Untersuchungen zur Rekonstruierbarkeit des Λ_c Baryons am H1 Experiment bei HERA

von
Hans-Bernhard Bröker

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

Angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

15. Oktober 1997

Abstract

A survey of all currently known decay channels was done, aiming to find promising fields for a future, in-depth search for decays of charmed baryons, most prominently the Λ_c, in the H1 experiment at HERA. As major steps of the survey, identification strategies for drift chamber tracks from stable charged particles, for long-living neutral particles with a strange quark (the K_S^0 and the Λ), and for photons undergoing conversion into electron-photon pairs, are discussed.

Even though no significant signal for Λ_c decays was found, some insight in the basic problems could be gained. The main result is a list of decay channels for which at least a small detection probability is foreseeable in the near future, and a comparison of their relative expected strength.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **3**

1 Theoretische Grundlagen **5**

1.1 Der große Rahmen — das Standardmodell 5

1.2 Was bei HERA passiert 6

1.2.1 Der Prozess am Elektron 6

1.2.2 Die Wechselwirkung des Bosons mit dem Proton 7

1.2.3 Komplikationen: Prozesse höherer Ordnung 9

2 Das H1 Experiment **10**

2.1 Die Teilsysteme von H1 im Überblick 11

2.1.1 Das Koordinatensystem 11

2.1.2 Der zentrale Spurkammerbereich 11

2.1.3 Die zentralen Jetkammern im Detail 14

2.1.4 Teilsysteme außerhalb des Spurkammerbereichs 15

3 Rekonstruktion der Ereignisse **18**

3.1 Spur-Rekonstruktion 18

3.2 Rekonstruktion des Energieverlusts 20

4 Selektion zu verwendender Messdaten **22**

4.1 Ereignis-Auswahl 22

4.2 Allgemeine Kriterien zur Spurauswahl 23

4.2.1 Quellen von Mehrdeutigkeit bei der Spurbestimmung . . . 23

4.2.2 Erste Ausschlußkriterien 24
4.2.3 Qualitätsmaximierung 26
4.2.4 Rückgewinnung verworfener Spurhypothesen 28
4.3 Teilchenidentifikation 30
4.3.1 Schnittkurven-Methode 32
4.3.2 Likelihood-Methode 33

5 V0-Kandidaten 38
5.1 Die Rekonstruktion von K_S^0 38
5.1.1 Die verwendete Fitfunktion 40
5.1.2 Jahresabhängigkeit der Resultate zum K_S^0 44
5.2 Rekonstruktion von Λ 44

6 Rekonstruktion von Photonen 48
6.1 Das Verfahren zur Rekonstruktion der Photokonversion 48
6.2 Ergebnisse der Rekonstruktion von Photonen 51
6.3 Der π^0-Zerfall als Test 52

7 Charmtragende Baryonen 58
7.1 Die hadronischen Zerfälle des Λ_c 58
7.1.1 Ausschlußkriterien für einige Λ_c-Zerfälle 59
7.1.2 Untergrundabschätzung 60
7.2 Λ_c-Zerfälle auf Monte-Carlo-Ereignissen 65
7.3 Anwendung der MC-Ergebnisse auf Daten 67
7.4 Mögliche Verwendung von Photonen 68
7.5 Der Zerfall $\Lambda_c^+ \to \Lambda K^+ \overline{K^0}$ 69

8 Zusammenfassung und Aussichten 72

Einleitung — Ziele dieser Arbeit

Das Standardmodell, also die Zusammenfassung der elektroschwachen Theorie nach Glashow, Salam und Weinberg mit der **Q**uanten**c**hromo**d**ynamik (QCD), vermag mit großer Genauigkeit eine erstaunlich breite Klasse von Messergebnissen in der Teilchenphysik korrekt zu beschreiben. Ein Bereich, in dem es diesem Modell nicht oder kaum gelingt, nachprüfbare Vorhersagen zu machen, ist die Bildung von farbneutralen Hadronen aus Farbladungen tragenden Quarks und Gluonen, sowie deren Zerfall aufgrund der starken oder elektroschwachen Wechselwirkung. Besonders der Einfluss der Quarksorte auf die Bildung von Hadronen im Kontext der ansonsten gegenüber dieser Information „blinden" QCD ist hierbei bisher nur ansatzweise aus den Grundprinzipien erklärbar.

Daher ist es von großem Interesse, Produktion und Zerfall von Hadronen, insbesondere solchen mit den in der uns umgebenden Materie seltener vorkommenden, schweren Quarksorten, bei allen verfügbaren Energien und Produktionsreaktionen zu untersuchen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einem Teil dieses Gebiets. Experimenteller Rahmen ist das Experiment H1 bei HERA (**H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage), bei dem Elektronen[1] von 27,5 GeV und Protonen von 820 GeV zur Kollision gebracht werden[2]. Die verwendeten Daten entstammen den Datennahmeperioden der Jahre 1994 bis 1996. Ich beschränke mich des weiteren auf die Suche nach charmtragenden Baryonen. Für den Fall charmtragender Mesonen liegen bereits mehrere publizierte Ergebnisse der H1 Kollaboration vor, siehe [1], [2]. Auch das Konkurrenzexperiment ZEUS hat hier schon Ergebnisse publiziert, siehe [3], [4].

Bei charmtragenden Baryonen gibt es dagegen bisher kaum publizierte Ergebnisse, weil hier zusätzliche Schwierigkeiten beim Nachweis auftreten. Diese wären aber wichtig, um zum Beispiel die bestehenden Modelle zur Entstehung von Ba-

[1] Tatsächlich sind es während der betrachteten Datennahmeperioden aus maschinentechnischen Gründen meistens Positronen gewesen. Im weiteren bezeichnet „Elektron", wenn nicht anders angegeben, beides.

[2] In dieser Arbeit wird grundsätzlich das „natürliche" Einheitensystem mit $\hbar = c = 1$ verwendet.

ryonen in der Fragmentation zu testen, gerade auch im Zusammenhang mit der Beteiligung schwerer Quarks.

Angesichts dieser Situation lag meine Hauptaufgabe darin, einmal das gesamte Spektrum von Zerfallskanälen charmtragender Baryonen, insbesondere des Λ_c, in einem breit angelegten Überblick auf möglicherweise bei H1 beobachtbare Zerfälle zu untersuchen. Besonders kam es mir dabei darauf an, die mit einem nicht vorrangig auf Teilchenidentifikation optimierten Universaldetektor wie H1 bei dieser Aufgabe zwangsläufig auftretenden Probleme für diese Klasse von Ereignissen zu zeigen, und Zerfälle zu isolieren, die von diesen Problemen noch am wenigsten betroffen sind.

Nach je einem groben Überblick über die allgemeinen theoretischen Grundlagen in Kapitel 1 und die speziellen Gegebenheiten des H1-Experiments in Kapitel 2 beginnt mit Kapitel 3 über die H1-weit eingesetzte Standardrekonstruktion von Ereignissen die Beschreibung der Auswertung der gemessenen Daten. Die generelle Weiterverarbeitung dieser Daten in meiner Analyse ist dann in Kapitel 4 beschrieben. Es folgen zwei Spezialkapitel zur Verwertung von Informationen aus schwachen Zerfällen neutraler Teilchen, den sogenannten V0 (Kapitel 5), und aus der Konversion von Photonen in Elektron-Positron-Paare im Feld von Atomkernen (Kapitel 6). Diese Teilchenarten dienen als wesentliche Erkennungshilfsmittel von Zerfällen charmtragender Baryonen, da ihre Seltenheit und klare Signatur die ansonsten erstickende Kombinatorik von möglichen Spur-Auswahlen deutlich reduzieren hilft. Schließlich folgt mit Kapitel 7 die eigentliche Betrachtung der Λ_c–Zerfälle, und eine Zusammenfassung der Ergebnisse mit einem Ausblick auf mögliche zukünftige Entwicklungen in diesem Sektor in 8.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird die Theorie beschrieben, soweit sie für die Einordnung dieser Analyse in den allgemeinen Rahmen der Hochenergiephysik benötigt wird. So wird zwar auch nach „neuer Physik“ außerhalb des Gültigkeitsbereichs des hier beschriebenen Standardmodells bei H1 gesucht, aber darauf möchte ich hier nicht weiter eingehen, da sich diese Arbeit nicht mit solchen Analysen befasst.

1.1 Der große Rahmen — das Standardmodell

Es würde den Rahmen dieser Arbeit bei weitem sprengen, die Theorie des Standardmodells auch nur im Ansatz erschöpfend behandeln zu wollen. Daher möchte ich hier nur die allerwichtigsten Prozesse, die die Wechselwirkungen der beiden Teilchensorten bei HERA dominieren, kurz erläutern.

Grundsätzlich gliedert sich das Standardmodell in zwei wesentliche Hauptbereiche auf: die elektroschwache Theorie und die QCD. Beide beschreiben jeweils die Wechselwirkungen einer Familie von Eichbosonen — Photon, Z^0 und $\mathsf{W}^\pm$ im Falle der elektroschwachen, die Gluonen für die starke Wechselwirkung — mit den die Materie aufbauenden Fermionen, sowie im Falle der Gluonen auch untereinander.

Die Fermionen werden zunächst danach unterschieden, mit welchen der Bosonen sie wechselwirken: Neutrinos nur mit Z^0 und $\mathsf{W}^\pm$, geladene Leptonen zusätzlich noch mit dem Photon, und die Quarks schließlich auch mit den Gluonen. Ohne dass bisher dafür ein direkter theoretischer Grund bekannt wäre, gibt es alle diese Fermionen in drei Varianten, die sich ausschließlich in ihrer Masse (und damit in ihren Zerfallsarten, falls sie überhaupt zerfallen) unterscheiden, aber dennoch getrennten Erhaltungssätzen für jede Variante genügen.

Die Selbstwechselwirkung des Gluon-Feldes der QCD führt zu einem bei größeren Abständen linear ansteigenden Potential zwischen zwei farbgeladenen Teilchen, so dass es für ein Paar voneinander wegfliegender solcher Teilchen ab einem bestimmten Abstand energetisch günstiger wird, aus dem Vakuum ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen, und den Prozess mit zwei kleineren Abständen fortzuführen. Durch diesen Prozess der „Fragmentation" entsteht letztlich ein ganzes Paket von farbneutralen Hadronen, die untereinander recht kleine[1] ($\approx$ 200 bis 300 MeV) Relativimpulse haben. Ist der Impuls des Gesamtpakets relativ zum Laborsystem groß genug, stellt es sich als enges Bündel von Spuren mit sehr ähnlicher Richtung heraus. Diese sogenannten „Jets" bilden somit eines der charakteristischen Kennzeichen von Ereignissen mit Beteiligung der QCD.

1.2 Was bei HERA passiert

Im Rahmen des Standardmodells lässt sich die Vielfalt der möglichen Ereignistypen bei der Kollision von Elektronen mit Protonen im Wechselwirkungspunkt von HERA klassifizieren und beschreiben.

1.2.1 Der Prozess am Elektron

Das erste Unterscheidungsmerkmal der grundlegenden Prozesse bei HERA-Ereignissen aus Sicht des Standardmodells ist, welches der Eichbosonen der elektroschwachen Theorie vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wird. Dies kann ein geladenes $\mathsf{W}^{\pm}$-Boson sein, wobei das Elektron sich gleichzeitig in ein Neutrino verwandelt, das unerkannt aus dem Detektor entweicht. Es kann aber auch eines der beiden neutralen Bosonen abgestrahlt werden, also ein Z^0 oder ein Photon. Man spricht hier im Falle der $\mathsf{W}^{\pm}$ auch von Ereignissen mit geladenem, anderenfalls ungeladenem Strom, oder kurz CC[2] bzw. NC[3]. Aus dem Viererimpulsvektor dieses Bosons, q, berechnet man dann die für die Ereignisklassifizierung grundlegende Variable $Q^2 \equiv -q^2$, die als relativistisch invariante Größe die (quadrierte) virtuelle Masse des Austauschbosons beschreibt. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von HERA ist mit 300 GeV nur gut dreimal so hoch wie die Masse eines $\mathsf{W}^{\pm}$ oder Z^0. Da nun immer $Q^2 < s$ bleibt, ist die Erzeugung dieser schweren Bosonen gegenüber den masselosen Photonen stark unterdrückt, weil der verfügbare Phasenraum deutlich kleiner ist. Die meisten HERA-Ereignisse kommen also mittels Abstrahlung eines virtuellen Photons durch das Positron zustande.

Im Falle der Photon-Abstrahlung ist eine weitere wichtige Unterteilung dann die, ob das vom Elektron abgestrahlte Photon stark oder eher wenig virtuell ist, ob

[1] Klein sind sie im Vergleich mit den Impulsen der Strahlteilchen bei HERA, oder der Masse eines charm-Quarks.

[2] Englisch: **C**harged **C**urrent.

[3] Englisch: **N**eutral **C**urrent.

also Q^2 groß ist oder klein. Im ersteren Fall spricht man von tiefunelastischer Streuung[4], wohingegen der zweite Fall bei HERA meist kurz als „Photoproduktion“ bezeichnet wird. Die Unterscheidung wird dabei anhand des gestreuten Elektrons getroffen: wird dieses stark genug aus der Strahlrichtung abgelenkt, um in einem der Kalorimeter des H1-Hauptdetektors einen messbaren Treffer zu hinterlassen, spricht man von DIS.

1.2.2 Die Wechselwirkung des Bosons mit dem Proton

In der deutlich überwiegenden Zahl der H1-Ereignisse, soweit sie nicht durch die unerwünschten Kollisionen von Strahlteilchen mit der Strahlröhre oder dem Restgas darin herrühren, wird nun das vom Elektron kommende Boson direkt mit einem der Konstituenten des Protons wechselwirken. Da die Gluonen andererseits bezüglich der elektrischen wie der schwachen Wechselwirkung neutral sind, kann ein solcher direkter Prozess nur die Quarks im Proton betreffen, nicht die Gluonen.

Ein typisches Ereignis im H1-Detektor sieht demnach auf Quarkniveau so aus wie in Bild 1.1 gezeigt. Bei solchen Prozessen mit Photonaustausch ist allerdings kaum mit einer Produktion von charm-Quarks zu rechnen, denn das Proton selbst enthält bei den betrachteten Energien nur einen sehr geringen Bruchteil solcher Quarks und bei Wechselwirkung mit einem neutralen Boson bleibt im Standardmodell die Teilchensorte erhalten (Nichtexistenz von Flavour-Changing Neutral Currents). In der Fragmentation eines Quarks in Hadronen beträgt das Verhältnis der Quarksorten der aus dem Vakuum erzeugten Quark-Antiquark-Paare $u : d : s : c = 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11}$ [5], es entstehen also ebenfalls nur verschwindend wenige charm-Quarks.

