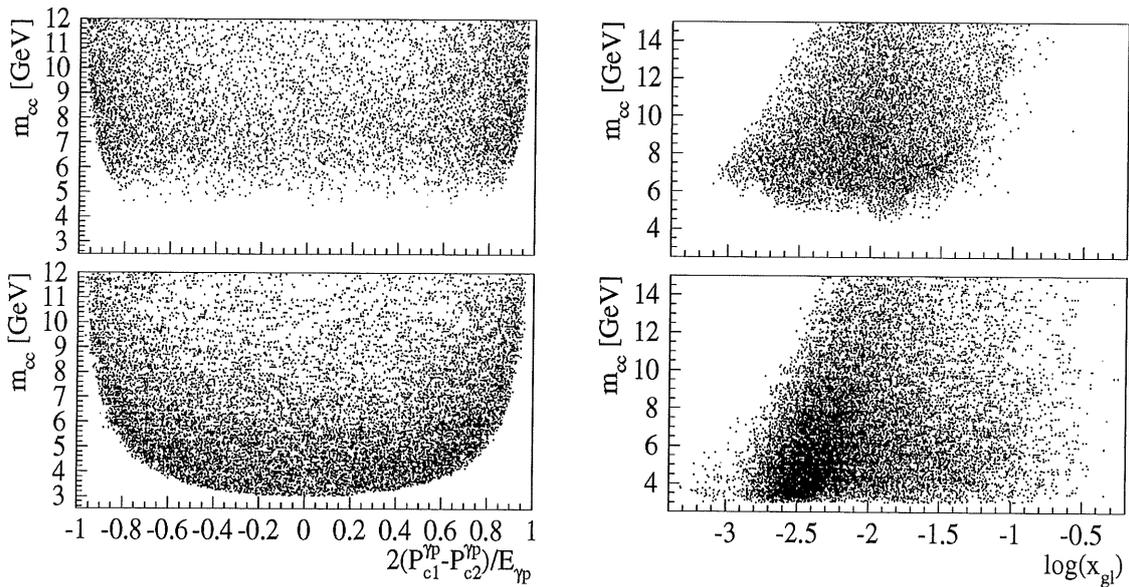


Abbildung 3.3: links: Der in LEPTO (oben) getätigte Schnitt in der invarianten Masse des  $c\bar{c}$ -Systems besneidet direkt den möglichen Phasenraum und führt damit zu der ungleichmäßigen Aufteilung der Schwerpunktsenergie auf die beiden Charm-Quarks, die in Abbildung 3.2 gezeigt ist. Rechts: Korrelation zwischen  $x_{gluon} = |\vec{P}_g|/|\vec{P}|$  und der invarianten Masse  $m_{q\bar{q}} = \hat{s} \equiv \sqrt{(\vec{P} + \vec{q})^2}$  des  $c\bar{c}$ -Systems und der Einfluß des Phasenraumschnittes auf die  $x_{gluon}$ -Verteilung in LEPTO (oben) – die systematische Verschiebung wird durch die bei LEPTO verschwindende Masse der beiden Quarks verursacht ( $\hat{s} = \sqrt{p_c p_{\bar{c}}} = \sqrt{E_1 E_2 - \vec{p}_c \vec{p}_{\bar{c}}}$ ,  $|\vec{P}_g| = |\vec{p}_c + \vec{p}_{\bar{c}} - \vec{q}|$ ).

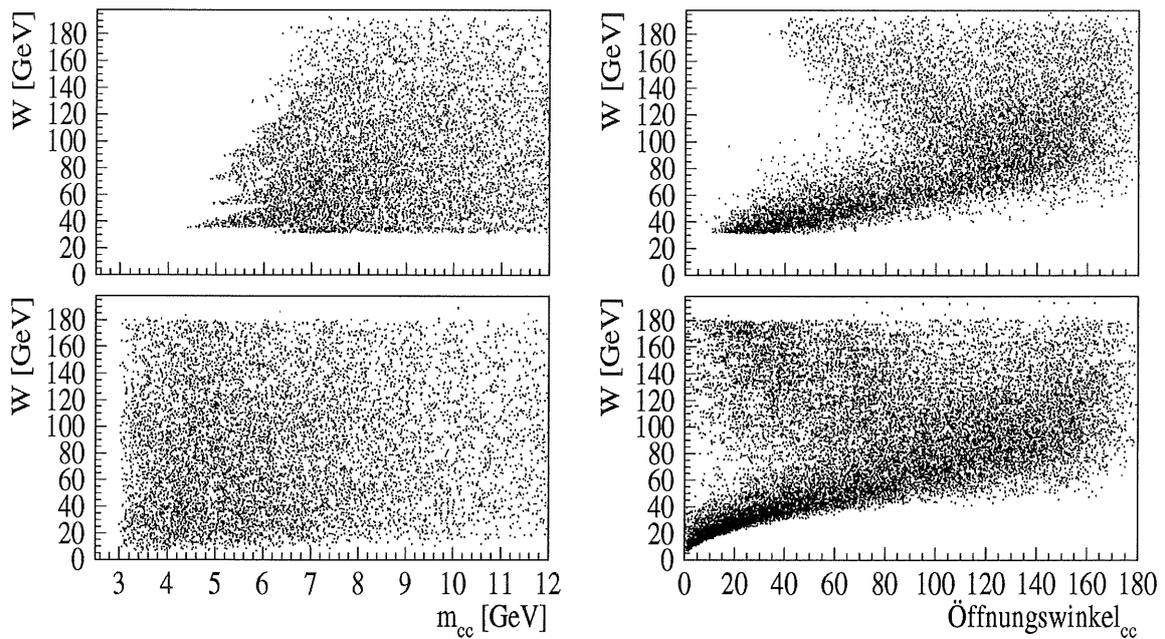


Abbildung 3.4: links: Divergenzen umgehende Schnitte in  $m_{q\bar{q}}(W^2)$   
 rechts: Durch die Schnitte im Phasenraum bedingte Unterschiede im Öffnungswinkel  $\alpha_{c\bar{c}}(W^2)$   
 des  $c\bar{c}$ -Paares. Die obere Abbildung zeigt jeweils die Verteilung nach LEPTO, wobei nur Ereignisse der Boson-Gluon-Fusion betrachtet werden. In der unteren Abbildung ist die Verteilung aus AROMA wiedergegeben.

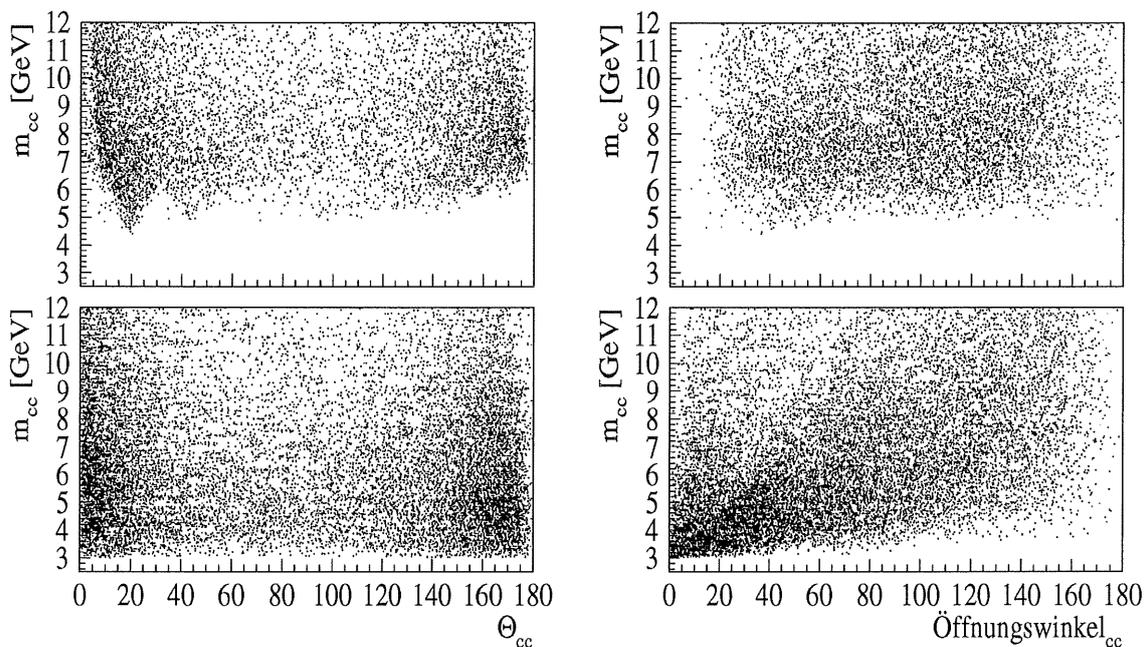


Abbildung 3.5: Einfluß der Schnitte in  $m_{q\bar{q}}$  auf Öffnungswinkel  $\alpha_{c\bar{c}}$  (rechts) und den Polarwinkel  $\theta_{c\bar{c}}$  des Summenvektors des  $c\bar{c}$ -Systems (links). (Oben: LEPTO, unten: AROMA)

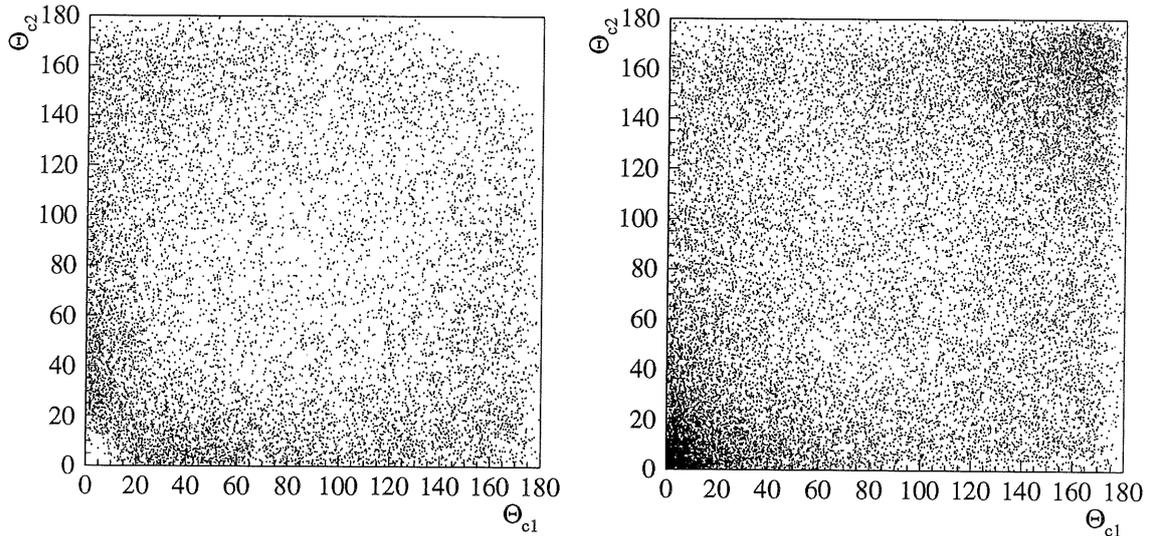


Abbildung 3.6: Korrelation zwischen den Polarwinkeln des  $c$ - und  $\bar{c}$ -Quarks aus Ereignissen der Boson-Gluon-Fusion; links LEPTO, rechts AROMA. Die Wahrscheinlichkeit, daß wenigstens eines der beiden Charm-Quarks in die Akzeptanz ( $20^\circ < \theta_c < 160^\circ$ ) der zentralen Spurkammern fällt, liegt bei etwa 70 % (LEPTO) bzw. 65 % (AROMA). Daß beide Quarks in der CJC-Akzeptanz liegen, kommt nur noch in rund 40-45 % aller Boson-Gluon-Fusion-Ereignisse vor. (Die Wahrscheinlichkeit, daß die aus den Charm-Quarks fragmentierenden  $D$ -Mesonen über ihre Zerfallsteilchen rekonstruiert werden können, ist natürlich wesentlich geringer, da dies erfordert, daß *alle* Zerfallsteilchen in der Akzeptanz der zentralen Spurkammern liegen und dort auch rekonstruiert werden.)

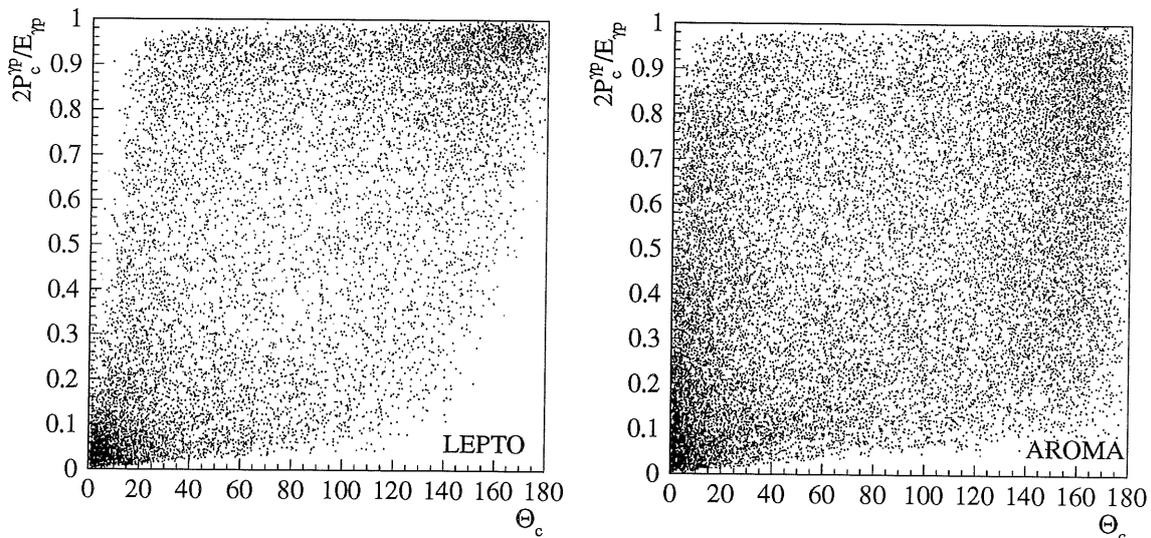


Abbildung 3.7: Anteil an der  $\gamma p$ -Schwerpunktenergie des Charm-Quarks in Abhängigkeit vom Polarwinkel  $\theta_c$  (rechts LEPTO, links AROMA). Große Werte von  $x_c \equiv 2P_c^{\gamma p}/E_{\gamma p}$  und damit von  $x_D$  werden in Rückwärtsrichtung erwartet. Im Akzeptanzbereich der CJC ist für AROMA eine schwächere Abhängigkeit von  $x_c$  in  $\theta_c$  zu verzeichnen.

Von AROMA wurden insgesamt 20000 BGF-Charm-Ereignisse erzeugt, wobei, sofern die Fragmentation in ein  $D^0$ -Meson erfolgt, dieses zu 100% über den Kanal  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$  zerfällt und zwar – entsprechend dem Zerfallsanteil – nur über die drei Untermoden  $D^0 \rightarrow K_s^0 \rho(\pi^+ \pi^-)$  (0.55%),  $D^0 \rightarrow K^*(892)^-(K_s^0 \pi^-) \pi^+$  (1.65%) und  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$  (nicht resonanter 3-Körper-Zerfall mit 0.72% aller  $D^0$ -Zerfälle). Von AROMA existieren weder Charm-Ereignisse anderer Zerfallskanäle noch der komplette  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Zerfall mit allen Untermoden. Somit kann mit AROMA das Verhalten von Reflexionen (Resonanzen bei verschiedenen Massen im  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Massenhistogramm, die von anderen Zerfallskanälen (z.B.  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ ) hervorgerufen werden) nicht untersucht werden.

Von LEPTO hingegen existieren 100000 simulierte Ereignisse der tiefinelastischen Streuung mit allen Flavours (u,d,s,c,b) und über alle Prozesse (QPM, QCDC und BGF) sowie weitere 200000 Ereignisse mit schweren Quarks (c,b) und 20000 spezielle Charm-Ereignisse im Zerfallskanal  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^- (K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$  (wie bei AROMA nicht mit allen Untermoden).

Die Behandlung schwerer Quarks in LEPTO scheint aber aus den oben genannten Gründen eher fragwürdig (Der LEPTO-Generator war auch nie für die Beschreibung von „Heavy Quark“-Ereignissen vorgesehen). Zur Berechnung der Selektionseffizienzen in Kapitel 10 werden daher nur die generierten und simulierten AROMA-Ereignisse herangezogen.

Die simulierten LEPTO-Ereignisse dienen zum Vergleich der Ereignis-Selektion (Kapitel 5) sowie zur Bestimmung der Effizienz der  $K_s^0$ -Selektion in Kapitel 7.

Ferner werden die LEPTO-Ereignisse bei der Untersuchung des Untergrunds aus nicht Charm induzierten Ereignissen benutzt<sup>2</sup>. Mit den LEPTO-Ereignissen können auch die auftretenden Reflexionen aus anderen Zerfallskanälen untersucht werden, da die Signatur und Nachweiswahrscheinlichkeit von nur zum Teil rekonstruierten Hadronen mit Charm im wesentlichen von der Zerfallskinetik und weniger von der Dynamik des Produktions-Prozesses abhängt.

---

<sup>2</sup>Von AROMA werden lediglich Prozesse der Boson-Gluon-Fusion unter Erzeugung schwerer Quarks generiert. Die Entstehung eines „leichten“  $q\bar{q}$ -Paares bei der  $\gamma p$ -Fusion kann in führender Ordnung QCD nicht ohne Beschränkung in  $\hat{s}$  beschrieben werden, da sonst die kleinen Massen von  $u$ - und  $d$ -Quarks wiederum zu einem starken Anwachsen der Matrixelemente in bestimmten kinematischen Bereichen führen. Die Beschreibung von QCDC-Ereignissen mit leichten Quarks kann aus denselben Gründen nur mit dem LEPTO-Generator untersucht werden. Die Streuung an leichten Quarks im Rahmen des QPM-Modells sollte mit dem LEPTO Generator ausreichend gut beschrieben werden – zu diesem Zweck wurde er eingeführt.

# Kapitel 4

## Charm–Physik bei HERA

Der dominierende Beitrag zum Wirkungsquerschnitt der Charmproduktion wird bei HERA über die Photoproduktion erzeugt. Aufgrund der hohen Effizienz der Triggerelemente des BEMC für  $ep$ -Ereignisse im kinematischen Akzeptanzbereich des BEMC  $4 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$  ist die 1994 erreichte Luminosität aber auch ausreichend, erste Aussagen über den Anteil der tiefinelastischen  $ep$ -Streuung am Charmproduktion-Wirkungsquerschnitt zu erzielen. Zur Charmproduktion in der tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung existieren bisher nur die Ergebnisse des EMC Experiments zur Dimuon- und Trimuon-Produktion [34], die aber bei wesentlich kleineren  $W_{\gamma p}$  vorgenommen wurden.

In dieser Arbeit werden ausschließlich Ereignisse mit „offenem“ Charm, d.h. Ereignisse mit  $D$ -Mesonen, untersucht. Auf die Produktion von  $c\bar{c}$ -Mesonen ( $J/\psi$  und Verwandte) in Ereignissen mit „verstecktem“ Charm (die Quantenzahlen des  $c\bar{c}$ -Paares heben sich in diesem Fall auf) wird nicht weiter eingegangen. Ergebnisse zur  $J/\psi$ -Produktion bei HERA finden sich z.B. in [33].

### 4.1 Erzeugung von Charm Quarks in der $ep$ -Streuung

Aufgrund ihrer hohen Masse ( $m_c \approx 1.5 \text{ GeV}/c$ ) ist die Erzeugung von Charm–Quarks in der Fragmentation, also die Bildung von  $c\bar{c}$ -Paaren aus dem Vakuum bei der Hadronisierung des aus dem ursprünglichen Quarkverband herausgeschossenen Quarks, sehr stark unterdrückt ([18, 19, 20]). Ebenso sollte die Anzahl der Charm–Quarks, die aus *Beauty*-Ereignissen stammen vernachlässigbar sein, da der Wirkungsquerschnitt der Beauty–Produktion bei HERA Energien nur in der Größenordnung weniger Prozent der Charm–Produktion liegt. Die Charm–Erzeugung bei HERA findet daher fast ausschließlich über elementare Partonprozesse statt. Mögliche Charm–Produktionsmechanismen des neutralen Stroms sind:

**QPM–Prozesse:** Das virtuelle Photon streut an einem  $c$ - oder  $\bar{c}$ -Quark des Protonsees (s. Abb. 2.3). Das getroffene Charm–Quark wird aus dem Proton-Verband herausgestoßen und bildet einen Strom-Jet, während sein Antiteilchen im Targetjet verbleibt, der unter sehr kleinen Streuwinkeln zur ursprünglichen Protonrichtung wegfiegt und im Detektor keine Spuren hinterläßt. Der Charm-Quark Anteil im Protonsee ist bisher nicht genau bestimmt, sollte aber aufgrund der hohen Charmmasse stark unterdrückt sein. Die Ergebnisse des oben angesprochenen EMC–Experiments [34] konnten anhand der ausgewerteten Daten eine solche Aussage jedoch nur mit einer Genauigkeit von etwa 20 bis 30 % vornehmen, eine Mischung von QPM und BGF wurde dabei nicht explizit untersucht.

**BGF–Prozesse** Durch die Fusion des Photons mit einem *hartem* Gluon des Protons entsteht ein  $c\bar{c}$ -Paar (s. Abb. 2.4), aus welchen sich dann ein  $J/\psi$ -Meson oder zwei Charm-tragende

Hadronen (in der Regel  $D$ -Mesonen) bilden<sup>1</sup>. Die Größe  $x_g$  bezeichnet den Impulsanteil des einlaufenden Gluons am Gesamtimpuls des Protons:  $x_g = |\vec{P}_g|/|\vec{P}|$ . Die Wahrscheinlichkeit, ein Gluon mit dem Impulsanteil  $x_g$  im Proton zu finden, wird durch die Gluondichte-Verteilung des Protons  $g(x_g, Q^2)$  beschrieben. Ihre Bestimmung ist ein wichtiges Ziel bei HERA.  $x_g$  läßt sich in Ereignissen mit „offenem“ Charm genau bestimmen, wenn beide Charm tragenden Hadronen rekonstruiert werden können<sup>2</sup>.

Die erzeugten Charm-Quarks fragmentieren in Mesonen (seltener in Baryonen), sie bilden also mit einem weiteren Quark aus dem Vakuum einen gebundenen  $c\bar{q}$ - oder  $\bar{c}q$ -Zustand, ein  $D$ -Meson. Die Grundzustände der  $D$ -Mesonen (s. Tab. 4.1) sind die leichtesten Teilchen mit Charm-Inhalt und können daher nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen. Ihre Lebensdauern sind im Vergleich zu stark zerfallenden Teilchen entsprechend lang ( $\approx 10^{-13}$  s). Dennoch legen sie bei HERA Energien im Detektor nur einige hundert  $\mu m$  zurück, so daß sie nicht direkt, sondern nur über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden können. Angeregte Zustände der  $D$ -Mesonen zerfallen über die starke oder elektromagnetische Wechselwirkung in den Grundzustand. Die Zerfallsmöglichkeiten der  $D$ -Mesonen sind sehr vielfältig ,wobei die einzelnen Zerfallsraten im Bereich weniger % liegen (siehe [23]).

Meson	Quarkinhalt	Masse [ $\frac{\text{MeV}}{c^2}$ ]	Lebensdauer [ $10^{-12}$ s]	$c\tau$ [ $\mu m$ ]
$D^\pm$	$c\bar{d}, \bar{c}d$	$1869.4 \pm 0.4$	$1.057 \pm 0.015$	317
$D^0, \bar{D}^0$	$c\bar{u}, \bar{c}u$	$1864.6 \pm 0.5$	$0.415 \pm 0.004$	124.4
$D_s^\pm$	$c\bar{s}, \bar{c}s$	$1968.5 \pm 0.7$	$0.467 \pm 0.017$	140

Tabelle 4.1: Grundzustände der D-Mesonen ( $J^P = 0^-$ )

## 4.2 Der Zerfall $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$

In dieser Arbeit werden die speziellen Zerfälle:

- $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$  sowie
- $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$  ( $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ ) und deren ladungskonjugierte Zerfälle untersucht.

Das  $K_s^0$  wird über seinen Zerfall in zwei geladene Pionen nachgewiesen:  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$   
Die Verzweungsverhältnisse sind:

$$\begin{aligned}
 D^{*+} &\rightarrow D^0 \pi^+ && (68.1 \pm 1.3 \%) \\
 D^0 &\rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^- && 0.5 \cdot (5.3 \pm 0.6 \%) \\
 K_s^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- && (68.61 \pm 0.28 \%)
 \end{aligned}$$

<sup>1</sup>Der prinzipielle Unterschied zum QPM-Prozeß (für den das virtuelle  $c\bar{c}$ -Paar des Proton-Sees ja auch aus einem Gluon des Protons entstanden sein muß) besteht darin, daß das zweite, aus Gründen der Quantenzahl-Erhaltung geforderte Charm-Quark im Fall des QPM-Prozesses mit dem Targetjet verbunden bleibt, während für Prozesse der Boson-Gluon-Fusion *beide* Charm-Quarks ( $c$  und  $\bar{c}$ ) vom Rest des Protonverbandes getrennt werden.

<sup>2</sup>Die Impulsrichtungen der Charm-Quarks sind aufgrund ihrer harten Fragmentation anähernd durch die Flugrichtungen der Charm tragenden Hadronen bestimmt. Die Energie des  $c\bar{c}$ -Systems läßt sich im  $\gamma p$ -Schwerpunktsystem zu  $E_{c\bar{c}} = W/2$  nähern. Über  $\vec{P}_g = \vec{p}_c + \vec{p}_{\bar{c}} - \vec{q}$  kann  $x_g$  dann bestimmt werden. Wenn nur eines der Charm-tragenden Hadronen rekonstruiert werden kann, so wird erwartet,  $x_g$  noch mit einer Genauigkeit von ca. 30-40% bestimmen zu können [21].

Der Zerfall des  $D^0$  in diesem Kanal erfolgt zunächst über ein  $K^0$ , welches zu jeweils 50% als  $K_s^0$  und  $K_L^0$  zerfällt. Das  $K_L^0$  zerfällt in 3 Pionen, hat aber eine mittlere Zerfallszeit  $\tau$  von  $5.17 \cdot 10^{-8}$  s, was einer Zerfallslänge von 15.49 m entspricht. Als neutrales Teilchen hinterlässt es innerhalb der Spurkammern keinerlei Spuren. Eine Identifikation des  $K_L^0$  im Kalorimeter, wo es einen hadronischen Schauer erzeugt, ist nicht möglich. Das  $K_s^0$  hingegen ist die kurzlebige Variante des  $K^0$ -Mesons; seine mittlere Lebensdauer beträgt  $0.8926 \cdot 10^{-8}$  s ( $c\tau = 2.676$  cm), es zerfällt innerhalb des Strahlrohrs oder den zentralen Spurkammern und zwar zu 68.6% in zwei entgegengesetzt geladene Pionen. Häufig kann das  $K_s^0$ -Meson aus den beiden Pionen-Spuren rekonstruiert werden (s. Kap. 7). Die Gesamtwahrscheinlichkeit, daß ein  $D^0$ -Meson über ein  $K_s^0$  in insgesamt 4 geladene Pionen zerfällt, beträgt:  $0.5 \cdot 0.053 \cdot 0.686 = 1.82\%$ .

### 4.3 Fragmentation schwerer Quarks

Im Gegensatz zu rein elastischen Prozessen, z.B. der elastischen  $J/\psi$ -Produktion, bei der das streuende Proton intakt bleibt und außer den Zerfallsteilchen des  $J/\psi$  keine weiteren Spuren im Detektor vorhanden sind, ist bei inelastischen Prozessen neben den Zerfallsteilchen der Charm tragenden Hadronen i.a. noch weitere Aktivität im Detektor zu beobachten. Untergrund ist vor allem auch aus nicht Charm-induzierten Ereignissen zu erwarten.

Die Existenz eines  $K_s^0$ -Kandidaten und seines sekundären Zerfallsvertex reduziert den kombinatorischen Untergrund zum  $D^0$ -Signal zwar beträchtlich, muß aber dennoch durch weitere Schnitte in geeigneten kinematischen Variablen ergänzt werden, um zufällige Kombinationen von Teilchenspuren aus der Fragmentation zu unterdrücken.

Abb. 4.1 zeigt die Fragmentationsfunktion  $D(x)$  mit  $x = 2E/\sqrt{s}$  (bzw.  $x = p/p_{max}$ ) von  $D$ -Mesonen (links) aus der  $e^+e^-$ -Annihilation. Zum Vergleich die Fragmentation „leichter“ Mesonen ohne Charm-Inhalt (rechts).  $D$ -Mesonen tragen im Mittel einen erheblich größeren Anteil der Schwerpunktsenergie als leichte Mesonen. Der Tatbestand dieser harten Fragmentation von  $D$ -Mesonen sollte in der  $e^-p$ -Physik eine Reduktion des kombinatorischen Untergrunds ermöglichen.

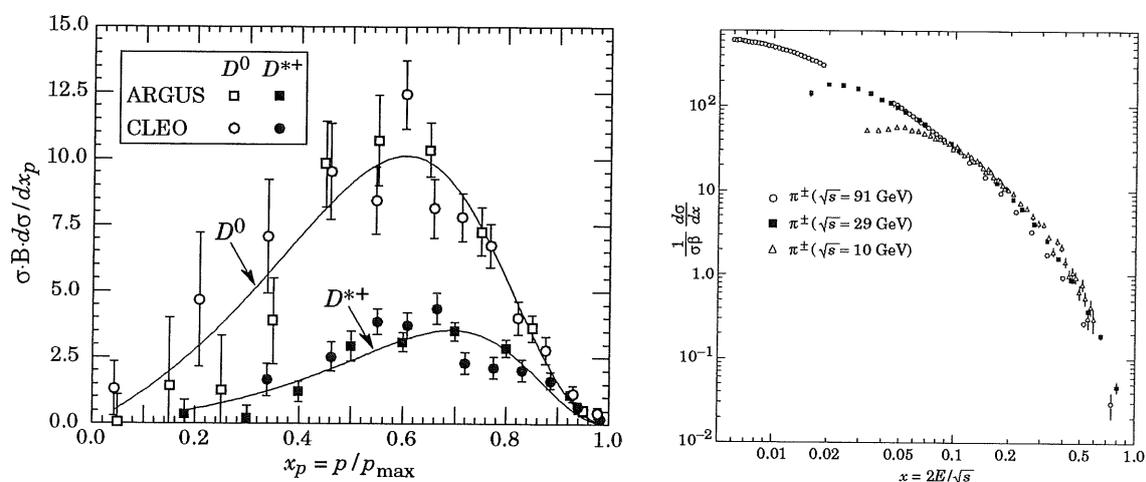


Abbildung 4.1: Fragmentation von  $D$ -Mesonen bei  $\sqrt{s} \approx 10$  GeV (links, angefügt die empirische Petersonfunktion) und leichter Mesonen ohne Charm-Inhalt für verschiedene Schwerpunktenergien  $\sqrt{s}$  (rechts), gemessen von ARGUS, TPC und OPAL in  $e^+e^-$ -Annihilation. (aus [23]).

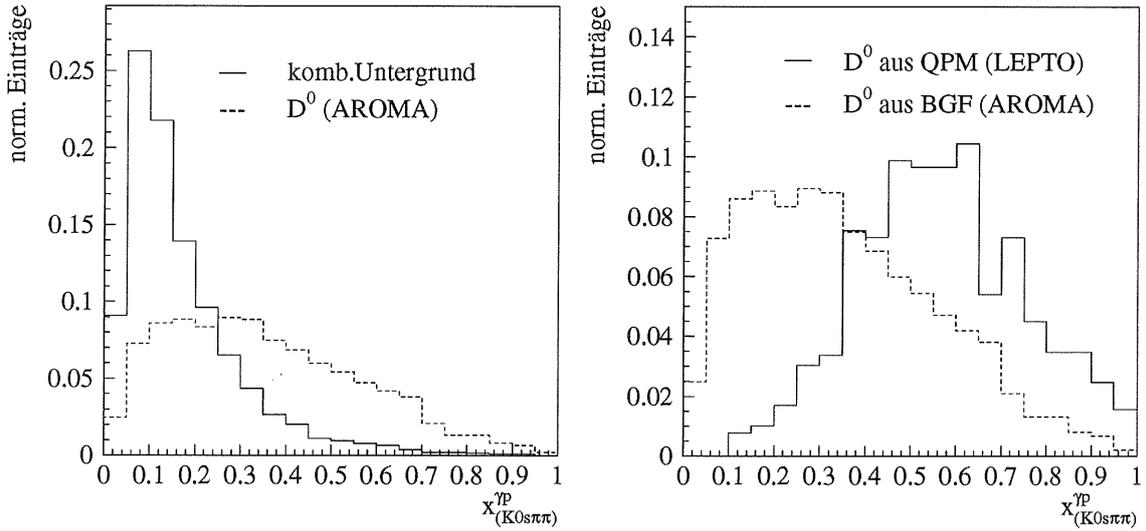


Abbildung 4.2: links:  $x_D^{\gamma p}$ -Verteilung generierter und die Detektorsimulation durchlaufener  $D^0$ -Mesonen ( $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ ) (gestrichelt) und zufälliger Kombinationen im Massenfenster  $|m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} - m_{D^0}| < 50 \text{ MeV}$  (durchgezogen). Rechts: Vergleich der  $x_D^{\gamma p}$ -Verteilung für  $D$ -Mesonen aus QPM- (LEPTO) und BGF- (AROMA) Ereignissen.

Mit der Einführung der Variablen:

$$x_D^{\gamma p} \equiv \frac{2 \cdot P_D^{\gamma p}}{W} \quad (4.1)$$

werden die in der  $e^+e^-$ -Physik gewonnenen Erkenntnisse über die harte Fragmentation schwerer Quarks aufgenommen. Dabei bezeichnet  $P_D^{\gamma p}$  den Impuls des  $D$ -Meson-Kandidaten im  $\gamma p$ -Schwerpunktsystem<sup>3</sup>.

Die in (4.1) definierte Größe ist für QPM-Prozesse unter der Annahme, daß die an der Wechselwirkung nicht teilnehmenden Partonen als *ein* Targetjet betrachtet werden können, der im  $\gamma p$ -Schwerpunktsystem entgegengesetzt zum streuenden Parton davonfliegt, das Analogon zur ursprünglich in der  $e^+e^-$ -Physik benutzten Größe:  $x_D = 2 P_D / \sqrt{s}$ <sup>4</sup>. Bei Prozessen vom Typ Boson-Gluon-Fusion hingegen ist  $x_D^{\gamma p}$  zu kleineren Werten hin verschoben, da sich  $W/2$  nun auf zwei Jets verteilt<sup>5</sup>. Die beobachtbare Verteilung dieser Größe ist eine Faltung der Fragmentationsfunktion der  $D$ -Mesonen mit der Impulsverteilung der Partonen, aus denen die Hadronen entstanden sind. Von der Partondichteverteilung im Proton ist  $x_D^{\gamma p}$  nur geringfügig abhängig. Diese Variable sollte eine Trennung von QPM- und BGF-Prozessen ermöglichen bzw. zur Bestimmung des nicht perturbativ beschreibbaren Charm-See-Anteils im Proton herangezogen werden können.

Abb. 4.2 zeigt die  $x_D^{\gamma p}$ -Verteilungen generierter und die Detektorsimulation durchlaufener  $D^0$  ( $\rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ )-Mesonen und zufälliger  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen im Massenfenster  $|m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} - m_{D^0}| < 50 \text{ MeV}$ . Im rechten Histogramm wird die prinzipielle Unterscheidungsmöglichkeit von BGF- und QPM-Prozessen anhand der  $x_D^{\gamma p}$ -Verteilungen simulierter  $D^0$ -

<sup>3</sup>Der Vierervektor des virtuellen Photons ergibt sich aus den Vierervektoren des Strahl- und des gestreuten Elektrons:  $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ .

<sup>4</sup>dieses gilt nur, wenn Auswirkungen des unterschiedlichen „Color“-Flusses auf die Fragmentation bei Lepton-Nukleon Wechselwirkungen gegenüber Prozessen der  $e^+e^-$ -Annihilation vernachlässigbar sind, also dann, wenn die „Spectatorquarks“ keinen Einfluß auf die Fragmentation haben.

<sup>5</sup>Für BGF-Prozesse wäre das adequate System das  $g\gamma$ -Schwerpunktsystem.

Mesonen verdeutlicht<sup>6</sup>.

Für LEPTO-QPM- $D^0$ -Mesonen entspricht die Verteilung in etwa der aus der  $e^+e^-$ -Annihilation gewonnenen Fragmentationsfunktion  $D_D(x)$  mit einem Mittelwert<sup>7</sup>  $\overline{x_D} \approx 0.55$ .

$D^0(\rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-)$ -Mesonen aus BGF-Prozessen weisen in der Fragmentationsgröße  $x_D^{\gamma p}$  im Mittel kleinere Werte auf. Eine Unterscheidung in  $x_D^{\gamma p}$  von zufälligen  $K_s^0\pi^+\pi^-$  Kombinationen im Massenbereich der nominellen  $D^0$ -Masse ist damit nicht mehr so stark ausgeprägt.

Abb. 4.3 zeigt die Detektor-Auflösung in  $x_D^{\gamma p}$ . Die Verschmierung in  $x_D^{\gamma p}$  ist auf die Ungenauigkeit bei der Energiemessung des gestreuten Elektrons zurückzuführen, was sich auf die Bestimmung von  $\vec{q}$  und damit der Bestimmung des  $\gamma p$ -Schwerpunktsystems auswirkt.

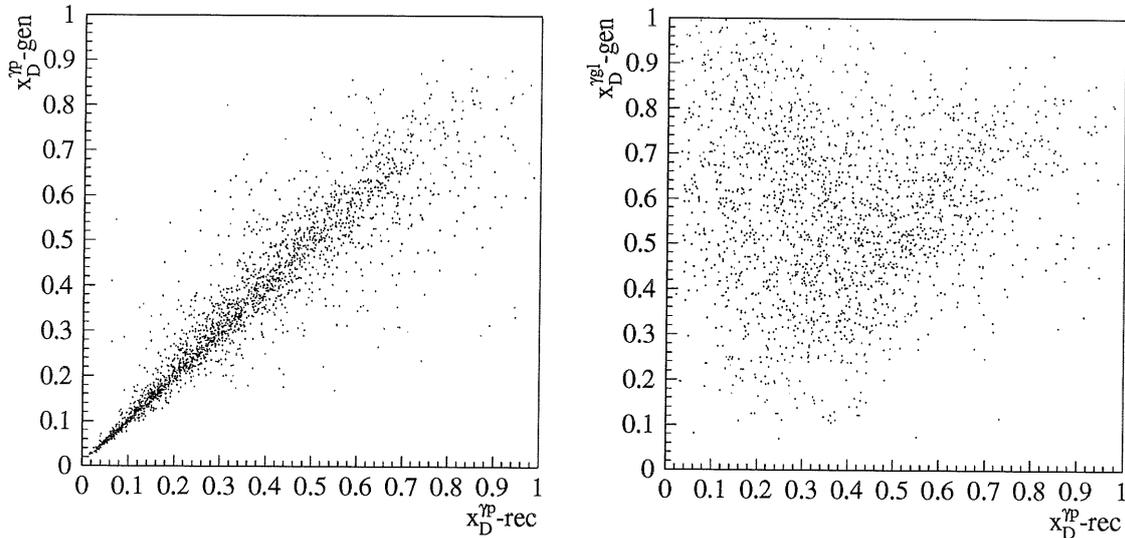


Abbildung 4.3: Auflösung in  $x_D^{\gamma p}$  – verglichen werden die generierten  $x_D^{\gamma p}$ -Werte mit den nach der Detektorsimulation gewonnenen Werten simulierter LEPTO Ereignisse. Rechts: Vergleich der rekonstruierten  $x_D^{\gamma p}$ -Werte mit den generierten Werten von  $x_D^{\gamma gl}$  im  $\gamma$ gluon-System.

Eine weitere Größe, die sich zur Isolation des  $D^0$ -Signals und zur Reduktion zufälliger Kombinationen eignet, ist mit dem Transversalimpuls  $p_t(D^0)$  der  $D^0$ -Kandidaten gegeben: Simulierte  $D^0$ -Mesonen besitzen im Mittel einen höheren Transversalimpuls zur Strahlachse als zufällige Kombinationen anderer Teilchen (Abbildung 4.4 links). Abb. 4.4 rechts zeigt die Verteilung des  $D^0$ -Transversalimpulses bezüglich der  $\gamma p$ -Achse im  $\gamma p$ -Schwerpunktsystem<sup>8</sup>. QPM- $D^0$ -Mesonen unterscheiden sich in  $p_t^{\gamma p}(D^0)$  praktisch nicht mehr von zufälligen  $K_s^0\pi^+\pi^-$ -Kombinationen. Für BGF- $D^0$ -Mesonen hingegen liegen die Werte von  $p_t^{\gamma p}(D^0)$  im Mittel deutlich höher. Im Grenzfall  $x_D \rightarrow 1$  wäre  $p_t^{\gamma p}(D^0)$  in QPM-Ereignissen mit dem Transversalimpuls des streuenden Partons identisch. In BGF-Ereignissen kommt noch ein Anteil, der aus dem Öffnungswinkel des aus der Boson-Gluon-Fusion hervorgehenden  $c\bar{c}$ -Paares resultiert, hinzu.

<sup>6</sup>Dieser Vergleich zwischen BGF und QPM erzeugten  $D^0$ -Mesonen ist an dieser Stelle nur rein qualitativ zu verstehen; die Charm Mesonen werden in LEPTO, dessen Simulation die Grundlage für die gezeigte QPM- $x_D$ -Verteilung bilden, als *masselos* angesehen (s. Kapitel 3).

<sup>7</sup>Der in Abb. 4.2 gezeigten  $x_D$ -Verteilungen für simulierte QPM- und BGF-Ereignisse liegen  $\gamma p$ -Schwerpunktsenergien  $W_{\gamma p} \approx 120$  GeV zugrunde. Gegenüber den Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s} \approx 10$  GeV in Abb. 4.1 führt die QCD-Entwicklung zu einer leichten Verschiebung von  $D(x)$  zu kleineren Werten, da mit zunehmender Schwerpunktsenergie der Phasenraum für die Abstrahlung von Gluonen anwächst (s. auch [31]).

<sup>8</sup>Diese Größe wäre mit dem Transversalimpuls im H1-Laborsystem von  $D^0$ -Mesonen aus Photoproduktions-Ereignissen vergleichbar, da im  $\gamma p$ -Schwerpunktsystem das Photon keinen Beitrag zum Transversalimpuls beisteuert.

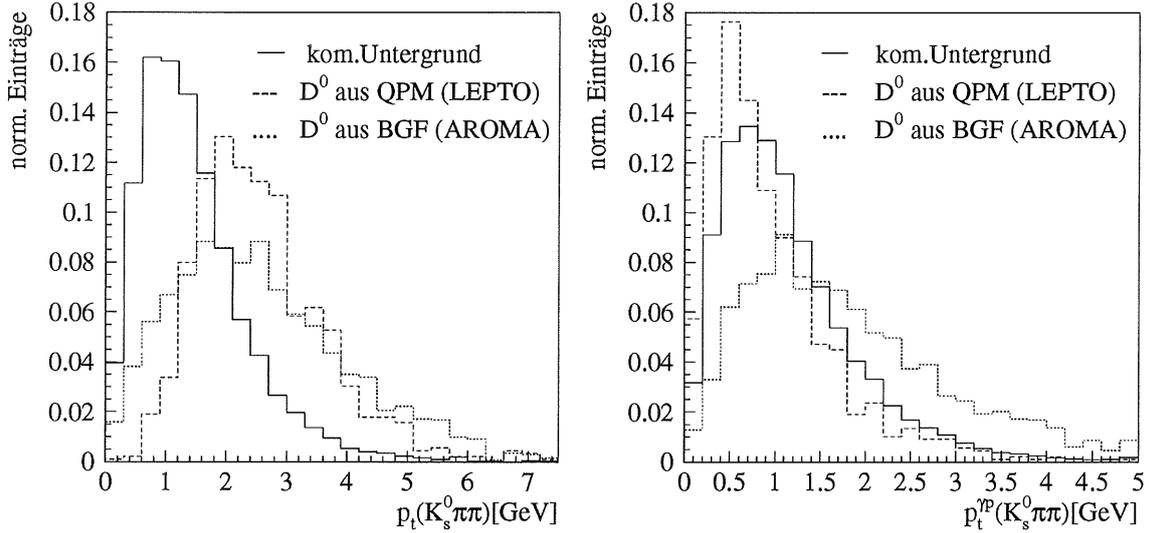


Abbildung 4.4:  $p_t$ -Verteilungen von  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$  Mesonen und zufälliger  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$  Kombinationen im Massfenster der  $D^0$ -Resonanz im Laborsystem (links) und im  $\gamma p$ -Schwerpunktsystem bezüglich der  $\gamma p$ -Achse (rechts).

Auch die  $K_s^0$ - und  $\pi$ -Mesonen, die aus Zerfällen von  $D^0$ -Mesonen hervorgehen, unterscheiden sich in ihrem Transversalimpuls noch geringfügig von zufälligen, nicht von „Charm“ stammenden  $K_s^0$ - und  $\pi$ -Mesonen. Da sich die aus Charm-Zerfällen stammenden  $K_s^0$ -Mesonen im Polarwinkel und im Transversalimpuls von  $K_s^0$ -Mesonen aus der Fragmentation unterscheiden, ist zu erwarten, daß auch im Zerfallsradius, also der radialen Fluglänge der  $K_s^0$ -Mesonen, eine Unterscheidung zwischen Charm-induzierten  $K_s^0$ -Mesonen und solchen aus der Fragmentation besteht – in der Monte-Carlo-Simulation treten jedoch nur geringe Unterschiede auf (Abb. 4.5).

Eine Reduktion des kombinatorischen Untergrunds läßt sich also in erster Linie durch Schnitte in der Fragmentationsgröße  $x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}$  und dem Transversalimpuls  $P_t(K_s^0 \pi^+ \pi^-)$  erreichen.

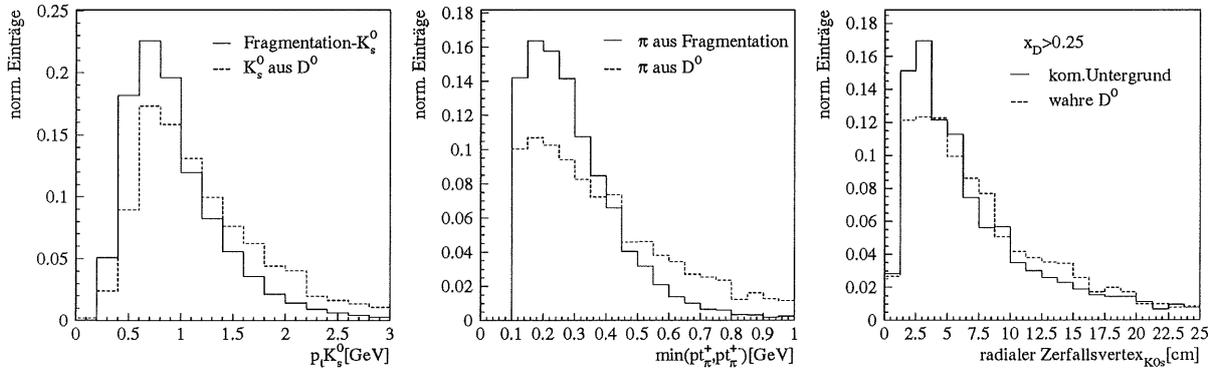


Abbildung 4.5: Links:  $p_t$ -Verteilung der  $K_s^0$ -Mesonen aus  $D^0$ -Zerfällen im Vergleich mit beliebigen  $K_s^0$ -Mesonen aus der Fragmentation. Mitte: minimaler Transversalimpuls der beiden Pionen. Rechts: Zerfallsradien der  $K_s^0$ -Mesonen aus  $D^0$ -Zerfällen und aus der Fragmentation.

