Studien zum Nachweis des radiativen D^{*0}–Zerfalls im H1–Detektor

Peter Höting
III. Physikalisches Institut B
RWTH Aachen

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

im Januar 1998

Zusammenfassung

Am Speicherring HERA des Deutschen Elektronen–Synchrotrons entstehen am H1–Experiment durch den Prozeß der Photon–Gluon–Fusion bei Elektron–Proton–Kollisionen unter anderem *Charm*–Teilchen, speziell auch D^{*0}–Mesonen. Diese zerfallen zu 38.1% über $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$. In der vorliegenden Arbeit werden die Photonen anhand der Konversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ nachgewiesen. Für die D^0–Mesonen werden der prominente Zerfallskanal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ sowie der Kanal $D^0 \rightarrow \overline{K}^0\pi^+\pi^-$, der einen sekundären Zerfallsvertex $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ enthalten kann, untersucht. Mittels der Δm–Methode kann hieraus im prominenten Kanal für Daten des Jahres 1994 ein D^{*0}–Signal gefunden werden, während 1995 und 1996 kein Signal zu sehen ist. Im zweiten betrachteten Zerfallskanal ist in allen drei Jahren kein eindeutiges Signal zu erkennen.

abstract

At the H1 experiment at HERA charmed particles, in particular D^{*0} mesons are produced in electron–proton collisions via boson–gluon fusion processes. 38.1% of the D^{*0} decay into $D^0\gamma$. The photons are identified in conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Considering the D^0 two decay channels are investigated in this paper, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ and $D^0 \rightarrow \overline{K}^0\pi^+\pi^-$, the latter containing a secondary vertex $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Using the Δm method a D^{*0} signal is obtained in the first decay channel for data taken in the year 1994, while for 1995 and 1996 no signal is found. Investigating the second decay channel $D^0 \rightarrow \overline{K}^0\pi^+\pi^-$ no significant signal is seen in all three years.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Das Motiv

Die Physik hat sich seit jeher mit der Frage nach den elementaren Bausteinen der Materie beschäftigt, und so konnten immer neue und „kleinere“ elementare wie zusammengesetzte Teilchen gefunden werden. Mit der Einführung des Quarkmodells und dessen experimenteller Bestätigung konnte eine Ordnung in den zu jener Zeit ausufernden Teilchenzoo gebracht werden. Später hat die Einführung des Standardmodells der Teilchenphysik durch die Zusammenfassung der QCD[1] und der von Glashow, Salam und Weinberg begründeten Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung ein theoretisches Gebäude geschaffen, dessen Vorhersagen durch Experimente der Hochenergiephysik in den letzten Jahren immer genauer bestätigt werden konnten.

Das H1–Experiment am HERA[2]–Ring des DESY[3] wurde zur Untersuchung der Substruktur des Protons bei bisher nicht erreichten Energien gebaut. Bei der Kollision von Protonen mit Elektronen kommt es dabei zur Bildung verschiedenster neuer Teilchen. Schwere Quarks, insbesondere *Charm*–Quarks entstehen dabei in niedrigster Ordnung über den Prozeß der Boson–Gluon–Fusion. Durch die anschließende Fragmentation bilden sich Mesonen und Baryonen, die die schweren Quarks enthalten. Der Prozeß dieser Hadronisierung bleibt trotz aller Erfolge des Standardmodells noch wenig verstanden. Die Untersuchung der charmtragenden Hadronen kann zur Bestimmung der gluonischen Struktur des Protons beitragen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Nachweis des D^{*0}–Mesons[4], welches ein *Charm*–Quark enthält. Dabei werden zwei verschiedene Zerfallskanäle untersucht, die jeweils ein Photon enthalten, das durch Konversion nachgewiesen werden kann. Einer der beiden Kanäle enthält ein K_S^0–Meson, welches durch einen sekundären Zerfall (sogenannte „V0“–Signatur) gekennzeichnet ist.

---

[1] **Q**uanten**c**hromo**d**ynamik: Theorie der zwischen den Quarks wirkenden und durch die Gluonen vermittelten starken Wechselwirkung

[2] **H**adron–**E**lektron–**R**ing–**A**nlage

[3] **D**eutsches–**E**lektronen–**Sy**nchrotron

[4] mit D^{*0} ist im folgenden immer das $D^*(2007)^0$–Meson gemeint

1.2 Gliederung

Nach dieser kurzen Einführung wird in Kapitel 2 der Teilchenbeschleuniger HERA und das H1–Experiment vorgestellt, auf dessen Daten die vorliegende Analyse beruht.

Kapitel 3 befaßt sich mit den Grundlagen des Standardmodells im allgemeinen und den physikalischen Prozessen bei HERA im speziellen.

Die untersuchten Zerfallskanäle werden in Kapitel 4 vorgestellt, gefolgt von der Beschreibung der Spur– und Vertexrekonstruktion sowie der Spurparametrisierung in Kapitel 5.

In Kapitel 6 wird auf generierte Zerfälle und daraus abzuleitende Informationen über die entstehenden Zerfallsteilchen eingegangen.

Der Suche nach Photonkonversionsvertices ist Kapitel 7 gewidmet. Hier wird ein spezieller Konversionsvertexfinder vorgestellt und es werden Schnittmöglichkeiten für daraus erhaltene Photonenspuren diskutiert.

Die Rekonstruktion der in einem der untersuchten Zerfallskanäle vorkommenden K^0_S–Mesonen wird in Kapitel 8 behandelt. Kapitel 9 erläutert die Rekonstruktion von D^0–Mesonen in beiden betrachteten Zerfallskanälen. Die Güte der Rekonstruktion wird dabei anhand der Suche nach $D^{*\pm}$–Mesonen auf Monte–Carlo–Ebene getestet.

Schließlich werden alle bisher erhaltenen Ergebnisse auf die Rekonstruktion von D^{*0}–Mesonen angewandt. In Kapitel 10 werden die Ergebnisse der Rekonstruktion in beiden Zerfallskanälen für die Daten der Jahre 1994 bis 1996 vorgestellt.

1.3 Einheiten

In dieser Arbeit wird das sogenannte natürliche Einheitensystem verwendet. Dies bedeutet, daß die beiden fundamentalen Naturkonstanten c (Lichtgeschwindigkeit) und $\hbar = h/2\pi$ (h = Plancksches Wirkungsquantum) einheitenlos sind und den Wert 1 haben. Dies führt unter anderem dazu, daß Massen und Impulse die Einheit einer Energie bekommen, was zu einer deutlichen Vereinfachung der Formeln und Rechnungen in der Hochenergiephysik führt.

Energien werden hier wie in der Teilchenphysik allgemein üblich in Vielfachen eines Elektronenvoltes eV angegeben, also etwa in $MeV = 10^6\,eV$ oder $GeV = 10^9\,eV$. Dabei entspricht $1\ eV = 1.602 \cdot 10^{-19}\,J$ der Energie, die ein Elektron beim Durchlaufen einer Spannung von $1\ V$ erhält.

Dezimalstellen werden nach der in der Physik gängigen internationalen Schreibweise durch einen Punkt statt durch ein Komma von den ganzen Zahlen getrennt. Allgemein werden Einheiten zur besseren Unterscheidung vom normalen Text *kursiv* geschrieben.

Kapitel 2

HERA und der H1–Detektor

Dieses Kapitel stellt in einer Übersicht die verschiedenen Komponenten der experimentellen Anlage am DESY in Hamburg vor. Im ersten Teil wird der Teilchenbeschleuniger HERA vorgestellt. Nach der Einführung des Koordinatensystems befaßt sich der dritte Teil mit dem Aufbau des H1–Detektors, wobei besonders auf die Funktionsweise der in der Analyse benutzten Detektorelemente eingegangen wird.

2.1 Der HERA–Ring

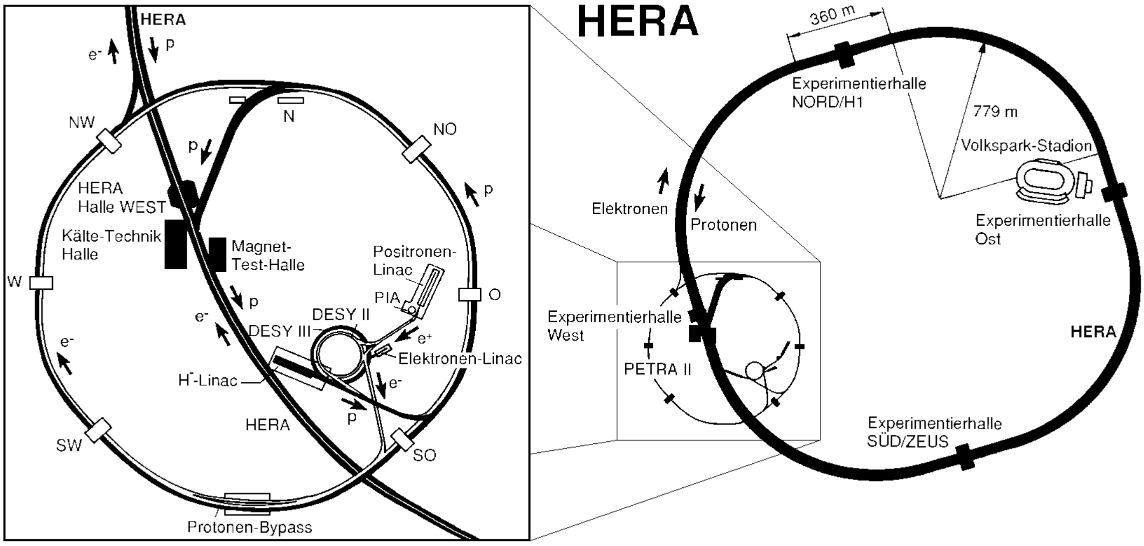


Abbildung 2.1: Der HERA–Ring

Die Speicherringanlage HERA ging nach insgesamt achtjähriger Planungs– und Bauzeit im Mai 1992 in Betrieb. Sie stellt einen in ihrer Art weltweit einzigartigen Lepton–Nukleon–Collider dar. Im Vergleich mit bisherigen Lepton–Hadron–Fixed–Target–Experimenten, die in den vergangenen Jahrzehnten eine sehr wichtige Rolle beim Verständnis des strukturellen Aufbaus der Materie und der „Elementarteilchen“ gespielt haben, kann hier eine um ungefähr eine Größenordnung höhere Schwerpunktsenergie erreicht werden.

Es werden bei HERA Elektronen[1] mit einer Sollenergie von 30 GeV mit entgegenkommenden Protonen der Energie 820 GeV zur Kollision gebracht, was zu einer Energie von $\sqrt{s} \approx 314\,GeV$ im ep–Schwerpunktsystem führt.

Abbildung 2.1 zeigt eine Ansicht der HERA–Ringanlage. Der Tunnel, in dem sich Elektronen– und Protonenring befinden, hat einen Umfang von 6300 m und umschließt den Hamburger Volkspark sowie den größten Teil des DESY–Geländes.

	Design		Strahlperiode 1994		Einheit
	p-ring	e-ring	p-ring	e-ring	
Energie	820	30	820	27.55	GeV
Luminosität	1.5×10^{31}		4.3×10^{30}		$cm^{-2}s^{-1}$
integrierte Luminosität	100		5.6		pb^{-1}
Wechselwirkungspunkte	4		2		
magnetisches Feld	4.68	0.165	4.68	0.152	T
Zahl der Teilchen	210	80	54	22	10^{11}
Strom pro Paket	760	290	241	101	μA
Anzahl der Pakete	210	210	170	168	
Paketabstand	96	96	96	96	ns
Injektionsenergie	40	14	40	14	GeV
σ_x am Reaktionspunkt	0.29	0.26	0.29	0.26	mm
σ_y am Reaktionspunkt	0.07	0.02	0.07	0.02	mm
σ_z am Reaktionspunkt	110	8	110	8	mm
Energieverlust/Umlauf	6.2×10^{-6}	127			MeV
RF–Frequenz	52.03/208.1	499.8	52.03	499.8	MHz

Tabelle 2.1: Parameter des Speicherringes HERA (aus [4])

Die Elektronen und Protonen werden in Linearbeschleunigern (LINACs) vorbeschleunigt und gelangen in den ehemaligen Elektron–Positron–Collider PETRA[2]. Hier werden sie weiter beschleunigt auf 14 GeV (Elektronen) bzw. 40 GeV (Protonen). Die Teilchenpakete werden dann in die HERA–Ringe gefüllt und dort auf ihre Endenergie gebracht. Innerhalb des HERA–Ringes liegen neben den Fixed–Target–Experimenten HERMES und HERA–B die beiden *Collider*–Experimente ZEUS und H1. Die technischen Daten der HERA–Anlage sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt. Angegeben sind die Designwerte sowie die Werte für die Strahlperiode 1994. Der wesentlichste Unterschied zu den beiden anderen in dieser Arbeit untersuchten Strahlperioden betrifft die von HERA produzierte integrierte Luminosität, die 1995 $10.7\,pb^{-1}$ und 1996 $15.3\,pb^{-1}$ betrug.

2.2 Das Koordinatensystem

In dieser Arbeit wird das bei H1 übliche Koordinatensystem verwendet. Es handelt sich dabei um ein rechtshändiges kartesisches System. Die z–Achse wird so gelegt, daß sie in Protonen-

---

[1] seit 1994 Positronen; im weiteren Verlauf sind in diesem Zusammenhang mit Elektronen immer Positronen gemeint.

[2] **P**ositron–**E**lektron–**T**andem–**R**ing–**A**nlage

flugrichtung zeigt. Diese Richtung wird auch als Vorwärtsrichtung bezeichnet, während die Elektronenflugrichtung (negative z–Achse) Rückwärtsrichtung heißt. Die x– und y–Achsen stehen senkrecht zur Strahlachse, wobei die positive x–Achse zum Mittelpunkt des HERA–Ringes und die positive y–Achse nach oben zeigt.

Da die Protonen einen höheren Impuls als die Elektronen haben, bewegt sich das *ep*–Schwerpunktsystem in Vorwärtsrichtung. Aufgrund der Zylindersymmetrie des Detektors ist auch ein zylindrisches Koordinatensystem nützlich. Der Azimutalwinkel ϕ wird in der transversalen Richtung (x–y–Ebene) im mathematisch positiven Sinne relativ zur x–Achse gemessen. Der Polarwinkel θ ist der Winkel relativ zur positiven z–Achse.

2.3 Der H1–Detektor

In einer der Wechselwirkungszonen (Halle Nord) des HERA–Ringes befindet sich der H1–Detektor. Er steht 20 m unter der Erdoberfläche, hat ein Gewicht von 2800 t und seine Ausmaße betragen $12\,m \times 15\,m \times 19\,m$.

2.3.1 Aufbau des H1–Detektors

Abbildung 2.2 zeigt die Hauptbestandteile des Detektors. Das zuvor beschriebene Koordinatensystem ist mit eingezeichnet. Deutlich erkennbar ist die Schalenstruktur sowie die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie aufgrund der höheren Energie der Protonen. Um die Strahlröhre $\boxed{1}$ herum gruppiert sich zunächst das zentrale Spurkammersystem $\boxed{2}$, auf das im nächsten Abschnitt gesondert eingegangen wird, sowie das Vorwärtsspurkammersystem $\boxed{3}$.

Weiter außen befindet sich das Flüssigargonkalorimeter, welches sich in ein elektromagnetisches $\boxed{4}$ (Absorbermaterial: Blei) und ein hadronisches Kalorimeter $\boxed{5}$ (Absorbermaterial: Edelstahl) unterteilen läßt. Es ermöglicht die Bestimmung der Energie geladener und auch neutraler Teilchen. Um auch die Bereiche sehr kleiner und sehr großer Polarwinkel abzudecken, ist der H1–Detektor im Vorwärtsbereich zusätzlich mit dem Plugkalorimeter $\boxed{13}$ und im Rückwärtsbereich mit dem rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter BEMC[3] $\boxed{12}$ ausgerüstet (seit 1995 befindet sich hier das SPACAL[4]).

All diese Komponenten werden von einer supraleitenden Magnetspule $\boxed{6}$ umgeben, die ein homogenes Magnetfeld von $B_z = 1.15\,T$ entlang der Strahlachse erzeugt. Dieses Feld ermöglicht eine Impulsbestimmung der in den zentralen Spurkammern detektierten Teilchen, da die Transversalkomponente p_t des Teilchenimpulses über den Krümmungsradius r mit dem Magnetfeld verknüpft ist:

$$p_t \sim B_z \cdot r$$

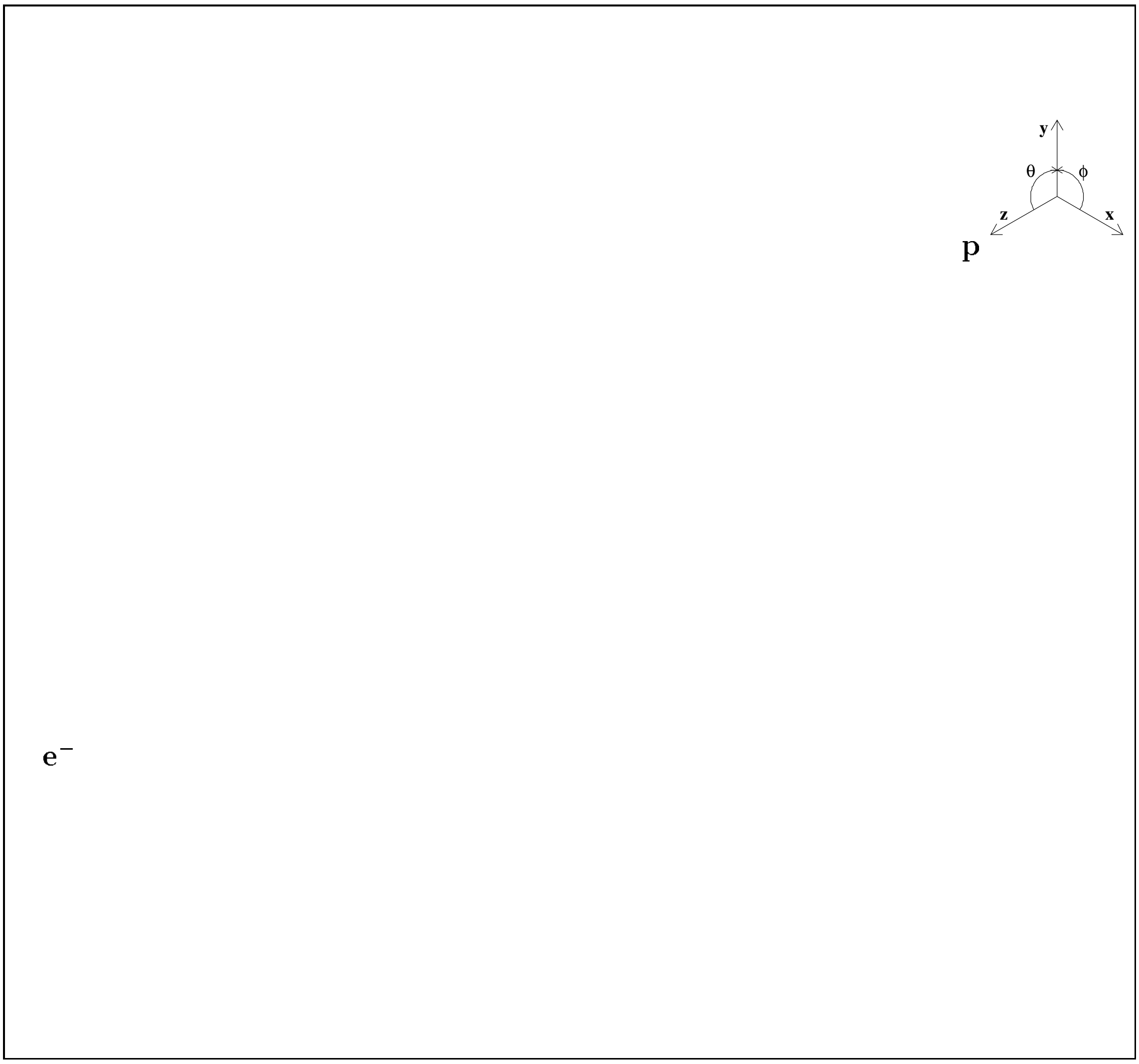
Außerhalb der Magnetspule liegen die Myonkammern $\boxed{9}$. Zwischen ihnen befindet sich das instrumentierte Eisenjoch $\boxed{10}$, welches zum einen der Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule dient und zum anderen dem Nachweis hadronischer Energieanteile, die nicht vollständig im Kalorimeter deponiert wurden. Im Vorwärtsbereich wird das Myonsystem durch weitere Myonkammern und den Myon–Toroid–Magneten $\boxed{11}$ ergänzt.

Die Detektorparameter sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt. Eine genauere Beschreibung befindet sich in [4] und [5].

---

[3] engl.: **B**ackward **E**lektro**m**agnetic **C**alorimeter

[4] engl.: **Spa**ghetti **Cal**orimeter



$\boxed{1}$ Beam pipe and beam magnets
$\boxed{2}$ Central tracking device
$\boxed{3}$ Forward tracking device
$\boxed{4}$ Electromagnetic LAr calorimeter
$\boxed{5}$ Hadronic LAr calorimeter
$\boxed{6}$ Superconducting coil (1.15 T)
$\boxed{7}$ Compensating magnet
$\boxed{8}$ Helium supply for $\boxed{7}$
$\boxed{9}$ Muon chambers
$\boxed{10}$ Instrumented iron yoke
$\boxed{11}$ Forward muon toroid
$\boxed{12}$ Backw. electromagn. calorimeter (BEMC)
$\boxed{13}$ PLUG calorimeter
$\boxed{14}$ Concrete shielding
$\boxed{15}$ Liquid argon cryostat

Abbildung 2.2: Überblick über den H1–Detektor

Kalorimeter		
Hauptkalorimeter: flüssig Argon(LAr)	Elektromagnetischer Teil	Hadronischer Teil
Granularität	10 bis 100 cm^2	50 bis 2000 cm^2
Tiefe (Zahl der Kanäle)	20 bis 30 X_0 (30784)	4.7 bis 7 λ_{abs} (13568)
Auflösung $\sigma(E_{e,h})/E_{e,h}$	$12\%/\sqrt{E_e} \bigoplus 1\%$	$\approx 50\%/\sqrt{E_h} \bigoplus 2\%$
LAr Reinheit (Stabilität der el. Kalib.)	$\leq 0.2\%$ über ein Jahr (ein Monat)	
Rauschen je Kanal	10 bis 30 MeV	
Winkelüberdeckung – Tote Kanäle	$4^\circ < \theta < 153^\circ$	$< 0.3\%$
Rückwärtskalorimeter: Pb–Szintillator	BEMC	
Winkelüberdeckung – Granularität	$151^\circ < \theta < 177^\circ$	$16 \times 16\ cm^2$
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_e)/E_e$	$22.5\ X_0 (1\ \lambda_{abs})$	$10\%/\sqrt{E_e} \bigoplus 2[1]\%$
»Tail catcher« Eisen–Streamer–Rohre		
Winkelüberdeckung	$4^\circ < \theta < 177^\circ$	
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	$4.5\ \lambda_{abs}$	$100\%/\sqrt{E_h}$
»Plug« Kalorimeter: Cu–Si		
Winkelüberdeckung – Granularität	$0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$	$5 \times 5\ cm^2$
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	$4.25\ \lambda\ (44.6\ X_0)$	$\approx 150\%/\sqrt{E_h}$

»Elektron tagger« Tl(Cl/Br)	ET, Luminositätsdetektor	
Winkelüberdeckung – Granularität	$\theta > 179.7^\circ$	$2.2 \times 2.2\ cm^2$
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_e)/E_e$	$21\ X_0$	$\approx 10\%/\sqrt{E_e} \bigoplus 1\%$
Photon Detektor: Tl(Cl/Br)	PD, Luminositätsdetektor	
Winkelüberdeckung – Granularität	$\theta > 179.7^\circ$	$2 \times 2\ cm^2$
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_e)/E_e$	$21\ X_0$	$\approx 10\%/\sqrt{E_e} \bigoplus 1\%$

Spurkammern		
Spule: Radius – Feld	3 m – $B = 1.15\ T$, $\Delta B/B \leq 2\%$	
Zentrale Spurkammern		
Winkel – radiale Überdeckung	$25^\circ < \theta < 155^\circ$	$150 < r < 850\ mm$
Jet Kammer: räumliche Auflösung	$\sigma_{r\phi} = 170\ \mu m$	$\sigma_z = 22.0\ mm$
z–Kammer: räumliche Auflösung	$\sigma_{r\phi} = 25$ und $58\ mm$	$\sigma_z \approx 350\ \mu m$
Impuls – dE/dx Auflösung	$\sigma_p/p^2 < 0.01[0.003]\ GeV^{-1}$	$\sigma(dE)/dE = 10[6]\%$
Vorwärts(f)/Rückwärts(b) Spurkammern		
Winkel – radiale Überdeckung (f)	$7^\circ < \theta < 25^\circ$	$120 < r < 800\ mm$
räumliche Auflösung (f)	$\sigma_{r\phi} = 170\ \mu m$ ($\sigma_r = 29\ mm$)	$\sigma_{x,y} = 210\ \mu m$
Winkelüberdeckung – Auflösung (b)	$155^\circ < \theta < 175^\circ$	$\sigma_{x,y} = 1\ mm$
Trigger Proportionalkammern		
Winkelüberdeckung – Kanäle	$7^\circ < \theta < 175^\circ$	3936

Myonnachweis		
Instrumentiertes Eisen		
Winkelüberdeckung – Gesamtfläche	$4^\circ < \theta < 171^\circ$	$4000\ m^2$
Zahl der Kanäle	Drähte: 103700, Streifen: 28700, »Pads«: 4000	
räumliche Auflösung	$\sigma_{\text{Draht}} = 3 - 4$ mm	$\sigma_{\text{Streifen}} = 10 - 15$ mm
Winkel – Impulsauflösung Zentrum	$\sigma_\theta(\sigma_\theta) = 15(10)\ mr$	$[\sigma_p/p \approx 0.35]$
Vorwärts Myontoroid		
Winkelüberdeckung – Auflösung	$3^\circ < \theta < 17^\circ$	$[0.25 < \sigma_p/p < 0.32]$

Abmessungen (x,y,z) – Gewicht	$12 \times 15 \times 10\ m^3$	$2800\ t$

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der H1–Detektorparameter. Gezeigt ist der Status der ersten Laufphase von HERA 1992. Davon abweichende Design- und Teststrahlwerte stehen in eckigen Klammern [ ]. Energien werden in GeV angegeben (aus [4]).

2.3.2 Die zentralen Spurkammern

Der für die vorliegende Arbeit wichtigste Teil des H1–Detektors ist das zentrale Spurkammersystem. Mit ihm werden die Spuren der Teilchen nachgewiesen. Dieser Teil soll daher im folgenden Abschnitt etwas genauer beleuchtet werden.

In Abbildung 2.3 sind die Spurkammern dargestellt. Man sieht im linken Bildbereich die Vorwärtsspurkammern, die speziell zum Nachweis von Spuren mit kleinen Polarwinkeln θ angeordnet sind. Rechts befindet sich das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC (seit 1995 das SPACAL).

In der Mitte liegen die zentralen Spurkammern, die in Abbildung 2.4 in einem radialen Schnitt gesondert dargestellt sind. Ganz innen ist das Strahlrohr zu erkennen. Im Jahre 1995 wurde zusätzlich zu den vorhandenen Kammern im Bereich zwischen $5.3\,cm$ und $12.0\,cm$ ein Mikrovertexdetektor, der sogenannte CST[5], eingebaut, der in dieser Abbildung noch nicht eingezeichnet ist. Das Strahlrohr mußte darum von ursprünglich $10\ cm$ Radius auf $4.5\ cm$ verkleinert werden. Der CST erlangte aber erst im Jahre 1997 seine volle Funktionstüchtigkeit, so daß er für die untersuchten Datensätze noch nicht benutzt werden konnte. Die zugehörige Software ist noch in der Testphase.

Um das Strahlrohr gruppieren sich von innen nach außen gesehen zunächst die innere Proportionalkammer (CIP[6]), die innere z–Kammer (CIZ[7]), die erste zentrale Spurkammer (CJC1[8]), die äußere z–Kammer (COZ[9]), die äußere Proportionalkammer (COP[10]) sowie die zweite zentrale Spurkammer (CJC2[11]).

Von zentraler Bedeutung für die vorliegende Analyse sind die beiden konzentrischen Vieldrahtproportionalkammern (MWPC[12]) CJC1 und CJC2. Sie sind unterteilt in 30 bzw. 60 Driftzellen, in denen 24 (CJC1) bzw. 36 (CJC2) Signaldrähte parallel zur Strahlachse gespannt sind. Hierdurch läßt sich eine Ortsauflösung von 170 μm in der r–ϕ–Ebene erzielen. Durch einen Vergleich der Signale an jeweils beiden Drahtenden läßt sich auch die z–Koordinate grob bestimmen, hier liegt die Auflösung jedoch nur bei etwa einem Prozent der Drahtlänge. In Tabelle 2.3 sind alle wichtigen Parameter der zentralen Jetkammern zusammengefaßt.

Die z–Kammern CIZ und COZ haben die Aufgabe, möglichst schnell eine genauere Information über die z–Koordinate des Hauptvertex zu liefern und außerdem allgemein die Ortsauflösung in z–Richtung zu verbessern, da die CJCs in dieser Richtung aufgrund ihrer Bauweise recht ungenau sind (siehe Tabelle 2.3). Hierzu wurden in der CIZ und der COZ die Drähte senkrecht zur Strahlachse gespannt.

Die Proportionalkammern liefern Triggerinformationen bei der Datennahme für die Auswahl der weiter zu untersuchenden Ereignisse. Bei H1 wird ein mehrstufiges Triggersystem verwendet, um aus der ungeheuren Informationsmenge möglichst schnell die unerwünschten Ereignisse herauszufiltern, da sonst die Rechner- und Speicherkapazität völlig überlastet würde. Nähere Informationen über die einzelnen Triggerstufen finden sich in [5].