Bei H1 lässt sich so fast die gesamte Produktion von charm-Quarks auf einen Prozess höherer Ordnung (d.h. mit komplizierterer Struktur, und mehr Vertices im Feynman-Graphen) zurückführen, die sogenannte Boson-Gluon-Fusion. Wie im beigefügten Feynman-Diagramm (Abb. 1.2) zu sehen, treten dabei das (virtuelle) Photon, das vom Elektron abgestrahlt wurde, und ein aus dem Proton stammendes Gluon durch Austausch z.B. eines charm-Quarks in Wechselwirkung. In der Messsung durch H1 stellt sich das dann als eine Reaktion $e + P \to e' + \mathrm{Jet}(c) + \mathrm{Jet}(\bar{c}) + X$ dar, wobei X den Proton-Rest bezeichnet, und die Bezeichnung Jet() andeuten soll, dass die beiden Quarks jeweils als ein Jet gesehen werden. Je nach genauer Verteilung der Impulse auf die vier Produkte sind allerdings nicht alle tatsächlich im H1-Detektor zu sehen. Vor allem das Elektron e' und der Protonrest X verlassen den Detektor oft unerkannt durch die Strahlröhre, besonders bei Ereignissen mit kleinem Impulsübertrag Q^2.

[4] Englisch: **D**eep **I**nelastic **S**cattering, kurz DIS.

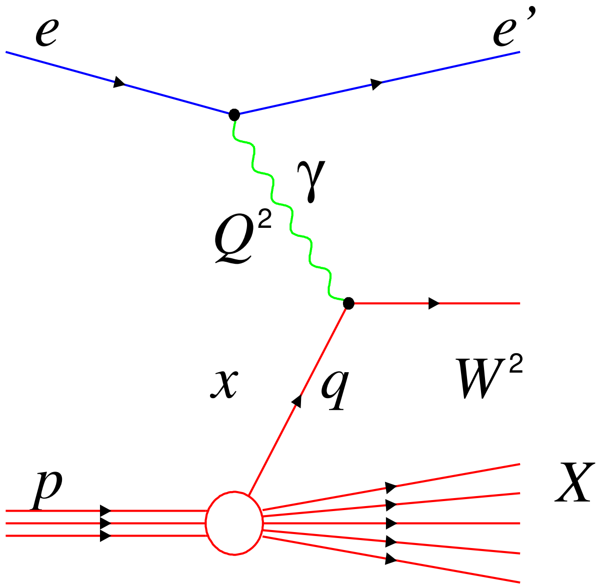

Abbildung 1.1: Feynman-Graph des dominierenden Typs von Ereignissen bei H1. Das Diagramm entstammt [2].

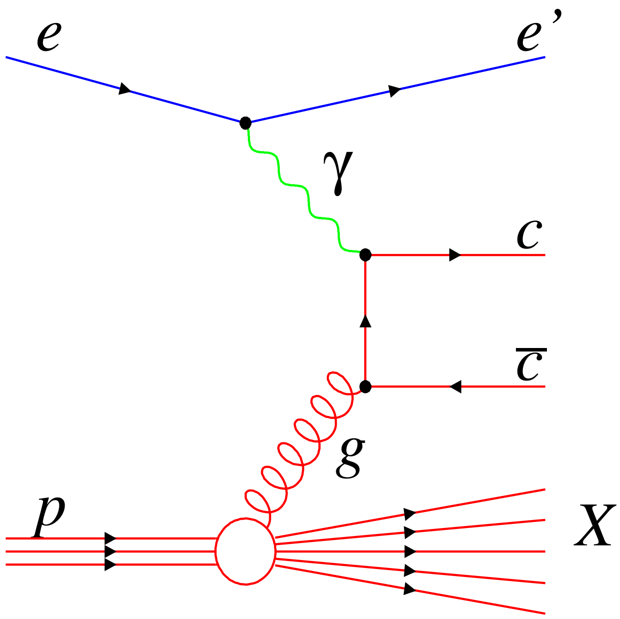

Abbildung 1.2: Feynman-Diagramm zur Boson-Gluon-Fusion, dem dominierenden Prozess der Erzeugung schwerer Quarks bei HERA. Das Diagramm ist [2] entnommen.

1.2.3 Komplikationen: Prozesse höherer Ordnung

Allerdings ist das bisher gezeichnete Bild stark vereinfacht, da es nur die jeweils niedrigste Ordnung der störungstheoretischen Betrachtung berücksichtigt. Tatsächlich kann praktisch jedes der in den gezeigten Feynmandiagrammen Abb. 1.1 und Abb. 1.2 vorkommenden Teilchen vor oder nach der dort skizzierten Wechselwirkung noch ein weiteres Teilchen abstrahlen. So kann z.B. das Elektron noch ein weiteres Photon abstrahlen ($\rightarrow$ Bremsstrahlung), oder das Photon kann in ein Paar geladener Leptonen fluktuieren, von denen dann nur eines mit dem Proton in Wechselwirkung tritt.

Die bisher genannten Prozesse führen lediglich dazu, dass im gemessenen Endzustand scheinbar die Impulsbilanz nicht stimmt, falls man die abgestrahlten Teilchen nicht bemerkt, oder dass man die Kenngrößen des Ereignisses, insbesondere Q^2, falsch bestimmt.

Wenn aber statt solcher elektromagnetischer Prozesse die starke Wechselwirkung ins Spiel kommt, weil z.B. das ausgetauschte Gluon oder eines der Quarks ein zusätzliches Gluon abstrahlt, so erzeugt dies im allgemeinen einen weiteren Jet, der die Ereignistopologie entscheidend beeinflusst. Das Auftreten solcher zusätzlichen Jets wird als eine der wichtigsten experimentellen Methoden zum Studium der QCD benutzt. So lässt sich aus ihrer relativen Häufigkeit die Kopplungskonstante der QCD, α_s, extrahieren, solang die Jets genügend scharf getrennt werden.

Kapitel 2

Das H1 Experiment

Das H1 Experiment ist ein auf Universalität und Hermetizität ausgelegter Großdetektor. Seine Bauweise ist entscheidend durch die Kinematik von HERA beeinflusst, insbesondere durch die ungleichen Impulse von Proton und Elektron. Dies erzwingt eine in Strahlrichtung deutlich asymmetrische Bauweise des Detektors, wenn auch nicht in der extremen Form, wie man sie bei Experimenten mit festen Targets findet.

Ein weiterer wichtiger Faktor beim Entwurf von H1 war die hohe Ereignisrate. HERA erzeugt im Takt von 96 ns Kollisionen von zwei Teilchenpaketen[1], und erreicht dabei eine Gesamt-Ereignisrate von mehreren hundert Kilohertz. Da die Auslese der meisten Detektoren deutlich länger dauert als 96 ns, müssen alle Ergebnisse der besonders schnellen Teildetektoren in Warteschlangen zwischengespeichert werden, damit alle benötigten Informationen für die Entscheidung, ob ein „interessantes" oder ein Untergrund-Ereignis vorliegt[2], gleichzeitig verfügbar sind.

Die hohe Ereignisrate bedingt, dass man zumindest eine vorläufige Form solch einer Trigger-Entscheidung unbedingt innerhalb kürzester Zeit benötigt, um die Auslese der langsameren Detektoren anstoßen zu können und die Warteschlangen der schnelleren nicht zu lang werden zu lassen. Eine zunächst zweistufige, auf bis zu 4 Stufen ausbaubare Hierarchie von immer aufwendigeren, damit aber auch langsameren Entscheidungsverfahren reduziert dann die Ereignisrate bis auf die 5 Ereignisse pro Sekunde, die höchstens auf Massenspeichern festgehalten werden könen.

Einige Teildetektoren sind deshalb auch ausdrücklich auf kurze Ansprechzeit statt auf Messgenauigkeit optimiert, oder haben zusätzliche, schnelle Auslesepfade für

[1] Englisch: „bunch crossings".

[2] Diese Entscheidungsverfahren heißen allgemein nur kurz „Trigger", nach dem englischen Wort für einen Auslösemechanismus.

„Grobdaten“, um die erste Entscheidung mit Informationen zu versorgen.

2.1 Die Teilsysteme von H1 im Überblick

Eine Beschreibung aller wesentlichen Komponenten von H1 findet sich in [6]. Hier will ich daher nur die für diese Arbeit tatsächlich wichtigen Teilsysteme näher beschreiben. Einen Überblick über den Gesamtaufbau von H1 zeigt die Abb. 2.1, in der man auch die angesprochene Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Maschine gut erkennt.

2.1.1 Das Koordinatensystem

Ausgehend vom Koordinatenursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt wird die Flugrichtung der Protonen als positive z-Richtung festgelegt, und die Aufwärtsrichtung als positive y-Achse. Dieses System wird dann zu einem rechtshändigen System fortgesetzt. Die x-Achse zeigt dadurch zum Zentrum des HERA-Rings.

Statt in x und y werden Angaben innerhalb der Ebene senkrecht zur z-Achse bei H1 meist in Polarkoordinaten gemacht („r-ϕ-Ebene“), wobei der Winkel ϕ relativ zur positiven x-Achse, wie üblich mit Drehsinn in Richtung der positiven y-Achse, gezählt wird. Der zweite Winkel, θ, wird relativ zur positiven z-Achse gezählt. Mit „vorwärts“ ist daher im weiteren immer die positive z-Achsenrichtung gemeint, mit „transversal“[3] die Komponente eines Vektors senkrecht zur z-Achse.

2.1.2 Der zentrale Spurkammerbereich

Den Innenbereich des Detektors, direkt außerhalb der Strahlröhre um den (nominellen) Wechselwirkungspunkt herum, füllt eine Kombination verschiedener Spurdetektoren aus. Abb. 2.2 zeigt diese Region in der Projektion in die r-ϕ-Ebene. Am weitesten innen befindet sich seit 1995 ein zweischaliger zylindrischer Silizium-Mikrovertexdetektor, genannt CST[4]. In der Reihenfolge zunehmenden Abstands von der Strahlachse folgen darauf die innere Vieldrahtproportionalkammer (CIP), die innere z-Kammer (CIZ), und die erste von zwei großen Driftkammern, CJC1[5]. Weiter geht es dann mit der äußeren z-Kammer(COZ), der äußeren Vieldrahtkammer (COP), und, als letzter Spurkammer, der zweiten großen Driftkammer, CJC2.

[3] Bei Formelzeichen als Index t geschrieben

[4] Englisch: **C**entral **S**ilicon **T**racker.

[5] Englisch: **C**entral **J**et **C**hamber.

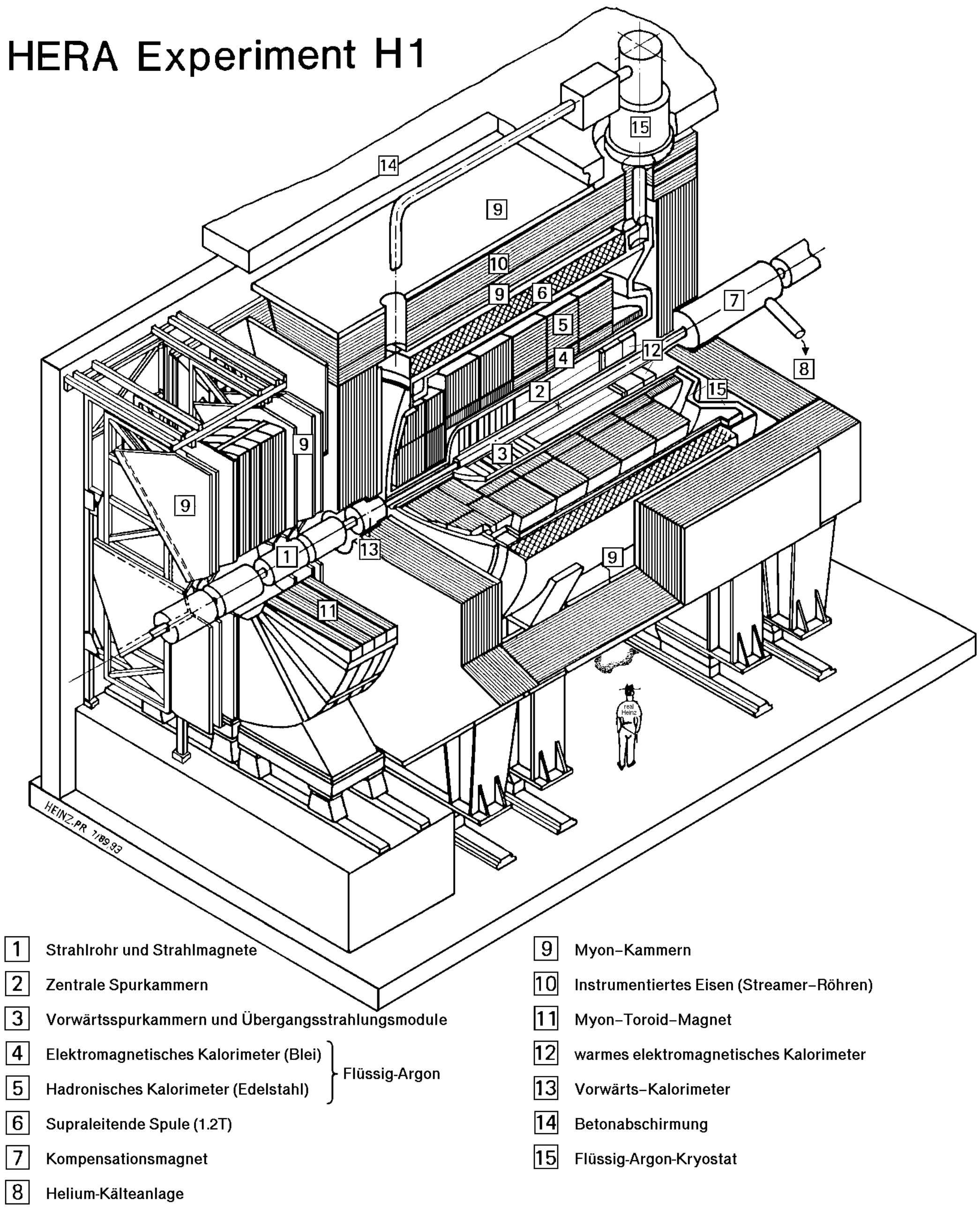

Abbildung 2.1: Der H1-Detektor im Überblick

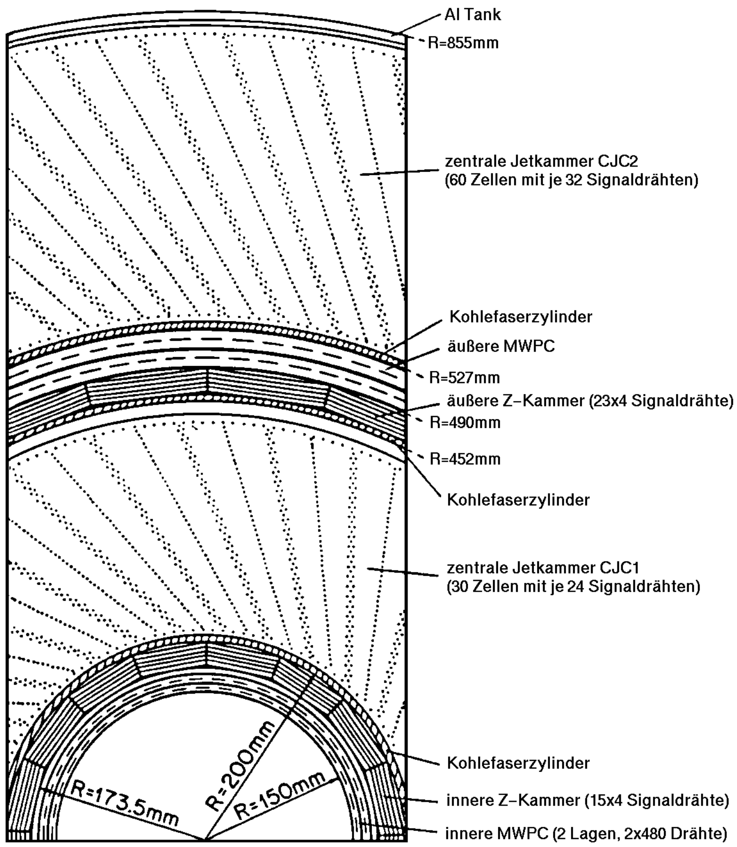

Abbildung 2.2: Das zentrale Spurkammersystem im Querschnitt, in der ursprünglichen Version, also vor Einbau des CST und der dünneren Strahlröhre.