# Kapitel 5

## Trigger und Ereignis Selektion

### 5.1 Trigger für NC–DIS–Ereignisse

Die wesentlichen Signaturen, die von Triggern genutzt werden können, um Ereignisse der tiefinelastischen  $ep$ -Streuung des neutralen Stromes (NC) von diversen Untergrundprozessen (Strahl-Wand-, Strahl-Restgas- Prozesse, kosmische Myonen oder Synchrotronstrahlung) zu unterscheiden, sind:

- ein hochenergetisches (gestreutes) Elektron
- ein primärer Vertex im Bereich des nominellen Ereignisvertex

Für NC–DIS–Ereignisse im kinematischen Bereich  $4 GeV^2 < Q^2 < 100 GeV^2$  wird das Elektron in das BEMC gestreut. Die relevanten Triggerelemente werden im folgenden nur kurz angesprochen, eine ausführliche Beschreibung der Triggerelemente des BEMC findet sich in [22], eine detaillierte Beschreibung der Ereignis Selektion gibt [28].

#### 5.1.1 Die Elemente des BSET-Triggers

Grundlegendes Konzept des BSET-Triggers (BEMC Single Electron Trigger) ist es, Energiedepositionen im BEMC in Form von Clustern zu erkennen und mit verschiedenen Energieschwellen zu vergleichen, die ihre Entsprechung in der Energieauflösung und dem Untergrundrauschen des BEMC haben (s. Gl. 2.7). Zur Clusterbildung werden nur Module des BEMC herangezogen, deren Signalwert über einer der Rauschunterdrückung dienenden Schwelle liegt. Das Triggerelement IST wird gesetzt, wenn der Schwerpunkt des Clusters in dem zum Strahlrohr nächsten Modulen auftritt; hier treten Energiedepositionen durch Untergrundprozesse mit hoher Rate auf. Das Triggerelement BTOT ist gesetzt, wenn die gesamte im BEMC deponierte Energie einen Schwellwert von  $4 GeV$  überschreitet. Cluster, die nur aus dem Signal einer einzelnen Photodiode hervorgehen, werden ausgeschlossen. Die in dieser Analyse herangezogenen Daten wurden durch ein Cluster im BEMC mit einer Energiedeposition  $> 7.7 GeV$  getriggert. Die Triggereffizienz des rückwärtigen Kalorimeters BEMC ist im kinematischen Akzeptanzbereich praktisch 100%.

Wesentlich zur Erkennung von Untergrundereignissen sind die Triggerelemente des ToF-Triggers. Das ToF besteht aus zwei Blei-Szintillator-Ebenen, die im Abstand von  $30 cm$  zwischen BEMC und dem Eisenjoch aufgebaut sind. Dieses System dient zur Bestimmung der Flugrichtung der Teilchen. Ein Großteil der Untergrundereignisse aus Strahl-Wand- und Strahl-Restgas- Prozessen, für die die Zeitinformation des ToF in der Regel nicht kompatibel mit  $ep$ -Wechselwirkungen aus dem Bereich der nominellen Wechselwirkungszone ist, läßt sich so bereits auf L1 verwerfen.

### 5.1.2 Spurkammer-Trigger

Der Spurkammer-Trigger basiert auf einer Koinzidenz von jeweils zwei Lagen der inneren und äußeren Proportionalkammer CIP und COP. Die Signale werden so kombiniert, daß Geraden in der  $rz$ -Ebene, die sich aus der Geometrie der angesprochenen Flächenelemente berechnen, auf die Strahlachse im Bereich von  $-44\text{ cm} < z < 44\text{ cm}$  zeigen. Diese Kombinationen füllen das sogenannte  $z_{\text{vertex}}$ -Histogramm. Aufgrund der Krümmung der Teilchenspuren erreichen nur Spuren mit einem minimalen Transversalimpuls  $\approx 130\text{ MeV}/c$  die COP und können zu einem Eintrag im  $z_{\text{vertex}}$ -Histogramm führen. Untergründereignisse ohne Spuren aus dem Bereich des nominellen Vertex werden so verworfen.

## 5.2 Auswahl von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung

Mit den oben genannten Triggerelementen ist eine ausreichend gute Klassifizierung von NC-DIS-Ereignissen im Bereich  $4\text{ GeV}^2 < Q^2 < 100\text{ GeV}^2$  gegeben. Die so getriggerten Ereignisse enthalten allerdings immer noch einen hohen Anteil von Untergründereignissen, die durch geeignete, im folgenden beschriebene Selektionskriterien auf ein vernachlässigbares Niveau minimiert werden sollen.

Ein Teil der Photoproduktions-Ereignisse erfüllt durchaus die oben aufgeführten Bedingungen. Zwar führen solche Ereignisse wegen  $Q^2 \approx 0$  nicht zu einem im Detektor sichtbaren gestreuten Elektron, es kann jedoch vorkommen, daß aufschauernde Hadronen oder mit einem Photon überlappende Hadronen im BEMC fälschlicherweise als gestreutes Elektron identifiziert werden. Wegen des hohen Wirkungsquerschnittes der Photoproduktion (ca. 2 Größenordnungen höher als der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung) verursachen solche Ereignisse immer noch einen erheblichen Untergrund zu den tiefinelastischen Ereignissen mit oben beschriebenen Triggerbedingungen.

Einen geringeren Beitrag zum Untergrund liefern auch immer noch einige Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse, die zufällig die Kriterien des ToF- und des Spurkammer-Triggers erfüllen, wobei ebenfalls ein Reaktionsprodukt als gestreutes Elektron mißidentifiziert wird. Um den verbleibenden Untergrund zu minimieren, werden höhere Anforderungen an die Kandidaten des gestreuten Elektrons gestellt:

- Der Cluster-Radius darf 4 cm nicht überschreiten - damit werden hadronisch verursachte Cluster, die im allgemeinen stärker aufschauern, unterdrückt.
- Der hochenergetische Cluster im BEMC muß mit einem rekonstruierten Raumpunkt des BPC assoziierbar sein, wobei der Abstand zwischen Clusterschwerpunkt und BPC-Punkt in der  $xy$ -Ebene maximal 4 cm betragen darf.
- Es werden nur Elektron-Kandidaten mit einem durch den BPC-Punkt definierten Streuwinkel  $\vartheta > 7^\circ$  - das entspricht im H1-Koordinatensystem  $\theta = 180 - \vartheta < 173^\circ$  - zugelassen. Dadurch werden Cluster im inneren Randbereich des BEMC, in dem verstärkt Leckverluste der Schauer auftreten, ausgenommen.
- Falsch identifizierte Elektronen besitzen überwiegend kleine Energien [35]. Der aus Photoproduktions-Ereignissen resultierende Untergrund läßt sich durch einen Schnitt auf die Energie des gestreuten Elektrons  $E_{e'} > 13\text{ GeV}$  nahezu gänzlich eliminieren.

Diese Schnitte im Streuwinkel  $\vartheta$  und der Streuenergie  $E_{e'}$  bedingen eine Einschränkung des kinematisch zugänglichen Bereiches in  $Q^2$ . Je nach  $z$ -Position des Ereignisvertex vermindert sich die untere Grenze in  $Q^2$  auf etwa  $7 - 12\text{ GeV}^2$ . Ferner wird durch den Schnitt in der

Streuenergie  $E_{e'}$   $> 13$  GeV der Bereich in  $y$  eingeschränkt ( $y \leq 0.53$ ).

Zusätzlich werden an die Ereignisse die folgenden Anforderungen gestellt:

- Die  $z$ -Komponente des Ereignisvertex wird auf den Bereich  $z_{vertex} = 2.5 \pm 30$  cm eingeschränkt, dies entspricht einem Schnitt von  $\approx 3\sigma$  um den Mittelwert  $\bar{z}$ , der in den selektierten Datensätzen eine Verschiebung um etwa 2.5 cm zum nominellen Ereignisvertex aufweist (s. Abb. 5.5). Mit diesem Schnitt werden weitere Untergrundereignisse, für die die  $z_{vertex}$ -Komponente gleichverteilt sein sollte, verworfen.
- Um die Nachweiswahrscheinlichkeit und den Wirkungsquerschnitt einer bestimmten Reaktion bestimmen zu können, muß sichergestellt sein, daß sich alle Subdetektoren im Normalbetrieb befinden und das Ereignis aufgrund eines Triggers mit bekannter Ansprechwahrscheinlichkeit akzeptiert wird.
- Da der Nachweis von  $D^0$ -Mesonen in dieser Analyse auf der Rekonstruktion eines  $K_s^0$ -Mesons und der Kombination dieses  $K_s^0$  mit zwei weiteren entgegengesetzt geladenen Spuren beruht, wird die Existenz eines  $V^0$ -Kandidaten<sup>1</sup>, der meinen Selektionskriterien für „gute“  $K_s^0$ -Kandidaten<sup>2</sup> genügt, und mindestens zwei weiterer, vom primären Vertex ausgehender und entgegengesetzt geladener Spuren in den zentralen Spurkammern verlangt.

DIS Ereignisselektion	
Position des BEMC-Clusterzentrums	$x + y > 16$ cm
Clusterradius	$< 4$ cm
Clusterschwerpunkt-BPC	$< 4$ cm
Streuwinkel $\vartheta_{e'}$	$> 7^\circ$
Energie des Streuelektrons $E_{e'}$	$> 13$ GeV
$z_{vertex}$	$2.5 \pm 30$ cm
Impulsübertrag $Q^2$	$7 \text{ GeV}/c^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle 5.1: Schnitte der DIS-Ereignisselektion

Insgesamt wurden während der Datennahmeperiode 1994 228217 Ereignisse aufgenommen, die die in Tab. 5.1 aufgeführten Anforderungen für tiefinelastische Streuung erfüllen. Davon enthalten 11489 Ereignisse mindestens einen  $K_s^0$ -Kandidaten sowie zwei weitere in den zentralen Spurkammern rekonstruierte Spuren. Diese Ereignisselektion entspricht einer integrierten, auf den Hochspannungsstatus der Subdetektoren, den Schnitt in  $z_{vertex}$  und die Satellitenbunche korrigierten Luminosität von  $2.975 \text{ pb}^{-1}$ . Davon entfallen fast 90 % ( $2.63 \text{ pb}^{-1}$ ) auf die Positron-Daten, der Rest stammt aus Elektron-Daten. Für den verbleibenden Untergrund aus Photoproduktionsprozessen erhält man aus der Untersuchung simulierter Photoproduktions-Ereignisse eine Obergrenze von 0.35 % ([28]).

<sup>1</sup> $V^0$ -Teilchen sind neutrale Teilchen, die in zwei entgegengesetzt geladene Teilchen zerfallen. Ihren Namen tragen sie, da ihre Zerfallsteilchen aufgrund ihres Öffnungswinkels, der aus der Massendifferenz zwischen Anfangs- und End-Zustand resultiert, in Detektoren V-förmige Zerfallsmuster aufweisen.

<sup>2</sup>Der Algorithmus des  $V^0$ -Rekonstruktions-Programmes und die Auswahl „guter“  $V^0$ -Kandidaten werden eingehend in Kapitel 7 behandelt.

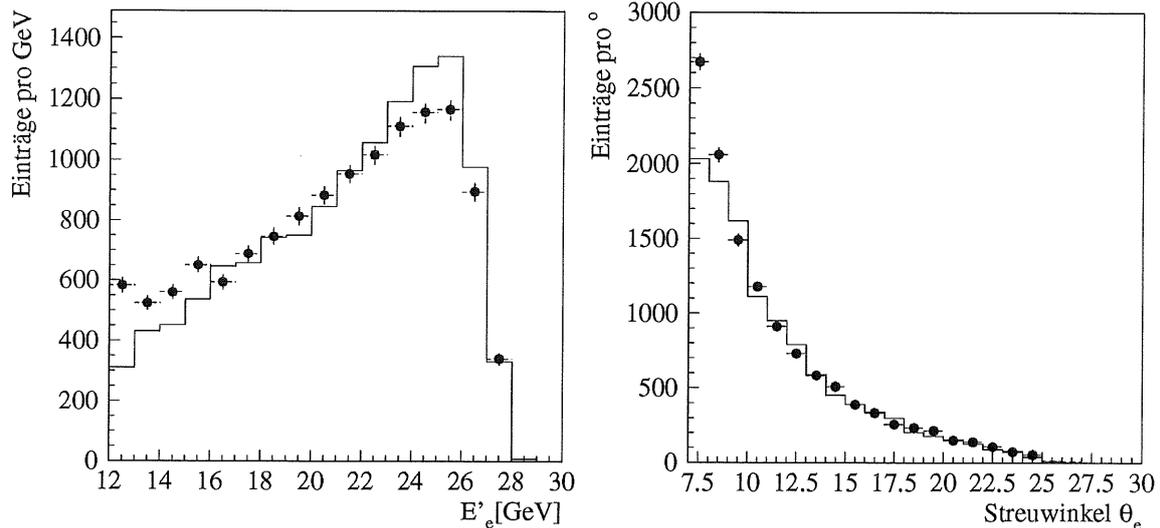


Abbildung 5.1: Die Energie des gestreuten Elektrons ist im linken Bild gezeigt (Punkte: Daten, Histogramm: simulierte MC (LEPTO) Ereignisse der tiefinelastischen Streuung), der Schnitt  $E_{e'} > 13 \text{ GeV}$  verwirft den größten Teil der aus Photoproduktions-Prozessen induzierten Ereignisse, die den Anstieg für kleine Energien verursachen. Rechts die Verteilung des Streuwinkels des Elektrons; Untergrund tritt bevorzugt unter kleinen Winkeln am Innenrand des BEMC-Kalorimeters auf und wird durch den Schnitt  $\vartheta > 7^\circ$  minimiert – leider wurden die LEPTO Ereignisse von vornherein auf den Bereich  $E_{e'} > 12 \text{ GeV}$  und  $\vartheta > 7^\circ$  eingeschränkt, so daß die Unterschiede zwischen Daten- und MC-Verteilungen in den Randbereichen z.T. durch Bin-Migrationen verursacht sein können.

Energie und Streuwinkel der gestreuten Elektronen aus den Ereignissen der Datenselektion sind in Abb. 5.1 gezeigt. Die Verteilungen der kinematischen Größen der Datenselektion werden in Abb. 5.2 wiedergegeben. Im wesentlichen ist eine gute Übereinstimmung in den Verteilungen zu verzeichnen. Signifikante Unterschiede treten aber bei kleinen Werten von  $x$  und  $Q^2$  hervor und sind vermutlich auf den Phasenraumschnitt in LEPTO (vergl. Abb. 3.3) zurückzuführen. Möglicherweise ist der Anteil der Boson-Gluon-Fusion-Ereignisse in LEPTO auch zu gering bemessen (vergleiche hierzu auch Abb. 5.3).

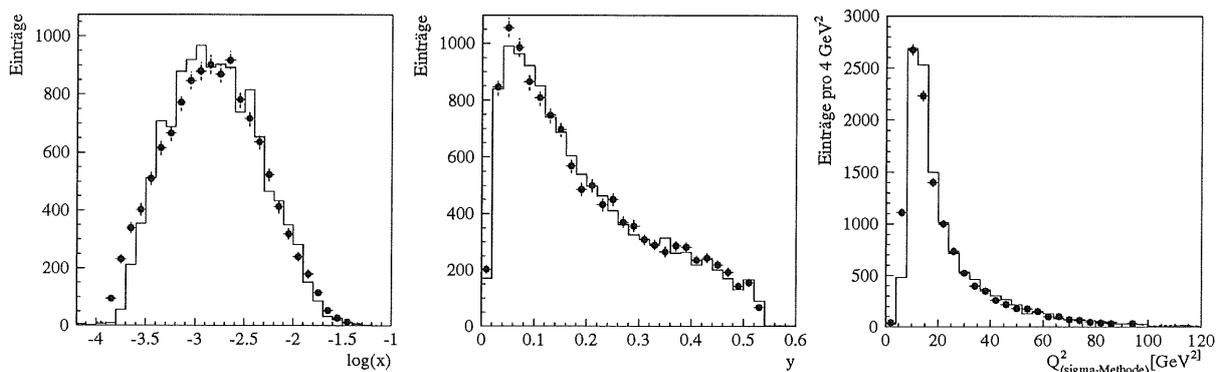


Abbildung 5.2:  $x, y$  und  $Q^2_{\text{sigma}}$  der DIS-Datenselektion. Die Meßdaten sind durch Punkte dargestellt. Zum Vergleich: simulierte, denselben Selektionskriterien unterworfenene LEPTO-Ereignisse (Histogramm).

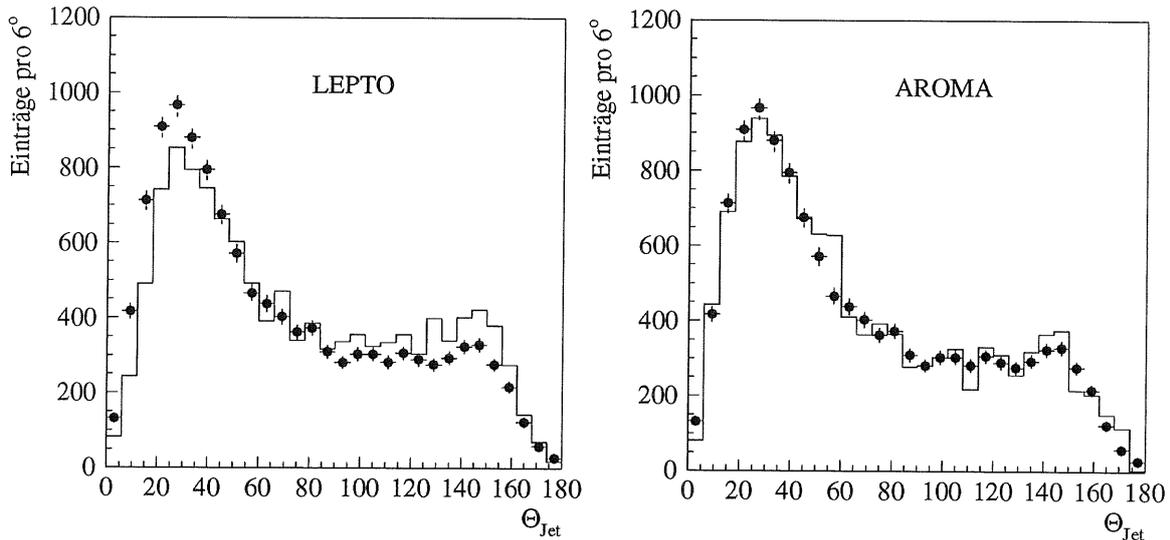


Abbildung 5.3: Die Abbildungen zeigen die Verteilung von  $\theta_{Jet}$  der Daten-Selektion (definiert über den Summenvektor aller in den zentralen Jetkammern rekonstruierter Spuren unter der Pion-Massenhypothese). Punkte: Daten – links verglichen mit LEPTO, rechts der Vergleich mit AROMA. Der Großteil der Ereignisse geht stark in Vorwärtsrichtung, wobei eine nur auf Boson-Gluon-Fusions Ereignisse beschränkte MC-Simulation (AROMA) die  $\theta_{Jet}$ -Verteilung besser beschreibt.

Die Korrelation zwischen  $\theta_{Jet}$  und  $E_{e'}$  ist in Abb. 5.4 gezeigt.

Das in den Daten beobachtete „2. Band“ bei kleinen Polarwinkeln  $\theta_{Jet}$  scheint weder von AROMA noch von LEPTO beschrieben zu werden. Allerdings liegt den MC Simulationen eine wesentlich kleinere Statistik zugrunde (LEPTO:  $\approx 50\%$  der Daten, AROMA:  $\approx 3000$  Ereignisse mit rekonstruierten  $K_s^0$ -Mesonen aus  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Ereignissen).

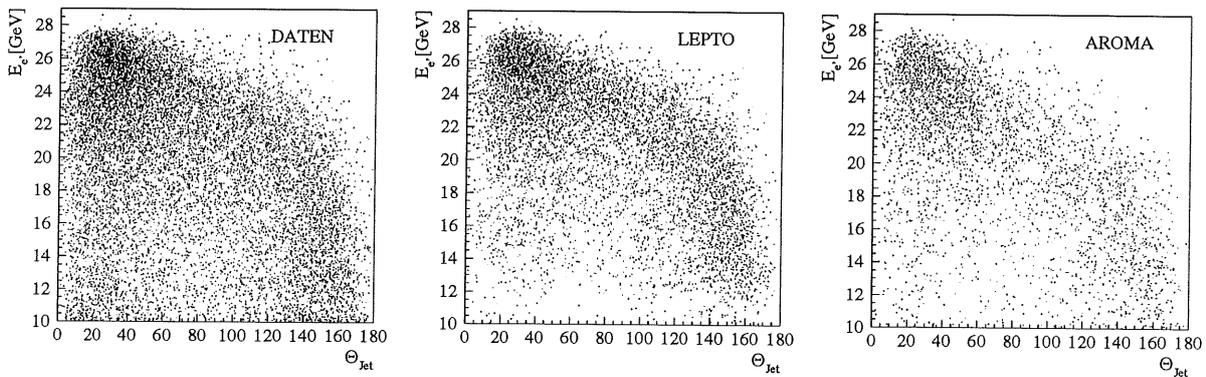


Abbildung 5.4: Korrelation zwischen  $\theta_{Jet}$  und  $E_{e'}$  – links: Daten, mitte: LEPTO, rechts: AROMA.

Daß der verbleibende Datensatz praktisch frei von Untergrundereignissen ist, belegt die Verteilung von  $z'_0(dca) \equiv z_0(dca) - z_{vertex}$  der rekonstruierten Spuren aus dieser Datenselektion (Abbildung 5.5 links). Die Größe  $z_0(dca)$  ist die  $z$ -Koordinate des Punktes  $P_{dca}$  einer Spur, der den geringsten Abstand zur  $z$ -Achse hat. Bei einer perfekten Rekonstruktion wäre  $z_0(dca)$  mit der  $z$ -Koordinate des Ereignisvertex identisch. Untergrund aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen sollte zu einer flachen Verteilung in  $z'_0(dca)$  führen, die für den verwendeten Datensatz nicht beobachtet wird<sup>3</sup>.

Die  $z$ -Komponente des tatsächlichen Ereignisvertex selbst ist aufgrund der endlichen Länge der bei HERA umlaufenden Teilchenpakete um den nominellen Wechselwirkungspunkt im Ursprung des H1-Koordinatensystem verschmiert. Ihr Mittelwert war 1994 zudem um etwa 2.5 cm in  $z$ -Richtung vom Zentrum des H1-Detektors verschoben (s. Abb. 5.5 rechts)<sup>4</sup>.

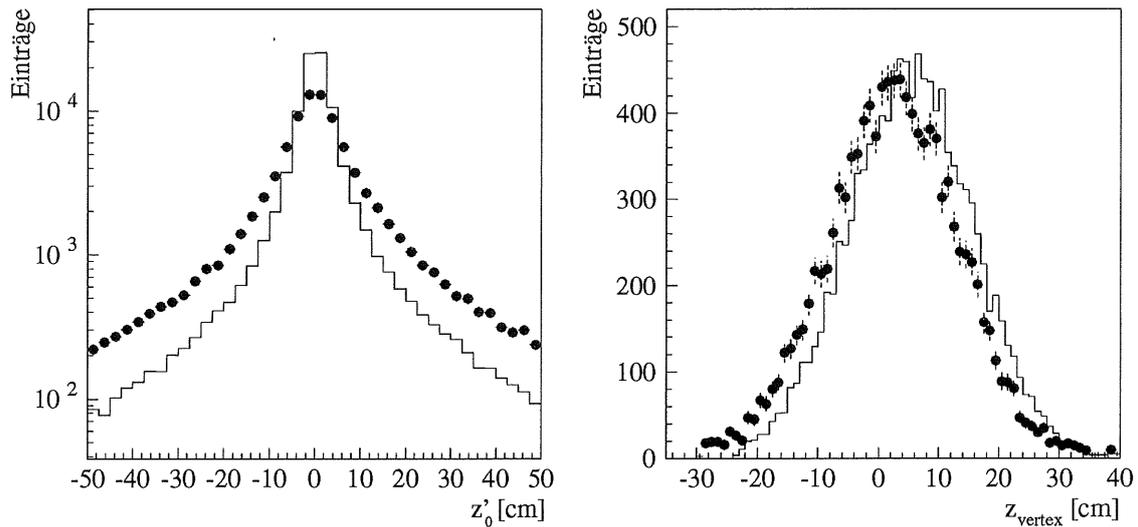


Abbildung 5.5: Links: die Verteilung der Größe  $z'_0 = z_0(dca) - z_{vertex}$  aller in den zentralen Spurkammern rekonstruierten und auf den Ereignisvertex angepaßten Spuren der Datenselektion (Daten: gepunktet, Monte-Carlo-Simulation (LEPTO): durchgezogene Histogramme).

Rechts:  $z_{vertex}$ -Verteilung der selektierten Ereignisse – der Mittelwert von  $z_{vertex}$  war 1994 um etwa 2.5 cm vom Ursprung des H1-Detektors verschoben (durchgezogen: LEPTO MC – die Elektron-Daten als die ältesten Daten des Jahres 1994 weisen noch eine etwas größere mittlere Verschiebung in  $z_{vertex}$  auf. Der Monte Carlo Simulation liegen diese früheren Elektron-Daten zugrunde.).

<sup>3</sup>Allerdings ist die  $z'_0(dca)$ -Verteilung der Datenselektion wesentlich breiter als in untergrundfreien Monte-Carlo-Simulationen, was darauf hindeutet, daß die Spurrekonstruktion mit geringerer Effizienz als erwartet erfolgt – siehe hierzu Kapitel 6, insbesondere den Teil über die in der CJC1 rekonstruierten Spuren mit kurzen radialen Spurlängen, die im wesentlichen für die Breite der  $z'_0(dca) = z_0(dca) - z_{vertex}$ -Verteilung verantwortlich sind (vergleiche Abbildung 6.7).

<sup>4</sup>Diese Verschiebung ist auch aus anderen Analysen der 1994-Daten bekannt.

## Kapitel 6

# Spurrekonstruktion im Zentralbereich

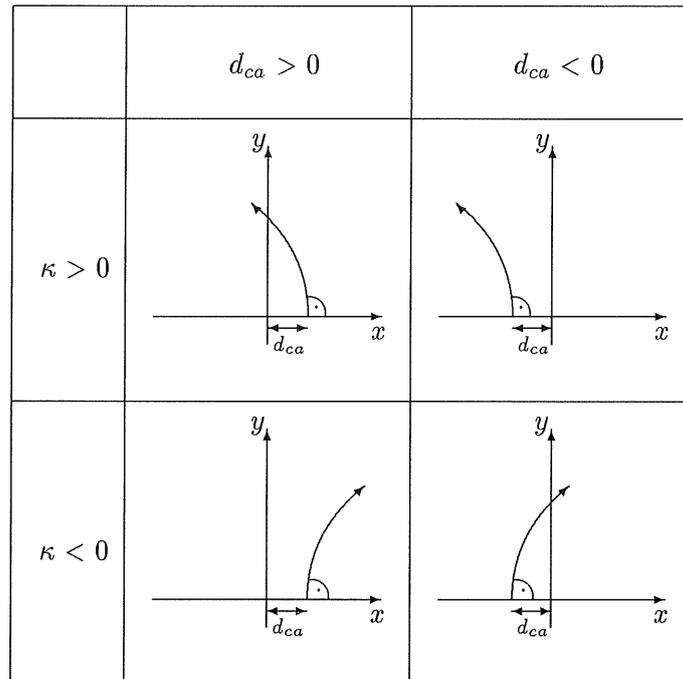
Voraussetzung für die Rekonstruktion und Erkennung des  $D^0$ -Signals über den Zerfall  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$  ist die genaue Bestimmung der Impulse der beteiligten Teilchen. Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes erfordert ferner die Kenntnis der Effizienz der Spurfindung.

Der Spurnachweis wird von dem in Kap. 2.3 beschriebenen Spurkammersystem geleistet. Für die Analyse werden die Spurkammern im Vorwärtsbereich nicht herangezogen; ihre Behandlung ist aufgrund der Kombination mehrerer Detektoren des Vorwärtskammersystems sowie durch *totes* Material zwischen den Kammern und der Wechselwirkungszone und den dadurch bedingten Unsicherheiten bei der Verbindung einzelner Spurstücke der verschiedenen Detektorkomponenten recht schwierig. In Testläufen wurden die Informationen des Vorwärtskammersystems zunächst mit einbezogen. Es zeigte sich aber, daß eine unverhältnismäßig große Anzahl von Spurstücken im Raumwinkelakzeptanzbereich der zentralen Spurkammer CJC1 rekonstruiert wird, zu denen in der CJC1 selbst keine entsprechenden Spuren oder Spurstücke gefunden werden können, was darauf schließen läßt, daß es sich um Fehlmessungen handelt.

In diesem Kapitel wird zunächst die Rekonstruktion von Teilchenspuren aus den Signalen des zentralen Spurkammersystems beschrieben. Ein Vergleich der rekonstruierten Spuren aus Monte Carlo Simulationen mit den Spuren der im letzten Kapitel beschriebenen Datenselektion soll dann aufzeigen, inwieweit die Detektorsimulation die Spurrekonstruktion des H1-Detektors richtig zu beschreiben vermag. Ferner werden Spurkriterien aufgestellt, um schlecht rekonstruierte Spuren zu verwerfen.

### Spurrekonstruktion in der CJC

Die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen aus den Signalen der zentralen Spurkammern erfolgt in mehreren Schritten; zunächst werden aus den Informationen der CJC1 und CJC2 Spuren rekonstruiert, die dann mit Spurstücken der  $z$ -Kammern CIZ und COZ verbunden werden. Im letzten Schritt werden die Spurparameter durch die Anpassung an einen gemeinsamen Ereignisvertex optimiert.

Abbildung 6.1: Vorzeichenkonvention des Spurparameters  $d_{ca}$ 

### Spurparametrisierung

Das Magnetfeld im Bereich der Spurkammern ist annähernd homogen<sup>1</sup>. Geladene Teilchen beschreiben im solenoiden Magnetfeld eine Helix, deren Achse parallel zum  $\vec{B}$ -Feld in  $z$ -Richtung verläuft. In der  $xy$ - ( $r\varphi$ -)Ebene werden die Spuren als Kreisförmig und in der  $sz$ -Ebene ( $s$ : Bogenlänge in der  $r\varphi$ -Ebene) als Graden parametrisiert. Die Parametrisierung einer Helix erfordert 5 Parameter, beim H1-Experiment werden die in Tab. 6.1 aufgeführten gewählt. Die Beschreibung in Polarkoordinaten ( $r, \varphi$ ) lautet [22]:

$$1/2 \cdot \kappa (r^2 + d_{ca}^2) + (1 - \kappa d_{ca}) r \sin(\phi - \varphi) - d_{ca} = 0 \quad (6.1)$$

Parameter		Zeichen	Wertebereich
Krümmung	[cm]	$\kappa$	$\pm\infty$
Kleinster Abstand zum Ursprung	[cm]	$d_{ca}$	$\pm\infty$
Azimutalwinkel am $p_{ca}$	[rad]	$\phi$	$\pm\pi$
Polarwinkel am $p_{ca}$	[rad]	$\theta$	$0 - \pi$
$z$ -Koordinate des $p_{ca}$	[cm]	$z_0$	$\pm\infty$

Tabelle 6.1: Spurparameter und deren Wertebereich

### Spurparameter und deren Wertebereich

$\kappa$  bezeichnet den vorzeichenbehafteten, inversen Krümmungsradius der Spur;  $\kappa > 0$  für negativ geladene Teilchen.

$d_{ca}$  beschreibt den kürzesten Abstand des Kreises in der  $r\varphi$ -Ebene zur  $z$ -Achse des H1-Koordinatensystems. Die Vorzeichenkonvention für  $d_{ca}$  ist Abb. 6.1 zu entnehmen.

<sup>1</sup>im Rückwärtsbereich führen Inhomogenitäten zu Abweichungen von bis zu 5% vom Mittelwert (1.15 T) des Magnetfeldes.

Ferner wird die Helix durch den Azimutwinkel  $\phi$ , den Polarwinkel  $\theta$  und die  $z_0$ -Koordinate der Spur, jeweils am Punkt des kleinsten Abstands,  $p_{ca}$  der Teilchenspuren zur  $z$ -Achse beschrieben.

Der Transversalimpuls einfach geladener Teilchen im homogenen Magnetfeld  $B$  (in Tesla) läßt sich aus der Krümmung  $\kappa$  (in  $\text{cm}^{-1}$ ) bestimmen:

$$p_t = p \cdot \sin \theta = 3 \cdot 10^{-3} B / |\kappa| \quad (\text{in GeV}/c) \quad (6.2)$$

Die Impulskomponenten lauten dann:

$$p_x = p \cdot \sin \theta \cdot \cos \phi \quad (6.3)$$

$$p_y = p \cdot \sin \theta \cdot \sin \phi \quad (6.4)$$

$$p_z = p \cdot \cos \theta \quad (6.5)$$

Die Spurrekonstruktion soll hier nur kurz skizziert werden, eine detaillierte Beschreibung findet sich in [22].

Im ersten Schritt der Spurrekonstruktion werden in den zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 Treffer gesucht, die in der  $r\varphi$ -Ebene auf einem gemeinsamen Kreis liegen – Spurelemente einer bestimmten Spur zeichnen sich durch eine Häufung von Treffern auf Kreissegmenten in der  $r\varphi$ -Ebene aus. Einzelne Treffer werden so zu Spurstücken kombiniert. Noch nicht zugeordnete Treffer werden sukzessive zu größeren Spurelementen zusammengefaßt, Mehrdeutigkeiten durch das  $\chi^2$  der Kreisanpassung aufgelöst. Ausgehend von der längsten Spur wird die Zuordnung der Treffer und die Kreisanpassung schließlich wiederholt.

Die Krümmung und damit der Transversalimpuls einer Teilchenspur können aus den Signalen der CJC1 und CJC2 gut bestimmt werden, jedoch kann es aufgrund von Fehlmessungen, verlorengegangener Treffer in Bereichen eingeschränkter Nachweiswahrscheinlichkeit der CJC (*tote Zonen*) und Energieverlust des Teilchens vorkommen, daß nicht alle Treffer eines Teilchens zu einer einzigen Spur verbunden werden. Insbesondere für niederenergetische Teilchen kann die Vielfachstreuung zwischen CJC1 und CJC2 (mittlere Strahlungslänge  $\approx 0.015X_0$ ) dazu führen, daß die Abweichung bezüglich einer gemeinsamen Helixparametrisierung zu groß wird, so daß aus denen von einem Teilchen verursachten Treffern in der CJC1 und CJC2 zwei verschiedene Spuren rekonstruiert werden („Doppelspuren“).

Die einzelnen Treffer der  $z$ -Kammern CIZ und COZ werden ebenso zu Spurstücken verbunden und — sofern möglich — mit passenden Spuren der zentralen Spurkammern kombiniert, wobei  $\phi$  und  $z_0(dca)$  neu berechnet werden. Die bessere  $z$ -Auflösung von CIZ und COZ erhöht die Genauigkeit der Polarwinkelbestimmung der Spur.

Alle bis hierher rekonstruierten Teilchenspuren werden in die DST-Bank DTNV (Non Vertex Fitted Tracks) aufgenommen. Im nächsten Schritt wird versucht, die DTNV-Spuren auf einen gemeinsamen Vertex anzupassen. Für Spuren, die vom Ursprung der primären Wechselwirkungszone zu kommen scheinen, werden die Spurparameter unter dieser Zwangsbedingung neu bestimmt. Durch die Anpassung an einen gemeinsamen Vertex verbessert sich sowohl die Auflösung in  $\theta$  als auch in  $\kappa$  (und damit in  $p_t$ ). Tatsächlich wird nur die  $z$ -Komponente des Ereignisvertex aus den rekonstruierten Spuren bestimmt. Da die Strahlprofile in der Wechselwirkungszone kleiner als die Meßgenauigkeit des Ereignisvertex in der  $r\varphi$ -Ebene sind und sich die Lage der Strahlen im Verlauf eines Runs nicht ändert, wird die  $x$ - und  $y$ -Koordinate mit ausgewählten Spuren aus mehreren Ereignissen eines Runs gewonnen. Die  $x$ - und  $y$ -Koordinaten sind dabei von der genauen Position von  $z_{vertex}$  abhängig.

Auf den primären Vertex angepaßte Spuren werden mit allen wichtigen Parametern in die DST-Bank DTRA aufgenommen. Spuren, die sich im Rahmen vernünftiger Fehler nicht auf den primären Vertex anpassen lassen, werden weiter in DTNV geführt. Der primäre Vertex wird bei der kinematischen Anpassung von Spurpaaren zu sekundären Vertices für den Zerfall neutraler

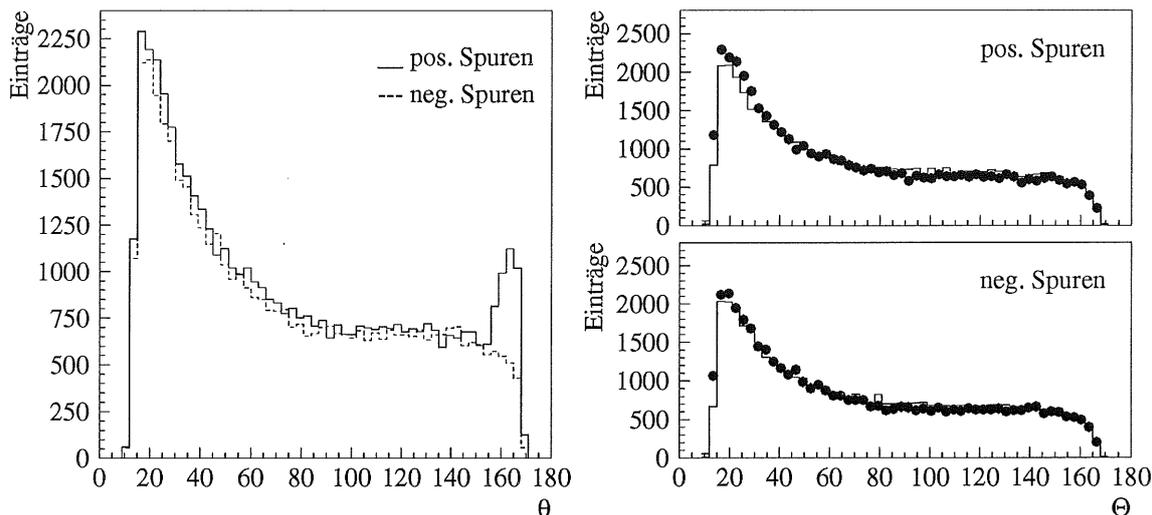


Abbildung 6.2:  $\theta$ -Verteilung aller Spuren der Datenselektion. Links deutlich hervortretend: die Spuren der gestreuten „Positronen“ unter großen Winkeln im H1-Laborsystem. Rechts:  $\theta$ -Verteilung nach Eliminierung (s. Text) der Spuren gestreuter Positronen; oben: positiv geladene Spuren, unten: negativ geladene Spuren (Punkte: Datenselektion, durchgezogen: Spuren aus Monte Carlo Simulationen (LEPTO) mit rekonstruiertem  $K_s^0$  und BEMC-Elektron). Die Anzahl positiv geladener Spuren übertrifft die der negativen Spuren um 4% (vergl. Abb. 6.5).

Teilchen als Ursprung genutzt (s. Kap. 7).

Unter Berücksichtigung der wahrscheinlichen Auswirkungen des Energieverlustes  $dE/dx$  der geladenen Teilchen in der Materie der CJC1 und CJC2 werden Korrekturen an den Spurparametern  $\kappa$ ,  $\theta$  und  $d_{ca}$  vorgenommen. Diese Korrekturen sind von der Massenhypothese der Teilchen (Bethe-Bloch-Formel) abhängig und werden unter der Annahme, daß der gesamte Energieverlust am Innenrand der CJC1 auftritt, berechnet. Die Korrekturen liegen im Bereich weniger Promille.

In den folgenden Histogrammen werden die Spuren der Datenselektion (Punkte) mit den Spuren aus Monte Carlo (LEPTO) Ereignissen (durchgezogene Histogramme) verglichen. Die MC-Ereignisse – etwa halb so viel wie die der Daten – werden denselben Selektionskriterien unterzogen wie die Daten (DIS-Selektion, Existenz eines rekonstruierten  $K_s^0$ -Kandidaten). Die Verteilungen sind so aufeinander normiert, daß die Anzahl der Spuren mit Spur-Treffern in der CJC1 in Daten- und MC-Verteilungen gleich groß ist.

Die  $\theta$ -Verteilung aller auf den primären Vertex angepaßten Spuren der Datenselektion ist in Abb. 6.2 wiedergegeben. Bei dem „Peak“ unter großen Streuwinkeln ( $155^\circ$  -  $170^\circ$ ) handelt es sich um die gestreuten Positronen<sup>2</sup>. Die Strahl-Elektronen, die in die Akzeptanz der zentralen Spurkammern fallen, hinterlassen dort gut sichtbare Spuren und werden trotz der minimalen Spurkrümmung und den in aller Regel sehr kurzen radialen Spurlängen in ihrer Ladung korrekt rekonstruiert.

Die Spuren des gestreuten Elektrons sind von den aus der  $ep$ -Wechselwirkung hervorgehenden Spuren eines Ereignisses praktisch immer gut isoliert. Um sowohl diese Spuren als auch die Spuren möglicher Folgeprodukte des gestreuten Elektrons (sekundär gestreutes Elektron nach

<sup>2</sup>In Ausnahme der Regel möchte ich an dieser Stelle „Positronen“ statt „Elektronen“ verwenden – das Ladungsvorzeichen der „peak“-Teilchen im Histogramm legt dies nahe. Der Datensatz besteht zu fast 90% aus  $e^+p$ -Daten. Im folgenden wird wieder nur von „Elektronen“ die Rede sein, damit ist – je nach Datensatz – das gestreute geladene Lepton gemeint.

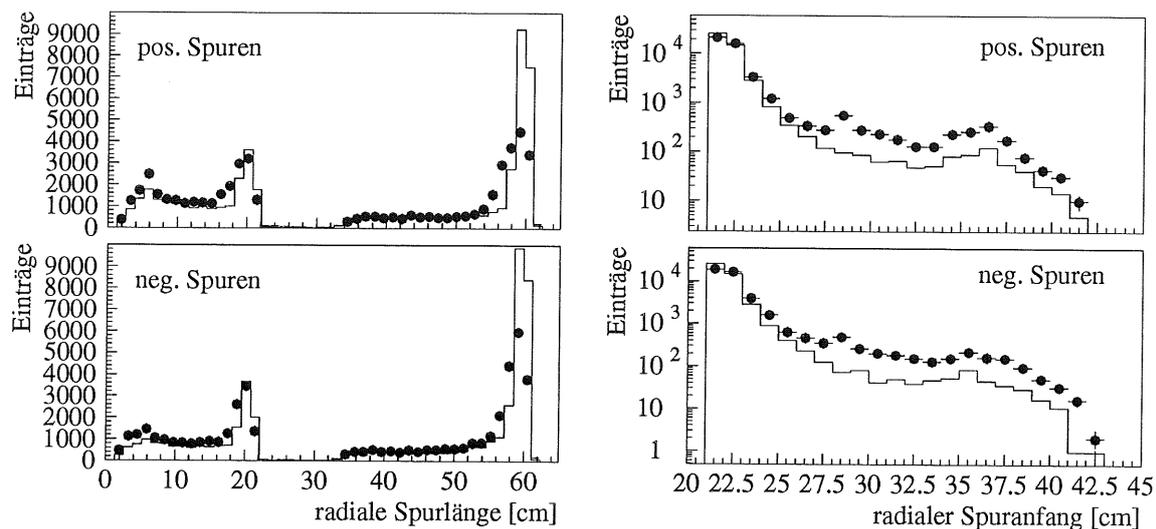


Abbildung 6.3: Radiale Spurlänge  $L_r$  (links) und radialer Startwert der Spuren (rechts)

Bremsstrahlung, evtl.  $e^+e^-$ -Paare aus konvertierten Gammas der Bremsstrahlung etc.) aus dem Ereignis zu eliminieren, wird um den aus den BPC/BEMC-Signalen definierten Vektor des gestreuten Elektrons ein Raumkegel von  $4^\circ$  gelegt; alle sich innerhalb dieses Kegels befindlichen Spuren werden, unabhängig von ihrer Energie, von der weiteren Analyse ausgenommen<sup>3</sup>. Abb. 6.2 (rechts) zeigt, nach Ladung getrennt, die  $\theta$ -Verteilung der verbleibenden Spuren.

Wichtige Parameter für die Beurteilung der Qualität einer rekonstruierten Spur sind die Anzahl  $n_{Hits}$  der Treffer in den zentralen Spurkammern und die radiale Spurlänge  $L_r = R_{end} - R_{start}$ , wobei  $R_{end}$  und  $R_{start}$  die radialen Komponenten des äußersten und des innersten Treffers der Spur bezeichnen. Abb. 6.3 zeigt die Verteilung der radialen Spurlänge: Ein Teil der Spuren wird statt mit der maximalen Länge von 60 cm lediglich mit kürzeren Spurlängen zwischen 55 und 57 cm rekonstruiert. Die Maxima bei  $L_r \approx 20$  wird von Spuren erzeugt, die nur in der CJC1 rekonstruiert werden. Spuren, die lediglich in der CJC2 Spurtreffer besitzen, haben entsprechend radiale Spurlängen bis zu  $L_r = 30$  cm; ihr Anteil ist aber äußerst gering, was darauf hindeutet, daß die CJC1 während der Datennahme 1994 keine ausgeprägten Bereiche eingeschränkter Effizienz hatte; fast alle Spuren, die in die Akzeptanz der CJC1 fallen, werden dort auch rekonstruiert bzw. alle Spuren, die in der CJC2 rekonstruiert werden, können mit Spurstücken der CJC1 zusammengefaßt werden. Die Anzahl der Spurtreffer in der CJC1 (s. Abb. 6.4) stimmt mit der aus den MC-Ereignissen gewonnenen Erwartung halbwegs überein, während die beobachtete Anzahl der Spurtreffer in der CJC2 auf größere „tote“ Sektoren schließen läßt, die in den MC-Simulationen nicht vollständig implementiert sind (siehe hierzu auch die  $\phi$ -Verteilung konvertierter Photonen in Kap. 7.1.4). Möglicherweise können durch „tote“ Bereiche in der CJC2 dort getrennte Spurelemente einer Spur nicht mehr sicher zusammengefaßt werden.

Entscheidend für die Auflösung in  $p_t$  ist aber hauptsächlich die radiale Spurlänge  $L_r$ , wie der Abb. 6.8 (links) zu entnehmen ist (vgl. auch Abb. 7.9). Im Hinblick auf eine möglichst gute Auflösung des Transversalimpulses wäre ein Schnitt in der radialen Spurlänge wünschenswert.

Abb. 6.5 (rechts) zeigt aber, daß auch in einigen  $\phi$ -Bereichen der CJC1 die Spurrekonstruktion nur mit eingeschränkter Effizienz erfolgt. Bereits bei einem Spurlängenschnitt  $L_r > 10$  cm

<sup>3</sup>für 2225 der 11489 Ereignisse der Datenselektion wird das gestreute Elektron in den zentralen Spurkammern rekonstruiert. In diesen Ereignissen werden insgesamt 142 weitere Spuren innerhalb des Raumkegels von  $4^\circ$  um den BEMC-Vektor des Streuelektrons angetroffen, die allesamt recht hohe Transversalimpulse aufweisen und als Folgeprodukte des gestreuten Elektrons interpretiert werden.