---

[5] engl.: **C**entral **S**ilicon **T**racker

[6] engl.: **C**entral **I**nner **P**roportional chamber

[7] engl.: **C**entral **I**nner **Z**–chamber

[8] engl.: **C**entral **J**et **C**hamber 1

[9] engl.: **C**entral **O**uter **Z**–chamber

[10] engl.: **C**entral **O**uter **P**roportional chamber

[11] engl.: **C**entral **J**et **C**hamber 2

[12] engl.: **M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber

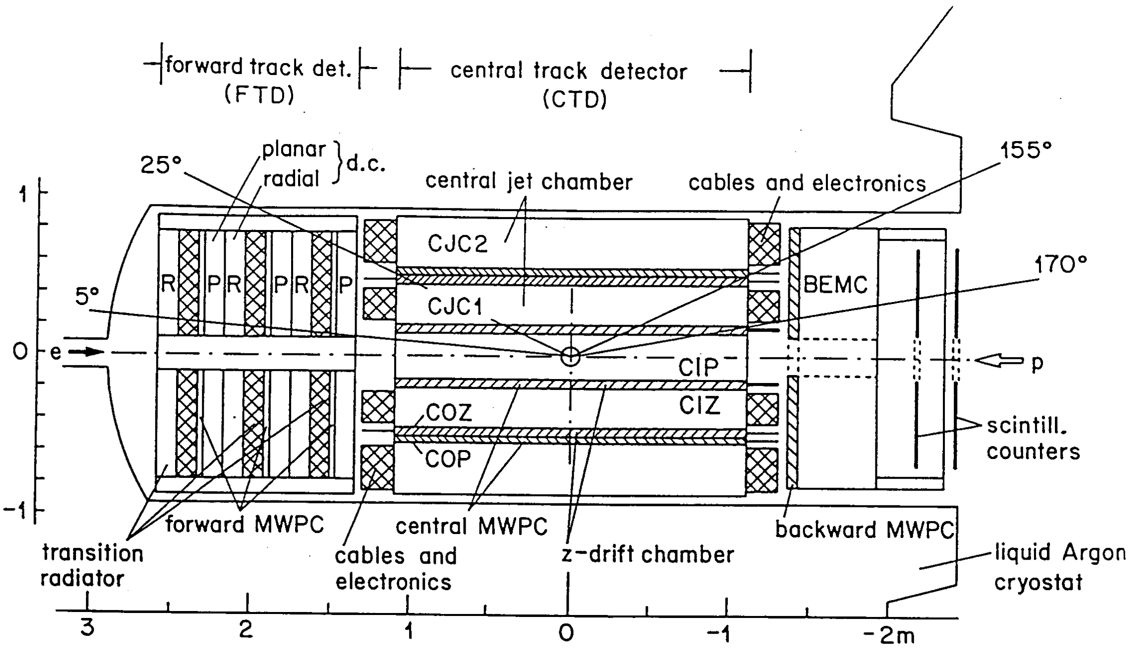


Abbildung 2.3: Seitenansicht der Spurkammern des H1–Detektors

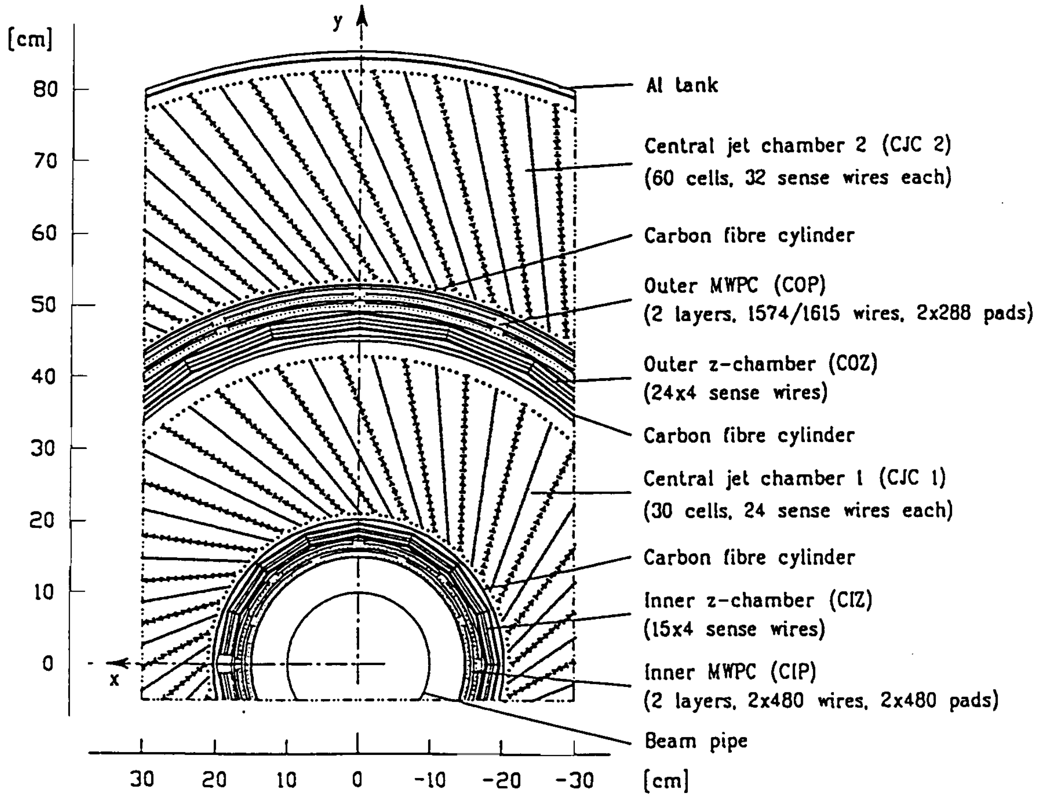


Abbildung 2.4: Radialer Schnitt durch die zentralen Spurkammern des H1–Detektors

	Einheit	CJC1	CJC2
aktive Länge Δz	mm	2200	
aktive Zone beginnt bei z	mm	-1125	
Gesamtlänge Δz	mm	2500	
Innenradius R_i	mm	203	530
Außenradius R_o	mm	451	844
aktive radiale Länge	mm	224	296
Zahl der Zellen		30	60
Zahl der Signaldrähte pro Zelle		24	32
Zahl der Potentialdrähte pro Zelle		50	66
Zahl der Felddrähte pro Zelle		10	10
Zahl der Kathodendrähte pro Zelle		49	65
Abstand der Signaldrähte	mm	10.16	
maximale Driftstrecke bei R_i	mm	22.9	28.5
maximale Driftstrecke bei R_o	mm	44.5	43.1
Material der Signaldrähte		W–Rh(3%)	
Widerstand der Signaldrähte	$k\Omega/m$	0.3	
Durchmesser der Signaldrähte	μm	20	
Material der Potentialdrähte		Cu–Be(2%)	
Durchmesser der Potentialdrähte	μm	127	
Spannkraft der Signaldrähte	N	0.65	
Gasgemisch: $Ar/CO_2/CH_4$	%	89.5/9.5/1.0	
Signaldrahtspannung	V	1170	
Feldgradient	V/mm	120	
Driftgeschwindigkeit	$mm/\mu s$	≈ 50	
$\sigma_{r\phi}$ (σ_ϕ)	μm (°)	170 (0.1)	
σ_z (σ_θ)	cm (°)	2.2 (1.2)	
σ_κ	cm^{-1}	3×10^{-5}	
σ_{DCA}	μm	420	
$\sigma_{dE/dx}$	%	10	
Doppeltrefferauflösung	mm	2	

Tabelle 2.3: Zusammenfassung der CJC–Parameter (aus [4]).

Kapitel 3

Physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen groben Überblick über das Standardmodell der Teilchenphysik (für eine detailliertere Einführung siehe z.B. [20] oder [1]) und führt kurz in die für die Elektron–Proton–Streuung bei HERA relevanten kinematischen Variablen ein. Schließlich werden die Hauptprozesse der Elektron–Proton–Streuung anhand von Feynmangraphen vorgestellt, wobei das Hauptaugenmerk auf den für diese Arbeit relevanten Prozeß zur Produktion von charmtragenden Teilchen gerichtet wird.

3.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist ein äußerst erfolgreicher Versuch, die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und die Quantenchromodynamik zu einer Theorie zusammenzufassen, die außer der Gravitation alle bekannten Wechselwirkungen und die nach heutiger Sicht „elementaren“ Teilchen umfaßt.

Quark	Symbol	Generation	Masse $[MeV]$	Ladung	Spin
up	u	1	5 ± 3	$+2/3$	1/2
down	d	1	10 ± 5	$-1/3$	1/2
charm	c	2	1300 ± 300	$+2/3$	1/2
strange	s	2	200 ± 100	$-1/3$	1/2
top	t	3	180000 ± 12000	$+2/3$	1/2
bottom	b	3	4300 ± 200	$-1/3$	1/2

Tabelle 3.1: Quarks im Standardmodell. Die Massen sind [19] entnommen.

Innerhalb des Standardmodells unterscheidet man die Elementarteilchen zunächst grundsätzlich bezüglich ihres Eigendrehimpulses (Spin). Die gesamte bekannte Materie ist aus Fermionen (halbzahliger Spin) aufgebaut. Dabei unterscheidet man jeweils sechs Quarks und Leptonen sowie deren Antiteilchen.

Die grundlegenden Eigenschaften der Quarks und Leptonen sind in Tabelle 3.1 bzw. 3.2 zusammengefaßt (Ladungen sind in Einheiten der Elementarladung e angegeben). Dabei fällt auf, daß sich alle Fermionen in drei „Generationen“ untergliedern lassen, von denen jede jeweils ein Quark– sowie ein Leptondublett bezüglich des schwachen Isospins enthält.

Lepton	Symbol	Generation	Masse $[MeV]$	Ladung	Spin
e–Neutrino	ν_e	1	< 0.000015	0	1/2
Elektron	e^-	1	0.511	-1	1/2
μ–Neutrino	ν_μ	2	< 0.17	0	1/2
Myon	μ^-	2	105.66	-1	1/2
τ–Neutrino	ν_τ	3	< 24	0	1/2
Tau	τ^-	3	1777	-1	1/2

Tabelle 3.2: Leptonen im Standardmodell. Massenangaben aus [19]. Für die Neutrinos sind nur obere Massengrenzen bekannt.

In der Elementarteilchenphysik unterscheidet man zwischen vier fundamentalen Wechselwirkungen, die zwischen den Fermionen wirken können und deren Vermittler Bosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin) sind: Die starke Wechselwirkung tritt nur zwischen Teilchen mit Farbladung auf. Dies sind die Quarks sowie die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung selbst, die Gluonen. Die elektromagnetische Wechselwirkung wirkt nur zwischen elektrisch geladenen Teilchen, während die schwache Wechselwirkung und die Gravitation zwischen allen Fermionen wirken. Die grundlegenden Eigenschaften der elementaren Bosonen sind in Tabelle 3.3 dargestellt.

Boson	Symbol	Wechselwirkung	Masse $[GeV]$	Ladung	Spin
Gluonen	g	starke	0	0	1
Photon	γ	elektromagnetische	$< 6 \cdot 10^{-25}$	0	1
Z–Boson	Z^0	schwache	91.187 ± 0.007	0	1
W–Bosonen	$W^\pm$	schwache	80.33 ± 0.15	± 1	1
Graviton	G	Gravitation	0	0	2

Tabelle 3.3: Bosonen im Standardmodell. Massenangaben aus [19]. Das Graviton ist experimentell noch nicht nachgewiesen worden.

Durch das Standardmodell kann prinzipiell jede Wechselwirkung der Elementarteilchen beschrieben werden, so auch die Elektron–Proton–Streuung bei HERA sowie deren Folgeprozesse wie etwa die Erzeugung schwerer Quarks und den Zerfall der entstehenden Teilchen. Auf einige für die Elektron–Proton–Streuung zu definierende Variablen geht der nächste Abschnitt ein.

3.2 Die kinematischen Variablen

Bei HERA werden Protonen mit einer Sollenergie von 820 GeV auf Elektronen mit einer Sollenergie von 30 GeV geschossen. Die angegebenen Energien beziehen sich dabei auf das H1–Laborsystem, welches nicht mit dem ep–Schwerpunktsystem zusammenfällt. Das Quadrat der Schwerpunktenergie errechnet sich aus

$$s = (P + l)^2$$

wobei P und l die Viererimpulse des einlaufenden Protons bzw. Elektrons bezeichnen. Für H1 ergibt sich so eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 314\,GeV$.

Eine weitere wichtige Variable ist der negative quadratische Impulsübertrag Q^2, der definiert ist als

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(l' - l)^2$$

mit dem Viererimpuls l' des gestreuten Elektrons. Er gibt die „Virtualität" des Austauschteilchens an. Bei kleinem Q^2 (etwa $Q^2 \ll 4\,GeV^2$) spricht man von der Photoproduktion, bei der das Elektron ein quasireelles Photon aussendet, welches dann mit dem Proton (bzw. dessen Konstituenten) wechselwirkt, während der Bereich $Q^2 \gtrsim 4\,GeV^2$ als DIS[1] bezeichnet wird.[2]

Des weiteren definiert man die sogenannten Bjorken–Variablen x und y (auch Skalenvariablen genannt), welche beide nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen können, als

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}, \qquad y = \frac{P \cdot q}{P \cdot l}$$

Anschaulich gesehen ist x der Impulsbruchteil des aus dem Proton gestreuten Quarks im Verhältnis zum Gesamtimpuls des Protons, während y im Grenzfall der Photoproduktion den Impulsbruchteil angibt, den das Elektron auf das Austauschteilchen überträgt.

Die angegebenen Variablen sind nicht voneinander unabhängig. Unter Vernachlässigung der verglichen mit den auftretenden Energien kleinen Massen des Elektrons und Protons ergibt sich die Beziehung

$$Q^2 = xys$$

Zur eindeutigen Charakterisierung eines Ereignisses braucht man deshalb nur zwei der drei freien Parameter Q^2, x und y.

Der größte bei HERA erreichbare Wert des quadratischen Impulsübertrags wird so im Fall von $x = y = 1$ erzielt mit etwa $Q^2 = 98400\ GeV^2$. Durch diesen großen Wert kann in tiefunelastischen Reaktionen bei HERA die Struktur des Protons aus Quarks und Gluonen mit einer in vorherigen Experimenten noch nicht erreichten Genauigkeit untersucht werden.

3.3 Physikalische Prozesse bei HERA

3.3.1 Die Tiefunelastische Streuung

Der wichtigste Prozeß bei HERA ist die tiefunelastische Streuung (DIS). Hierbei wechselwirkt das Elektron über ein hochvirtuelles Photon mit einem der Quarks aus dem Proton. Das Quark wird dabei aus dem Proton herausgestreut[3]. Da es aber aus energetischen Gründen keine isolierten farbtragenden Teilchen wie z.B. ein freies Quark gibt, bildet sich zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest ein Farbfluß aus, wodurch schließlich das herausgeschlagene Quark und der Protonrest in zwei farbneutrale Zustände hadronisieren, die als

---

[1] engl.: **D**eep **I**nelastic **S**cattering (tiefunelastische Streuung)

[2] Der Wert ist recht willkürlich und wird bei H1 so gewählt, weil bei einem Impulsübertrag von $Q^2 \gtrsim 4GeV^2$ das Elektron weit genug abgelenkt wird, um es in einem der Kalorimeter messen zu können (DIS), während man von Photoproduktion spricht, falls kein gestreutes Elektron in den Hauptkalorimetern detektiert wurde.

[3] In manchen Fällen bleibt die Protonstruktur erhalten. Solche Fälle werden als diffraktive Ereignisse bezeichnet. Man erklärt sich die Wechselwirkung im Rahmen der *Regge–Theorie* durch den Austausch eines farbneutralen Teilchens, des „Pomerons", welches aus Quarks und Gluonen besteht. Eine Behandlung dieses Themas findet sich z.B. in [25] oder [24].

„Jets“ bezeichnet werden. Diese Jets bestehen aus zahlreichen neu gebildeten Mesonen und Baryonen. Wegen der viel größeren Energie des Protons im Gegensatz zum Elektron erwartet man den Hauptanteil des Energieflusses in Vorwärtsrichtung.

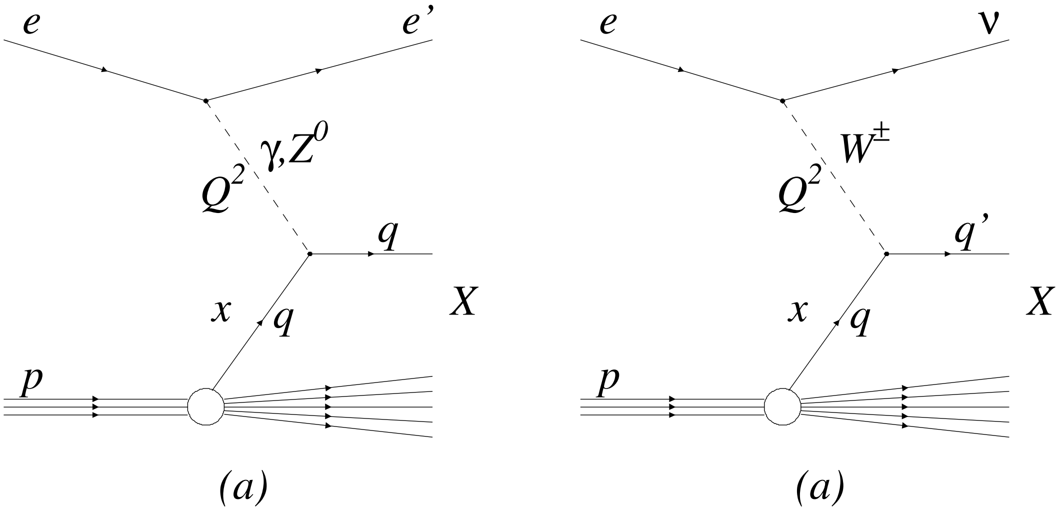


Abbildung 3.1: Feynmangraphen der niedrigsten Ordnung der tiefunelastischen Elektron–Proton–Streuung. (a) zeigt ein NC–Ereignis, ein CC–Ereignis ist in (b) dargestellt.

Abbildung 3.1(a) zeigt den Feynmangraphen niedrigster Ordnung für einen solchen Prozeß, bei dem das Elektron ein Photon abstrahlt, welches dann mit einem Quark des Protons wechselwirkt. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist proportional zu α (α ist die Feinstrukturkonstante der QED[4]).

Anstelle des Photons kann auch ein Z^0–Boson ausgetauscht werden. Dieser Fall ist aber durch die hohe Z^0–Masse im Vergleich zu den bei HERA im Mittel erreichten Impulsüberträgen stark unterdrückt, so daß γZ^0–Interferenzen und die Z^0–Resonanz fast keine Rolle im Wirkungsquerschnitt spielen. Beide Prozesse faßt man unter dem Begriff NC[5]–Reaktionen zusammen, d.h. daß das Austauschteilchen (γ,Z^0) keine Ladung besitzt. Bei solch einem Prozeß wird die Flavour des Quarks nicht verändert.

Im Unterschied dazu zeigt Abbildung 3.1(b) eine sogenannte CC[6]–Reaktion. Hierbei wird ein geladenes Teilchen, das $W^{\pm}$–Boson ausgetauscht. Das Elektron wandelt sich dabei in ein Neutrino um und auch die Quarkflavour wird verändert. Dieser Fall ist aber ebenso wie der Z^0–Austausch stark massenunterdrückt.

3.3.2 Die Photoproduktion

Im Gegensatz zu DIS–Ereignissen mit großem Impulsübertrag bezeichnet man Ereignisse mit kleinem Impulsübertrag ($Q^2 < 4\,GeV^2$) als „Photoproduktion“. Das ausgetauschte Photon ist deshalb quasireell, Proton und Elektron werden nur unter einem sehr kleinen Winkel

---

[4] **Q**uanten**E**lekto**D**ynamik = Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung

[5] engl.: **N**eutral **C**urrent = neutraler Strom

[6] engl.: **C**harged **C**urrent = geladener Strom

gestreut. Bei H1 macht sich die Photoproduktion dadurch bemerkbar, daß das Elektron wegen des kleinen Streuwinkels in den Kalorimetern nicht detektiert wird. Dieser Fall ist weitaus häufiger als die tiefunelastische Streuung. Der Feynmangraph entspricht dem in Abbildung 3.1.

Allgemein unterscheidet man zwischen Ereignissen, in denen das Photon selbst mit einem Konstituenten des Protons (also einem Quark oder Gluon) wechselwirkt (direkte Prozesse) und Fällen, in denen das Photon erst in seine hadronischen Komponenten aufgelöst wird, von denen dann eine mit einem Parton aus dem Proton wechselwirkt. Letztere bezeichnet man als aufgelöste[7] Prozesse.

3.3.3 Die Erzeugung schwerer Quarks

Als schwere Quarks werden das *Charm*–, *Bottom*– und *Top*–Quark bezeichnet, im Gegensatz zu den leichten *Up*–, *Down*– und *Strange*–Quarks. Zum Vergleich der Massen siehe Tabelle 3.1. Bei dem bei HERA dominanten Prozeß der Elektron–Proton–Streuung aus Abbildung 3.1 werden fast keine schweren Quarks erzeugt, da ihr Anteil an den Konstituenten im Proton bei den betrachteten Energien sehr niedrig ist und in NC–Reaktionen die Quarksorte erhalten bleibt. In der späteren Fragmentation der Quarks in Hadronen ist der Anteil von aus dem Vakuum erzeugten schweren Quark–Antiquark–Paare ebenfalls verschwindend gering.

Den Hauptbeitrag zur Erzeugung von *Charm*–Quarks liefert bei H1 ein Prozeß höherer Ordnung ($\alpha\alpha_s$[8]), die sogenannte Boson–Gluon–Fusion (siehe dazu auch [23] oder [17]). Dabei wird vom Elektron ein virtuelles Photon (oder in seltenen Fällen auch Z^0) abgestrahlt, welches in einem harten Subprozeß mit einem Gluon aus dem Proton wechselwirkt und dabei ein schweres Quark–Antiquarkpaar bildet. Ein solches Ereignis ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Den größeren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert dabei die Photoproduktion, der Impulsübertrag kann aber auch im Bereich der tiefunelastischen Streuung liegen. Der Prozeß einer solchen Boson–Gluon–Fusion ist sensitiv zur Gluonenverteilung im Proton, weshalb die Untersuchung von Ereignissen mit *Charm* zur Bestimmung der Gluonendichte beitragen kann.

Andere Prozesse tragen nur wenig zur Erzeugung schwerer Quarks bei, zu nennen wären hier noch „aufgelöste“ Prozesse, bei denen das Photon nicht direkt am harten Subprozeß teilnimmt, sondern vorher in Partonen (Quarks und Gluonen) zerfällt, die dann mit einem Parton aus dem Proton wechselwirken (z.B. durch Gluon–Gluon–Fusion).

Die Endprodukte bei der Erzeugung von *Charm*–Quarks sind mehrere Jets aus einer Vielzahl von Hadronen. Da die einzelnen erzeugten Quarks nicht frei existieren können, kommt es zu einem Farbfluß zwischen ihnen und dem Protonrest, wodurch mehrere Jets aus verschiedenen Hadronen entstehen. Dieser Prozeß wird als Hadronisierung bezeichnet. Die erzeugten *Charm*–Quarks sind schließlich in einem der dabei gebildeten farbneutralen Baryonen oder Mesonen (wie z.B. dem hier untersuchten D^{*0}) gebunden.

---

[7] engl.: resolved

[8] α_s ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung.

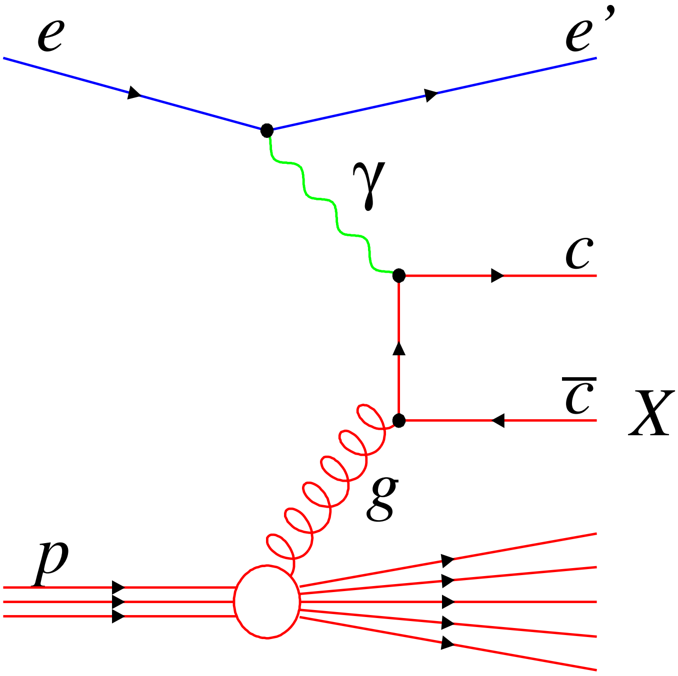


Abbildung 3.2: Feynmangraph der Boson–Gluon–Fusion. Die Abbildung wurde [6] entnommen.

Kapitel 4

Die untersuchten Zerfallskanäle

Dieses Kapitel befaßt sich mit der Auswahl der zu untersuchenden Zerfallskanäle des D^{*0}– bzw. $\overline{D}^{*0}$–Mesons und der jeweiligen Verzweigungsverhältnisse (BR[1]). Die angegebenen Werte für die Verzweigungsverhältnisse und deren Fehler sind aus [19] entnommen.

Für das D^{*0}–Meson existieren insgesamt nur zwei bekannte Zerfallskanäle. Für den Zerfall des $\overline{D}^{*0}$ ersetze man jedes Teilchen durch sein entsprechendes Antiteilchen (dies gilt auch für alle im folgenden angegebenen Zerfälle). Diese beiden Kanäle sind

$$D^{*0} \to D^0\pi^0 \qquad BR = (61.9 \pm 2.9)\%$$

und

$$D^{*0} \to D^0\gamma \qquad BR = (38.1 \pm 2.9)\%$$

Die π^0–Mesonen zerfallen dabei zu $(98.798 \pm 0.032)\%$ in zwei Photonen. Wie jedoch in Kapitel 7.4 gezeigt wird, ist die Zahl der rekonstruierbaren π^0 zu klein, als daß Kanäle mit einem π^0 in ausreichender Zahl zum Signal beitragen könnten.

Somit bleibt nur der Kanal mit dem Photon, das seinerseits in ein Elektron–Positron–Paar konvertieren kann. Hierzu benötigt es jedoch noch einen Stoßpartner (z.B. einen Atomkern), um die Energie– und Impulsbilanz nicht zu verletzen. Die Photonen konvertieren darum vorwiegend an den Stellen des Detektors, die eine Materiehäufung besitzen (siehe Abschnitt 7.3).

Das zweite Zerfallsteilchen des D^{*0} ist das D^0–Meson. Es zerfällt seinerseits über eine Vielzahl verschiedener Kanäle in Leptonen und Hadronen, wobei sich diese Analyse auf die hadronischen Kanäle konzentriert. Aus den oben schon genannten Gründen hat man bei allen Kanälen, die ein oder mehrere π^0–Mesonen enthalten, keine Aussicht auf Erfolg. Des weiteren steigt der kombinatorische Untergrund durch die verschiedenen Kombinationsmöglichkeiten der Teilchen enorm an, je mehr Teilchen im Zerfall vorkommen, weshalb Kanäle mit mehr als drei Tochterteilchen nicht berücksichtigt werden (siehe auch Abschnitt 9.1).

Nach dieser Auswahl bleiben für das D^0 nur noch zwei Zerfallskanäle übrig, deren Verzweigungsverhältnis groß genug für eine erfolgversprechende Betrachtung ist. Zum einen ist dies der prominente Kanal

$$D^0 \to K^-\pi^+ \qquad BR = (3.83 \pm 0.12)\%$$

---

[1] engl.: **B**ranching **R**atio

zum anderen

$$D^0 \to \overline{K}^0 \pi^+ \pi^- \qquad BR = (5.4 \pm 0.4)\%$$

Hierbei muß noch beachtet werden, daß 50 % der $\overline{K}^0$ K_S^0 und 50 % K_L^0 sind (gleiches gilt für das K^0). Die K_L^0 können nicht detektiert werden, da ihre Zerfallslänge mit etwa 15.51 m zu groß im Vergleich zum Durchmesser der zentralen Spurkammern ist. Ein Diagramm der beiden Zerfallskanäle mit den beteiligten Quarks und Austauschbosonen ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

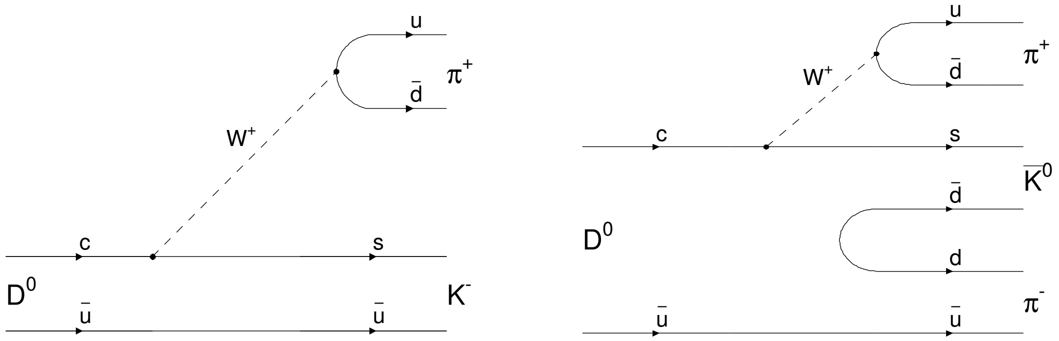


Abbildung 4.1: Veranschaulichung der beiden untersuchten Zerfallskanäle des D^0–Mesons. Auf der linken Seite ist der prominente Kanal $D^0 \to K^-\pi^+$ dargestellt, auf der rechten Seite der Kanal $D^0 \to \overline{K}^0\pi^+\pi^-$, der ein später in einem sekundären Vertex zerfallendes K_S^0–Meson enthält, dessen Zerfall hier noch nicht dargestellt ist.

Das hierbei auftretende K_S^0–Meson zerfällt seinerseits in

$$K_S^0 \to \pi^+\pi^- \qquad BR = (68.61 \pm 0.28)\%$$

oder in

$$K_S^0 \to \pi^0\pi^0 \qquad BR = (31.39 \pm 0.28)\%$$

wobei letzterer Kanal aus schon genannten Gründen nicht betrachtet wird. Der betrachtete Zerfallskanal des K_S^0 ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Insgesamt entstehen hier also vier geladene Pionen. Da jedoch das K_S^0 eine recht große mittlere Zerfallslänge[2] besitzt ($c\tau = 2.6762$ cm), kann sein Zerfallsvertex vom primären Vertex getrennt werden. Hierdurch verringert sich die ansonsten bei vier Tochterteilchen zu hohe Kombinatorik deutlich, so daß eine Betrachtung auch dieses Kanals lohnenswert erscheint.

---

[2] Das Produkt aus Lichtgeschwindigkeit c und Lebensdauer τ ist die mittlere Zerfallslänge für den Fall, daß der Impuls gleich der invarianten Masse des Teilchens ist ($p = m$ oder $\beta\gamma = 1$ mit $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$). Für die Geschwindigkeit β ergibt sich allgemein eine mittlere Zerfallslänge von $\beta\gamma c\tau$.

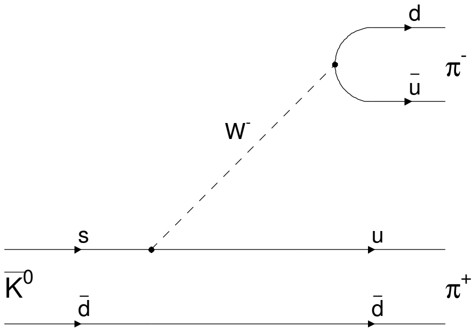


Abbildung 4.2: Diagramm des K_S^0–Zerfalls in zwei geladene Pionen auf Quarkniveau

Zusammenfassend ergibt sich also für die Anfangs– und Endprodukte der beiden Zerfallskanäle und ihr gesamtes Verzweigungsverhältnis

$$D^{*0} \to \gamma\ D^0 \to \gamma\ K^-\ \pi^+ \qquad BR = (1.46 \pm 0.12)\%$$

sowie

$$D^{*0} \to \gamma\ D^0 \to \gamma\ K_S^0\ \pi^+\ \pi^- \to \gamma\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^+\ \pi^- \qquad BR = (0.71 \pm 0.09)\%$$

Noch nicht mit eingerechnet ist hier die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Photon in ein e^+e^-–Paar konvertiert. Diese Wahrscheinlichkeit hängt von der Massenbelegung auf der Flugstrecke des Photons vor und innerhalb der zentralen Spurkammern ab. Die Photonkonversion wird in Kapitel 7 untersucht.

Teilchen	Masse $[MeV]$	Lebensdauer $\tau[s]$	$c\tau$
D^{*0}	2006.7 ± 0.5	$> 3.13 \times 10^{-22}$	$94\ fm$
D^0	1864.5 ± 0.5	$(4.15 \pm 0.04) \times 10^{-13}$	$124.4\ \mu m$
K_S^0	497.672 ± 0.031	$(8.927 \pm 0.009) \times 10^{-11}$	$2.6762\ cm$
$K^\pm$	493.667 ± 0.016	$(1.2386 \pm 0.0024) \times 10^{-8}$	$3.713\ m$
$\pi^\pm$	139.56995 ± 0.00035	$(2.6033 \pm 0.0005) \times 10^{-8}$	$7.8045\ m$

Tabelle 4.1: Masse und Lebensdauer der Teilchen in den betrachteten Zerfallskanälen. Das Produkt von Lichtgeschwindigkeit und Lebensdauer $c\tau$ ist dabei ein ungefähres Maß für die innerhalb der Lebensdauer zurückgelegte Strecke. Alle Angaben sind [19] entnommen.

Diese Analyse befaßt sich somit zum einen mit der Suche nach konvertierenden Photonen und zum anderen mit der Rekonstruktion von D^0–Mesonen (Kapitel 9), wobei zuvor in Kapitel 8 noch die Rekonstruktion von K_S^0–Mesonen betrachtet wird. Schließlich müssen dann die gefundenen Photonen mit den Zerfallsteilchen des D^0 zu einem D^{*0} kombiniert werden (siehe Kapitel 10). Die Massen und Lebensdauern aller in den untersuchten Zerfallskanälen vorkommenden Teilchen sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Kapitel 5

Die Spurrekonstruktion

Diese Analyse benutzt zur Rekonstruktion des D^{*0}–Zerfalls nur Informationen aus den Spurkammern, jedoch keine Kalorimeterinformationen. Im folgenden wird erläutert, wie die einzelnen Drahttreffer, die von den die Spurkammern durchquerenden geladenen Teilchen erzeugt werden, schließlich zu vollständigen Spurhypothesen und Vertexhypothesen führen, und welche Parameter für die vollständige Beschreibung einer Spur erforderlich sind.