Von diesen Spurkammern sind in dieser Arbeit vor allem die beiden großen zentralen Jetkammern, CJC1 und CJC2, von Interesse. Während die anderen Spurkammern hauptsächlich zur Auslösung der Datenaufnahme (CIP, COP) oder zur schnellen Bestimmung der z-Position des tatsächlichen Wechselwirkungspunktes (CIZ, COZ) dienen, werden anhand der Treffer in CJC1 und CJC2 die Bahnen geladener Teilchen mit Transversalimpulsen p_t zwischen etwa 100 MeV und 20 GeV vermessen, sowie eventuelle sekundäre Vertices aus Zerfällen langlebiger Teilchen (die sogenannten V0-Teilchen) rekonstruiert. Aufgrund dieses Transversalimpulsbereichs erklärt sich auch die Wichtigkeit gerade und fast ausschließlich dieses Teildetektors: neben dem in dieser Arbeit nicht verwendeten Vorwärtsspurkammersystem[6] käme nämlich prinzipiell noch das große Flüssigar-

[6]Die Begründung für diesen Schritt wird in 4.2.2 gegeben.

gonkalorimeter (LAr[7]) in Frage, das aber für die Teilchen aus charm-Zerfällen leider kaum sensitiv ist, da diese im Mittel zu geringe Energien aufweisen.

2.1.3 Die zentralen Jetkammern im Detail

Einige Eigenschaften der beiden Jet-Kammern finden sich in Tabelle 2.1. Die wichtigsten Parameter sind dabei aus der Sicht dieser Arbeit die beiden Radien der Kammerwände (R_i und R_o), und die Zellen-Anzahl, sowie natürlich die Messgenauigkeiten für Trefferpositionen längs des Drahts (σ_z), und quer dazu ($\sigma_{r\phi}$).

Größe	Einheit	CJC1	CJC2
Länge der aktiven Zone	m	2,2	
Anfang der aktiven Zone	m	-1,125	
Gesamtlänge inkl. Vorverstärker	m	2,5	
Mechanische Länge	m	2,23	
Mittlere Drahtlänge	m	2,2	
Zugkraft auf den Signaldrähten	N	0,65	
Innenradius R_i	cm	20,3	53,0
Außenradius R_o	cm	45,1	84,4
Aktiver Radienbereich	cm	22,4	29,6
Anzahl Driftzellen		30	60
Anzahl Signaldrähte pro Zelle		24	32
Anzahl Potentialdrähte pro Zelle		50	66
Anzahl Feldformungsdrähte pro Zelle		10	10
Anzahl 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
Driftgeschwindigkeit	mm / μs	$\approx$ 50	
Fehler in der r-ϕ-Ebene $\sigma_{r\phi}$	mm	0,17	
Fehler in z-Richtung σ_z	mm	22	
Doppelspurauflösung	mm	2	

Tabelle 2.1: Die wichtigsten Zahlenwerte zu den Jetkammern im Überblick

Tatsächlich gemessen wird in den Jetkammern für jeden der 2640 Signaldrähte die zeitliche Entwicklung der eintreffenden Ladungsmenge, getrennt für beide Drahtenden. Um daraus Koordinaten und letztlich Spuren gewinnen zu können,

[7]Englisch: **Li**quid **Ar**gon

ermittelt man zunächst aus der zeitlichen Ladungsverteilung den Zeitpunkt, zu dem die driftende Ladungswolke den Draht erreichte.

Durch die gegen die Radial-Richtung etwas gekippten Drahtebenen wird nun erreicht, dass ein Großteil der Spuren an mindestens einer Stelle eine Drahtebene kreuzt. Die Drahttreffer an solchen Kreuzungspunkten treffen daher praktisch ohne Verzögerung durch Driftzeiten bei der Auswerte-Elektronik ein. Damit lässt sich die genaue Zeit des Teilchendurchgangs ermitteln, und die Spur einem Kollisions-Zeitpunkt zuordnen.

Weiterhin kann man dann unter Verwendung dieser tatsächlichen Durchgangszeit des Teilchens die Dauer des Driftvorgangs, und somit die Entfernung des Teilchendurchgangs vom Signaldraht für andere Drahttreffer bestimmen. Dieser Abstand ist aber vorzeichenlos, man weiß also noch nicht, auf welcher Seite das Teilchen die Drahtebene passiert hat. So hinterlässt jedes Teilchen in jedem durchlaufenen ϕ-Sektor der Kammer zwei spiegelsymmetrische möglich Spuren. Um dem abzuhelfen, sind die Drähte einer Ebene mit abwechselndem Vorzeichen in der Richtung senkrecht zur Ebene etwas versetzt. Anhand der dadurch entstehenden leichten zusätzlichen Unterschiede in den Driftzeiten von einem Drahttreffer zum nächsten entlang einer Spur, lässt sich bei der Rekonstruktion diese Rechts-Links-Ambiguität weitgehend auflösen.

Aus der Verteilung der Ladung auf die beiden Enden des Drahtes lässt sich grob die z-Koordinate des Treffers bestimmen. Wie in Bild 2.3 gut zu erkennen, gelingt diese z-Bestimmung um so genauer, je mehr Ladung der Treffer deponiert hat. Das liegt vor allem daran, dass die Bestimmung der Ladungsmenge selbst um so weniger (relativen) Fehler hat, je größer die gemessene Ladung ist (näheres siehe [9], S. 56). Dieser Fehler in der Ladunsmenge pflanzt sich dann in die Bestimmung der z-Position fort.

Die Ladungsmenge wird desweiteren verwendet, um den spezifischen Energieverlust (kurz: 'dE/dx') des Teilchens, dessen Spur den Treffer verursacht hatte, zu messen, und so innerhalb noch zu besprechender Grenzen die Teilchensorte zu bestimmen. Die Auswertungsmethode wird in Abschnitt 3.2 beschrieben, die Anwendung der dabei gewonnenen Informationen in Abschnitt 4.3.

2.1.4 Teilsysteme außerhalb des Spurkammerbereichs

Außerhalb des zentralen Spurkammerbereichs befinden sich bei H1 noch weitere, in dieser Analyse weitestgehend unbenutzte Detektoren. Hierzu zählen vor allem die diversen Kalorimeter, wie das schon erwähnte Flüssigargon-Kalorimeter. Dieses enthält sowohl ein elektromagnetisches als auch ein hadronisches Kalorimeter, und ist, speziell in Vorwärtsrichtung, besonders fein segmentiert, um die Position und Schauerform von Teilcheneinschlägen möglichst genau bestimmen

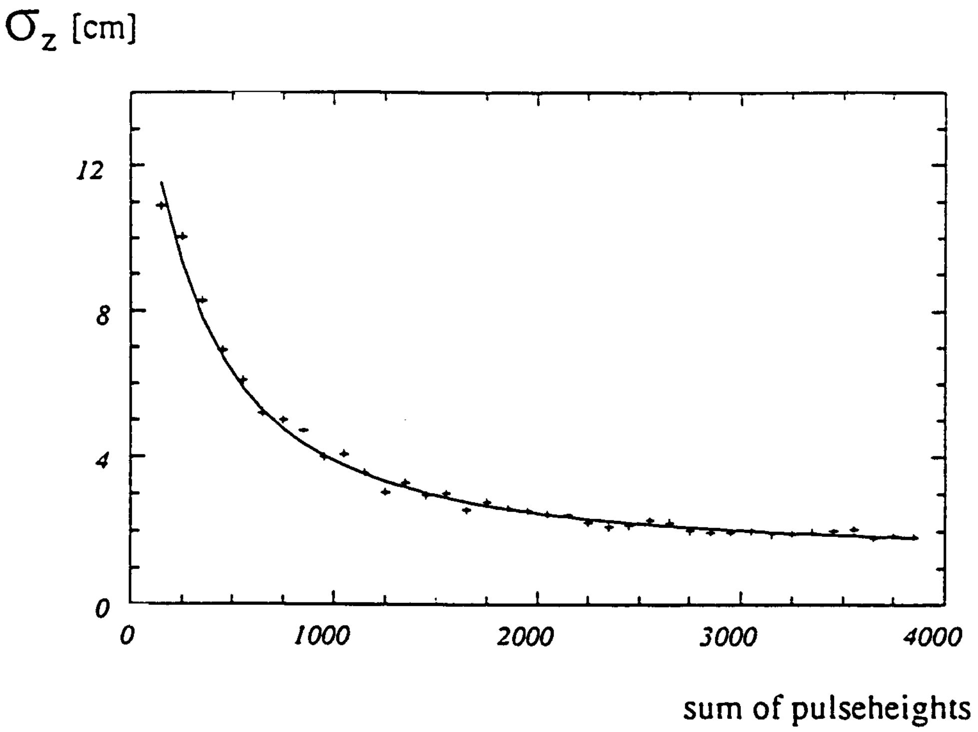

Abbildung 2.3: Auflösung der zentralen Jetkammern in z-Richtung (aus [6])

zu können.

Dazu kommen dann noch ergänzende Systeme in Rückwärtsrichtung (bis 1994 das BEMC[8], ab 1995 das „**Spa**ghetti **Cal**orimeter“ aus Bleiplatten und Szintillator-Fasern, kurz SpaCal). Weitere Kalorimeter befinden sich im direkten Vorwärtsbereich, sowie außerhalb des eigentlichen Hauptdetektors, an verschiedenen Stellen entlang der Strahlröhre. Details dazu finden sich in Tabelle 2.2.

Bezeichnung	θ-Bereich [^{o}]	σ_E/E [%] (E in GeV)	Technik
BEMC (bis '94)	151 ... 176	$80/\sqrt{E}$	Blei, Szint.-Schichten
SpaCal (ab '95)	153 ... 177,5	$\frac{40(had.)}{7{,}1(elm.)}$	Blei, Szint.-Fasern
had. LAr	4 ... 153	$11/\sqrt{E}$	Stahl, LAr-Zähler
elm. LAr	4 ... 153	$20/\sqrt{E}$	Blei, LAr-Zähler
PLUG	0,6 ... 3.5	$150/\sqrt{E}$	Kupfer, Halbleiterzähler
TailCatcher	6 ... 172	$100/\sqrt{E}$	Streamerröhren

Tabelle 2.2: Übersicht über die Kalorimeter des H1-Detektors

Ein Punkt, in dem sich H1 merklich von anderen Experimenten ähnlicher Zielsetzung, insbesondere vom direkten Konkurrenten ZEUS, unterscheidet, ist die Anordnung der supraleitenden Spule für das 1,15 Tesla starke Magnetfeld, das zur Impulsbestimmung geladener Spuren anhand der Krümmung der Spuren dient. Diese Spule umschließt bei H1 nicht nur den zentralen Spurkammerbereich, sondern auch noch das Kalorimeter. Dadurch ist insbesondere weniger Material zu durchlaufen, bevor ein Teilchen im Haupt-Kalorimeter einschlägt, was die Messgenauigkeit dieses Kalorimeters sowohl bei der Energiemessung selbst, als auch bei der Positionsbestimmung — durch geringere Vielfachstreuuung — verbessert.

Ebenfalls von prinzipiell eminenter Wichtigkeit wäre der Mikrovertexdetektor, CST, insbesondere weil sich damit die sekundären Vertices bei schwachen Zerfällen charmtragender Hadronen direkt nachweisen lassen sollten. Leider hat der CST aber in den für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Datennahmeperioden nach dessen Einbau (1995 und 1996) wegen verschiedener Probleme auf Hardware-Seite, z.B. mit der Geschwindigkeit der Ausleseelektronik, und einer Leckage bei der Kühlwasserversorgung keine verwertbaren Daten liefern können.

[8]Für Englisch: **B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter

Kapitel 3

Rekonstruktion der Ereignisse

Dieses Kapitel beschreibt die experimentweite Standardrekonstruktion der Spuren im zentralen Spurkammersystem, soweit sie für diese Arbeit von Belang sind. Die Programme, die diese Rekonstruktion durchführen, laufen zum Teil während der Datennahme „online" mit, um die höheren Ebenen der Trigger-Entscheidungen auf der Basis teilweise rekonstruierter Spuren treffen zu können. Aus der Sicht dieser Arbeit ist das Ergebnis der Rekonstuktion[1] eine Liste von Spurhypothesen verschiedener Sorten, die gemessene Lage des tatsächlichen Wechselwirkungspunktes in diesem Ereignis (kurz: Primärvertex), sowie die Koordinaten eventueller V0-Zerfallsvertices. Schließlich wird aus den Informationen der Einzeltreffer noch der Energieverlust bestimmt.

3.1 Spur-Rekonstruktion

Ziel der Rekonstruktion von geladenen Teilchenspuren ist es, jede Spur durch eine Helix mit Achsenrichtung parallel zum Magnetfeld der supraleitenden Hauptspule von H1 zu beschreiben. Zur Beschreibung einer solchen Helix benötigt man 5 Parameter. Diese sind bei H1:

- Parameter, die die *Form* der Helix beschreiben:
  - Die Spurkrümmung κ, dargestellt als Kehrwert des Radius der kreisförmigen Projektion der Helix auf eine Ebene senkrecht zu ihrer Achse. Das Vorzeichen von κ unterscheidet rechts- und linksdrehende Helices.
  - Der Steigungswinkel θ der Helix, gemessen als Winkel zwischen dem Tangentenvektor an die Helix in einem beliebigen Punkt derselben,

[1]Neben einer Menge anderer nützlicher Daten, die aber für speziell diese Analyse nicht von besonderem Interesse sind.

und der Helixachse (bei H1 also der z-Achse)

- Parameter zur Beschreibung der *Lage* der Helix im Raum. Hierzu wird der Punkt größter Annäherung des Helixkreises in der r-ϕ-Ebene an den Koordinatenursprung ermittelt[2], und dessen Zylinderkoordinaten im Raum angegeben, also der Radius r_{DCA}, die z-Position z_{DCA} und der Winkel ϕ_{DCA}.

Bei H1 wird allerdings anstelle der Winkel-Lage des Punktes größter Annäherung das ϕ der Flugrichtung des Teilchens in diesem Punkt angegeben, weil es noch die zusätzliche Information enthält, in welche der beiden Umlaufrichtungen sich das Teilchen auf der Helixbahn bewegt. Das Vorzeichen von r_{DCA} wird dann verwendet, um die hierdurch entstehende Mehrdeutigkeit, ob die Strahlachse innerhalb oder außerhalb der Helix liegt, aufzulösen.