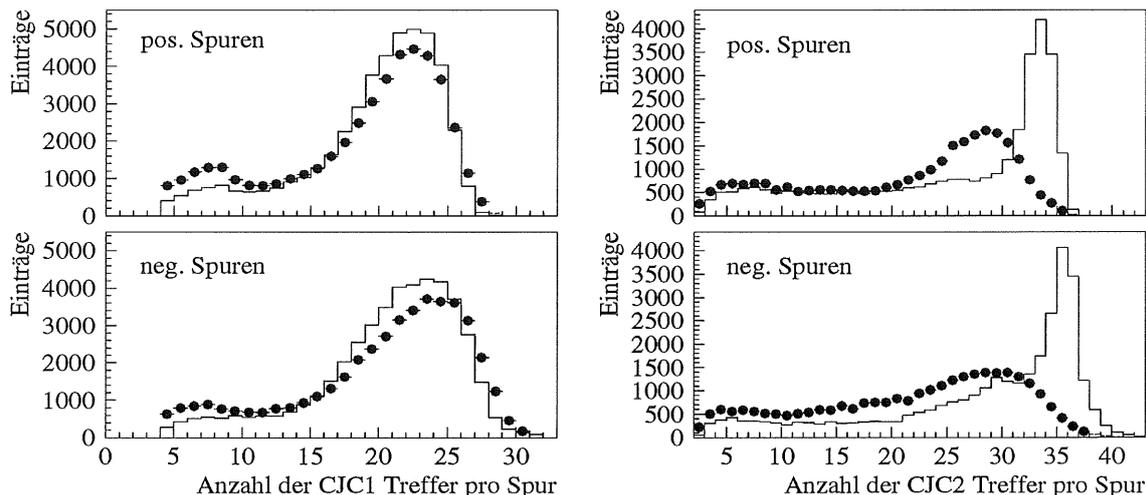


Abbildung 6.4: Spurtreffer in CJC1 und CJC2

müssen nicht unerhebliche Verluste in der Nachweiswahrscheinlichkeit der Spuren hingenommen werden. Im linken Histogramm der Abb. 6.6 ist die  $\phi$ -Verteilung von Spuren mit  $p_t > 150 \text{ MeV}/c$  und  $\sin \theta > \frac{55}{90 - z_{\text{vertex}}(\text{cm})}$ , – also Spuren, die in die Akzeptanz der CJC2 fallen – die lediglich mit radialen Spurlängen  $L_r < 10 \text{ cm}$  in der CJC1 rekonstruiert wurden, zu sehen. Die Existenz dieser Bereiche eingeschränkter Effizienz in der CJC1 ist in den MC Simulationen nur äußerst unzureichend berücksichtigt. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine „gute“ Spur mit  $L_r < 10 \text{ cm}$  rekonstruiert wird, beträgt rund 5% (positive) bzw. 3.5% (für Spuren negativ geladener Teil-

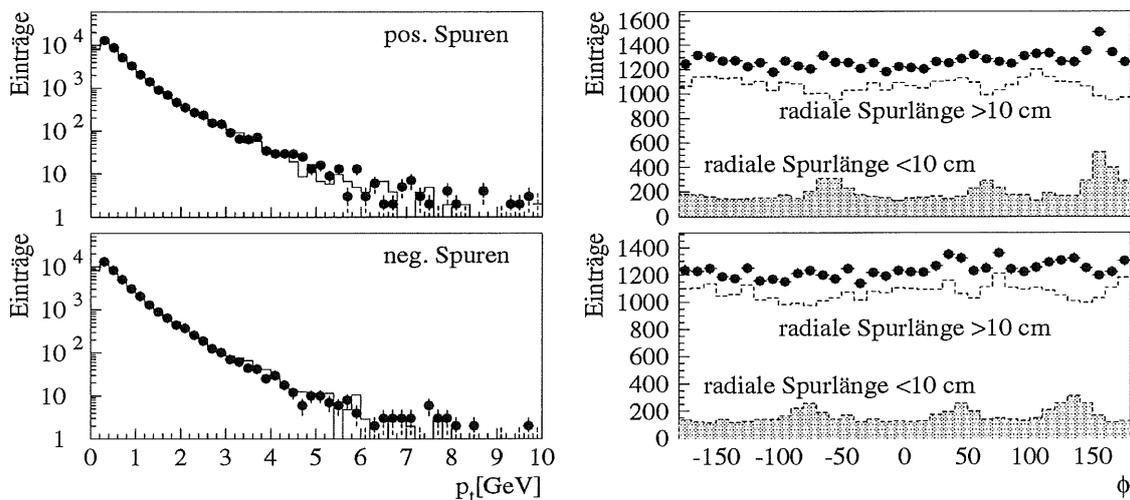


Abbildung 6.5: Links: Verteilung des Transversalimpulses nach Ladung getrennt (Punkte: Daten, durchgezogenes Histogramm: Monte-Carlo-Simulation).

Rechts:  $\phi$ -Verteilung aller Spuren der Datenselektion mit radialer Spurlänge  $L_r > 10 \text{ cm}$  bzw.  $L_r < 10 \text{ cm}$ . Die Häufung rekonstruierter Spuren mit  $L_r < 10$  in einigen  $\phi$ -Bereichen läßt auf Existenz „toter“ Sektoren in der CJC1 schließen. Spuren mit  $L_r < 10$  stammen zu  $\approx 56\%$  von positiven Spuren. Für  $L_r > 10$  werden 1.5% mehr positiv geladene Spuren gefunden.

chen)<sup>4</sup>. Wird ein Schnitt in der radialen Spurlänge erwogen, so muß die mit Hilfe der Simulation gewonnene Effizienz der Spurrekonstruktion entsprechend korrigiert werden. Aus der Abb. 6.5 (rechts) wird aber auch ersichtlich, daß die toten Sektoren die CJC1 offenbar nicht auf ihrer vollen Breite durchziehen; Lücken in  $\phi$ , die sich durch einen Schnitt  $L_r > 10$  cm ergeben, werden durch Spuren mit  $L_r < 10$  cm wieder aufgefüllt. Offensichtlich kann es aber in diesen  $\phi$ -Bereichen verminderter Effizienz vorkommen, daß kurze, getrennte Spurelemente einer Teilchenspur nicht verbunden werden können und innerhalb der CJC1 „doppelt“ rekonstruiert werden.

Es wurde versucht, für in der CJC1 mit nur kurzen Spurlängen ( $L_r < 10$  cm) rekonstruierten Teilchenspuren, zugehörige „Doppelspuren“ in der CJC2 zu finden, um die „schlechten“ CJC1-Spuren evtl. gegen diese auszutauschen. Abb. 6.6 zeigt die spärliche Ausbeute; Innerhalb eines Raumkegels von  $30^\circ$  wurden zu allen Spuren mit  $p_t > 150$  MeV/c und  $L_r < 10$  cm, die nur in der CJC1 Spurtreffer aufweisen (s. Abb. 6.6 links), entsprechende Doppelspuren, die lediglich in der CJC2 mit Spurtreffer vertreten sind, aufgesucht. Die  $\phi$ -Lücken der CJC1 werden zwar von den CJC2-Spuren im wesentlichen reproduziert, jedoch werden nur in wenigen Fällen überhaupt dazu passende Spuren in der CJC2 (s. Abb. 6.6 rechts) gefunden, so daß dieser Ansatz verworfen werden mußte.

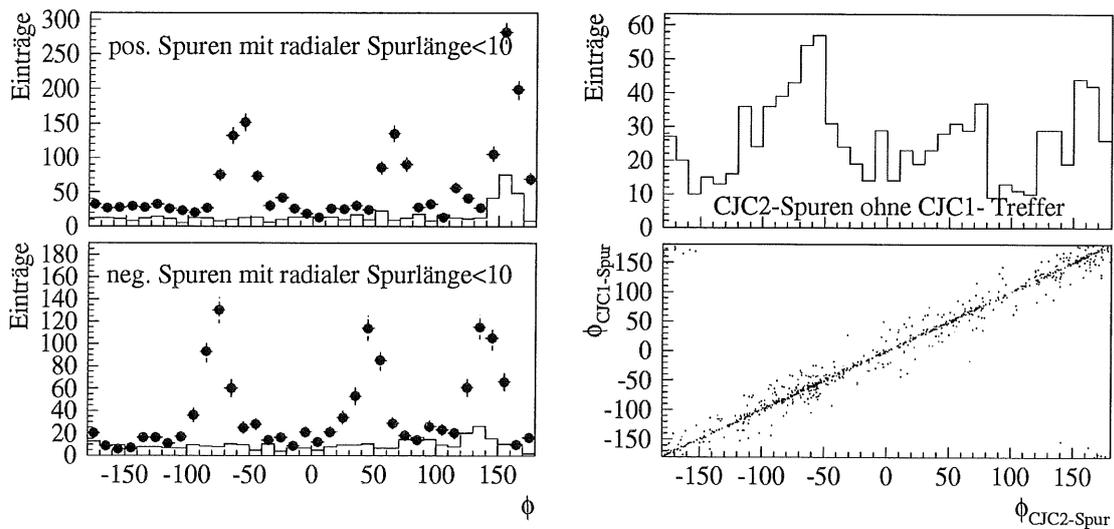


Abbildung 6.6: „schlecht“ rekonstruierte Spuren in  $\phi$ -Bereichen mit eingeschränkter Effizienz. Die Spuren im linken Histogramm besitzen  $p_t > 150$  MeV/c und fallen in die Akzeptanz der CJC2, es wurden jedoch nur „Spurstücke“ mit  $L_r < 10$  cm in der CJC1 rekonstruiert (die Verschiebung in  $\phi$  zwischen positiv und negativ geladenen Teilchen ist auf die unterschiedliche Krümmung der Spuren zurückzuführen). Nur für einem Bruchteil dieser Spuren konnten in der CJC2 die entsprechenden „Doppelspuren“ ausfindig gemacht werden (rechts).

<sup>4</sup>Durch den Neigungswinkel der Signaldrahtebenen wird die Rekonstruktion negativ geladener Spuren begünstigt. Die Effizienz, mit der einzelne Spurelemente einander zugeordnet und verbunden werden können, ist dadurch für positiv geladene Spuren geringer als für negativ geladene, was zur Folge hat, daß „Doppelspuren“ häufiger für positive Spuren auftreten.

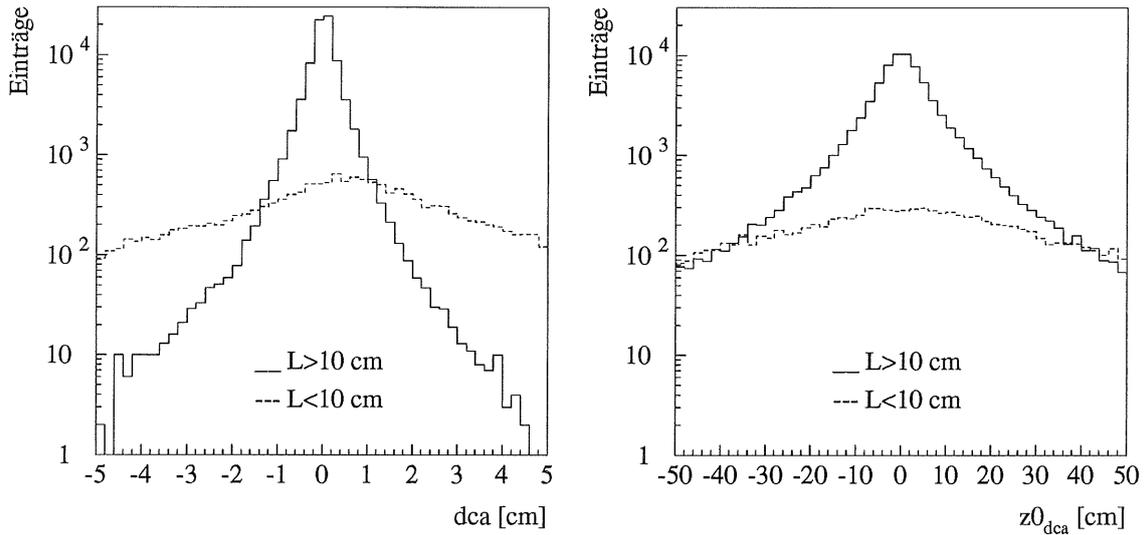


Abbildung 6.7: Auflösung in  $d_{ca}$  und  $z_{dca}^0$  für Spuren mit  $L_r < 10$  cm bzw.  $L_r > 10$  cm der Datenselektion. Die Auflösung in  $d_{ca}$  ist für Spuren mit kurzen Spurlängen nicht nur wesentlich schlechter sondern zudem systematisch verschoben – diese Verschiebung ist unabhängig von der rekonstruierten Ladung der Teilchen.

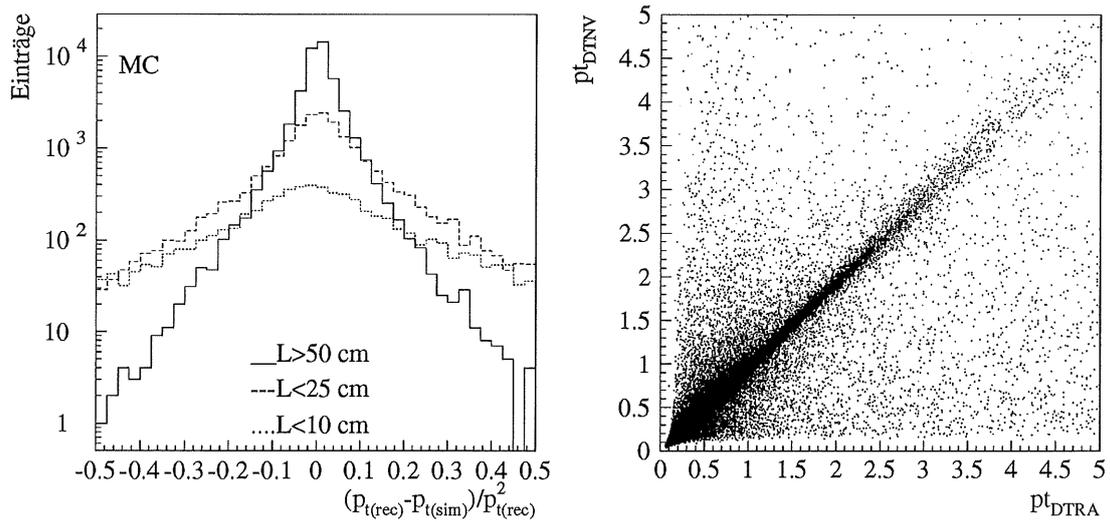


Abbildung 6.8: Links: Auflösung in  $p_t$  simulierter Spuren in Abhängigkeit von der Spurlänge  $L_r$ :  $\frac{p_{t(rec)} - p_{t(sim)}}{p_{t(rec)}^2}$  für

(a)  $L_{r,1/2} > 50$  cm (beide Spuren mit Treffern in CJC1 und CJC2 und/oder COZ)

(b)  $10 \text{ cm} < L_{r,1/2} < 25$  cm (beide Spuren nur in CJC1)

(c)  $L_{r,1/2} < 10$  cm (beide Spuren nur in CJC1 in Bereichen mässiger Effizienz bzw. mit sehr geringen Transversalimpulsen  $p_t \leq 100$  MeV/c).

Rechts: Vergleich des Transversalimpulses  $p_t$  der Spuren vor (DTNV) und nach (DTRA) der Anpassung auf den Ereignisvertex (Daten).

Abbildung 6.7 zeigt die Auflösung in den Größen  $d_{ca}$  und  $z_{dca}^0$  für Spuren mit radialen Spurlängen  $L_r < 10$  cm und  $L_r > 10$  cm. Die wesentlich breitere Verteilung in den Daten für  $z_{dca}^0$  gegenüber der MC-Simulation (Abbildung 5.5) wird eindeutig von diesen kurzen Spuren verursacht. Ferner ist die Auflösung in  $dca$  für Spuren mit  $L_r < 10$  cm systematisch verschoben. Diese Verschiebung ist unabhängig von der Ladung der rekonstruierten Teilchen. Auch im Transversalimpuls  $p_t$  der rekonstruierten Spuren wird eine wesentlich schlechtere Auflösung für Spuren mit kurzen radialen Spurlängen erwartet (s. Abb. 6.8 der Monte Carlo Simulation).

Einen durch den Neigungswinkelswinkel der Signaldrahtebenen (s. Kap. 2.3, Abb. 2.8) verursachten Effekt bezüglich der Nachweiswahrscheinlichkeit niederenergetischer Spuren zeigt die Abb. 6.9 (links), in der die Korrelation zwischen  $p_t$  und  $L_r$  von Spuren, die mit  $L_r < 25$  cm nur in der CJC1 rekonstruiert werden, wiedergegeben ist. Die Effizienz der Spurrekonstruktion ist für Teilchen mit geringem Transversalimpuls von der Ladung abhängig, wobei negativ geladene Teilchen wesentlich häufiger mit sehr kleinen Transversalimpulsen  $p_t < 100$  MeV/c rekonstruiert werden, im Bereich  $100 \text{ MeV/c} < p_t < 300 \text{ MeV/c}$  dagegen aber in der CJC1 unterrepräsentiert sind. Niederenergetische Spuren mit Ansprechern in der CJC2 sind häufiger negativ, können den Überschuss der positiven, nur in der CJC1 rekonstruierten Spuren aber nur zum Teil kompensieren. Insgesamt bleibt ein Überschuss für negative Teilchen mit Transversalimpulsen  $p_t < 100$  MeV/c und für positive Teilchen im Bereich  $100 \text{ MeV/c} < p_t < 200$  MeV/c.

Möglicherweise werden bei sehr kurzen Spuren für eine bestimmte Ladung bevorzugt Spiegelspuren statt richtiger Spuren oder auch das zurückkommende Kreissegment von in den zentralen Spurkammern herumkreisenden Spuren rekonstruiert. In beiden Fällen wäre die Ladung falsch wiedergegeben. Solche falsch rekonstruierten Spuren sollten große Werte in  $dca$  und  $z_{dca}^0$  besitzen (vergl. Abb. 6.7). Die Asymmetrie in der Impulsverteilung für negativ und positiv geladene Teilchen läßt einen Schnitt im Transversalimpuls der Spuren von  $p_t > 100$ - $120$  MeV/c sinnvoll erscheinen. Unter  $120$  MeV/c Transversalimpuls ist die Effizienz der Spurrekonstruktion fraglich.

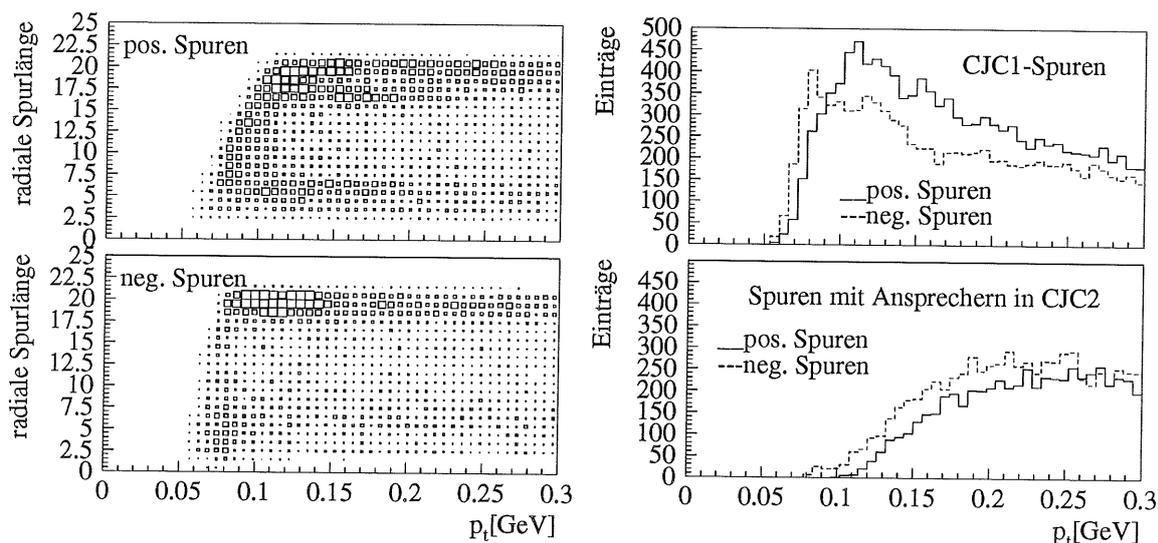


Abbildung 6.9: Ladungsabhängigkeit der Rekonstruktions-Effizienz für niederenergetische, nur in der CJC1 rekonstruierte Spuren. Die Effizienz, Spurelemente der CJC1 mit solchen der CJC2 verbinden zu können, ist für Spuren negativ geladener Teilchen größer als für positive Teilchen. Entsprechend ist der Anteil positiv geladener Spuren, die nur in der CJC1 rekonstruiert werden, größer als der negativ geladener Spuren. Dadurch sind negativ geladene Spuren mit kleinen Transversalimpulsen im Mittel von besserer Qualität sind als die positiv geladenen Spuren.

Abschließend läßt sich sagen, daß die Monte Carlo Simulation die wichtigsten Spurparameter im wesentlichen korrekt wiedergibt. Probleme bereiten jedoch einige Bereiche eingeschränkter Effizienz der zentralen Spurkammern, insbesondere der CJC2. Die Spur-Rekonstruktion erfolgt aber auch in einigen  $\phi$ -Sektoren der CJC1 nur mit relativ geringer Effizienz. Diese Bereiche werden von den MC Simulationen nicht befriedigend beschrieben. Selektions-Effizienzen, die aus den MC Simulationen abgeleitet werden, müssen entsprechend korrigiert werden.

Die Spurschnitte, die an dieser Stelle getroffen werden, werden relativ lose gehalten:

- Die Verteilungen von  $L_r = R_{end} - R_{start}$ ,  $\phi$  und  $n_{Hits}$  deuten darauf hin, daß in der CJC1 während der Runperiode 1994 keinen größeren, die gesamte radiale Breite der Spurkammer durchlaufenden „toten“ Sektoren vorhanden waren. Es wird daher unterstellt, daß es sich bei den (ohnein sehr selten auftretenden) Spuren, die lediglich in der CJC2 Treffer verursachen, um „doppelte“ in der CJC1 bereits rekonstruierte Spuren handelt, die nicht entsprechend verbunden werden konnten. In der Analyse finden daher nur Spuren Verwendung, die Treffer in der CJC1 aufweisen.
- Die  $z_{dca}^0$ -Komponente der Spur muß innerhalb von  $\pm 50$  cm der  $z_{vertex}$ -Komponente liegen – damit werden sehr schlecht rekonstruierte Spuren und noch verbleibende Spuren aus Strahl-Restgas Ereignissen, die zufällig in das Zeitfenster des  $ep$ -Ereignisses fallen, verworfen.
- Aus denselben Gründen wird für den Abstand des innersten Punktes  $P_{dca}$  der Spur zum Ereignisvertex in  $r\varphi$  gefordert:  $|d'_{ca}| < 2$  cm.
- Da die Rekonstruktions-Effizienz niederenergetischer, vom primären Vertex ausgehender Spuren mit Transversalimpulsen  $p_t < 120$  MeV/c gering ist und zudem unsicher ist, *was* denn da eigentlich rekonstruiert wird (so ist es denkbar, daß „rumkreisende“ Spuren mehrmals oder deren zum Vertex zurückgekrümmte Spurstücke oder auch Spiegelspuren rekonstruiert werden), wird ein Mindest-Transversalimpuls von  $p_t > 120$  MeV/c für alle auf den primären Vertex angepaßten Spuren verlangt.
- Existieren innerhalb eines elliptischen Raumkegels von  $3^\circ$  in  $\phi$  und  $6^\circ$  in  $\theta$  zwei gleichgeladene Spuren mit  $R_{start,2} > R_{end,1}$  oder  $R_{start,1} > R_{end,2}$  und  $min(L_{r,1}, L_{r,2}) < 12$  cm, so werden diese als Doppelspuren, die durch Bereiche vermindeter Nachweiswahrscheinlichkeit voneinander getrennt und vom Spur-Rekonstruktions-Algorithmus nicht verbunden werden können, interpretiert. In diesem Fall wird die Kürzere der beiden Spuren verworfen.

Für die radiale Spurlänge wird an dieser Stelle kein weiterer Schnitt festgelegt. Sowohl bei der Selektion von  $K_s^0$ -Mesonen als auch der Analyse der  $D$ -Mesonen werden aber weitere Schnitte auf die Qualität der einzelnen Spuren im Hinblick auf eine bessere Auflösung vorgenommen (s. Kapitel 7 und 8).

## Kapitel 7

# $K_s^0$ -Rekonstruktion

Ausgehend von den noch nicht an den Vertex angepaßten DTNV-Spuren, deren Spurrekonstruktion aus den Signalen der zentralen Spurkammern in Kapitel 6 behandelt wurde, soll hier kurz der Algorithmus beschrieben werden, der aus Paaren entgegengesetzt geladener Teilchenspuren in der CJC  $V^0$ -Kandidaten rekonstruiert. Des weiteren sollen geeignete Selektionskriterien vorgestellt werden, die den kombinatorischen Untergrund der  $K_s^0$ -Kandidaten möglichst effektiv unterdrücken, dabei die Verluste im eigentlichen  $K_s^0$ -Signal aber begrenzen.

Der zur  $V^0$ -Erkennung benutzte Algorithmus kombiniert zwei rekonstruierte Spuren mit entgegengesetzter Krümmung unter Ausnutzung der kinematischen Eigenschaften (Impulserhaltung) zu einem neutralen Teilchen. Dabei werden nur Teilchenspuren verwendet, die sich in der  $r\varphi$ -Ebene kreuzen oder deren „Abstand der Kreise“ höchstens 1 cm beträgt. Alle möglichen Kreuzungspunkte werden berücksichtigt. Der Abstand der  $z$ -Komponente der beiden Teilchenspuren am vorläufigen Zerfallspunkt darf 20 cm nicht überschreiten. Ferner wird ein Mindestabstand des Schnittpunktes zum Ereignisvertex in der  $r\varphi$ -Ebene von 0.2 cm gefordert.  $V^0$ -Kandidaten, die nach der Anpassung nicht innerhalb vorgegebener Fehler zum primären Vertex zeigen, werden ausgeschlossen. Dazu wird ein Schnitt in Abhängigkeit vom radialen Abstand des vorläufigen Sekundärvertex zum primären Vertex angewendet. Bei zu großer Abweichung im Azimutwinkel  $\phi$  zwischen Richtung des vorläufigen Sekundärvertex zum Ereignisvertex und der aus den beiden Spuren gewonnenen Impulsrichtung des  $V^0$ -Kandidaten wird die Spurkombination verworfen. Die Anfangsparameter der Anpassung sind der Primärvertex, die Parameter und die Kovarianzmatrix beider Spuren, sowie der aus den Schnittpunkten berechnete Zerfallsvertex.

Als  $V^0$ -Kandidaten kommen prinzipiell nur  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^-$  bzw.  $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow p^-\pi^+$  und konvertierte Photonen  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  in Frage. Alle anderen neutralen Teilchen, die in zwei geladene Teilchen zerfallen, besitzen entweder zu kleine Zerfallszeiten (z. B.  $\rho^0, f^0, D^0$ ) oder zu große Zerfallszeiten ( $n, K_L^0$ , die zudem beide in 3 Teilchen zerfallen). Der Entstehungsort von  $K_s^0, \Lambda$  und konvertierten  $\gamma$  kann immer durch den gemessenen Primärvertex angenähert werden, da die möglichen, primär aus der  $ep$ -Wechselwirkung hervorgehenden Ausgangsteilchen (für das  $K_s^0$  etwa ein  $K^*, \Phi$  oder  $D^0$ , für das  $\Lambda^0$  ein  $\eta$  oder  $\Lambda_c$  oder ein  $\pi^0$ -Meson als Mutterteilchen von Photonen) durchweg sehr kurzlebig sind und daher ihre im Detektor zurückgelegte Zerfallsstrecken allenfalls einige  $\mu m$  (bzw. einige hundert  $\mu m$  für das  $D^0$  mit  $c\tau = 125 \mu m$ ) betragen. Im Vergleich zur Meßgenauigkeit des Primärvertex (Breite der Wechselwirkungszone: ca. 280  $\mu m$  in  $x$  und 90  $\mu m$  in  $y$ ; Spurkammerauflösung ca. 2.5 cm in  $z$ ) kann das vernachlässigt werden.

Unter der Zwangsbedingung  $\vec{P}_{V^0} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2$  erfolgt die Anpassung der selektierten  $V^0$ -Kandidaten an den primären Ereignisvertex. Die Spurparameter der Zerfallsteilchen werden unter der Bedingung, daß sie am Sekundärvertex entstehen mit  $\phi_{1,sv} = \phi_{2,sv}$  und  $z_{1,sv} = z_{2,sv} = z_{sv}$  neu bestimmt.

---

<sup>1</sup>im folgenden steht  $\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^-$  auch für den ladungskonjugierten Zerfall.

Alle selektierten  $V^0$ -Kandidaten werden zusammen mit ihren Zerfallsteilchen in die DST-Bank DTRA der auf einen Vertex (primärer oder mögliche sekundäre Zerfallsvertices) angepaßten Spuren aufgenommen. Dabei kommt es häufig vor, daß sich DTNV-Spuren, die auf einen sekundären Vertex angepaßt werden können, ebenfalls auch auf den primären Ereignisvertex anpassen lassen. Die Bank DTRA enthält bezüglich der Vertexanpassung daher z.T. verschiedene (entsprechend gekennzeichnete) Interpretationsmöglichkeiten der DTNV-Spuren.

## 7.1 Kandidatenauswahl

Mit der kinematischen Anpassung zweier entgegengesetzt geladener Spuren zu  $V^0$ -Teilchen werden neben  $K_s^0, \Lambda^0$  und konvertierte  $\gamma$  auch Untergrundkombinationen selektiert. Bei diesen handelt es sich um zufällige Kombinationen von geladenen Teilchen, die direkt dem Primärvertex bzw. dessen unmittelbarer Umgebung entstammen und den Anforderungen der  $V^0$ -Anpassung genügen. Durch ihre unterschiedliche Kinematik können die Zerfälle von  $K_s^0, \Lambda^0$  und  $\gamma$  fast vollständig voneinander getrennt werden. Zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds werden nachfolgend geeignete Selektionskriterien vorgestellt. Kriterium für die Auswahl der Schnittvariablen ist dabei ein möglichst kleiner Verlust an  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  Zerfällen im Signal, insbesondere – schon im Hinblick auf die spätere  $D^0$ -Analyse, der die selektierten  $K_s^0$ -Mesonen unterzogen werden sollen – von hochenergetischen  $K_s^0$ <sup>2</sup>.

Das wichtigste Unterscheidungsmerkmal für die Trennung von  $V^0$ -Teilchen und kombinatorischem Untergrund und die Zuordnung der  $V^0$ -Kandidaten zu den drei Zerfallskanälen ist die invariante Masse der beiden geladenen Teilchen.

### 7.1.1 Methode der invarianten Masse

Die invariante Masse zweier Teilchen berechnet sich aus den 4-er Vektoren zu:

$$m(1, 2) = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 - \vec{P}_1\vec{P}_2)} \quad (7.1)$$

Dabei wird der Impuls  $\overline{P}_{1/2}$  der beiden Teilchen aus den Parametern der kinematischen Anpassung am sekundären Vertex bestimmt. Die Masse  $m_{1/2}$  bzw. die Energie  $E_{1/2}(E = \sqrt{m^2 + P^2})$  hingegen ist aus der Spur der Teilchen nicht eindeutig gegeben. Die Berechnung der Teilchenenergien und damit der invarianten Masse erfolgt für die jeweilige Zerfallshypothese unter Ansetzen einer entsprechenden „Massenhypothese“. D.h. für die Zerfallshypothese  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  wird  $m_1 = m_2 = m_{\pi^+} = 139.57 \text{ Mev}/c^2$  gesetzt, entsprechend  $m_1 = m_2 = m_e = 0.511 \text{ Mev}/c^2$  für  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ . Die Selektion von  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ -Kandidaten erfolgt unter der Annahme, daß das Proton das Teilchen mit dem höheren Impuls im H1-Laborsystem ist. Diese Bedingung ergibt sich aus der Kinematik des  $\Lambda$ -Zerfalls für  $|\vec{P}_\Lambda| > 173 \text{ Mev}/c$  und ist daher für alle  $\Lambda$ -Kandidaten automatisch erfüllt<sup>3</sup>.

Abb. 7.1 (links) zeigt die Verteilung der invarianten Masse aller  $V^0$ -Kandidaten des (erweiterten<sup>4</sup>) Datensatzes unter der Zerfallshypothese  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Die Massenauflösung des

<sup>2</sup>Aufgrund der harten Fragmentation der  $D$ -Mesonen (s. Kap. 4.2) unterscheidet sich auch das Impulsspektrum der  $K_s^0$ -Mesonen aus  $D^0$ -Zerfällen von  $K_s^0$ -Mesonen aus der Fragmentation.

<sup>3</sup>Im  $\Lambda$ -Ruhesystem gilt:  $\vec{P}_\pi = -\vec{P}_p$  mit  $|\vec{P}_\pi| = p = 101 \text{ Mev}/c$ . Unter einer Lorentztransformation in das Laborsystem mit  $\vec{\beta} = \vec{P}_\Lambda/c m_\Lambda$  ergibt sich:  $E'_\pi = \gamma(E_\pi - \vec{\beta}c\vec{P}_\pi)$ , sowie  $E'_p = \gamma(E_p - \vec{\beta}c\vec{P}_p)$

Wenn  $\sqrt{(E'_p)^2 + m_p^2} = |\vec{P}'_p|$  größer als  $|\vec{P}'_\pi|$  sein soll, so führt dies nach kurzer Rechnung zur Behauptung.

<sup>4</sup>Der für die  $V^0$ -Analyse benutzte Datensatz weist einen Schnitt  $\vartheta_{e^+} > 6.5^\circ$  auf, bei der endgültigen Datenselektion wurde dieser Schnitt auf  $\vartheta_{e^+} > 7^\circ$  erhöht (s. Kap. 5.2) — bei ansonsten identischen Schnitten enthält der  $V^0$ -Datensatz daher rund 30 % mehr Ereignisse als die endgültige Datenselektion.

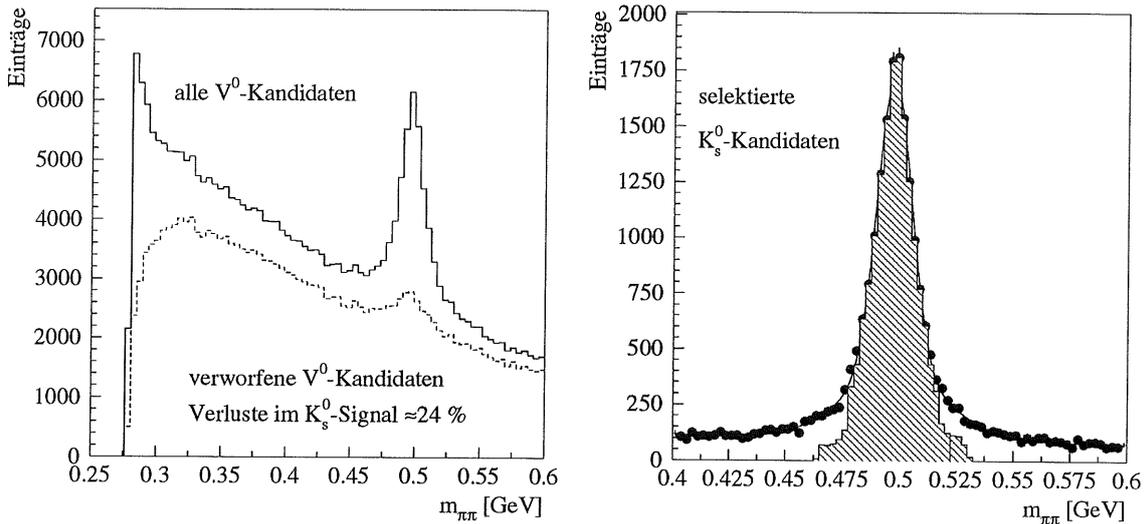


Abbildung 7.1:  $K_s^0$ -Signal der  $V^0$ -Kandidaten, vor und nach weiteren Selektionsschnitten. Der schraffierte Bereich enthält die letztendlich verwendeten  $K_s^0$ -Kandidaten (vergl. Abb. 7.8 und Tab. 7.3). Durch die Schnitte gehen rund 24 % des  $K_s^0$ -Signals verloren, dabei wird der kombinatorische Untergrund zum  $K_s^0$ -Signal um über 90 % reduziert (s. Text und Abb. 7.8).

$K_s^0$ -Signals beträgt  $\sigma \approx 9 \text{ MeV}/c^2$  bei einem Mittelwert  $\overline{m_{\pi^+\pi^-}} = 497.5 \pm 0.3 \text{ MeV}/c^2$ . Sie liegt damit weit oberhalb der sich aus der  $K_s^0$ -Lebensdauer ergebenden natürlichen Breite von  $10^{-5} \text{ eV}/c^2$ . Die Verschmierung um die  $K_s^0$ -Resonanz von  $497.671 \pm 0.031 \text{ MeV}/c^2$  ergibt sich aufgrund der Ungenauigkeit der Impulsmessung und wird von der Ortsauflösung der Kammer und von Inhomogenitäten des Magnetfeldes verursacht und ferner durch die kinematische Anpassung beeinflusst. Die Ortsabhängigkeit des  $\vec{B}$ -Feldes ist mittels NMR- und Hall-Sonden vor der Installation der Hauptdetektorkomponenten vermessen worden und liegt als Tabelle vor. Ein möglicher Einfluß der Detektorkomponenten auf das Magnetfeld ist unbekannt. Bei der Impulsbestimmung der Spuren geladener Teilchen wird die Korrektur des  $\vec{B}$ -Feldes bereits berücksichtigt: Das Magnetfeld wird hierbei an Spuranfang, Mitte- und Ende der Spur ermittelt und entsprechend gemittelt.

Fehler bei der Installation der Spurkammern führten zu einer fehlerbehafteten Beschreibung der Geometrie der Kammern – so konnte aus Spuranalysen Ende 1995 nachgewiesen werden ([32]), daß die zentralen Spurkammern zueinander verdreht und zudem nicht exakt zur Strahlachse ausgerichtet sind, was in der dieser Arbeit zugrundeliegenden Datenrekonstruktion (DST6) noch nicht berücksichtigt wurde und ebenfalls zur einer verschlechterten Impulsauflösung führen sollte. Neben der Impulsauflösung der einzelnen Spuren (siehe hierzu Kap. 6) hat ein Fehler bei der Bestimmung des Öffnungswinkels  $\alpha$  der beiden Zerfallsteilchen Einfluß auf die Massenauflösung ( $m(1,2) \approx 2|p_1||p_2| \cdot \sin \alpha/2$ ). Bei der Bestimmung des Öffnungswinkels geht die Annahme von kreisförmigen Bahnen der Teilchen in der  $r\varphi$ -Ebene ein, die, insbesondere für niederenergetische Teilchen, aufgrund des Energieverlustes nie ganz erfüllt ist.

### 7.1.2 Geometrische Zerfallsmöglichkeiten

$V^0$ -Teilchen können anhand ihres geometrischen Zerfalls im Detektor in zwei Klassen unterteilt werden:  $\vee$ -förmige (sich öffnende) sowie  $\cup$ -förmige (sich schließende) Zerfälle (zur Erklärung s. Abb. 7.2).  $K_s^0$ -Mesonen und ebenso  $\Lambda$ -Mesonen sollten im Detektor ebenso häufig  $\vee$ - wie

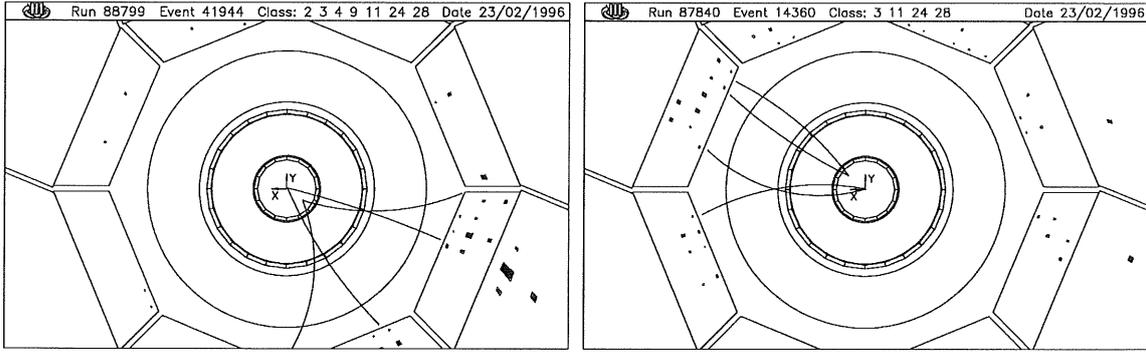


Abbildung 7.2:  $\vee$ - (links) sowie  $\cup$ - (rechts) Zerfälle von  $K_s^0$ -Mesonen – gezeigt sind die Spuren zweier  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten.

$\cup$ -förmig zerfallen. Wie man sich anhand von Abb. 6.1 leicht klarmacht, ist ein  $\cup$ -Zerfall gleichbedeutend mit ( $\kappa \cdot d_{ca} < 0$  und  $r_{vertex} < \sqrt{1/|\kappa| + |d_{ca}|}$  mit  $1/|\kappa| = \max(1/|\kappa_1|, 1/|\kappa_2|)$ ). Gegenüber  $\vee$ -förmigen Zerfällen zeichnen sich  $\cup$ -Zerfälle bei ansonsten gleichen kinematischen Bedingungen durch höhere Werte der Spuren in  $d'_{ca}$  aus, wobei mit  $d'_{ca}$  der kleinste Abstand in der  $r\varphi$ -Ebene einer Spur zum gemessenen  $xy$ -Ereignisvertex bezeichnet wird, (während  $d_{ca}$  den Abstand zur  $z$ -Achse ( $x = y = 0$ ) angibt). Die Rekonstruktionseffizienz des  $V^0$ -Anpassungsprogramms als auch das Auflösungsvermögen des H1-Detektors sind für  $\vee$ - und  $\cup$ -förmige Zerfälle recht verschieden, so daß es sich empfiehlt, die beiden geometrischen Klassen getrennt zu untersuchen.

Zufällige Kombinationen von geladenen Teilchen, die direkt dem Primärprozeß entstammen, zeichnen sich dadurch aus, daß ihr „Zerfallsvertex“ nahe am primären Ereignisvertex liegt. Bereits bei der kinematischen Anpassung wird ein großer Teil des kombinatorischen Untergrunds durch die Forderung einer minimalen radialen Zerfallslänge von 0.2 cm verworfen. Für einen in  $r_{vertex}$  aufgeweiteten Schnitt gehen zwar weitere niederenergetische  $K_s^0$ -Mesonen mit kleinen Zerfallslängen verloren, für  $r_{vertex} < 0.7$  cm überwiegt jedoch der kombinatorische Untergrund, so daß für  $K_s^0$ -Mesonen ( $c\tau_{K_s^0} = 2.676$  cm) eine minimale radiale Fluglänge von 0.7 cm gefordert wird. Für  $\Lambda^0$ -Mesonen ( $c\tau_{\Lambda^0} = 7.89$  cm) kann dieser Schnitt ohne Verluste im  $\Lambda^0$ -Signal auf  $r_{vertex} > 1.5$  cm erweitert werden.

Des weiteren bieten sich zur Reduktion der Untergrundkombinationen aus Primär-Prozeß-Teilchen Schnitte in den Größen  $d'_{ca}$  und  $\Delta_{dca} \equiv |d_{ca,1} - d_{ca,2}|$  an. Spuren, die direkt der Wechselwirkung entstammen, haben kleine Werte sowohl für  $d'_{ca}$  als auch für  $\Delta_{dca}$ , während Teilchen, die aus sekundären Zerfällen stammen, bedingt durch die Zerfallslänge des  $V^0$ -Teilchens und durch den Öffnungswinkel der Zerfallsteilchen im Laborsystem i. A. größere Werte für  $d'_{ca}$  und  $\Delta_{dca}$  aufweisen. Allerdings hängt die Größe  $d'_{ca}$  stark vom Impuls des  $V^0$ -Teilchens ab – Zerfallsteilchen hochenergetischer  $V^0$ -Teilchen sind nur schwach gekrümmt und haben sehr kleine Öffnungswinkel, so daß ihr  $d'_{ca}$ -Wert wiederum klein ist. Ferner werden die Spuren  $\vee$ -förmig zerfallender  $V^0$ -Teilchen gerade in Richtung zum primären Zerfallsvertex „zurückgekrümmt“, so daß die  $\vee$ -Zerfallsteilchen zu kleineren  $d'_{ca}$ -Werten tendieren und ihr Anteil am Signal durch einen Schnitt in dieser Größe stark beeinträchtigt würde. Brauchbarer ist der Ansatz, die Information aus der Anpassung zum primären Vertex voll auszunutzen: Auf sekundäre Vertices gefittete Teilchenspuren, die sich auch ohne weiteres auf den primären Vertex anpassen lassen, entstammen natürlich mit wesentlich höherer Wahrscheinlichkeit aus dem Bereich der primären Wechselwirkung als Spuren, die im Rahmen vernünftiger Abweichungen eben *nicht* auf den primären Ereignisvertex angepaßt werden können (vergleiche Abbildung 7.3).

### 7.1.3 Reduktion des kombinatorischen Untergrunds

Die Größe  $npv$  (Number of fit to Primary Vertex) wird wie folgt definiert:

$npv = 0 \Leftrightarrow$  keine der DTNV-Spuren des  $V^0$ -Kandidaten ist auf den Primärvertex angepaßt

$npv = 1 \Leftrightarrow$  die DTNV-Spur mit größerem Impuls wurde auch auf den Primärvertex angepaßt

$npv = 2 \Leftrightarrow$  die DTNV-Spur mit kleinerem Impuls wurde auch auf den Primärvertex angepaßt

$npv = 3 \Leftrightarrow$  beide DTNV-Spuren der Zerfallsteilchen sind auf den Primärvertex angepaßt

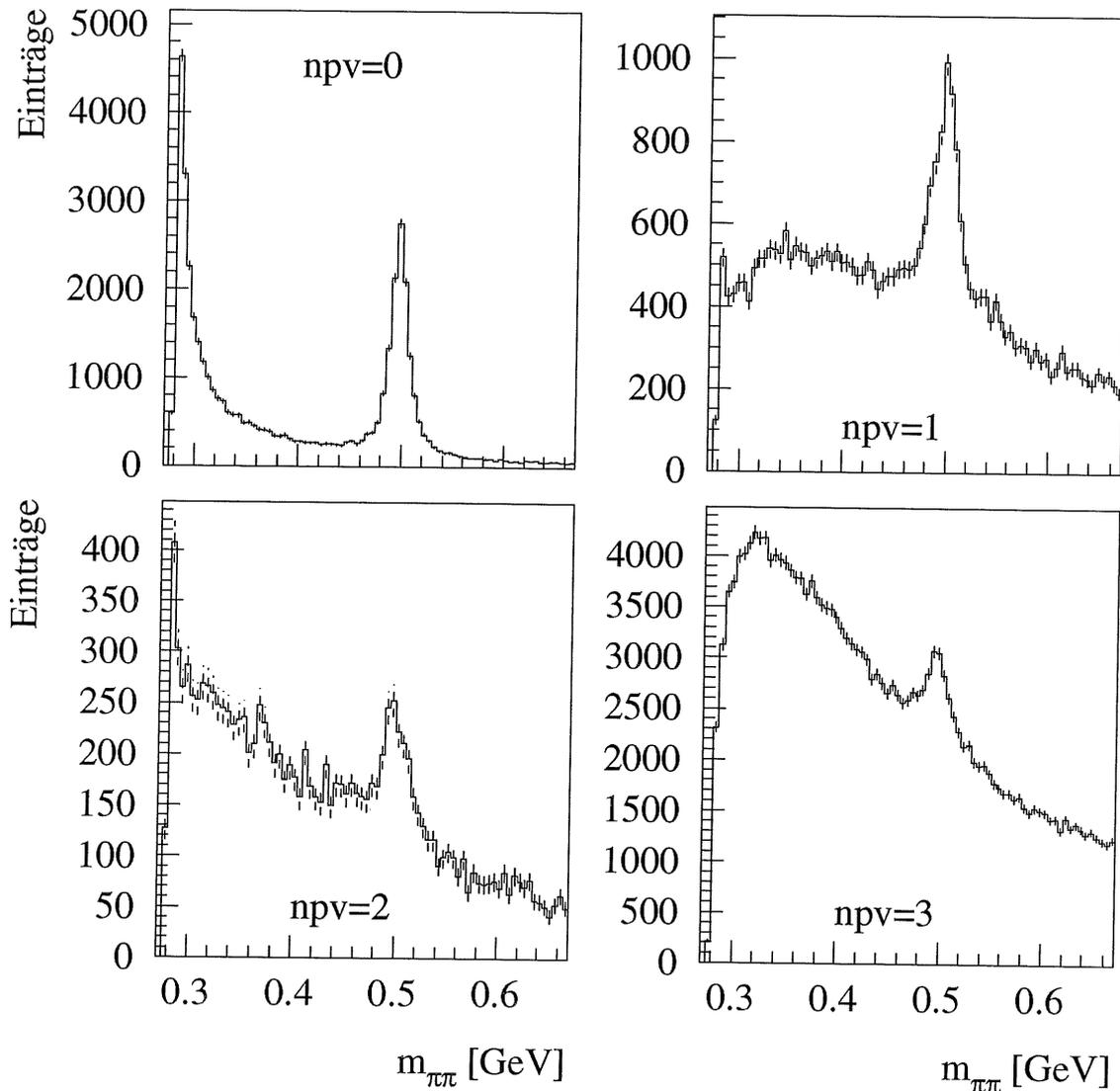


Abbildung 7.3:  $K_s^0$ -Signal des  $V^0$ -Algorithmus für den Fall, daß keine der beiden Pion-Spuren zum primären Vertex angepaßt werden kann ( $npv = 0$ ), bzw. wenn eine oder beide Spuren auch zum Ereignisvertex angepaßt werden ( $npv = 1, 2, 3$ ) - zur Erklärung von  $npv$  siehe Text.