5.1 Spurparametrisierung

Jede geladene Spur innerhalb des zentralen Spurkammersystems hat die Form einer Helix. In der transversalen r–ϕ–Ebene beschreiben die Teilchen bedingt durch die Ablenkung aufgrund des Magnetfeldes, welches homogen parallel zur Strahlachse verläuft, eine Kreisbahn mit einer Krümmung $\kappa = \pm 1/r$, wobei r den Radius bezeichnet und das Vorzeichen durch den Umlaufsinn in Richtung der positiven z–Achse und damit durch die Teilchenladung bestimmt wird. Eine positive Ladung entspricht so einer negativen Krümmung und umgekehrt. Die Krümmung ist bei den meist großen Spurimpulsen jedoch relativ klein, so daß in den meisten Fällen innerhalb der Spurkammern die Spur nur ein Bruchteil einer vollen Kreisbahn beschreibt. Der Fall, daß die Helix mehrere Windungen hat, ist sehr selten.

Die z–Komponente wird vom Magnetfeld nicht beeinflußt, wodurch sich insgesamt eine Helix mit einem festen Polarwinkel Θ (Steigungswinkel der Helix zur z–Achse) ergibt. Der minimale Abstand der Helix zur z–Achse wird als DCA[1] bezeichnet.

Um eine solche Helix eindeutig zu beschreiben, sind fünf Parameter notwendig. Bei H1 wird hierfür die folgende Wahl getroffen (siehe auch [22]):

- κ = Krümmung der Spur
- DCA = minimaler Abstand der Spur zur Strahlachse
- Φ_{DCA} = Azimutalwinkel am DCA–Punkt
- z_{DCA} = z–Position am DCA–Punkt
- Θ = Polarwinkel der Spur

---

[1] engl.: **D**istance of **C**losest **A**pproach

Der Parameter DCA ist ebenfalls vorzeichenbehaftet. Schaut man auf die transversale Ebene in die positive z–Richtung, so liegt bei positivem DCA die Strahlachse (Koordinatenursprung in der transversalen Ebene) am DCA–Punkt in Flugrichtung des Teilchens links, bei negativem DCA rechts. Abb. 5.1 veranschaulicht die geometrische Bedeutung der Spurparameter.

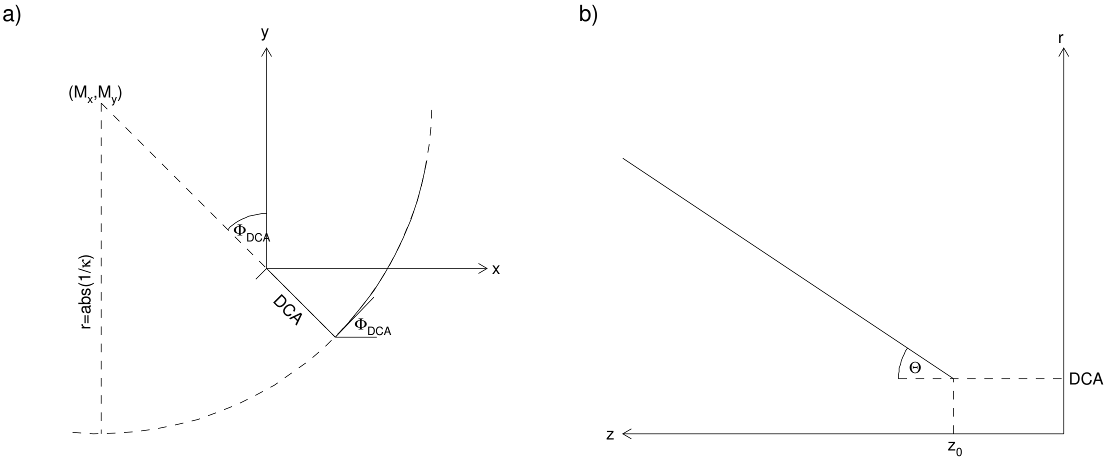


Abbildung 5.1: a) Veranschaulichung der charakteristischen Spurparameter κ, DCA und Φ_{DCA} in der transversalen Ebene der inneren Spurkammern. b) Projektion einer Teilchenspur in die r–z–Ebene. Die Bedeutung von z_0 und Θ ist ersichtlich (aus [22]).

5.2 Prinzip der Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion einer Teilchenspur aus den einzelnen Drahttreffern geschieht in mehreren Schritten eines Algorithmus. Zunächst werden für jede einzelne Zelle der CJCs kurze Spurstücke aus jeweils drei Treffern gebildet. Hierbei wird zunächst die z–Koordinate außer acht gelassen, es werden zweidimensionale Spurstücke in der x–y–Ebene gebildet, da der Fehler in der z–Koordinate der CJC–Treffer etwa hundertmal größer ist als der in der x–y–Ebene. Wenn die drei Treffer eines Spurstückes nicht nahe einer gemeinsamen Verbindungslinie liegen, wird dieses verworfen.

Wenn alle Treffer einer Zelle analysiert sind, verbindet der Algorithmus die kurzen Spurstücke zu längeren. Treten hierbei Knicke in einem Spurstück auf, so wird dieses an der betreffenden Stelle wieder auseinandergebrochen. Für die so gefundenen Spurelemente einer Zelle wird eine Kreisanpassung ausgeführt und deren Parameter festgehalten.

In weiteren Schritten wird nun versucht, Spurelemente verschiedener Zellen zu Spurkandidaten zusammenzufassen. Zunächst werden die Nachbarzellen miteinbezogen, dann alle Spurstücke innerhalb eines Ringes (CJC1 oder CJC2), und schließlich werden die Spuren der CJC1 und CJC2 miteinander verbunden, falls möglich. Hierbei wird für jedes Paar von Spurelementen eine χ^2–Anpassung durchgeführt, und falls das Resultat akzeptabel ist, werden diese zusammengeführt. Auf diese Weise werden immer längere Spurelemente geformt. Falls ein Element eines Paares schon benutzt wurde, werden die Anpassungen mit diesem Element wiederholt und eventuell verworfen.

Um das Ergebnis weiter zu verbessern, werden die Werte der Kreisparameter dazu benutzt, erwartete Driftlängen für alle möglichen Drähte zu berechnen. Die somit erwarteten Treffer an den einzelnen Drähten werden auf den Unterschied der erwarteten und gemessenen Driftlängen analysiert, wobei nicht kompatible Treffer herausgenommen werden. Aus den verbliebenen Treffern einer Spur werden dann neue Spurparameter berechnet. Sehr kurze Spuren, die nicht an den ersten paar Drähten eines Ringes anfangen, werden verworfen.

Zusätzlich zu den Helixparametern wird aus den Daten der einzelnen Treffer ein mittlerer Wert für den spezifischen Energieverlust dE/dx eines Spurkandidaten berechnet, wobei die Asymmetrie der Landauverteilung der Einzelwerte berücksichtigt wird. Die ermittelten Spurdaten werden in der sogenannten DTNV–Bank abgespeichert. Auf die Teilchenidentifikation mittels dieses spezifischen Energieverlustes wird in Abschnitt 5.4 näher eingegangen.

5.3 Die Vertexrekonstruktion

Mit Hilfe der Spurinformationen werden nun auch die Positionen der Vertices bestimmt. Zur Ermittlung der Koordinaten des Hauptvertex, also des ep–Wechselwirkungspunktes, werden lange Spuren mit großem Impuls und kleinem DCA aus vielen Ereignissen benutzt für eine Anpassung, welche die Summe der Abstandsquadrate zum Hauptvertex minimiert. Die Kenntnis der Vertexposition wird weiter dazu verwendet, die Parameter der Spuren, die vom Hauptvertex stammen, zu verbessern. Diese auf einen Vertex angepaßten Spuren werden eigens in der sogenannten DTRA–Bank abgespeichert.

Innerhalb der Standardrekonstruktion wird außerdem nach sogenannten „sekundären Vertices“ gesucht. Dies sind Punkte, an denen neutrale Teilchen in zwei entgegengesetzt geladene Teilchen zerfallen, welche Spuren in den CJCs hinterlassen. Es handelt sich dabei hauptsächlich um K^0_S–Mesonen und Λ–Baryonen, aber auch um Photonen, die in ein e^+e^-–Paar konvertieren.

Durch einfache geometrische Schnitte werden Paare von Kandidaten eines solchen sekundären Zerfalls ermittelt. Aus deren Spurparametern wird die Position des zugehörigen sekundären Vertex mittels einer Anpassung bestimmt, die geometrische und kinematische Schnitte beinhaltet, wobei auch von der Kenntnis der Position des primären Vertex Gebrauch gemacht wird. Als ein kinematischer Schnitt wird hierbei die Impulsbalance senkrecht zur Flugrichtung des neutralen Teilchens benutzt.

Die erhaltene Position der sekundären Vertices wird dabei zur Neubestimmung der Parameter der zugehörigen Spuren hinzugezogen, die dann ebenfalls in der DTRA–Bank abgespeichert werden. So gibt es für jede Spur schließlich neben den Parametern aus der reinen Anpassung aufgrund der Drahttreffer auch Informationen über Anpassungen, die Vertexpositionen mitbenutzen. Dabei können für eine Spur durchaus mehrere „Fithypothesen“ sowohl auf primäre wie auch verschiedene sekundäre Vertices abgespeichert werden, die dann sogenannte „Hypothesenketten“ bilden. Auf die Auswahl einer Spur aus einer solchen Kette wird in Kapitel 8 ausführlich eingegangen. Die Parameter der angepaßten primären wie auch sekundären Vertices werden in einer eigenen Bank, der DVER–Bank, festgehalten.

5.4 Der spezifische Energieverlust

Aus den Helixparametern der Spuren können Informationen über die Teilchen, wie etwa Ladung und Impuls, bestimmt werden, die Teilchen*art* kann jedoch hieraus nicht abgeleitet werden. Da aber die Teilchenidentifikation sehr hilfreich bei der Reduktion der falschen Teilchenkombinationen ist, muß ein anderer Weg gefunden werden.

Geladene Teilchen werden in einem Medium durch Stöße mit den Atomhüllen abgebremst. Dieser spezifische Energieverlust ist außer von der Ladung ze der Teilchen und einigen Parametern des durchquerten Materials (Ordnungszahl Z, Massenzahl A, effektives Ionisationspotential I) sowie Naturkonstanten (Avogadrosche Zahl N_A, klassischer Elektronenradius $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e$ und Elektronenmasse m_e) nur noch von der Geschwindigkeit β abhängig, nicht aber von der Teilchenmasse. Nach Bethe und Bloch ist der spezifische Energieverlust eines Teilchens gegeben durch (siehe auch [13] sowie [10] für eine halbklassische Herleitung):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e N_A Z z^2}{A\beta^2}\,[\ln(\frac{2m_e\beta^2}{(1-\beta^2)I}) - \beta^2]$$

Trägt man nun jedoch den spezifischen Energieverlust dE/dx gegen den aus den Spurparametern errechneten Impuls p auf, so bekommt man wegen $p = m\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ zumindest für kleine Impulse auch eine deutlich sichtbare Abhängigkeit von der Teilchenmasse, womit auch auf die Teilchenart geschlossen werden kann. Es ergibt sich eine Kurve, die für kleine Impulse wie $1/p^2$ abfällt und für große Impulse einen leichten relativistischen Wiederanstieg zeigt.

Die Messung des spezifischen Energieverlustes geschieht anhand der Ladungsdeposition der Teilchen an den einzelnen Drähten, wobei die Länge des Spurstückes innerhalb des sensitiven Volumens des Drahtes und auch die zeitlich etwas variierende Hochspannung in der Kammer berücksichtigt werden müssen und außerdem Treffer, die nicht eindeutig einer bestimmten Spur zuzuordnen sind, verworfen werden.

Die so erhaltenen Einzelwerte für dE/dx gehorchen der sogenannten Landau–Verteilung für Einzelmessungen, die unsymmetrisch ist und einen langen Ausläufer bei Werten viel größer als der Mittelwert besitzt. Darum werden zunächst diese Ausläufer abgeschnitten und es wird eine transformierte Verteilung $1/\sqrt{(dE/dx)_i}$ der Einzelmessungen gebildet, welche annähernd symmetrisch ist. Aus dem Mittelwert dieser Verteilung wird durch Rücktransformation der mittlere spezifische Energieverlust berechnet.

Seit 1995 existiert noch eine zweite Methode, die auf einem Maximum–Likelihood–Fit der Einzelwerte an die theoretisch zu erwartende Landau–Verteilung basiert. Einzelheiten werden in [16] beschrieben. Da die Trennung der einzelnen Teilchenbänder bei dieser Methode etwas deutlicher ist, wird für die Jahre 1995 und 1996 auf sie zurückgegriffen.

In Abbildung 5.2 ist das dE/dx von Spuren aus den Jahren 1994, 1995 und 1996 gegen den Impuls aufgetragen. Die Skala ist auf ein minimal ionisierendes Teilchen (m.i.p.) normiert. Es wurden nur Spuren berücksichtigt, bei denen mindestens 20 Treffer zur dE/dx–Bestimmung beigetragen haben. Dadurch wird der Fehler des erhaltenen spezifischen Energieverlustes möglichst klein gehalten. Die Verteilung der für die dE/dx–Bestimmung einer Spur benutzten Treffer ist in Abbildung 5.3 gezeigt.

Im Bereich kleiner Impulse unterhalb etwa 1 GeV ist in Abbildung 5.2 deutlich die Aufspaltung in verschiedene Bänder zu erkennen, während bei Impulsen $\gtrsim$ 1 GeV die Teilchen nicht zu unterscheiden sind (hier sollte das Pionenband etwas über den Kaonen– und Protonenbändern liegen). Hier macht sich auch der relativistische Wiederanstieg der Kurve bemerkbar, während ansonsten die Bänder einen Verlauf proportional zu $1/p^2$ zeigen.

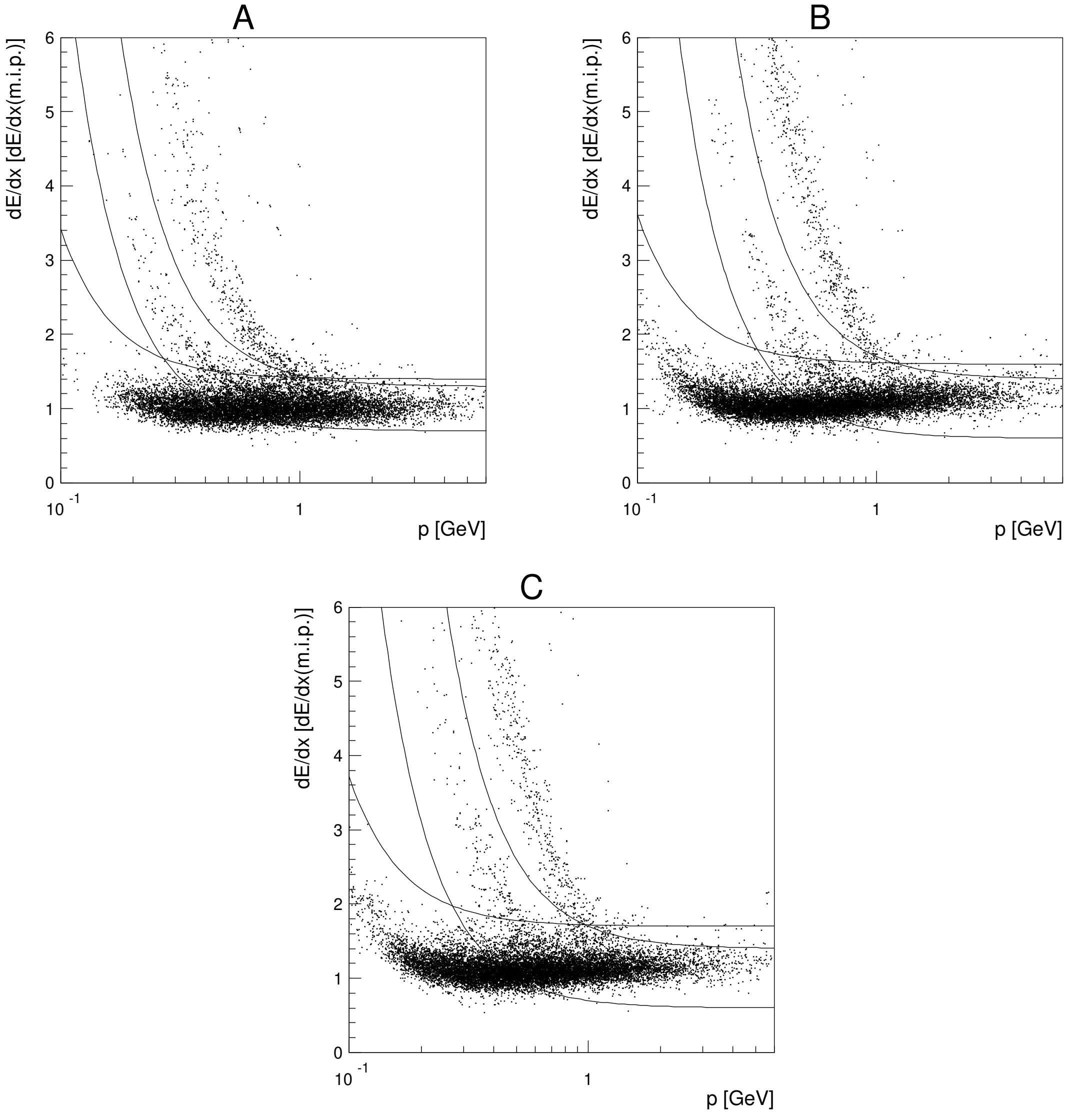


Abbildung 5.2: Spezifischer Energieverlust dE/dx in Abhängigkeit vom Impuls p mit Schnittkurven. Jeweils 10000 Ereignisse aus den Jahren 1994 (A), 1995 (B) und 1996 (C). Es wurden mindestens 20 Treffer zur dE/dx–Bestimmung gefordert.

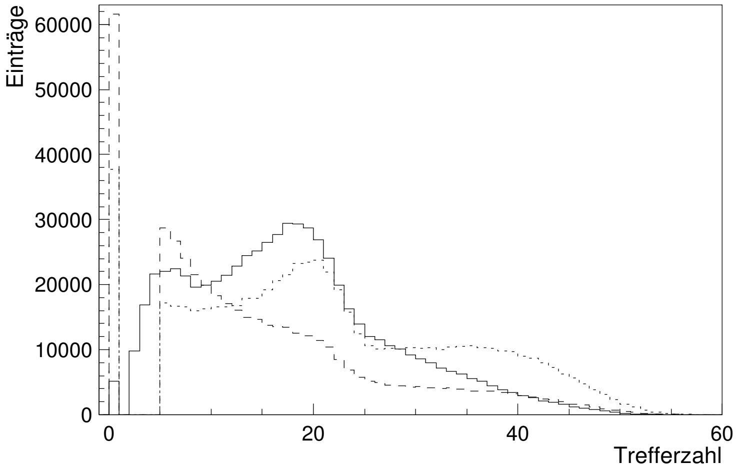


Abbildung 5.3: Zahl der bei der dE/dx–Bestimmung verwendeten Treffer für eine Auswahl von Ereignissen in den Jahren 1994 (durchgezogen), 1995 (gestrichelt) und 1996 (gepunktet).

Geht man nun von großen Impulsen zu kleineren, so spaltet sich zunächst bei etwa $2\,GeV$ das Deuteronenband ab. Bei ca. $1\,GeV$ wird das Protonenband sichtbar und bei $0.7\,GeV$ auch das Kaonenband. Übrig bleibt ein Band aus Pionen, Elektronen und Myonen. Das Pionen– und Myonenband steigt erst bei Energien von unter $0.15\,GeV$ an, was hier nur andeutungsweise zu erkennen ist wegen des Schnitts auf die Trefferzahl und weil die Rekonstruktionseffizienz für Spuren mit Impulsen kleiner als $0.15\,GeV$ stark abnimmt. Für das Elektronenband, welches vom Pionenband nicht getrennt werden kann, erwartet man einen Anstieg erst bei Energien weit unterhalb des meßbaren Bereichs.

Um nun zumindest für Impulse unterhalb $1\,GeV$ eine grobe Teilchenidentifikation zu gewährleisten, kann man Schnittkurven bestimmen, die nicht erwünschte Teilchen ausschließen. Weil der Fehler der dE/dx–Bestimmung schon für diese „guten“ Spuren (große Trefferzahl für dE/dx–Bestimmung) in der gleichen Größenordnung wie die Höhe des relativistischen Wiederanstiegs liegt und in diesem Impulsbereich die Bänder sowieso nicht zu unterscheiden sind, wird der relativistische Wiederanstieg der Einfachheit halber bei den Schnittkurven vernachlässigt. Als Schnittkurve wird eine Funktion der Form

$$-\frac{dE}{dx} = c_1 + \frac{c_2}{p^2}$$

mit zwei zu wählenden Parametern c_1 und c_2 angenommen.

Da die Methode der dE/dx–Bestimmung sich in den einzelnen Jahren der Datennahme geändert hat, müssen die Parameter für die verschiedenen Jahre gesondert angepaßt werden. Für die in Abbildung 5.2 eingezeichneten Kurven wurden die in Tabelle 5.1 zusammengestellten Parameter verwendet.

Wie in Abbildung 5.2 zu erkennen ist, werden durch die gewählten Schnittkurvenparameter nur Spuren verworfen, die mit großer Sicherheit nicht der geforderten Teilchenart entsprechen. Leider können durch diese Schnittmethode nur Spuren mit relativ kleinem Impuls ausgeschlossen werden. Außerdem ist bei Spuren mit geringer für die dE/dx–Bestimmung

Jahr	Teilchen	Schranke	c_1	c_2
1994	$\pi^{\pm}$	obere	1.4	0.02
	$K^{\pm}$	obere	1.3	0.15
	$K^{\pm}$	untere	0.7	0.07
1995	$\pi^{\pm}$	obere	1.6	0.02
	$K^{\pm}$	obere	1.4	0.3
	$K^{\pm}$	untere	0.6	0.12
1996	$\pi^{\pm}$	obere	1.7	0.02
	$K^{\pm}$	obere	1.4	0.3
	$K^{\pm}$	untere	0.6	0.1

Tabelle 5.1: Parameter für die dE/dx–Schnittkurven für die Jahre 1994, 1995 und 1996

benutzter Trefferzahl der Fehler des bestimmten spezifischen Energieverlustes höher als bei den in Abbildung 5.2 gezeigten Fällen, wodurch die einzelnen Bänder nicht mehr so gut auseinanderzuhalten sind. Dies führt dazu, daß eventuell auch Spuren der richtigen Teilchenart fälschlicherweise verworfen werden. Die Parameter der Schnittkurven sind jedoch so gewählt, daß dies nur in sehr seltenen Fällen geschieht.

In einigen Fällen ist für das dE/dx überhaupt kein Wert abgespeichert. Besonders häufig ist dies in den Jahren 1995 und 1996 der Fall. Solche Spuren und Spuren mit einer Trefferzahl unter 5 werden verworfen.

Kapitel 6

Generierte Zerfälle

Um einen bestimmten Zerfall zu studieren und eventuell Voraussagen über dessen physikalische Eigenschaften und das Verhalten der beteiligten Teilchen machen zu können, ist es nützlich, zunächst auf eine Computersimulation des Zerfalls zurückzugreifen. Eine solche Simulation wird Monte–Carlo genannt und basiert auf einer Vielzahl von theoretischen Modellen, die bestimmte Prozesse wie z.B. die Boson–Gluon–Fusion oder die Fragmentation beschreiben.

Mit Hilfe des Monte–Carlo–Generators AROMA 2.1 (einer Vorgängerversion des in [9] beschriebenen AROMA 2.2) wurden Charm–Ereignisse mit einem quadratischen Impulsübertrag von $Q^2 < 4\,GeV^2$ und Werten der Bjorken–Variable y zwischen 0.1 und 0.9 generiert ([18]), wovon 16460 Ereignisse ausgewählt wurden, die jeweils mindestens einen der beiden untersuchten Zerfallskanäle beinhalteten. Für die so generierten Ereignisse werden dabei alle Teilchenimpulse, Energien und Massen sowie Zerfallsketten und Teilchenidentitäten abgespeichert.

Nicht enthalten sind jedoch sekundäre Zerfälle wie die Konversion der Photonen in Elektron–Positron–Paare und der K_S^0–Zerfall. Diese werden erst auf einer weiteren Stufe der Monte–Carlo–Berechnungen, der sogenannten Detektorsimulation durch das Programm H1SIM, eingeführt. Hier werden die Wechselwirkungen der bei einem Ereignis entstandenen Teilchen mit dem Detektor simuliert, wobei unter anderem die Geometrie und die Materialeigenschaften des Detektors eingehen.

Anschließend wird die auch bei „echten“ Daten durchgeführte Rekonstruktion der Spuren aus den simulierten Treffern vorgenommen. Dies geschieht mittels des Rekonstruktionsprogrammes H1REC, so daß schließlich Datenbänke zur Verfügung stehen, die denen von „echten“ Ereignissen entsprechen.

Für die Simulation der Photonkonversion ergibt sich aber nun das Problem, daß ein den (simulierten oder realen) Detektor durchquerendes Photon nur sehr selten innerhalb der zentralen Spurkammern konvertiert. Um eine für eine eingehende Untersuchung auch nur ansatzweise ausreichende Anzahl von simulierten Zerfällen mit einem konvertierten Photon zu gewährleisten, hätte deshalb eine riesige Zahl von Zerfällen generiert und dann simuliert werden müssen. Dies wäre mit einem sehr hohen Rechenaufwand verbunden gewesen.

Aus diesem Grund wurde darauf verzichtet. Für den Zerfall des D^0–Mesons wird später auf vorhandene Monte–Carlo–Dateien eines anderen Kanals zurückgegriffen, der keine Photonen enthält, sich aber ansonsten sehr ähnlich verhält (siehe Kapitel 9). Hier werden also zunächst nur Zerfälle auf Generatorniveau betrachtet.

6.1 Berechnung der invarianten Masse nach der Δm–Methode

Eine Möglichkeit der D^{*0}–Rekonstruktion wäre, die gemessenen Impulse und hypothetischen Massen aller beteiligten Tochterteilchen zu der D^{*0}–Masse zu kombinieren. Das erwartete Signal für die Masse wäre jedoch im Falle echter Ereignisse aufgrund der Detektorauflösung der Einzelimpulse der verschiedenen Spuren sehr verschmiert. Eine deutlich bessere Möglichkeit bietet sich, indem man die Differenz Δm zwischen der D^{*0}–Masse und der Masse des primär entstehenden Tochterteilchens (hier D^0) bildet. Es geht damit nur noch die Unsicherheit in der Impulsbestimmung des Photons ein, aber nicht mehr die Ungenauigkeiten der anderen Teilchenimpulse, und der zur Verfügung stehende Phasenraum ist wegen des recht geringen Massenunterschiedes klein, so daß sich eine deutlich geringere Verschmierung ergibt. Der berechnete Wert für Δm eines wahren D^{*0}–Kandidaten streut also nur wenig um den wahren Wert von Δm, welcher für den betrachteten Zerfall $(142.12 \pm 0.07)\,MeV$ (siehe [19]) beträgt. Dieses Verfahren ist als Δm–Methode bekannt und wurde erstmals in [3] für den Nachweis von $D^{*\pm}$–Mesonen verwendet.

Die im weiteren einfach mit Δm bezeichnete Massendifferenz ergibt sich aus

$$\Delta m = m_{D^{*0}} - m_{D^0} = \sqrt{(\sqrt{p_\gamma^2 + m_\gamma^2} + \sqrt{p_{D^0}^2 + m_{D^0}^2})^2 - P_{ges}^2} - m_{D^0}$$

mit P_{ges} = Betrag des Gesamtimpulses aller beteiligten Tochterteilchen, wobei sich die D^0–Masse aus der entsprechenden Kombination der am D^0–Zerfall beteiligten Teilchen ergibt:

$$m_{D^0} = \sqrt{(\sqrt{p_{K^-}^2 + m_{K^-}^2} + \sqrt{p_{\pi^+}^2 + m_{\pi^+}^2})^2 - p_{ges}^2}$$

bzw.

$$m_{D^0} = \sqrt{(\sqrt{p_{K_S^0}^2 + m_{K_S^0}^2} + \sqrt{p_{\pi^+}^2 + m_{\pi^+}^2} + \sqrt{p_{\pi^-}^2 + m_{\pi^-}^2})^2 - p_{ges}^2}$$

wobei hier p_{ges} jeweils den Betrag des Gesamtimpulses aller am D^0–Zerfall beteiligten Tochterteilchen bezeichnet.

6.2 Der Zerfall des D^{*0} in generierten Ereignissen

Für die Rekonstruktion der D^{*0}–Mesonen wurden im Falle des vorliegenden Monte–Carlos zunächst keine Teilchenidentifikationen und auch keine anderen bei echten Daten nicht nachvollziehbaren Informationen benutzt. Die einzigen verwendeten Informationen waren die Teilchenimpulse und –ladungen sowie die Flugrichtungen der Teilchen. Dabei wurden nur diejenigen Zerfallsteilchen berücksichtigt, deren Polarwinkel zwischen 11° und 169° lagen, da sie andernfalls in einem realen Zerfall die CJCs nicht durchquert hätten und darum in der Datenanalyse auch nicht gefunden werden können.

Auf Generatorniveau liegen Informationen wie etwa Trefferzahl, radiale Spurlänge oder dE/dx natürlich noch nicht vor. Nachdem auch die richtigen Ladungskombinationen gefordert wurden, konnte aus den Einzelimpulsen zunächst ein D^0 und dann unter Hinzunahme des Photonkandidaten ein D^{*0} rekonstruiert werden. Da hier noch keine Verbreiterung der Signale, etwa durch die Detektorauflösung, hinzunehmen ist und die generierten Massen exakte theoretische Massen sind, ist das Signal sehr hoch und schmal, wie in Abbildung 6.1 zu erkennen ist.

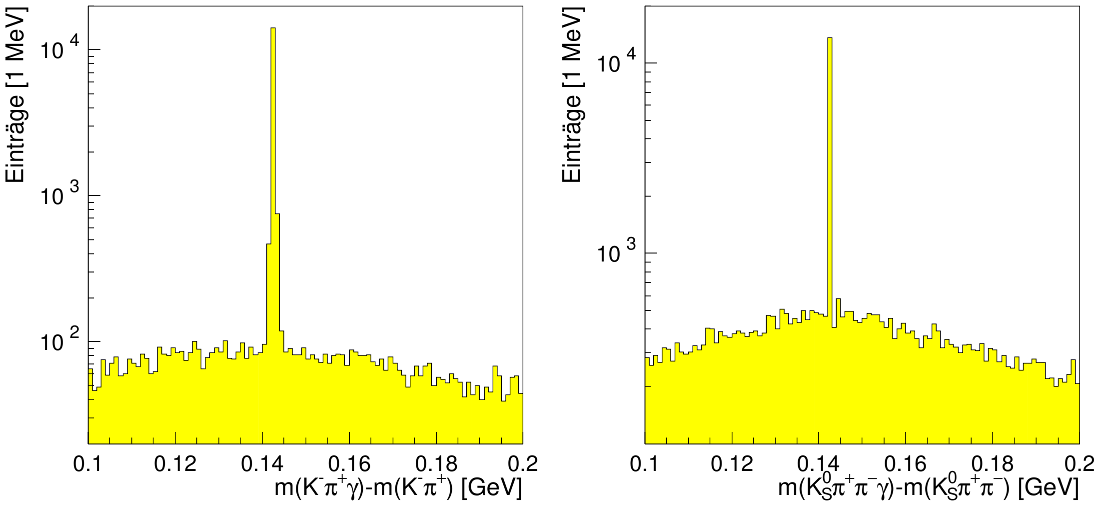


Abbildung 6.1: Δm–Signal in generierten Ereignissen. Links ist der Zerfallskanal $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma \rightarrow K^-\pi^+\gamma$ dargestellt, rechts $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma \rightarrow K^0_S\pi^+\pi^-\gamma$

Für die folgenden Verteilungen wurden Teilchenidentifikationen benutzt, die Beschränkung des Winkelbereichs wurde aufgehoben. Abbildung 6.2 zeigt die Impulsverteilungen der wichtigsten in den betrachteten Zefallskanälen vorkommenden Teilchen. Da Teilchen mit größerem Impuls in den Spurkammern leichter nachgewiesen werden können, erwartet man später für wirklich gemessene Spuren Impulsverteilungen, die zu größeren Werten verschoben sein können. Wie zu sehen ist, besitzen die Photonen einen vergleichsweise kleinen Impuls. Dies ist auch der Grund, weshalb keine Kalorimeterinformationen benutzt werden können, da die Nachweisgrenze für Photonen in den Kalorimetern bei etwa 1 GeV liegt.

Die Polarwinkel der entsprechenden Teilchen sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Man erkennt, daß besonders die D^0–Mesonen häufig recht kleine Polarwinkel besitzen, so daß einige ihrer Tochterteilchen die zentralen Spurkammern nicht durchqueren.