Um die Helix zu finden, wird zunächst[3] aus jeweils drei nahe zusammenliegenden Treffern ein minimales Spurstück gebildet. Durch Hinzunahme von immer mehr Einzeltreffern werden diese Spurstücke dann soweit es geht in beide Richtungen verlängert. Dabei wird immer wieder die Form der Spurstücke durch Fits an die Kreisbahn in der r-ϕ-Ebene optimiert, wie man sie bei einem geladenen Teilchen in einem homogenen Magnetfeld erwartet. Diese Schritte finden noch ohne Berücksichtigung der z-Koordinaten der Einzeltreffer statt.

Aus diesen verlängerten Spurstücken, die noch aus jeweils nur einem einzelnen Segment einer der beiden Kammern stammen, werden dann in mehreren weiteren Schritten Spurhypothesen gebildet, die auch über Grenzen von Driftzellen hinweg und später auch von Kammer zu Kammer reichen können.

Stellt sich während der immer weiter ausholenden Erweiterung der Spurstükke heraus, dass eines einen Knick enthält, wird die Knickstelle bestimmt, und das Spurstück dort in zwei Teile aufgebrochen, die im weiteren Ablauf getrennt weiterverlängert werden.

Sind die Spurstücke dann zur maximalen Länge extrapoliert, werden schließlich auch noch die Informationen aus der z-Koordinatenbestimmung verwertet. Hierzu wird die Spurhelix in eine Ebene aus z und der Bogenlänge in r-ϕ abgewickelt, und dort eine Geradengleichung angepasst, um die noch fehlenden Parameter der Helix, also z_{DCA} und θ, zu bestimmen.

Außerdem wird aus besonders guten Spuren der ersten Events eines Laufs von HERA[4] die z-Position des primären Wechselwirkungspunktes für jedes Ereignis

[2]Dieser minimierte Abstand wird meist nur kurz als „DCA“ geschrieben, nach dem englischen Ausdruck „**D**istance of **C**losest **A**pproach“. Mitunter wird dieselbe Abkürzung auch verwendet, um den Punkt größter Annäherung zu bezeichnen.

[3]Für Details und weitere Literaturverweise siehe [6].

[4]Gemeint ist hier ein Durchlauf, der mit der Einfüllung beider Teilchensorten aus den Vorbeschleunigern beginnt, und nach der Beschleunigung dieser Teilchen auf die geforderte Energie

bestimmt. Aus der während jeweils eines Laufs zeitlich sehr stabilen Beziehung zwischen der z-Position einer Kollision und deren Lage in der x-y-Ebene lässt sich damit der genaue Ort des Vertex ermitteln, indem man Messungen aus dem gesamten Lauf zusammenfasst.

Diese Position wird nun wiederum benutzt, um die Spuren durch Hinzunahme des — festgehaltenen — primären Vertex erneut zu fitten. Dabei reduziert sich die Unsicherheit der Spurparameter beträchtlich, weil der mit großer Genauigkeit bekannte zusätzliche Punkt am primären Vertex vor allem bei relativ großen Kreisradien durch den großen Abstand von den gemessen Drahttreffern den „Hebelarm“ für den Fit stark verbessert.

Alternativ werden Paare entgegengesetzt geladener Spuren auf einen eventuell anderen Vertex angepasst. Auf diese Weise werden sekundäre Vertices, die vor allem bei Zerfällen von Hadronen mit Strangeness (den sogenannten V0) sowie bei der Konversion von Photonen an Atomkernen (Paarbildung) entstehen, ermittelt. Um den Anteil an falschen Ergebnissen zu reduzieren, wird dabei als zusätzliche Zwangsbedingung gefordert, dass das hypothetische zerfallene Teilchen aus der Richtung vom Hauptvertext kommt.

3.2 Rekonstruktion des Energieverlusts

Die mit den Rohdaten aufgezeichneten Informationen zur Ladungsdeposition der einzelnen Drahttreffer werden für jede rekonstruierte Spur zu einem Maß des Energieverlusts pro Wegstrecke verrechnet.

Um diese Daten verwendbar zu machen, sind für jeden einzelnen Draht Kalibrationen vorzunehmen, die die Länge des Spurstücks innerhalb des sensitiven Volumens dieses Drahts, abhängig von Richtung und Abstand der Spur vom Draht, sowie den Verstärkungsfaktor bestimmen. Außerdem sind noch zeitabhängige Effekte zu berücksichtigen, insbesondere durch Veränderung der Hochspannungseinstellungen der Kammer. Letztere werden während der Datennahme durch Mitführung gleitender Mittelwerte für die mittlere Verstärkung der Kammer durchgeführt.

Sind die gemessenen Ladungen der Einzeltreffer auf diese Weise korrigiert, kann daraus der mittlere Energieverlust der Spur ermittelt werden. Bei H1 werden dazu (seit 1995) die beiden folgenden Verfahren verwendet. Beide arbeiten dabei nur auf Treffern einer Spur, die eindeutig dieser Spur zuzuordnen sind. Ausgeschlossen werden dabei insbesondere solche Treffer, die nahe an Kreuzungspunkten von Spuren liegen, und die daher eventuell auch der anderen Spur an dieser Kreuzung

und einer Optimierung von Strahlform und -lage bis zum Verlust der Teilchen oder dem Abbruch des Laufs reicht.

zuzuordenen wären.

- Aus den Treffern wird der Mittelwert der transformierten Größe $1/\sqrt{(dE/dx)}$ gebildet. Die Transformation dient dabei der Unterdrückung der Ausläufer der theoretisch zu erwartenden Landau-Verteilung der Einzelmessungen, indem sie eine fast symmetrische Verteilung erzeugt, die einer Gauß-Verteilung recht nahekommt. Als Energieverlust der Spur wird dann der zurücktransformierte Wert angegeben.

- Die zweite, Methode[5] verwendet einen spezialisierten Maximum-Likelihood-Fit der Verteilung von Einzeldraht-Messungen direkt an die theoretisch zu erwartende Landau-Verteilung.

Die zweite Methode liefert in den für die Offline-Analyse zugänglichen, reduzierten Datensätzen[6] sichtbar bessere Ergebnisse. Sie ist aber erst ab den Daten von 1995 angewendet worden. Daher habe ich für die Daten des Jahres 1994 die Ergebnisse der ersten, sonst der zweiten Methode verwendet.

[5]Ich nenne sie nach ihrem Autor im Folgenden „Lubimov-Methode“. Sie ist beschrieben in [10]

[6]Den sogenannten „DST“, nach dem englischen Begriff **D**ata **S**ummary **T**apes.

Kapitel 4

Selektion zu verwendender Messdaten

Aus den von der Standard-Rekonstruktion gelieferten Daten gilt es nun, diejenigen herauszusuchen, die zur weiteren Analyse herangezogen werden sollen. Diese Wahl kann zum einen ganze Ereignisse verwerfen, oder auch Spuren oder Vertices.

4.1 Ereignis-Auswahl

Da sich Ereignisse mit Beteiligung von Paaren charmtragender Hadronen in keiner Weise[1] besonders klar von anderen, weitaus häufigeren Ereignisklassen abheben, ist es nur schwer möglich, Ereignisse im Rahmen von einfachen Tests in die Analyse aufzunehmen bzw. sie zu überspringen. Die existierenden Verfahren zur Ereignisklassifikation, wie sie von der H1 Kollaboration bereitgestellt werden, beruhen aus diesem Grund ab 1996 teilweise auf einer groben, vorläufigen Rekonstruktion von expliziten Zerfallskanälen. Da die in dieser Arbeit betrachteten Zerfälle von den vorhandenen Tests bis auf wenige Ausnahmen nicht abgedeckt werden, kann ich diese Klassifikation, wenn überhaupt, nur sehr eingeschränkt verwenden.

Außer dieser Vor-Analyse, also insbesondere in den Jahren vor 1995, wird zur Klassifikation nur eine Mindestanzahl Spuren in den Jetkammern mit bestimmten Eigenschaften (Mindestwerte für Transversalimpuls, Anzahl der gemessenen Drahttreffer und ähnliches) gefordert.

Ansonsten bleibt eigentlich als einziges Kriterium, das es erzwingen würde, ein-

[1] Zumindest in keiner bekannten Weise, die einfach genug wäre, um als Trigger-Verfahren mit den dafür verfügbaren unvollständig rekonstruierten Messdaten des H1-Detektors implementiert zu werden.

zelne Ereignisse zu verwerfen, die Abfrage, ob denn die zentralen Spurkammern zum betreffenden Zeitpunkt überhaupt in Betrieb waren. Implizit schließe ich solche Ereignisse schon dadurch aus, dass meine Analyse grundsätzlich auf gemessenen Spuren und Vertices beruht. Falls also die zentralen Spurkammern abgeschaltet waren, bricht meine Analyseroutine mangels gemessener Spuren direkt ab.

Ein expliziter Ausschluss solcher Ereignisse würde hingegen erst dann wirklich wichtig, wenn man Wirkungsquerschnitte bilden wollte, da man diese komplett ungenutzten Ereignisse bei der Berechnung der verwendeten Luminosität berücksichtigen müsste. Da ich leider keine Ergebnisse erhalten habe, die die Berechnung eines Wirkungsquerschnitts erlauben würden, erübrigt sich das aber.

4.2 Allgemeine Kriterien zur Spurauswahl

Die gemessenen Spuren durchlaufen ein Auswahlverfahren, um falsch oder ungenau gemessene Spuren, soweit möglich, auszuschließen.

4.2.1 Quellen von Mehrdeutigkeit bei der Spurbestimmung

Die Standardrekonstruktion liefert eine Liste von Spurkandidaten, von denen jeweils mehrere durch entsprechende Verkettung miteinander als unterschiedliche Hypothesen zur selben Spur gekennzeichnet sind[2]. Zunächst ist wichtig, festzustellen, woher überhaupt die verschiedenen Hypothesen kommen.

Die Hauptquelle für zusätzliche Hypothesen ist die Unsicherheit, ob eine Spur direkt (innerhalb der Ortsauflösung) vom Hauptvertex ausgegangen ist, oder ob sie von einem sekundären Prozess stammt. Da neben der Vertexposition auch die Parameter der beteiligten Spuren dabei neu angepasst werden, erhält man je nach Vertex leicht verschiedene Parametersätze für die selbe Spur.

Weitere Quelle von Mehrdeutigkeit ist das in dieser Arbeit weiter nicht verwendete Spurkammersystem in Vorwärtsrichtung. Bei Teilchen, die auch diese Kammern durchlaufen, werden (bis zu) drei Hypothesen in den Ergebnisdateien abgelegt, in die die Treffer nur im zentralen, nur im vorderen, oder in beiden Spurkammersystemen eingehen.

Um nun in dieser großen Menge von Spuren, die teilweise in mehreren Hypothesen vorliegen, diejenigen zu isolieren, die ich im weiteren verwende, benötige ich ein

[2]Solche zusammengehörigen Gruppen von Hypothesen werden im Folgenden meist nur kurz als „Kette“ bezeichnet.

Kriterium, um gute von weniger guten Hypothesen unterscheiden zu können.

Bei der Beurteilung von Verfahren zur Spur- und Vertexrekonstruktion benutze ich dabei den V0-Zerfall $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$ für die Auswahl des geeignetsten Weges. Grundlage ist dabei die Verteilung der invarianten Masse, die sich gemäß folgender Formeln aus den gemessenen Impulsen $\vec{p}_i$ und den Massen der beiden Teilchen m_i (hier also jeweils der Pionmasse) berechnet:

$$\begin{aligned} E_i &= \sqrt{m_i^2 + \vec{p}_i^2} \qquad (i = 1, 2) \\ m_{\pi^+\pi^-} &= \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \end{aligned} \tag{4.1}$$

An die Verteilung dieser invarianten Masse wird dann eine Funktion angepasst, die aus einer Summe einer Gauß'schen oder verwandten Funktion für die Signalregion und einem (meist linearen) Polynom zur Beschreibung des Untergrunds besteht. Als Zahlenwerte zur Beurteilung kommen danach besonders zwei in Frage:

1. Die Anzahl von K_S^0, ermittelt als Fläche unter dem Signal-Anteil der Fitfunktion. Die Wahl einer geeigneten Beschreibung der Signalform wird in Kapitel 5 noch näher erläutert.

2. Das Verhältnis der Signal- zur Untergrundhöhe. Das Verhältnis wird dabei nicht etwa aus den Flächen innerhalb einer festen, oder gar mit der Signalbreite gekoppelten Region (wie z.B. „3 σ") um das Zentrum, sondern direkt anhand der Amplituden von Signal und Untergrund an der Stelle des maximalen Signals bestimmt.

4.2.2 Erste Ausschlußkriterien

Als erstes verwerfe ich grundsätzlich alle Spurhypothesen, die unter Verwendung von Treffern im Vorwärtsspurkammersystem entstanden sind. Der Grund für diesen Schritt ist, dass diese Spurkammern ihre ursprünglich geplante Leistungsfähigkeit nie ganz erreicht haben. Das ist nicht zuletzt auf die gegenüber den Designwerten deutlich erhöhte Massenbelegung in der Endkappe der CJC-Kammern zurückzuführen. Diese in Flugrichtung der Teilchen *vor* Eintritt in die Vorwärtskammern liegende Massenbelegung führt durch vermehrte Vielfachstreuung und die ersten Stufen der Bildung eines elektromagnetischen Schauers zu einer erhöhten Spurmultiplizität. Diese behindert die Rekonstruktion von Spuren im Vorwärtsdetektor erheblich, zumal dieser aufgrund seiner Konstruktion besonders bei lokal überhöhter Multiplizität stark an Effizienz einbüßt. Außerdem lässt sich durch die Streuung die Richtung der Teilchen nicht mehr ausreichend zuverlässig bestimmen, was auch bei der Verbindung von zentralen und Vorwärts-Spuren hinderlich ist.

Desweiteren betrachte ich nur geladene Spuren — bei der Rekonstruktion werden auch für die laut Rekonstruktionsergebnis an einem sekundären Vertex zerfallenen, neutralen Teilchen Spurhypothesen abgespeichert, die ich aber nicht verwende, weil die geladenen Tochterspuren ohnehin bei der Abarbeitung der Liste von geladenen Primärspuren mit berücksichtigt werden müssen. So kommt man mit einer einzigen Routine aus, die als erster Schritt einer Zerfalls-Rekonstruktion zwei geladene Spuren entgegennimmt, und aus deren Impulsen und sonstigen Parametern die invariante Masse, den Impuls und andere Eigenschaften eines hypothetischen Teilchens ermittelt, aus dessen Zerfall diese beiden Spuren stammen könnten.

Außerdem werden alle Spuren von Vertices verworfen, die in z-Richtung mehr als 50 cm vom nominellen Wechselwirkunspunkt entfernt liegen. Das kommt nur selten vor, und die wenigen Male, wo es doch vorkommt, sind noch dazu in der Mehrzahl auf fehlerhaft rekonstruierte Ereignisse zurückzuführen sowie auf Untergrund aus unerwünschen Strahl-Restgas-Wechselwirkungen, die man gleichmäßig über alle z-Werte verteilt erwartet. Wie in Bild 4.1 zu sehen ist, ist die Verteilung bei ±50 Zentimetern schon so weit abgefallen, dass durch diesen Schnitt sicherlich keine nennenswerten Mengen an Daten verworfen werden.