Zufällige Kombinationen liegen hauptsächlich vor, wenn beide DTNV-Spuren des „ $V^0$ “-Kandidaten auch auf den primären Vertex angepaßt werden können. Der Peak bei der Massenschwelle  $m_{\pi^+\pi^-} = 2m_\pi$  wird von konvertierte Photonen verursacht.

### Verschärfung der Anpassungsbedingungen

Die vom  $V^0$ -Anpassungs-Algorithmus an den  $V^0$ -Kandidaten gestellten Anforderungen werden im folgenden verschärft:

- Die Rapidität  $\eta = 0.5 \cdot (\log(E + p_z) - \log(E - p_z))$  wird auf den Bereich  $|\eta| < 1.8$  eingeschränkt.
- Für das Produkt der ladungsbehafteten  $d'_{ca}$ -Werte der beiden Zerfallsteilchen wird gefordert:  $d'_{ca,1} \cdot d'_{ca,2} < 0$  – dadurch wird, wie man anhand von Abb. 6.1 leicht sieht, eine Abweichung bezüglich der Impulserhaltung bei der  $V^0$ -Anpassung weiter eingeschränkt.
- Die oben definierte Größe  $\Delta_{dca} = |d_{ca,1}^{\vec{}} - d_{ca,2}^{\vec{}}|$  wird auf den Bereich  $\Delta_{dca} > 0.5$  cm eingeschränkt – mit diesem Schnitt wird die Anzahl zufälliger Teilchenkombinationen, die der primären Wechselwirkungszone entstammen, deutlich reduziert.
- Die radiale Fluglänge des zerfallenden Teilchens, also der radiale Zerfallsvertex, wird auf den Bereich  $0.7 \text{ cm} < r_{\text{Zerfallsvertex}} < 60 \text{ cm}$  eingengt – mit der unteren Schranke werden Kombinationen von Teilchen der primären Wechselwirkung, mit der oberen unphysikalische Kombinationen verworfen.
- Die „Asymmetrie“ bezüglich der Transversalimpulse:  $A \equiv |p_{t,1} - p_{t,2}| / |p_{t,1} + p_{t,2}|$  wird auf den Bereich  $A < 0.85$  eingeschränkt – diese Größe wurde anfänglich zur Reduktion des Untergrundes eingeführt, nach den anderen Selektionsschnitten wird dieser Schnitt allerdings praktisch bedeutungslos (vergl. Abb. 7.4).

Diese erweiterten Forderungen an den  $V^0$ -Kandidaten beschneiden das Signal im jeweiligen  $V^0$ -Zerfallskanal nur unerheblich.

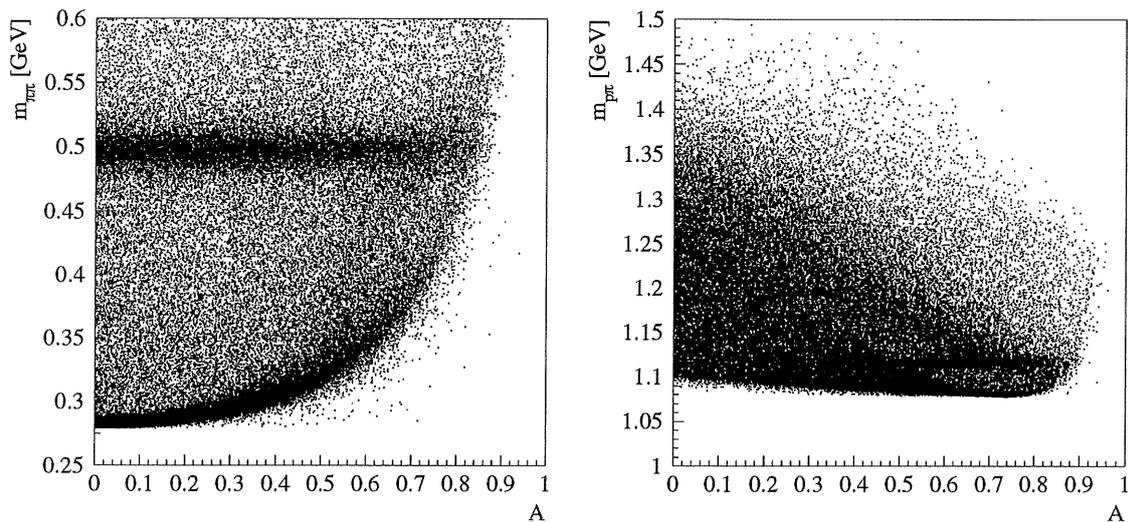


Abbildung 7.4: Korrelation zwischen Asymmetrie und Massenhypothese. Links: Zerfallshypothese  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , Rechts:  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ . Alle Schnitte bis auf den Schnitt in  $A = |p_{t,1} - p_{t,2}| / |p_{t,1} + p_{t,2}|$  wurden in dieser Darstellung ausgeführt.

### 7.1.4 Rekonstruktion konvertierter Photonen

$V^0$ -Kombinationen konvertierter Photonen lassen sich von den drei  $V^0$ -Kandidaten  $K_S^0$ ,  $\Lambda$  und  $\gamma$  am leichtesten isolieren, da ihre Signatur eindeutig ist: Da Paarerzeugung aus Gründen der Impuls- und Energie-Erhaltung nur im Feld eines Teilchens möglich ist, finden Gammakonversionen bevorzugt am Strahlrohr und den Kammerwänden statt. Im linken Histogramm der Abb. 7.5 ist die Verteilung der invarianten Masse unter der Zerfalls-Hypothese  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  gegen den radialen Zerfallsvertex aufgetragen. Die Häufung konvertierter Gammas im Bereich des Strahlrohrs und der materiebehafteten CIZ und COZ ist evident. Die Zunahme der „Photon-Masse“ mit größerem Konversionsradius (vergl. auch Abb. 7.6 links) ist weiter erklärungsbedürftig, wird aber von der Monte-Carlo-Simulation in gleicher Weise reproduziert. Im rechten Histogramm ist die  $\phi$ -Verteilung der konvertierten Photonen in Abhängigkeit des radialen Zerfallsvertex gezeigt – eindeutig treten die „toten“ Sektoren der CJC2 hervor, in denen wenigstens eines der beiden Zerfallselektronen nicht rekonstruiert wurde (s. auch die rechte Abb. in 7.6). Im Bereich der CJC1 liefern konvertierte Photonen eine besonders schöne Möglichkeit der „Durchleuchtung“ des Detektors. Die Streben der inneren Z-Kammer treten ebenso hervor wie die Kabelstruktur für  $|\phi| < 5^\circ$ .

Allerdings wird eine systematische Verschiebung des tatsächlichen Konversionsvertex zu kleineren Werten beobachtet: die innere z-Kammer liegt im Bereich  $17.35 \text{ cm} < r < 20.0 \text{ cm}$ , die Rekonstruktion des Konversionsradius erfolgt aber im Bereich  $14 \text{ cm} < r < 18.5 \text{ cm}$ . Ebenso wird der Zerfallsradius im Bereich der äußeren z-Kammer im Mittel um rund 5 cm ( $\approx 10\%$ ) zu niedrig rekonstruiert. Fast alle selektierten  $\gamma$ -Kandidaten sind im Detektor „U“-förmig konvertiert. Die Anzahl der V-förmigen  $\gamma$ -Konversionen ist verschwindend und wird keineswegs durch die (das vorhandene Signal nur minimal reduzierenden) Schnitte eingeschränkt. Eine Verschiebung in  $r_{vertex}$  zu kleineren Werten verursacht für U-Zerfälle eine Zunahme in der invarianten Masse  $m_{e^+e^-}$  (für V-Zerfälle hingegen würde die invariante Masse kleiner!). Die Korrelation zwischen  $r_{vertex}$  und  $m_{e^+e^-}$  ist an den „diagonalen Bändern“ im Bereich der COZ ( $45 \text{ cm} < r_{vertex} < 50 \text{ cm}$ ) auch schon angedeutet (linke Abbildung 7.5).

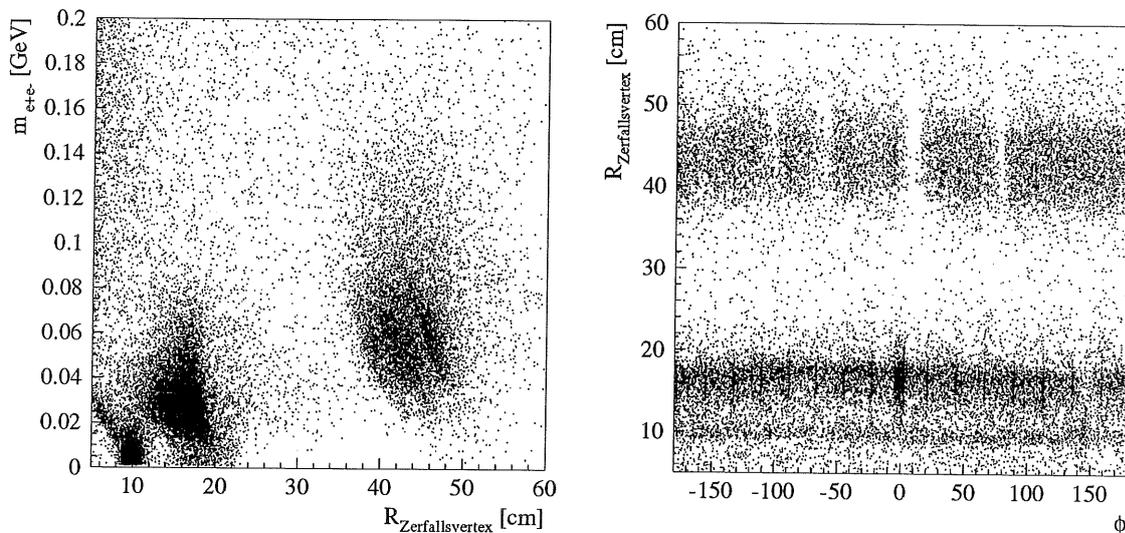


Abbildung 7.5: Konversion von Photonen an Strahlrohr und den Wänden der CIZ und COZ: Aufgetragen ist die invariante Masse  $m_{e^+e^-}$  unter der Zerfalls-Hypothese  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  gegen den Zerfallsvertex in  $r$  (links) und der radiale Zerfallsvertex gegen den Axialwinkel  $\phi$  der konvertierten Gammas (rechts).

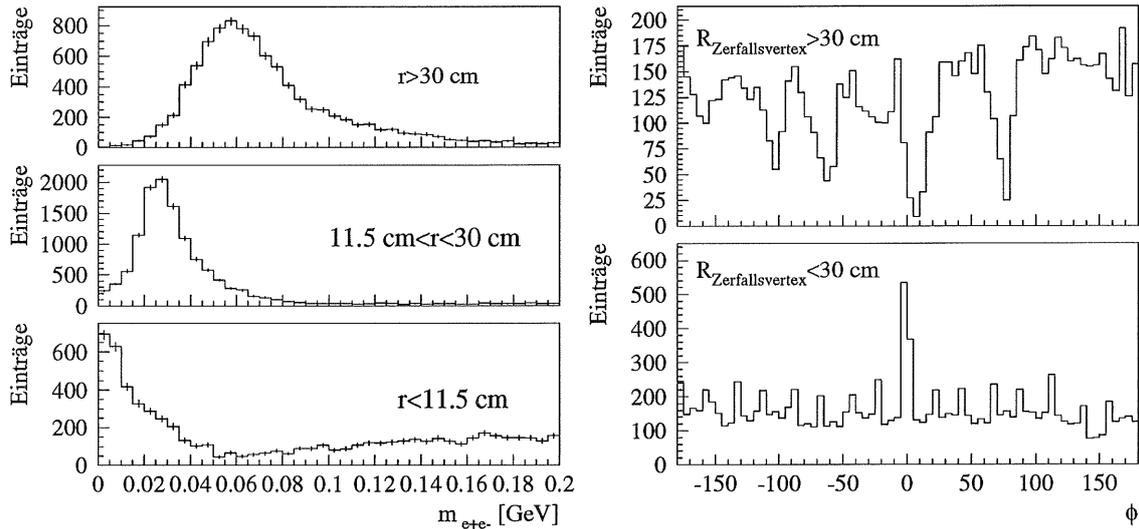


Abbildung 7.6: Massenverschiebung  $m_{e^+e^-}$  mit zunehmenden Zerfallsradius (links). Rechts oben zu sehen: Die „Löcher“ in der CJC2, in denen wenigstens eines der beiden Zerfallselektronen verloren geht, so daß das konvertierende Photon nicht rekonstruiert werden kann. Die Struktur der inneren  $z$ -Kammer wird von den rekonstruierten Photonen sehr gut abgebildet (rechts unten).

Eine derartige systematische Verschiebung in  $r_{vertex}(rec)$  kann durch eine systematische Verschiebung bei der Rekonstruktion des Transversalimpulses (insbesondere des niederenergetischen Zerfallselektrons) zu kleineren Werten hin verursacht sein (dann wird der Krümmungsradius der Spur kleiner und die beiden Überschneidungspunkte der Kreise entfernen sich weiter voneinander – der  $\cup$ -Schnittpunkt wandert zu kleineren Werten von  $r$ , während der  $\vee$ -Schnittpunkt nach größeren Werten in  $r$  verschoben würde.)

Die an „gute“ Kandidaten der  $\gamma$ -Konversion gestellten Anforderungen können Tab. 7.1 entnommen werden. Die Schnitte vermögen das  $\gamma$ -Signal fast vollständig zu isolieren. Dazu sind keine Schnitte auf die Transversalimpulse oder die radialen Spurlängen der Zerfallsteilchen nötig – da die Zerfallsteilchen konvertierter Photonen hauptsächlich jenseits  $r > 17$  cm erzeugt werden, ist ein Transversalimpuls von wenigen MeV/c ausreichend, um die CJC1 zu erreichen.

$\gamma$ -Konversionen	
$npv < 3$	und $r_{vertex} < 30$ cm
$npv < 2$	und $r_{vertex} \geq 30$ cm
$3 < r_{vertex} < 11.5$ cm	und $m_{e^+e^-} < 50$ MeV
	oder
$11.5 \leq r_{vertex} < 30$ cm	und $m_{e^+e^-} < 80$ MeV
	oder
$30 \leq r_{vertex} < 60$ cm	und $m_{e^+e^-} < 160$ MeV

Tabelle 7.1: Anforderungen an Kandidaten der  $\gamma$ -Konversion

### 7.1.5 Selektion der $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfälle

Nachdem die  $V^0$ -Kandidaten um das Signal der in dieser Analyse unwichtigen (und daher als „Untergrund“ zum  $K_s^0$ -Signal betrachteten) konvertierter Photonen bereinigt wurden, soll sich nun den  $K_s^0$ - und  $\Lambda$ -Zerfällen zugewandt werden.

An  $K_s^0$ -Kandidaten werden zusätzlich zu den oben beschriebenen Einschränkungen in  $\eta$ ,  $r$ ,  $\Delta_{dca}$  und  $A$  die folgenden Anforderungen gestellt.

- Beide Spuren des Zerfalls müssen, sofern der Zerfallsvertex noch innerhalb der CJC1 ( $r < 40$  cm) liegt, Spurtreffer in der CJC1 aufweisen – mögliche „Doppelkandidaten“ in der CJC2 sollen dadurch ausgeschlossen werden (s. die Diskussion in Kap. 6).
- Für beide Zerfallsteilchen werden rekonstruierte radiale Spurlängen von mindestens 10 cm gefordert. Dadurch werden Doppelzählungen von Spuren, die in mehrere Spurelemente aufgeteilt sind und innerhalb der CJC1 mehrfach in verschiedenen  $r\phi$ -Bereichen rekonstruiert werden, vermieden. Ferner wird die Auflösung in der invarianten Masse verbessert (s. auch Abb. 7.9).
- Für mindestens eine der Spuren wird ein Transversalimpuls  $p_t > 150$  MeV gefordert, der Transversalimpuls der anderen Spur unterliegt keiner Einschränkung.
- Ein Schnitt in der Zerfallslänge  $l_{LAB}$  wird derart getroffen, daß  $l_{LAB}/P_{V^0} < 30$ . Das entspricht einem Schnitt auf die scheinbare Zerfallslänge des  $K_s^0$ -Kandidaten in seinem Ruhesystem von  $ct = \frac{l_{LAB}m}{p} < 15$  cm.
- Das wichtigste Unterscheidungskriterium ist in der Größe  $npv$  (s. Abb. 7.3) gegeben. Alle Kandidaten, deren Zerfallsteilchen nicht auf den primären Ereignisvertex angepaßt wurden ( $npv = 0$ ) gelten als „gute“  $K_s^0$ -Kandidaten. Für  $npv = 1$  oder  $npv = 2$  wird zusätzlich  $p_{t,1} + p_{t,2} > 500$  MeV und ein Mindestabstand  $|d'_{ca(1,2)}| > 0.2$  cm in  $r\phi$  vom Primärvertex sowie mindestens eine Spur mit Treffern in der CJC2 oder COZ gefordert ( $L_r > 30$  cm). Die Isolation eines Signals für den Fall, daß beide Spuren auch zum Primärvertex angepaßt wurden ( $npv = 3$ ) erfordert weitere Spur-Schnitte (s. Tab. 7.2). Ein Verlust von rund 70 % des bei  $npv = 3$  ursprünglich vorhandenen  $K_s^0$ -Signals ist dabei unvermeidlich und bedingt einen Verlust von 18.5% am Gesamtsignal.
- Da sich die Signale von  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  und  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$  in einem bestimmten kinematischen Bereich nicht völlig trennen lassen (s. Abb. 7.13), erfolgt die Zuordnung zu den beiden  $V^0$ -Zerfallskanälen für den Fall, daß der  $V^0$ -Kandidat sowohl die  $K_s^0$ - als auch die  $\Lambda^0$ -Selektion (s. Tab. 7.2 und 7.4) erfüllt, über die „Methode der  $\sigma$ -Abweichung“: Für  $|m_{\pi^+\pi^-} - m_{K_s^0}|/\sigma(m_{\pi^+\pi^-}) < |m_{p\pi^-} - m_\Lambda|/\sigma(m_{p\pi^-})$  wird der  $V^0$ -Kandidat den  $K_s^0$ -Kandidaten zugerechnet, für „>“ entsprechend als  $\Lambda^0$ -Kandidat behandelt. Die Breite  $\sigma$  der jeweiligen Massenverteilung wird dabei für  $\vee$ - und  $\cup$ -Zerfälle getrennt aus dem jeweiligen Daten-Fit bestimmt (s. Abb. 7.8 ( $K_s^0$ ) bzw. 7.14 ( $\Lambda$ ))<sup>5</sup>. Ein Schnitt in der Größe  $\cos\theta^*$  (zur Definition s. Abb. 7.13 rechts) wird dadurch überflüssig.

Das Signal der selektierten  $K_s^0$ -Mesonen, nach  $\vee, \cup$  und  $npv$  unterteilt, zeigt Abbildung 7.8. In Abb. 7.9 und 7.10 sind die Auflösungen für die Massen-Verteilung der selektierten  $K_s^0$ -Mesonen sowie den Zerfallsvertex  $r_{K_s^0}$  und den Transversalimpuls  $p_t$  zu sehen.

<sup>5</sup>Da die Dichte der  $\Lambda^0$ 's die der  $K_s^0$ -Mesonen im betreffenden Bereich zu übertreffen scheint, ist dieser Schnitt zur Reduktion  $\Lambda^0$ - induzierten Untergrunds zum  $K_s^0$ -Signal sinnvoll. Alternativ hierzu kann auch das gesamte  $\Lambda$ -Band mit der Forderung  $|m_{p\pi^-} - 1115.7 \text{ MeV}/c^2| > 6 \text{ MeV}/c^2 (\approx 2\sigma)$  herausgeschnitten werden, was allerdings auch zu einem entsprechend größeren Verlust von „richtigen“  $K_s^0$ -Mesonen im Signal führt, so daß die erste Methode des „ $\sigma$ -Schnittes“ bevorzugt wird.

In der folgenden Tabelle 7.2 werden noch einmal *alle* – auch die erweiterten Forderungen der  $V^0$ -Anpassung – Kriterien der  $K_s^0$ -Selektion zusammengestellt.

$K_s^0$ -Zerfälle	
radiale Fluglänge $r_{sec}$	$0.7 \text{ cm} < r_{sec} < 60 \text{ cm}$
Abstand der beiden $d'_{ca} : \Delta_{dca}$	$\Delta_{dca} > 0.5 \text{ cm}$
Rapidity $\eta_{K_s^0}$	$ \eta_{K_s^0}  < 1.8$
Impulserhaltung bei der Anpassung	$d'_{ca,1} \cdot d'_{ca,2} < 0$
Asymmetrie der Transversalimpulse	$\frac{ p_{t,1} - p_{t,2} }{ p_{t,1} + p_{t,2} } < 0.85$
radiale Spurlänge $L_r$	$L_{r(1/2)} > 10 \text{ cm}$
Spurtreffer in der CJC1 $n_{hits}$	$n_{hits(1/2)} > 3$ oder $r_{vertex} > 40 \text{ cm}$
Transversalimpuls	$max(p_{t,1}, p_{t,2}) > 150 \text{ MeV}$
scheinbare Zerfallslänge im Ruhesystem	$ct < 15 \text{ cm}$
$\Lambda^0$ induzierter Untergrund	$\frac{ m_{\pi^+\pi^-} - m_{K_s^0} }{\sigma_m(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} < \frac{ m_{p\pi^-} - m_{\Lambda} }{\sigma_m(\Lambda \rightarrow p\pi^-)}$
(nur, wenn auch $\Lambda^0$ -Kriterien erfüllt)	
Anpassung der Spuren auch zum Primärvertex möglich?	$npv = 0$ oder $npv = 1, 2$ und $p_{t,1} + p_{t,2} > 500 \text{ MeV}/c$ und $ d'_{ca(1,2)}  > 0.2 \text{ cm}$ und $max(L_{r,1}, L_{r,2}) > 30 \text{ cm}$ oder $npv = 3$ und $p_{t,1} + p_{t,2} > 500 \text{ MeV}/c$ und $ d'_{ca(1,2)}  > 0.2 \text{ cm}$ und $ \eta_{K_s^0}  < 1.2$ und $min(L_{r,1}, L_{r,2}) > 15 \text{ cm}$ und $max(L_{r,1}, L_{r,2}) > 50 \text{ cm}$

Tabelle 7.2: Anforderungen an  $K_s^0$ -Kandidaten

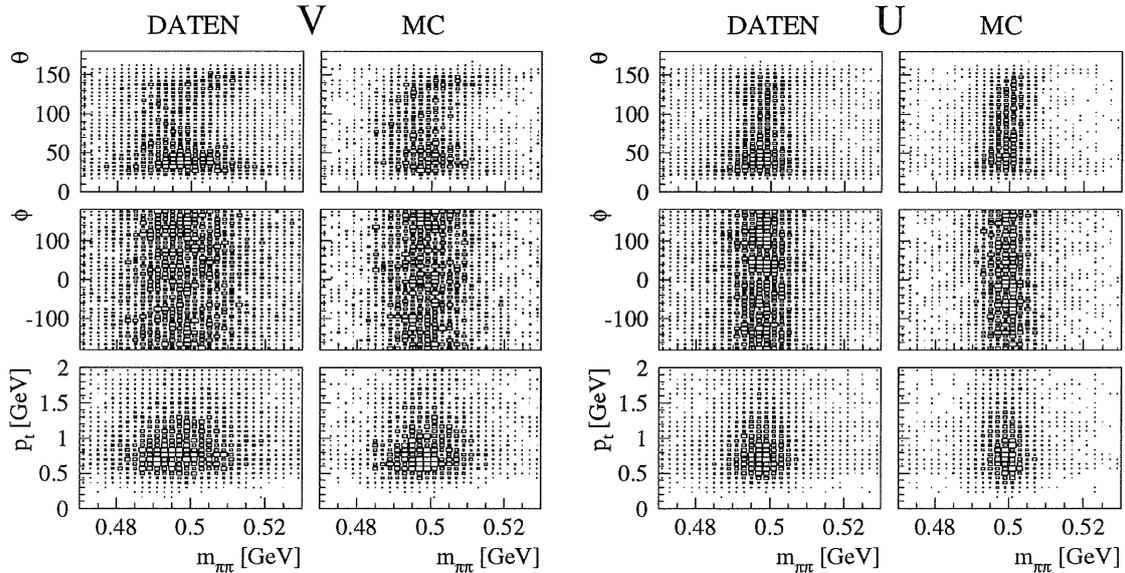


Abbildung 7.7: Verteilungen in  $\theta$ ,  $\phi$  und  $p_t$  für  $U$ - und  $V$ -förmige Zerfälle.  $V$ -Zerfälle weisen eine systematische Verschiebung in  $\theta$  und eine breitere Massenauflösung auf. Differenzen bezüglich der Massenauflösung zwischen der MC-Simulation und den Daten treten im wesentlichen im Vorwärtsbereich ( $\theta < 60^\circ$ ) auf.

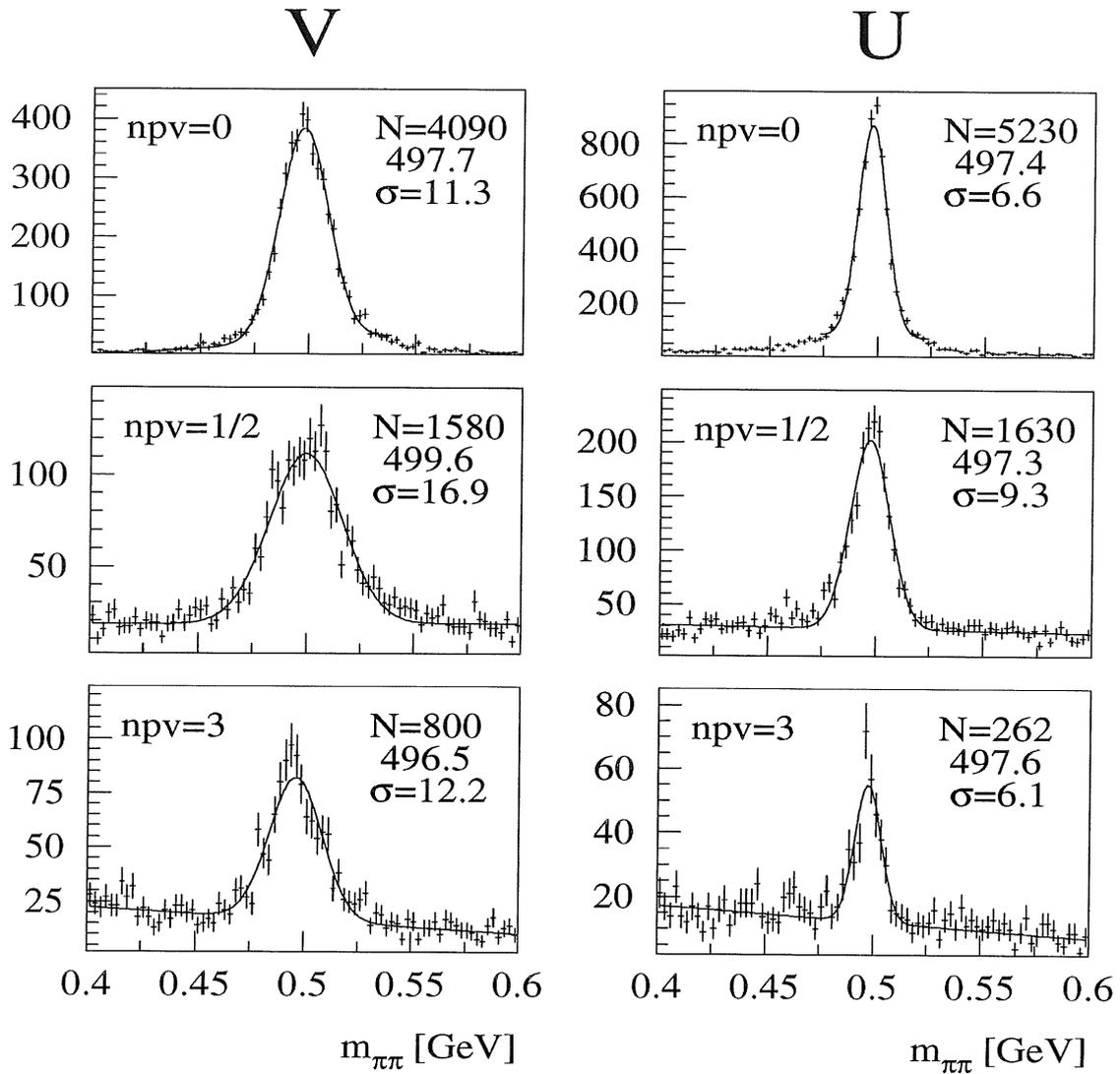


Abbildung 7.8: Das  $K_s^0$ -Signal ist in den Daten für die beiden geometrischen Zerfälle U und V nach  $npv$  (s. Text) aufgeteilt. Die Massenauflösung ist für U-förmige Zerfälle schärfer ( $\sigma_U \approx 0.6 \cdot \sigma_V$ ). Für  $npv = 3$  wird die Massenauflösung durch die zusätzlichen Spurschnitte (s. Tab. 7.2) verbessert – werden nur Spuren mit  $L_r > 55$  cm zugelassen, so verbessert sich die Auflösung bei  $npv = 0$  auf  $\sigma = 9,9$  MeV (V) bzw.  $\sigma = 5,9$  MeV (U) (vergl. auch Abb. 7.9). Für die 6 verschiedenen Unterteilungen ergeben sich unterschiedliche Auflösungen und Untergrundanteile, die Massenbereiche werden entsprechend gewählt (s. Tab. 7.3).

gewählter Massenbereich	U	V
$npv = 0$	$497.5 \pm 20$ MeV ( $\approx 3 \sigma$ )	$497.5 \pm 33$ MeV ( $\approx 3 \sigma$ )
$npv = 1, 2$	$497.5 \pm 20$ MeV ( $\approx 2 \sigma$ )	$497.5 \pm 33$ MeV ( $\approx 2 \sigma$ )
$npv = 3$	$497.5 \pm 12$ MeV ( $\approx 2 \sigma$ )	$497.5 \pm 24$ MeV ( $\approx 2 \sigma$ )

Tabelle 7.3: gewählter Massenbereich der  $K_s^0$ -Selektion

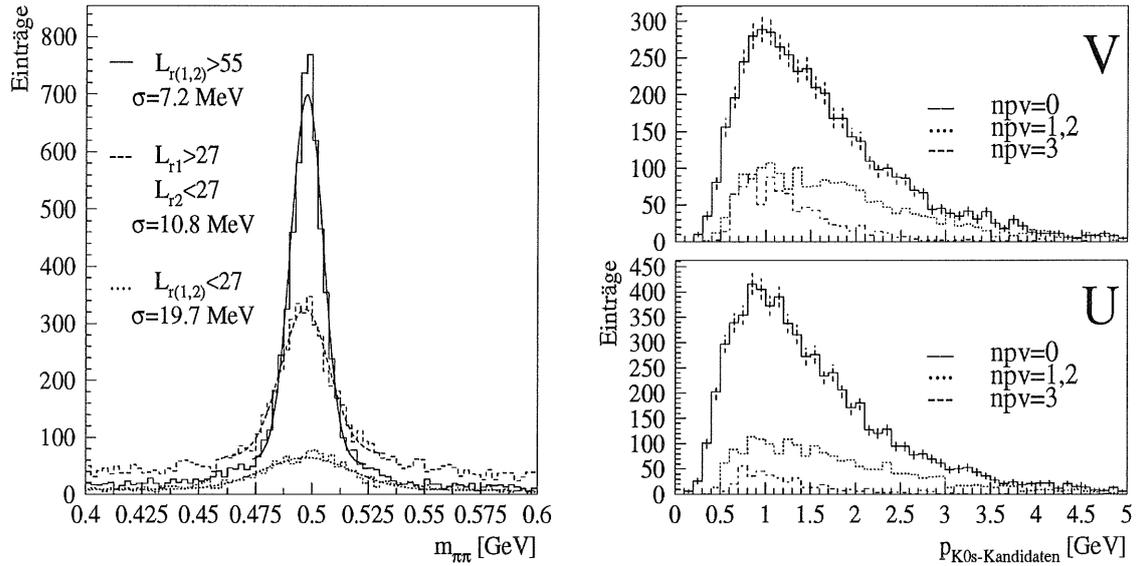


Abbildung 7.9: Links:  $K_s^0$ -Massenauflösung in den Daten für den Fall, daß:  
 (a)  $L_{r(1,2)} > 55$  cm (beide Spuren auf der vollen Breite der CJC rekonstruiert)  
 (b)  $L_{r(1)} > 27$  cm  $\cap$   $L_{r(2)} < 27$  cm (eines der Zerfallsteilchen nur in der CJC1 rekonstruiert)  
 (c)  $L_{r(1,2)} < 27$  cm (beide Spuren konnten nur in der CJC1 rekonstruiert werden)  
 Rechts: Impuls-Verteilung  $p$  der selektierten  $K_s^0$ -Mesonen für die Unterteilung in  $npv$ .

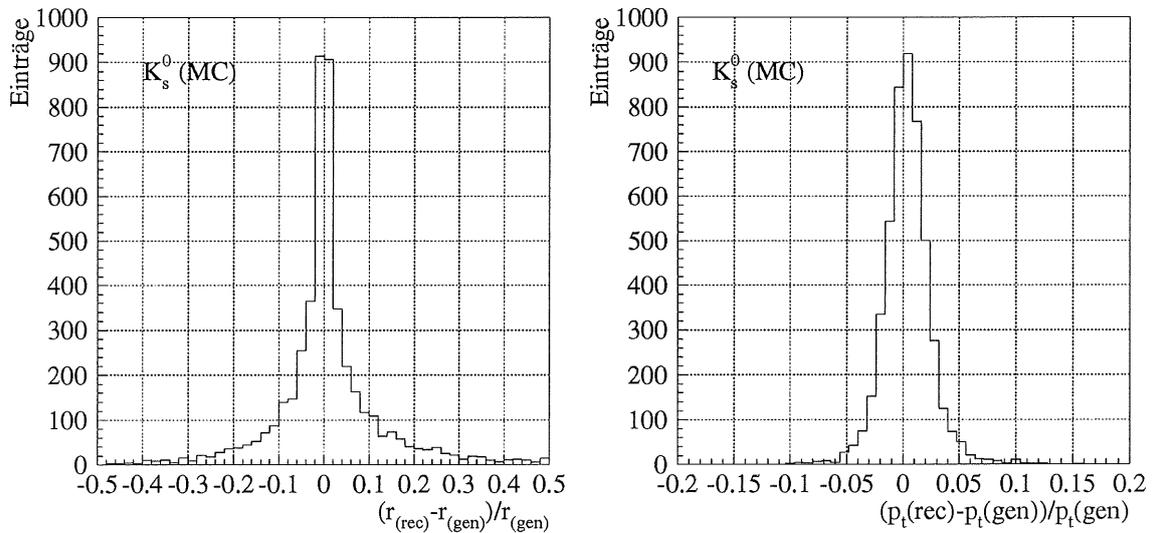


Abbildung 7.10: Auflösung in der radialen Zerfallslänge  $r_{vertex}$  und dem Transversalimpuls  $p_t$  simulierter  $K_s^0$ -Mesonen (LEPTO-MC). Eine systematische Verschiebung wie im Fall der konvertierten Photonen ergibt sich in der Monte-Carlo-Simulation für die  $K_s^0$ -Mesonen nicht.

Abb. 7.11 zeigt die gute Übereinstimmung zwischen der Monte-Carlo-Simulation und den Daten für einige Größen der selektierten  $K_s^0$ -Mesonen. In Abb. 7.12 ist die Polarwinkelverteilung der selektierten  $V^0$ -Teilchen wiedergegeben. Wenn die Monte-Carlo-Simulation die  $V^0$ -Rekonstruktion in den meisten anderen Verteilungen zwar recht gut zu beschreiben vermag, so weicht die beobachtete  $\theta$ -Verteilung der selektierten  $V^0$ -Teilchen doch erheblich von der aus der Monte-Carlo-Simulation erwarteten Verteilung ab – im Vorwärtsbereich finden sich wesentlich mehr Teilchen als nach der Simulation erwartet.

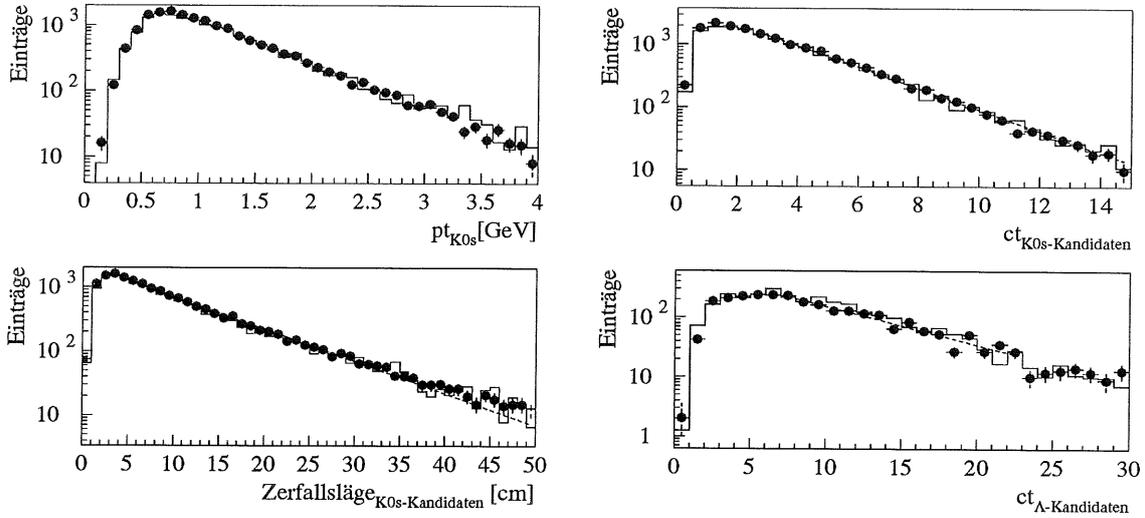


Abbildung 7.11: Links: Verteilung des Transversalimpulses  $p_t$  und der Zerfallslänge im Laborsystem  $l_{LAB}$  der selektierten  $K_s^0$ -Mesonen. Rechts:  $ct = l_{LAB}/\beta\gamma = m \cdot l_{LAB}/p$  (in cm) für  $K_s^0$ -Mesonen (oben) und  $\Lambda^0$ -Baryonen (unten) (Daten gepunktet, MC durchgezogen).

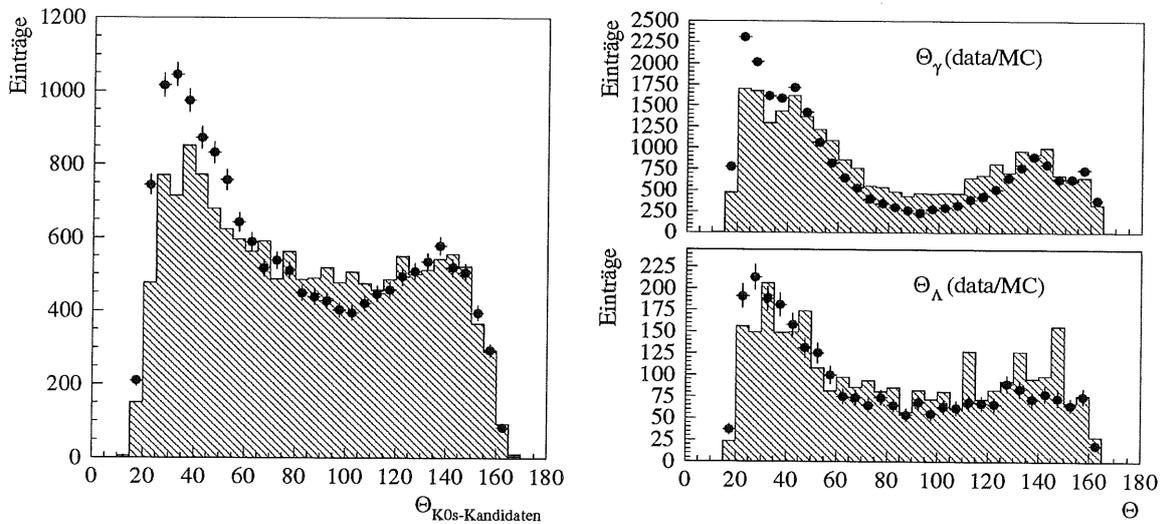


Abbildung 7.12: Links: Verteilung des Polarwinkels  $\theta_{K_s^0}$  der selektierten  $K_s^0$ -Kandidaten. Rechts: Polarwinkel der konvertierten Photonen (oben) und der  $\Lambda$ -Kandidaten (unten) (Daten gepunktet, MC durchgezogen).

Abb. 7.13 zeigt die Korrelation zwischen den Massenhypothesen  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  und  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ . Erfüllt ein  $V^0$ -Kandidat sowohl die Selektionskriterien für  $K_s^0$ -Mesonen als auch für  $\Lambda^0$ -Baryonen, so erfolgt die Zuteilung zu einem der Zerfallskanäle über die „ $\sigma$ -Methode“:

$$\frac{|m_{\pi^+\pi^-} - m_{K_s^0}|}{\sigma_m(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} < \frac{|m_{p\pi^-} - m_\Lambda|}{\sigma_m(\Lambda \rightarrow p\pi^-)} \Rightarrow \text{Zuteilung zu den } K_s^0\text{-Kandidaten.}$$

Rechts: Mit  $\cos\theta^*$  wird in dieser Darstellung der Winkel des Pions mit dem höheren Impuls zur Flugrichtung des  $\pi^+\pi^-$ -System in dessen Schwerpunktsystem bezeichnet. Der Zerfall des  $K_s^0$ -Mesons erfolgt isotrop, so daß die Verteilung von  $\cos\theta^*$  für den Zerfall  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  gleichverteilt ist (Die Detektorakzeptanz beschneidet die großen Werte  $\cos\theta^* > 0.8$ ). Zufällige Kombinationen hingegen besitzen ebenso wie  $\gamma$ -Konversionen unter der falschen  $\pi$ -Massenhypothese bevorzugt große Werte und peaken für  $\cos\theta^* > 0.8$ . Nach den Selektionsschnitten verbleibt aber praktisch kaum noch kombinatorischer Untergrund, so daß ein Schnitt in  $\cos\theta^*$  nicht notwendig ist.  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ -Zerfälle verursachen das Band im Bereich  $350 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi^+\pi^-} < 550 \text{ MeV}/c^2$ . Ihr Anteil zum Untergrund der  $K_s^0$ -Mesonen wird durch den  $\sigma$ -Schnitt minimiert. Eine Überschneidung der konvertierten Photonen mit  $K_s^0$ - oder  $\Lambda^0$ -Zerfällen ist kaum vorhanden.

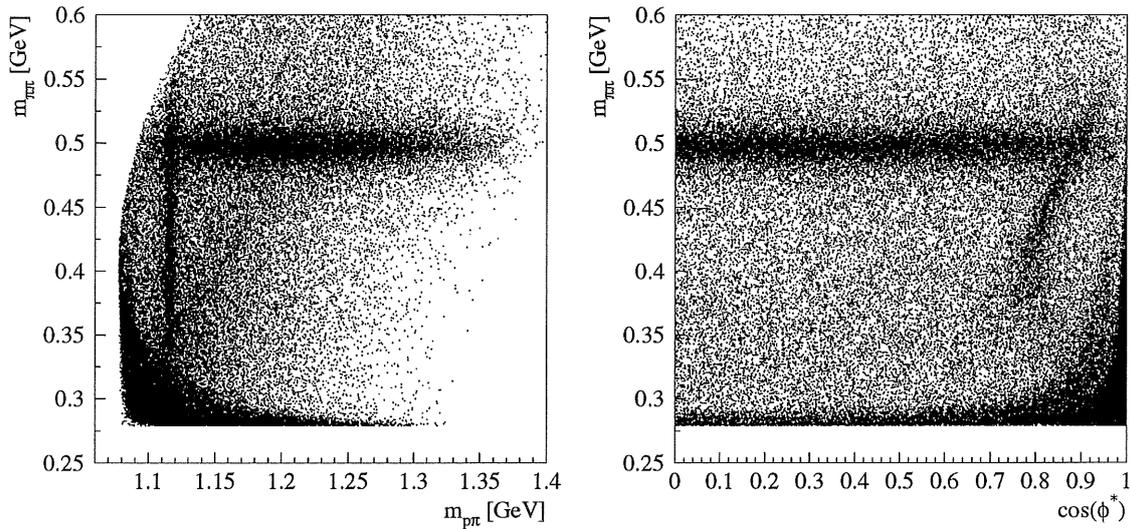


Abbildung 7.13: Links: Überschneidung von  $K_s^0$ - und  $\Lambda^0$ -Zerfällen (Korrelation zwischen den Massenhypothesen  $m_{\pi^+\pi^-}$  und  $m_{p\pi^\pm}$ ).

Rechts: Korrelation zwischen  $\cos\theta^*$  (zur Definition s. Text) und  $m_{\pi^+\pi^-}$ .

Auf eine Überprüfung der Teilchenzuordnung über den gemessenen Energieverlust pro Wegstrecke  $dE/dx$  wird verzichtet. Zum einen stammen über 80% aller geladenen Spuren ohnehin von Pionen, zum anderen lassen sich die Spuren von Protonen und geladenen Kaonen nur im Impulsbereich  $P < 750 \text{ MeV}/c$  bzw.  $P < 600 \text{ MeV}/c$  aufgrund ihres höheren Energieverlustes deutlich von Pionenspuren unterscheiden.

Eine Überprüfung der Teilchenzuordnung über die gemessene scheinbare Zerfallslänge im Ruhesystem der  $V^0$ -Teilchen wird in Kapitel 7.3 durchgeführt.

7.1.6 Das  $\Lambda^0$ -Signal

In gleicher Weise wie zuvor für die  $K_s^0$ -Mesonen beschrieben, wird die Selektion für  $\Lambda^0$ -Zerfallskandidaten vorgenommen. Auf diese soll aber nicht weiter eingegangen werden. Die  $\Lambda^0$ -Selektion ist lediglich ein Nebenprodukt der  $K_s^0$ -Analyse und die aufgestellten Selektionskriterien dienen nur zur Unterscheidung bzw. der Zuordnung der rekonstruierten  $V^0$ -Teilchen zu den entsprechenden Zerfallskanälen.

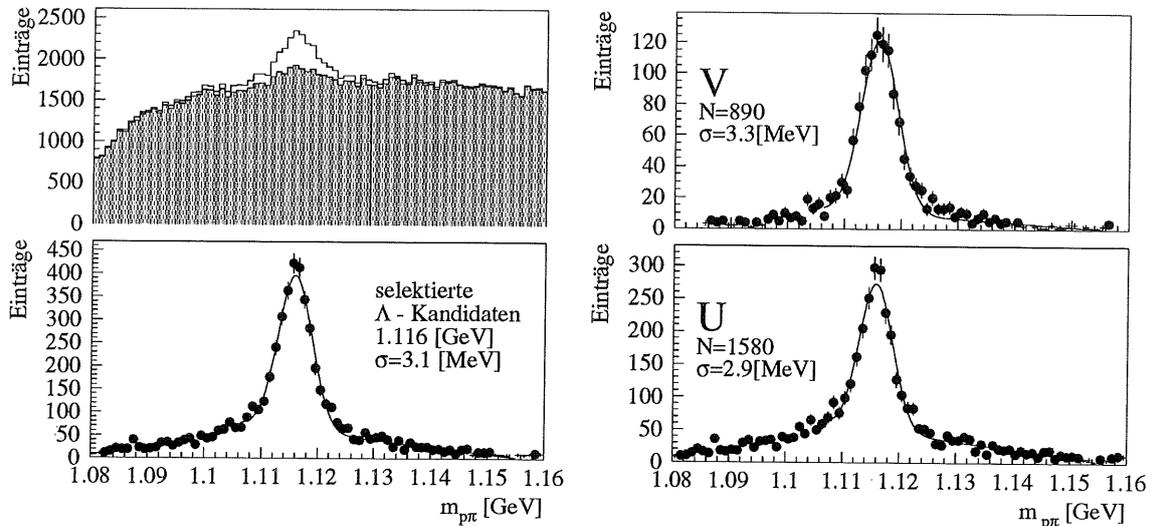


Abbildung 7.14:  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ -Signal vor und nach Schnitten. links oben: alle  $V^0$ -Kandidaten unter  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ -Zerfallshypothese, schattiert: die durch die Selektionsschnitte (Tab. 7.4) verworfenen Kombinationen. Links unten die selektierten  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ -Kandidaten, die rechts nach „U“ und „V“-Zerfällen aufgeteilt sind.