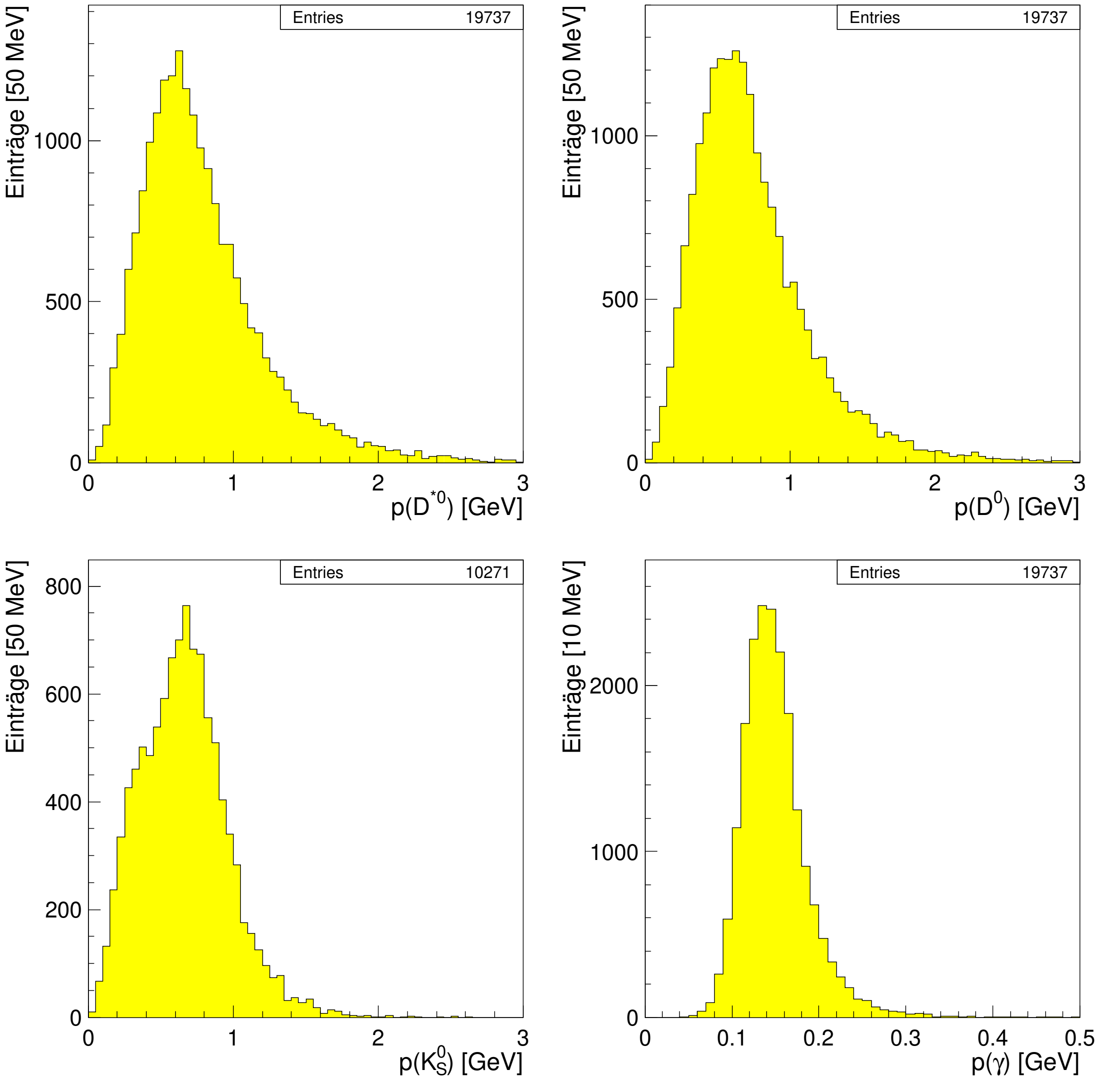


Abbildung 6.2: Teilchenimpulse in Monte–Carlo–Ereignissen in beiden Zerfallskanälen. Impulse der D^{*0} (oben links), der D^0 (oben rechts), der K_S^0 (unten links, nur im Kanal $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$) und der Photonen (unten rechts).

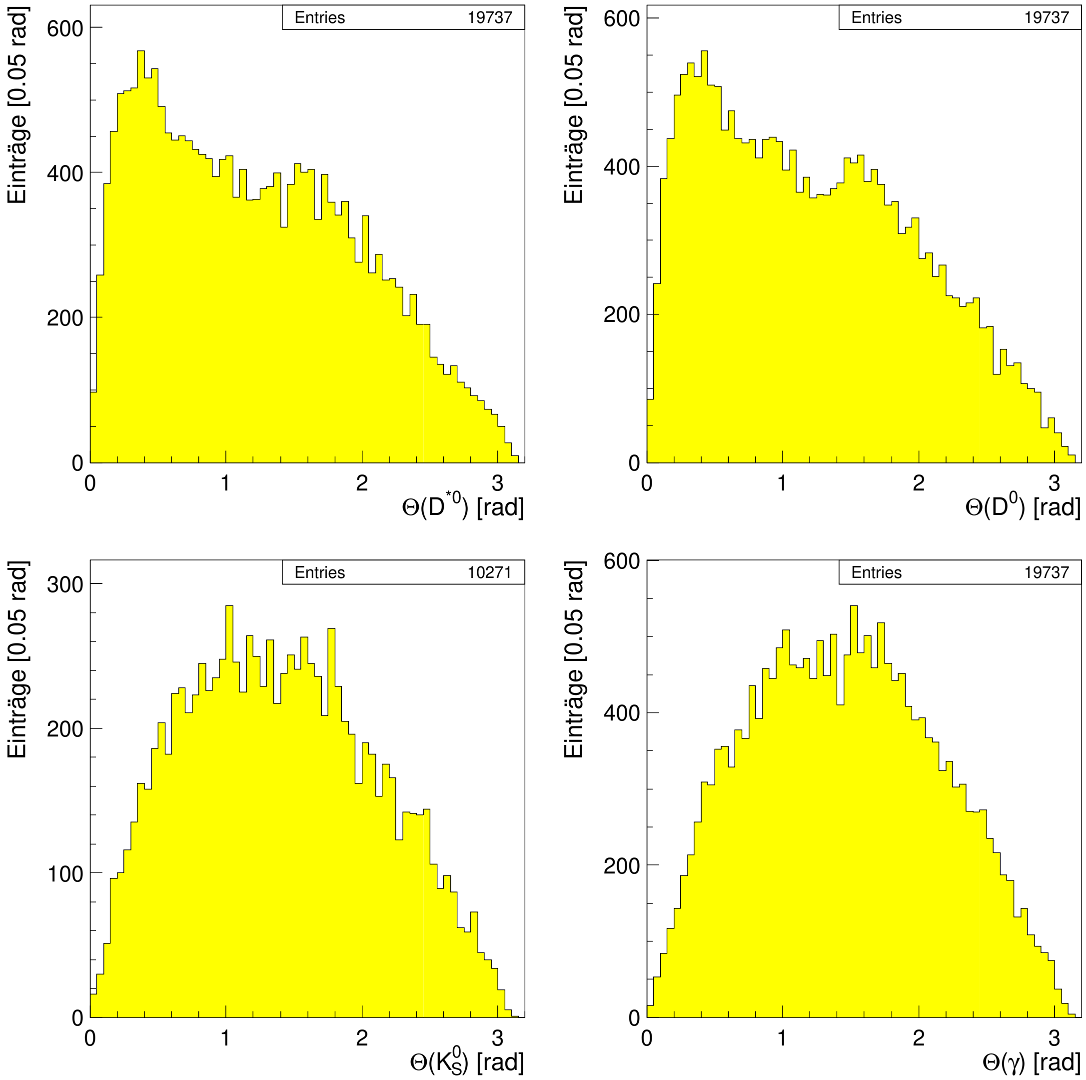


Abbildung 6.3: Polarwinkel in Monte–Carlo–Ereignissen in beiden Zerfallskanälen. Polarwinkel der D^{*0} (oben links), der D^0 (oben rechts), der K_S^0 (unten links, nur im Kanal $D^0 \to K_S^0\pi^+\pi^-$) und der Photonen (unten rechts).

Kapitel 7

Die Konversionsphotonen

Photonen hinterlassen in den Spurkammern keine Treffer, da sie ungeladen sind. Sie können daher dort nur nachgewiesen werden, wenn sie in ein Elektron–Positron–Paar konvertieren. Da hierfür ein Stoßpartner erforderlich ist, geschieht die Konversion vorrangig an Orten hoher Materiedichte.

Die entstehenden Elektronen und Positronen können anhand ihrer Spuren nachgewiesen werden und geben somit Informationen über die zu suchenden Photonen, die im Verlauf dieses Kapitels näher beleuchtet werden.

7.1 Der Konversionsvertexfinder

Eine Möglichkeit, auf die konvertierten Photonen rückzuschließen, wäre, deren sekundäre Konversionsvertices, d.h. zwei auf einen sekundären Vertex angepaßte Spuren der DTRA–Bank zu untersuchen. Da jedoch der Standardvertexfinder auf sogenannte $V0$–Zerfälle (K_S^0, Λ) ausgelegt ist und der größte Teil der sekundären Vertices aus Zerfällen des K_S^0–Mesons stammt (siehe Kapitel 8), dessen Tochterteilchen (geladene Pionen) mit Mitteln der Spurrekonstruktion nicht von Elektronen zu unterscheiden sind, ist die Suche nach Photonen mittels dieser sekundären Vertices wenig erfolgversprechend.

Es existiert jedoch noch eine andere Möglichkeit, und zwar aus den Parametern der noch nicht an einen Vertex angepaßten Spuren (aus der DTNV–Bank) sekundäre Vertices zu rekonstruieren, die speziell den Erfordernissen einer Photonkonversion genügen. Hierfür existiert glücklicherweise bereits ein Photonenvertexfinder, der von Christoph Ley entwickelt wurde und in [14] ausführlich beschrieben ist.

Für die Photonenrekonstruktion wurde im wesentlichen der Code dieses Vertexfinders mit einigen Veränderungen und Anpassungen an die Gegebenheiten der zu untersuchenden Datenjahre übernommen. Da der Photonennachweis ein zentraler Teil der vorliegenden Analyse ist, werden im folgenden die einzelnen Schritte der Photonrekonstruktion genauer beleuchtet.

Zur Rekonstruktion eines Photonkonversionsvertex werden zwei entgegengesetzt geladene, nicht auf einen Vertex angepaßte Spuren der DTNV–Bank betrachtet. Abbildung 7.1 zeigt schematisch das Bild zweier solcher Spuren, die in die x–y–Ebene projiziert Kreise ergeben, deren Mittelpunkte mit M_1 und M_2 bezeichnet sind.

Im idealen Fall würden sich die Kreise in einem Punkt berühren, welcher dann der Vertex wäre, wie es wegen der Masselosigkeit des Photons auch theoretisch zu erwarten ist. Hier sind zwei realere Fälle gezeigt, in denen sich die Kreise wegen ungenauer Spurrekonstruktion

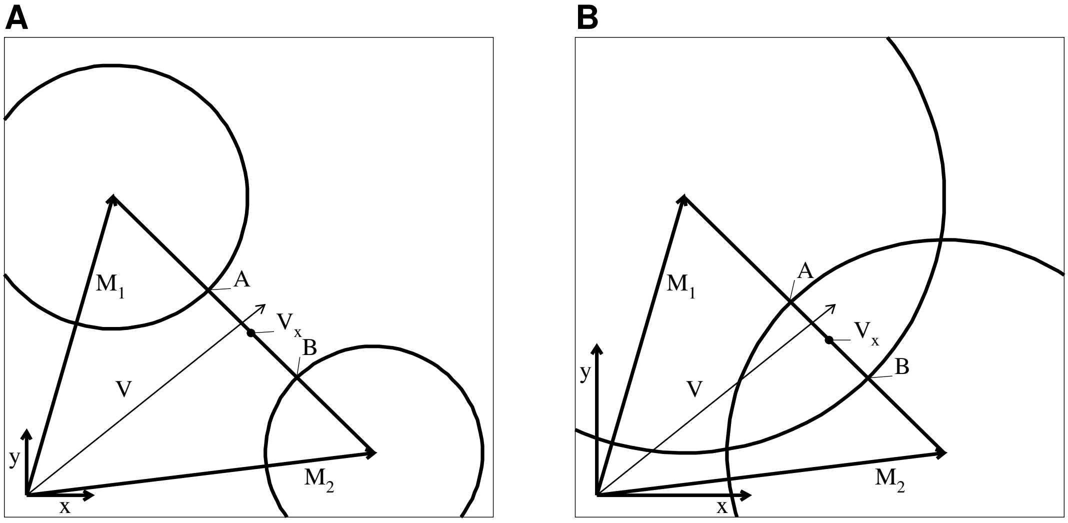


Abbildung 7.1: Konversionsvertex der Photonen (aus [14]). Der Abstand der Punkte A und B ist stark übertrieben dargestellt.

überlappen bzw. aneinander vorbeilaufen, wobei die abgebildeten Fälle stark übertrieben dargestellt sind. Zieht man nun zwischen den Mittelpunkten eine Verbindungslinie, so schneiden diese die Kreise in den Punkten A und B. Als rekonstruierter Vertex wird nun der Mittelpunkt der Strecke $\overline{AB}$ angenommen. Die z–Position des Vertex ergibt sich aus den Parametern der beiden Spuren.

Um nun Photonkonversionsvertices von der Vielzahl anderer möglicher Vertices aus zwei entgegengesetzt geladenen Spuren zu unterscheiden, müssen einige geometrische wie auch kinematische Schnitte gemacht werden, auf die im folgenden Abschnitt eingegangen wird.

7.2 Schnittmöglichkeiten für die Photonen

Für die Rekonstruktion von Photonenvertices werden nur Spuren aus dem zentralen Spurkammerbereich verwendet. Hierfür gibt es mehrere Gründe: Zum einen ist hier eine Impulsbestimmung auch bei niedrigen Impulsen möglich, zum anderen kann für reine Vorwärtsspuren kein spezifischer Energieverlust bestimmt werden. Außerdem sind die Vorwärtsspurkammern von den zentralen Spurkammern durch Wände und Kabel mit einer recht hohen Massenbelegung getrennt. Spuren von Konversionsprodukten, die schon vor den Vorwärtsspurkammern entstehen, könnten hierdurch abgelenkt werden, was die Impulsbestimmung verfälschen würde und damit die Rekonstruktion des Konversionsvertex erheblich erschwert. Wegen der geringen Massenbelegung innerhalb und zwischen den zentralen Spurkammern ist dies dort weniger wahrscheinlich.

Wie später noch gezeigt wird, konvertieren viele Photonen schon im Bereich vor den zentralen Spurkammern, so daß die Spuren der Konversionsprodukte in den zentralen Spurkammern nachgewiesen werden können. Leider gehen Photonen mit einem kleinen Polarwinkel θ verloren, da ihre Konversionsprodukte nicht die zentralen Spurkammern durchqueren.

Aus geometrischen Gründen werden folgende Forderungen an die Spuren bzw. Konversionsvertices gemacht:

A1 Die Anfänge der gemessenen Spuren dürfen in jeder Koordinate nicht mehr als 14 cm auseinanderliegen.

A2 Der rekonstruierte Vertex darf nicht mehr als 20 cm von den gemessenen Spuranfängen entfernt sein, da die innere Spurkammer ca. 20 cm von der z–Achse entfernt ist.

A3 In der x–y–Ebene muß der Abstand der Kreismittelpunkte M_1 und M_2 größer sein als der Abstand der beiden Schnittpunkte A und B, um Kreise auszuschließen, die sich stark überschneiden.

A4 Um Spuren vom primären Vertex auszuschließen, wird gefordert, daß der Konversionsvertex mehr als 4 cm von der z–Achse entfernt ist. Die Wand der Strahlröhre hat seit dem Jahre 1995 einen Abstand von 4.5 cm von der z–Achse, direkt außerhalb befindet sich der neue Mikrovertexdetektor CST. Durch die Massenbelegung sind auch hier Konversionsvertices zu erwarten. Um diese Vertices nicht zu verwerfen, wurde der Schnittparameter mit 4 cm schon recht nahe an den Hauptvertex gelegt.

A5 Wie später noch gezeigt wird, ist der Abstand Δr der Punkte A und B in der transversalen Ebene (auch als Überlapp bezeichnet) ein Güteindikator für Konversionsvertices. Vertices mit $\Delta r > 0.4\,cm$ werden verworfen.

A6 Der Abstand der Punkte A und B in z–Richtung darf nicht mehr als $\Delta z = 5\,cm$ betragen. Dieser Schnitt entspricht dem Schnitt A5 in z–Richtung, wegen der schlechteren Auflösung der Spurkammern in z–Richtung muß die Schnittgrenze erheblich höher gesetzt werden.

A7 Der Winkel ξ zwischen dem Vektor, der die Helices der Konversionsprodukte am Konversionsvertex tangiert, und dem Vektor der Differenz zwischen primärem und Konversionsvertex zeigt an, ob das konvertierende Photon vom primären Vertex stammt. Ist dies der Fall, dann ist dieser Winkel im Idealfall gleich Null. Als Schnittgrenze wird gefordert, daß der Kosinus dieses Winkels größer als 0.9 ist, wodurch unerwünschte Photonen, die nicht vom Hauptvertex kommen, verworfen werden.

Die Schnitte A1–A4 werden schon auf Analyseebene gesetzt. Hier werden ebenfalls schon grobe Schnitte für den Überlapp ($\Delta r > 0.6 cm$ und $\Delta z > 8 cm$) sowie für den Winkel ξ ($cos\xi > 0.7$) gesetzt, um die Größe der Datensätze zu verringern. Später werden die Schnittparameter auf die angegebenen Werte optimiert.

Außer diesen geometrischen Schnitten werden auch Anforderungen an andere Spurparameter gesetzt.

B1 Um eine ausreichende Spurqualität zu erreichen, wird eine Mindestanzahl von 5 Treffern in den CJC–Spurkammern gefordert.

B2 Um den Anteil von irrtümlich benutzten Proton– oder Kaonspuren zu vermindern, wird ein spezifischer Energieverlust von höchstens 2.2 gefordert. Elektronen haben im gesamten meßbaren Impulsbereich einen spezifischen Energieverlust von etwa 1.5.

B3 Die invariante Masse des Elektron–Positron–Paares aus der Photonkonversion sollte nahe beim theoretischen Wert von Null liegen. Um den Anteil der Zerfallsvertices von schweren sekundär zerfallenden Teilchen, wie z.B. des K^0_S oder des Λ, zu vermindern, wird eine obere Grenze für die gemessene invariante Photonenmasse von $m_\gamma < 0.05\ GeV$ benutzt.

Auf Analyseebene wird nur B1 gefordert, die invariante Masse wird nur grob auf $m_\gamma < 0.15\ GeV$ geschnitten und der dE/dx–Schnitt wird zunächst gar nicht durchgeführt. Später werden dann die Auswirkungen der restlichen Schnitte studiert.

Einige der hier beschriebenen Schnitte sind genauso schon in [14] besprochen und motiviert. Andere sind jedoch etwas verändert worden, um sie den zu untersuchenden Datensätzen anzupassen. Zum einen wurden in A2 zusätzlich auch Konversionsvertices zwischen 4 und 5 *cm* mitgenommen, da in diesem Bereich die neue Strahlröhre liegt, die wegen des Einbaus des Mikrovertexdetektors CST verkleinert wurde. Hierdurch wurde eine zusätzliche Massenbelegung bei kleinen Radien geschaffen, und die Zahl der hier konvertierenden Photonen legt es nahe, trotz einer etwas größeren Zahl eventuell fehlinterpretierter Spuren vom primären Vertex diese Photonenkandidaten nicht zu verwerfen. Außerdem wurden die Schnitte für Δr, Δz, Trefferzahl, dE/dx und die invariante Masse (A5, A6, B1, B2 und B3) etwas modifiziert. Im folgenden sollen nun Gründe für diese anders gewählten Schnittparameter angegeben werden.

7.2.1 Trefferzahl und spezifischer Energieverlust

Eine Spur läßt sich um so genauer rekonstruieren, je mehr Treffer zur Rekonstruktion beitragen. Dies legt die Forderung nach einer Mindestanzahl von Treffern in den benutzten zentralen Spurkammern nahe. Wo genau die Grenze zu setzen ist, wird im folgenden anhand der transversalen Verteilung der rekonstruierten Konversionsvertices untersucht.

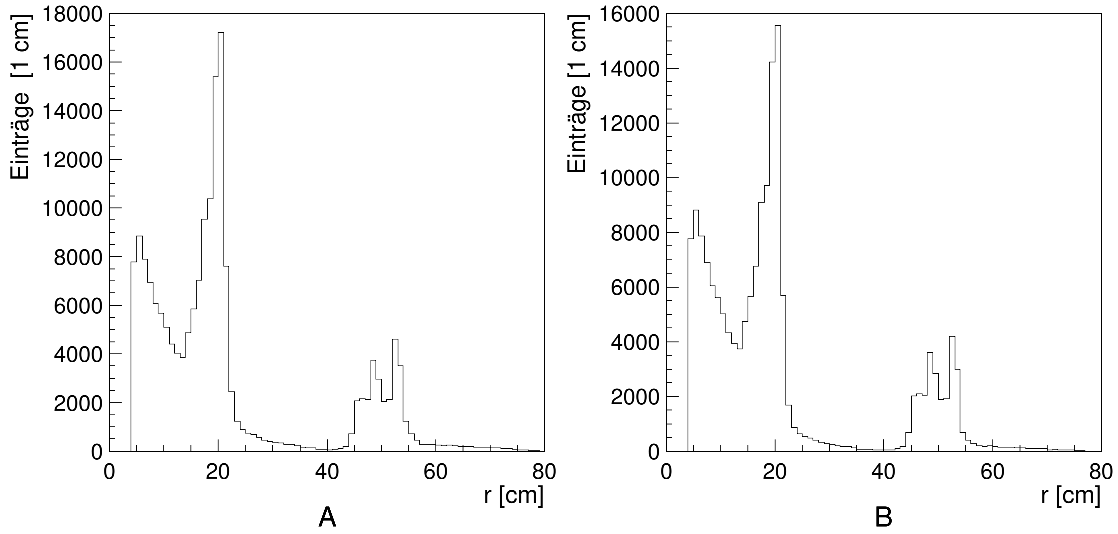


Abbildung 7.2: Abstand des Konversionsvertex zur z–Achse. Bild A: Nur Schnitte auf Analyseebene. Bild B: Trefferzahl ≥ 7.

Die Güte eines Photonkonversionsvertex kann recht gut anhand der radialen Verteilung des Konversionsortes untersucht werden. Da die zentralen Spurkammern wie auch die Strahlröhre in hohem Maße zylindersymmetrisch aufgebaut sind, ist auch die Massenbelegung in diesem Bereich fast nur vom Abstand zur z–Achse und nicht besonders stark von der z–Koordinate und vom Azimutalwinkel ϕ abhängig. Da bei der Photonkonversion ein Atomkern als Stoßpartner benötigt wird, orientiert sich die Lage der Konversionvertices an den Massenhäufungspunkten. Die später gezeigte Abbildung 7.8 macht dies deutlich.

In Abbildung 7.2 ist der radiale Abstand des Konversionsvertex aufgetragen. Das linke Bild zeigt die Verteilung ohne Schnitt auf die Trefferzahl. Rechts ist eine minimale Trefferzahl von 7 gefordert. Wie man sehen kann, liegen die meisten Konversionsvertices vor der CJC1 bzw. zwischen der CJC1 und der CJC2, während innerhalb der CJCs, wo kaum Masse vorhanden ist, auch kaum Konversionvertices auftreten. Im Originalcode des Vertexfinders wird eine Mindesttrefferzahl von 7 gefordert, wie man aber hier sieht, ist auch bei einer Mindesttrefferzahl von 5 im Gegensatz zu den in der Originalarbeit [14] gezeigten Darstellungen für das Datenjahr 1992, in dem anscheinend ein höherer Untergrund durch Strahl–Strahlrohr oder Strahl–Restgas–Ereignisse vorhanden war, kaum eine Verschlechterung zu sehen, so daß in dieser Analyse eine Mindesttrefferzahl von nur 5 Treffern gefordert wird, um die Statistik etwas zu verbessern.

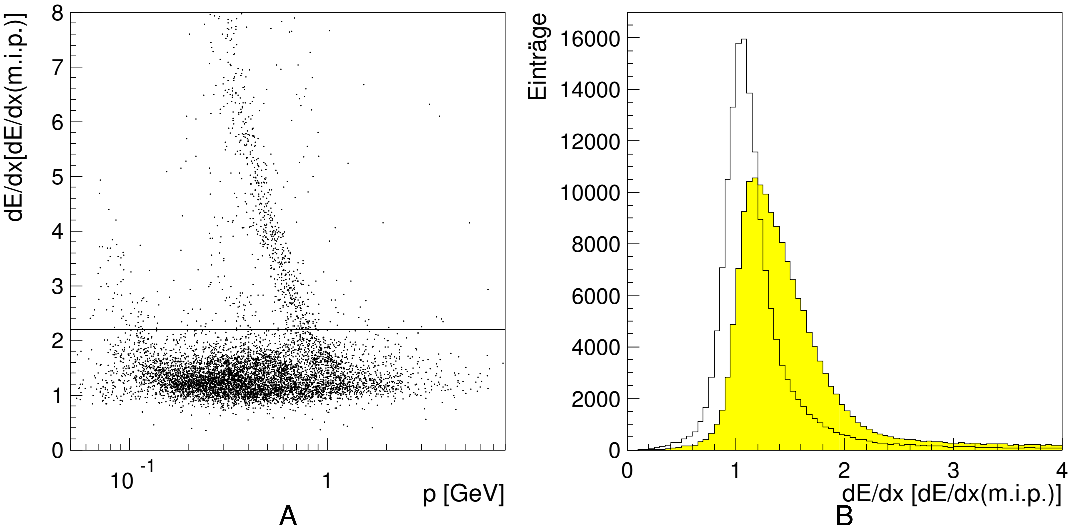


Abbildung 7.3: Bild A: Spezifischer Energieverlust gegen Impuls der Konversionsprodukte. Bild B: Spezifischer Energieverlust der Konversionsprodukte (grau) im Vergleich mit der gleichen Anzahl unselektierter Spuren. Auswahl aus Daten des Jahres 1995.

Abbildung 7.3A zeigt die Auftragung des spezifischen Energieverlustes gegen den Teilchenimpuls der Konversionsprodukte für 1000000 Ereignisse. Wie schon in den Abbildungen in Abschnitt 5.4 ist auch hier das Protonenband zu erkennen, welches unterhalb etwa 1 GeV nach oben abknickt. Links und rechts davon sind das Kaonen– und das Deuteronenband andeutungsweise sichtbar. Das Pionenband knickt erst unterhalb von ca. 0.15 GeV ab, was hier nicht mehr sichtbar ist. Das Elektronenband ist kaum vom Pionenband zu unterscheiden, da beide sehr dicht beieinander liegen. Das Elektronenband sollte ein wenig über dem Pionenband bei einem dE/dx von etwa 1.5 (konstant im gesamten meßbaren Impulsbereich) liegen.

Abbildung 7.3B zeigt einen Vergleich des spezifischen Energieverlustes der vom Vertexfinder erhaltenen Kandidaten für Konversionsprodukte, die mit recht hoher Wahrscheinlichkeit

Elektronen sind, mit allgemeinen DTNV–Spuren, welche meist von anderen Teilchen stammen. Hierzu wurden Daten aus jeweils 1000000 Ereignissen des Jahres 1995 ausgewählt. Hier läßt sich erkennen, daß die Elektronen einen spezifischen Energieverlust zwischen 1 und 2 haben, während die anderen Spuren (meist Pionen) hauptsächlich etwas darunter liegen. In beiden Fällen sind aber auch Spuren mit größerem dE/dx vorhanden, die von Kaonen, Protonen und Deuteronen stammen.

Um nun einen Teil der nicht erwünschten Teilchen wie Kaonen, Protonen und Deuteronen und auch Pionen mit sehr kleinem Impuls ausschneiden zu können, wird eine Schnittgrenze von $dE/dx < 2.2$ gewählt, die einerseits kaum Elektronen betrifft, andererseits aber möglichst viele andere Teilchen verwirft. Eine untere Schnittgrenze ist wegen der Verschmelzung mit dem Pionenband nicht möglich, zumal die Kalibration der dE/dx–Messung zeitlichen Schwankungen unterworfen ist.

7.2.2 Der Überlapp der Spuren vom Konversionsvertex

Wie schon in Abschnitt 7.1 erwähnt, sollten sich bei der Photonkonversion die Spuren des Elektrons und des Positrons wegen der Masselosigkeit des Photons im Idealfall in einem Punkt, nämlich dem Zerfallsort, *berühren.* Im Realfall überschneiden sie sich jedoch ein wenig oder laufen knapp aneinander vorbei, weil die Impulsrekonstruktion nicht ganz genau ist. Für den Zerfall von massiven Teilchen erwartet man dagegen von vornherein einen größeren Überlapp. Daher lassen sich durch eine obere Grenze für Δr und auch Δz unerwünschte Ereignisse aussortieren.

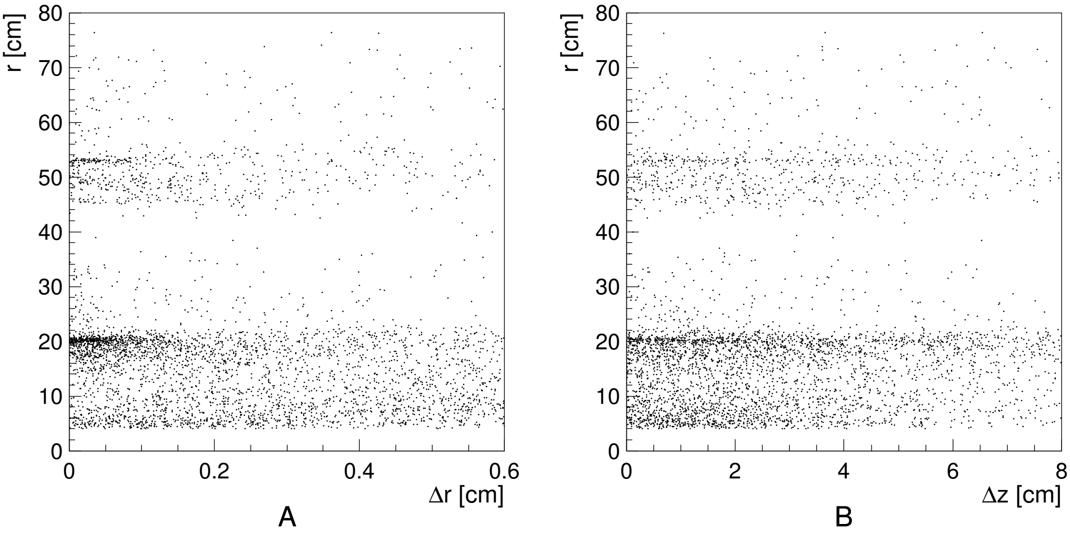


Abbildung 7.4: Bild A: Überlapp Δr gegen Radius der Konversionsvertices. Bild B: Überlapp Δz gegen Radius der Konversionsvertices.

Trägt man den radialen Abstand der Konversionsvertices gegen den Überlapp auf (Abbildung 7.4), so sollten sich für die echten Photonen die radialen Detektorkonturen erkennen lassen. Für kleine Werte von Δr und Δz sind die Innenwände der CJC1 bei 20 cm und der CJC2 bei 53 cm deutlich zu erkennen, etwas undeutlicher die Häufungen im Bereich der COZ und COP zwischen 45 und 52 cm und der CIP und COP zwischen etwa 15 und 20 cm sowie der Strahlröhre bei 4.5 cm. Je größer der Überlapp wird, desto mehr verwaschen diese Grenzen, der Übergang ist jedoch fließend. Als Kompromiß werden die Schnittgrenzen bei $\Delta r < 0.4\,cm$ und $\Delta z < 5\,cm$ gelegt, um einerseits nicht zu viele echte Photonen wegzuschneiden und andererseits den Untergrund deutlich zu vermindern. Daß dies der Fall ist, kann später bei der Rekonstruktion von π^0–Mesonen gezeigt werden.