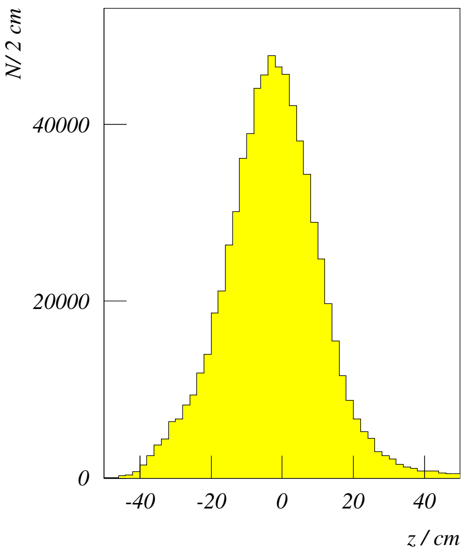

Abbildung 4.1: Z-Position von benutzten primären Vertices, in den H1-Gesamtdaten von 1996

4.2.3 Qualitätsmaximierung

Von den verbliebenen Hypothesen wird nun aus jeder Kette diejenige ausgewählt, deren „Qualität" am größten ist. Diese Qualität wird durch eine Bewertungsfunktion festgelegt, die zu einer gegebenen Hypothese eine Zahl liefert, die um so größer ausfällt, je besser die Hypothese gemessen wurde (falls die Größe bessere Ergebnisse durch kleinere Werte ausdrückt, wurde sie mit -1 multipliziert, um die Optimum-Suchroutine nicht zu verwirren). Getestet habe ich folgende Kriterien:

- Bruchteil der Treffer, die beim Übergang vom Kreis- zum Helixfit verworfen werden mußten, im folgenden kurz „Bruchteil ungenutzter Hits"
- relativer Fehler des gemessen Transversalimpulses, kurz Δp_t
- Anzahl der Treffer im gesamten zentralen Spurkammersystem, die zu dieser Hypothese beigetragen haben
- Anzahl der Treffer in den Jetkammern in dieser Hypothese
- χ^2 pro Freiheitsgrad[3] des Fits, aus dem diese Hypothese stammt

Auch verschiedene Kombinationen dieser Kriterien habe ich ausprobiert, wobei durch entsprechende Gewichtung jeweils Bewertungen der Form „(nur) wenn Kriterium A für beide Spuren gleich war, dann gibt Kriterium B den Ausschlag" konstruiert wurden.

Nach verschiedenen Studien mit diesen Bewertungsfunktionen am K^0_S-Zerfall (hierzu siehe auch die Verteilungen in Bild 4.2) habe ich schließlich folgende Variante gewählt: Bruchteil ungenutzter Hits, falls diese gleich sind, relativer Fehler im Transversalimpuls.

Da es vielleicht unnatürlich wirkt, irgend etwas anderes als die Fitqualität selbst, ausgedrückt durch das χ^2/ndf, zur Bewertung zu verwenden, möchte ich direkt hinzufügen, dass sich speziell mit diesem Kriterium unerwünschte Probleme dadurch ergeben, dass die Hypothesen aus zwei deutlich unterschiedlichen Arten von Fits stammen. Für diejenigen Hypothesen, die auf den festgehaltenen primären Vertex gefittet wurden, erwartet man andere Eigenschaften als jene von sekundären Vertices. Bei letzteren werden ja jeweils zwei Spurhypothesen und der Ort des sekundären Vertex *gemeinsam* angepasst, wodurch also sowohl die Anzahl der zugrundeliegenden Drahttreffer, als auch die Anzahl und auch die Art der anzupassenden Parameter verschieden sind. Diese Einschätzung wird durch die tatsächlichen Verteilung von χ^2 in Bild 4.3 bestätigt.

[3] Im folgenden kurz mit χ^2/ndf bezeichnet, nach dem Englischen '**N**umber of **D**egrees of **F**reedom'

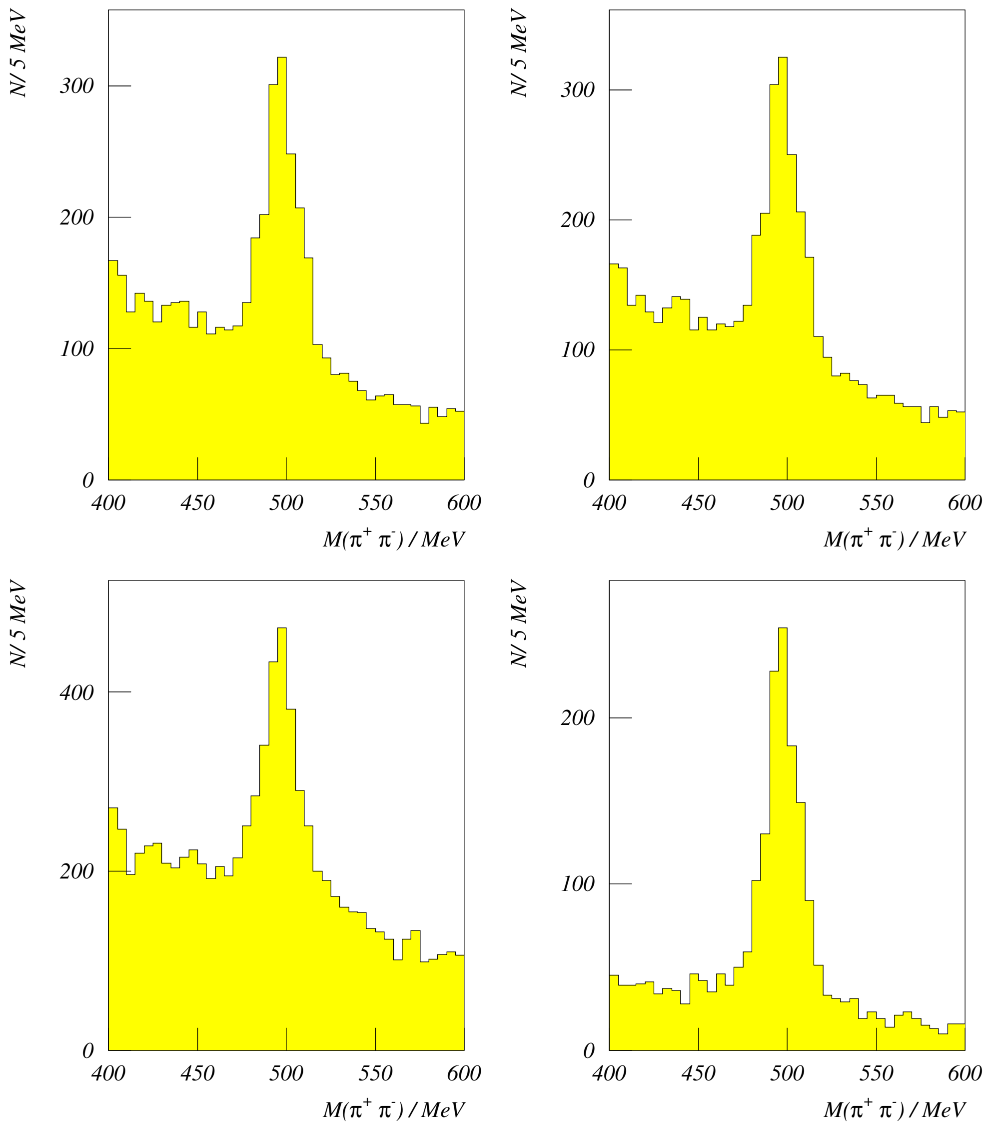

Abbildung 4.2: Darstellung der Wirkung verschiedener Qualitätsfunktionen, am Beispiel des Zerfalls $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$. Die Verteilungen entstanden mit den Funktionen Δp_t links oben, Anzahl Hits (bei Gleichheit Δp_t) rechts oben, χ^2 links unten, und Bruchteil ungenutzter Hits (bei Gleichheit Δp_t) rechts unten. Alle vier benutzen nur Siegervertices ($\to$ Abschnitt 4.2.4) und per Likelihood-Methode identifizierte Pionen ($\to$ Abschnitt 4.3) aus 100.000 Ereignissen von Mitte Oktober 1996

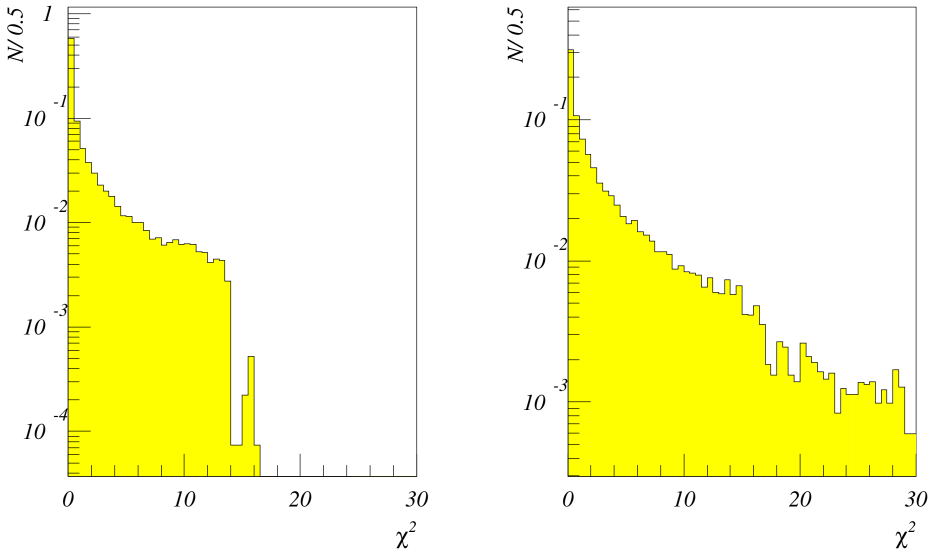

Abbildung 4.3: Verteilung von χ^2 für verschiedene Spurtypen, auf den selben Daten wie in Bild 4.2. Links die Verteilung für sekundäre Spuren, rechts die für primäre Spuren. Bei den sekundären Spuren ist deutlich ein Abbruch bei $\chi^2 = 14$ zu erkennen, der von einem entsprechenden Abschneide-Kriterium in der Sekundärvertex-Fitroutine herrührt.

4.2.4 Rückgewinnung verworfener Spurhypothesen

Da ich in der weiteren Analyse weitestgehend ausschließlich die Spurhypothesen verwende, die in ihren Hypothesenketten die höchste Qualitätsbewertung erhalten haben — ich nenne sie kurz „Siegerhypothesen“ — ergibt sich eine neue Schwierigkeit bei den sekundären Vertices. Es kommt nämlich ausnehmend häufig vor, dass von den zwei Hypothesen, die einen solchen Vertex bilden, nur eine eine Siegerhypothese ist — dies ist sogar häufiger als der Fall, dass zwei Siegerhypothesen an einem Vertex zusammentreffen. Damit steht man vor der Wahl zwischen folgenden Alternativen:

1. Verwirf in solchen Fälle die Siegerhypothese und den sekundären Vertex. Um keine Spuren zu verlieren, wäre die gesamte Kette, aus der die verworfene Hypothese stammt, neu zu bewerten, um nun eine der verbleibenden Hypothesen zur Siegerin zu erklären. Da hierbei erneut Vertices mit genau einer sekundären Hypothese entstehen können, die dann wiederum verworfen würden, können trotzdem noch Spuren oder Vertices letzlich komplett verworfen werden. Dies gilt selbst dann, wenn es durchaus brauchbare Wahl-Kombinationen von Hypothesen gegeben hätte. Solche Kombinatio-

nen zu finden dürfte aber algorithmisch schwer zu erreichen sein.

2. Falls innerhalb der Kette der gefundenen sekundären Siegerhypothese auch Hypothesen zum primären Vertex existieren, verwirf den Vertex und die sekundäre Hypothese, und nimm stattdessen die Hypothese vom primären Vertex.

3. Nimm, entgegen der allgemeinen Regel, in diesem Fall die Nicht-Siegerhypothese zu diesem Vertex doch wieder dazu. Dadurch kann es allerdings zur Mehrfachverwendung von Spuren kommen. Um dem vorzubeugen, muß man später jeweils alle zu einem Teilchenzerfall kombinierten Spuren auf Doppelzählung prüfen, falls ein mit dieser Methode wiedergewonnener sekundärer Vertex beteiligt war.

Da es mir in dieser Analyse eher auf eine große Anzahl von rekonstruierten V0-Kandidaten (und damit letztlich auch von Kandidaten für Λ_c-Zerfälle) als auf das absolute Optimum an Signalreinheit ankommt, habe ich mich für eine Kombination der beiden letzten Methoden entschieden. Dabei wird falls möglich Regel 2, ansonsten Regel 3 angewendet. Im Mittel[4] stellte sich dabei heraus, dass Regel 3 etwa 10 mal so häufig angewendet wurde wie Regel 2.

Um den Qualitäts-Unterschied zwischen sekundären Vertices mit zwei direkten Siegerhypothesen (im Folgenden „Siegervertices“ gennannt) und solchen aus dem Rückgewinnungsverfahren gemäß Regel 3 ($\rightarrow$ „Verlierervertices“) zu verdeutlichen, habe ich in Bild 4.4 die Massenverteilung von Spurpaaren aus sekundären Vertices dargestellt, einmal mit Sieger-, einmal mit Verlierervertices. Die Spuren sind dabei mit der (noch zu besprechenden) dE/dx-Likelihood-Methode als mögliche Pionen identifiziert worden. Die erwartete Häufung vom K^0_S-Zerfall ist in beiden Fällen klar zu sehen. Man erkennt auch recht deutlich, dass die Verlierervertices ein schlechteres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis aufweisen als die aus Siegervertices erhaltenen K^0_S-Kandidaten.

Die Verlierervertices liefern aber immerhin noch einen signifikanten Beitrag zum Signal, so dass es nicht angebracht erscheint, sie generell zu verwerfen. Die Entscheidung, rückgewonnene Verlierervertices mit zu berücksichtigen oder nicht, kann daher meines Erachtens nicht global getroffen werden, sondern muss für jeden Zerfallskanal neu erfolgen, je nachdem, ob der jeweilige Zerfallskanal eher von der besseren Reinheit der Siegervertices, oder der zusätzlichen Statistik durch Hinzunahme der Verlierer profitiert.

[4] Gemittelt wurde dabei über die Gesamt-Daten von 1996.