$\Lambda^0$ -Zerfälle	
radiale Fluglänge $r_{sec}$	$1.5 \text{ cm} < r_{sec} < 60 \text{ cm}$
Asymmetrie der Transversalimpulse	$0.4 < \frac{ p_{t,1} - p_{t,2} }{ p_{t,1} + p_{t,2} } < 0.85$
Transversalimpuls	$\max(p_{t,1}, p_{t,2}) > 150 \text{ MeV}/c$
Zerfallszeit im Ruhesystem $ct$	$ct < 30 \text{ cm}$
Unterscheidung $\Lambda^0$ - $K_s^0$	entsprechend zu $K_s^0$
Anpassung zum Primärvertex möglich?	$npv = 1, 2, 3$ wie $K_s^0$
gewählter Massenbereich	$1115.7 \pm 6 \text{ MeV} (\approx 2\sigma)$

Tabelle 7.4:  $\Lambda^0$ -Selektionskriterien

## 7.2 Effizienz der $K_s^0$ -Rekonstruktion

Die Effizienz der  $K_s^0$ -Rekonstruktion setzt sich zusammen aus

- Der Akzeptanz der zentralen Spurkammern  $A_{CJC}$
- Der Effizienz der Spurrekonstruktion für die beiden Pionen des Zerfalls
- Der Effizienz der  $V^0$ -Anpassung
- Der Selektionseffizienz der  $K_s^0$ -Kandidaten

Die Akzeptanz der zentralen Spurkammern ist im wesentlichen durch die Geometrie der Kammer bestimmt und ist vom Transversalimpuls und Polarwinkel des  $K_s^0$ -Mesons abhängig. Ferner haben der genaue Ort und die Kinematik des Zerfalls sowie die  $z$ -Koordinate des Primärvertex Einfluß auf die Akzeptanz der CJC. Die Effizienz, beide Pionen aus dem  $K_s^0$ -Zerfall, die in der Akzeptanz der CJC liegen, zu rekonstruieren, ist vom Transversalimpuls der Pionen abhängig und wird vom Hochspannungs- und Funktions-Status der beteiligten Detektorkomponenten beeinflusst. Die innerhalb des  $V^0$ -Anpassungs-Algorithmus angewendeten Schnitte (radiale Fluglänge, Abstand der Kreise etc.) bedingen Verluste an  $K_s^0$ -Mesonen. Weitere Verluste entstehen bei Anwendung der zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds eingeführten Schnitte. Letztgenannte Selektionsschnitte (s. Tab. 7.2) führen zu einem Verlust von 24.3%<sup>6</sup> der ursprünglich vom  $V^0$ -Anpassungsprogramm bereitgestellten  $K_s^0$ -Mesonen im Signal – dieser Wert ergibt sich sowohl aus einem Fit der gesamten und der verworfenen  $K_s^0$ -Kandidaten in den Daten als auch aus entsprechenden Monte Carlo Simulationen. Durch die Einschränkung in der invarianten Masse  $m_{Kombinationen\pi^+\pi^-}$  (zwischen 2 und 3  $\sigma$  in den verschiedenen Klassen) ergeben sich weitere Verluste von 2.3%, so daß die Effizienz der  $K_s^0$ -Selektion bei  $73.4 \pm 0.6\%$  liegt. Dabei wird eine Reduktion des Untergrunds in der erweiterten Datenselektion von über 40000 Kombinationen im relevanten Massenfenster  $|m_{\pi^+\pi^-} - 497.5 \text{ MeV}/c^2| < 30 \text{ MeV}/c^2$  auf etwa 2700 Kombinationen erreicht.

Die Gesamteffizienz  $\varepsilon_{K_s^0-rec} = \varepsilon_{Selektion} \cdot \varepsilon_{V^0-Anpass} \cdot \varepsilon_{Spur-rec} \cdot A_{CJC}$  wird aus der Monte Carlo Simulation bestimmt. Dazu wird die Anzahl der generierten  $K_s^0$ -Mesonen mit der Anzahl der rekonstruierten und selektierten verglichen.

Für aus dem Prozeß der Boson-Gluon-Fusion erzeugte  $D^0$ -Mesonen hervorgehende  $K_s^0$ -Mesonen ergibt sich aus der Monte-Carlo-Simulation (LEPTO) eine Gesamteffizienz  $\varepsilon_{K_s^0-rec}$  der  $K_s^0$ -Rekonstruktion (integriert über den gesamten Polarwinkelbereich) von 31.8%. Für simulierte  $K_s^0$ -Mesonen, die aus dem Zerfall der  $D^0$ -Mesonen aus QPM-Prozessen stammen, beträgt die Rekonstruktion-Effizienz nur 23.7%.  $K_s^0$ -Mesonen aus der Fragmentation (nicht aus einem  $D$ -Zerfall stammende  $K_s^0$ -Mesonen) werden mit 9.0%iger Wahrscheinlichkeit rekonstruiert und selektiert. Ursache für diese Unterschiede in der Gesamteffizienz ist die für die drei genannten Produktionsmechanismen unterschiedliche Verteilung im Polarwinkel der erzeugten  $K_s^0$ -Mesonen (s. Abb. 3.1). Für aus dem Zerfall  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$  stammende  $K_s^0$ -Mesonen erhält man aus der AROMA Simulation (nur BGF) eine Gesamteffizienz von  $\varepsilon_{K_s^0-rec} = 30.7 \pm 0.9\%$  (der angegebene Fehler berücksichtigt nur den statistischen Fehler der MC-Simulation).

Die Abb. 7.15 und 7.16 verdeutlichen die Effizienz der  $K_s^0$ -Rekonstruktion und Selektion in Abhängigkeit von Polarwinkel  $\theta_{K_s^0}$ , Transversalimpuls  $p_t$  sowie dem radialen Zerfallsvertex des  $K_s^0$ -Mesons und dem Öffnungswinkel der beiden Zerfallspionen.

<sup>6</sup>de facto muß dieser Wert ein wenig nach unten korrigiert werden, da bei den verworfenen Kandidaten die „Doppelspuren“ (Spuren unter 10 cm radialer Länge und Spuren, die nur in der CJC2 rekonstruiert wurden), enthalten sind und entsprechend zu Doppelzählungen führen.

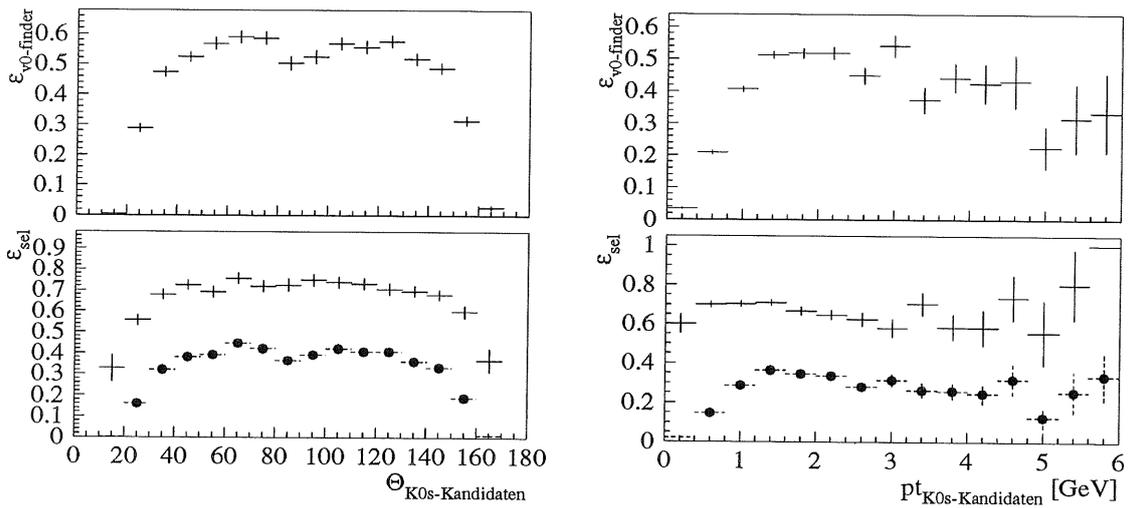


Abbildung 7.15: Effizienz der  $K_s^0$ -Rekonstruktion – Links:  $\epsilon_{rec}$  in  $\theta_{K_s^0}$ : oben die Effizienz der  $K_s^0$ -Anpassung, unten: die Selektions- (Kreuze) und die Gesamt-Effizienz (Punkte). Rechts:  $\epsilon_{rec}$  für den Transversalimpuls  $p_t$  des  $K_s^0$ -Mesons. Die Rekonstruktionseffizienz in  $\theta$  wird von der Akzeptanz der CJC bestimmt. Die Effizienz der  $V^0$ -Anpassung nimmt für große Transversalimpulse keineswegs weiter zu. Grund dafür ist der kleiner werdende Öffnungswinkel der beiden Pionen (s. Abb. 7.16).

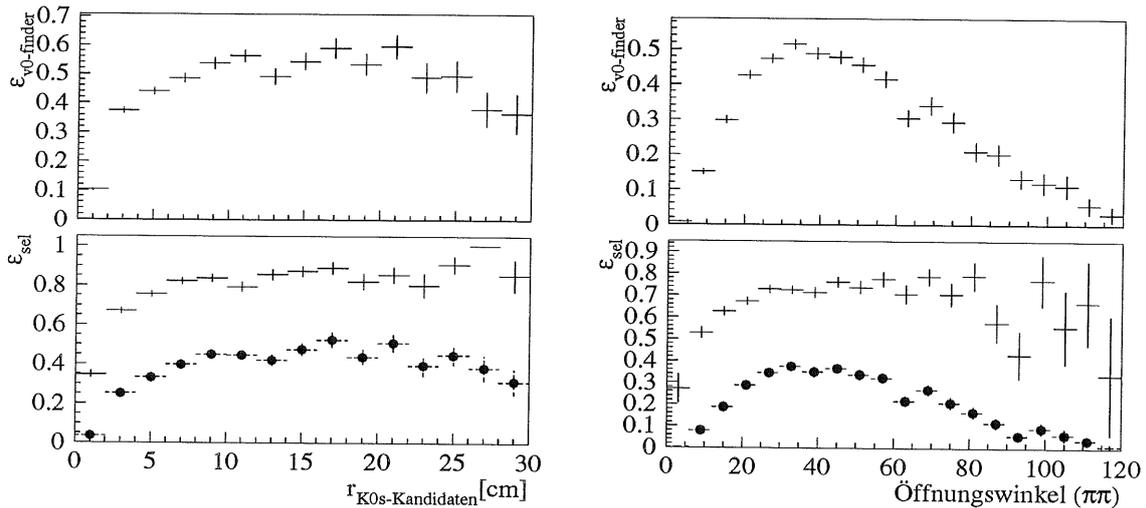


Abbildung 7.16: Effizienz der  $K_s^0$ -Rekonstruktion (Punkte: Gesamteffizienz) – Links oben:  $\epsilon_{V^0\text{-Anp.}}$  für den Zerfallsvertex  $r_{vertex}$  – auch für große radiale Fluglängen des  $K_s^0$ -Mesons liegt die Gesamt-Rekonstruktionseffizienz kaum über 40 %, sie nimmt mit zunehmender radialer Zerfallslänge  $r_{vertex}$  sogar wieder ab. Grund dafür ist der sich mit zunehmenden Impuls verengende Öffnungswinkel der beiden Pionen (rechtes Histogramm). Die Effizienz der  $V^0$ -Anpassung ist im wesentlichen durch den *radialen* Öffnungswinkel  $|\phi_1 - \phi_2|$  begrenzt (abgebildet ist der *totale* Öffnungswinkel im Detektor).

### 7.3 Lebensdauer der $K_s^0$ -Mesonen

Eine Überprüfung der Rekonstruktionseffizienz auf deren Konsistenz ist aus der Bestimmung der Lebensdauer  $\tau$  der selektierten  $K_s^0$ -Mesonen in deren Ruhesystem möglich. Aus der im Laborsystem gemessenen Zerfallslänge  $l_{LAB} = \beta\gamma c\tau$  mit  $\beta = p/cm$  ergibt sich:  $\tau = \frac{l_{LAB}m}{cp}$ . Das gemessene Spektrum muß einem exponentiellen Verhalten mit der mittleren Lebensdauer  $\tau = (0.8922 \pm 0.002) \cdot 10^{-10}$  s entsprechend  $c\tau = 2.675$  cm gehorchen [23]. Die Rekonstruktionseffizienz der  $K_s^0$ -Mesonen ist impulsabhängig, damit ist aber auch die Messung ihrer Lebenszeit impulsabhängig (s. Abb. 7.17 links). Bei der Bestimmung von  $\tau$  müssen also entsprechende Korrekturen zur Rekonstruktionseffizienz berücksichtigt werden.

In Abb. 7.17 (links) ist die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon_{K_s^0-rec}$  in Abhängigkeit von  $ct$  aufgetragen. „Flach“ ist die Verteilung nur im Bereich etwa  $2.5 \text{ cm} < ct < 8 \text{ cm}$  d.h. die Rekonstruktionseffizienz ist nur in diesem Bereich in etwa konstant. Für größere Werte fluktuiert die Verteilung aufgrund abnehmender Statistik stark, zu kleineren Werten  $ct < 2.5 \text{ cm}$  nimmt  $\varepsilon_{K_s^0-rec}$  rapide ab. Die Anpassung einer Exponentialfunktion an die Datenverteilung erfolgt also nur in diesem Bereich, in welchem die Rekonstruktionseffizienz annähernd gleich ist und ergibt eine Lebensdauer entsprechend  $c\tau = 2.68 \pm 0.03$  cm. Der gemessene Wert für die mittlere Lebensdauer der  $K_s^0$ -Mesonen ist in guter Übereinstimmung mit dem nominellen Wert.

Alternativ zu dieser Methode können die Daten auch mit der aus der Monte Carlo Simulation gewonnenen Effizienz  $\varepsilon_{K_s^0-rec}(ct)$  über den gesamten Messbereich korrigiert werden. Abb. 7.17 (rechts unten) zeigt das Ergebnis dieser Methode: für kleine Werte von  $c\tau_{\pi^+\pi^-}$  ergibt sich eine erhebliche Abweichung, die möglicherweise darauf zurückzuführen ist, daß die Monte-Carlo-Simulation die Effizienz  $\varepsilon_{K_s^0-rec}$  der  $K_s^0$ -Selektion bei kleinen  $c\tau$  unterschätzt und auch mit der unterschiedlichen Polarwinkelverteilung zusammenhängen sollte (vergl. 7.12). Wird die Anpassung nur im Bereich  $c\tau_{(\pi^+\pi^-)} > 1 \text{ cm}$  vorgenommen, so ergibt sich eine mittlere Lebensdauer der selektierten  $K_s^0$ -Mesonen entsprechend  $c\tau = 2.66 \pm 0.06$  cm.

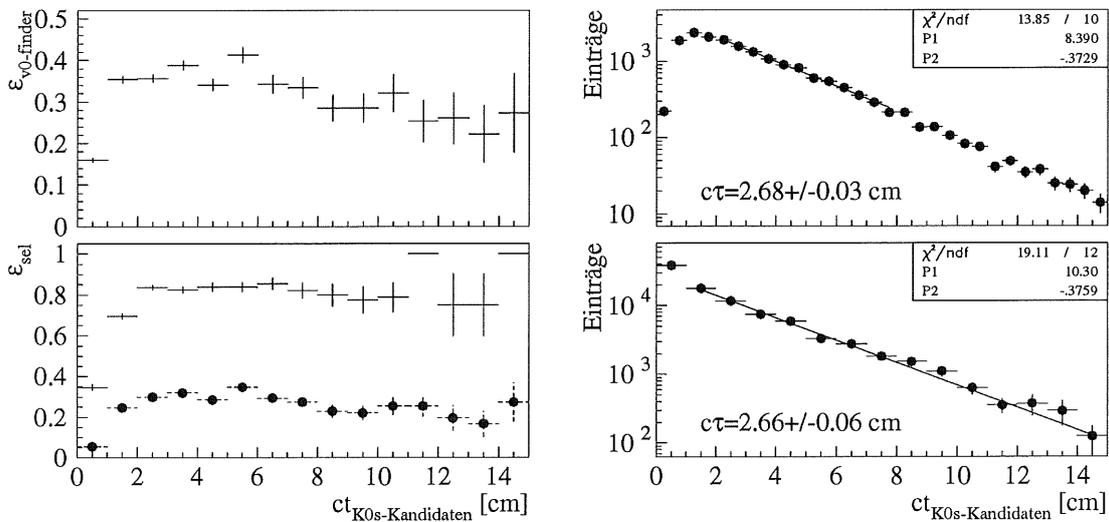


Abbildung 7.17: Effizienz der  $K_s^0$ -Rekonstruktion: Links:  $\varepsilon_{K_s^0-Rec}$  für verschiedene  $l_{LAB}m/p$ -Bereiche (aus LEPTO MC-Studien). Rechts: Anpassung einer Exponentialfunktion an die scheinbare Zerfallslänge im Ruhesystem  $ct = l_{LAB}m/p$  der selektierten  $K_s^0$ -Mesonen (a) im Bereich etwa konstanter Nachweiswahrscheinlichkeit in  $ct_{(\pi^+\pi^-)}$  (oben) (b) der mit  $\varepsilon_{K_s^0-Rec}(ct)^{-1}$  korrigierten  $ct = l_{LAB}m/p$ -Verteilung (unten).

## Kapitel 8

# Rekonstruktion des Zerfalls

$$D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$$

Die Identifikation von  $D^0$ -Mesonen erfolgt über die Rekonstruktion und Kombination seiner Zerfallsteilchen im Endzustand<sup>1</sup>:  $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ . Dazu werden die  $K_S^0$ -Mesonen, deren Selektion im Kapitel 7 beschrieben wurde, mit zwei weiteren entgegengesetzt geladenen Spuren unter Pion-Massen Hypothese kombiniert. Für diese beiden Pionen werden nur auf den primären Vertex angepaßte Spuren verwendet, die die in Kapitel 6 aufgestellten Spurkriterien erfüllen. Um das Verhalten des Untergrunds über einen größeren Massenbereich untersuchen zu können, werden alle Kombinationen im Massenbereich  $m_{K_S^0 \pi^+ \pi^-} < 2.6 \text{ GeV}$  zugelassen. Zur Abschätzung des Untergrunds werden auch die doppelt geladenen Kombinationen  $K_S^0 \pi^+ \pi^+$  und  $K_S^0 \pi^- \pi^-$  mit einbezogen.

Werden keine weiteren Schnitte ausgeführt, so übertrifft der Untergrund zufälliger  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen das eigentliche  $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -Signal um ein Vielfaches – Abb. 8.1 (links) zeigt in logarithmischer Darstellung die Massenverteilung aller möglichen  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen der Datenselektion. Zum Vergleich sind jene Kombinationen mit  $x_{K_S^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25$  und die  $D^0$ -Resonanz der „ $K^*$ “-Selektion (Selektionschnitte siehe Tab. 8.1) miteingetragen – der Verlauf aller Kombinationen ergibt sich aus dem Phasenraum des 3 Teilchen-Systems  $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ . Um ein Signal im Zerfallskanal  $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$  zu erhalten, muß der kombinatorische Untergrund stark unterdrückt werden.

Mit den Schnitten  $x_{K_S^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25$  und  $|\eta_{K_S^0 \pi^+ \pi^-}| < 1.25$  läßt sich ein wesentlicher Anteil der zufälligen Untergrundkombinationen verwerfen (mittlere Kurve in Abb. 8.1, links – vergleiche auch die  $x_D^{\gamma p}$ -Verteilung generierter  $D^0$ -Mesonen in 4.2). Zur Isolation eines signifikanten  $D^0$ -Signals bedarf es aber einer weiteren Reduktion des Untergrunds, die sich durch eine Einschränkung der verwendeten  $K_S^0$ -Mesonen erreichen läßt.

$K_S^0$ -Mesonen aus  $D^0$ -Zerfällen unterscheiden sich in der Polarwinkel-Verteilung, ihrem Impulspektrum und ihren radialen Zerfallslängen von  $K_S^0$ -Mesonen, die in der Fragmentations entstehen (vergl. die Monte Carlo Simulation in Abb. 4.5). Die  $K_S^0$ -Mesonen aus  $D^0$ -Zerfällen sind in der Regel „härter“, wovon in dieser Analyse Gebrauch gemacht werden soll.

Für  $K_S^0$ -Mesonen mit radialen Zerfallslängen  $r_{K_S^0} < 5 \text{ cm}$  dominieren bei einer Einschränkung der Fragmentationsgröße auf Werte  $x_{K_S^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25$  zufällige Kombinationen des Untergrunds. Anzeichen einer  $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ -Resonanz sind für Kombinationen mit  $x_{K_S^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25$  und kurzen radialen Zerfallslängen  $r_{K_S^0} < 5 \text{ cm}$  der  $K_S^0$ -Mesonen nicht auszumachen<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>hier und im folgenden ist mit dem angegebenen Zerfallsmode auch jeweils der ladungskonjugierte gemeint.

<sup>2</sup>Für  $x_{K_S^0 \pi^+ \pi^-} < 0.25$  und  $r_{K_S^0} < 3 \text{ cm}$  wiederum ist Evidenz für eine Resonanz vorhanden – siehe Kap. 8.2.4.

In dieser Analyse werden daher an die verwendeten  $K_s^0$ -Mesonen der Selektion aus Kapitel 7.1.5 folgende verschärfte Anforderungen gestellt:

- Für die zur  $D^0$ -Rekonstruktion herangezogenen  $K_s^0$ -Mesonen wird eine radiale Zerfallslänge  $r_{K_s^0} > 5$  cm und ein Transverasl impuls  $p_t > 500$  MeV/c gefordert.
- Es werden nur  $K_s^0$ -Mesonen mit  $npv = 0$  zugelassen, d.h. beide Zerfallsteilchen des  $K_s^0$ -Mesons können nicht auf den primären Ereignisvertex angepaßt werden (vergl. Kap. 7.1.5, Abb. 7.8: für  $npv > 0$  ist der kombinatorische Untergrund zum  $K_s^0$ -Signal in der Relation größer). Rund 85 % (MC: 89 %) der selektierten  $K_s^0$ -Mesonen mit  $r_{K_s^0} > 5$  cm besitzen  $npv = 0$ .
- Die scheinbaren Zerfallslänge  $ct = m \cdot l_{LAB}/P$  der  $K_s^0$ -Mesonen wird auf den Bereich  $0.5 \cdot 2.67$  cm  $< ct < 4 \cdot 2.67$  cm eingeschränkt (vergl. hierzu die diff. Verteilungen der  $K_s^0$ -Mesonen in 8.6).

Im rechten Teil der Abb. 8.1 ist das Massenhistogramm für die Kombinationen der  $K_s^0$ -Mesonen der verschärften Selektion und zwei weiterer Pionen mit  $x_{K_s^0\pi^+\pi^-} > 0.25$  und  $|\eta_{K_s^0\pi^+\pi^-}| < 1.25$  gezeigt. Die  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ -Resonanz tritt deutlich hervor. Das Histogramm im rechten Teil der Abb. 8.1 stammt von „falsch“, d.h. doppelt geladenen Kombinationen ( $K_s^0\pi^+\pi^+$  und  $K_s^0\pi^-\pi^-$ ) und gibt den Verlauf der zufälligen Untergrundkombinationen wieder.

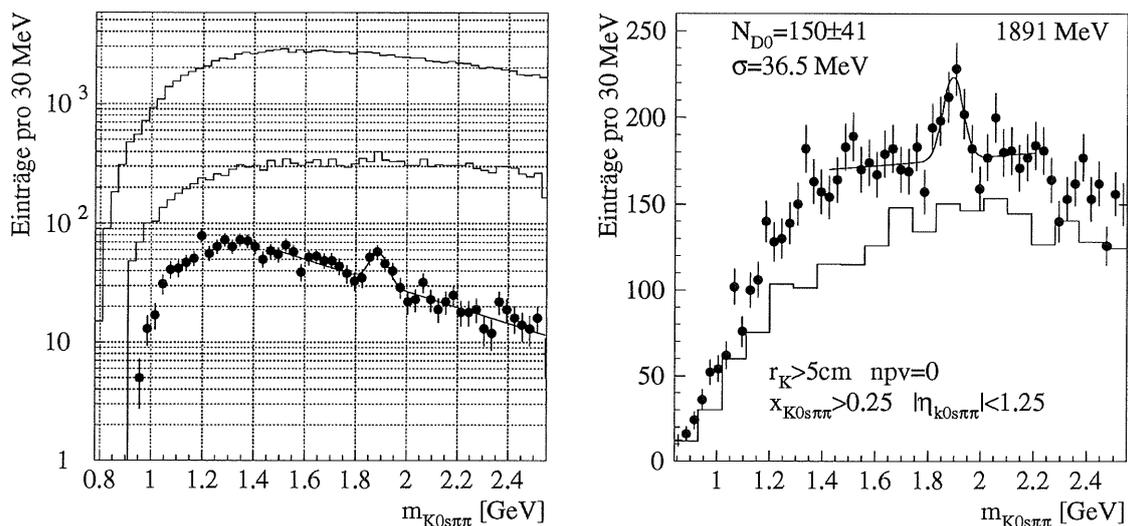


Abbildung 8.1: Links: Massenhistogramm der  $K_s^0\pi^+\pi^-$ -Kombinationen. Obere Kurve: ohne weitere Selektionsschnitte, mittlere Kurve: alle Kombinationen mit  $x_{K_s^0\pi^+\pi^-} > 0.25$  und  $|\eta_{K_s^0\pi^+\pi^-}| < 1.25$ , Punkte: Signal der  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ -Resonanz für die „ $K^*$ “-Selektion (siehe Tab 8.1) – für diese Selektionsschnitte wird eine Reduktion zufälliger Kombinationen um einen Faktor 50-100 erreicht.

Rechts:  $m_{K_s^0\pi\pi}$ -Verteilung der Kombinationen mit  $x_{K_s^0\pi\pi} > 0.25$  und  $|\eta_{K_s^0\pi\pi}| < 1.25$  für die  $K_s^0$ -Mesonen, die die verschärften Selektionskriterien ( $r_k > 5$  cm,  $npv = 0$ ,  $p_t > 500$  MeV/c  $0.5 \cdot 2.67$  cm  $< ct < 4 \cdot 2.67$  cm) erfüllen (ohne Ausnutzung der Zerfallskinetik). Punkte:  $K_s^0\pi^+\pi^-$ -Kombinationen, Histogramm: doppelt geladene („falsche“) Kombinationen  $K_s^0\pi^+\pi^+$  und  $K_s^0\pi^-\pi^-$ .

Im Mittel sind etwa gleichviel positive und negative Spuren in einem Ereignis vorhanden. Damit sind doppelt geladene Kombinationen  $\pi^+ \pi^+$  und  $\pi^- \pi^-$  statistisch seltener als neutrale Kombinationen. Neben dem  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Signal sind aber auch im Massenbereich  $1.2 \text{ GeV}/c^2 < m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} < 1.7 \text{ GeV}/c^2$  in der Relation mehr neutrale Kombinationen vorhanden. Diese sind auf Reflexionen aus anderen Zerfällen neutraler Teilchen zurückzuführen (Die Reflexionen treten in Abb. 8.3 und 9.4 deutlich hervor).

Bei solchen Reflexionen handelt es sich zum einen um nicht vollständig rekonstruierte  $D^0$ -Mesonen mit mehr als den 3 betrachteten Teilchen im Endzustand (Kandidaten sind z.B. die Zerfälle:  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ ) und die semi-leptonischen Zerfälle des neutralen  $D$ -Mesons mit einem  $K_s^0$ -Meson im Endzustand (in diesem Fall wird das geladene Lepton des  $D^0$ -Zerfalls als Pion interpretiert, während das Neutrino nicht nachgewiesen werden kann). Zum anderen treten auch Reflexionen aus den Zerfällen geladener Teilchen ( $D^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ ,  $D_s^\pm \rightarrow K_s^0 K^\pm$  und  $\Lambda_c \rightarrow K_s^0 P$ ) auf – hier wird ein weiteres Teilchen unter Pion-Massenhypothese zum bereits vollständig rekonstruiertem  $D$ -Meson addiert, so daß aus solchen Zerfällen Reflexionen im Massenbereich  $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$  auftreten – diese führen allerdings, wie alle anderen Reflexionen *geladener* Teilchen, ebenso häufig zu Einträgen doppelt geladener wie neutral geladener  $K_s^0 \pi \pi$ -Kombinationen.

Eine weitere Reduktion der Untergrundkombinationen läßt sich durch eine Ausnutzung der Zerfallskinematik erreichen, die sich aufgrund der möglichen Zerfallsmoden des  $D^0$  über verschiedene Resonanzen in den Endzustand  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$  ergeben.

## 8.1 Untermoden des $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Zerfalls

Der Zerfall des  $D^0$ -Mesons in ein  $K_s^0$ -Meson und zwei geladene Pionen im Endzustand erfolgt über verschiedene Zwischenmoden. Möglich sind die folgenden Zerfallsmoden ([23]):

$D^0 \rightarrow$	$K_s^0 \rho^0$	$(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	$0.5 \cdot (1.10 \pm 0.18)\%$
	$K_s^0 f_0(980)$	$(f_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	$0.5 \cdot (0.24 \pm 0.1)\%$
	$K_s^0 f_2(1270)$	$(f_2 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	$0.5 \cdot (0.26 \pm 0.12)\%$
	$K_s^0 f_0(1300)$	$(f_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	$0.5 \cdot (0.43 \pm 0.17)\%$
	$K^*(892)^- \pi^+$	$(K^{*-} \rightarrow K_s^0 \pi^-)$	$0.5 \cdot (3.3 \pm 0.4)\%$
	$K_0^*(1430)^- \pi^+$	$(K_0^{*-} \rightarrow K_s^0 \pi^-)$	$0.5 \cdot (0.7 \pm 0.3)\%$
	$K_s^0 \pi^+ \pi^-$	nicht resonant	$0.5 \cdot (1.43 \pm 0.26)\%$

Da die Teilchen des Endzustands identisch sind, liegen zwischen diesen einzelnen Moden quantenmechanische Interferenzen vor, so daß die Einzelraten nicht aufaddiert werden können.

Die Gesamtrate für den Zerfall  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$  beträgt  $0.5 \cdot (5.3 \pm 0.6)\%$ .

Aus der Zerfallskinematik dieser Untermoden ergeben sich weitere Beschränkungen, die ausgenutzt werden können, um die Untergrundkombinationen weiter zu reduzieren.

Die größte Zerfallsrate besitzt der 2-Körper-Zerfall  $D^0 \rightarrow K^*(892)^- \pi^+$ . Aus der natürlichen Zerfalls-Breite der  $K^*(892)^-$ -Resonanz von  $49.8 \text{ MeV}$  ergibt sich eine entsprechende Einschränkung für den Massenbereich der verwendeten  $K_s^0 \pi^-$ -Kombinationen. Ferner ist der Zerfallswinkel des  $K_s^0$ -Mesons im  $K^{*-}$ -Ruhezustand höchst anisotrop. Das  $K^*(892)^-$ -Meson ist ein Spin-1 Teilchen. In dem System, in welchem es erzeugt wird (also im  $D^0$ -Ruhezustand) ist sein Spin parallel zu seiner Flugrichtung ausgerichtet und die Winkel-Verteilung seiner beiden Spin-0 Zerfalls-Teilchen  $K_s^0$  und  $\pi^-$  erfolgt in diesem System proportional zu  $\cos^2(\theta_{K_s^0}^*)$ . Das  $D^0$ -Meson selbst ist ein Spin-0 Teilchen und zerfällt isotrop, die Verteilung in  $\cos(\theta_{K^*}^*)$  ist somit flach (zur Veranschaulichung der genannten Zerfallswinkel s. Abb. 8.2).

Abb. 8.2 links: Definition der benutzten Zerfallswinkel-Relationen. Mitte: Für zufällige  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen im Massenfenster  $|m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} - 1864.5 \text{ MeV}/c^2| < 60 \text{ MeV}/c^2$  verläuft die Verteilung von  $\cos(\theta_{K^0}^*)$  im wesentlichen flach, für  $K_s^0$ -Mesonen aus dem  $D^0 \rightarrow K^*(892)^- \pi^+$ -Zerfall hingegen ist die Verteilung aufgrund der Spinkorrelation proportional zu  $\cos^2(\theta_{K^0}^*)$ . Die Detektorakzeptanz führt zu Verlusten für  $|\cos(\theta_{K^0}^*)| \rightarrow 1$  und aufgrund der impulsabhängigen Effizienz der  $K_s^0$ -Rekonstruktion wird die Verteilung leicht unsymmetrisch. Der rechte Teil der Abb. 8.2 gibt die unterschiedliche Verteilung in  $\cos(\theta_{K^*}^*)$  von simulierten  $D^0 \rightarrow K^*(892)^- \pi^+$ -Zerfällen und zufälligen Kombinationen aus Monte Carlo Ereignissen wieder – der enorme Untergrundanteil für  $\cos(\theta_{K^*}^*) \rightarrow 1$  wird nach Anwendung der anderen Selektions-Schnitte (s. Tab. 8.1) allerdings nicht mehr beobachtet – im Gegenteil ist in den Daten im Bereich  $0.7 < \cos(\theta_{K^*}^*) < 0.9$  noch ein deutliches Signal vorhanden, welches möglicherweise aber auch auf andere Zerfallsmoden des  $D^0$  zurückzuführen ist.

Die Selektionsschnitte, die sich aus der Kinematik des  $D^0 \rightarrow K^*(892)^- \pi^+$  ergeben, können Tab. 8.1 entnommen werden. Das Signal der  $D^0$ -Resonanz für diese Selektionsschnitte ist in Abb. 8.3 gezeigt. Diese Selektion wird im folgenden als „ $K^*$ “-Selektion bezeichnet, es sei aber darauf hingewiesen, daß damit nicht nur  $D^0$ -Mesonen des Zerfallsmoden  $D^0 \rightarrow K^*(892)^- \pi^+$  selektiert werden. Auch andere Zerfallsmoden des  $D^0$ -Mesons erfüllen diese Kriterien (vgl. Abb. 8.3).

Der nach dem  $D^0 \rightarrow K^*(892)^- \pi^+$  am zweithäufigsten auftretende Zerfallsmodus ist der des unresonanten 3-Körper Zerfalls  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$  mit  $0.5 \cdot (1.43 \pm 0.26)\%$  aller  $D^0$ -Zerfälle. Diesem Zerfallsmodus können keinerlei Massenbeschränkungen der einzelnen Subsysteme auferlegt werden. Die einzige der untersuchten Variablen, in welcher sich in der Simulation die  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen des unresonanten  $D^0$ -Zerfalls von zufälligen Kombinationen unterscheidet, ergibt sich aus der Richtung des Normalenvektors der Ebene, den die 3 Teilchen im  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Ruhesystem aufspannen, zur Flugrichtung des  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Systems. Untergrundkombinationen

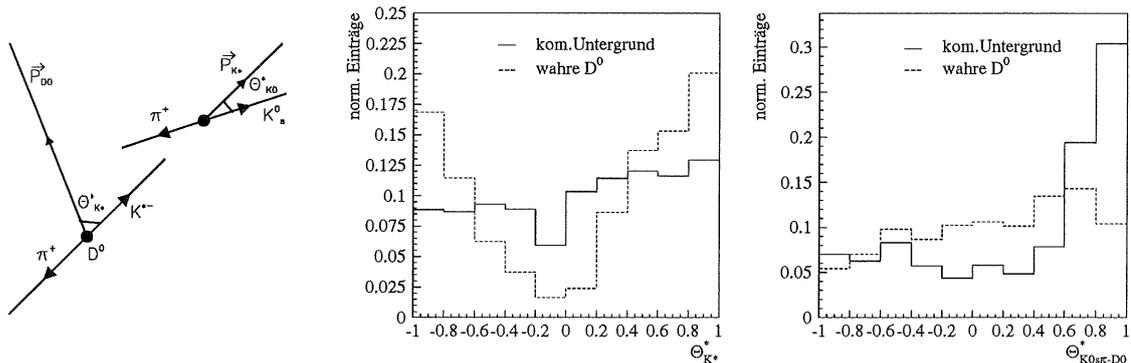


Abbildung 8.2: Die Definition der benutzten Zerfallswinkel-Relationen sind der Abbildung links zu entnehmen:  $\theta_{K^*}^*$  bezeichnet den Zerfallswinkel des  $K^*$ -Mesons zur Flugrichtung des  $D^0$ -Mesons in dessen Ruhesystem. Mit  $\theta_{K^0}^*$  wird entsprechend der Zerfallswinkel des  $K_s^0$ -Mesons zur Flugrichtung des  $K^*$ -Mesons in dessen Ruhesystem bezeichnet, dabei wird die Flugrichtung bezüglich des Ruhesystems des  $D^0$ -Mesons bestimmt.

Mitte: Simulation der  $\cos(\theta_{K^0}^*)$ -Verteilung für zufällige  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen im Massenfenster der  $D^0$ -Masse und für  $K_s^0$ -Mesonen aus dem  $D^0 \rightarrow K^*(892)^- \pi^+$  ( $K^*(892)^- \rightarrow K_s^0 \pi^-$ )-Zerfall.

Rechts: Simulation der Verteilung von  $\cos(\theta_{K^*}^*)$  für  $K^*(892)^-$  aus  $D^0$ -Zerfällen und zufällige  $K_s^0 \pi^-$ -Kombinationen in den Massenfenstern  $|m_{K_s^0 \pi^-} - 892 \text{ MeV}/c^2| < 100 \text{ MeV}/c^2$  und  $|m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} - 1865 \text{ MeV}/c^2| < 60 \text{ MeV}/c^2$ .

„ $K^{*\pm}$ “- ( $D^0 \rightarrow K^*(892)^- \pi^+$ )-Selektionsschnitte	
Massenbereich des $K_s^0 \pi^\pm$ -System	$ m_{K_s^0 \pi^\pm} - 892 \text{ MeV}/c^2  < 100 \text{ MeV}/c^2$
Zerfallswinkel des $K_s^0$ zum $K^*(892)^\pm$	$\cos(\theta_{K^0}^*) < -0.4$ oder $\cos(\theta_{K^0}^*) > 0.2$
Zerfallswinkel des $K^{*\pm}$ zum $D^0$	$-0.7 < \cos(\theta_{K^*}^*) < 0.9$
Transversal-Impuls des $K_s^0$	$p_t > 500 \text{ MeV}/c$
Zerfallsradius des $K_s^0$	$r_k > 5 \text{ cm}$
$npv$ des $K_s^0$ -Mesons	$npv = 0$
scheinbare Zerfallslänge $ct_{K_s^0}$	$0.5 \cdot 2.67 \text{ cm} < ct_{K_s^0} < 4 \cdot 2.67 \text{ cm}$
Fragmentationsvariable $x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}$	$x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25$
Transversal-Impuls der $D^0$ -Kandidaten	$pt_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 1 \text{ GeV}$
Rapidität der $D^0$ -Kandidaten	$ \eta_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}  < 1.25$

Tabelle 8.1: Schnitte der „ $K^*$ “-Selektion ( $D^0 \rightarrow K^*(892)^- \pi^+$ )

weisen bevorzugt größere Winkel zwischen diesem Normalenvektor und dem Impulsvektor des  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Systems auf, während richtige  $D^0$ -Mesonen im Mittel kleinere Winkel besitzen. Ein Schnitt in dieser Größe vermag Untergrundkombinationen aber noch nicht ausreichend zu verwerfen, daher werden die auf das  $K_s^0$ -Meson angewandten Schnitte ebenso verschärft, wie die Spurschnitte auf die beiden Pionen. So wird gefordert, daß mindestens eine der Pion-Spuren eine radiale Spurlänge  $L_r > 57 \text{ cm}$  besitzt (also annähernd auf der vollen Länge der CJC rekonstruiert wurde), außerdem wird ein minimaler Transverspuls  $P_t > 150 \text{ MeV}/c$  für beide Pionen verlangt. Die Selektionsschnitte sind Tab. 8.2 zu entnehmen. Diese Selektion wird im folgenden als die *NR*-Selektion (für Nicht Resonant) bezeichnet.

Genauso wird für den Zerfallsmode  $D^0 \rightarrow K_s^0 \rho^0$  versucht, Kriterien aufzustellen, die sich aus der Zerfallskinetik ergeben. So folgt aus der natürlichen Zerfallsbreite des  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  von  $150 \text{ MeV}$  eine entsprechende Beschränkung des Massenbereichs der verwendeten  $\pi^+ \pi^-$ -Kombinationen. Ferner lassen sich dieselben Spinkorrelationen wie beim Zerfall des  $K^{*-}$  ausnutzen – auch das  $\rho^0$  ist ein Spin-1 Teilchen.

Es zeigt sich aber, daß kein  $D^0$ -Signal mit entsprechenden Forderungen isoliert werden kann, welches nicht ohnehin bereits die  $K^*$ - oder die *NR*-Selektionsbedingungen erfüllen würde.

Die beiden Selektionsgruppen überlappen sich in weiten Bereichen, d.h. viele Kombinationen, die die Kriterien der  $K^*$ -Selektion erfüllen, genügen ebenso der *NR*-Selektion. Ein Großteil des kombinatorischen Untergrunds erfüllt aber offensichtlich weder den einen noch den anderen Kriteriensatz, wie aus dem Massenhistogramm in Abb. 8.3 (oben rechts) hervorgeht.

„NR“ ( $D^0 \rightarrow K_s^0 - \pi^+ \pi^-$ nonresonat)-Selektionsschnitte	
Öffnungswinkel $\alpha(\vec{n}_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} : \vec{P}_{K_s^0 \pi^+ \pi^-})$	$ \cos(\alpha)  > 0.5$
radiale Spurlänge der Pionen	$\max(L_{r,1}, L_{r,2}) > 57 \text{ cm}$
Transversalimpuls des $K_s^0$	$p_t > 800 \text{ MeV}/c$
Zerfallsradius des $K_s^0$	$r_k > 6 \text{ cm}$
$npv$ des $K_s^0$ -Mesons	$npv = 0$
scheinbare Zerfallslänge $ct_{K_s^0}$	$0.5 \cdot 2.67 \text{ cm} < ct_{K_s^0} < 4 \cdot 2.67 \text{ cm}$
Fragmentationsvariable $x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}$	$x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25$
Transversalimpuls der $D^0$ -Kandidaten	$pt_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 1 \text{ GeV}/c$
Rapidität der $D^0$ -Kandidaten	$ \eta_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}  < 1.25$

Tabelle 8.2: Schnitte der „NR“-Selektion ( $D^0 \rightarrow K_s^0 - \pi^+ \pi^-$  nonresonat)

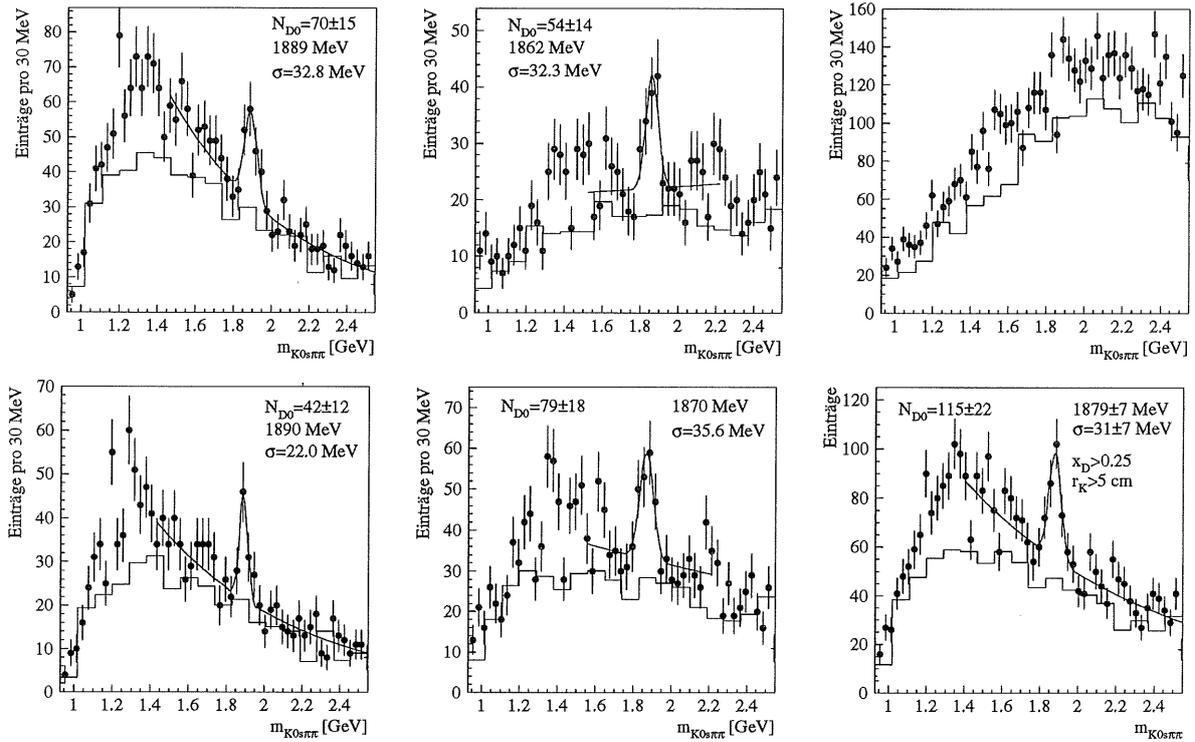


Abbildung 8.3: Oben links: Massenhistogramm der  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen, die dem Kriterium der „ $K^*$ “-Selektion genügen. Mitte:  $D^0$ -Resonanz der verbleibenden Kombinationen für die „ $NR$ “-Selektion. Rechts: Kombinationen, die weder die Bedingungen der  $K^*$ - noch die der  $NR$ -Selektion erfüllen.

Zum Vergleich wurde in der unteren Reihe zuerst die  $NR$ - (mitte) und unter den verbleibenden Kombinationen die  $K^*$ -Selektion (links) selektiert. In der rechten unteren Abb. sind alle Kombinationen, die entweder die  $K^*$ - oder die  $NR$ -Selektion erfüllen ( $K^* \cap NR$ ), eingetragen. Die Punkte sind jeweils die Einträge neutral geladener Kombinationen  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ , während die durchgezogenen Histogramme Einträge doppelt geladener Kombinationen  $K_s^0 \pi^+ \pi^+$  bzw.  $K_s^0 \pi^- \pi^-$  repräsentieren. Neben den  $D^0$ -Resonanzen treten in dieser Abbildung auch deutlich die Reflexionen anderer  $D^0$ -Zerfälle hervor (vergl. 8.3).

Abb. 8.3 zeigt das  $D^0$ -Signal für die beschriebene  $K^*$ - und  $NR$ -Selektionen. Oben links sind jene  $K_s^0$ -Kombinationen mit  $x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25$ ,  $|\eta_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}| < 1.25$  aus Abb. 8.1 eingetragen, die zusätzlich die  $K^*$ -Selektion erfüllen. In der Mitte sind von den verbleibenden Kombinationen diejenigen gezeigt, die der  $NR$ -Selektion genügen. Rechts oben die dann noch verbleibenden Kombinationen, die weder die Bedingungen der  $K^*$ - noch jene der  $NR$ -Selektion erfüllen.

Zum Vergleich wurden in der unteren Reihe zuerst die  $NR$ -Kombinationen (Mitte) und danach von den verbleibenden die  $K^*$ -Kombinationen (links) selektiert. Rund 25 % der Kombinationen im Signalbereich der  $D^0$ -Resonanz erfüllen beide Kriteriensätze.