7.2.3 Die invariante Masse des Elektron–Positron–Paares

Aus den gemessenen Impulsen des Elektron–Positron–Paares läßt sich die invariante Masse des konvertierten Photons errechnen. Hierzu wird für die Massen der beiden Zerfallsteilchen m_1 und m_2 jeweils die Elektronmasse $m_e = 0.511\ MeV$ angenommen. Mit den Impulsen p_1 und p_2 des Elektrons bzw. Positrons ergibt sich die „Photonenmasse“ m_γ zu

$$m_\gamma = \sqrt{(\sqrt{p_1^2 + m_e^2} + \sqrt{p_2^2 + m_e^2})^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2}$$

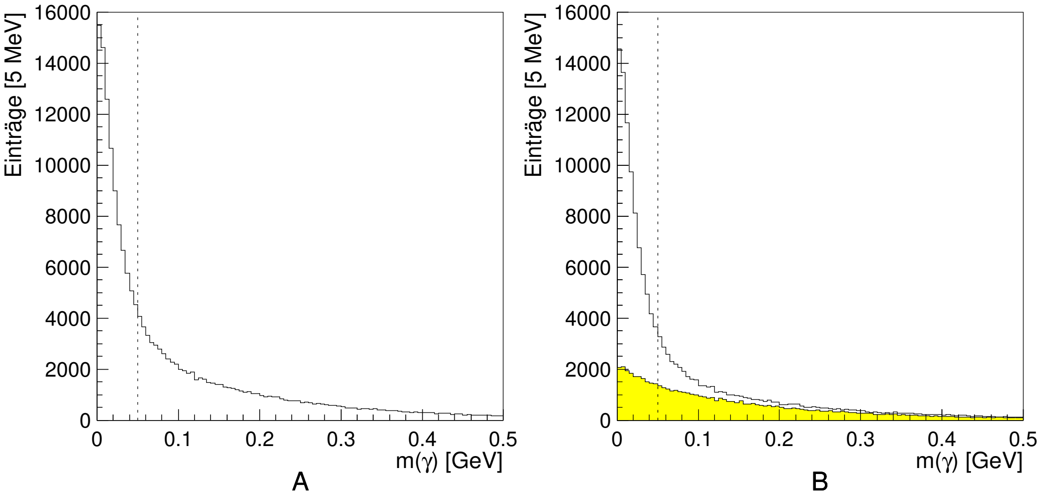


Abbildung 7.5: Invariante Masse der Konversionsphotonen für 1000000 Ereignisse aus dem Datenjahr 1995. Die gepunktete Linie stellt die obere Schnittgrenze dar. Bild A: Ohne Schnitte. Bild B: $\Delta r < 0.4$, Trefferzahl ≥ 5, $dE/dx < 2.2$. Als graue Fläche sind die durch die Schnitte verworfenen Photonenkandidaten dargestellt

In Abbildung 7.5 ist die Massenverteilung für solche Konversionsphotonen aufgetragen. Wie in Bild A zu erkennen ist, liegen die invarianten Massen, wie zu erwarten, meist sehr nahe bei Null, für größere Massen zeigt sich schon ein starker Abfall, so daß etwa 50 % der Photonenkandidaten eine Masse unterhalb der eingezeichneten Schnittgrenze von nur 0.05 GeV haben. In Bild B sind Schnitte auf den Überlapp, die Trefferzahl und den spezifischen Energieverlust angewendet worden, wodurch die Verteilung noch etwas steiler zu Null hin ansteigt. Als Vergleich sind die durch die Schnitte verworfenen Kandidaten als graue Fläche dargestellt, die Verteilung weist zwar auch noch einen leichten Abfall bei höheren Massen auf, jedoch ist dieser bei weitem nicht so stark wie der Abfall für die nicht verworfenen Photonenkandidaten.

Der Anteil der Photonenkandidaten mit einer Masse kleiner als $0.05 GeV$ beträgt nach diesem Schnitt fast 60 %.

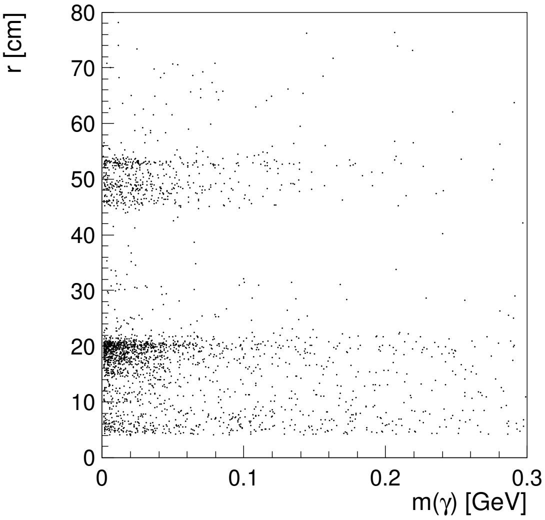


Abbildung 7.6: Radius gegen invariante Masse der Konversionsphotonen für Ereignisse aus dem Datenjahr 1995.

Die Motivation für die genaue Lage der Schnittgrenze der Photonenmasse kann – wie schon im Fall der Trefferzahl – ebenfalls anhand der Verteilung des transversalen Abstandes zur z–Achse geliefert werden, wie Abbildung 7.6 zeigt. Hier ist dieser Radius gegen die invariante Masse aufgetragen, wobei für kleine Massen die radiale Kammerstruktur, wie schon bei der Betrachtung des Überlapps, deutlich zu erkennen ist und für größere Massen immer mehr verschwimmt.

7.3 Eigenschaften der erhaltenen Photonen

Alle in den vorigen Abschnitten besprochenen Schnitte werden nun bei der Rekonstruktion von Konversionsvertices angewendet. Die hierbei gewonnenen Photonenkandidaten werden bei späteren Analyseschritten (siehe Kapitel 10) weiterverwendet.

In Abbildung 7.7A erkennt man, daß die untere Nachweisgrenze für Photonen bei etwa $100\,MeV$ liegt. Das Maximum der Impulsverteilung liegt bei etwa $400\,MeV$, die Verteilung fällt dann zu größeren Impulsen rasch ab, die Photonen besitzen also meist einen recht niedrigen Impuls. Abbildung 7.7B zeigt die Verteilung des Polarwinkels der Photonen. Besonders im Vorwärtsbereich, aber auch im Rückwärtsbereich lassen sich viele Photonen rekonstruieren, während im mittleren Winkelbereich ein Minimum liegt. Für ganz kleine Winkel finden sich ebenfalls kaum Einträge, da bei der Rekonstruktion keine Vorwärtsspuren berücksichtigt wurden.

Trägt man die x–Koordinate des Konversionsvertex gegen dessen y–Koordinate auf, so erhält man in Abbildung 7.8 ein Abbild der Massenverteilung in der transversalen Ebene innerhalb des zentralen Spurkammersystems. Diese Auftragung wird auch Röntgenplot ge-

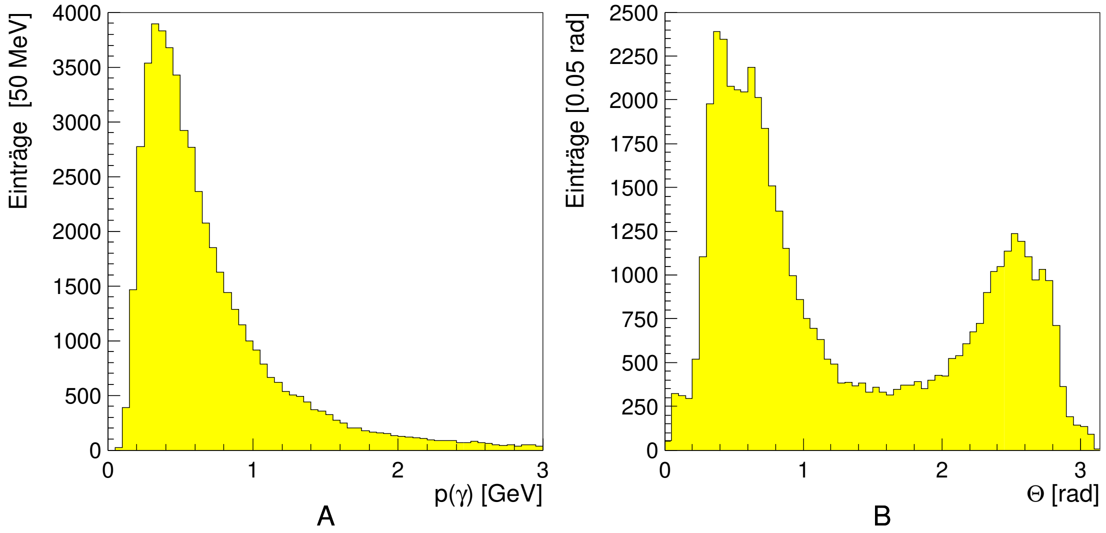


Abbildung 7.7: Impulse und Polarwinkel der Photonen für eine Auswahl aus dem Jahr 1995

nannt, da man mit ihr sozusagen in den Detektor hineinschauen kann.

Ganz außen sieht man zunächst nur wenige Punkte, da in der CJC2 eine geringe Materialdichte herrscht. Zwischen 53 und 45 *cm* erkennt man eine deutliche Häufung. Hier liegen die COP und die COZ innerhalb von zwei dünnen Kohlefaserzylindern. Die Lücke im rechten Bildbereich deutet auf zeitweilig tote Segmente der CJC2 hin, so daß die in diesem Bereich entstandenen Konversionsprodukte nicht nachgewiesen werden konnten. Zwischen 45 und 21 *cm* liegt die CJC1. In diesem Bereich ist wieder nur sehr wenig Materie vorhanden, mit etwas Phantasie kann man jedoch sogar die einzelnen Drahtebenen erkennen, die schräg von innen nach außen verlaufen. Abbildung 7.9 zeigt eine Vergrößerung des Innenbereichs von Abbildung 7.8. Zwischen 21 und 15 *cm* liegen die CIZ und die CIP, hier ist wieder deutlich mehr Materie zu erkennen. Der 1995 neu eingebaute CST (zu diesem Zeitpunkt war nur die untere Hälfte vorhanden) ist zwischen 12 und 5.2 *cm* andeutungsweise zu sehen. Bei etwa 4.5 *cm* liegt schließlich die Strahlröhre. Ganz innen sind keine Vertices zu erkennen, hier wurde bei 4 *cm* der Hauptvertex herausgeschnitten.

7.4 Die Suche nach π^0–Mesonen

Durch die in den vorhergehenden Abschnitten erläuterten Schnitte sind Kandidaten für Konversionsphotonen gefunden worden. Anhand des Zerfalls eines neutralen Pions in zwei Photonen, deren Konversionsvertices mit Hilfe des vorgestellten Vertexfinders rekonstruiert wurden, soll hier noch einmal die Güte der Schnitte überprüft werden. Da aus den in Kapitel 6 erläuterten Gründen keine Untersuchung von Photonen auf der Basis von rekonstruierten Monte–Carlos möglich war, um die Schnittparameter besser zu motivieren, ist dies eine Möglichkeit des Tests der benutzten Schnitte. Außerdem kann überprüft werden, ob die so erhaltenen Pionen gut und zahlreich genug sind, um Zerfallskanäle zu untersuchen, die ein π^0 enthalten.

Um die invariante Masse der Pionen aus den Parametern der beiden Photonen zu berech-

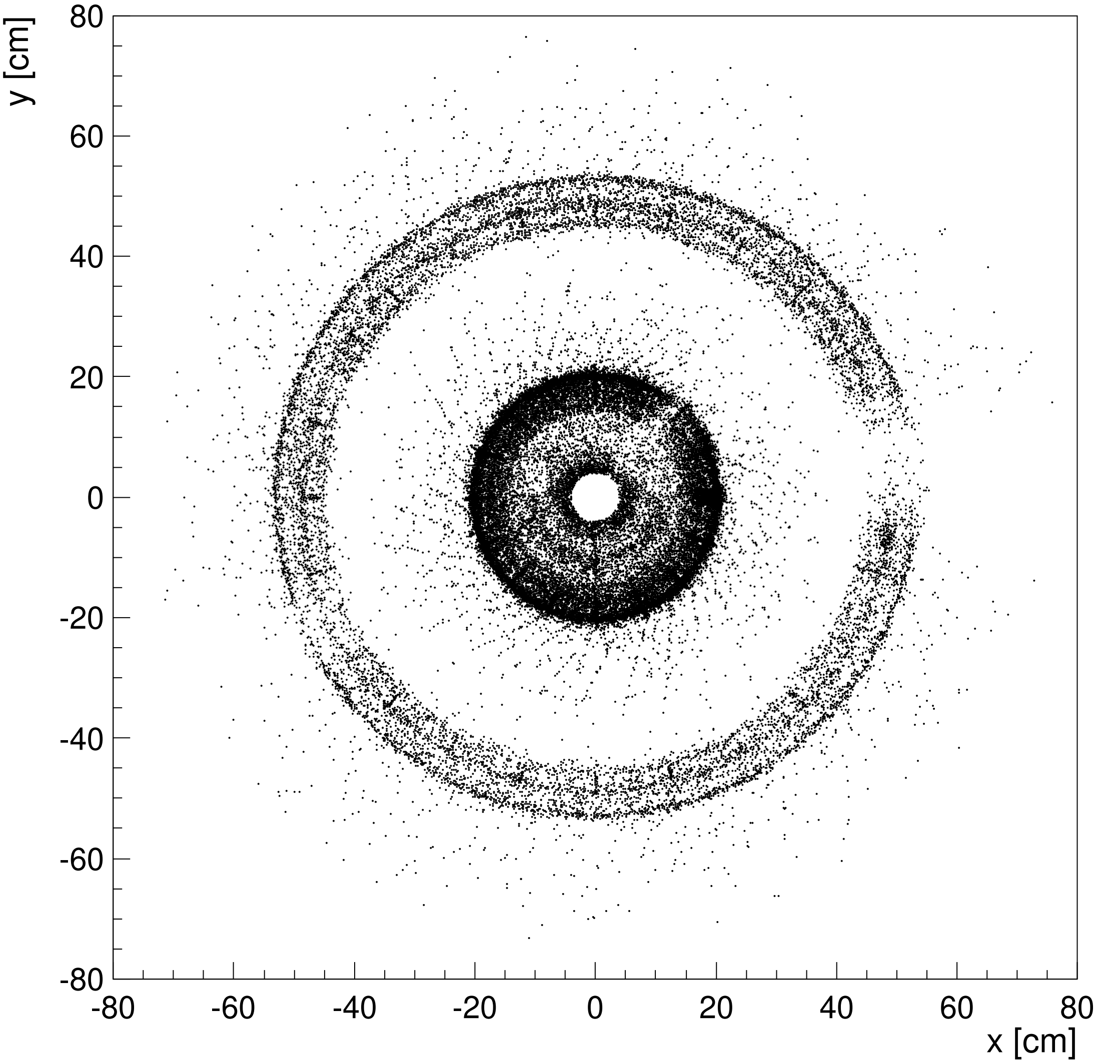


Abbildung 7.8: Verteilung der Konversionsvertices in der x–y–Ebene im Jahr 1995. Schnitte: $m_\gamma < 0.05\,GeV$, $\Delta r < 0.4\,cm$, Trefferzahl ≥ 5, $dE/dx < 2.2$

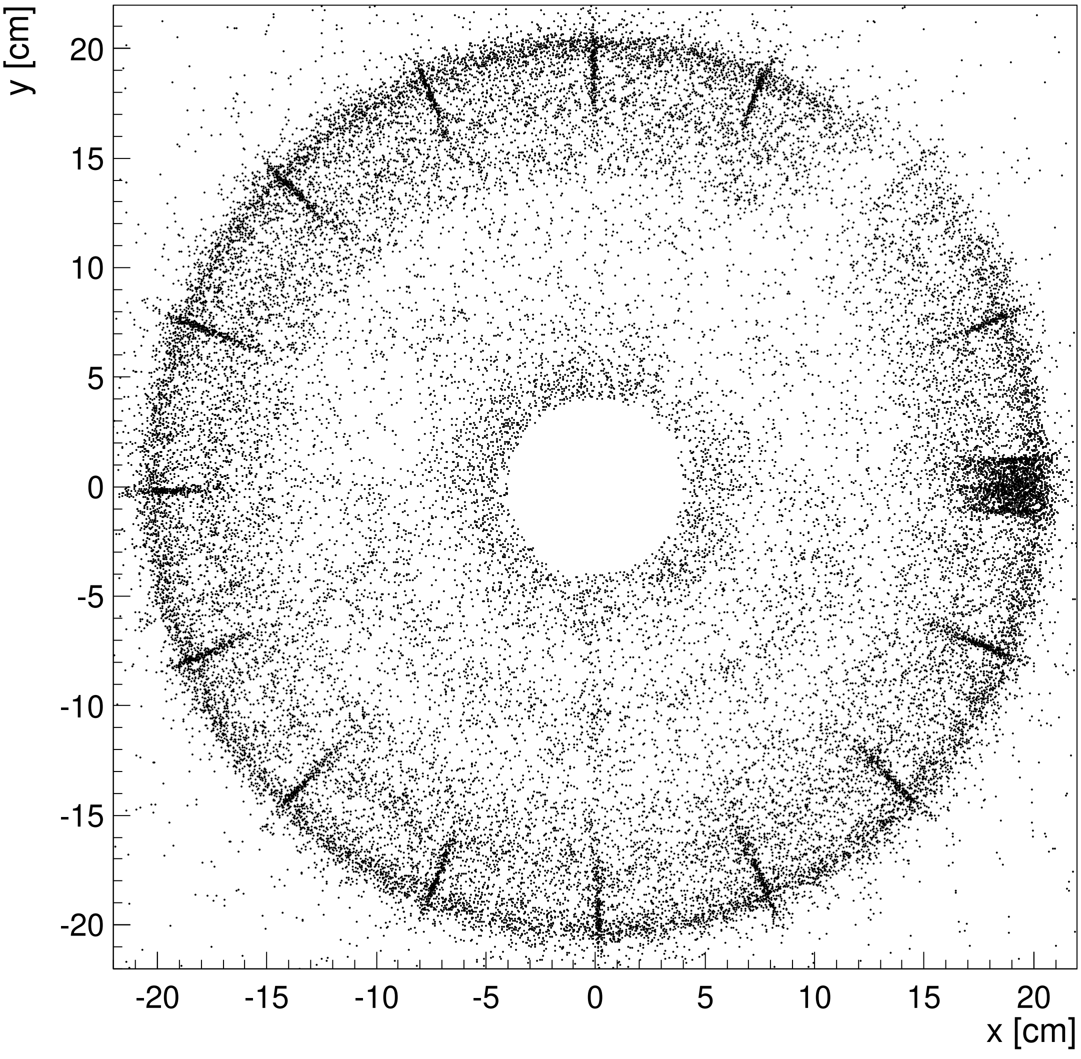


Abbildung 7.9: Verteilung der Konversionsvertices in der x–y–Ebene. Vergrößerte Darstellung des Innenbereiches von Abbildung 7.8.

nen, geht man den gleichen Weg wie in Abschnitt 7.2.3. Aus den Einzelimpulsen p_{γ_1} und p_{γ_2} erhält man die Pionenmasse

$$m_{\pi^0} = \sqrt{(\sqrt{p_{\gamma_1}^2 + m_{\gamma_1}^2} + \sqrt{p_{\gamma_2}^2 + m_{\gamma_2}^2})^2 - |\vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2}|^2}$$

Hierbei sind die rekonstruierten „Photonenmassen“ m_{γ_1} und m_{γ_2} mit berücksichtigt worden. Eine andere Möglichkeit wäre, die Photonenmasse auf ihren theoretisch richtigen Wert von Null zu zwingen. Dies würde dann aber zu einem etwas falschen Gesamtimpuls führen, so daß beide Möglichkeiten ihre kleinen Fehler haben. Die Wahl macht aber wegen der im Vergleich zu den Photonenimpulsen kleinen rekonstruierten Photonenmassen kaum einen Unterschied, die Massenverteilung der Pionen würde sich nur unwesentlich verändern, es ergibt sich eine etwas größere Zahl von Pionenkandidaten mit sehr kleinen Massen.

Trägt man nun die erhaltene invariante Pionenmasse auf, erhält man die in Abbildung 7.10A gezeigte Verteilung. Hier sind nur die in Abschnitt 7.2 beschriebenen Schnitte A1–A4 und B1 sowie die vorläufigen relativ weichen Schnitte $\Delta r < 0.6cm$, $\Delta z < 8cm$, $cos\xi > 0.7$ und $m_\gamma < 0.15\,GeV$ auf Analyseebene gemacht worden. Trotzdem sieht man schon einen deutliches Signal bei der erwarteten Masse von 135 MeV. Das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis (im folgenden auch S/U–Verhältnis genannt) kann jedoch durch die in den vorhergehenden Abschnitten vorgestellten weiterführenden Schnitte deutlich verbessert werden, ohne daß sich das Signal zu sehr abschwächt. Dies ist in Abbildung 7.10B gezeigt.

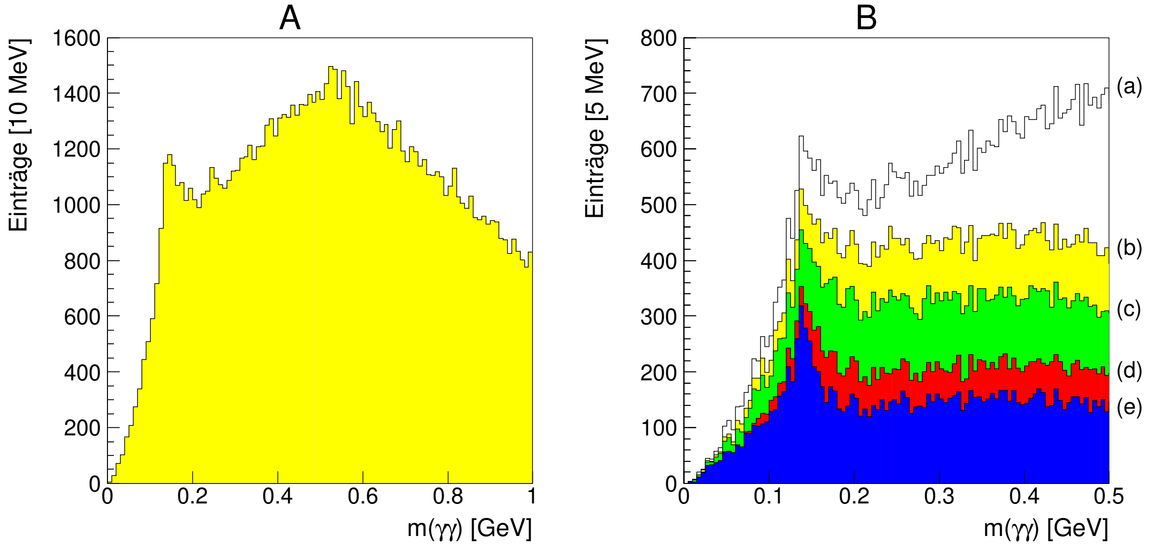


Abbildung 7.10: Auswirkungen der Schnitte für die π^0–Mesonen für Daten des Jahres 1995

Hier ist die ursprüngliche Verteilung aus A als weiße Fläche (a) noch einmal vergrößert dargestellt. Zunächst wird der Schnitt auf den Winkel ξ auf $cos\xi > 0.9$ heraufgesetzt. Es ergibt sich die hellgraue Verteilung (b). Die Forderung $dE/dx < 2.2$ führt zu der mittelgrauen Fläche (c). Sodann werden in (d) die Überlappgrenzen auf $\Delta r < 0.4\ cm$, $\Delta z < 5\ cm$ gesetzt. Schließlich wird die obere Massengrenze der Photonen in Kurve (e) auf $0.05\,GeV$ verringert.

Durch all diese Schnitte wird, wie zu sehen ist, der Untergrund deutlich verringert, während nur wenig vom Signal selbst verlorengeht. Dies rechtfertigt noch einmal die in den

Abschnitten 7.2.1 bis 7.2.3 schon erörterten Schnittgrenzen.

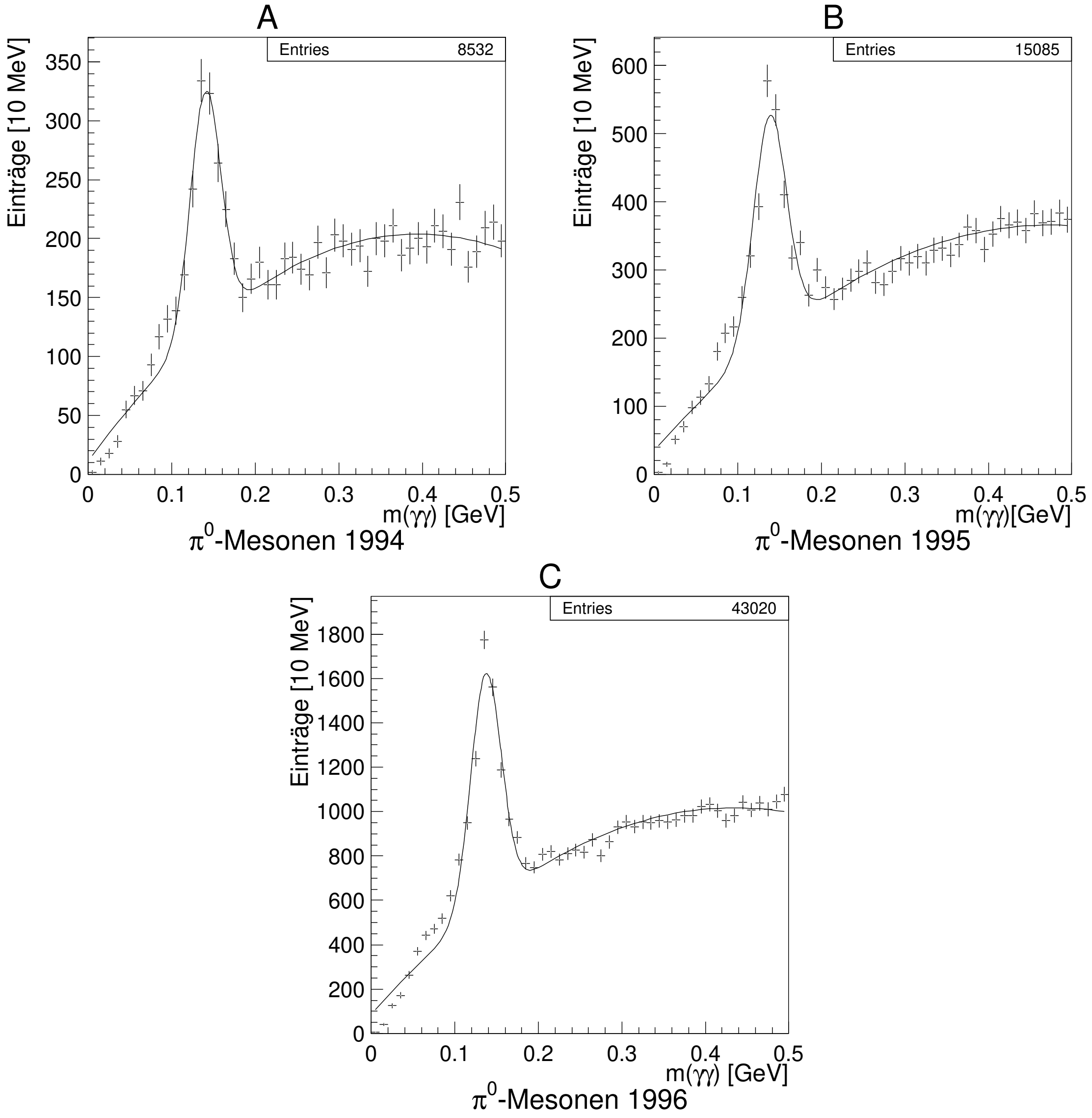


Abbildung 7.11: π^0–Mesonen für die Gesamtdaten der Jahre 1994 (A), 1995 (B) und 1996(C). Es wurde jeweils eine Gauß–Funktion mit einem quadratischen Untergrund angepaßt.

Mit Hilfe dieser Schnittparameter werden nun aus den gesamten Daten der Jahre 1994 bis 1996 π^0–Mesonen rekonstruiert. Die resultierenden Verteilungen sind in Abbildung 7.11 gezeigt. Als Anpassung wurde jeweils eine Gauß–Funktion der Form

$$f(x) = c_1 \cdot e^{-\frac{(x-c_2)^2}{2c_3^2}} + c_4 + c_5(x-c_1) + c_6(x-c_1)^2$$

(c_1=Amplitude, c_2=Mittelwert, c_3=halbe Breite bei $1/\sqrt{e}$ der Amplitude) mit einem quadratischen Untergrund benutzt. In Tabelle 7.1 sind die sich ergebenden Signal/Untergrund–Verhältnisse (Signalhöhe/Untergrundhöhe an der Stelle des Mittelwertes der Gaußfunktion), die Zahl der Ereignisse im Signal, die Mittelwerte der Gauß–Verteilungen sowie deren Breiten zusammengestellt.

Datenjahr	S/U–Verhältnis	# im Signal	Mittelwert c_2 $[MeV]$	Breite c_3 $[MeV]$
1994	1.63	920	140.29 ± 0.07	18.16 ± 0.09
1995	1.64	1621	138.16 ± 0.05	19.71 ± 0.08
1996	1.80	4751	137.19 ± 0.01	18.13 ± 0.02

Tabelle 7.1: Parameter der Anpassungen an das π^0–Signal

Es fällt dabei auf, daß die Mittelwerte der Signale deutlich höher sind als die theoretische π^0–Masse von (134.9764 ± 0.0006) MeV. Werden die rekonstruierten Massen der einzelnen Photonen bei der Berechnung der Pionenmasse nicht mitberücksichtigt, so ergeben sich Werte, die etwa genauso weit unterhalb des Theoriewertes liegen, die Wahrheit liegt also wohl irgendwo dazwischen. Außerdem hängt der ermittelte Wert stark von der gewählten Form der Anpassungsfunktion ab. Auf dieses Problem wird hier deshalb nicht weiter eingegangen.

Obwohl die gefundenen Pionen recht gut vom Untergrund zu unterscheiden sind, ist an eine Verwendung innerhalb eines Zerfallskanals eines anderen Teilchens wohl nicht zu denken. Dazu ist die Zahl der gefundenen π^0 viel zu klein, besonders im Vergleich zu der erwarteten Zahl von neutralen Pionen, die insgesamt den Detektor durchqueren, deren Zerfallsprodukte aber nicht als Konversionsphotonen erkannt werden.

Als grober Schätzwert der ursprünglichen Zahl sei hier folgende Überlegung gemacht: Für das Datenjahr 1995 wurden 15.6 Millionen Ereignisse betrachtet mit im Mittel etwa 19 Einzelspuren in der DTNV–Bank (falls eine DTNV–Bank existiert sind es 26, in 27 % der Ereignisse gibt es aber keine DTNV), davon etwa 12 Zentralspuren, die fast alle geladene Pionen sind. Geht man von jeweils durchschnittlich etwa 5 π^+ und π^- im zentralen Spurkammerbereich pro Ereignis aus und davon, daß die Erzeugungsrate für π^+, π^- und π^0 etwa gleich ist (wegen der Ladungsunabhängigkeit der die Fragmentation bestimmenden starken Wechselwirkung), so ergibt sich eine Gesamtzahl von etwa 78 Millionen π^0. Der Anteil der rekonstruierten π^0 läge demnach 1995 etwa bei $2.1 \cdot 10^{-5}$.

Der Grund für diesen kleinen Anteil liegt in der geringen Effizienz der Photonenrekonstruktion. In der Originalarbeit [14] ist diese mit etwa 1.5% für Photonen im zentralen Spurkammerbereich angegeben. Da man für ein π^0 zwei Photonen braucht, quadriert sich dies zu $2.25 \cdot 10^{-4}$. Hinzu kommt ein Bruchteil verlorenen Signals bei der Kombination der beiden Photonen, so daß sich größenordnungsmäßig der erwartete Wert ergibt. Eine genauere Diskussion dieses Sachverhaltes wird aber nicht geführt, da die Suche nach π^0–Mesonen nur ein Randthema der vorliegenden Arbeit ist.

Kapitel 8

Die Rekonstruktion der K_S^0–Mesonen

Im Gegensatz zu Photonkonversionsvertices können die Vertices der V0–Kandidaten K_S^0 und Λ mit dem Standardvertexfinder der H1–Software zufriedenstellend rekonstruiert werden. Dieses Kapitel beschreibt die für die K_S^0–Rekonstruktion notwendigen Analyseschritte. Allgemein wird dabei für jedes Ereignis (wie auch später bei der D^{*0}–Rekonstruktion) gefordert, daß genau ein primärer Vertex vorhanden ist, dessen z–Abstand vom Ursprung höchstens 50 cm beträgt.