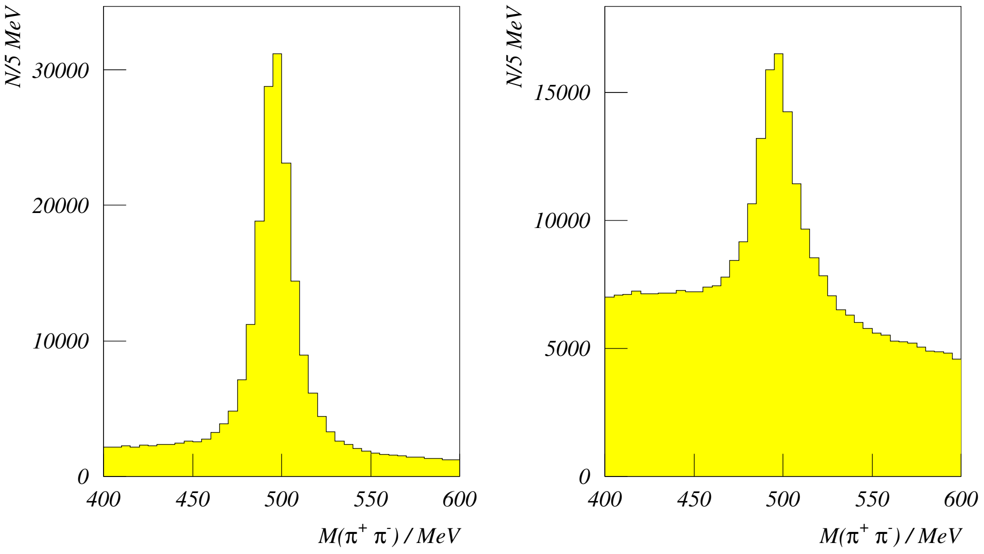

Abbildung 4.4: Unterschied der Qualität zwischen Sieger- (links) und Verlierer-vertices (rechts). Gezeigt ist das Signal des K_S^0-Zerfalls in zwei geladene Pionen, auf den H1-Daten von 1996. Die dE/dx-Teilchenidentifikation wurde mittels Likelihoods vorgenommen (siehe Abschnitt 4.3)

4.3 Teilchenidentifikation

Da, wie schon angesprochen, die Ereignisse mit Produktion von charmtragenden Hadronen sich weder topologisch noch kinematisch ausreichend von anderen Ereignistypen trennen lassen, hat man mit enorm hohem Untergrund bei der Rekonstruktion zu kämpfen. Besonders hoch ist dieser Untergrund bei Zerfällen ohne Beteiligung von V0-Teilchen. Allein durch die Forderung mindestens eines gefundenen V0 mit einigen Qualitätsschnitten reduziert sich nämlich die Anzahl der Ereignisse um einen Faktor zwischen 5 und 6, was bedeutet, dass bei ansonsten gleichen Bedingungen eine Analyse ohne V0-Beteiligung um eben diesen Faktor höheren Untergrund zu verkraften hat.

Nun ist ein großer Teil des Untergrunds darauf zurückzuführen, dass man zu einem gegebenen Satz von n Spuren alle Möglichkeiten durchprobieren muß, die Spuren den beteiligten Zerfallsteilchen zuzuordnen. Diese Untergrund-Quelle lässt sich reduzieren, wenn man bei möglichst vielen Spuren herausfindet, welche Teilchensorten diese hervorgerufen haben könnten.

Hier kommt nun die Messung des Energieverlusts pro Wegstrecke im Kammergas, kurz dE/dx, zum Tragen. Nach Bethe [7] und Bloch [8] hat man einen direkten Zusammenhang zwischen dem mittleren Energieverlust eines Teilchens und seiner

Geschwindigkeit β:[5]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A z^2 e^4}{m_e \beta^2} \frac{Z}{A} \left(\ln \left(\frac{2 m_e \beta^2}{I\left(1-\beta^2\right)} \right) - \beta^2 \right) \tag{4.2}$$

In diese Formel gehen außer β und der Ladung des Teilchens z nur Eigenschaften des durchdrungenen Materials (Kernladung Z, Massenzahl A, mittlere Ionisationsenergie pro Elektron I) und universelle Konstanten (Elektronenmasse m_e, Elementarladung e, Avogadrozahl N_A) ein. Prinzipiell hat man damit, in Kombination mit der Impulsmessung, eine von der Teilchenmasse, sprich, von der Teilchensorte abhängige Größe, die die Identifikation eines Teilchens gestatten sollte. Schaut man sich nun die tatsächliche Verteilung von dE/dx-Messwerten gegen den Impuls bei H1 in Bild 4.5 an, sieht man, dass die praktische Umsetzung an mehreren Stellen schwierig wird:

- Ab ca. 1 GeV laufen die Bänder der einzelnen Teilchensorten vollständig ineinander. Für solche Spuren ist also keine Unterscheidbarkeit mehr zu erwarten.
- Die Messung ist mit recht großen Fehlern behaftet, so dass selbst unterhalb des Vereinigungs-Gebiets bei vielen Spuren keine sichere Identifikation möglich sein wird. So ist zum Beispiel das eigentlich zu erwartende Band von Elektronenspuren überhaupt nicht zu erkennen, außer vielleicht unterhalb des Anstiegs des Pionenbandes bei sehr kleinen Impulsen.

Aus diesen Gründen kann man leider nicht einfach jeder Spur eine aus der Liste der in Frage kommenden Teilchensorten (Proton, Kaon, Pion, Myon, Elektron, Deuteron) sicher zuordnen, sondern kann nur manche von ihnen als Möglichkeit ausschließen. Dazu verwende ich eine Testroutine, die für eine gegebene Spur und eine gegebene Teilchensorte prüft, ob die dE/dx-Messung dieser Spur mit dieser Teilchensorte verträglich ist.

Zwei Ansätze stehen hier zur Verfügung. Der einfachere von beiden besteht darin, abhängig von Teilchensorte und gegebenem Impuls ein Intervall festzulegen, in dem dE/dx liegen muß, damit diese Zuordnung einer Teilchensorte akzeptiert wird. Die alternative Methode verwendet statt der direkten dE/dx-Messung die „Likelihood“ (entspricht näherungsweise einer Wahrscheinlichkeit) dafür, dass eine Teilchenspur der angenommenen Sorte die vorliegenden Meßwerte für Impuls und dE/dx liefert, und fordert einen Mindestwert dieser Größe. Beide Methoden werden im Folgenden im Einzelnen erläutert.

[5]Beachte: auch hier $\hbar = c = 1$!

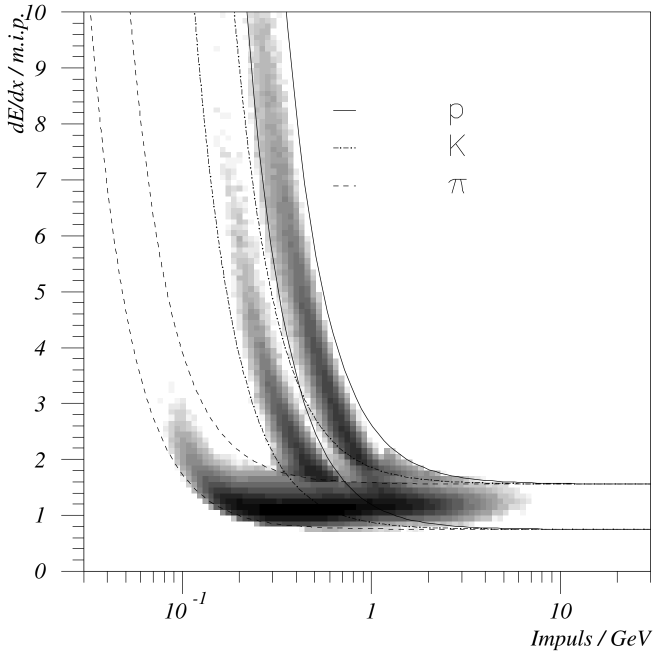

Abbildung 4.5: Energieverlust geladener Spuren, ermittelt nach der „Lubimov-Methode", in Abhängigkeit vom Impuls, auf den Gesamtdaten von 1996. Gezeigt sind nur Spuren mit mindestens 20 Treffern zur dE/dx-Bestimmung, die von der weiter hinten in der Arbeit beschriebenen Likelihood-Methode als kompatibel mit mindestens einer der Teilchensorten Pion, Kaon und Proton ermittelt wurden. Die Schwärzungsskala ist logarithmisch. Die eingezeichneten Schnittkurven sind die für diese Daten angewendeten aus der ebenfalls noch zu besprechenden Schnittkurven-Methode.

4.3.1 Schnittkurven-Methode

Die vom Impuls und der Teilchensorte abhängigen Intervalle, innerhalb derer dE/dx-Meßwerte liegen dürfen, stellen sich grafisch als Funktionenpaare dar. Für jede Teilchensorte gibt es dabei ein Paar von Funktionen. Da nun die Unterscheidung verschiedener Teilchensorten bei H1, wie man in Bild klar erkennen kann, wohl sowieso nur im steil abfallenden Anfangsteil der einzelnen Kurven gelingen kann, lässt sich die volle Bethe-Bloch-Funktion für den Zweck dieser Methode durch die folgende sehr einfache Näherung ersetzen, bei der im Wesentlichen nur der logarithmische Term, der den Wiederanstieg bei hohen Impulsen beschreibt, weggelassen ist.

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = A\beta^{-2} + B \tag{4.3}$$

Um nun ein Akzeptanzintervall zu definieren, verwende ich zwei Kurven der Form von Glg. 4.3, die die obere und untere Intervallgrenze darstellen, mit Konstanten A_{max} und B_{max} bzw. A_{min} und B_{min}.

Da der Impuls p proportional zu $\beta\gamma$ ist, und $\gamma \equiv (1-\beta^2)^{-1/2}$ im Bereich, in dem die β^{-2}-Näherung überhaupt gültig ist, nur im Bereich zwischen 1 und ungefähr 4 variiert[6], könnte man nun noch weiter vereinfachen, in dem man p proportional zu β nähert, mit je nach Teilchensorte anderer Konstante A.

Ich habe mich aber stattdessen für eine andere Variante entschieden. Der Test einer Spur erfolgt dabei nacheinander für alle drei Teilchensorten. Für jede der Sorten wird der gemessene Impuls p mit der Masse von Teilchen dieser Sorte verrechnet, und so β^{-2} ermittelt:

$$\begin{aligned} p &= m\beta\gamma \\ \left(\frac{p}{m}\right)^2 &= \frac{\beta^2}{1-\beta^2} = \frac{1}{\frac{1}{\beta^2}-1} \\ \frac{1}{\beta^2} &= 1+\left(\frac{m}{p}\right)^2 \end{aligned}$$

Nun wird dieser Wert für β^{-2} in Gleichung 4.3 eingesetzt, nacheinander mit den Parametern A und B für die obere und die untere Schranke. Liegt das gemessene dE/dx innerhalb dieser beiden Schranken, wird die Spur als verträglich mit der betrachteten Teilchensorte markiert. Anhand dieser einmal erstellten Markierungen werden später alle Tests, ob es sich bei einer bestimmten Spur um, zum Beispiel, ein Proton handeln könnte, vorgenommen.

Es stellt sich desweiteren heraus, dass man die Kalibration dieser Schnittfunktionen für jede Datennahmeperiode neu durchführen muß. Außerdem stimmt die Kalibration für simulierte Ereignisse[7] nicht mit der von gemessenen Daten überein, so dass auch hier eine getrennte Kalibration nötig wird. Die verwendeten Kalibrationskonstanten sind in Tabelle 4.1 aufgeführt; Bild 4.6 zeigt sie in einem gemeinsamen Graphen, der auch die Unterschiede klar aufzeigt.

4.3.2 Likelihood-Methode

Eine möglicherweise wesentliche Information wird bei der bisher besprochenen Methode mittels Schnittfunktionen kaum ausgenützt, und zwar, dass die ein-

[6]Das Minimum der vollen Bethe-Bloch-Kurve liegt bei $\beta\gamma \approx 4$, das entspricht einem γ von ebenfalls ungefähr 4

[7]Abkürzend „MC“ genannt, nach dem zugrundeliegenden Verfahren, der **M**onte-**C**arlo-Methode.

Datensatz	A_{min}	B_{min}	A_{max}	B_{max}
MC 1994	0,7	0,0	0,9	0,5
MC 1995	0,7	0,0	0,9	0,5
Daten 1994	0,4	0,2	0,7	0,8
Daten 1995	0,4	0,5	0,6	0,7
Daten 1996	0,5	0,25	1.2	0,36

Tabelle 4.1: Kalibrationskonstanten der dE/dx-Schnittkurvenmethode

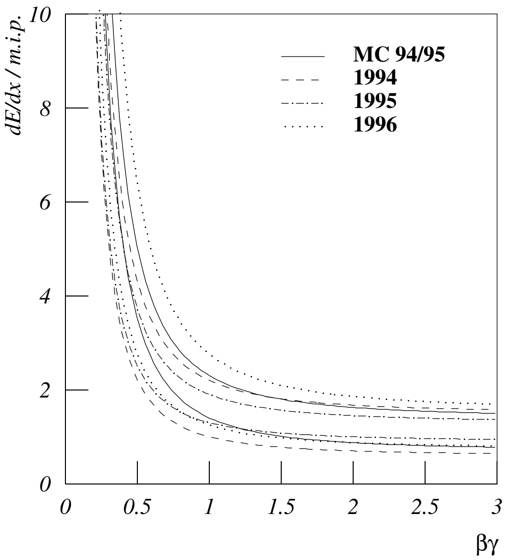

Abbildung 4.6: Die Schnittkurven-Paare für verschiedene Datensätze. Gezeigt sind jeweils die obere und untere Schnittkurve für Monte-Carlo-Datensätze (durchgezogen), und Messdaten von 1994 (gestrichelt), 1995 (strichpunktiert) und 1996 (punktiert).

zelnen Spuren durchaus unterschiedlich genau gemessene Energieverluste haben können. Die Schnittgeraden müssen daher recht großzügig gelegt werden, um auch bei relativ schlecht gemessenen Spuren noch zu einer positiven Identifikation zu kommen. Bei Spuren mit genauer bekanntem Energieverlust könnte man dagegen prinzipiell deutlich schärfer schneiden. Das würde dann auch in Impulsbereichen, wo die relativ breiten Bänder der Schnittkurvenmethode schon ineinanderlaufen, für wirklich gute Spuren doch noch eine Identifikation erlauben.

Um die zusätzliche Information aus dem Fehler von dE/dx zu nutzen, verwende ich das Likelihood-Verfahren[8], wie es z.B. in [11] beschrieben ist.

Zunächst berechnet man dazu für alle Teilchensorten (Index i) die Größe χ_i^2 nach folgender Formel, die im Wesentlichen der Definition entspricht, wie man sie in der Methode der kleinsten Quadrate benutzt (außer dem zusätzlichen Fehler des Theoriewerts, der quadratisch zum Messfehler addiert ist).

$$\chi_i^2 := \frac{(X_{Messung} - X_{i,Theorie})^2}{\sigma^2_{X_{Messung}} + \sigma^2_{X_{i,Theorie}}} \tag{4.4}$$

X ist hierbei die betrachtete Meßgröße, hier also dE/dx. $X_{Theorie}$ ist der Theoriewert, der hier aus einer fast unveränderten Bethe-Bloch-Kurve berechnet wird, deren Parameter an den tatsächlichen Verlauf der H1-Daten angepasst sind. Verwendet wird folgende Funktionsform aus [13], mit den in Tabelle 4.2 angegebenen Parametern für die verschiedenen Datennahmeperioden.

$$X_{i,Theorie}(p) \equiv A\beta^{-2} + B\beta^{-2}\log(\beta\gamma) - C \quad \text{mit} \quad \beta \equiv \beta_i(p) \tag{4.5}$$

Datensatz	A	B	C
Daten 1994	0,7	0,19	0,05
Daten ab 1995	1,08	0,18	0,26

Tabelle 4.2: Kalibrationskonstanten der Bethe-Bloch-Funktion für die Likelihood-Methode

Nun werden noch die Fehler von Messung und Theoriewert benötigt. Der Fehler der Messung ist im Wesentlichen ein rein statistischer Fehler. Da das gemessene dE/dx ein Mittelwert der Messungen an den einzelnen getroffenen Signaldrähten ist, sollte dessen relativer Fehler umgekehrt proportional sein zur Wurzel der Anzahl Messungen, über die gemittelt wurde.