Die Anwendung einer Darlitz-Analyse erweist sich im Rahmen der vorhandenen Statistik als nicht aussagekräftig, um eine genauere Zuteilung zu den einzelnen Zerfallsmoden zu erreichen. Grundlage der in Kapitel 8.2 vorgestellten differentiellen Verteilungen ist daher die Gesamtselektion  $K^* \cap NR$  (Abb. 8.3 rechts unten).

Neben der Resonanz des  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Zerfalls sind in Abb. 8.3 auch die Reflexionen aus anderen Zerfallskanälen des neutralen  $D$ -Mesons für die neutralen  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen zu erkennen. Die wichtigsten Kandidaten solcher Reflexionen sind in Tab. 8.3 angegeben.

Reflexionen im Massenhistogramm der $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen		
Zerfallsmode	Zerfallsrate	erwartete Einträge bei:
$D^0 \rightarrow K^*(892)^- \rho^+ \rightarrow K_s^0 \pi^- \pi^+ \pi^0$	$0.5 \cdot (3.9 \pm 1.6) \%$	$m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} \approx 1.65 \text{ GeV}/c^2$ $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} \approx 1.3 \text{ GeV}/c^2$
$D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^- \pi^+ \pi^0$ (unresonat)	$0.5 \cdot (2.1 \pm 2.1) \%$	$0.9 < m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} < 1.7 \text{ GeV}/c^2$
$D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0 (\pi^0)$	$0.5 \cdot (10.6^{+7.3}_{-3.0}) \%$	$0.9 < m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} < 1.5 \text{ GeV}/c^2$
$D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^- l^+ \nu_l$	$0.5 \cdot (4 \pm 2) \%$	$0.9 < m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} < 2 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle 8.3: Reflexionen im Massenhistogramm der  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen

Das  $\rho$ -Meson aus dem  $D^0 \rightarrow K^*(892)^- \rho^+ \rightarrow K_s^0 \pi^- \pi^+ \pi^0$ -Zerfall ist ein Spin-1 Teilchen, bei seinem Zerfall in die beiden Spin-0 Teilchen ist die Energieaufteilung auf die beiden Tochter-Teilchen aufgrund der Spinkorrelation höchst unsymmetrisch; entweder besitzt das nicht rekonstruierte  $\pi^0$  einen sehr kleinen Impuls, was zu relativ schmalen Massen-Verteilungen des  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Systems bei  $1.65 \text{ GeV}/c^2$  führt (vergl. auch Abb. 9.4), oder das  $\pi^0$  trägt den Hauptanteil der Energie des  $\rho^+$ , wodurch bevorzugt Massen  $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} \approx 1.3 \text{ GeV}$  auftreten.

Auch bei der  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0 (\pi^0)$ -Resonanz kommt es vermutlich aufgrund von Spinkorrelationen zu gehäuften Einträgen in bestimmten  $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}$ -Massenbereichen. Aus [23] ist nicht zu entnehmen, wie häufig dieser Zerfallsmode über  $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ -Resonanzen abläuft.

Reflexionen geladener Teilchen (z.B.  $D^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+$ -Zerfall mit  $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 2.05 \text{ GeV}$ ) führen zu Einträgen sowohl der neutralen als auch der doppelt geladenen Kombinationen, sind also auch in den durchgezogenen Untergrundhistogrammen vertreten.

Ob es sich bei der Häufung neutraler Kombinationen  $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} \approx 2.2 \text{ GeV}$  für den Fall der  $NR$ -Selektion tatsächlich um Reflexionen aus anderen (neutralen!) Zerfalls-Kanälen handelt, ist nicht geklärt. Im Grunde ist nur der  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ -Zerfall mit 4.1% aller  $D^0$ -Zerfälle (unter der falschen Interpretation des  $K^-$  als  $\pi^-$ -Meson und zusätzlicher Addition eines zufälligen  $K_s^0$ -Mesons aus der Fragmentation) Kandidat für neutral geladene Einträge in diesem Massenbereich. Die Monte Carlo Simulation läßt solche Fälle allerdings wesentlich seltener vermuten.

Die Anzahl der  $D^0$ -Resonanz Ereignisse wird aus einer Signal-Anpassung mit dem MINUIT-Paket [36] bestimmt. Dabei wird eine Normalverteilung der Resonanz angenommen und entsprechend eine Gaußfunktion für das Signal und ein exponential ( $K^*$ ) bzw. linear ( $NR$ ) verlaufender Untergrund parametrisiert. Im Fall der  $K^*$ -Selektion beschreiben die doppelt geladenen Kombinationen den Verlauf des Untergrunds für den Massenbereich  $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$  sehr gut. Die Häufung der neutralen Kombinationen bei  $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} \approx 2.2 \text{ GeV}/c^2$  im Fall der  $NR$ -Selektion erschwert die Signal-Untergrund-Anpassung aber beträchtlich. Die Anpassung wird daher nur über einen Massenbereich vorgenommen, für welchen der Einfluß der Resonanzen als gering anzusehen ist – dabei wird darauf geachtet, daß der Verlauf des parametrisierten Untergrunds von den falsch geladenen Kombinationen beschrieben wird.

Die durch die Anpassung berechnete Anzahl der Ereignisse im Signal ist für die verschiedenen Massen-Histogramme der einzelnen Selektionen innerhalb der Fehlergrenzen konsistent. Es werden  $115 \pm 21$ -Ereignisse im kombinierten ( $K^* \cap NR$ )-Signal gefunden, die Verteilung besitzt eine Breite von  $31.2 \pm 6.8 \text{ MeV}$ . Allerdings liegt der Mittelwert der Normal-Verteilung bei  $1879 \pm 7 \text{ MeV}$  und weist damit eine Verschiebung zur nominellen  $D^0$ -Masse ( $1864.6 \text{ MeV}$ ) von etwa  $15 \text{ MeV}$  aus.

## 8.2 Differentielle Verteilungen

Die Statistik der Endauswahl ist ausreichend, um Aussagen über differentielle Verteilungen zu treffen. In diesem Kapitel wird für einige wichtige rekonstruierte Größen die gemessene Verteilung angegeben und mit den Vorhersagen der AROMA Monte-Carlo-Simulation verglichen.

Das Verfahren, nach dem die Verteilungen gewonnen werden sei hier kurz vorgestellt:

Die Verteilungen werden für den Signalbereich  $|m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} - 1879| < 60 \text{ MeV}/c^2$  verwendet (das entspricht ca.  $2\sigma$  um den Mittelwert der angepaßten Normalverteilung, der um  $+15 \text{ MeV}/c^2$  von der nominellen  $D^0$ -Masse verschoben ist). Von der gemessenen Verteilung einer Größe wird der Untergrund statistisch subtrahiert. Dazu werden die doppelt geladenen Kombinationen im Signalbereich mit einem Skalierungsfaktor<sup>3</sup> von 1.15 von den neutralen Kombinationen subtrahiert. Die sich daraus ergebende Verteilung läßt sich mit der entsprechenden Verteilung der Monte-Carlo-Simulation vergleichen.

Für alle gezeigten Abbildungen sind stets alle Selektionsschnitte bis auf den in der betrachteten Größe ausgeführt. Für die Verteilungen der Monte-Carlo-Simulation gelten dieselben Selektionskriterien, wobei zusätzlich verlangt wird, daß die drei kombinierten Teilchen tatsächlich alle aus dem  $D^0$ -Zerfall stammen. Die Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen werden auf eins normiert. Aufgrund statistischer Fluktuationen kann es vorkommen, daß nach der Subtraktion in einzelnen Bins negative Einträge vorhanden sind.

### 8.2.1 Differentielle Verteilungen einiger kinematischer Größen

Abb. 8.4 zeigt die differentiellen Verteilungen für einige Größen der selektierten Ereignisse mit  $D^0$ -Mesonen.

Die das Ereignis bestimmenden kinematischen Größen sind gut mit den entsprechenden Verteilungen der Monte-Carlo-Simulation vereinbar. Die beobachtete Spuranzahl<sup>4</sup> in den Ereignissen der  $D^0$ -Selektion weicht aber von der erwarteten Anzahl ab<sup>5</sup> – in der  $D^0$ -Selektion der Daten sind im Mittel weniger, den Spurkriterien genügende Spuren vorhanden. Ebenso treten bei der beobachteten Verteilung des kleineren der beiden Transversalimpulse der beiden Pion-Spuren Differenzen auf.

<sup>3</sup>Dieser Skalierungsfaktor ergibt sich aus der Anzahl der neutralen zur Anzahl der doppelt geladenen Kombinationen in jenen Massenbereichen, in welchen Reflexionen neutraler Teilchen zu vernachlässigen sind:  $(1.95 \text{ GeV}/c^2 < |m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}| < 2.1 \text{ GeV}/c^2$  und  $|m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}| > 2.3 \text{ GeV}/c^2$ ) – das Verhältniss neutraler zu doppelt geladenen Kombinationen beträgt in diesen Massenbereich  $1.154 \pm 0.03$ . Alternativ dazu kann der Untergrund auch über die neutralen Kombinationen in jenen Massenbereichen mit geringen Einfluß der Reflexionen bestimmt werden. Damit ließe sich eine höhere Statistik für die Verteilung des Untergrunds erreichen. Allerdings kann ein Resteinfluß der verbleibenden Reflexionen in diesen Massenbereichen schlecht abgeschätzt werden. Reflexionen im Massenbereich der  $D^0$ -Resonanz für doppelt geladene Kombinationen hingegen sind praktisch auszuschließen (sie könnten nur aus  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi_{slow}^+$ -Zerfällen stammen, und zwar für die Kombination  $K_s^0 \pi^+ \pi_{slow}^+$ . Bei den ausgeführten Selektionsschnitten verbleiben in der Datenselektion aber keine  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi_{slow}^+$ -Kandidaten (s. Kap. 9).

<sup>4</sup>Mit der Spuranzahl oder Multiplizität eines Ereignisses wird die Anzahl der sichtbaren Spuren bezeichnet – in diesem Fall sind damit die geladenen Spuren gemeint, die den in Kap. 6 aufgestellten Spurkriterien genügen.

<sup>5</sup>Da im Mittel weniger doppelt geladene wie neutrale Kombinations-Möglichkeiten in einem Ereignis vorhanden sind, wurde (um einen möglichen systematischen Fehler zu vermeiden) der Untergrund für die Verteilung der Multiplizität aus neutralen Kombinationen im Massenbereich  $|m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}| > 2.3 \text{ GeV}/c^2$  bestimmt. Die gewonnene Verteilung der Multiplizität ist im Rahmen der statistischen Fehler aber völlig unabhängig von der Methodik der Untergrundbestimmung.

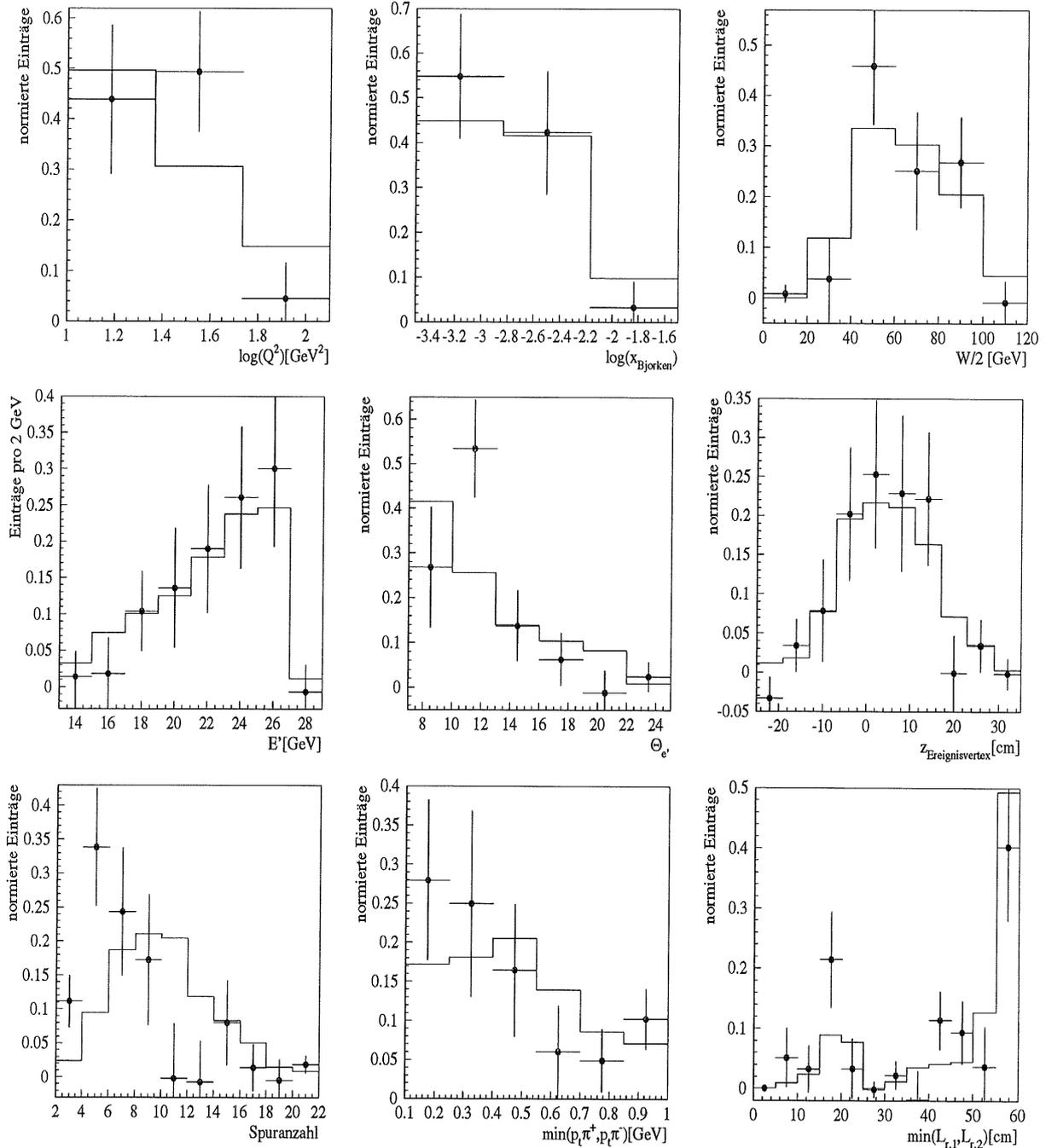


Abbildung 8.4: Differenzielle Verteilungen der  $D^0$ -Ereignisselektion – gezeigt (von links oben nach rechts unten) sind die differentiellen Verteilungen für: (a) den Impulsübertrag  $Q^2$ , (b) die Bjorken'sche Skalensvariable  $\log x$ , (c) den Protonimpuls im  $\gamma p$ -System  $E_p^{\gamma p} (\approx W/2)$ , (d) Energie  $E'$  und (e) Streuwinkel  $\theta_{e'}$  des Streuelektrens, (f) die  $z$ -Komponente des Ereignisvertex  $z_{vertex}$ , (g) die Multiplizität sowie (h) den kleineren der beiden Pion-Transversalimpulse und (i) der kürzeren radialen Spurlänge der beiden verwendeten Spuren (Punkte: Daten, Histogramme: Monte-Carlo-Simulation).

8.2.2 Differentielle Verteilungen der  $D^0$ -Kandidaten

Abb. 8.5 zeigt die differentiellen Verteilungen der  $D^0$ -Selektion für die Größen:

(a)  $\theta_{K_s^0\pi^+\pi^-}$  (b)  $p_t(K_s^0\pi^+\pi^-)$  und (c)  $x_{K_s^0\pi^+\pi^-}$ .

Es treten keine gravierende Unterschiede in der Datenverteilung zu der aus der AROMA Monte-Carlo Simulation gewonnenen Verteilung auf – im Rahmen der vorliegenden Statistik sind die Verteilungen kompatibel. Anzeichen eines „weichere“ Spektrums im Transversalimpuls der  $D^0$ -Mesonen und in der Fragmentationsgröße  $x_D$  der gemessenen Datenverteilung zeichnen sich aber ab.

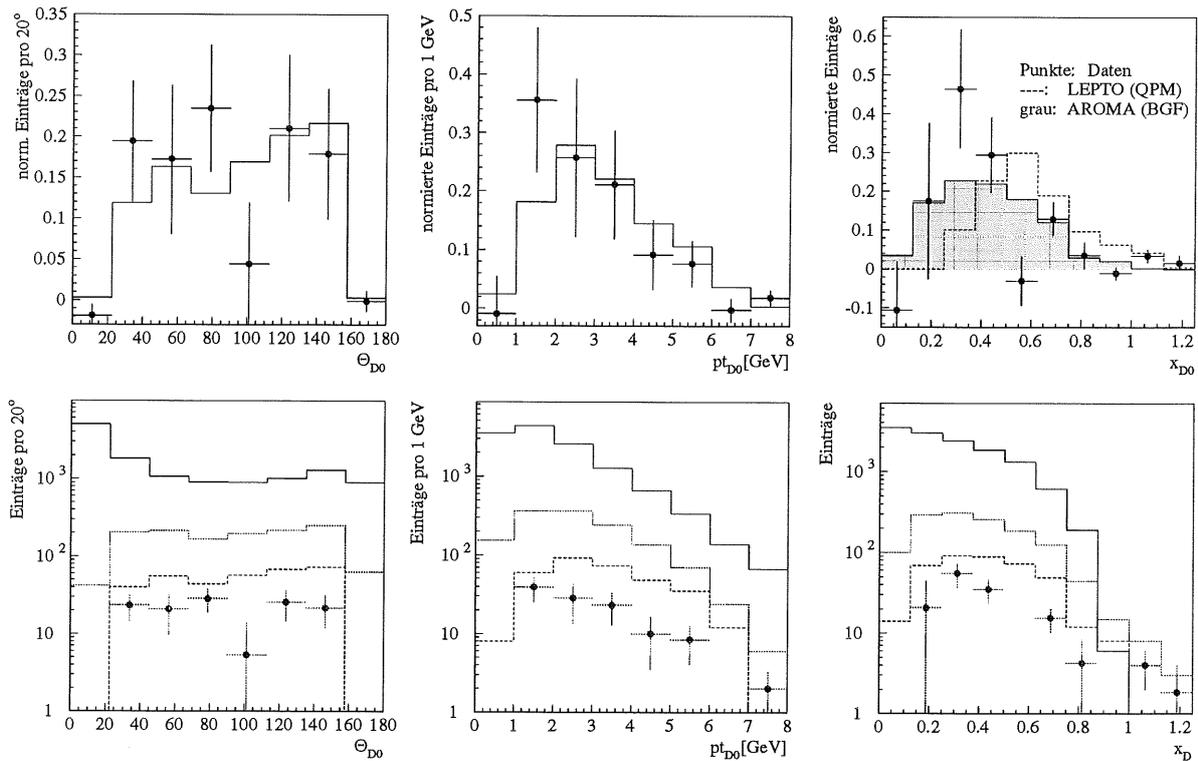


Abbildung 8.5: Differentielle Verteilungen der  $D^0$ -Kandidaten in  $\theta_D$ ,  $p_{tD}$  und  $x_D$  (Daten gepunktet (Untergrundsabtrahiert), MC: durchgezogen). Links oben ist die differentielle Verteilung im Polarwinkel der  $D^0$ -Kandidaten gezeigt. Im Rahmen der statischen Fehler ist die gemessene Verteilung mit der theoretischen Vorhersage verträglich. In der Mitte die Verteilung des Transversalimpulses des  $D^0$ -Kandidaten: ein leichter Überschuss der gemessenen Verteilung bei kleinen  $P_{tD}$  ist zu verzeichnen. Rechts die Fragmentationsgröße der selektierten  $D^0$ -Kandidaten: Die Daten-Verteilung ist wesentlich weicher als die LEPTO-simulierter QPM- $D^0$ -Mesonen und mit jener nicht vereinbar.  $D^0$ -Mesonen simulierter BGF-Ereignisse vermögen die Fragmentationsgröße sehr viel besser zu beschreiben. Bei der vorliegenden Statistik ist die gemessene  $x_D$ -Verteilung mit der aus AROMA gewonnenen Verteilung kompatibel.

In der unteren Reihe ist die Entwicklung der Monte-Carlo-Verteilungen dargestellt: die obere Kurve zeigt jeweils die Verteilung der generierten  $D^0$ -Mesonen, die 2. Kurve von oben stammt von  $D^0$ -Mesonen, die in die Akzeptanz des H1-Detektors fallen und komplett rekonstruiert werden, während die 3. Kurve den selektierten  $D^0$ -Mesonen entspricht. Zum Vergleich ist gepunktet die absolute Anzahl der Datenselektion in den Bins miteingetragen (einige Bins sind ohne Datenpunkte – nach der Untergrundsabtraktion bleibt hier kein bzw. ein negativer Inhalt).

### 8.2.3 Differentielle Verteilungen der $K_s^0$ -Mesonen aus $D^0$ -Zerfalls-Kandidaten

In Abb. 8.6 sind die differentiellen Verteilungen des Polarwinkels  $\theta_{K_s^0}$ , der radialen Fluglänge  $r_{K_s^0}$  und der scheinbaren Zerfallslänge in ihrem Ruhesystem  $ct_{K_s^0}$  der  $K_s^0$ -Mesonen der selektierten  $D^0$ -Mesonen abgebildet. Auch diese Verteilungen sind im Rahmen der vorliegenden Statistik gut mit den Vorhersagen der Monte-Carlo Simulation vereinbar.

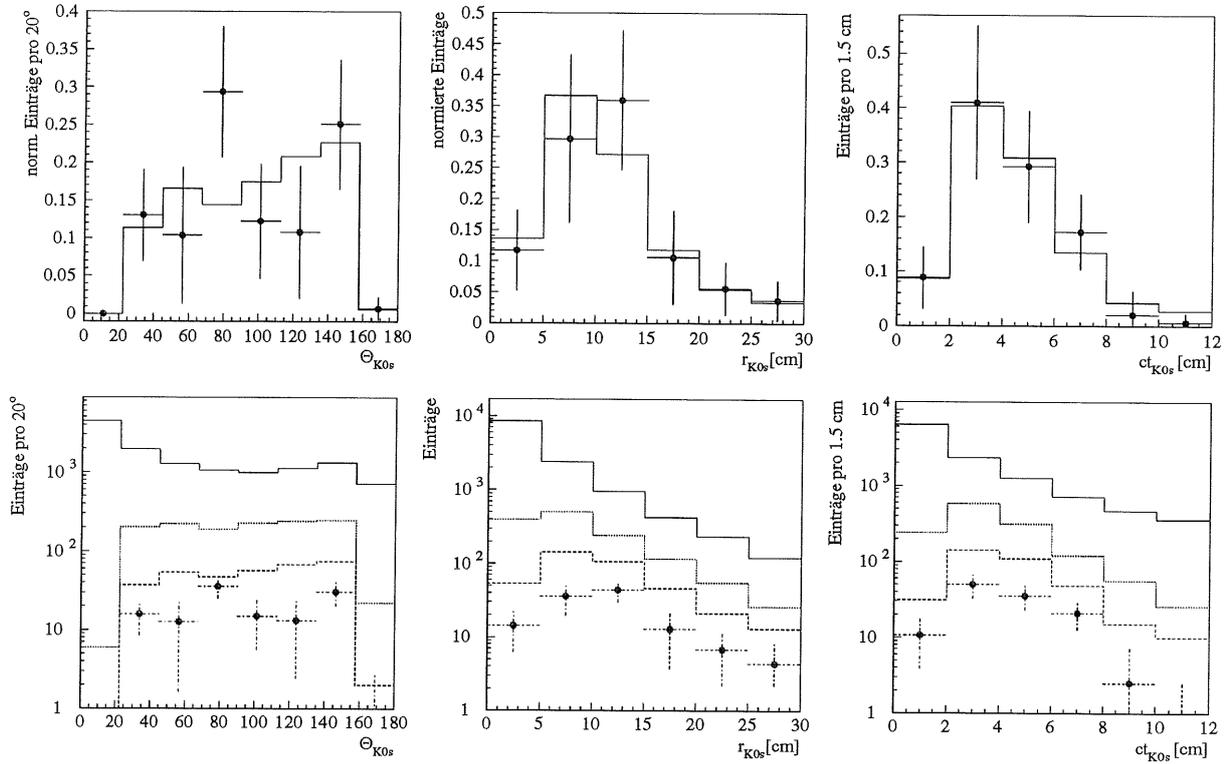


Abbildung 8.6: Wie in Abb. 8.5 sind hier die differentiellen Verteilungen der in die  $D^0$ -Selektion eingehenden  $K_s^0$ -Mesonen gezeigt. Die Verteilungen in  $\theta_{K_s^0}$ ,  $r_{K_s^0}$  und  $ct_{K_s^0}$  stimmen innerhalb der statischen Fehler gut mit den theoretischen Erwartungen der AROMA Monte-Carlo-Simulation überein.

In der unteren Reihe ist der Einfluß der Detektorakzeptanz und der Rekonstruktions- und Selektionsschnitte auf die  $D^0$ -Selektion dargestellt. Die Kurven zeigen von oben nach unten: (a) Die generierten Verteilungen, (b) Verteilung der  $K_s^0$ -Mesonen vollständig rekonstruierter  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Mesonen, (c) die nach den Selektionsschnitten verbleibenden  $K_s^0$  aus  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Zerfällen. Zum Vergleich: die Untergrundsubtrahierten gemessenen Verteilungen (gepunktet).

Die gezeigten Histogramme verdeutlichen, daß die Monte-Carlo-Simulation die differentiellen Verteilungen der zur  $D^0$ -Rekonstruktion verwendeten  $K_s^0$ -Mesonen sehr gut zu beschreiben vermag – insbesondere beeinträchtigen die zur Reduktion des kombinatorischen Untergrunds eingeführten Schnitte in  $r_{K_s^0} > 5$  cm und  $0.5 \cdot 2.67$  cm  $< ct_{K_s^0} < 4 \cdot 2.67$  cm die  $D^0$ -Mesonen der simulierten Monte-Carlo Ereignisse in derselben Weise wie die in den Daten gefundenen.

8.2.4  $D^0$ -Signal bei kleinen Fragmentationsgrößen  $x_D$ 

Neben den  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten mit großen  $x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25$  und radialen Zerfallslängen  $r_{K_s^0} > 5$  cm konnte auch ein signifikantes Signal für  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen mit  $1.5 \text{ cm} < r_{K_s^0} < 3$  cm,  $0.08 < x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} < 0.25$ ,  $0.5 \cdot 2.67 \text{ cm} < ct_{K_s^0} < 1.5 \cdot 2.67 \text{ cm}$  und Transversalimpulsen der  $D^0$ -Kandidaten im Bereich  $0.5 < p_t(K_s^0 \pi^+ \pi^-) < 1.8 \text{ GeV}$  isoliert werden.

Abb. 8.7 zeigt das Signal für diese Selektionschnitte: links ohne, rechts zusätzlich mit den Zerfallskinetik-Schnitten der  $(K^* \cap NR)$ -Selektion (ohne Schnitte in  $p_t(K_s^0)$  und  $r_{K_s^0}$ ).

Die Signatur dieser Ereignisse unterscheidet sich von den bisher besprochenen  $D^0$ -Kandidaten. So liegt der Polarwinkel dieser  $D^0$ -Kandidaten stark in Vorwärtsrichtung, ferner stammen alle Einträge aus Ereignissen mit mindestens 7 geladenen, gut rekonstruierten Spuren – im Mittel beträgt die Multiplizität  $11.8 \pm 3.7$ . Insgesamt handelt es sich um 180 Ereignisse, aus denen die 1412 Einträge (neutrale und doppelt geladene) im Massenhistogramm in der rechten Abb. 8.7 stammen. Nur 62 dieser Ereignisse besitzen mindestens einen neutralen  $D^0$ -Kandidaten innerhalb von  $|m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} - 1820| < 60 \text{ MeV}/c^2$ , d.h. der Untergrund zum Signal wird im wesentlichen von Kombinationsmöglichkeiten mit diversen Spuren aus denselben Ereignissen erzeugt. Der gemessene Mittelwert der Masse der  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Resonanz ist außerdem um über  $40 \text{ MeV}/c^2$  zur nominellen  $D^0$ -Masse verschoben. Zu den restlichen Spuren des Ereignisses weisen die  $D^0$ -Kandidaten in der Regel nicht unerhebliche Öffnungswinkel in der  $r\varphi$ -Ebene auf, die auf eine 2-Jet Struktur schließen lassen (s. Abb. 8.8).

Die in Kapitel 2 angesprochenen „resolved Photon“-Prozesse sind als Produktionsmechanismus der hier vorgestellten  $D^0$ -Kandidaten auszuschließen – in diesem Fall sollten die restlichen Spuren des Ereignisses vom Photon-Jet stammen, der aus diesen Spuren gebildete Summenvektor also einen kleinen Winkel und Transversalimpuls zu  $\vec{q}$  des Photon aufweisen (s. Kap. 2). Dies ist in den angesprochenen Ereignissen nicht der Fall. Daß es sich um in der Fragmentation gebildete  $D^0$ -Mesonen (also nicht aus „Charm“- Ereignissen stammende) handelt, ist aufgrund der relativ großen radialen Öffnungswinkel zum aus den restlichen Spuren gebildeten Summenvektor

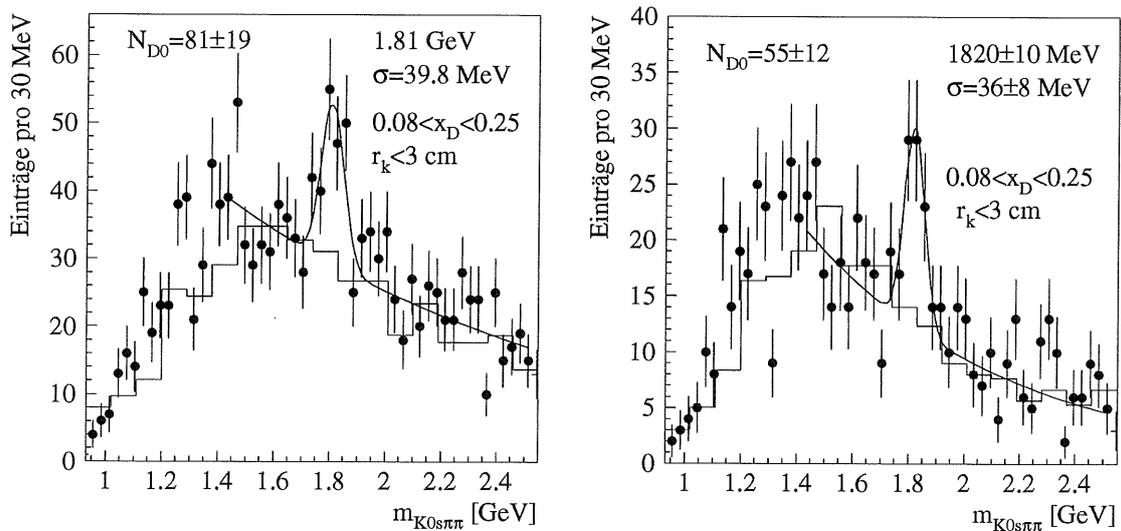


Abbildung 8.7: Links: Massenhistogramm der  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen mit kleinen Fragmentationsgrößen  $x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} < 0.25$  und Zerfallsradien der  $K_s^0$ -Mesonen  $r_{K_s^0} < 3$  cm.

Im rechten Histogramm wurden zusätzlich die Schnitte der  $(K^* \cap NR)$ -Selektion (ohne Schnitte in  $p_t(K_s^0)$  und  $r_{K_s^0}$ ) angewandt (Punkte: neutrale  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen, Histogramme: Einträge doppelt geladener Kombinationen).

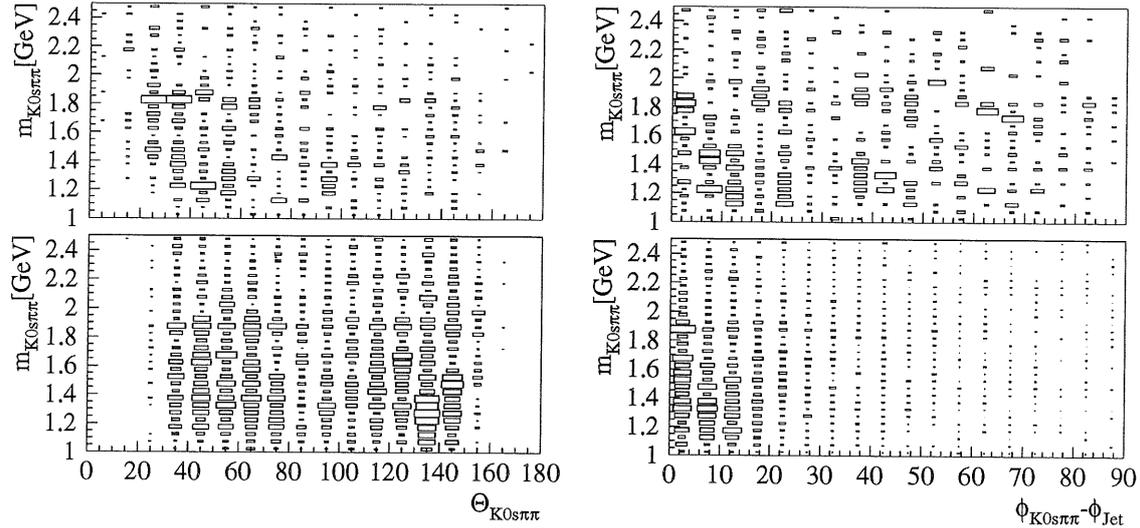


Abbildung 8.8: Links die Polarwinkelverteilung für die  $D^0$ -Kandidaten mit kleinem  $x_D$  (oben), zum Vergleich der entsprechende Korrelationsplot zwischen  $\theta_D$  und  $m_{K_S^0 \pi^+ \pi^-}$  für die in Kap. 8.1 selektierten  $D^0$ -Kandidaten.

Rechts der Öffnungswinkel in der  $r\varphi$ -Ebene der  $D^0$ -Kandidaten zu den restlichen Spuren des Ereignisses (oben: die in diesem Kapitel vorgestellten  $D^0$ -Kandidaten mit kleinem  $x_D$ , unten  $D^0$ -Kandidaten mit  $x_D > 0.25$  aus Kap. 8.1).

unwahrscheinlich – Fragmentations- $D^0$ -Mesonen werden, wenn überhaupt, in der Fragmentationsebene gebildet<sup>6</sup>.

In dieser Arbeit kann auf diese Ereignisse nicht weiter eingegangen werden, insbesondere kann die Massenverschiebung zur  $D^0$ -Masse nicht geklärt werden. Die Ereigniskinematik deutet aber darauf hin, daß es sich um 2+1 Jet Ereignisse handelt, also Prozesse der Boson-Gluon-Fusion  $ep \rightarrow c\bar{c}$ , wobei das gefundene  $D^0$ -Meson von dem c-Quark stammt, welches im  $\gamma p$ -System einen kleineren Anteil der Schwerpunktenenergie übernommen hat.

In der AROMA Monte-Carlo Simulation erfüllen lediglich rund 20  $D^0$ -Zerfälle dieselben Schnittbedingungen, was einer Effizienz der Selektion von weniger als 0.2% entspräche, d.h. derartige Ereignisse sind in der Monte-Carlo Simulation praktisch nicht vorhanden.

<sup>6</sup>Die Fragmentationsebene wird in Ereignissen vom Typ QPM von dem herausgestoßenen Quark des Protons und dem Protonrest aufgespannt. Der Colorfluß und damit die Fragmentation finden im wesentlichen in dieser Ebene zwischen den beiden farbgeladenen Teilen des Protons statt. In Prozessen der Boson-Gluon-Fusion tritt zum einen ein Colorfluß zwischen den beiden aus der  $\gamma g$ -Fusion entstanden Quarks auf („Colortriplet“), zum anderen sind Colorstrings jeweils zwischen Quark und Protonrest („Coloroktet“) möglich. In diesem Fall ist eine Fragmentationsebene nur ausreichend definiert, wenn der radiale Öffnungswinkel der beiden Quarks sehr klein oder  $180^\circ$  ist.

## Kapitel 9

# Der Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0(K_s^0\pi^+\pi^-)\pi^+$

Beim starken Zerfall des angeregten  $D^{*+}$ -Mesons:  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ <sup>1</sup> macht man sich den geringen Massenunterschied des angeregten  $D^{*+}$ -Zustands zum Grundzustand  $D^0$  zunutze; er beträgt lediglich:  $\Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^0} = 145.42 \pm 0.05 \text{ MeV}/c^2$  und liegt damit nur geringfügig über der Masse des geladenen Pions ( $m_{\pi^+} = 139.57 \text{ MeV}/c^2$ ). Die im  $D^{*+}$ -Ruhezustand freigesetzte Energie beträgt  $E_{kin} = 5.85 \text{ MeV}$ , auf das  $\pi^+$ -Meson entfallen hiervon aufgrund des Massenverhältnisses von  $\pi^+$ -Meson zu  $D^0$ -Meson  $(1 - m_{\pi^+}/m_{D^0}) \cdot E_{kin} = 5.4 \text{ MeV}$ , was im  $D^{*+}$ -System einem Impuls von  $39 \text{ MeV}/c$  entspricht. Das aus dem  $D^{*+}$ -Zerfall stammende  $\pi^+$  wird daher als *slow* (langsames) pion ( $\pi_{slow}^+$ ) bezeichnet.

Aufgrund dieser Einschränkung im Phasenraum ist die Zustandsdichte im Endzustand des kombinatorischen Untergrunds stark unterdrückt. Ferner wird eine hohe Auflösung in der Massendifferenz ( $\sigma_{\Delta m} \approx 0.6 \text{ MeV}/c^2$ ) erreicht, so daß die Existenz eines solchen  $\pi_{slow}^+$ -Kandidaten einen Hinweis auf den Zerfall eines geladenen  $D^{*+}$ -Meson liefert. Man spricht in einem solchem Fall von *charm tagging* über ein langsames (slow) Pion.

Abb. 9.1 (links) zeigt die Transversalimpulsverteilung der  $\pi_{slow}^+$ -Kandidaten aus Monte-Carlo-Simulationen. Auch wenn das  $\pi_{slow}^+$  aus dem  $D^{*+}$ -Zerfall im Mittel einen relativ kleinen Transversalimpuls zur Strahlachse aufweist, werden durch einen Schnitt  $p_t(\pi_{slow}) > 120 \text{ MeV}/c$  im wesentlichen „falsche“  $\pi_{slow}^+$ -Kandidaten verworfen – durch den bei der Spurselektion (Kap. 6) geforderten minimalen Transversalimpuls von  $p_t > 120 \text{ MeV}/c$  werden daher keine übermäßigen Verluste von  $D^*$ -Mesonen, deren Zerfallsteilchen innerhalb der Akzeptanz der zentralen Spurkammern liegen, erwartet.

Abb. 9.1 (rechts): Das aus dem Zerfall des geladenen  $D^{*+}$ -Mesons stammende  $\pi_{slow}^+$  besitzt im  $D^{*+}$  Schwerpunktsystem nur wenig kinetische Energie, dennoch liegt sein Impuls im  $\gamma p$ -Schwerpunktsystem im Mittel deutlich über dem von zufälligen (falschen)  $\pi_{slow}^+$ -Kandidaten, die im Bereich der Massendifferenz von  $D^{*+}$  und  $D^0$  liegen. Damit ist ein weiteres Kriterium zur Unterscheidung von „richtigen“ und „falschen“  $\pi_{slow}^+$ -Kandidaten gegeben. Die Verteilungen von  $P_{\pi_{slow}}^{\gamma p}$  und  $p_t(\pi_{slow})$  sind dabei stark korreliert, so daß der bei  $P_{\pi_{slow}}^{\gamma p} < 1 \text{ GeV}/c$  vorhandene kombinatorische Untergrund durch den Schnitt in  $p_t(\pi_{slow})$  bereits weitgehend eliminiert ist.

Auch die Transversalimpulse  $p_t(D^0)$  des  $D^0$ -Mesons und  $p_t(\pi_{slow})$  des  $\pi_{slow}^+$  aus dem  $D^* \rightarrow D^0(K_s^0\pi^+\pi^-)\pi^+$ -Zerfall sind stark korreliert, wie Abbildung 9.2 zeigt. Der Schnitt im Transversalimpuls der  $\pi_{slow}^+$ -Kandidaten  $p_t(\pi_{slow}) > 120 \text{ MeV}/c$  bedeutet gleichzeitig eine Einschränkung im Transversalimpuls der  $D^0$ -Kandidaten von  $p_t(D^0) > 1 \text{ GeV}/c$ .

<sup>1</sup>Hier und im folgenden ist mit dem angegebenen Zerfallsmode auch sein ladungskonjugierter gemeint

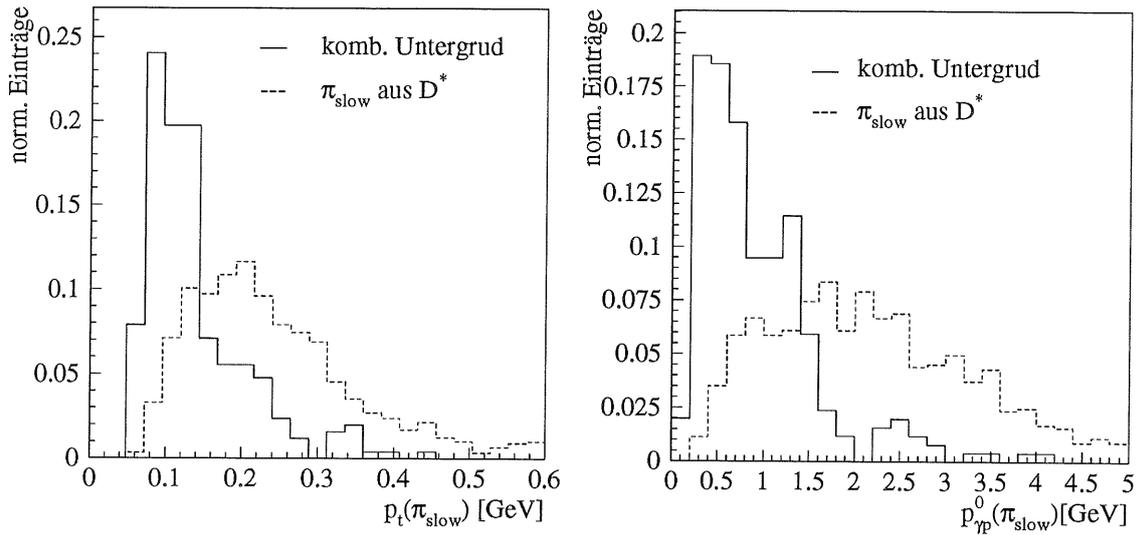


Abbildung 9.1: Links:  $p_t$ -Verteilung (zur Strahlachse) „richtiger“  $\pi_{slow}^+$  aus  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_{slow}^+$  (gestrichelt) und zufälliger, als  $\pi_{slow}^+$  interpretierter Spuren (durchgezogen) aus rekonstruierten AROMA Monte-Carlo-Simulationen.

Rechts: Impuls-Verteilung der  $\pi_{slow}^+$ -Kandidaten im  $\gamma p$ -Ruhesystem – gestrichelt:  $\pi_{slow}^+$  aus  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_{slow}^+$  Zerfällen, durchgezogen: andere Spuren, die zufällig im Massenfenster liegen.

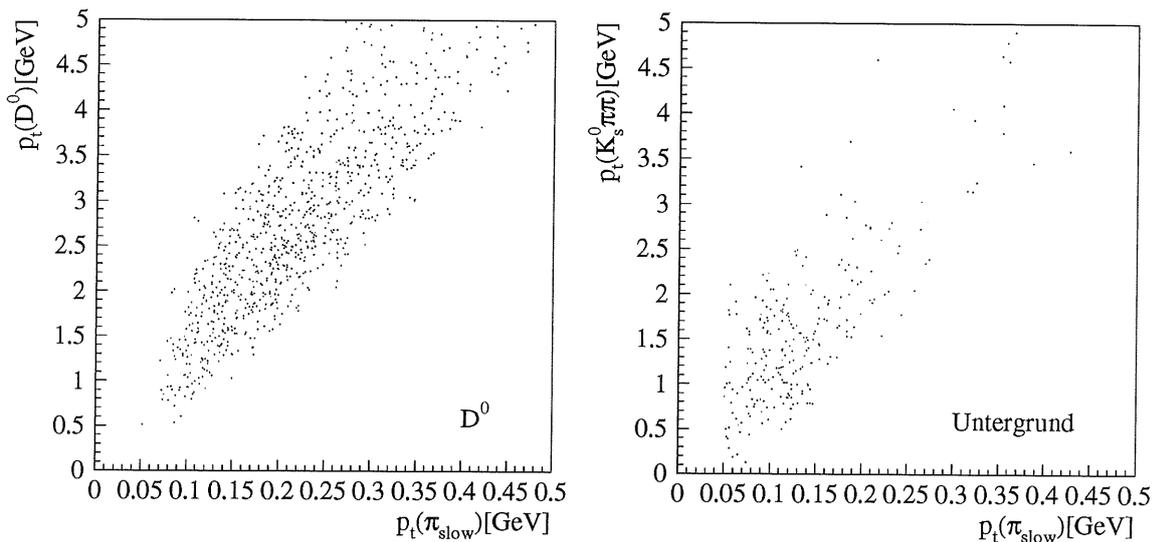


Abbildung 9.2: Links: Die Korrelation der Transversalimpulse von  $\pi_{slow}^+$  und  $D^0$  für richtige  $\pi_{slow}$  und  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ -Kombinationen aus  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_{slow}^+$ -Zerfällen (links).

Rechts zufällige Kombinationen, mit  $|m_{K_s^0\pi^+\pi^-} - m_{D^0}| < 50 \text{ MeV}/c^2$ . Ein Schnitt auf den Transversalimpuls des  $\pi_{slow}^+$  bedeutet somit gleichzeitig auch einen Schnitt in  $p_t(D^0)$  des  $D^0$ -Mesons.

Wie im vorangegangenen Kapitel werden auch bei der  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^\pm (D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-)$ -Analyse die  $K_s^0$ -Mesonen der Selektion aus Kapitel 7 mit zwei weiteren, entgegengesetzt geladenen Spuren unter Pion Massen-Hypothese kombiniert. Es werden nur Spuren der Spurselektion aus Kapitel 6 mit einem minimalen Transversalimpuls  $p_t > 120 \text{ MeV}/c$  verwendet. Für alle Kombinationen mit  $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} < 2.8 \text{ GeV}/c^2$  wird unter den verbleibenden Spuren des Ereignisses nach einem Kandidaten für das  $\pi_{slow}$  gesucht. Alle möglichen Kombinationen mit einer Massendifferenz des  $K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi_{slow}$ -Systems zum  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -System von weniger als  $170 \text{ MeV}/c^2$  werden in die weitere Analyse aufgenommen, so kann über einen großen Massenbereich das Verhalten von Untergrundkombinationen untersucht werden. Außerdem werden auch „falsch“ geladene Kombinationen  $K_s^0 \pi^+ \pi^+ \pi_{slow}^-$  und  $K_s^0 \pi^- \pi^- \pi_{slow}^+$  (also doppelt geladene  $D^0$ -Kandidaten, aber einfach geladene  $D^*$ -Kandidaten) zur Bestimmung des Untergrundverlaufs miteinbezogen.

In Abb. 9.3 links ist die Verteilung in der Massendifferenz des  $K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi_{slow}^\pm$ -Systems zum  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -System für alle Kombinationen mit  $|\eta_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}| < 1.5$  und  $p_t(K_s^0 \pi^+ \pi^-) > 1 \text{ GeV}/c$  gezeigt. Im Korrelationshistogramm der Massendifferenz  $\Delta m \equiv m_{K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^\pm} - m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}$  zur Masse des  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Systems (rechts) sind Anzeichen der  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^\pm (D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-)$ -Resonanz schon zu erkennen: die „Insel“ im Bereich  $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^\pm} - m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} \approx 145.4 \text{ MeV}/c^2$  und  $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} \approx 1870 \text{ MeV}/c^2$  zeugt von solchen  $D^*$ -Zerfällen.

Abb. 9.4 oben links zeigt die Verteilung der Massendifferenz des  $K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi_{slow}^\pm$ -Systems zum  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -System bei Einschränkung des Massenbereichs der  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen auf den Bereich um die nominelle Masse des  $D^0$ -Meson:  $|m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} - 1865 \text{ MeV}/c^2| < 60 \text{ MeV}/c^2$ . Ferner sind die Schnitte  $|\eta_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}| < 1.5$  und  $p_t(K_s^0 \pi^+ \pi^-) > 1 \text{ GeV}/c$  ausgeführt.