8.1 Wahl einer Spur aus einer Hypothesenkette

Für eine einzige physikalische Spur können in der DTRA–Bank mehrere Hypothesen abgespeichert sein, die dann innerhalb einer „Hypothesenkette" stehen. Dies liegt daran, daß es für eine noch nicht auf einen Vertex angepaßte Spur Kombinationsmöglichkeiten für die Rekonstruktion eines primären wie auch sekundären Vertex geben kann. Dabei gibt es meist nur eine einzige Primärhypothese und eventuell mehrere Sekundärhypothesen, da die Spur mit verschiedenen anderen Spuren zu einem sekundären Vertex kombiniert werden kann. In Abbildung 8.1(A) ist die Anzahl der Spuren in einer Hypothesenkette gezeigt. In der Mehrzahl der Fälle gibt es nur genau eine Hypothese, es kommen aber auch Hypothesenketten mit bis zu 15 Hypothesen vor.

Die Aufgabe besteht nun darin, aus einer Hypothesenkette die „richtige" Spur herauszufinden. Hierfür kommen verschiedene Parameter in Frage:

- Das χ^2 aus der Spuranpassung
- Der Bruchteil unbenutzter Treffer bei der Spuranpassung
- Der relative Fehler des Transversalimpulses der Spur
- Die Gesamtzahl der zur Spuranpassung benutzten Treffer

Welcher dieser Parameter das beste Ergebnis liefert, wird nun anhand des K_S^0–Zerfalls untersucht.

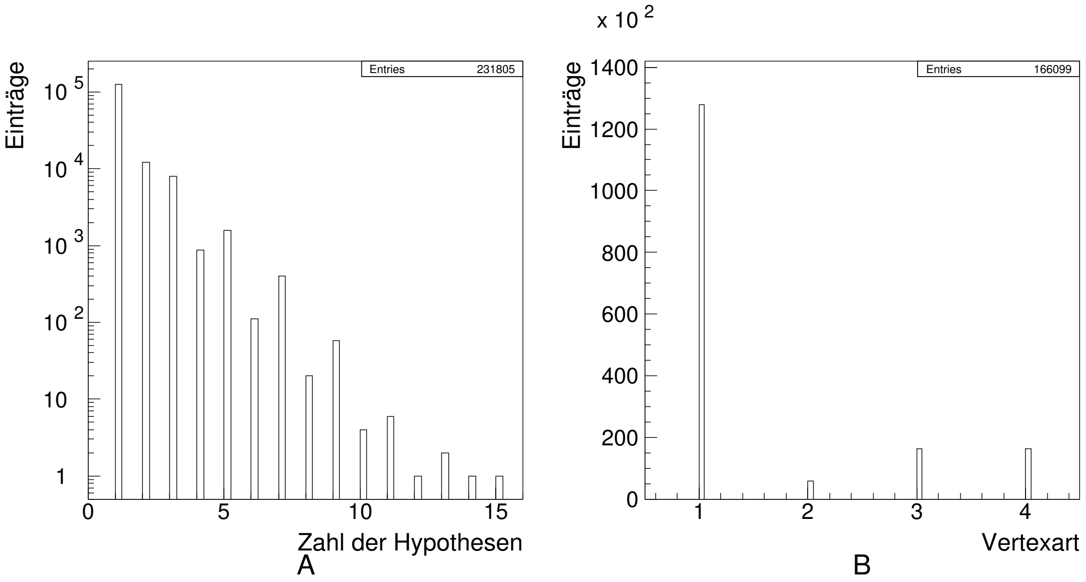


Abbildung 8.1: Zahl der Hypothesen und Vertexart für eine Auswahl von 10000 Ereignissen aus 1995. Bild A: Zahl der Spurhypothesen in einer Hypothesenkette. Bild B: Vertexart (1=primärer Vertex in einer rein primären Kette, 2=sekundärer Vertex in einer rein sekundären Kette, 3=primärer Vertex in einer gemischten Kette, 4=sekundärer Vertex in einer gemischten Kette); es wurde der jeweils beste primäre und sekundäre Vertex einer Kette verwendet (Auswahlkriterium relativer Fehler im Transversalimpuls p_t).

Die K_S^0–Mesonen haben eine mittlere Lebensdauer von etwa 0.9 ps (siehe Tabelle 4.1), in der sie eine Strecke im cm–Bereich zurücklegen. Sie zerfallen daher mit großer Wahrscheinlichkeit bereits vor der Innenkante der CJC1, so daß die Spuren der Zerfallsteilchen (in diesem Falle π^+ und π^-) in den inneren Spurkammern registriert werden. Auf der anderen Seite ist der Abstand des Zerfallsvertex in den meisten Fällen groß genug, um ihn vom primären Vertex unterscheiden zu können.

Als K_S^0–Kandidaten werden so im ersten Analyseschritt alle Kombinationen zweier entgegengesetzt geladener Spuren aus der DTRA–Bank betrachtet, die von demselben sekundären Vertex stammen. Reine Vorwärtsspuren (also Spuren ohne Treffer in den CJCs) werden aus den schon bei der Photonrekonstruktion erläuterten Gründen nicht betrachtet. Außerdem werden schon erste sehr weiche Schnitte an Spurqualitätsparameter wie die Trefferzahl (≥ 5), die radiale Spurlänge ($> 10\ cm$) und den Teilchenimpuls ($> 0.1\ GeV$) gelegt, die nur die schlechtesten Spuren verwerfen. Weiterhin wird ein minimaler Abstand des sekundären vom primären Vertex in der x–y–Ebene ($r > 1\ cm$) gefordert, um falsche sekundäre Vertexhypothesen zu unterdrücken. All diese Forderungen schließen kaum „echte“ K_S^0–Mesonen aus, wie später anhand der Variation der Schnittparameter gezeigt wird, verringern jedoch die Zahl falscher Kombinationen erheblich.

Bei der Untersuchung der verschiedenen Möglichkeiten der Wahl der Spur aus einer Hypothesenkette tritt nun ein Problem auf. Innerhalb einer Hypothesenkette können sich sowohl primäre wie auch sekundäre Spurhypothesen befinden. Abbildung 8.1(B) zeigt die Vertexart, eine 1 bedeutet primäre Hypothese in einer Kette ohne sekundäre Hypothesen, 2 sekundäre Hypothese in einer Kette ohne primäre Hypothesen, 3 primäre Hypothese und 4 sekundäre

Hypothese jeweils in einer „gemischten“ Kette. Ungefähr 85% der Ketten bestehen danach nur aus primären Hypothesen (von denen es fast immer nur eine gibt), ca. 4% sind reine sekundäre Ketten und der Rest gemischte Ketten, aus denen dann sowohl eine primäre wie auch sekundäre Hypothese mitgenommen wird.

Im Fall eines sekundären Vertex muß jedoch die Spur mit einer anderen zusammen auf eben diesen Vertex angepaßt werden, was den Fehler erhöht. Es ist also zu erwarten, daß die gemessene Spurqualität von der Art des Vertex abhängt. Dies ist z.B. beim relativen Fehler in p_t der Fall, wie man in Abbildung 8.2 erkennen kann. Hier ist der relative Fehler in p_t für Spuren aus „gemischten“ Ketten aufgetragen (für allgemein primäre oder sekundäre Spuren sind die Verteilungen deutlich anders; hier geht es aber um den Vergleich innerhalb einer gemeinsamen Hypothesenkette). Beide Kurven sind auf gleiche Ereigniszahl normiert. Die sekundären Spuren besitzen erwartungsgemäß im Mittel einen größeren Fehler (man beachte die logarithmische Skala).

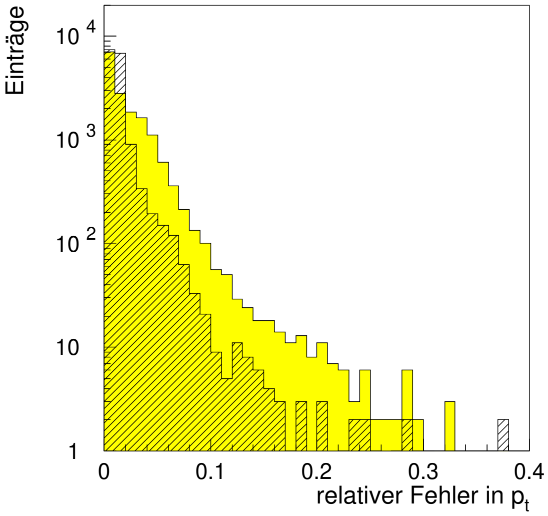


Abbildung 8.2: Relativer Fehler in p_t für primäre (schraffiert) und sekundäre (grau) Spuren aus gemischten Ketten. Die Verteilungen sind auf gleichen Flächeninhalt normiert.

Würde man nun nur die allgemein im Hinblick auf den Spurqualitätsparameter beste Spur auswählen, wären Spuren vom in diesem Fall primären Vertex bevorzugt. Der einzig plausible Ausweg aus diesem Dilemma besteht darin, sowohl die beste primäre als auch die beste sekundäre Spurhypothese weiterzuverwenden. Dieser Weg wird hier beschritten. Man muß jedoch im folgenden darauf achten, daß Doppelzählungen einer einzigen Spur nicht vorkommen. Beim K_S^0–Zerfall kann dies nicht passieren, da nur sekundäre Spuren verwandt werden. Werden jedoch später primäre Spuren dazukombiniert (wie im Zerfallskanal $D^0 \to K_S^0\ \pi^+\ \pi^-$), müssen mögliche Doppelzählungen ausgeschlossen werden.

Ein Vergleich der Wirkung der verschiedenen Qualitätsparameter ist in Abbildung 8.3 gezeigt. Hierbei wurden nun die groben Schnitte auf Analyseebene verwendet, der Untergrund ist deshalb noch recht hoch. Wie zu sehen ist, sind die Auswirkungen der verschiedenen Qualitätsparameter fast identisch. Dies ist auch nicht verwunderlich, weil viele Hypothesenketten recht kurz sind und außerdem die verschiedenen Qualitätsparameter korreliert sind. So hat

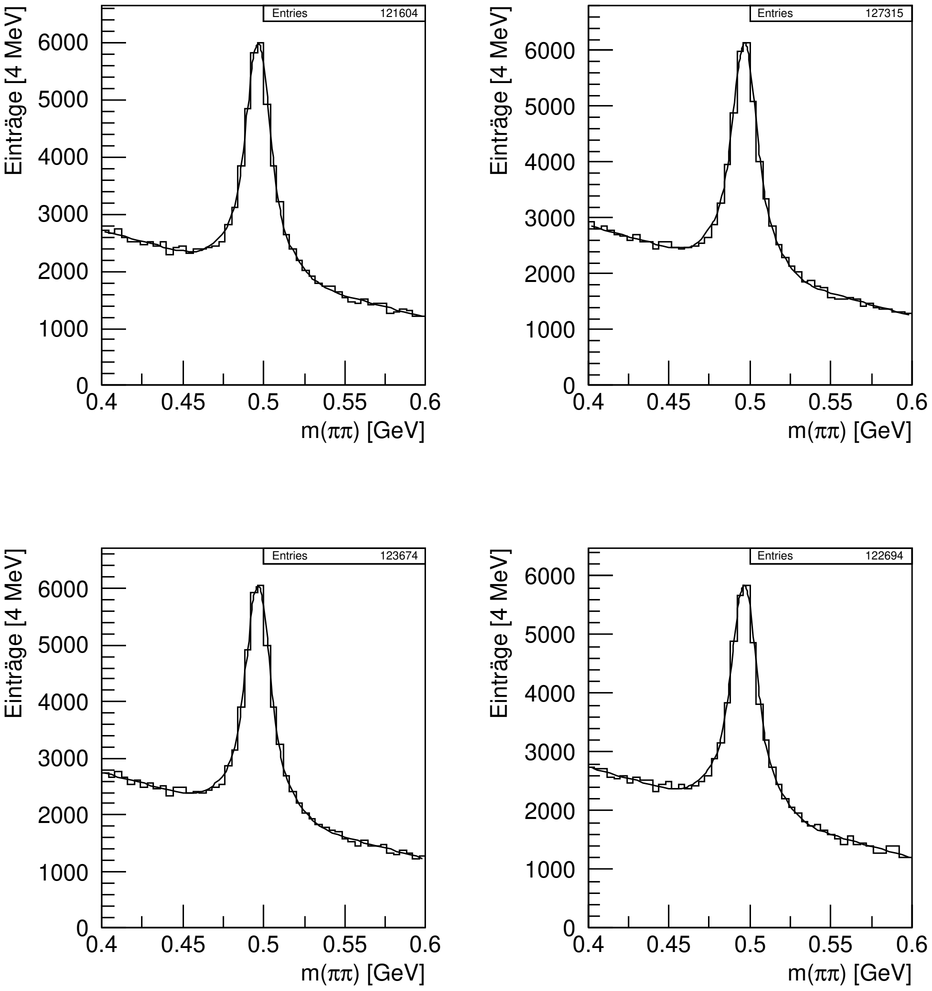


Abbildung 8.3: K_S^0–Signal auf Analyseebene für die verschiedenen Qualitätsparameter für Spuren aus 1000000 Ereignissen des Jahres 1995. Links oben relativer Fehler in p_t, rechts oben Bruchteil unbenutzter Treffer, links unten Trefferzahl, rechts unten χ^2 der Anpassung. Es wurde jeweils ein Doppelgauß mit linearem Untergrund angepaßt.

eine Spur mit mehr Treffern normalerweise auch ein kleineres χ^2 und einen kleineren Fehler in p_t, da mehr Punkte für die Anpassung zur Verfügung standen.

Ein Unterschied ergibt sich erst, wenn man allgemein die beste Spur (also nicht die beste primäre und sekundäre) betrachtet, dann ergibt sich beim Bruchteil der unbenutzten Treffer eindeutig das beste S/U–Verhältnis, da dieser Parameter allgemein für primäre Vertices besser ist und so im Zweifelsfall schlechte sekundäre Vertices eher verwirft, wodurch aber dann die primären Spuren schlechter werden. Da diese Analyse sowohl primäre als auch sekundäre Spuren benutzt, orientiert sie sich an den in Abbildung 8.3 gezeigten Verteilungen. Um nun eine Entscheidung zu treffen, werden die S/U–Verhältnisse (an der Stelle des Signalmittelwertes) und die Anzahl im Signal betrachtet. Es ergeben sich die in Tabelle 8.1 gezeigten Werte.

Qualitätsparameter	S/U–Verhältnis	# im Signal
rel. Fehler in p_t	2.04 ± 0.12	24044 ± 2895
Bruchteil unbenutzter Treffer	1.95 ± 0.12	24157 ± 2966
Trefferzahl	2.01 ± 0.13	24141 ± 2920
χ^2 der Spuranpassung	1.97 ± 0.12	23957 ± 2889

Tabelle 8.1: Ergebnisse der Anpassungen für die verschiedenen Qualitätsparameter

Die Unterschiede sind zwar nicht signifikant (besonders bei der Anzahl im Signal, die zur Unterscheidung deshalb nicht herangezogen wird), es muß aber eine Entscheidung getroffen werden. Für den relativen Fehler in p_t ergibt sich das beste S/U–Verhältnis, so daß dieser Qualitätsparameter noch am besten geeignet erscheint. Dies ist auch der standardmäßig benutzte Unterscheidungsparameter. Es wird daher im folgenden zur Bestimmung der besten Spur einer Hypothesenkette immer der relative Fehler im Transversalimpuls p_t verwendet.

8.2 Schnittmöglichkeiten für die K_S^0–Mesonen

Nachdem auf Analyseebene mit den im vorigen Abschnitt erläuterten Kriterien eine große Zahl von Kaonkandidaten gefunden wurde, muß nun noch versucht werden, den Untergrund zu verringern, ohne daß zu viele K_S^0 verlorengehen. Die hier gezeigten Verteilungen basieren auf der Untersuchung der einzelnen Schnittparameter auf einem Teil (etwa ein Drittel) der gesamten Daten des Jahres 1995, um die entsprechenden Datensätze klein genug zu halten. Die äquivalenten Untersuchungen wurden auch auf die Jahre 1994 und 1996 ausgedehnt, die Ergebnisse sind jedoch sehr ähnlich und werden hier nicht gezeigt.

8.2.1 Trefferzahl

Die Zahl der Drahttreffer in den zentralen Spurkammern ist ein Maß für die Güte der Spur. Je mehr Treffer zur Spurrekonstruktion beitragen, desto kleiner wird der Fehler der Spurparameter. Es ist also angebracht, Spuren mit sehr wenigen Treffern auszuschließen. Diese Spuren haben meist die Spurkammern nur gestreift, häufig handelt es sich um Produkte von Strahl–Strahlrohr– oder Strahl–Restgas–Ereignissen. Bei den Photonkonversionsprodukten wurde schon ein äquivalenter Schnitt gemacht (siehe Abschnitt 7.2.1).

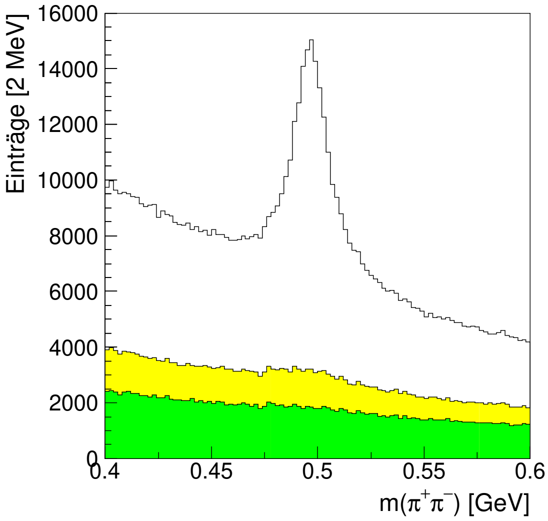


Abbildung 8.4: Schnitt auf die Trefferzahl der Spuren der K^0_S–Zerfallsteilchen. K^0_S–Signal ohne Schnitte (weiß), mit Trefferzahl ≤ 20 (hellgrau) und Trefferzahl ≤ 15 (dunkelgrau).

Die Elektronen der Photonkonversion hinterlassen dabei im Mittel deutlich weniger Treffer als andere Teilchen, weil sie aus meist niederenergetischen Photonen stammen und sie auch schon früh in Materie steckenbleiben oder abgelenkt werden. Darum wird die Anforderung an die Trefferzahl der hier zu untersuchenden Pionenspuren erhöht werden müssen, um überhaupt einen Effekt zu erzielen, wie in Abbildung 8.4 zu erkennen ist. Hier ist zum einen das ursprüngliche K^0_S–Signal dargestellt und zum Vergleich die durch zwei verschiedene Schnitte auf die Trefferzahl verworfenen Kandidaten. Man erkennt für Trefferzahlen < 15 noch keine Erhöhung bei der K^0_S–Masse, bei Trefferzahlen < 20 zeichnet sich schon ein Signal ab. Die Spuren mit kleinen Trefferzahlen stammen also fast nie von K^0_S–Zerfallsteilchen. Die Schnittgrenze wird bei einer Trefferzahl ≥ 15 gesetzt.

8.2.2 Radiale Spurlänge

Die radiale Spurlänge ist ähnlich wie die Trefferzahl ein Indiz, ob eine Spur ausreichend gut rekonstruiert werden kann. Sie bezeichnet den Abstand des DCA–Punktes vom äußersten gemessenen Punkt der Spur in der x–y–Ebene. Spuren aus dem K^0_S–Zerfall entstehen wegen der relativ kleinen Zerfallslänge fast immer weit vor der Innenkammer der CJC1 und sollten daher, falls sie in den zentralen Spurkammern gemessen werden, eine große radiale Spurlänge besitzen. Spuren mit einer radialen Spurlänge von weniger als 15 cm werden deshalb verworfen. Der Anteil dieser Spuren ist jedoch sehr klein.

8.2.3 Spezifischer Energieverlust

Die Schnittgrenzen für den spezifischen Energieverlust wurden bereits in Abschnitt 5.4 erläutert, für Pionen ergaben sich die Werte in Tabelle 5.1, welche sich in den verschiedenen Datenjahren unterscheiden. Hierdurch können zumindest für niedrige Impulse Pionen recht zuverlässig von Protonen und Kaonen getrennt werden. Um eine gute dE/dx–Messung zu gewährleisten, wird eine zur Bestimmung des spezifischen Energieverlustes benutzte Trefferzahl von mindestens 10 gefordert. Diese Trefferzahl ist kleiner als die Gesamttrefferzahl der Spur, da zur dE/dx–Bestimmung nur Treffer herangezogen werden, die eindeutig einer Spur zugeordnet werden konnten, ausgeschnitten wurden etwa Treffer nahe von Spurkreuzungspunkten.

8.2.4 Überlapp Δr

In Kapitel 7 wurde der Überlapp Δr benutzt, um Zerfälle massiver Teilchen von Photonkonversionen zu unterscheiden. Hier wird nun der entgegengesetzte Weg gegangen, d.h. es wird ein minimales Δr gefordert, um Konversionsvertices und andere nicht erwünschte Zerfälle auszuschließen.

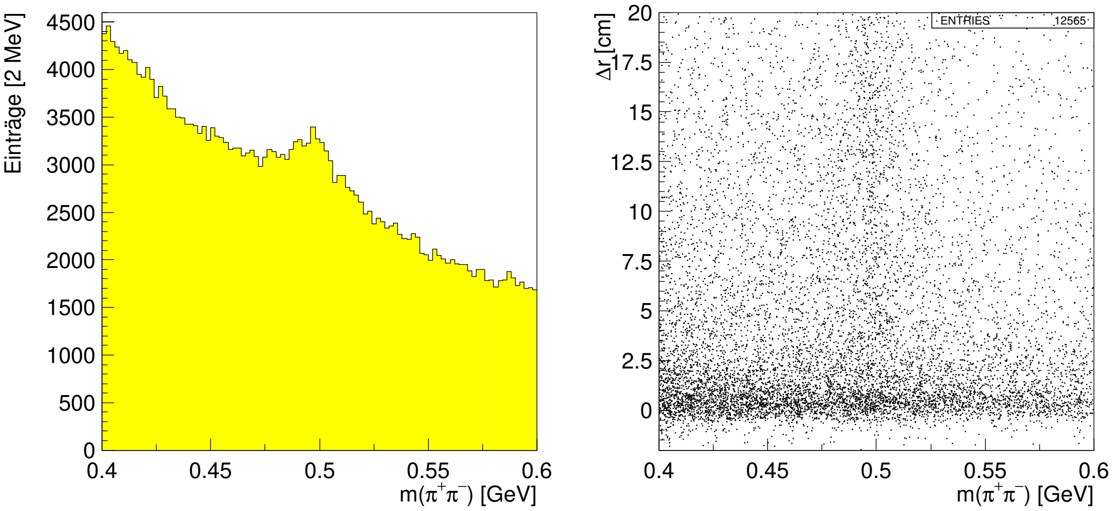


Abbildung 8.5: Überlapp Δr der Spuren der K_S^0–Zerfallsteilchen. Links K_S^0–Signal für $\Delta r < 2\,cm$, rechts Auftragung der K_S^0–Masse gegen Δr

Die Verteilung des Überlapps ist in Abbildung 8.5 veranschaulicht. Im linken Bild sieht man, daß für Werte des Überlapps $< 2\,cm$ nur wenig Signal und viel Untergrund vorhanden ist. Rechts ist der Überlapp gegen die rekonstruierte K_S^0–Masse aufgetragen. Man erkennt bei der K_S^0–Masse eine im gesamten Δr–Bereich recht gleichmäßige Häufung, während der Untergrund zu kleinen Δr deutlich ansteigt.

8.2.5 Transversaler Vertexabstand

Für viele eigentlich vom primären Vertex kommende Spuren existiert ebenfalls eine sekundäre Hypothese, wobei der rekonstruierte Vertex dabei recht nahe am primären Vertex liegt. Um nicht zu viele fälschlicherweise auf einen sekundären Vertex angepaßte Spuren mitzunehmen, wird durch die Forderung eines minimalen Abstandes des rekonstruierten sekundären Vertex vom Primärvertex in der x–y–Ebene (mit r bezeichnet) ein Teil der falschen sekundären

Vertices herausgeschnitten. Da jedoch für das K_S^0 die Zerfallslänge $c\tau$ auch nur 2.676 cm beträgt, darf der Schnitt nicht zu groß sein. Er wird darum auf einen Abstand $r > 1\ cm$ gesetzt. Eine obere Grenze bei $r < 20\ cm$ vermindert den Untergrund von Photonen, die weiter außen konvertieren.

8.2.6 Querimpuls $p_\perp$

Ein weiterer Parameter zur Unterscheidung der K_S^0–Mesonen von anderen Teilchen ist der sogenannte Querimpuls $p_\perp$. Hiermit ist der Teilchenimpuls der K_S^0–Zerfallsprodukte senkrecht zur Flugrichtung des K_S^0 gemeint. Im Ruhesystem des K_S^0 haben beide Pionen einen Impuls von 0.206 GeV, der durch den Massendefekt beim Zerfall bestimmt wird (für die Massen des K_S^0 und des π siehe Tabelle 4.1):

$$m_K = 2\sqrt{m_\pi^2 + |\vec{p}_\pi|^2} \quad \Longrightarrow \quad |\vec{p}_\pi| = \frac{1}{2}\sqrt{m_K^2 - (2m_\pi)^2} = 0.206\ GeV$$

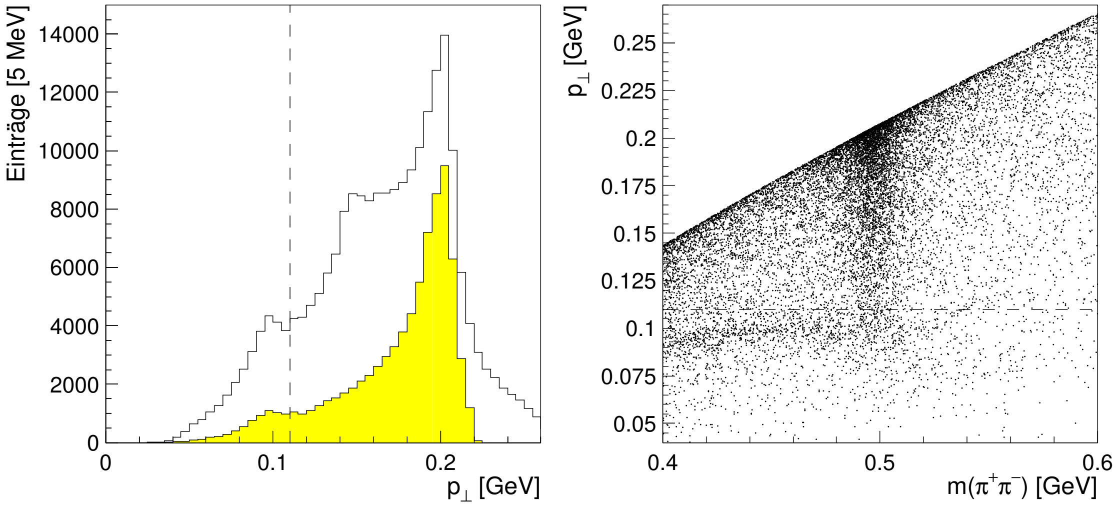


Abbildung 8.6: Querimpuls $p_\perp$ der Zerfallsteilchen des K_S^0 für eine Auswahl von Ereignissen aus dem Jahr 1995. Links einmal für alle Kaonkandidaten mit den bisher besprochenen Schnitten in dem groben Massenfenster der Analyseebene von $0.4\ GeV < m_{K_S^0} < 0.6\ GeV$ und als graue Fläche nur für die Kandidaten, die in einem Massenfenster von $0.4725\ GeV < m_{K_S^0} < 0.5225\ GeV$ um die K_S^0–Masse liegen und demnach nur einen geringen Untergrund haben. Rechts Auftragung von $p_\perp$ gegen die Kaonmasse. Die Schnittgrenze für $p_\perp$ ist jeweils als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Betrachtet man nun ein K_S^0 in Bewegung, so ändert sich die Impulskomponente $p_\perp$ nicht, da sie vom Lorentzboost unangetastet bleibt. Sie hat also eine natürliche obere Grenze. Auf der anderen Seite ist der Wert aber abhängig vom Sinus des Winkels zwischen K_S^0–Flugrichtung und der Flugrichtung der Zerfallprodukte im K_S^0–Ruhesystem, was dazu führt, daß die Verteilung eine sogenannte Jacobi–Spitze beim maximalen $p_\perp$ aufweist und zu kleinen

$p_\perp$ schnell abfällt.[1]

In Abbildung 8.6 ist die Verteilung von $p_\perp$ gezeigt für K_S^0–Kandidaten (aus dem Massenfenster der Analyseebene von $0.4\,GeV < m_{K_S^0} < 0.6\,GeV$), die durch die verschiedenen schon besprochenen Schnitte bereits ein gutes Signal/Untergrund–Verhältnis haben. Man erkennt deutlich die Jacobi–Spitze bei $p_\perp = 206\ MeV$ und den relativ steilen Abfall zu kleineren Querimpulsen, der bei einer Einschränkung des Massenfensters von $0.4725\,GeV < m_{K_S^0} < 0.5225\,GeV$ noch prägnanter wird. Die Häufung bei etwa $150\,MeV$ stammt aus dem Untergrund, der durch die Wahl des Massenfensters einen ungewöhnlichen Verlauf besitzt, wie durch Verschieben des Massenfensters und Variation der Schnittparameter zu zeigen ist. Bei $101\ MeV$ ist eine zweite Spitze zu sehen, die vom Zerfall eines Λ–Baryons, welches ebenfalls an einem sekundären Vertex zerfällt, stammt und die durch die bisherigen Schnitte auch innerhalb des engeren Massenfensters nicht vollständig zu eliminieren ist. In der Auftragung von $p_\perp$ gegen die Kaonenmasse sind sie ebenfalls als horizontales Band zu erkennen.

Setzt man nun eine Schnittgrenze bei $p_\perp > 110\ MeV$, so werden die Λ–Baryonen und ebenfalls noch andere Teilchen wie Photonen, die bei einem noch kleineren $p_\perp$ liegen, ausgeschlossen, während nur sehr wenig vom Signal verlorengeht, wie Abbildung 8.6 rechts zeigt. Unterhalb der Schnittgrenze ist kaum noch eine Häufung bei der K_S^0–Masse zu erkennen. Ein Schnitt oberhalb der Jacobi–Spitze ist dagegen nicht möglich, da er alle Massen oberhalb einer gewissen Grenze ausschließt und damit das Signal an der oberen Grenze kinematisch beschneiden würde.

8.3 Ergebnisse der K_S^0–Rekonstruktion

Faßt man nun alle Schnitte zusammen, so ergeben sich schrittweise die in Abbildung 8.7 gezeigten Verteilungen der invarianten Masse der K_S^0–Kandidaten.

Hier ist zunächst in (a) noch einmal die Verteilung nur mit den Schnitten auf Analyseebene gezeigt. In Verteilung (b) sind dann zunächst eine radiale Spurlänge $> 15\,cm$ und Transversalimpulse $p_t > 0.1\,GeV$ gefordert, in (c) zusätzlich Trefferzahlen ≥ 15 und Trefferzahlen zur dE/dx–Bestimmung ≥ 10, in (d) sind die Schnitte auf den spezifischen Energieverlust berücksichtigt, in (e) Querimpuls $p_\perp > 0.11\ GeV$ und radialer Vertexabstand $1.0\ cm < r < 20\ cm$ und in (f) sind dann mit Überlapp $\Delta r > 2\,cm$ alle besprochenen Schnitte gesetzt. Insgesamt gehen hierdurch nur etwa 9.5% der Einträge im Signal verloren bei einer Verminderung des Untergrundes von 81.4%.

Einige der Schnitte haben natürlich ähnliche Resultate, insgesamt ergibt sich jedoch bei jedem Schritt eine deutliche Verbesserung des S/U–Verhältnisses bei einem relativ kleinen Teil verworfenen Signals, so daß insgesamt ein gutes S/U–Verhältnisses erzielt wurde. Man kann den Untergrund natürlich durch anspruchsvollere Schnitte noch weiter verringern, verliert dabei aber deutlich an Signal. Da für die endgültige D^{*0}–Rekonstruktion eine möglichst Anzahl von K_S^0–Mesonen zur Verfügung stehen soll, wird deshalb auf Kosten einer größeren Reinheit von weitergehenden Schnitten abgesehen.

In Tabelle 8.2 sind alle Schnitte auf Analyseebene und in endgültiger Form noch einmal übersichtshalber zusammengestellt.