Diese Beziehung lässt sich am direktesten mit Spuren geladener Pionen ermitteln, die Impulse in der Umgebung des Minimums der Bethe-Bloch-Kurve haben, da diese alle näherungsweise den gleichen Energieverlust haben, und die Anzahl von Spuren in diesem Bereich allein die für die folgenden Schritte benötigte Menge an Statistik schon ohne weiteres zu liefern vermag.

Trägt man nun für verschiedene Trefferzahlen jeweils die Verteilung von dE/dx auf (siehe Bild 4.7), kann man den (statistischen) Fehler der dE/dx-Messung bestimmen.

[8]Nicht zu verwechseln mit der Maximum-Likelihood-Methode der Kurvenanpassung!

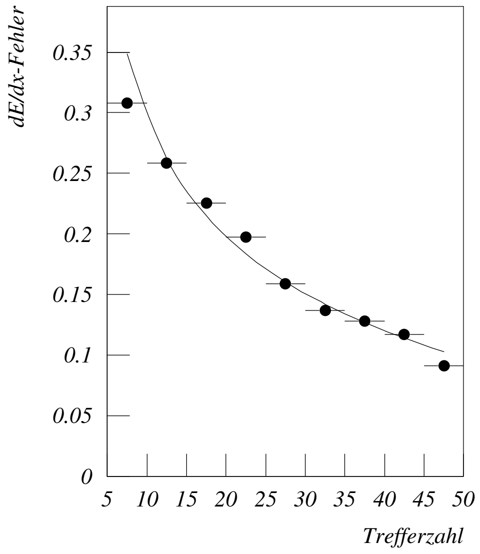

Abbildung 4.7: Abhängigkeit des Messfehlers der dE/dx-Bestimmung für minimalionisierende Pionen von der Anzahl zur Messung verwendeter Treffer. Die Fehler dieser Messpunkte sind ihrerseits so klein, dass sie nicht mehr zu sehen sind.

Parameter	Wert	Fehler
a	0,989	0,027
b	-0,0103	0,0009

Tabelle 4.3: Kalibrationskonstanten des dE/dx-Fehlers

Angepasst wurde hier eine Kurve der Form $\sigma = \sqrt{a/N + b}$, weil der Fehler aus einer Mittelung hervorgeht, also im Wesentlichen proportional zu $1/\sqrt{N}$ sein sollte. Der Fit ergab dabei die in Tabelle 4.3 aufgeführten Werte.

Die andere Komponente des Fehlers für die Berechnung von χ^2, also den Fehler der Theorievorhersage, erhält man durch Fehlerfortpflanzung aus den bei der Spurrekonstruktion bestimmten Fehlern der Impulsmessung. Gegenüber dieser Fehlerquelle sind die Fehler der Parameter der zuvor angepassten Theoriekurve vernachlässigbar, zumal sie alle Spuren gleich betreffen würden, und daher im nun folgenden Rechenschritt teilweise herausnormiert würden.

In diesem nächsten Schritt werden die χ^2-Verteilungen der einzelnen Treffer durch Normal-Verteilungen angenähert. Die so erhaltenen Pseudo-Wahrscheinlichkeiten dafür, dass die Spur den jeweiligen Teilchensorten zuzuordnen ist, werden dann noch normiert, und dabei mit der relativen Häufigkeit N_i der jeweiligen Sorte gewichtet.

$$L'_i \equiv N_i \exp\left(-\frac{1}{2}\chi_i^2\right) \tag{4.6}$$

$$L_i \equiv \frac{L'_i}{\sum_j L'_j} \tag{4.7}$$

Auf das Ergebnis, das hier trotz Verwechslungsgefahr als Likelihood bezeichnet wird, wird dann geschnitten. Eine Teilchensorte gilt dabei als akzeptiert für die gegebene Spur, wenn ihre Likelihood größer als 10 Prozent ist. Wie schon bei der Schnittkurven-Methode wird auch hier die Spur entsprechend markiert.

Leider blieb mir keine Zeit mehr, diese Methode mit dem gleichen Maß an Aufwand zu perfektionieren, insbesondere die Parameter der Theoriefunktion auf optimale Ausbeute hin zu optimieren, das ich vorher auf die Parametrisierung der Schnittkurven der einfacheren Methode verwendet hatte. Ich habe mich daher weitgehend auf die Resultate von [13] verlassen müssen. Hier ließe sich aber sicherlich noch einiges nachträglich verbessern.

Kapitel 5

Kombination und Selektion von V0-Kandidaten

Mit den bisher beschriebenen Verfahren lassen sich die Zerfälle $K^0_S \to \pi^+\pi^-$ und $\Lambda \to p\pi^-$ schon gut aus den Daten heraussuchen. Im Folgenden will ich nun noch einige Verbesserungen vorstellen, die dann die endgültige Version meiner Rekonstruktion von Kanditaten für diese zwei Zerfallskanäle vervollständigen.

5.1 Die Rekonstruktion von K^0_S

Wie man auch an den bisher gezeigten Massenverteilungen zur Bewertung von Einzelschritten des Auswahlverfahrens schon sehen konnte, reicht die Trennschärfe zumindest beim K^0_S aus, um eine recht saubere Erkennung dieses Zerfallskanals zu bekommen. Weitere Schnitte zur Erhöhung der Reinheit, die auf Kosten der Signalgröße gehen würden, erscheinen hier, zumindest im Rahmen der Ziele dieser Analyse, kaum noch nötig. Einzig eine eventuelle *systematische* Kontamination des K^0_S-Signals wäre noch zu entfernen, um am Ende möglichst keine falsch zugeordneten Teilchen in Λ_c-Zerfällen zu verwenden. Eine solche systematische Quelle von Untergrund-Einträgen im K^0_S-Histogramm bilden Λ-Zerfälle, bei denen das Proton nach dem gemessenen dE/dx auch ein Pion sein könnte.

Aus diesem Grund ist noch ein spezieller Schnitt nötig, der sehr wirksam speziell diesen Untergrund unterdrückt. Geschnitten wird dabei auf den Betrag des Impulsanteils eines der beiden Zerfallsteilchen[1] in der Richtung senkrecht zum Impuls des V0, der im folgenden immer als „Querimpuls“, in Formeln als $p_\perp$ bezeichnet ist. Diese Größe wird, da sie *senkrecht* zur Flugrichtung des V0 ge-

[1]Welches der beiden man nimmt, ist gleichgültig, da diese Größe konstruktionsbedingt für beide den gleichen Wert hat

messen wird, vom Lorentzboost zwischen Laborsystem und Ruhesystem des V0 nicht verändert.

Da nun aber bei einem Zwei-Körper-Zerfall der Impulsbetrag der beiden Tochterteilchen im Ruhesystem des zerfallenden Teilchens für jeden Kanal von vorneherein festliegt (er hängt nur von den drei beteiligten Massen ab), ist der Querimpuls nach oben durch diesen bekannten Wert beschränkt. Ist keine Polarisation zu berücksichtigen[2], so bildet der Querimpuls außerdem eine charakteristische Verteilung mit einer stark ausgeprägten Häufung an der oberen Schranke, der sogenannten „Jacobi-Spitze“[3]. Lässt man Effekte der beschränkten Messgenauigkeit beiseite, erhält man theoretisch eine Polstelle beim maximalen Querimpuls, und rechts davon konstant Null.

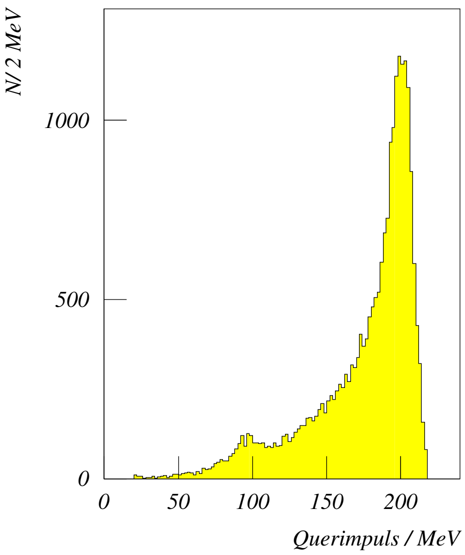

Abbildung 5.1: Querimpulsverteilung von K_S^0-Kandidaten aus der direkten Umgebung der Spitze der Massenverteilung (nominelle K_S^0-Masse $\pm$ 22 MeV) auf 100.000 Ereignissen von Mitte Oktober 1996

Wie man in Bild 5.1 sieht, zeigt sich aber eine kleine zusätzliche Überhöhung bei ca. 100 MeV. Man überzeugt sich leicht, dass es sich hierbei um Λ–Baryonen handelt, bei denen das Proton fälschlich als Pion identifiziert wurde, denn der Impuls der Tochterteilchen beim Zerfall des Λ–Baryons, gemessen in dessen Ruhesystem, beträgt gerade 101 MeV. Somit bietet es sich an, diese Verunreinigung

[2]Das gilt immer dann, wenn das zerfallende Teilchen nicht mit einer festen Spin-Vorzugsachse entstanden ist, oder wenn von vornherein der Zerfall eines Spin-0-Teilchens wie des K_S^0 betrachtet wird.

[3]So benannt, weil er von einer Singularität in einer zu invertierenden Jacobi-Determinante herrührt. Siehe auch [14], S. 62 f.

des K_S^0-Signals durch einen Schnitt auf $p_\perp \geq 110$ MeV zu beseitigen, zumal man auch kaum K_S^0 durch diesen Schnitt verliert.

Die mit diesem Schnitt erhaltene Massenverteilung der K_S^0 von Siegervertices ist in Bild 5.2 gezeigt. Eingezeichnet sind außerdem noch die Grenzen des Bereichs, aus dem K_S^0 für die Kombination mit anderen Teilchen entnommen werden. Dieser Bereich wurde anhand der Breite der Verteilung gewählt; er entspricht ca. 2,5 σ des im Folgenden erwähnten Fits an einen einzelnen Gauß.

Die angepasst Kurve ist eine Summe aus zwei Gaußfunktionen (mit der Randbedingung, dass beide den gleichen Mittelwert haben), und einer Geraden, die den Untergrund beschreibt. Die Gerade ist dabei in der Form $y = y_0 + a * (x - x_0)$ dargestellt, wobei x_0 das den beiden Gaußkurven gemeinsame Zentrum der Verteilung ist. Näheres zu dieser Funktionswahl findet sich in Abschnitt 5.1.1.

Die Zahlenwerte der Ergebnisse des Fits — inklusive der Fit-Fehler — finden sich in Tabelle 5.1. Wie man sieht, liegt die angepasste K_S^0-Masse um viele Fit-Fehler-Breiten neben dem Literaturwert [16] von $497,672 \pm 0,031$ MeV. Das deutet auf hier nicht berücksichtigte, systematische Fehler in der Kalibration der CJC oder eventuell auch in der Rekonstruktions-Routine für die sekundären Vertices hin.

Größe	Einheit	Wert	Fit-Fehler
Signalposition x_0	MeV	496,28	0,02
Höhe Gauß 1	N / 5 MeV	22130	280
Breite Gauß 1	MeV	7,35	0,09
Höhe Gauß 2	N / 5 MeV	7130	310
Breite Gauß 2	MeV	18,43	0,34
Untergrund: y_0	N / 5 MeV	1847	12
Untergrund: a	N / 2 MeV^2	-5,39	0,12
χ^2/ndf	1	0,96	–
Anzahl im Signalfit	1	147000	–
Anzahl im Intervall	1	148600	–

Tabelle 5.1: Fitparameter des K_S^0-Signals

5.1.1 Die verwendete Fitfunktion

Die getroffene Wahl einer Fitfunktion hat mehrere Gründe. Zunächst einmal ist die Gerade, die den Untergrund beschreibt, so parametrisiert, dass sich das in 4.2.1 definierte Signal-zu-Untergrund-Verhältnis möglichst leicht aus den Fit-Parametern ablesen lässt: y_0 ist direkt die Untergrund-Höhe an der gefitteten Signal-Position.

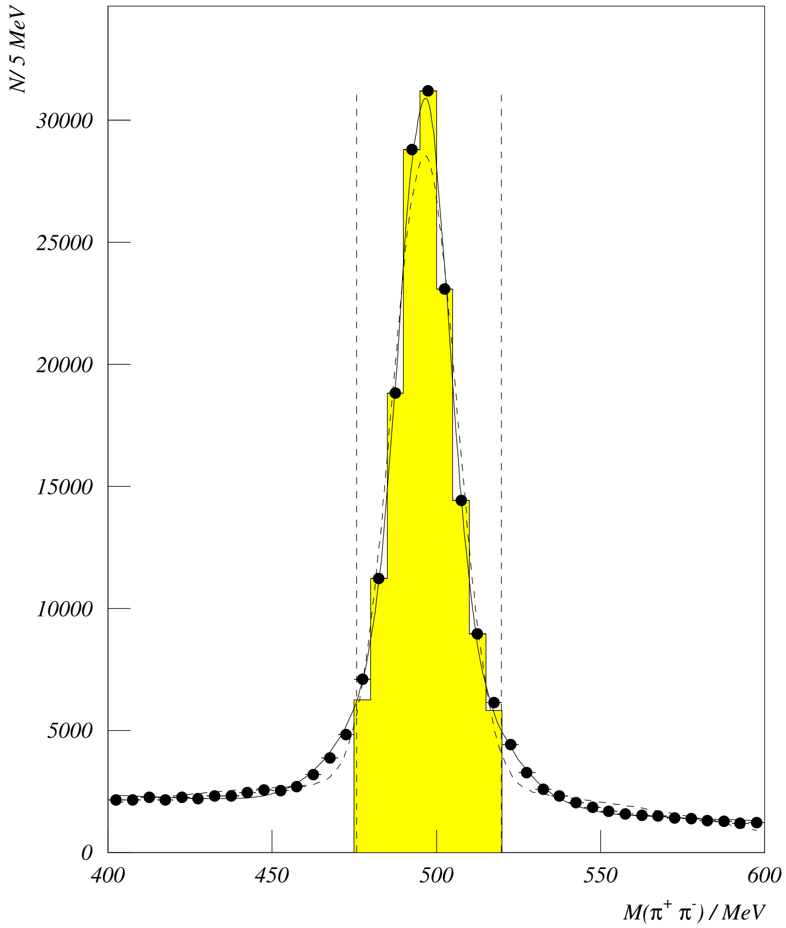

Abbildung 5.2: Endgültige Massenverteilung von K_S^0-Kandidaten nach allen angewandten Selektionen und Schnitten. Gezeigt sind die K_S^0 aus den Gesamt-Daten von 1996. Die Statistik ist dadurch so gut, dass die Fehler der Datenpunkte in den Symbolen verschwinden. Die durchgezogene Kurve ist ein Fit einer Summe aus zwei Gauß-Funktionen mit linearem Untergrund, die gestrichelte nur eines Gauß, mit quadratischem Untergrund. Der schattierte Bereich enthält die in der weiteren Analyse verwendeten Kandidaten, aus dem Bereich von 22 MeV um die nominelle K_S^0-Masse.