Neben dem Signal des  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^+$ -Zerfalls in der Massendifferenz bei  $|\Delta m - 145.4 \text{ MeV}/c^2| < 1.3 \text{ MeV}/c^2$  tritt eine Häufung von Einträgen im Bereich  $|\Delta m - 149.4 \text{ MeV}/c^2| < 0.7 \text{ MeV}/c^2$  auf (Bereich II in Abb. 9.4) – dieses „Nebensignal“ kann durch keine „vernünftigen“ Schnitte beseitigt werden.

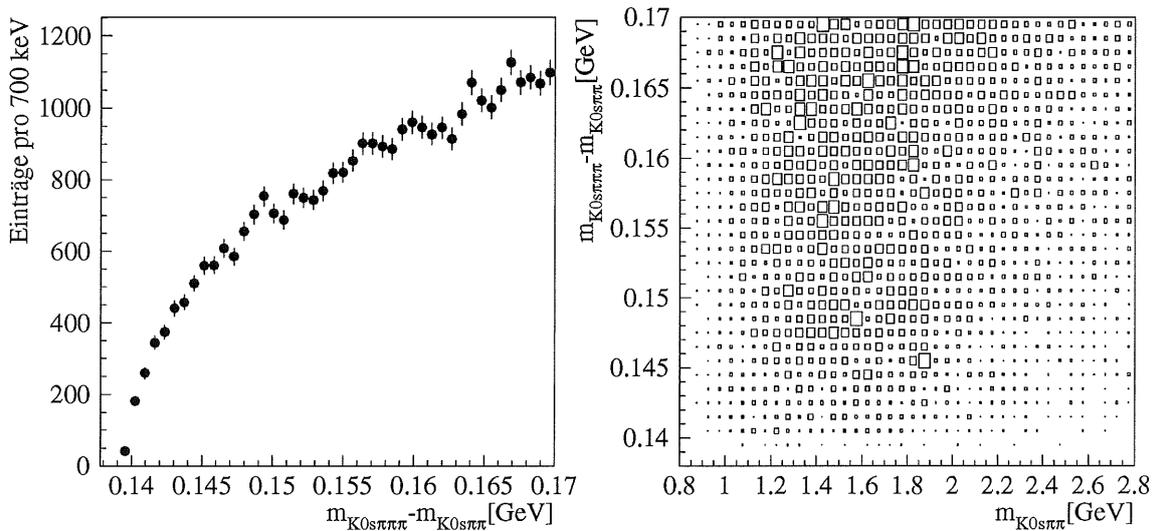


Abbildung 9.3: Links: Differenz  $\Delta m \equiv m_{K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^\pm} - m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}$  der Masse des  $K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ -Systems zum  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -System für alle möglichen Kombinationen mit  $|\eta_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}| < 1.5$  und  $p_t(K_s^0 \pi^+ \pi^-) > 1 \text{ GeV}/c$ .

Rechts: zwei-dimensionaler Korrelationsplot zwischen der Massendifferenz  $\Delta m$  und der Masse  $m_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}$  des  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Systems.

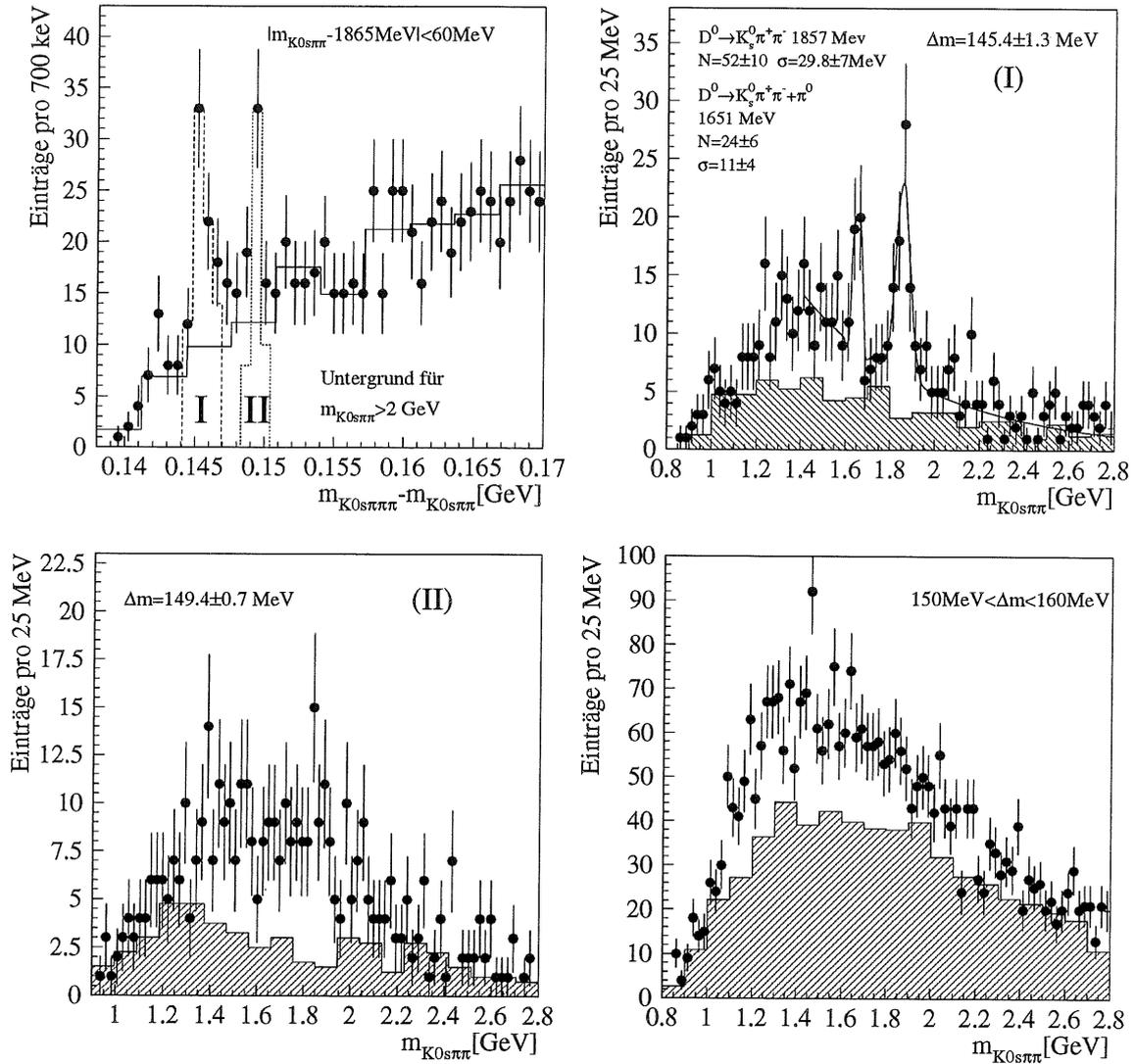


Abbildung 9.4: Links oben: die nach dem Schnitt  $|m_{K_s^0\pi^+\pi^-} - 1865 \text{ MeV}/c^2| < 60 \text{ MeV}/c^2$  verbleibenden Kombinationen aus der Abb. 9.3 – neben dem Signal des  $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm$  (I) tritt um 5 MeV verschoben eine Häufung von Einträgen bei  $|\Delta m - 149.4 \text{ MeV}/c^2| < 0.7 \text{ MeV}/c^2$  (II) auf. Der Verlauf des Untergrunds wurde aus Kombinationen mit  $m_{K_s^0\pi^+\pi^-} > 2 \text{ GeV}^2$  bestimmt. rechts oben: Die  $K_s^0\pi^+\pi^-$ -Kombinationen für (I):  $|\Delta m - 145.4 \text{ MeV}/c^2| < 1.3 \text{ MeV}/c^2$ , links unten: für den Bereich (II) in  $\Delta m$ :  $|\Delta m - 149.4 \text{ MeV}/c^2| < 0.7 \text{ MeV}/c^2$ , rechts unten: Massen der  $K_s^0\pi^+\pi^-$ -Kombinationen im „Untergrundbereich“  $150 \text{ MeV}/c^2 < \Delta m < 160 \text{ MeV}/c^2$ . Gepunktet: neutrale Kombinationen, schattiert: doppelt geladene Kombinationen. Für alle  $\Delta m$ -Bereiche ist ein Überschuss neutraler Kombinationen im Massenbereich  $1.1 \text{ GeV}/c^2 < m_{K_s^0\pi^+\pi^-} < 1.9 \text{ GeV}/c^2$  zu verzeichnen. Aus dem Verlauf der doppelt geladenen  $D^{++}, D^{--}$ -Kandidaten (schraffiert) geht aber hervor, daß es sich dabei nicht um Permutationen des  $\pi_{slow}$ -Kandidaten mit einem der beiden Pionen aus dem  $D^0$ -Zerfall handeln kann. Solche Vertauschungen müßten auch für doppelt geladene  $D$ -Kandidaten zu einer Anreicherung im  $K_s^0\pi^\pm\pi^\pm$ -Massenbereich geringfügig unterhalb der nominellen  $D^0$ -Masse führen. Kombinationen, bei denen das  $\pi_{slow}$  mit einem der beiden Pionen aus dem  $D^0$ -Zerfall vertauscht wird, führen offenbar zu höheren Massendifferenzen des „vertauschten“  $D^*$ - zum  $D^0$ -Kandidaten.

Diese Analyse ist besonders interessant, da sie auf eine Beschränkung in der Fragmentationsgröße  $x_{K_s^0\pi^+\pi^-}$  zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds vollständig verzichten kann. Durch die Existenz eines  $\pi_{slow}$ -Kandidaten zum  $K_s^0\pi^+\pi^-$ -System ist der Untergrund bereits auf ein minimales Niveau reduziert. Zur Isolation des Signals der  $D$ -Resonanz sind keine weiteren Schnitte notwendig. Die in Kapitel 7 getroffenen Kriterien der  $K_s^0$ -Selektion müssen in keiner Weise ergänzt oder verschärft werden. Auch auf eine Ausnutzung der Zerfallskinetik des  $D^0$ -Zerfalls (wie in Kap. 8.1) kann verzichtet werden.

Lediglich für den  $\pi_{slow}$ -Kandidaten wird neben dem Mindestimpuls von  $p_t > 120 \text{ MeV}$  eine minimale radiale Spurlänge von 10 cm gefordert. Damit sollen mögliche Doppelspuren, die den Spurkriterien in Kap. 6 entgangen sind, ebenso verworfen werden wie die noch verbleibenden kurzen Spurstücke von fraglicher Qualität. Mit diesem Spurlängenschnitt wird außerdem eine bessere Auflösung erreicht.

Die Selektionsschnitte der  $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_{slow}^\pm (D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-)$ -Analyse sind in Tab. 9.1 zusammengefaßt.

$D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_{slow}^\pm (D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-)$ -Selektionsschnitte	
Massendifferenz $\Delta m = m_{K_s^0\pi^+\pi^-\pi_{slow}^\pm} - m_{K_s^0\pi^+\pi^-}$	$ \Delta m - 145.4 \text{ MeV}/c^2  < 1.3 \text{ MeV}/c^2$
Transversalimpuls der $D^0$ -Kandidaten	$pt_{K_s^0\pi^+\pi^-} > 1 \text{ GeV}/c$
Rapidität der $D^0$ -Kandidaten	$ \eta_{K_s^0\pi^+\pi^-}  < 1.5$
Spurlänge der $\pi_{slow}$ -Kandidaten	$L_r > 10 \text{ cm}$

Tabelle 9.1: Schnitte der  $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_{slow}^\pm (D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-)$ -Selektion

Für diejenigen  $K_s^0\pi^+\pi^-$ -Kombinationen mit einem  $\pi_{slow}^\pm$ -Kandidaten innerhalb des Massendifferenzbereiches  $|\Delta m - 145.4 \text{ MeV}/c^2| < 1.3 \text{ MeV}/c^2$ , ergibt sich im  $m_{K_s^0\pi^+\pi^-}$ -Massenhistogramm ein klares Signal der  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ -Resonanz. Für diesen  $\Delta m$ -Bereich treten die Reflexionen des  $D^0 \rightarrow K^*(892)^-\rho^+ \rightarrow K_s^0\pi^-\pi^+\pi^0$ -Zerfalls sehr deutlich hervor (Abb. 9.4 rechts oben bei  $m_{K_s^0\pi^+\pi^-} \approx 1.65 \text{ GeV}/c^2$ ). Da daß nicht rekonstruierte  $\pi^0$ -Meson einen kleinen Impuls trägt, hat es nur geringen Einfluß auf die Massendifferenz der verbleibenden 3 Teilchen zum rekonstruierten „ $D^*$ “-Kandidaten. Auch andere Reflexionen führen zu einem deutlich höheren Anteil der neutralen Kombinationen im Massenbereich  $1.2 < m_{K_s^0\pi^+\pi^-} < 2 \text{ GeV}/c^2$ . Die doppelt geladenen Kombinationen (in Abb. 9.4 schattiert) zeigen dagegen im wesentlichen den Verlauf reiner Untergrundkombinationen.

Auch für den Bereich (II)  $|\Delta m - 149.4 \text{ MeV}/c^2| < 0.7 \text{ MeV}/c^2$  in der Massendifferenz überwiegt der Anteil neutraler, aus Reflexionen resultierender Einträge im Massenhistogramm der  $K_s^0\pi^+\pi^-$ -Kombinationen (Abb. 9.4 links unten). Es wurde untersucht, ob es sich bei diesen Kombinationen um Permutationen der bereits in Abb. 9.4 rechts oben eingetragenen  $K_s^0\pi^+\pi^-$ -Kombinationen handelt, also um solche, wo der  $\pi_{slow}$ -Kandidat mit dem gleich geladenen Pion des  $K_s^0\pi^+\pi^-$ -Systems vertauscht wurde. Dies ist nicht der Fall, bei den Kandidaten in den beiden verschiedenen  $\Delta m$ -Bereichen handelt es sich durchweg um verschiedene Ereignisse (eine Vertauschung des  $\pi_{slow}$  mit einem der beiden Pionen des  $D^0$ -Mesons sollte im übrigen ebenso häufig zu doppelt geladenen  $D$ -Kandidaten führen wie zu neutralen  $D^0$ -Kombinationen). Die Häufung von Einträgen im Bereich  $|\Delta m - 149.4 \text{ MeV}/c^2| < 0.7 \text{ MeV}/c^2$  bleibt damit ungeklärt, möglicherweise handelt es sich nur um eine statistische Fluktuation, evtl. aber auch um falsch rekonstruierte  $\pi_{slow}$  (wobei es natürlich fraglich wäre, warum solche zu einer Häufung in einem bestimmten  $\Delta m$ -Bereich führen sollten).

Im Massendifferenzbereich  $150 \text{ MeV}/c^2 < \Delta m = m_{K_s^0\pi^+\pi^-\pi^\pm} - m_{K_s^0\pi^+\pi^-} < 160 \text{ MeV}/c^2$  findet sich ein relativ großer Überschuß neutraler Kombinationen im Bereich  $1.1 \text{ GeV}/c^2 < m_{K_s^0\pi^+\pi^-} < 1.9 \text{ GeV}/c^2$  – auch diese sollten nur in wenigen Fällen auf Vertauschungen des  $\pi_{slow}$ -Kandidaten

mit einem der beiden anderen Pionen aus echten  $D^*$ -Zerfällen zurückzuführen sein. Vielmehr dürfte es sich um Reflexionen aus anderen Zerfällen handeln, z.B. aus semileptonischen Zerfällen mit einem  $K_s^0$  im Endzustand<sup>2</sup>.

Eine Signal-Anpassung der  $D^0$ -Resonanz ergibt eine Anzahl von  $52 \pm 10$  selektierten  $D^0$ -Mesonen bei einer Massenauflösung von  $29.8 \pm 7$  MeV im betrachteten  $\Delta m$ -Bereich. Ferner werden  $24 \pm 7$   $D^0 \rightarrow K^*(892)^-\rho^+ \rightarrow K_s^0\pi^-\pi^+\pi^0$ -Kandidaten mit sehr schmaler Massenbreite im betrachteten  $\Delta m$ -Bereich gefunden.

Auf eine Signal-Anpassung im  $\Delta m$ -Massenhistogramm wurde aufgrund des zweiten, nicht geklärten „Signals“ verzichtet.

Eine Überschneidung dieser  $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_{slow}^\pm$ -Kandidaten mit den  $D^0$ -Kandidaten aus Kap. 8.1 ist, wie eine Überprüfung zwischen beiden Ereignisgruppen ergibt<sup>3</sup>, nicht vorhanden (vergl. hierzu die  $x_{K_s^0\pi^+\pi^-}$ -Verteilungen beider Selektionsgruppen in Abb. 8.5 und Abb. 9.6). Beide Analysen sind also vollständig unabhängig voneinander.

## 9.1 Differentielle Verteilungen

Wie in Kap. 8.2 werden im folgenden für einige der rekonstruierten Größen die normierten gemessenen Verteilungen der  $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_{slow}^\pm \rightarrow K_s^0\pi^\pm\pi^\mp\pi_{slow}^\pm$ -Selektion bestimmt. Das Verfahren zur Gewinnung der differentiellen Verteilungen wurde bereits in Kap. 8.2 beschrieben. Der Untergrund wird wieder aus den doppelt geladenen Kombinationen bestimmt<sup>4</sup>.

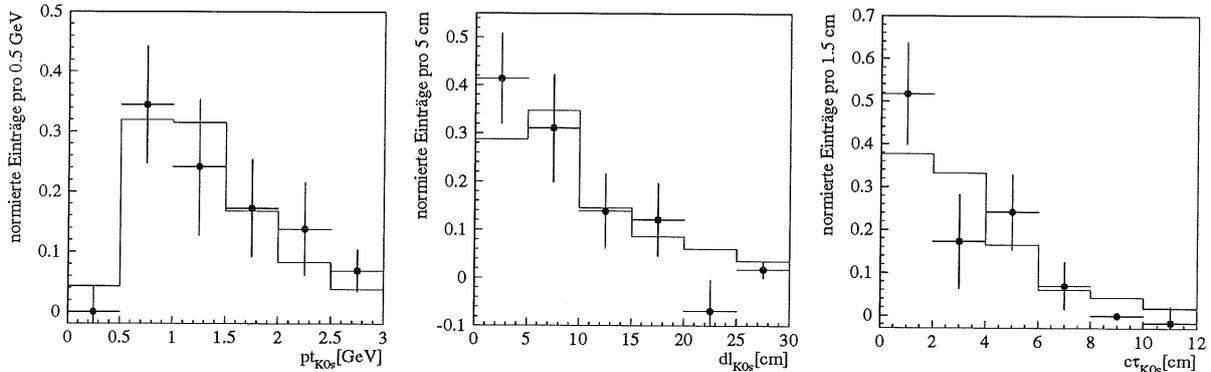


Abbildung 9.5: Gezeigt sind hier die differentiellen Verteilungen der in die  $D^*$ -Selektion eingehenden  $K_s^0$ -Mesonen. Die gemessenen Verteilungen in  $\theta_{K_s^0}$ , der Zerfallslänge  $dl_{K_s^0}$  sowie  $ct_{K_s^0}$  sind innerhalb der statistischen Fehler mit den theoretischen Erwartungen der AROMA Monte-Carlo-Simulation in guter Übereinstimmung.

In Abb. 9.5 sind die differentiellen Verteilungen der aus den selektierten  $D^0$ -Kandidaten hervorgehenden  $K_s^0$ -Mesonen gezeigt. Abb. 9.6 zeigt die Verteilung nach der Subtraktion des Untergrunds Verteilungen für die Größen  $\theta_{D^0}$ ,  $p_t(D^0)$ ,  $x_{D^0}$  und  $p_t(\pi_{slow})$ . Es zeigt sich ein starker Überschuss der selektierten  $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_{slow}^\pm$ -Mesonen in Vorwärtsrichtung und bei kleinen Werten von  $x_{D^0}$  und  $p_t(D^0)$ .

<sup>2</sup>Die Anzahl solcher Reflexionen nimmt bei einer Aufweitung des Schnittes in der Massendifferenz zu, ihre Auflösung in  $\Delta m$  ist weniger scharf als beim  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ - oder  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-\pi^0$ -Zerfall.

<sup>3</sup>Dazu werden die in Kap. 8.1 selektierten Ereignisse mit  $D^0$ -Kandidaten der  $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_{slow}^\pm$ -Selektion unterzogen. Es verbleibt eine Anzahl von  $2 \pm 2D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_{slow}^\pm$ -Kandidaten im Signal.

<sup>4</sup>wie sich zeigte (vergl. Abb. 9.4) führen Permutationen der beteiligten Pionen, also „vertauschte“ Kombinationen, nicht zu Einträgen im betrachteten  $\Delta m$ -Bereich  $|\Delta m - 145.4 \text{ MeV}/c^2| < 1.3 \text{ MeV}/c^2$ , so daß die doppelt geladenen  $D$ -Kandidaten tatsächlich „reine“ Untergrundkombinationen darstellen.

Das Spektrum der gefundenen  $D^0$ -Mesonen ist wesentlich weicher als in der Monte-Carlo-Simulation. Zwischen den  $D^0$ -Kandidaten mit kleinem  $x_{D^0}$  und denen, die stark in Vorwärtsrichtung gestreut werden, besteht eine starke Korrelation (s. Abb. 9.7).

In Abb. 9.8 sind die Verteilungen in  $Q^2$  und  $x$  gezeigt.

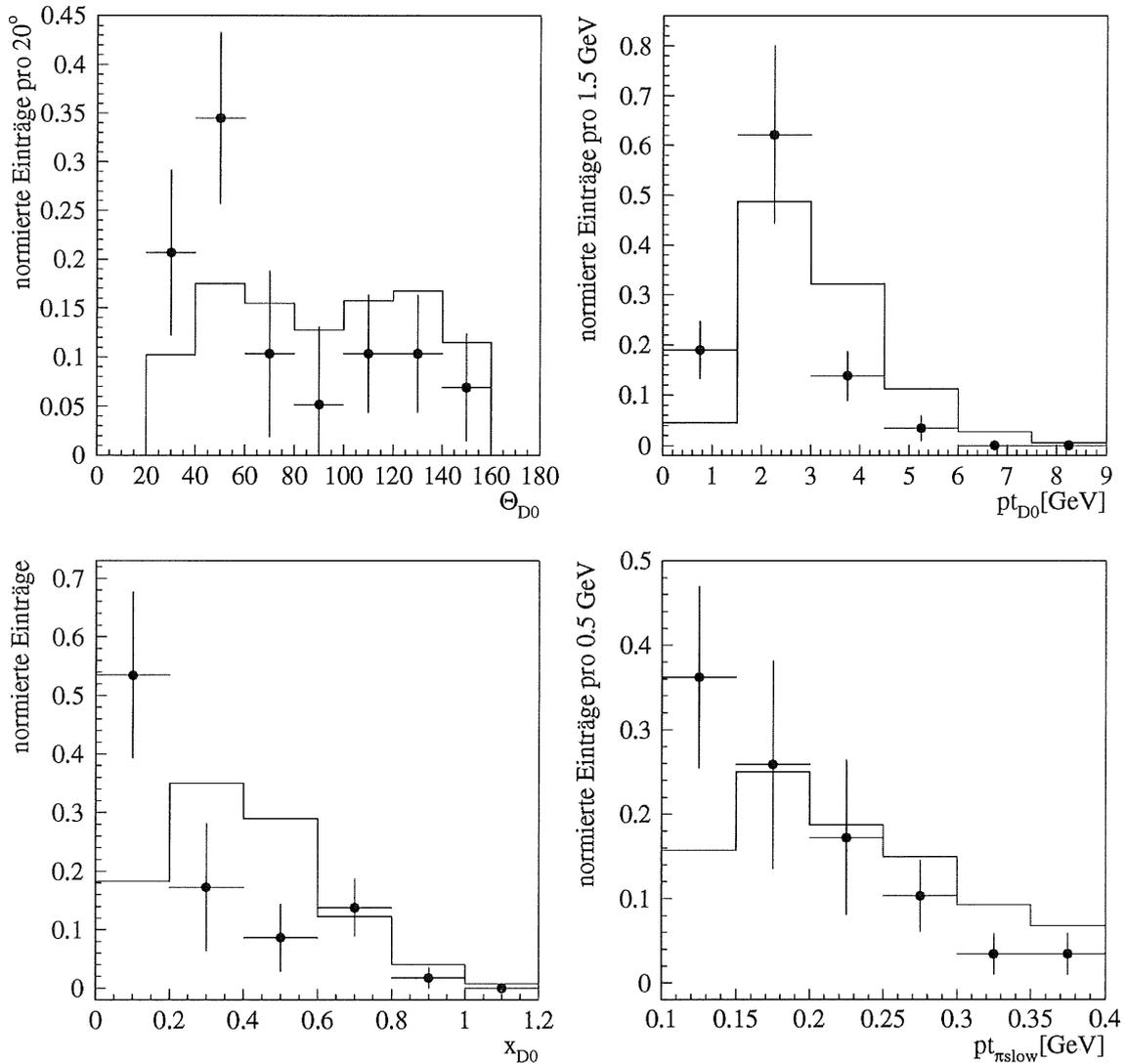


Abbildung 9.6: Differenzielle Verteilungen der  $D^0$ -Kandidaten in  $\theta_{D^0}$ ,  $p_t(D^0)$ ,  $x_{D^0}$  und  $p_t(\pi_{slow})$  (gepunktet: Daten (nach Subtraktion des Untergrunds), Histogramm: AROMA Monte-Carlo-Simulation).

Links oben die Verteilung des gemessenen Polarwinkels der selektierten  $D^0$ -Mesonen aus  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^\pm$ -Zerfällen. Es zeigt sich im Vergleich zur MC-Simulation ein signifikanter Überschuss im Vorwärtsbereich. Die Verteilung des Transversalimpulses (oben rechts) offenbart ebenso wie die der Fragmentationsgröße  $x_D$  (unten links) ein weicheres Spektrum der gemessenen  $D^0$ -Kandidaten als in der Monte-Carlo-Simulation. Die Korrelation zwischen  $\theta_{D^0}$  und  $x_{D^0}$  zeigt Abb. 9.7. Rechts unten die Transversalimpuls-Verteilung des  $\pi_{slow}$  aus dem  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^\pm$ -Zerfall – auch hier ein Überschuss bei kleinen  $p_t(\pi_{slow})$ , welcher mit der Korrelation von  $p_t(\pi_{slow})$  und  $p_t(D^0)$  zusammenhängt (vergl. Abb. 9.2).

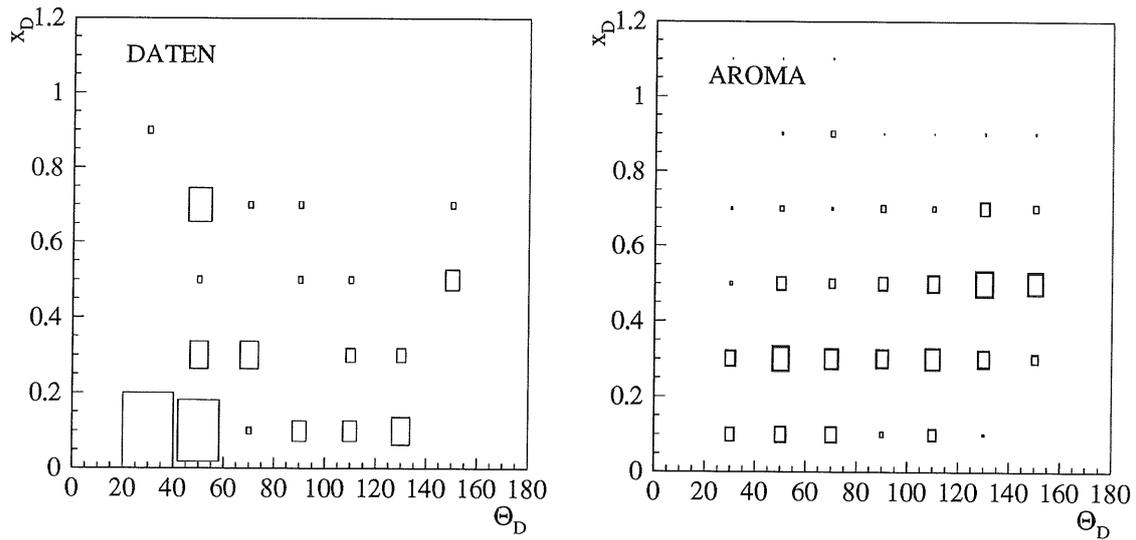


Abbildung 9.7: In diesen beiden Korrelationsplots sind die Polarwinkel  $\theta_D$  der selektierten  $D^0$ -Mesonen gegen ihre Fragmentationsgröße  $x_D$  aufgetragen. Links die gemessenen Werte der Daten- $D^0$ -Selektion (nach Subtraktion des Untergrunds), rechts zum Vergleich die Verteilungen simulierter (AROMA)  $D^0$ -Mesonen aus  $D^{*\pm}$ -Zerfällen, denselben Selektionskriterien unterzogen. Um die Unterschiede besser zu verdeutlichen, wurde die aus AROMA gewonnene Verteilung auf die den Daten zugrundeliegende Statistik, d.h. auf den *erwarteten Wirkungsquerschnitt* normiert. Die Fläche der Vierecke im rechtem Histogramm entspricht also der Anzahl der erwarteten  $D^0$ -Mesonen im entsprechenden Bin. Links entspricht die Fläche der Anzahl der *gemessenen*  $D^0$ -Mesonen. Ein starker Überschuss ist in der Datenverteilung im Vorwärtsbereich bei kleinen  $x_D$  vorhanden.

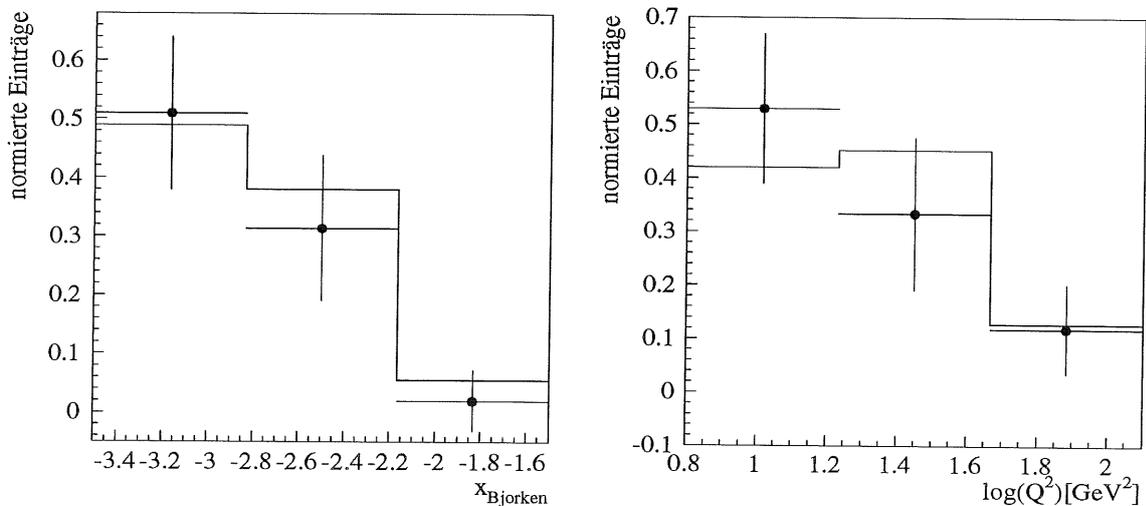


Abbildung 9.8: Differentielle Verteilungen für den Impulsübertrag  $Q^2$  und die Bjorken'sche SkalenvARIABLE  $x$  – im Rahmen der Statistik ergibt sich eine gute Übereinstimmung.

## 9.2 Ladungsabhängigkeit der $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^\pm$ -Rekonstruktion

Da diese Analyse von Teilchen mit kleinen Transversalimpulsen dominiert wird (vergl. die rekonstruierten Transversalimpulse der  $\pi_{slow}^\pm$ -Kandidaten in 9.6), ist es prinzipiell möglich, die Nachweiswahrscheinlichkeit der Spurrekonstruktion für Spuren unterschiedlicher Ladung zu überprüfen.

Abb. 9.9 (links) zeigt das Massendifferenz-Histogramm, unterteilt nach der Ladung der  $\pi_{slow}$ -Kandidaten. In dieser Darstellung dominieren statistische Fluktuationen.

In der rechten Abbildung sind Kandidaten des Zerfallsmodes  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^\pm \rightarrow K^{*\mp} \pi^\pm \pi_{slow}^\pm$  eingetragen. Aus der Erhaltung der Quantenzahlen beim starken Zerfall des geladenen  $D^*$  folgt eine Ladungskorrelation zwischen  $K^{*\mp}$  und  $\pi_{slow}^\pm$ -Kandidat. Als  $K^{*\mp}$ -Kandidaten werden alle  $K_s^0 \pi^\mp$ -Kombinationen mit  $|m_{K_s^0 \pi^\mp} - 892 \text{ MeV}/c^2| < 100 \text{ MeV}/c^2$  zugelassen.

Die Statistik der  $D^*$ -Selektion ist noch zu gering, aber die Aussage, daß die Rekonstruktion negativer niederenergetischer Teilchen besser erfolgt als die positiver, kann bestätigt werden. Auch scheint im Rahmen der Statistik die Auflösung für negative  $\pi_{slow}$ -Kandidaten besser zu sein.

In der Monte-Carlo-Simulation beträgt das Verhältnis rekonstruierter „langsamer“ Pionen bei gleichen Bedingungen  $\pi_{slow}^+ : \pi_{slow}^- \approx 1 : 1.2$ . Ob dieses Verhältnis in den Daten signifikant geringer ist, kann mit der vorhandenen Statistik nicht eindeutig entschieden werden.

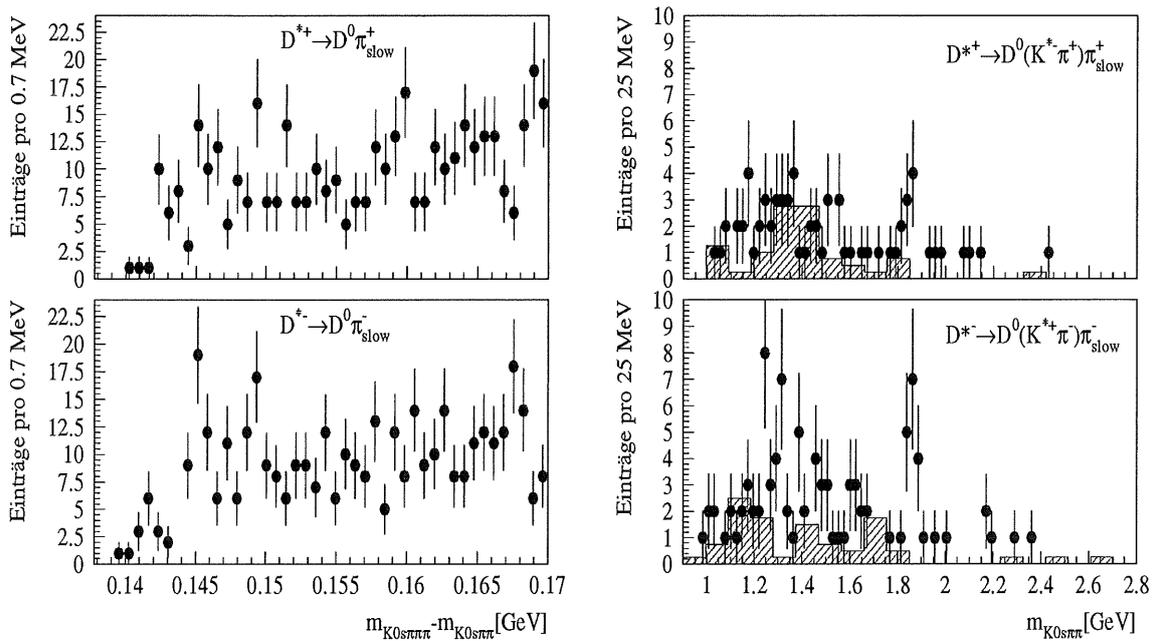


Abbildung 9.9: Links: Signal und Auflösung für positive und negative  $\pi_{slow}$ -Kandidaten – rechts für Kandidaten des Zerfallsmodes  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^{pm} \rightarrow K^{*\mp} \pi^\pm \pi_{slow}^\pm$ .

Gepunktet sind wieder die neutralen  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen eingetragen, während doppelt geladene  $D$ -Kandidaten durch die schraffierten Histogramme wiedergegeben werden.

# Kapitel 10

## Wirkungsquerschnitt

Im folgenden soll eine quantitative Abschätzung des Wirkungsquerschnittes der inklusiven  $D^0$ - und  $D^{*+}$ -Produktion sowie der Charmproduktion in Ereignissen der tiefinelastischen Streuung bei HERA gegeben werden.

Aus der integrierten Luminosität  $L = \int \mathcal{L} dt$ , der Zahl  $N$  der gemessenen Ereignisse im Signal, der Triggereffizienz  $\varepsilon_{trig}$  sowie der aus der Monte-Carlo-Simulation zu bestimmenden Effizienz der Selektion  $\varepsilon_{sel}$  kann der sichtbare  $ep$ -Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $ep \rightarrow eD^0 X$ ;  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ ;  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  in den verschiedenen kinematischen Bereichen berechnet werden:

$$\sigma_{vis} = \frac{N}{L \cdot \varepsilon_{sel} \cdot \varepsilon_{trig}} \quad (10.1)$$

Aus der Zerfallsrate  $BR(D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-; K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$  des  $D^0$ -Mesons und der des  $D^*$ -Mesons  $BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+; D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-; K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$  kann mit  $\sigma_{vis}$  der Wirkungsquerschnitt der inklusiven  $D^0$  bzw.  $D^*$  Produktion in der tiefinelastischen Streuung bestimmt werden.

$$\sigma_{D^0} = \frac{\sigma_{vis}}{BR(D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-) \cdot BR(K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \quad (10.2)$$

$$\sigma_{D^{*\pm}} = \frac{\sigma_{vis}}{BR(D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm; D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-; K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \quad (10.3)$$

Wenn die beobachteten  $D^0$ -Mesonen hauptsächlich aus Prozessen der Bóson-Gluon-Fusion stammen<sup>1</sup>, so kann aus der Zerfallsrate BR und der Wahrscheinlichkeit, daß aus dem  $c\bar{c}$ -Paar ein  $D^0$ -Meson fragmentiert, der totale Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $ep \rightarrow c\bar{c}$ , integriert über den zugänglichen  $W_{\gamma p}$ -Bereich, aus den beiden Analysen getrennt bestimmt werden:

$$\sigma_{c\bar{c}}(D^0) = \frac{\sigma_{D^0}}{BR(c\bar{c} \rightarrow D^0)} \quad (10.4)$$

$$\sigma_{c\bar{c}}(D^{*\pm}) = \frac{\sigma_{D^{*\pm}}}{BR(c\bar{c} \rightarrow D^{*\pm})} \quad (10.5)$$

<sup>1</sup>Der Anteil QPM-induzierter Charm-Ereignisse wird in [31] auf weniger als 5% abgeschätzt. Für in der Fragmentation entstandene  $D^0$ -Mesonen wird für den bei der  $D^0$ -Selektion getätigten Schnitt  $x_D > 0.25$  eine Obergrenze von  $2 \pm 2\%$  erwartet. Für kleine Fragmentationswerte  $x_D < 0.25$  ist der mögliche Anteil aus der Fragmentation stammender  $D^0$ -Mesonen aber wesentlich höher:  $30 \pm 30\%$  ([37]).

## 10.1 Luminosität und Triggereffizienz

Die Luminosität  $\mathcal{L} = \sigma/n$  wird, wie in Kapitel 2.3.3 beschreiben, über die Messung der Rate von Bethe–Heitler–Ereignissen  $ep \rightarrow ep + \gamma$  bestimmt.

Für die 1994 von H1 aufgenommenen Daten erhält man eine auf die Schnitte der Ereignisselektion (5.1) und den Hochspannungsstatus korrigierte Luminosität von

$$L = 2.975 pb^{-1} \pm 1.5 \% \quad (10.6)$$

Die Triggereffizienz des BEMC im kinematischen Bereich  $10 GeV^2 < Q^2 < 100 GeV^2$  beträgt  $98.7 \pm 0.8 \%$  ([28]).

Für den Bereich  $7 GeV < Q^2 < 10 GeV^2$  wird jedoch erwartet, daß die Triggereffizienz aufgrund der zur Reduktion des nicht DIS-induzierten Untergrunds eingeführten Schnitte in  $\vartheta > 7^\circ$  und  $E' > 13 GeV$  abnimmt. Während der Datenentnahme 1994 gab es Probleme mit den „inner triangles“, den zum Strahlrohr am nächsten liegenden Modulen des BEMC. Diese Bereiche, in deren Raumwinkelbereich das gestreute Elektron bei Impulsüberträgen  $Q^2 < 10 GeV^2$  fällt, wurden nur zeitweise (in etwa 10% der gesamten Daten von 1994) zum Triggern herangezogen. Es ist möglich, daß ein Teil der selektierten Ereignisse mit  $7 GeV^2 < Q^2 < 10 GeV^2$  durch andere Cluster im BEMC mit  $E_C > 7.7 GeV$  getriggert wurde. Um der Problematik der Effizienzbestimmung des BEMC-Triggers im kinematischen Bereich  $Q^2 < 10 GeV^2$  zu entgehen, werden für die Effizienzbestimmung der  $D^0$ - bzw.  $D^*$ -Selektion nur die Ereignisse mit  $10 GeV^2 < Q^2 < 100 GeV^2$  und bekannter Triggereffizienz herangezogen.

## 10.2 Zerfallswahrscheinlichkeit

Die Zerfallsrate für den betrachteten Zerfall  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-; K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  beträgt [23]:

$$\begin{aligned} BR(D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-) \cdot BR(K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= \\ 0.5 \cdot (0.053 \pm 0.006) \cdot (0.6861 \pm 0.0028) &= \\ (1.82 \pm 0.22) \% & \end{aligned} \quad (10.7)$$

Für den Zerfall des geladenen  $D^*$ -Mesons  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^+; K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  ergibt sich aus [23] entsprechend eine Zerfallsrate von:

$$\begin{aligned} BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) \cdot BR(D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-; K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= \\ (0.681 \pm 0.014) \cdot 0.5 \cdot (0.053 \pm 0.006) \cdot (0.6861 \pm 0.0028) &= \\ (1.24 \pm 0.15) \% & \end{aligned} \quad (10.8)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Charm-Quark in ein  $D^0$ -Meson fragmentiert, beträgt  $(51.6 \pm 3.3) \%$ , die Wahrscheinlichkeit für die Fragmentation eines Charm-Quarks in ein geladenes  $D^*$  ist  $(25.3 \pm 2.1) \%$  ([31] und dort angegebene Referenzen).

Unter der Annahme, daß die Charmerzeugung im wesentlichen über den Prozeß der Boson-Gluon-Fusion  $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$  stattfindet, ergibt sich somit eine Gesamtzerfallsrate von:

$$\begin{aligned} BR(c\bar{c} \rightarrow D^0 X; D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-; K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= \\ 2 \cdot (0.516 \pm 0.033) \cdot (1.82 \pm 0.22) \% &= \\ (1.88 \pm 0.25) \% & \end{aligned} \quad (10.9)$$

$$\begin{aligned} BR(c\bar{c} \rightarrow D^{*+} X; D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+; D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-; K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= \\ 2 \cdot (0.253 \pm 0.021) \cdot (1.24 \pm 0.15) \% &= \\ (0.63 \pm 0.09) \% & \end{aligned} \quad (10.10)$$

### 10.3 Effizienz der Selektion

Die Effizienz  $\varepsilon_{sel}(D^0)$  der DIS- $D^0$ -Rekonstruktion setzt sich zusammen aus:

- Der Akzeptanz  $A_{BEMC/BPC}$  für das gestreute Elektron
- Der Akzeptanz der zentralen Spurkammern  $A_{CJC}$
- Der Effizienz der Spurrekonstruktion für die beiden Pionen des Zerfalls
- Der Effizienz  $\varepsilon_{K_s^0-rec}$  der  $K_s^0$ -Rekonstruktion
- Der Effizienz der zur Unterdrückung des Untergrunds angewendeten Selektionsschnitte

Für den Zerfall des  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$  kommt entsprechend noch die Effizienz der Spurrekonstruktion des  $\pi_{slow}$  hinzu.

Die Effizienz  $\varepsilon_{K_s^0-rec}$  der  $K_s^0$ -Rekonstruktion wurde bereits in 7.2 besprochen. Die Gesamteffizienz der  $D^0$ -Rekonstruktion  $\varepsilon_{sel}(D^0) = \varepsilon_{Selektion} \cdot \varepsilon_{K_s^0-rec} \cdot \varepsilon_{Spur-rec} \cdot A_{CJC} \cdot A_{BEMC/BPC}$  wird aus der AROMA Monte-Carlo Simulation bestimmt. Dazu wird die Anzahl der insgesamt im betrachteten kinematischen Bereich  $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  generierten  $D^0$ -Mesonen und derjenigen, die den in Kapitel 6, 7, 8 und 9 beschriebenen Rekonstruktions- und Selektionsschnitten genügen, bestimmt. Die generierten Ereignisse der Monte Carlo Simulation werden also exakt denselben Analyse- und Selektionskriterien unterzogen.

Dabei müssen Korrekturen auf die von der Simulation nicht korrekt beschriebenen Selektionsabschnitte angebracht werden. So sind z.B. nicht alle ineffizienten Bereiche der zentralen Spurkammern in der Monte-Carlo-Simulation korrekt implementiert (vergl. 6.6). Solche Effekte werden bei der Abschätzung eines systematischen Fehlers berücksichtigt.

Abgesehen von derartigen Abweichungen zwischen Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen, die die Detektorsimulation und die Spurrekonstruktion betreffen, weisen die gemessenen Daten-Verteilungen darauf hin, daß die theoretischen Ansätze, die der Monte-Carlo-Simulation zugrundeliegen, auch die „Physik“ der Charm-Produktion nicht vollständig zu beschreiben vermögen. Im Fall der  $D^0$ -Analyse zeigen sich in den gemessenen differentiellen Verteilungen für  $p_{t,D}$  und  $x_D$  zwar nur leichte Unterschiede zu den simulierten Verteilungen. Größere Differenzen treten aber bei den gefundenen  $D^0$ -Kandidaten mit kleinem  $x_D$  auf (s. Kap. 8.2.4). Ereignisse dieser Art sind in der Monte-Carlo-Simulation praktisch nicht vorhanden.

Ebenso werden in der  $D^*$ -Analyse sehr viel mehr  $D^0$ -Kandidaten mit kleinem  $x_D$  und  $p_{t,D}$  unter kleinen Polarwinkeln gefunden (s. Abb. 9.6 und 9.7) als nach der Monte-Carlo-Simulation zu erwarten wäre.

Ferner ist die in den Ereignissen mit  $D^0$ -Kandidaten vorhandene Multiplizität nicht mit der aus der Monte-Carlo-Simulation erwarteten Anzahl zu vereinen.

Die auftretenden Differenzen in den Verteilungen sind zum jetzigen Zeitpunkt nicht verstanden. Die Abweichungen und deren Einfluß auf die Selektions-Effizienz können im Rahmen dieser Arbeit nicht zufriedenstellend behandelt bzw. abgeschätzt werden, insbesondere nicht mit den zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Simulationen.

Da die vorhandene AROMA Monte-Carlo-Simulation ferner nicht für alle Untermoden des Zerfalls  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$  vorliegt, würde eine Bestimmung der Selektionseffizienz aus der  $(K^* \cap NR)$ -Selektion zusätzlich einen systematischen Fehler verursachen, der nicht bestimmt werden kann. Daher wird die Effizienz der  $D^0$ -Rekonstruktion für eine Selektion angegeben, die keine spezifischen Zerfallskinetik-Schnitte enthält. Für die Kombinationen mit  $x_{K_s^0\pi^+\pi^-} > 0.25$ ,  $|\eta_{K_s^0\pi^+\pi^-}| < 1.25$  sowie  $r_k > 5 \text{ cm}$ ,  $npv = 0$ ,  $p_t > 500 \text{ MeV}/c$  und  $ct < 4 \cdot 2.67 \text{ cm}$  (vergl.  $D^0$ -Signal in der rechten Abb. 8.1) wird keine Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit vom

speziellen Zerfallsmode erwartet.

Allerdings ist das Verhältniss  $N/\varepsilon_{sel}$ , welches maßgeblich in die Effizienzbestimmung der Selektion eingeht, nicht gänzlich unabhängig von den genauen Schnittgrößen in  $x_D$  und  $r_K$ . Innerhalb der statistischen Fehler ist dieses Verhältniss aber in etwa konstant (s. Tab. 10.1).