Mit diesen Schnitten werden nun zusätzlich K_S^0–Mesonen für die gesamten Datensätze der Jahre 1994, 1995 und 1996 gesucht. Die sich dabei ergebenden abschließenden Verteilungen

---

[1] siehe dazu [1], S. 62 f

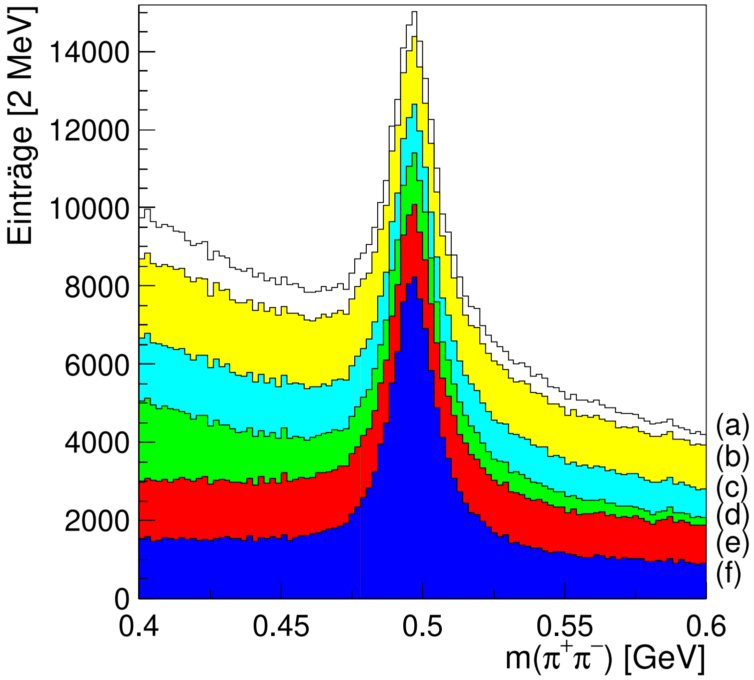


Abbildung 8.7: Auswirkungen der Schnitte auf das K_S^0–Signal

Parameter	Schnitt auf Analyseebene	endgültiger Schnitt
Radiale Spurlänge	$> 10\ cm$	$> 15\ cm$
Impuls/Transversalimpuls	$p > 0.1\ GeV$	$p_t > 0.1\ GeV$
Trefferzahl	≥ 5	≥ 15
Trefferzahl für dE/dx	keiner	≥ 10
Spezifischer Energieverlust	keiner	siehe Tabelle 5.1
Querimpuls $p_\perp$	keiner	$p_\perp > 0.11\ GeV$
Transversaler Vertexabstand	$r > 1\ cm$	$1\ cm < r < 20\ cm$
Überlapp Δr	keiner	$> 2\ cm$

Tabelle 8.2: Schnittparameter für die K_S^0–Rekonstruktion

sind in Abbildung 8.8 gezeigt. Hierbei fällt auf, daß für das Jahr 1994 das S/U–Verhältnis besser ist als 1995 und 1996. Anscheinend ist hier die Zahl der falsch rekonstruierten sekundären Vertices deutlich geringer, wodurch sich eine größere Qualität der gefundenen K_S^0–Mesonen ergibt.

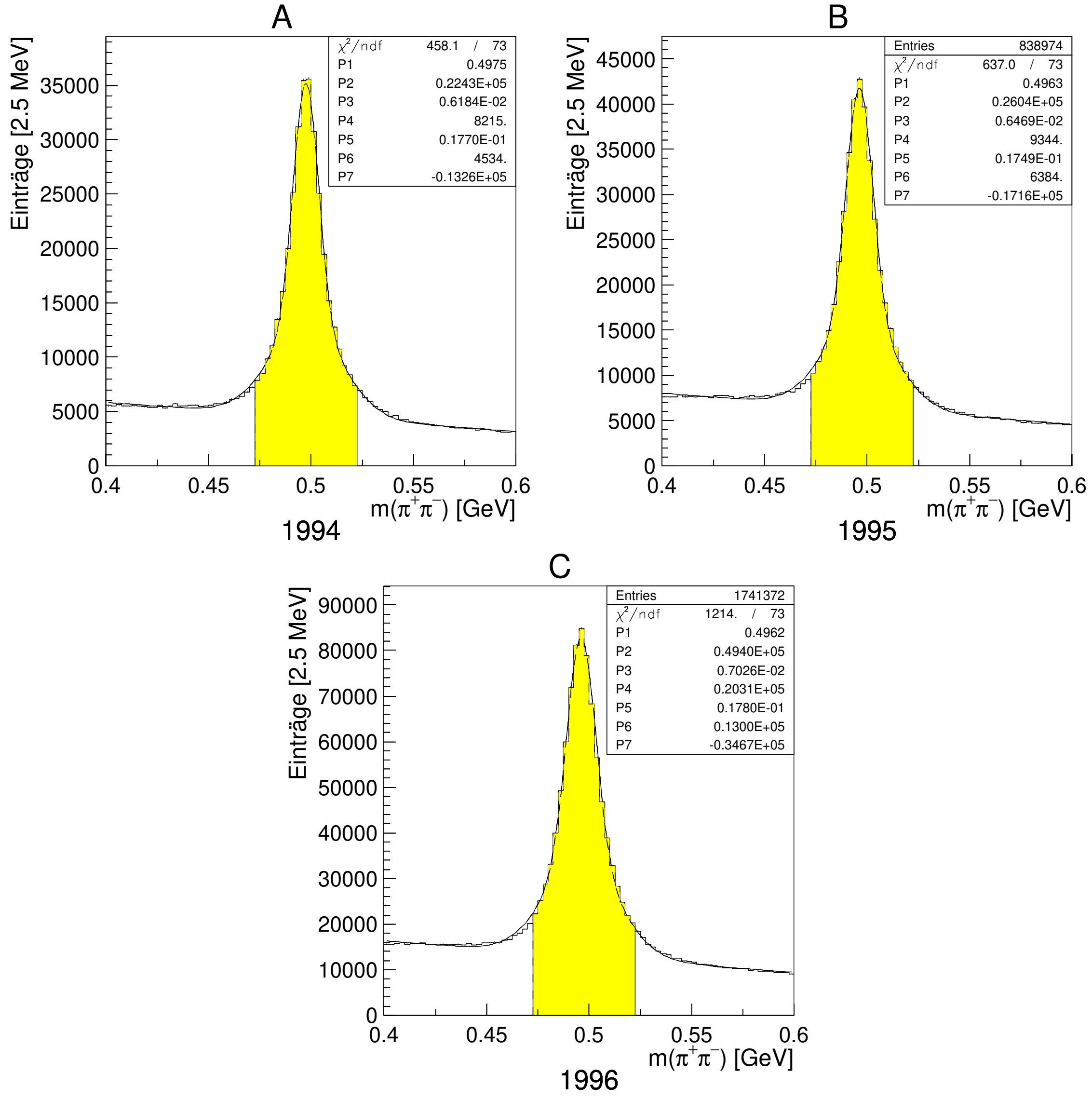


Abbildung 8.8: Bild A bis C: K_S^0–Mesonen in den Jahren 1994 bis 1996. Es wurde jeweils eine doppelte Gaußfunktion mit linearem Untergrund angepaßt. Fehlerbalken sind mit eingezeichnet, aber wegen der großen Statistik fast nicht mehr sichtbar.

Als Anpassungen werden ein Polynom 1. Grades für den Untergrund sowie eine doppelte Gauß–Funktion mit gemeinsamem Mittelwert, aber unterschiedlichen Breiten und Höhen für das Signal gewählt. Die gesamte angepaßte Funktion hat also die Form

$$f(x) = c_2 \cdot e^{-\frac{(x-c_1)^2}{2c_3^2}} + c_4 \cdot e^{-\frac{(x-c_1)^2}{2c_5^2}} + c_6 + c_7(x - c_1)$$

mit den Parametern c_1 (Mittelwert der beiden Gaußkurven), c_2 und c_4 (Amplituden der Gaußkurven), c_3 und c_5 (halbe Breiten der Gaußkurven bei $1/\sqrt{e}$ der jeweiligen Amplitude), c_6 Konstante und c_7 Steigung des Untergrundes.

Eine Anpassung nur einer Gauß–Kurve liefert ein äußerst schlechtes Resultat. Eine Begründung hierfür könnte sein, daß die Genauigkeit der Spurrekonstruktion von der Form des Zerfallsvertex (sogenannte Seemann– oder Cowboy–Form, Spuren am Vertex nach außen bzw. innen gekrümmt) abhängt. In [11] wird gezeigt, daß die jeweiligen Breiten der Signale zwischen den beiden Fällen deutlich variieren. Dies ist jedoch wohl nicht der einzige Grund, da bei einer Unterscheidung beider Fälle die jeweilige Anpassung an eine einzelne Gauß–Kurve für die beiden Formen immer noch nicht ganz befriedigend ist, wie auch in [2] beschrieben wird.

Tabelle 8.3 faßt die wichtigsten Parameter der angepaßten Gauß–Kurven zusammen. Dabei fällt auf, daß in den Jahren 1995 und 1996 der Mittelwert der rekonstruierten Masse gering, angesichts der kleinen statistischen Fehler aber signifikant von der theoretischen Masse von $(497.672 \pm 0.031)\ MeV$ abweicht, was auf einen kleinen systematischen Fehler in der Spurrekonstruktion hinweisen könnte.

Jahr	S/U–V	# im Signal	Mittelwert $c_1[MeV]$	Breite $c_3[MeV]$	Breite $c_5[MeV]$
1994	6.76	284850	497.46 ± 0.017	6.184 ± 0.056	17.699 ± 0.206
1995	5.54	332739	496.279 ± 0.023	6.469 ± 0.064	17.488 ± 0.253
1996	5.36	710473	496.157 ± 0.012	7.026 ± 0.055	17.798 ± 0.185

Tabelle 8.3: Parameter der Anpassungen an das K_S^0–Signal für die Datenjahre 1994, 1995 und 1996.

Es ist also möglich, in allen drei Datenjahren eine große Anzahl von K_S^0–Mesonen mit relativ geringem Untergrund zu rekonstruieren. In den weiteren Analyseschritten werden dann zunächst auf Analyseebene alle K_S^0–Kandidaten innerhalb eines Massenfensters von $0.447\,GeV < m_{K_S^0} < 0.547\,GeV$ weiterverwendet, um eine Variation des endgültigen Fensters zu ermöglichen, welches später auf $m_{K_S^0} \pm 25\ MeV$ gesetzt wird, was ungefähr einer Breite von 1.4 Standardabweichungen (σ) der jeweils breiteren und $3.7\ \sigma$ der schmaleren Gaußfunktion entspricht, wodurch nur etwa 8% des Signals verlorengehen (beide Gaußfunktionen haben etwa gleich viele Einträge). Die Massenfenster sind in Abbildung 8.8 als graue Flächen angedeutet.

Kapitel 9

Die D^0–Mesonen

Als letzter Zwischenschritt vor der endgültigen Rekonstruktion des D^{*0} muß nun noch nach dem D^0 gesucht werden, welches dann mit dem gefundenen Photon zu einem D^{*0} kombiniert werden soll. Dazu wird im Kanal $D^0 \to K^- \, \pi^+$ ein hypothetisches Kaon mit einem entgegengesetzt geladenen hypothetischen Pion kombiniert, im Kanal $D^0 \to K^0_S \, \pi^+ \, \pi^-$ wird ein in Kapitel 8 gefundenes K^0_S mit zwei entgegengesetzt geladenen Pionen kombiniert. Für die Kaonen und Pionen werden dabei die in Abschnitt 5.4 beschriebenen Kriterien für den spezifischen Energieverlust gefordert.

9.1 Monte–Carlo–Analyse

Zum Zerfall des D^{*0} in ein D^0 und ein Photon waren keine simulierten und rekonstruierten Monte–Carlo–Ereignisse verfügbar. Wegen der in Kapitel 6 angesprochenen Gründe wäre eine Erzeugung derselben in ausreichender Zahl unangemessen aufwendig gewesen. Deshalb wird hier zu Testzwecken auf einen anderen Zerfall zurückgegriffen, der ebenfalls ein D^0 enthält, welches sich sehr ähnlich wie das aus dem D^{*0}–Zerfall verhält, und für den es ausreichend viele rekonstruierte Monte–Carlo–Ereignisse gab.

Dies ist der Zerfall des D^{*+} in ein D^0 und ein π^+ beziehungsweise der entsprechende Zerfall eines D^{*-} in ein $\overline{D}^0$ und ein π^-. Der einzige Unterschied zum D^{*0}–Zerfall liegt darin, daß statt des Photons ein geladenes Pion zum D^0 hinzukombiniert wird. Diese Pion ist ein sogenanntes „slow Pion“ (im folgenden mit π_s bezeichnet), da es meist nur einen sehr kleinen Impuls besitzt (ähnlich wie das Photon beim D^{*0}). Das π_s muß darüber hinaus im Kanal $D^{*+} \to K^- \, \pi^+ \pi_s^+$ das gleiche Vorzeichen haben wie das andere Pion. Insgesamt gesehen sollten sich die D^0–Mesonen dieses Kanals ähnlich verhalten wie die im D^{*0}–Kanal.

Anhand dieses Zerfalls soll nun festgestellt werden, ob die angewandte Rekonstruktionsmethode funktioniert und ob Schnittmöglichkeiten für das D^0 gefunden werden können. Hierzu wurden mit AROMA 2.1 generierte und dann simulierte und rekonstruierte Ereignisse der jeweiligen Zerfallskanäle betrachtet, die in jedem Ereignis den untersuchten Zerfallskanal enthalten.

An die einzelnen Spuren wurden folgende Schnitte angelegt:

- Trefferzahl > 10
- radiale Spurlänge $> 10\,cm$

- Trefferzahl für dE/dx–Bestimmung > 5
- Schnittkurven für dE/dx wie in Tabelle 5.1
- Transversalimpulse $p_t > 0.1\,GeV$ (nicht für das π_s)

Außerdem werden für das K^0_S die in Kapitel 8 besprochenen Schnittparameter benutzt.

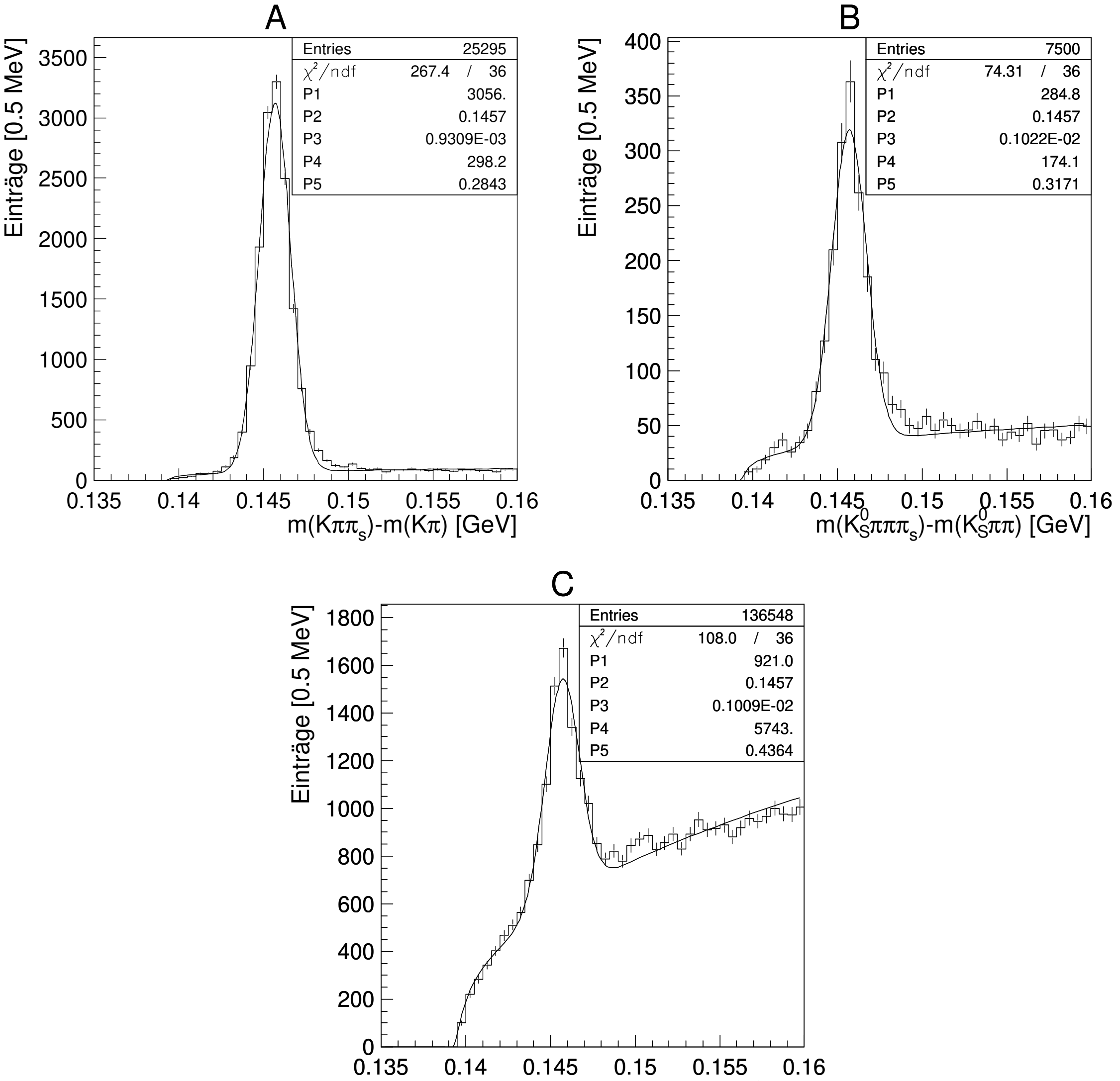


Abbildung 9.1: $D^{*\pm}$–Signal nach der Δm–Methode für Monte–Carlo–Daten zu Bedingungen des Jahres 1995. Bild A: 55560 Ereignisse im Kanal $D^0 \to K^- \, \pi^+$. Bild B: 25774 Ereignisse im Kanal $D^0 \to K^0_S \, \pi^+ \, \pi^-$. Bild C: 25194 Ereignisse im Kanal $D^0 \to K^- \, \pi^+ \, \pi^+ \, \pi^-$.

Abbildung 9.1 zeigt die Δm–Signale in Monte–Carlo–Ereignissen der entsprechenden Zerfallskanäle zu Bedingungen des Jahres 1995. Zusätzlich zu den beiden bisher besprochenen Zerfallskanälen wurde der Kanal $D^0 \to K^- \, \pi^+ \, \pi^+ \, \pi^-$ betrachtet, der aus einer Kombination von vier vom Primärvertex kommenden geladenen Teilchen besteht. Wie zu erkennen ist, beinhaltet dieser Kanal schon bei Monte–Carlo–Ereignissen einen hohen kombinatorischen Untergrund, bei weitem mehr als die beiden anderen Kanäle. Es wird also ersichtlich, daß sich dieser Kanal, wie schon in Kapitel 4 erläutert, wohl kaum für eine Betrachtung auf echten Daten eignet. In den anderen beiden Kanälen kann jedoch ein großes S/U–Verhältnis erzielt werden, wobei der prominente Kanal $D^0 \to K^- \pi^+$ wegen der geringeren Kombinatorik natürlich weitaus leichter zu handhaben ist.

Als Anpassungen wurde jeweils eine Gaußfunktion mit einer Wurzelfunktion als Untergrund gewählt:

$$f(x) = c_1 \cdot e^{-\frac{(x-c_2)^2}{2c_3^2}} + c_4 \cdot (x - m_\pi)^{c_5} \qquad\qquad x \geq m_\pi,\ c_5 < 1$$

wobei m_π die Pionenmasse bezeichnet, die beim Zerfall zusätzlich zur D^0–Masse aufgebracht werden muß und die den Phasenraum deutlich einschränkt. Die sich ergebenden Mittelwerte der Gaußfunktionen liegen in allen drei Fällen mit $\Delta m = 145.7\ MeV$ sehr nahe beim theoretischen Wert von $(145.42 \pm 0.05)\ MeV$[19], die Breiten liegen bei etwa $1\ MeV$.

9.2 Eigenschaften der D^0–Mesonen

Betrachtet man den Transversalimpuls des entstehenden D^0–Mesons (Abbildung 9.2), so zeigt sich in beiden Kanälen, daß dieser für Kandidaten innerhalb eines Massenfensters von $144\ MeV < \Delta m < 147\ MeV$ um den erwarteten Δm–Wert deutlich größer ist als außerhalb dieses Fensters, so daß sich ein Schnitt bei etwa $p_{D^0} > 1\ GeV$ anbietet. Der Grund hierfür wird in Kapitel 10 erläutert. Für die Zerfallsteilchen K^- bzw. K_S^0 sind die Unterschiede in den Impulsverteilungen nicht mehr so deutlich,so daß ein Schnitt hier nicht so effektiv ist.

Inwiefern insgesamt Schnittmöglichkeiten für Transversalimpulse ausgenutzt werden können, zeigt sich später bei der Datenanalyse, wo ein viel größerer Untergrund vorhanden ist. Außerdem besteht die Möglichkeit, daß sich die Impulsverteilungen im D^{*0}–Zerfall etwas unterscheiden. Darum müssen die Schnittparameter dort noch optimiert werden.

Abbildung 9.3 zeigt die D^0–Massenverteilung. Man erkennt ein im Vergleich zu den Δm–Verteilungen sehr breites Signal um den Literaturwert von $1.8645\ GeV$. Das Massenfenster muß nun für eine spätere Datenanalyse so gesetzt werden, daß möglichst viel vom Signalbereich, aber wenig vom Untergrund mitgenommen wird. Dies ist durch ein Massenfenster von etwa $1.8145\,GeV < m_{D^0} < 1.9145\,GeV$, also $\pm 50\,MeV$ um die theoretische Masse, recht gut gewährleistet. Diese Schnittgrenzen sind als gepunktete Linien eingezeichnet. Eine weitere Vergrößerung des Fensters ist angesichts des hohen zu erwartenden Untergrundes für Daten nicht ratsam, auch wenn dort ein etwas breiteres Signal zu erwarten ist.

Auf eine Untersuchung des $D^\pm$–Zerfalls in echten Ereignissen wird hier verzichtet, da dies nicht Teil dieser Arbeit ist und die Intention dieses Abschnittes nur der Test der Analyse und die Untersuchung des Verhaltens der D^0–Mesonen war. Es existieren hierfür auch schon zahlreiche andere Arbeiten innerhalb der H1–Kollaboration, es sei hier auf [7] für Photoproduktionsereignisse und auf [6] für die tiefunelastische Streuung verwiesen. Diffraktive Ereignisse der Photoproduktion werden z.B. in [12] behandelt.

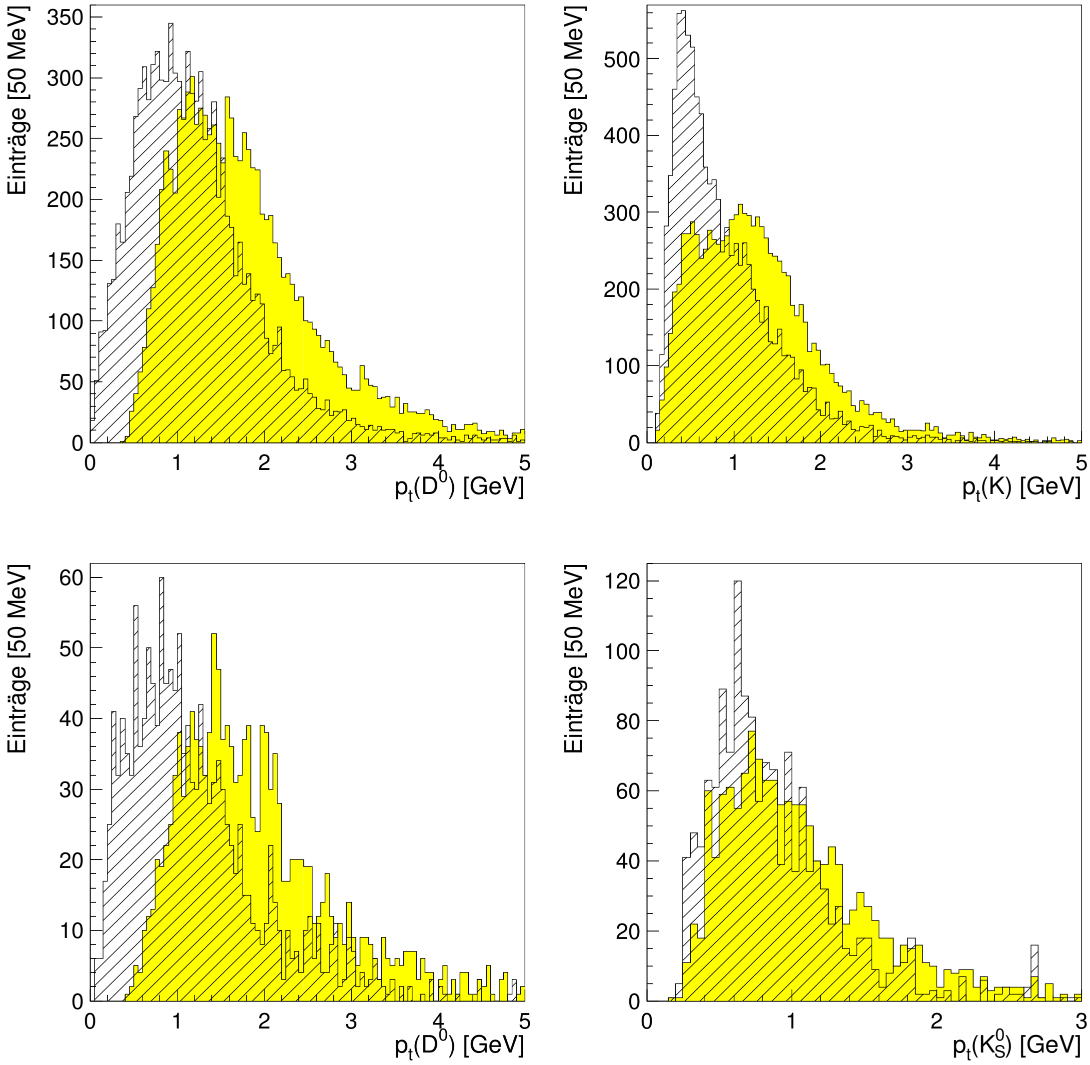


Abbildung 9.2: Transversalimpulse der $D^{*\pm}$–Zerfallsteilchen in Monte–Carlo–Ereignissen zu Bedingungen des Jahres 1995. Oben Transversalimpulse der D^0 im Kanal $K^-\pi^+$ sowie der K^-, unten Transversalimpuls der D^0 im Kanal $K^0_S\,\pi^+\pi^-$ sowie der K^0_S. Jeweils als graue Fläche für Massenhypothesen innerhalb des Fensters $144\ MeV < \Delta m < 147\ MeV$ sowie als schraffierte Fläche außerhalb dieses Fensters. Die Verteilungen sind jeweils auf gleichen Flächeninhalt normiert.

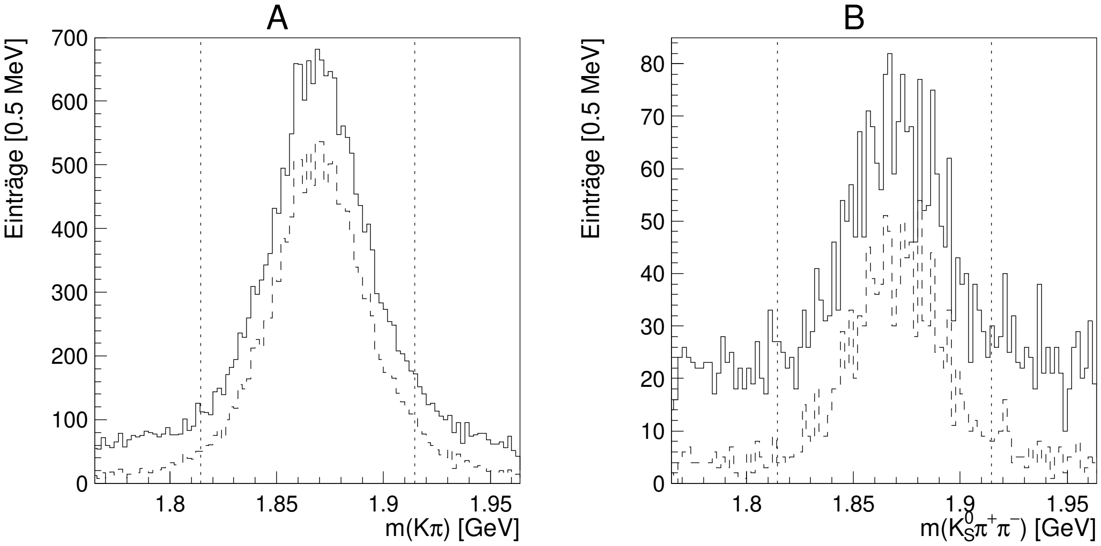


Abbildung 9.3: Invariante Masse der D^0 in Monte–Carlo–Ereignissen zu Bedingungen des Jahres 1995 im Kanal $K^-\pi^+$ (Bild A) sowie im Kanal $K^0_S\pi^+\pi^-$ (Bild B). Als gestrichelte Kurve jeweils nur Kandidaten im Fenster $144 MeV < \Delta m < 147 MeV$. Das später verwendete D^0–Massenfenster ist eingezeichnet.

Kapitel 10

Die D^{*0}–Rekonstruktion

Da nun die nötigen Vorarbeiten der Photonrekonstruktion und der K_S^0–Suche abgeschlossen sind, können die beiden vollständigen Zerfallskanäle in den Datenjahren 1994 bis 1996 betrachtet werden.

Hierbei wurden bei den Spuren der D^0–Zerfallsteilchen schon auf Analyseebene gewisse Forderungen an die Spurqualität, wie etwa eine Trefferzahl ≥ 5 und eine radiale Spurlänge $> 10\,cm$, gestellt.

Die Photonkandidaten müssen den Anforderungen aus Kapitel 7 genügen, insbesondere also eine invariante Masse $< 0.05\,GeV$ besitzen und einen Überlapp $\Delta r < 0.4\,cm$.

10.1 Der Kanal $D^{*0} \to D^0\,\gamma \to K^-\,\pi^+\,\gamma$

Zunächst wird der prominente Kanal des D^0–Zerfalls betrachtet. Hierzu wird ein Photonkandidat mit zwei weiteren entgegengesetzt geladenen Spuren vom primären Vertex kombiniert. Dabei wird jeweils einer Spur die Kaonenmasse und einer Spur die Pionenmasse zugeordnet, wobei beide Kombinationsmöglichkeiten (positives oder negatives Pion bzw. Kaon) berücksichtigt werden müssen. Aus den gemessenen Impulsen des Pions und Kaons wird die D^0–Masse berechnet und mit Hilfe des Photonimpulses sowie der rekonstruierten „Photonenmasse“ die D^{*0}–Masse sowie die Massendifferenz Δm aus den in Kapitel 6 aufgeführten Formeln erhalten.

Die D^0–Zerfallsteilchen müssen dabei folgenden Anforderungen genügen:

- Transversalimpuls $p_t > 0.1\,GeV$
- radiale Spurlänge $> 15\,cm$
- Trefferzahl > 10
- Trefferzahl zur dE/dx–Messung > 5
- spezifischer Energieverlust innerhalb der Schnittkurven aus Tabelle 5.1
- D^0–Kandidat im Massenfenster $1.8145\,GeV < m_{D^0} < 1.9145\,GeV$

Es wurden schließlich alle D^{*0}–Kandidaten mit einem invarianten Massenunterschied zum D^0 von Δm zwischen 0.1 und $0.18\,GeV$ betrachtet.

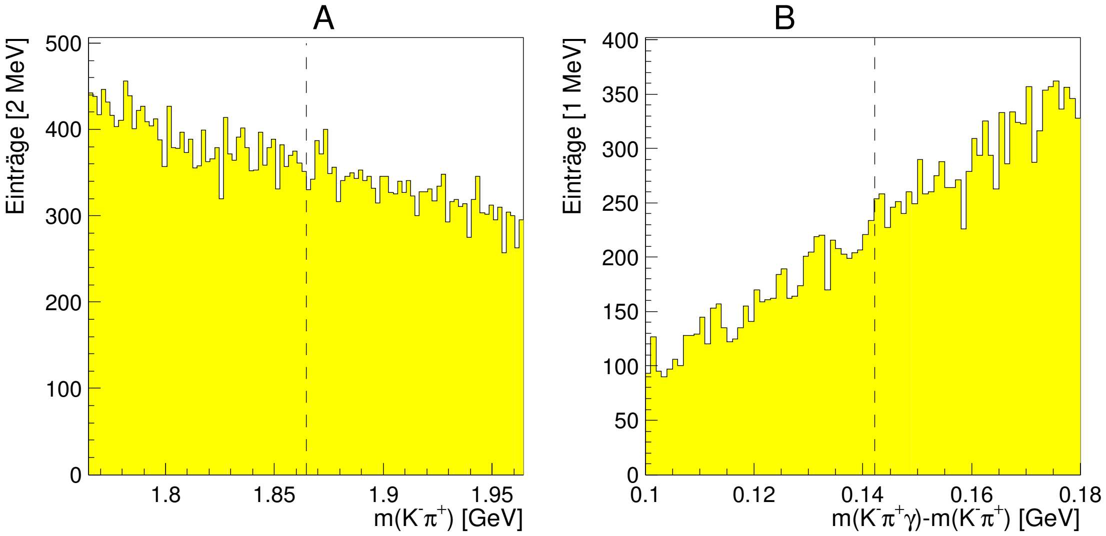


Abbildung 10.1: $m(D^0)$– und $m(D^{*0}) - m(D^0)$–Verteilungen für die Gesamtdaten des Jahres 1994 im Kanal $D^0 \to K^- \pi^+$. Die gestrichelte Linie deutet die Lage des jeweils erwarteten Wertes an.

Zunächst werden die Daten des Jahres 1994 analysiert, wobei sich die Verteilungen für $m(D^0)$ und Δm in Abbildung 10.1A und B ergeben (im Falle der $m(D^0)$–Verteilung wurde ein größeres Massenfenster von $1.7645\,GeV < m_{D^0} < 1.9645\,GeV$ zugelassen). Wie erwartet ist in der $m(D^0)$–Verteilung kein Signal zu sehen, da dieses viel zu breit ist. In der Δm–Verteilung ist eine kleine Häufung beim erwarteten Wert von $\Delta m = 142.12\,MeV$ zu sehen, das „Signal“ ist aber bei weitem nicht signifikant zu nennen und der Untergrund ist noch viel zu hoch.

Es müssen also weitere Schnittmöglichkeiten gefunden werden, da eine Variation der bisherigen Schnitte nicht ausreicht. Bei der Untersuchung der Konversionsphotonen war in Abbildung 7.7 zu erkennen, daß die untere Nachweisgrenze für Photonen bei etwa $0.1\,GeV$ liegt. Aus der Kinematik des D^{*0}–Zerfalls folgt, daß die Kaonen dann fast immer einen Impuls über $0.5\,GeV$ haben müssen. Deshalb werden im folgenden Kaonen unterhalb dieser Grenze ausgeschlossen, wodurch nur der Untergrund verringert werden sollte.

Eine weitere vielversprechende Schnittmöglichkeit hatte sich bei der Untersuchung des D^0 in Monte–Carlo–Zerfällen des $D^{*\pm}$ angedeutet (siehe Abbildung 9.2). Da die $Charm$–Quarks aus einem harten Subprozeß (der Boson–Gluon–Fusion) stammen, sind ihre Transversalimpulse im Mittel deutlich größer als die anderer Teilchen. Die Transversalimpulsverteilung sollte ihren Mittelwert etwa bei der Masse des $Charm$–Quarks, also bei $p_t(charm) \approx 1.5\,GeV$ haben ([21], [8]), während ohne die Beteiligung schwerer Quarks ein deutlich niedriger mittlerer Transversalimpuls erwartet wird. Die D^0–Mesonen sollten dann ebenfalls im Mittel einen hohen Transversalimpuls besitzen, da sowohl ein langsames Pion im $D^{*\pm}$–Zerfall wie auch hier das Photon beim D^{*0}–Zerfall nur kleine Impulse besitzen und fast der gesamte Impuls auf das relativ schwere D^0 übertragen wird. Im folgenden wird deshalb ein minimaler Transversalimpuls des D^0 von $1\,GeV$ gefordert.

Mit diesen zusätzlichen Forderungen ergibt sich die Δm–Verteilung in Abbildung 10.2A.

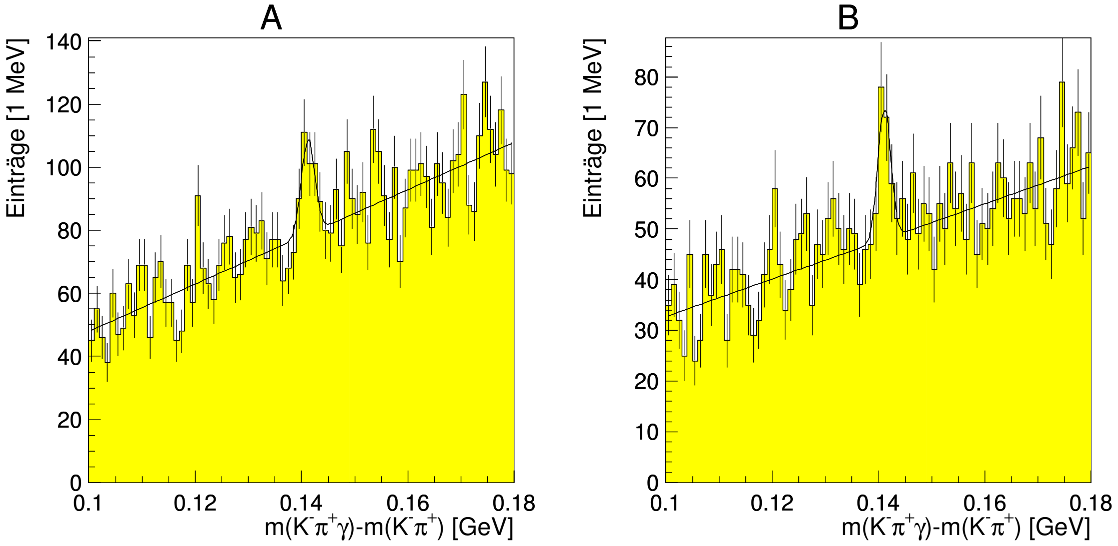


Abbildung 10.2: D^{*0}–Signal nach der Δm–Methode für die Gesamtdaten des Jahres 1994 im Kanal $D^0 \to K^-\pi^+$ mit unterschiedlicher Wahl der Schnittparameter: Bild A: $m_\gamma < 50\,MeV$, $\Delta r < 4\,cm$ und $p_t(D^0) > 1\,GeV$. Bild B: $m_\gamma < 30\,MeV$, $\Delta r < 3\,cm$ und $p_t(D^0) > 1.2\,GeV$.

An der erwarteten Stelle ist deutlich eine Erhöhung zu erkennen. An die Verteilung wurde eine Gauß–Funktion mit linearem Untergrund der Form

$$f(x) = c_1 \cdot e^{-\frac{(x-c_2)^2}{2c_3^2}} + c_4 + c_5(x - c_2)$$

angepaßt. Der gefundene Mittelwert c_2 von $(141.42 \pm 0.41)\ MeV$ liegt mit seinem statistischen Fehler zwar etwas außerhalb der Fehlergrenzen des theoretischen Wertes von $(142.12 \pm 0.07)\ MeV$, widerspricht aber bei Berücksichtigung eventueller nicht auszuschließender systematischer Fehler (siehe auch Fehler in der K_S^0–Massenbestimmung, Tabelle 8.3) nicht dem gesuchten Signal. Die Breite c_3 ist mit $(1.25 \pm 0.29)\ MeV$ wegen der Auftragung der Massendifferenz Δm wie erwartet recht klein. Das S/U–Verhältnis an der Stelle des Mittelwertes beträgt 0.38. Im Signalbereich befinden sich 95 ± 33 Einträge, somit ist ein zufälliges Signal unwahrscheinlich. Dies bestätigt sich, wenn man wichtige Schnittgrenzen weiter erhöht. Abbildung 10.2B entstand mit der Forderung einer Photonmasse $m_\gamma < 30\,MeV$, eines Überlapps am Konversionsvertex $\Delta r < 3\,cm$ und eines Transversalimpulses des D^0 von $p_t(D^0) > 1.2\,GeV$.

Für die H1–Daten existiert eine Ereignisklassifikation, die auch eine sogenannte $c\bar{c}$–Klasse enthält, also Ereignisse, die aufgrund verschiedener Bewertungskriterien als Ereignis mit einem *Charm–Anticharm*–Paar erkannt wurden. 1994 wurden $c\bar{c}$–Ereignisse aufgrund von Anforderungen an die Einzelspuren wie auch an das Ereignis selbst wie z.B. eines minimal geforderten Transversalimpulses ausgewählt, nicht jedoch aufgrund der Suche nach bestimmten für *Charm*–Ereignisse typischen Zerfallskanälen.

Analysiert man nur Ereignisse aus dieser Klasse, so ergibt sich die Verteilung aus Abbildung 10.3A, die die gleichen Schnitte wie die in Abbildung 10.2A enthält. Das S/U–Verhältnis wird hierdurch deutlich auf 0.61 verbessert und man findet nun 78 ± 27 Einträge im Signal bei

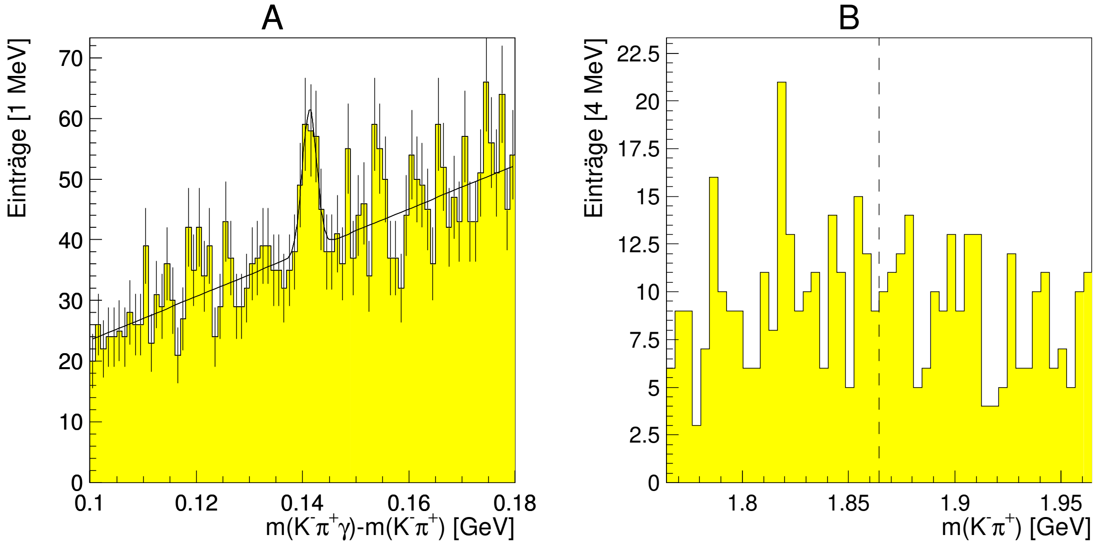


Abbildung 10.3: Bild A: D^{*0}–Signal für $c\bar{c}$–Ereignisse des Jahres 1994 im Kanal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Bild B: Invariante D^0–Massenverteilung aus einem Bereich von $\pm 2.5\,MeV$ um den Mittelwert des Signals in Bild A ohne Beschränkung der D^0–Masse.

einem Mittelwert von $(141.47 \pm 0.38)\,MeV$ und einer Breite von $(1.33 \pm 0.30)\,MeV$, wodurch das Signal noch einmal bestätigt wird.

In Abbildung 10.3B ist die invariante Masse des D^0 aus einem Bereich von $\pm 2.5\,MeV$ um den Mittelwert des Signals in Bild 10.3A gezeigt. Die D^0–Masse wurde im Gegensatz zu Bild A nicht auf das Fenster $1.8145\,GeV < m_{D^0} < 1.9145\,GeV$ beschränkt. Es ist eine leichte und erwartungsgemäß breite Häufung im Bereich um den erwarteten Wert der D^0–Masse zu erkennen, die die D^0–Rekonstruktion bestätigt.

Betrachtet man nun die Daten in den Jahren 1995 und 1996, so erwartet man wegen der höheren integrierten Luminosität besonders 1996 eine noch größere Zahl gefundener D^{*0}. Diese Hoffnung bestätigt sich jedoch nicht, wie Abbildung 10.4 zeigt. Es wurden die gleichen Schnittgrenzen wie für Abbildung 10.2A benutzt. Es ist aber trotzdem kein Signal zu erkennen, ebensowenig wie bei der Forderung anspruchsvollerer Schnitte.

Auch die für das Jahr 1994 erfolgreiche Betrachtung der $c\bar{c}$–Ereignisklasse bringt kein deutlicheres Signal, auch nicht bei beinahe jeder erdenklichen Variation der Schnittparameter.

Ein Grund hierfür ist wohl in der Auswahl der durch die H1–Trigger letztendlich herausgeschriebenen Ereignisse zu suchen. In den Jahren 1995 und 1996 wurde nämlich innerhalb der $c\bar{c}$–Ereignisklassifikation nach bestimmten für *Charm*–Ereignisse typischen Zerfällen wie z.B. dem des $D^{*\pm}$ gesucht. Der Zerfall des D^{*0} ist jedoch (wohl wegen der schwierigen Erkennung einer Photonkonversion) nicht berücksichtigt worden. 1996 wurde zwar nach inklusiven D^0–Zerfällen in beiden hier betrachteten Kanälen gesucht, jedoch wurde für Photoproduktionsereignisse (aus denen der größte Teil von D^{*0}–Mesonen stammen sollte) ein Schnitt auf den Transversalimpuls des D^0 von $p_t(D^0) > 10\,GeV$ gemacht, so daß an eine ausreichende Anzahl D^{*0} nicht zu denken ist. Bei einer Untersuchung der DIS–Ereignisse ergibt sich ebenfalls kein Signal.

Hier könnte auch der Grund dafür liegen, daß auch in allgemeinen nicht als $c\bar{c}$ klassifi-

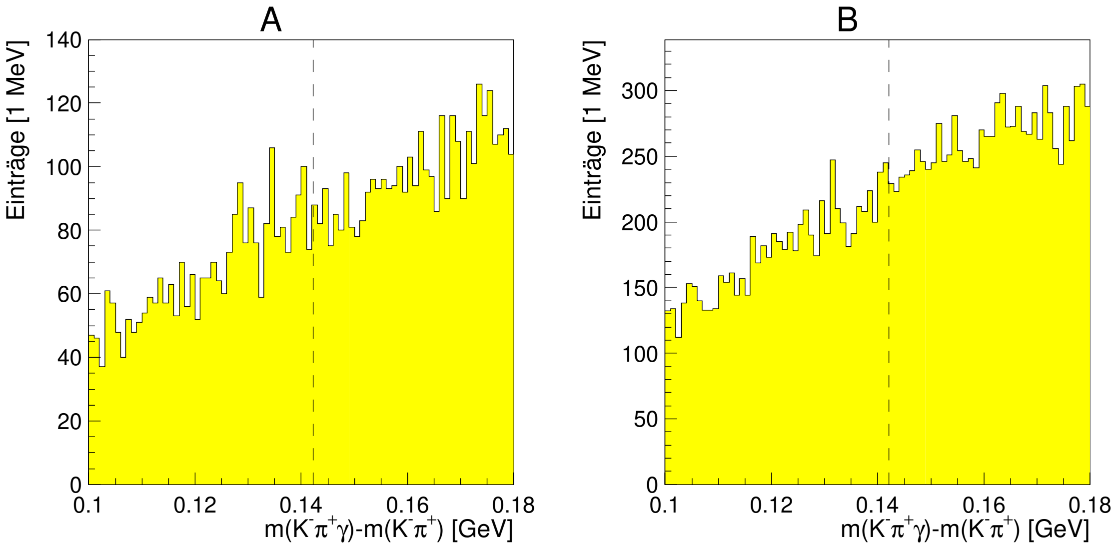


Abbildung 10.4: Δm–Verteilung für Daten der Jahre 1995 (A) und 1996 (B) im Kanal $D^0 \to K^-\,\pi^+$. Die gestrichelte Linie deutet die Lage des Literaturwertes an.

zierten Ereignissen kein Signal zu sehen ist. Ein Ereignis wird nämlich nur dann endgültig herausgeschrieben, wenn es mindestens einer bestimmten Klasse zugeordnet werden kann. Da 1995 und 1996 die Anforderungen an $c\bar{c}$–Ereignisse durch spezielle Kanäle deutlich höher waren, scheinen D^{*0}–Zerfälle verworfen zu werden, falls sie nicht zufällig in eine andere Klasse (z.B. DIS) fallen. So scheinen im Falle der Photoproduktion von D^{*0} die Daten leider in den meisten Fällen verlorenzugehen.

10.2 Der Kanal $D^{*0} \to D^0\,\gamma \to K_S^0\,\pi^+\,\pi^-\,\gamma \to \pi^+\,\pi^-\,\pi^+\,\pi^-\,\gamma$

Hier soll nun der zweite betrachtete Zerfallskanal analysiert werden. Dabei werden zwei entgegengesetzt geladene Pionenkandidaten vom Primärvertex unter Vermeidung von Doppelzählungen mit einem rekonstruierten K_S^0 zu einem D^0–Kandidaten kombiniert, und schließlich wird unter Hinzunahme eines den Schnitten aus Kapitel 7 genügenden Konversionsphotons die D^{*0}–Masse und die Massendifferenz Δm bestimmt.

An die K_S^0–Mesonen werden die in Kapitel 8 beschriebenen Anforderungen gestellt, insbesondere müssen sie im Massenfenster $0.4725\,GeV < m_{K_S^0} < 0.5225\,GeV$ liegen. Die beiden anderen Pionen müssen folgenden Bedingungen entsprechen:

- Transversalimpuls $p_t > 0.1\,GeV$
- radiale Spurlänge $> 15\,cm$
- Trefferzahl > 10
- Trefferzahl zur dE/dx–Messung > 5
- spezifischer Energieverlust innerhalb der Schnittkurven aus Tabelle 5.1

Weiterhin müssen die aus dem K_S^0 und den beiden anderen Pionen gebildeten D^0–Mesonen im Massenfenster $1.8145\ GeV < m_{D^0} < 1.9145\ GeV$ liegen und einen Transversalimpuls $p_t(D^0) > 1\ GeV$ besitzen.

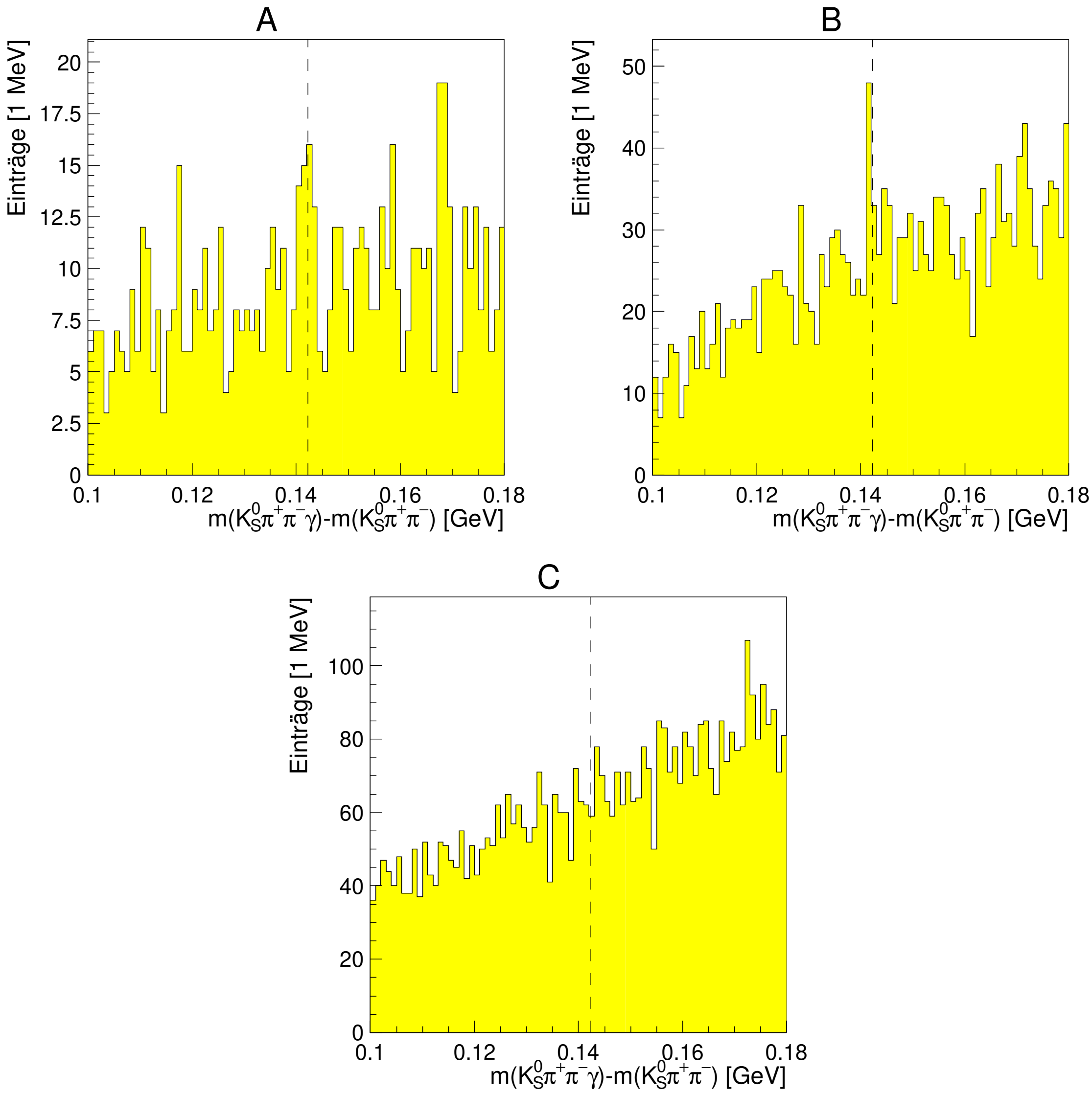


Abbildung 10.5: Δm–Verteilung für die Gesamtdaten des Jahres 1994 (A), 1995 (B) und 1996 (C) im Kanal $D^0 \to K_S^0\,\pi^+\,\pi^-$. Die gestrichelte Linie deutet die Lage des Literaturwertes an.

Bei der Analyse der Gesamtdaten der Jahre 1994 bis 1996 ergaben sich dabei die Verteilungen in Abbildung 10.5. In der erwarteten Signalregion ist zwar 1994 und 1995 eine leichte Erhöhung festzustellen, ein signifikantes Signal ist daraus jedoch bei weitem nicht abzuleiten. Bei der Variation der Schnitte hält sich zwar die Erhöhung an der erwarteten Stelle, jedoch ist der statistische Fehler wegen der geringen Zahl der Einträge im Vergleich zum Untergrund viel zu hoch, um eine zufällige Häufung auszuschließen.

Auch die (für D^{*0} nur 1994 sinnvolle, s.o.) Forderung einer Klassifikation als $c\bar{c}$–Ereignis bringt hier leider keine Verbesserung. Insgesamt gesehen ist die Rekonstruktionseffizienz in diesem Kanal wegen des zusätzlichen K_S^0 im Vergleich zum prominenten Kanal wohl nicht groß genug, der Untergrund ist im Vergleich zu einem eventuellen Signal höher, wie schon bei der Monte–Carlo–Analyse in Abbildung 9.1 zu erkennen war. Zusammen mit dem nur etwa halb so großen Verzweigungsverhältnis (siehe Kapitel 4) scheint die Hürde für eine erfolgreiche Rekonstruktion zu hoch zu sein.

Der hauptsächliche limitierende Faktor bei der D^{*0}–Rekonstruktion bleibt aber in beiden Zerfallskanälen die geringe Konversionsrate und der wegen des sehr kleinen Photonimpulses schwierige Nachweis einer Photonkonversion.

Kapitel 11

Zusammenfassung und Ausblick

Die Erzeugung schwerer Quarks, insbesondere von *Charm*–Quarks, verläuft bei Elektron–Proton–Kollisionen am Beschleunigerring HERA in niedrigster Ordnung über die Photon–Gluon–Fusion, deren Untersuchung Hinweise auf die gluonische Struktur des Protons geben kann.

Eines der dabei gebildeten charmtragenden Mesonen ist das D^{*0}, welches unter Aussendung eines niederenergetischen Photons zerfällt. Da der Photonenimpuls zu klein für einen Nachweis in den Kalorimetern ist, wurden aus Spurkammerinformationen Photonkonversionen in Elektron–Positron–Paare mit einer jedoch aufgrund der kleinen Konversionswahrscheinlichkeit geringen Rekonstruktionseffizienz gefunden. Diese bleibt einer der größten limitierenden Faktoren bei der D^{*0}–Rekonstruktion.

Das beim D^{*0}–Zerfall gebildete D^0-Meson zerfällt unter anderem über den prominenten Kanal $D^0 \to K^- \pi^+$ sowie über $D^0 \to K^0_S \pi^+\pi^-$. Das K^0_S konnte dabei aus seinem Zerfall in zwei geladene Pionen an einem sekundären Vertex rekonstruiert werden.

Die Untersuchung erstreckte sich in beiden Kanälen über die Datenjahre 1994 bis 1996. Dabei ließ sich 1994 im prominenten Kanal mittels der Δm–Methode ein D^{*0}–Signal rekonstruieren. In den Jahren 1995 und 1996 war die Suche trotz erhöhter integrierter Luminosität nicht erfolgreich. Eine mögliche Erklärung hierfür ist in den geänderten Anforderungen bei der Datennahme zu suchen, die in den betreffenden Jahren nicht auf eine D^{*0}–Rekonstruktion abgestimmt war. Leider sind die untersuchten Zerfälle innerhalb der Triggerstufen bei der Datennahme sehr schwer von der häufigsten Klasse von Untergrundereignissen bei der Elektron–Proton–Streuung zu unterscheiden.

Im zweiten untersuchten Zerfallskanal war die Analyse in allen drei Jahren nicht erfolgreich, teilweise (1995 und 1996) aus den gleichen Gründen wie im prominenten Kanal, insgesamt aber wohl aufgrund der zusätzlich nötigen K^0_S–Rekonstruktion, des höheren kombinatorischen Untergrundes und des nur etwa halb so großen Verzweigungsverhältnisses.

Für zukünftige Untersuchungen auf diesem Gebiet ist eine in den kommenden Jahren zu erwartende weitaus höhere Luminosität ein Grund zur Hoffnung. Auf der anderen Seite werden jedoch bei steigender Anzahl von gelieferten Daten die Anforderungen zur Aufzeichnung der Ereignisse weiter steigen müssen.

Abhilfe kann deshalb wohl nur durch eine verbesserte Unterscheidung der *Charm*–Ereignisse vom allgemeinen Untergrund geschaffen werden. Auf diesem Gebiet sind mehrere Verbesserungen in Sicht: Die volle Funktionstüchtigkeit des neuen Mikrovertexdetektors CST würde es aufgrund der deutlich verbesserten Ortsauflösung im Bereich um die Strahlachse voraussichtlich möglich machen, D^0–Zerfallsteilchen vom primären Vertex zu trennen und eventuell sogar deren Zerfallsvertices zu rekonstruieren und so eine erhebliche Reduzierung des Untergrundes zu bewirken. Eine weiter verbesserte Teilchenidentifikation könnte ebenfalls einen äquivalenten Effekt haben. So könnten Zerfälle des D^0 viel leichter von Untergrundereignissen unterschieden werden, so daß die Anforderungen an herauszuschreibende $c\bar{c}$–Ereignisse wieder deutlich gesenkt werden könnten, ohne die Datenmengen zu vergrößern.

Inwieweit diese Ereignisse aber schließlich auch herausgeschrieben werden, hängt besonders im Falle des D^{*0} davon ab, ob sie als interessant genug angesehen werden, um den Aufwand bei der expliziten Berücksichtigung der relevanten Zerfallskanäle zu rechtfertigen. Sollte dies der Fall sein, so ist wegen der großen in den kommenden Jahren zu erwartenden größeren integrierten Luminosität auf eine deutlich einfachere Rekonstruktion von Zerfällen mit $Charm$ zu hoffen.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] Ch. Berger.
Teilchenphysik, Eine Einführung.
Springer–Verlag, Berlin, Heidelberg, 1992.

[2] Hans–Bernhard Bröker.
Untersuchungen zur Rekonstruierbarkeit des Λ_c *Baryons am H1 Experiment bei HERA.*
Diplomarbeit, RWTH Aachen (Oktober 1996), unveröffentlicht.

[3] G. Feldmann et al.
Observation of the Decay $D^{*+} \to D^0\,\pi^+$.
PRL 38 (1977) 1313-1315.

[4] H1–Collaboration.
The H1 detector at Hera.
DESY 93-103, ISSN 0418-9833, Hamburg, 1993.

[5] H1–Collaboration.
The H1 detector at Hera.
DESY H1-96-01, Hamburg, 1996 (überarbeitete und ergänzte Version von [4]).

[6] H1–Collaboration.
Inclusive D^0 *and* $D^{*\pm}$ *Production in Deep Inelastic ep Scattering at HERA.*
DESY 96-138, Juli 1996.

[7] H1–Collaboration.
Photoproduction of $D^{*\pm}$ *Mesons in Electron–Proton Collisions at HERA.*
DESY 96-055, April 1996.

[8] G. Ingelman, G. A. Schuler.
Characteristics of Heavy Flavour Production in ep Collisions.
Z. Phys C 40, 299-311 (1988).

[9] G. Ingelman, J. Rathsman, G. A. Schuler.
AROMA 2.2 — *A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions.*
DESY 96-058, 1996.

[10] J. D. Jackson.
Klassische Elektrodynamik.
Walter de Gruyter, Berlin, New York, 2. Auflage, 1983.

[11] Karen Johannsen.
Measurement of Strangeness Production in γp Interactions at HERA with the H1 Detector.
Dissertation, Universität Hamburg, interner Bericht, DESY FH1-96-01, Juni 1996.

[12] Ralf Kachel.
Suche nach $D^{*\pm}$–Mesonen in diffraktiven Ereignissen der Photoproduktion bei H1.
Diplomarbeit, RWTH Aachen, PITHA 96/32, Juli 1996.

[13] K. Kleinknecht.
Detektoren für Teilchenstrahlung.
B. G. Teubner, Stuttgart, 1984.

[14] Christoph Ley.
Untersuchungen zur Rekonstruktion des radiativen D^{*0}–Zerfalls im H1–Experiment.
Dissertation, RWTH Aachen, PITHA 94/55, Dezember 1994.

[15] E. Lohrmann.
Hochenergiephysik.
B. G. Teubner, Stuttgart, 1992.

[16] V. Lubimov.
Particle separation by Likelihood Analysis of dE/dx Measurements in H1 Tracking Chambers.
H1–interner Bericht H1-11/93-329, Hamburg, November 1993.

[17] Beate Naroska.
Heavy Flavour Production in Lepton Proton Collisions at HERA.
H1-01/97-510.

[18] Hardy Pawletta.
Private Mitteilungen.
1997.

[19] Particle Data Group.
Review of Particle Physics.
Physical Review D Particles and Fields 54 (1996) 1, July 1996.

[20] Donald H. Perkins.
Introduction to High Energy Physics.
Addison–Wesley Publishing Company, Inc., Third Edition, 1987.

[21] Michael Rietz.
Untersuchungen zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm anhand von Zerfällen der $D_s^{\pm}$ und $D^{*\pm}$ Mesonen bei H1.
Dissertation, RWTH Aachen, PITHA 5/95, Januar 1995.

[22] Norbert Sahlmann.
Untersuchungen zum Nachweis von Hadronen mit Charm im H1–Detektor.
Dissertation, RWTH Aachen, PITHA 94/32, Oktober 1994.

[23] Felix Sefkow.
Heavy Flavour Production at HERA.
H1-5/96-480.

[24] Jan Theißen.
Untersuchung harter Streuprozesse in der diffraktiven Photoproduktion bei HERA.
Dissertation in Vorbereitung, RWTH Aachen, PITHA 97/49, Dezember 1997.

[25] Peter Uelkes.
Untersuchung harter Prozesse in der diffraktiven tiefunelastischen Streuung mit dem H1–Detektor bei HERA.
Dissertation, RWTH Aachen, PITHA 96/35, November 1996.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. G. Flügge für die Möglichkeit der Anfertigung dieser Diplomarbeit am III. Physikalischen Institut B der RWTH Aachen.

Herzlichen Dank an meinen Betreuer Hardy Pawletta, der mir wichtige Anregungen für diese Arbeit gab und mir bei Problemen zur Hilfe kam.

Besonders danke ich meinen Bürokollegen Hans–Bernhard Bröker, der mir besonders in Computerfragen jederzeit behilflich war, und Michael Hilgers für die vielen hilfreichen Diskussionen.

Weiterhin danke ich Jörg Weber und Ralf Kachel für die Hilfe bei der Einarbeitung in die H1–Software.

Für das Korrekturlesen der vorliegenden Arbeit danke ich Herrn Dr. Gräßler, Hardy Pawletta, Patrick Palmen, Hans–Bernhard Bröker und Michael Hilgers.

Vielen Dank an alle noch nicht genannten Mitarbeiter des III. Physikalischen Institutes, besonders auch an Jan Theißen und Peter Uelkes für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern für ihre Unterstützung während meiner gesamten Ausbildung, ohne die diese Arbeit wohl nicht zustande gekommen wäre.