Für die ausgeführten Selektionsschnitte ergibt sich aus der AROMA-Simulation für die DIS-Ereignisselektion im kinematischen Bereich  $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  eine Selektionseffizienz von:

$$\varepsilon_{sel}(D^0; r_K > 5 \text{ cm}, x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25) = 5.2 \pm 0.4 \% \quad (10.11)$$

Für den „sichtbaren“ Wirkungsquerschnitt, dem die Anzahl der im Bereich  $x_D > 0.25$  und  $|\eta_{D^0}| < 1.25$  generierten  $D^0$ -Mesonen zugrundeliegt (vergl. Tab. 10.1), ergibt sich eine Selektionseffizienz von:

$$\varepsilon_{sel}(D^0; vis) = 18.4 \pm 1.3 \% \quad (10.12)$$

Die angegebenen Fehler berücksichtigen lediglich die vorhandene Statistik der Monte-Carlo-Simulation.

Im Fall der  $D^*$ -Selektion werden keine speziellen Schnitte, die die Zerfallskinetik bestimmter Moden ausnutzen, angewandt. Für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit sollte daher der Umstand, daß die Monte-Carlo-Simulation nur für 3 der 7 Untermoden existiert, keinen wesentlichen Einfluß haben. Allerdings bestehen große Unterschiede in den differentiellen Verteilungen der gemessenen  $D^0$ -Mesonen in  $\theta_D$ ,  $p_{t,D}$  und  $x_D$  zu den entsprechenden Verteilungen der Monte-Carlo-Simulation und auch zu den Verteilungen der  $D^0$ -Selektion aus Kap. 8, so daß die Bestimmung der Selektionseffizienz stark fehlerbehaftet ist.

Für die in Kap. 9 beschriebene  $D^*$ -Selektion ergibt sich ohne weitere Schnitte und Korrekturen eine Selektionseffizienz von:

$$\varepsilon_{sel}(D^*) = 9.0 \pm 0.5 \% \quad (10.13)$$

In dem angegebenen Fehler ist wieder nur der statistische Fehler der Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt.

Für den Bereich  $x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25$  sind die gemessenen Verteilungen der beiden Analysen aus Kap. 8 und Kap. 9 miteinander vereinbar. Im Rahmen des Statistischen Fehlers liegt für diesen Bereich auch eine Übereinstimmung mit den Verteilungen der Monte-Carlo-Simulation vor.

Wird zusätzlich ein Schnitt  $x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25$  ausgeführt, so verbleiben nur  $17 \pm 5$  der ursprünglich  $36 \pm 8$  Ereignisse im  $D^*$ -Signal im kinematischen Bereich  $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ , während in der Monte-Carlo-Simulation lediglich eine Abnahme der  $D^*$ -Ereignisse um rund 23 % von  $391 \pm 22$  auf  $300 \pm 18$  (von insgesamt 4352 generierten  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm; D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-; K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Mesonen) zu verzeichnen ist.

Für diese Selektion erhält man eine Selektionseffizienz von:

$$\varepsilon_{sel}(D^*_{x_D > 0.25}) = 6.9 \pm 0.4 \% \quad (10.14)$$

Dem „sichtbaren“ Wirkungsquerschnitt liegt die Anzahl der mit  $x_D > 0.25$  und  $|\eta_{D^0}| < 1.25$  generierten  $D^0$ -Mesonen aus  $D^*$ -Zerfällen zugrunde (vergl. Tab. 10.2), hierfür ergibt sich eine Selektionseffizienz von:

$$\varepsilon_{sel}(D^*; vis) = 20.6 \pm 1.2 \% \quad (10.15)$$

Die angegebenen Fehler berücksichtigen hierbei lediglich den statistischen Fehler der Monte-Carlo-Simulation.

## 10.4 Anzahl der Ereignisse mit $D^0$ -Kandidaten

Die Anzahl der Ereignisse im Signal der  $D^0$ -Resonanz wurde durch eine Signal-Anpassung bestimmt. Im Fall der  $D^0$ -Analyse ergibt sich für den betrachteten kinematischen Bereich  $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  eine Anzahl von  $116 \pm 34$  Ereignissen im Signal<sup>2</sup>. Bei einer Aufweichung der Schnitte ( $x_D > 0.2$  und  $r_K > 3 \text{ cm}$ ) erhält man  $156 \pm 52$  Ereignisse im Signal, allerdings bei starkem Zuwachs der Untergrundkombinationen.

Für die  $D^*$ -Analyse führt der Signalfit im kinematischen Bereich  $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  zu einer Anzahl von  $36 \pm 8$  Ereignissen mit  $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^- \pi^\pm$ ;  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Mesonen, für Kombinationen mit  $x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-} > 0.25$  verbleiben davon  $17 \pm 5$  Ereignisse (vergl. Tab. 10.2).

Durch die in Kap. 6 getroffenen Spurkriterien sind die in den Ereignissen vorhandenen Doppelspuren weitgehend ausgeschlossen worden. Bei einer visuellen Durchsicht der einzelnen Ereignisse mit  $D^0$ -Kandidaten werden keine „offensichtlichen“ Doppelspuren gefunden, die zu doppelten Einträgen im Signal führen. Eine Korrektur auf die Anzahl  $N$  der aus dem Signalfit erhaltenen  $D^0$ -Kandidaten ist daher nicht notwendig.

## 10.5 Ergebnisse der Analyse

Die in den systematischen Fehler der Effizienzbestimmung eingehenden Größen und deren Abschätzung werden hier aufgeführt. Die auftretenden Fehlerquellen seien kurz diskutiert:

- Die Effizienz der Spurrekonstruktion ist in der Monte-Carlo-Simulation höher als in den Daten, da einige Bereiche verminderter Rekonstruktionseffizienz der CJC wie auch die Verdrehung der Spurrkammern zueinander in der MC-Simulation nicht implementiert sind. Der Unterschied zwischen Daten und der Monte-Carlo-Simulation in der Nachweiswahrscheinlichkeit der Spuren ist dabei impulsabhängig. Ein angenommener Unterschied von 3% in der Effizienz der Spurrekonstruktion führt bei zwei bzw. drei geladenen Pion-Spuren zu einem Gesamtfehler von etwa 6-10% bei der Effizienzbestimmung durch die Monte-Carlo-Simulation<sup>3</sup>. Der Fehler für die  $V^0$ -Bestimmung wird gesondert abgeschätzt.
- Bei der  $V^0$ -Rekonstruktion kann ein systematischer Fehler bei der Spurrekonstruktion zu systematischen Differenzen in der Rekonstruktions-Effizienz zwischen MC-Simulation und Daten führen. So liegt z.B. bei der Rekonstruktion konvertierter Photonen eine systematische Verschiebung des Konversionsradius vor (vergl. Abb. 7.6), die vermutlich auf eine systematische Verschiebung im Transversalimpuls der beteiligten Elektronen zurückzuführen ist. Im Falle der konvertierten Photonen war dies überprüfbar, da der richtige Konversionsort in  $r$  (die  $z$ -Kammern) bekannt ist. Ein ähnlicher Effekt wird bei der Rekonstruktion von  $K_s^0$ -Mesonen in der MC-Simulation zwar nicht erwartet (s. Abb. 7.10), kann aber dennoch nicht ausgeschlossen werden. Ein Fehler in  $\varepsilon_{sel}$  durch Unterschiede bei der  $V^0$ -Anpassung zwischen Daten und MC-Simulation wird auf  $\pm 10\%$  abgeschätzt – Dieser Wert würde sich bei einem Rekonstruktions-Fehler in  $r_{K^0}$  von etwa 10% ergeben.
- Die Massenauflösung ist in der MC-Simulation besser als in den Daten. Da in der MC-Simulation kaum Untergrund vorhanden ist, ist auch der Verlauf der Untergrund-Kombinationen in den Daten völlig anders. Bei der Signalanpassung kann dies zu systematischen Fehlern führen, die mit  $\pm 3\%$  abgeschätzt werden.

<sup>2</sup>Für den Bereich  $7 \text{ GeV}/c^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}/c^2$  ergeben sich die  $150 \pm 40$   $D^0$ -Kandidaten, die in Abb. 8.1 rechts gezeigt sind.

<sup>3</sup>In [30] wird ein Gesamtfehler der Spurrekonstruktion für die drei Teilchen des  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^+$ ;  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ -Zerfalls von +11 -6% angegeben.

- Da nicht alle Zerfallsmoden in der MC-Simulation implementiert sind und nicht auszuschließen ist, daß sich die  $K_s^0$ -Mesonen aus verschiedenen Untermoden in ihrem Impuls- oder Zerfallsvertex-Spektrum unterscheiden, kann es im Fall der  $D^0$ -Analyse zu entsprechenden systematischen Fehlern kommen, die mit  $\pm 5\%$  abgeschätzt werden.
- Das Verhältniss  $N/\varepsilon_{sel}$ , welches in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes eingeht, ist von der Schnittgröße in  $r_{K_s^0}$  geringfügig abhängig (vergl. Tab. 10.1 und Abb. 8.6). Für die Selektionseffizienz wird ein durch die spezielle Wahl der Schnitte bedingter systematischer Fehler von  $5\%$  angenommen.
- Fehler, die bei der Bestimmung von  $\varepsilon_{sel}$  aufgrund von „nicht vollständig beschriebener Physik“ in den Daten zur MC-Simulation auftreten, können nicht abgeschätzt und berücksichtigt werden. Der Wirkungsquerschnitt für die  $D^*$ -Selektion, bei der große Differenzen in den Verteilungen der Daten zur MC-Simulation auftreten, wird in Tab. 10.2 sowohl für eine Selektion ohne Schnitt in  $x_D$  als auch für  $x_D > 0.25$  angegeben.

Die für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes relevanten Größen aus Gleichung 10.1 bis 10.15 sind in den Tab. 10.1 und 10.2 noch einmal zusammengefaßt. Angegeben sind die statistischen Fehler, die sich aus der Signalanpassung der Daten ergeben, sowie die statistischen Fehler der Selektionseffizienz, die der Monte-Carlo-Simulation zugrundeliegen.

Die auftretenden systematischen Fehler sind bei den in Tab. 10.1 und 10.2 angegebenen Wirkungsquerschnitten noch nicht berücksichtigt. Diese systematischen Fehler resultieren zum einen aus der Unsicherheit bei der Bestimmung der Zerfallsrate  $BR$  ( $\approx 12 - 14\%$ ). Ferner verursachen die oben angesprochenen Unsicherheiten bei der Berechnung der Selektionseffizienz als Folge diverser in der Monte-Carlo-Simulation nicht oder falsch implementierter Effekte einen weiteren systematischen Fehler bei der Bestimmung von  $\varepsilon_{sel}$ , der sich – unter der Annahme, daß die auftretenden Fehlerquellen in erster Näherung voneinander unabhängig sind – aus der quadratische Summe der weiter oben aufgeführten Fehler berechnet. Für die  $D^0$ -Selektion ergibt sich ein systematischer Gesamtfehler von:  $\Delta\sigma_{c\bar{c}}(syst) = \sqrt{(0.25/1.88)^2 + 0.06^2 + 0.1^2 + 0.03^2 + 0.05^2 + 0.05^2} = 0.193 = 19.3\%$ .

	$D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$			
integr. Luminosität $L$	$L = 2.975 pb^{-1} \pm 1.5\%$			
Triggereffizienz $\varepsilon_{trig}$	$(98.7 \pm 0.8)\%$			
$BR(D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-)$	$(1.82 \pm 0.22)\%$			
$BR(c\bar{c} \rightarrow D^0 X; D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-)$	$(1.88 \pm 25)\%$			
Schnitt in $x_{K_s^0 \pi^+ \pi^-}$	$> 0.25$	$> 0.2$	$> 0.3$	$> 0.3$
Schnitt in $r_{K_s^0}$ [cm]	$> 5$	$> 3$	$> 5$	$> 8$
Ereignisse im Signal $N_{D^0}$	$116 \pm 34$	$156 \pm 52$	$100 \pm 27$	$93 \pm 23$
Ereignisse $N_{sel}$ (MC)	$515 \pm 36$	$730 \pm 47$	$460 \pm 34$	$332 \pm 26$
generierte $D^0$ -Mesonen	9936			
Selektionseffizienz $\varepsilon_{sel}$ [%]	$5.2 \pm 0.4$	$7.3 \pm 0.5$	$4.6 \pm 0.4$	$3.3 \pm 0.3$
$N/(\varepsilon_{sel})[10^3]$	$2.24 \pm 0.67$	$2.12 \pm 0.72$	$2.16 \pm 0.61$	$2.78 \pm 0.72$
$\sigma_{D^0}$ [nb]	$41.9 \pm 12.5$	$39.8 \pm 13.5$	$40.5 \pm 11.4$	$52.1 \pm 13.5$
$\sigma_{c\bar{c}}$ [nb]	$40.6 \pm 12.1$	$38.6 \pm 13.1$	$39.2 \pm 11.0$	$50.4 \pm 13.1$
$N_{gen}(x_D > 0.25,  \eta_D  < 1.25)$	2791			
$\varepsilon_{sel}(x_D > 0.25,  \eta_D  < 1.25)$ [%]	$18.4 \pm 1.3$	-	$16.5 \pm 1.2$	$11.9 \pm 0.9$
$\sigma_{c\bar{c}}(x_D > 0.25,  \eta_D  < 1.25)$ [nb]	$11.4 \pm 3.4$	-	$11.0 \pm 3.1$	$14.1 \pm 3.7$

Tabelle 10.1: Wirkungsquerschnitt für die  $D^0$ -Selektion

	$D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+; D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$			
integr. Luminosität $L$	$L = 2.975pb^{-1} \pm 1.5\%$			
Triggereffizienz $\varepsilon_{trig}$	$(98.7 \pm 0.8\%)$			
$BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+; D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-)$	$(1.24 \pm 0.15\%)$			
$BR(c\bar{c} \rightarrow D^0X; D^0 \rightarrow \dots)$	$(0.63 \pm 25\%)$			
Schnitt in $x_{K_s^0\pi^+\pi^-}$	$> 0$	$> 0.1$	$> 0.2$	$> 0.25$
Ereignisse im Signal $N_{D^0}$	$36 \pm 8$	$32 \pm 8$	$21 \pm 6$	$17 \pm 5$
Ereignisse $N_{sel}$ (AROMA)	$391 \pm 22$	$381 \pm 21$	$334 \pm 20$	$300 \pm 18$
Ereignisse $N_{gen}$ (AROMA)	4352			
Selektionseffizienz $\varepsilon_{sel}$ [%]	$9.0 \pm 0.5$	$8.8 \pm 0.5$	$7.7 \pm 0.4$	$6.9 \pm 0.4$
$N/(\varepsilon_{sel} \cdot BR)$	$400 \pm 92$	$366 \pm 94$	$273 \pm 80$	$247 \pm 74$
$\sigma_{D^*}$ [nb]	$11.0 \pm 2.5$	$10.0 \pm 2.6$	$7.5 \pm 2.2$	$6.8 \pm 2.0$
$\sigma_{c\bar{c}}$ [nb]	$21.7 \pm 5.0$	$19.7 \pm 5.1$	$14.8 \pm 4.4$	$13.3 \pm 3.9$
$N_{D^0,gen}(x_D > 0.25,  \eta  < 1.5)$	1453			
$\varepsilon_{sel}(x_D > 0.25,  \eta  < 1.25)$ [%]	-	-	-	$20.6 \pm 1.2$
$\sigma_{c\bar{c}}(x_D > 0.25,  \eta  < 1.25)$ [nb]	-	-	-	$4.5 \pm 1.4$

Tabelle 10.2: Wirkungsquerschnitt  $D^*$ -Selektion

In Tab. 10.1 ist auch die Abhängigkeit der Selektionseffizienz  $\varepsilon_{sel}$  von den gewählten Schnitten in  $r_K$  und  $x_D$  angegeben – im Rahmen der vorhandenen Statistik ist  $\varepsilon_{sel}$  für  $r_K < 8$  cm konstant bei Variation der Schnittwerte in  $r_K$  und  $x_D$ .

Aus der  $D^0$ -Analyse ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt für die Charmproduktion in der tiefinelastischen Streuung<sup>4</sup> von:

$$\sigma_{c\bar{c}}(D^0) = 40.6 \pm 13.3 \pm 7.8[nb] \quad (10.16)$$

Dieser Wert bezieht sich auf den kinematischen Bereich  $10 GeV^2 < Q^2 < 100 GeV^2$  und für Streuenergien des gestreuten Elektrons von  $E' > 10 GeV$  sowie  $y < 0.53$ .

Der erste angegebene Fehler berücksichtigt den statistischen Fehler der Datenselektion, der zweite wird von systematischen Fehlern bei der Rekonstruktion und Bestimmung der Zerfallsrate verursacht.

Fehler in der Effizienzbestimmung, die darauf zurückzuführen sind, daß die der Monte-Carlo-Simulation zugrundeliegenden theoretischen Modelle evtl. nicht ausreichend sind, die Charmproduktion in der tiefinelastischen Streuung korrekt zu beschreiben, können im Rahmen dieser Arbeit nicht angegeben werden.

Bei der Analyse des  $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm; D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-; K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfalls ist eine deutliche Abhängigkeit des aus der aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmten Wirkungsquerschnitts von der Schnittgröße  $x_D$  zu verzeichnen. Es ergeben sich für  $\sigma_{c\bar{c}}(D^*)$  Werte zwischen  $21.7 \pm 5.0 \pm 4.3$  nb und  $13.3 \pm 3.9 \pm 2.6$  nb (s. Tab. 10.2). Für die Selektion mit  $x_{K_s^0\pi^+\pi^-} > 0.25$  ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von:

$$\sigma_{c\bar{c}}(D^*) = 13.3 \pm 3.9 \pm 2.6[nb] \quad (10.17)$$

Wird nur der „sichtbare“ Wirkungsquerschnitt für Fragmentationsgrößen  $x_D > 0.25$  betrachtet, so sind innerhalb der Fehlergrenzen die Ergebnisse der beiden Analysen nicht miteinander kompatibel (siehe letzte Zeile in Tab. 10.1 und Tab. 10.2).

<sup>4</sup>Der angegebene Wert wird unter der Annahme, daß der Anteil der in der Fragmentation entstandenen  $D^0$ -Mesonen ebenso wie der aus  $QPM$ - und  $Beauty$ -Prozessen vernachlässigbar ist, berechnet.

Die Unterschiede in den differentiellen Verteilungen zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation sind gravierend. Die theoretischen Modelle, die der Monte-Carlo-Simulation zugrundeliegen, reichen offenbar nicht aus, die Charmproduktion in der tiefinelastischen Streuung korrekt zu beschreiben.

Die berechneten Wirkungsquerschnitte für die Charmproduktion in der tiefinelastischen Streuung sind daher nicht aussagekräftig.

Weiter Daten- und Monte-Carlo-Analysen sind erforderlich, um die aufgezeigten Widersprüche zu klären.

# Kapitel 11

## Charm-Signale in anderen Zerfallskanälen

Neben der in Kap. 8 und 9 ausführlich vorgestellten Rekonstruktion der  $D^0$ -Mesonen über den Zerfall  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$  wurden während dieser Diplomarbeit auch die Möglichkeiten der Rekonstruktion von  $D$ -Mesonen über andere Zerfallskanäle untersucht.

Signale der  $D$ -Resonanz konnten dabei für die folgenden Zerfallsmoden isoliert werden:

$$D^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm \quad D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \quad D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+; D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \rho^0$$

Auf die einzelnen Analysen kann an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden. Lediglich das Signal der  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ -Resonanz und die zu seiner Isolation eingeführten Schnitte sollen hier kurz vorgestellt werden. Anhand dieser Analyse läßt sich die Effizienz der Selektionsschnitte, insbesondere die Ausnutzung der harten Fragmentation, sehr schön illustrieren.

Abb. 11.1 zeigt links das Massenhistogramm aller 2-Teilchen (+, -) Kombinationen, wobei einem Teilchen die Kaonmassenhypothese, dem anderen die Pionmassenhypothese zugeteilt wurde. Es

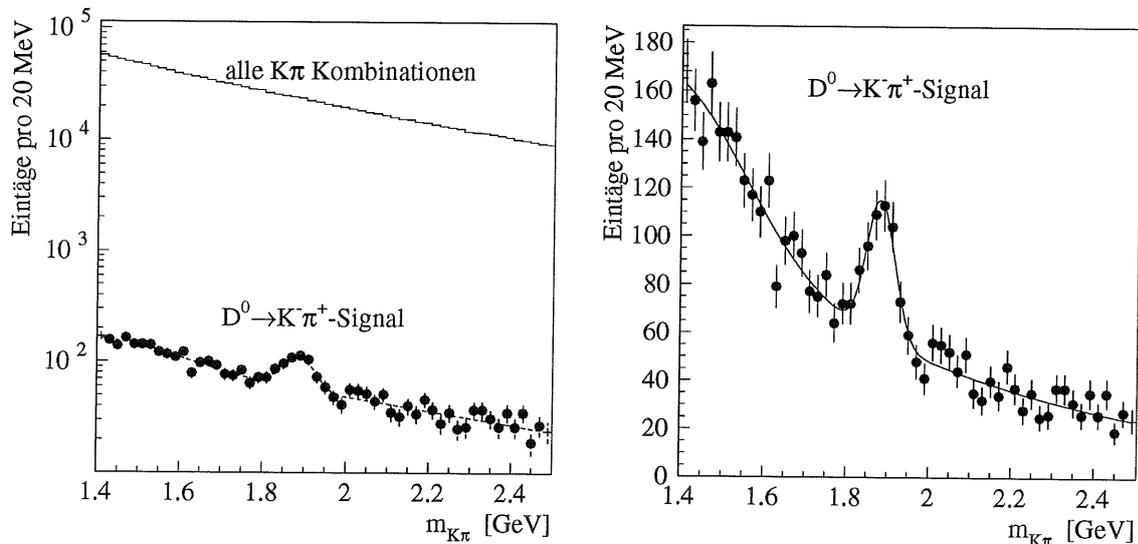


Abbildung 11.1: Signal der  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ -Resonanz, links sind in logarithmischer Darstellung alle  $K^\mp \pi^\pm$ -Kombinationen gezeigt. Zum Vergleich das nach den Selektionsschnitten verbleibende Signal der  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ -Resonanz, welches in der rechten Abb. noch einmal in linearer Darstellung gezeigt ist – der kombinatorische Untergrund wird um über 99.7% reduziert.

gehen nur Spuren mit einem Transversalimpuls  $p_t > 120 \text{ MeV}/c$ , die die Spurkriterien aus Kap. 6 erfüllen, in die Analyse ein.

Um ein Signal der  $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ -Resonanz isolieren zu können, bedarf es einer sehr effizienten Reduktion des kombinatorischen Untergrunds.

Die Selektionsschnitte, mit denen eine Reduktion des Untergrunds um einen Faktor von annähernd 500 (!) erreicht wurde, können Tab. 11.1 entnommen werden. Rechts in Abb. 11.1 ist das Signal der verbleibenden  $K^\mp \pi^\pm$ -Kombinationen gezeigt.

$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ -Selektionsschnitte	
Transversalimpuls $p_t$ der verwendeten Spuren	$\min(p_t(\pi), p_t(K)) > 0.5 \text{ GeV}/c$ $\max(p_t(\pi), p_t(K)) > 1 \text{ GeV}/c$
radiale Spurlänge der verwendeten Spuren	$\min(L_{r,1}, L_{r,2}) > 30 \text{ cm}$ $\max(L_{r,1}, L_{r,2}) > 55 \text{ cm}$
Fragmentationsgröße der $D^0$ -Kandidaten	$x_{K\pi} > 0.3$
Ordnung im $\gamma p$ -System	$O_K = 1$ und $O_\pi < 3$
Zerfallswinkel des $K$ zum $K\pi$ -System	$ \cos(\theta_K^*)  < 0.5$
radialer Öffnungswinkel	$ \phi_K - \phi_\pi  > 35^\circ$

Tabelle 11.1: Schnitte der  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ -Selektion

### Erläuterung der Selektionsschnitte

Die Zerfallsteilchen der  $D^0$ -Mesonen weisen im Mittel einen wesentlich größeren Transversalimpuls zur Strahlachse auf als zufällige Teilchen der Fragmentation. Es wird für beide Teilchen ein minimaler Transversalimpuls von  $500 \text{ MeV}/c$  gefordert, außerdem muß eine der beiden verwendeten Spuren einen Transversalimpuls  $p_t > 1 \text{ GeV}/c$  besitzen.

Eine radiale Spurlänge von mindestens  $30 \text{ cm}$  wird für beide Teilchen vorausgesetzt (d.h. beide Teilchen wurden in der CJC1 und CJC2 rekonstruiert), ferner wird gefordert, daß mindestens eine der verwendeten Spuren auf annähernd der vollen Breite der CJC rekonstruiert wird ( $L_r > 55 \text{ cm}$ ). Mit diesen Spurschnitten werden zum einen Kombinationen im Zentralbereich der Spurkammern selektiert (mindestens eine der beiden Spuren liegt wegen  $L_r > 55 \text{ cm}$  im Polarwinkelbereich  $30^\circ < \theta < 150^\circ$ ), zum anderen wird mit der Auswahl qualitativ sehr guter Spuren die Massenauflösung verbessert (vergl. hierzu Abb. 6.8 und Abb. 7.9).

Durch den Schnitt in der Fragmentationsgröße  $x_{K\pi} > 0.3$  wird ein großer Anteil der Untergrundkombinationen verworfen. Da die Zerfallsteilchen eines Charm-tragenden Hadrons aufgrund der harten Fragmentation in der Regel auch zu den schnellsten Teilchen im  $\gamma p$ -Ruhe-system gehören, wird für positive und negative Teilchen getrennt eine Ordnung  $O$  der Teilchen nach deren Impulsen  $P_{\gamma p}$  im  $\gamma p$ -System eingeführt. Für das Kaon wird  $O_K = 1$  verlangt (d.h. das Kaon ist seiner Ladungsgruppe das schnellste Teilchen), für das verwendete Pion werden die beiden schnellsten Teilchen  $O_\pi < 3$  der anderen Ladungsgruppe zugelassen.

Der Zerfallswinkel  $\cos(\theta_K^*)$  des  $K$  zum  $K\pi$ -System in dessen Ruhesystem wird auf den Bereich  $-0.5 < \cos(\theta_K^*) < 0.5$  eingeschränkt. Kaonen aus dem isotropen  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ -Zerfall sind in  $\cos(\theta_K^*)$  gleichverteilt, die Detektorakzeptanz führt im Bereich  $|\cos(\theta_K^*)| \rightarrow 1$  zu Verlusten (vergl. Abb. 8.2 und die Diskussion in 8.1). Zufällige Kombinationen des kombinatorischen Untergrunds hingegen besitzen bevorzugt sehr große oder aber sehr kleine Werte in  $\cos(\theta_K^*)$  (wobei diese Größe sehr stark mit dem Transversalimpuls bzw. der Differenz der Transversalimpulse der beiden beteiligten Teilchen korreliert ist).

Der Schnitt im radialen Öffnungswinkel der beiden kombinierten Teilchen resultiert aus der Überlegung, daß der Zerfall des  $D^0$ -Mesons im wesentlichen unabhängig vom Rest der Fragmentation erfolgen sollte. Zufällige Teilchen mit großen Impulsen und großen Fragmentationswerten sowie kleinen Ordnungen  $O_{\gamma p}$  im  $\gamma p$ -System sollten dagegen nicht aus sekundären Zerfällen son-

dern direkt dem Primärprozeß entstammen und daher bevorzugt in der Fragmentationsebene liegen. Diese Fragmentationsebene wird aber von dem herausgestoßenen Parton und dem Protonrest aufgespannt, d.h. für zufällige Kombinationen werden sehr kleine radiale Öffnungswinkel erwartet.

Für die Datenselektion wird mit einem Schnitt im radialen Öffnungswinkel eine weitere Reduktion des verbleibenden Untergrunds ermöglicht. In der Monte-Carlo-Simulation führt ein solcher Schnitt aber nicht zu äquivalenten Ergebnissen, bzw. das Verhältnis  $N/\varepsilon$  bleibt nicht konstant.

Durch die oben aufgeführten Schnitte wird ein Signal- zu Untergrund- Verhältniss von annähernd 1 : 1 erreicht.

Es werden nicht alle Schnitte, insbesondere nicht der hier erläuterte Schnitt im radialen Öffnungswinkel der beiden Spuren, von der Monte-Carlo-Simulation in gleicher Weise beschrieben.

Eine Selektion, für welche das Verhältnis  $N/\varepsilon$  der selektierten  $D^0$ -Mesonen zur Selektionseffizienz bei mäßiger Variation der einzelnen Schnittparameter in etwa konstant bleibt, bildet die Grundlage der in [31] gegebenen Analyse zur Charmproduktion in der tiefinelastischen Streuung.

## Kapitel 12

# Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die inklusive Produktion von  $D^0$ -Mesonen in der tiefinelastischen  $ep$ -Streuung am Speicherring HERA untersucht. Grundlage dieser Arbeit sind die 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten mit einer integrierten Luminosität von  $2.975 \text{ pb}^{-1}$ .

Die Produktion der  $D^0$ -Mesonen bei H1 konnte erstmals über den Zerfallskanal  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$  nachgewiesen werden. Dabei werden die  $K_s^0$ -Mesonen über ihren Zerfall in zwei geladene Pionen und deren Rekonstruktion in den zentralen Spurräumen des H1-Detektors rekonstruiert. Bei der Rekonstruktion von  $V^0$ -Kandidaten dominieren zufällige Kombinationen entgegengesetzt geladener Teilchen. Die in dieser Arbeit entwickelten zusätzlichen Selektionsanforderungen an die  $K_s^0$ -Mesonen vermögen den kombinatorischen Untergrund bei kleinen Verlusten im  $K_s^0$ -Signal um rund 95 % zu reduzieren.

Voraussetzung für die Isolation eines signifikanten Signals der  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Resonanz ist neben einer effizienten  $K_s^0$ -Selektion eine Reduktion zufälliger  $K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen um einen Faktor von wenigstens 50. Eine solche Reduktion läßt sich unter Ausnutzung der harten Fragmentation  $x_D$  der  $D^0$ -Mesonen sowie deren Zerfallskinetik erreichen.

Ferner sind die getroffenen Spurrkriterien wichtig, um schlecht rekonstruierte Spuren und Doppelspuren zu verwerfen.

Im Fall der  $D^*$ -Analyse reicht die Existenz eines  $\pi_{slow}$ -Kandidaten zum  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten für die Isolation eines signifikanten Signals der  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Resonanz aus. Die  $D^*$ -Analyse wird sich daher ohne weiteres auch auf Ereignisse der Photoproduktion übertragen lassen, da Selektionsschnitte in Variablen, die nur bei bekanntem Impulsvektor  $\vec{q}$  definiert sind (z.B. die Fragmentationsgröße  $x_D$ ), nicht durchgeführt werden.

In dieser Arbeit wurde außerdem für den Zerfall  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  eine Selektion vorgestellt, die ein deutliches Signal der  $D^0$ -Resonanz zu isolieren vermag, ohne auf ein „Charm tagging“ über ein langsames Pion  $\pi_{slow}^+$  aus dem  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^+$ -Zerfall zurückgreifen zu müssen. Die Selektionsschnitte nutzen auch hier im wesentlichen die harte Fragmentation der  $D^0$ -Mesonen und ihre Zerfallskinetik aus und vermögen über 99.7 % der zufälligen Untergrund-Kombinationen auszuschließen.

Es konnte anhand der gemessenen differentiellen Verteilungen der selektierten  $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ - und  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ : D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -Mesonen gezeigt werden, daß die Monte-Carlo-Simulation den Prozeß der Charm-Produktion nur zum Teil korrekt zu beschreiben vermag. Signifikante Unterschiede treten insbesondere im Vorwärtsbereich des H1-Detektors bei kleinen Fragmentationsgrößen  $x_D$  auf. Die gemessenen Verteilungen deuten darauf hin, daß der Hauptprozeß der Charm-Produktion die Boson-Gluon Fusion ist (s. auch [31]).

Eine Abschätzung des Wirkungsquerschnitts der inklusiven  $D^0$ ,  $D^*$  und der totalen Charm-Produktion in der tiefinelastischen  $ep$ -Streuung wurde vorgenommen. Voraussetzung für die Bestimmung des inklusiven  $D$ -Wirkungsquerschnitts ist eine genaue Kenntnis der Verlustrate an Ereignissen der tiefinelastischen Streuung durch Trigger- und Ereignis-Selektion sowie über den verbleibenden Untergrund. Die Analyse zeigte, daß Ereignisse der tiefinelastischen Streuung weitgehend untergrundfrei selektiert werden können. Die Triggereffizienz der Trigger-elemente des BEMC beträgt dabei im untersuchten kinematischen Bereich  $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$   $98.7 \pm 0.8 \%$ .

Ausschlaggebend für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts ist aber die Bestimmung der Selektionseffizienz. Diese muß aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnen werden und ist im Fall der  $D^*$ -Analyse von der Schnittgröße in  $x_D$  abhängig. Die der vorhandenen Monte-Carlo-Simulation zugrundeliegenden theoretischen Ansätze vermögen die Charmproduktion in der tiefinelastischen Streuung nicht ausreichend zu beschreiben.

Im Fall der  $D^0$ -Analyse ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt der Charmproduktion im kinematischen Bereich  $10 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$   $\sigma_{c\bar{c}}(D^0) = 40.6 \pm 13.3 \pm 7.8 [\text{nb}]$ .

Die auftretenden Differenzen bei kleinen Polarwinkeln und bei kleinen Fragmentationsgrößen  $x_D$  der selektierten  $D^0$ -Mesonen sind z.Z. nicht verstanden und erfordern weitere Untersuchungen. In [31] wird gezeigt, daß Unterschiede zur Monte-Carlo-Simulation vor allem im Bereich kleiner  $Q^2$  auftreten.

Mit der zu erwartenden erhöhten Luminosität der laufenden Datenentnahme-Periode werden die angesprochenen physikalischen Aspekte detaillierter untersucht werden können.

Ferner wird mit dem neuem Subdetektor zur Erkennung des gestreuten Elektrons, dem SPACAL, der kinematisch zugängliche Bereich in  $x$  und  $Q^2$  bei gleichzeitiger Reduktion nicht DIS-induzierten Untergrunds erweitert. Damit wird ein Vorstoß in den physikalisch interessanten Grenzbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung möglich.

Mit den erkannten Problemen der nicht exakt ausgerichteten zentralen Spurkammern und deren Berücksichtigung bei der Rekonstruktion ist eine Verbesserung der Spurrekonstruktion für die kommenden Datenläufe zu erwarten. Ein besseres Verständniss der Spurkammern wird auch zu einer verbesserten Massenauflösung führen.

Eine Einbeziehung der Vorwärtsspurdetektoren wäre insbesondere im Hinblick auf die in diesem Polarwinkelbereich besonders hervortretenden Differenzen zwischen der Monte-Carlo Beschreibung und den Daten wünschenswert.

Mit Hilfe der neuen Vertexdetektoren wird eine effizientere Reduktion von Untergründereignissen und eine verbesserte Spurrekonstruktion möglich werden. Der Übergang  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$  (Zerfallslänge  $c\tau = 317 \mu\text{m}$ ) wird z.T. über die Rekonstruktion eines sekundären Vertex nachgewiesen werden können.

Mit einer verbesserten Zuordnung der rekonstruierten Spuren zum primären Vertex und einer besseren Auflösung in  $d'_{ca}$  und  $z^0_{dca}$  der Spuren sollte sich auch noch eine geringfügige Verbesserung der  $K_s^0$ -Selektion über die eingeführten Variable  $npv$  und  $d'_{ca}$  erreichen lassen – so sollten sich die Spuren der  $V^0$ -Zerfallsteilchen durch nicht vorhandene Ansprechere des Vertexdetektors sowie größere Werte in  $d_{ca}$  auszeichnen.

Eine Ausdehnung der „Heavy Quark“ Physik auf andere, bisher nicht miteinbezogene Zerfallskanäle wird einen weiteren Zuwachs an Statistik ermöglichen. Vielversprechende Kandidaten sind die Zerfälle:  $D^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+$ ,  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \rho^0$ ,  $D_s^+ \rightarrow K^+ K_s^0$ ,  $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$  sowie einige Zerfallsmoden des geladenen  $\Lambda_c$ .

Sollten die Charmproduktion im wesentlichen über den Prozeß der Boson-Gluon-Fusion stattfinden, so bieten die rekonstruierten Charm-tragenden Hadronen eine hervorragende Möglichkeit, die Gluonimpulsverteilung im Proton zu messen.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Der HERA $ep$ -Speicherring bei DESY . . . . .	3
2.2	$ep$ -Feynmandiagramm zur Erläuterung der kinematischen Variablen. . . . .	5
2.3	QPM und QCDC Feynmangraphen . . . . .	6
2.4	BGF Feynmangraph . . . . .	7
2.5	Feynmangraph für einen Prozeß mit resolved Photon . . . . .	8
2.6	Dreidimensionales Schnittbild des H1 Hauptdetektors . . . . .	10
2.7	Zentrale Spurkammern des H1-Detektors . . . . .	11
2.8	Querschnitt durch die zentralen Spurenkammern . . . . .	12
2.9	Darstellung des Luminositätsmeßsystems . . . . .	14
3.1	$\theta$ -Verteilung der Charm-Quarks . . . . .	17
3.2	Verteilung der $\gamma p$ -Schwerpunktenergie auf die beiden Quarks . . . . .	18
3.3	Invariante Masse $m_{q\bar{q}}$ gegen $x_{gl}$ . . . . .	18
3.4	Invariante Masse $m_{q\bar{q}}$ gegen $W^2$ . . . . .	19
3.5	Invariante Masse $m_{q\bar{q}}$ und Polarwinkel . . . . .	19
3.6	Korrelation der $\theta$ -Verteilungen des $c\bar{c}$ -Paares . . . . .	20
3.7	Korrelation von $\theta_c$ zu $x_c \equiv 2P_c^{\gamma p}/E^{\gamma p}$ . . . . .	20
4.1	Fragmentation von $D$ -Mesonen und „leichter“ Mesonen in der $e^+e^-$ -Annihilation . . . . .	24
4.2	Fragmentation generierter $D^0$ -Mesonen . . . . .	25
4.3	Auflösung in $x_D^{\gamma p}$ . . . . .	26
4.4	$p_t(D^0)$ -Verteilungen . . . . .	27
4.5	Transversalimpulsverteilung des $K_s^0$ -Mesons aus $D^0$ -Zerfällen . . . . .	27
5.1	Verteilung von $E_{e'}$ und $\vartheta_{e'}$ des gestreuten Elektrons . . . . .	31
5.2	$x, y$ und $Q_{sigma}^2$ der DIS-Datenselektion . . . . .	31
5.3	$\theta_{Jet}$ -Verteilung des Hadronischen Jets . . . . .	32
5.4	Korrelation zwischen $\theta_{Jet}$ und $E_{e'}$ . . . . .	32
5.5	$(z'_0 - z_{vertex})$ -Verteilung von CJC-Spuren und $z_{vertex}$ -Verteilung . . . . .	33
6.1	Vorzeichenkonvention des Spurparameters $d_{ca}$ . . . . .	35
6.2	$\theta$ -Verteilung aller Spuren der Datenselektion . . . . .	37

6.3	Radiale Spurlänge $L_r$ und Rstart	38
6.4	Spurtreffer in CJC1 und CJC2	39
6.5	Verteilung von $p_t$ und $\phi$	39
6.6	$\phi$ -Lücken in CJC1	40
6.7	Auflösung in $d_{ca}$ und $z_{dca}^0$ der CJC-Spuren	41
6.8	Auflösung des Transversalimpulses	41
6.9	Korrelation des Transversalimpulses zur radialen Spurlänge	42
7.1	$K_s^0$ -Signal der $V^0$ -Anpassung	46
7.2	$\vee$ - sowie $\cup$ -Zerfälle von $K_s^0$ -Mesonen	47
7.3	$K_s^0$ -Signal für die vier verschiedenen $npv$ -Klassen	48
7.4	Korrelation zwischen Asymmetrie und Massenhypothese	49
7.5	Konvertierte Photonen	50
7.6	Konvertierte Photonen: $\phi$ -Löcher in CJC2	51
7.7	Verteilungen in $\theta$ , $\phi$ und $p_t$ der $K_s^0$	53
7.8	$K_s^0$ -Signal	54
7.9	$K_s^0$ -Massenauflösung und Impulsverteilung	55
7.10	Auflösung in $r_{vertex}$ und $p_t$ der $K_s^0$ -Mesonen	55
7.11	$K_s^0$ -Transversalimpuls und Zerfallslänge	56
7.12	$\theta$ -Verteilung der selektierten $V^0$ -Teilchen	56
7.13	Korrelation zwischen den Massenhypothesen	57
7.14	$\Lambda^0 \rightarrow p\pi$ -Signal vor und nach Schnitten	58
7.15	Effizienz der $K_s^0$ -Rekonstruktion: $\theta$ und $p_t$	60
7.16	Effizienz der $K_s^0$ -Rekonstruktion: $r$ und $\alpha$	60
7.17	Lebensdauer der $K_s^0$ -Mesonen	61
8.1	$K_s^0\pi^+\pi^-$ -Massenhistogramm	63
8.2	Helizitätswinkelverteilung	65
8.3	$D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ -Signal	67
8.4	Differentielle Verteilungen der $D^0$ -Ereignisselektion	70
8.5	Differentielle Verteilungen der $D^0$ -Kandidaten	71
8.6	Differentielle Verteilungen von $K_s^0$ -Mesonen der $D^0$ -Selektion	72
8.7	$D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ -Resonanz bei kleinen Fragmentationsgrößen $x_D$	73
8.8	Polarwinkelverteilung der $D^0$ mit kleinen $x_D$	74
9.1	Transversalimpulsverteilung des $\pi_{slow}^+$ -Kandidaten	76
9.2	Korrelation der Transversalimpulse	76
9.3	$D^{*+} - D^0$ -Massen-Korrelation	77
9.4	$D^{*+}/toD^0(K_s^0\pi^+\pi^-)\pi_{slow}^+$ -Signal	78

9.5	Differentielle Verteilungen von $K_s^0$ -Mesonen der $D^*$ -Selektion . . . . .	80
9.6	Differentielle Verteilungen der $D^*$ -Kandidaten . . . . .	81
9.7	Korrelation zwischen $\theta_D$ und $x_D$ . . . . .	82
9.8	Kinematischer Bereich der selektierten $D^*$ -Mesonen . . . . .	82
9.9	$D^{*+}/toD^0(K_s^0\pi^+\pi^-)\pi_{slow}^+$ -Signal . . . . .	83
11.1	$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ -Signal . . . . .	92

# Tabellenverzeichnis

4.1	Grundzustände der D-Mesonen ( $J^P = 0^-$ ) . . . . .	23
5.1	Schnitte der DIS-Ereignisselektion . . . . .	30
6.1	Spurparameter und deren Wertebereich . . . . .	35
7.1	Anforderungen an Kandidaten der $\gamma$ -Konversion . . . . .	51
7.2	Anforderungen an $K_s^0$ -Kandidaten . . . . .	53
7.3	gewählter Massenbereich der $K_s^0$ -Selektion . . . . .	54
7.4	$\Lambda^0$ -Selektionskriterien . . . . .	58
8.1	Schnitte der „ $K^*$ “-Selektion ( $D^0 \rightarrow K^*(892)^-\pi^+$ ) . . . . .	66
8.2	Schnitte der „ $NR$ “-Selektion ( $D^0 \rightarrow K_s^0 - \pi^+\pi^-$ nonresonat) . . . . .	66
8.3	Reflexionen im Massenhistogramm der $K_s^0\pi^+\pi^-$ -Kombinationen . . . . .	68
9.1	Schnitte der $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi_{slow}^\pm$ ( $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ )-Selektion . . . . .	79
10.1	Wirkungsquerschnitt für die $D^0$ -Selektion . . . . .	89
10.2	Wirkungsquerschnitt $D^*$ -Selektion . . . . .	90
11.1	Schnitte der $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ -Selektion . . . . .	93

# Literaturverzeichnis

- [1] E. Rutherford: *Phil. Mag.* 21 (1911) 669.
- [2] R. Hofstadter: *Rev. Mod. Phys.* 28 (1956) 214
- [3] T. Janssens, R. Hofstadter et al. : *Phys. Rev.* 142 (1966) 922
- [4] R. R. Taylor, "Proc. 4th intern. Symp. Electron Photon Interactions at High Energies"
- [5] Aubert, *PRL* 33 1404, 1974
- [6] W. Buchmüller, G. Ingelmann (Editors): *Physics at HERA. Proceedings of the Workshop, Vol. 1-3, Hamburg 1992*
- [7] U. Bassler, G. Bernardi: *Progress on Kinematical Variables Reconstruction. Consequences for D.I.S. Physics Analysis at low x, H1-03/93-274, Hamburg 1994*
- [8] U. Bassler, G. Bernardi: *On the Kinematic reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: the  $\Sigma$  Method, DESY 94-231, Hamburg 1994*
- [9] G. A. Schuler, T.Sjöstrand: *Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction, Nucl. Phys. B407 (1993) 539*
- [10] H1-Coll.: *A Measurement of the Proton Structure Function  $F_2(x, Q^2)$ , DESY-95-006*
- [11] G. Wolf: *HERA Physics, DESY 94-022, Hamburg 1994*
- [12] M. Begtsson and T. Sjöstrand: *Z. Phys. C37 (1988) 465*, M. Begtsson, G. Ingelman and T. Sjöstrand: *Proc. of HERA Workshop 1987, DESY, Hamburg 1988*
- [13] G. Ingelman: *LEPTO version 6.1 – The Lund MC for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering, TSL/ISV-92-0065*
- [14] G. Ingelman, J. Rathsmann, G.A. Schuler: *AROMA 2.1 – A Monte Carlo Generator for Heavy Flavor Events in  $ep$ -Collisions, ISSN 0418-9833, 1995*
- [15] T. Sjöstrand: *PHYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual, CERN-TH.7112/93.*
- [16] B. Anderson, G. Gustafson and B. Söderberg: *Z. Phys. C20 (1983) 317*, M.G. Bowler, *Z. Phys. C11 (1981) 169*, D.A. Morris: *Nucl. Phys. B313 (1989) 534*
- [17] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts: *Phys. Rev. D50 (1994) 6743*
- [18] OPAL Collaboration, R. Akers et al.: *Phys. Lett. B353 (1995) 595*
- [19] M.L. Mangano and P. Nason: *Phys. Letters B285 (1992) 160*; M.H. Seymour: *Z. Phys. C63 (1994) 99*, *Nucl. Phys. B436 (1995) 16*

- [20] R. Akers et al. (OPAL Coll), Z. Phys. C67 (1995) 27
- [21] Heavy Quark Physics at HERA in: Heavy Quarks – Working Group Reports, Physics at HERA Vol. 2, Hamburg 1991
- [22] H1 Kollaboration: The H1 Detector at HERA, DESY H1-96-01 (updated version of DESY report 93-103), Hamburg March 1996
- [23] Particle Data Group: Review of Particle Properties, Physical Review D Part I Volume 50, Published by The American Physical Society, New York 1994
- [24] Schulz: Untersuchung von Methoden zur Kalibrierung der H1-Jetkammer, Dissertation, Universität Hamburg(1993)
- [25] Claus Grupen: Teilchendetektoren, BI-Verlag, Mannheim (1993)
- [26] Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung (1987)
- [27] H. Jung, G. A. Schuler und J. Terro:  $J/\psi$ -Production Mechanism and Determination of Gluon Density at HERA, int. Journ. Mod. Phys. A32 (1992) 7955
- [28] Stefan Wiesand: Diplomarbeit, in Vorbereitung
- [29] ...
- [30] Christoph Grab: Photoproduction of  $D^*$  H1-12/95-469
- [31] Karin Daum: Charmproduction in DIS, H1-Note in Vorbereitung
- [32] Carsten Niebuhr: Data Quality Meeting, Nov. 1995
- [33] Physics letters B 338 (1994) 507-518, Photoproduction of  $J/\psi$ -Meson at HERA
- [34] J. J. Aubert: Nucl. Phys. B213 (1983)
- [35] A. de Roeck et al: H1-12/93-322
- [36] F. James: MINUIT Reference Manual, CERN Programm Library Long Writeup D506
- [37] Karin Daum, persönliche Mitteilung