Die Summe zweier Gauß-Funktionen mit gemeinsamer Position, aber unterschiedlicher Breite und Höhe, ist für eine gute Beschreibung der Signalform notwendig; eine einzelne Gauß-Verteilung beschreibt die Ausläufer sichtlich unzureichend, selbst mit quadratischem statt wie vorher linearem Untergrund-Polynom. Eine mögliche Erklärung, warum hier zwei Gauß-Funktionen beteiligt zu sein scheinen, liefert die Beobachtung, dass sich V0-Zerfälle topologisch in zwei Klassen einteilen lassen, die historisch die Bezeichnungen „Cowboys“ und „Seemänner“ tragen.

Dabei wird unterschieden, ob die Spuren der Tochterteilchen, gesehen in der Projektion auf die Flugrichtung des V0, aufeinander zu gekrümmt sind ($\rightarrow$ Cowboy) oder voneinander weg ($\rightarrow$ Seemann). Wie in [15] gezeigt wurde, ergeben sich für diese Klassen von Zerfällen merklich unterschiedliche Breiten des K_S^0-Signals, und sie werden auch in unterschiedlicher Zahl gefunden. Es könnte sich also bei den beiden separaten Gaußfunktionen um die Anteile dieser beiden topologischen Klassen von V0 handeln.

Tatsächlich erhält man, wenn man die beiden V0-Klassen separat aufträgt, und jeweils nur eine Gaußfunktion mit linearem Untergrund anfittet, wie in Bild 5.3 zu sehen, zwei erkennbar unterschiedliche Verteilungen. Allerdings passt auch bei den auf eine Topologie eingeschränkten Verteilungen ein einzelner Gauß nur unzureichend auf die Signalform. Auch die in Tabelle 5.2 zusammengestellten Ergebnisse der beiden Gauß-Fits für Cowboys und Seemänner passen zwar grob mit den entsprechenden Parametern aus dem Doppel-Gauß-Fit an die Gesamtverteilung zusammen, aber schon anhand der Qualitätszahl χ^2/ndf lässt sich klar ablesen, dass diese Fits ausgesprochen schlecht ausgefallen sind. In der Tat lässt auch für die Verteilungen der Cowboys und Seemänner getrennt ein deutlich besserer Fit an eine Summe aus zwei Gauß-Funktionen durchführen, dessen χ^2/ndf praktisch 1 ist.

Alles in allem spricht dies meines Erachtens eher *gegen* die Einteilung in Topologien als (ausschließlichen) Grund für die Notwendigkeit zweier Gauß-Funktionen.

Topologie	Amplitude [N / 5 MeV]	Breite [MeV]	χ^2/ndf [1]
Cowboy	19300	7,7	$1,8 \cdot 10^5$
Seemann	8500	11,7	$2,6 \cdot 10^4$
Alle K_S^0	27100	8,9	$4,5 \cdot 10^5$

Tabelle 5.2: Gauß-Fitparameter, getrennt nach Topologien

Als brauchbare Alternative zum „Doppel-Gauß“ hat sich auch die von den Zerfällen kurzlebiger hadronischer Resonanzen bekannte (relativistische) Breit-Wigner-

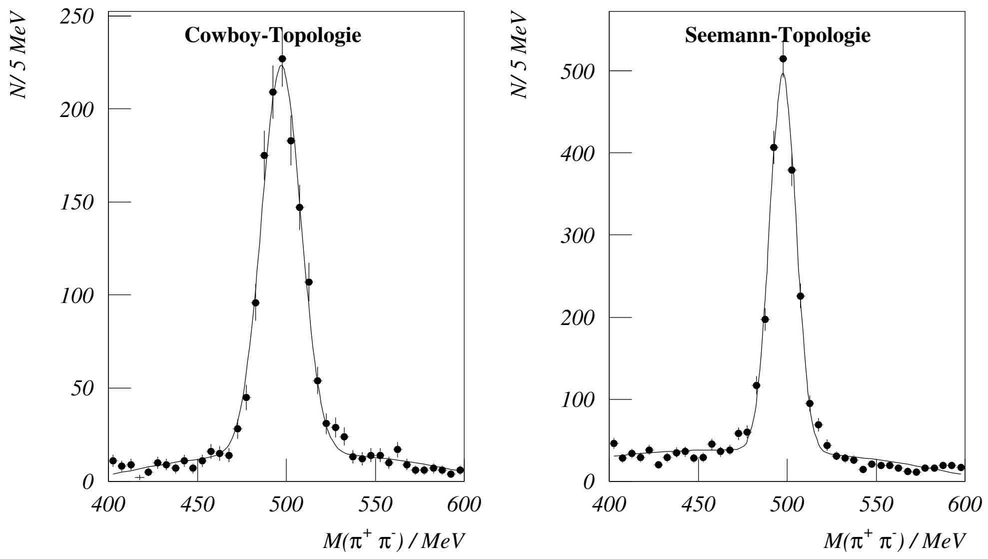

Abbildung 5.3: Zerfälle des K_S^0, in „Cowboys“ (links) und „Seemänner“ (rechts). Gezeigt sind die Gesamtdaten von 1996, mit allen Selektionen und Schnitten. Die angepasste Funktion ist jeweils eine Gaußfunktion plus einem quadratischen Untergrundterm.

Funktion herausgestellt:

$$f(x; m, \Gamma) \sim \frac{A}{(m\Gamma)^2 + (x^2 - m^2)^2}$$

Natürlich lässt sich für diese Verteilung nicht die bei ihrer Herleitung aus der Resonzen-Theorie verwendete Begründung angeben, denn die Zerfallsbreite, die dort als Parameter Γ eingeht, liegt für den Zerfall des K_S^0 in der Größenordnung von einigen 10^{-6} eV, ist also unvergleichlich viel kleiner als die hier beobachteten Breiten. Die Breite des K_S^0–Signals ist also allein durch die Ungenauigkeit der Impulsmessung bestimmt.

Diese Resultate deuten insgesamt darauf hin, dass die Form dieses Signals einfach nicht korrekt durch eine Gaußverteilung zu beschreiben ist. Das ist bei näherer Betrachtung auch nicht weiter verwunderlich, denn die statistischen Gesetze, die man üblicherweise als Begründung für die Gaußverteilung von Messfehlern heranzieht, greifen hier wohl alle nicht. Die gemessene invariante Masse entsteht zum Beispiel nicht, oder doch nur sehr indirekt, als eine Summe von vielen kleinen Beiträgen, die alle der gleichen Verteilung gehorchen. Eine detaillierte Betrachtung, wie die wirklich korrekte Form dieser Verteilung wohl aussehen könnte, würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, und ist daher unterblieben.

5.1.2 Jahresabhängigkeit der Resultate zum K_S^0

Ein weiterer interessanter Punkt ergibt sich, wenn man einmal die Daten der einzelnen Jahre anhand der daraus erhaltenen K_S^0-Signale vergleicht. Es zeigt sich z.B., dass die Daten von 1994 einen K_S^0-Massenwert ergeben, der innerhalb der Fehler mit dem Literaturwert gut übereinstimmt, während sich 1995 und 1996 deutliche Abweichungen ergeben. Wie schon erwähnt, liegt hier wahrscheinlich ein, wenn auch kleiner, systematischer Fehler bei der Spurvermessung vor. Da man die Breite des Signals, die um einiges über dieser möglichen Abweichung liegt, auf den statistischen Anteil des Spur-Fehlers zurückzuführen hat, dürfte es aber schwer sein, den vergleichsweise winzigen systematischen Anteil zu beheben.

Außerdem enthalten die Verteilungen ab 1995 mehr Untergrund, wie man an den Signal-zu-Untergrund-Verhältnissen in der letzten Spalte sieht. Dies deutet auf schlechter angepasste Schnitte in dieser Analyse oder den Einfluss veränderter Bedingungen bei der Datennahme hin. So könnte zum Beispiel die erhöhte Materialbelegung zwischen Strahlachse und der ersten Spurkammer durch Streuung die Ortsauflösung für sekundäre Vertizes verschlechtert haben. Dies soll hier nicht weiter vertieft werden.

Jahr	Masse [MeV]	Breite 1 [MeV]	Breite 2 [MeV]	SNR [1]
1994	$497,43 \pm 0,20$	$7,9 \pm 0,9$	$19,2 \pm 6,3$	21,7
1995	$496,06 \pm 0,24$	$6,7 \pm 0,7$	$19,0 \pm 2,9$	14,9
1996	$496,28 \pm 0,02$	$7,35 \pm 0,09$	$18,43 \pm 0,34$	15,8
Literatur:	$497,672 \pm 0,031$			

Tabelle 5.3: Ausgewählte Fit-Parameter der K^0-Signale verschiedener Jahre. Die bei den Zahlenwerten angegebenen Fehler sind rein statistische Fehler aus der Anpassungsrechnung, da keine gesonderte Untersuchung auf mögliche systematische Fehler gemacht wurde. Der Literaturwert (aus [16]) ist mit vollem Fehler angegeben. „SNR“ ist das Verhältnis der Signalhöhe zur Untergrundhöhe am Zentrum des Signals.

5.2 Rekonstruktion von Λ

Beim Zerfall $\Lambda \to p\pi^-$ lässt sich der Schnitt auf den Querimpuls ebenfalls anwenden, allerdings mit einem anderen Ziel. Er dient hier zur Elimination von Photon-Konversionen, die ja ebenfalls eine V0-typische Signatur aufweisen. Da das Photon masselos ist, sollte bei Vernachlässigung des Impulses, den der für die

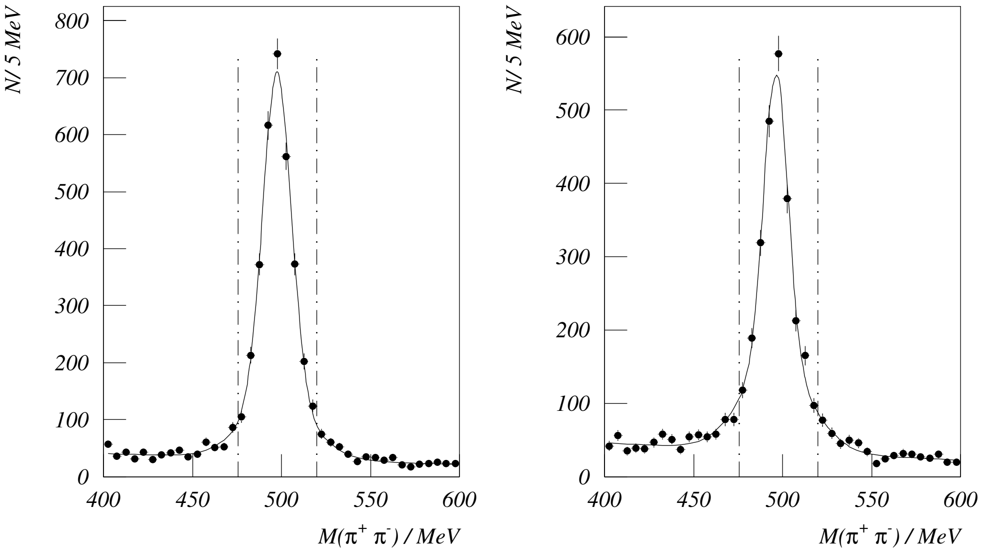

Abbildung 5.4: Der Zerfall $K^0 \to \pi^+\pi^-$ auf Daten der Jahre 1994 und 1995. Die gezeigten Verteilungen basieren auf 200.000 Ereignissen von Mitte Oktober 1994 (links) und 200.000 Ereignissen von Mitte Oktober 1995 (rechts).

Paarbildung benötigte Stoßpartner aufnimmt, der Querimpuls eigentlich immer als Null herauskommen. Wie in Abb. 5.5 zu sehen, tritt eine zusätzliche, nicht von Λ[4] stammende Häufung bei circa 10 MeV auf, die durch Photon-Konversionen mit Fehl-Identifizierung der Elektronen zustande kommt. Ich schneide daher auf $p_\perp \geq 20$ MeV.

Außerdem nutze ich aus, dass wegen des geringen Massenunterschieds zwischen Λ und Proton dieses meistens den größten Teil des Impulses vom Λ mitbekommt, und somit sein Impuls größer als der des Pions ist. Diese Eigenschaft fordere ich nun für alle Λ-Kandidaten. Das senkt im Falle zweier nicht eindeutig anhand ihrer dEd/dx-Werte zu klassifizierender Teilchenspuren die Anzahl der zu betrachtenden Kombinationen um die Hälfte, und reduziert so insbesondere den Untergrund.

Die resultierende Massenverteilung ist in Bild 5.6 zu sehen. Auch hier wurden wiederum nur die Siegervertices benutzt. Tabelle 5.4 enthält die Parameter eines Fits auf die selbe Funktionsform, die schon beim Kaon-Zerfall verwendet wurde.

[4] $\overline{\Lambda^0}$ werden hier zusammen mit den Λ^0 gezeigt.

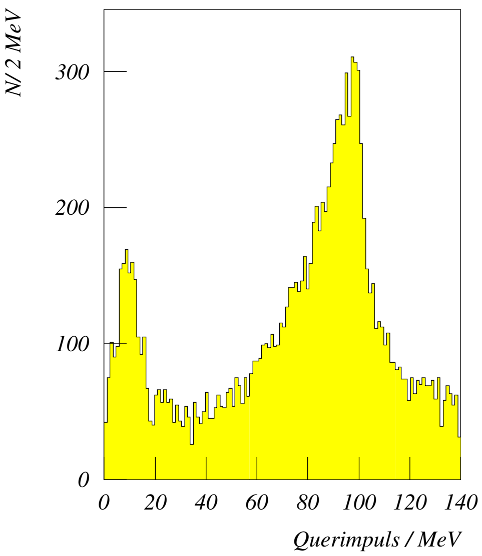

Abbildung 5.5: Querimpuls von Λ-Kandidaten im Massenbereich von 1080 bis 1150 MeV. Gezeigt sind Daten aus 100.000 Ereignissen von 1996.

Größe	Einheit	Wert	Fit-Fehler
Signalposition x_0	MeV	1115,5	0,024
Höhe Gauß 1	N / 2 MeV	7120	150
Breite Gauß 1	MeV	2,54	0,06
Höhe Gauß 2	N / 2 MeV	2510	160
Breite Gauß 2	MeV	6,79	0,21
Untergrund: y_0	N / 2 MeV	1330	10
Untergrund: a	N / 2 MeV^2	17,3	0,3
χ^2/ndf	1	6,4	
Anzahl im Signalfit	1	44000	
Anzahl im Intervall	1	52000	

Tabelle 5.4: Fitparameter des Λ-Peaks

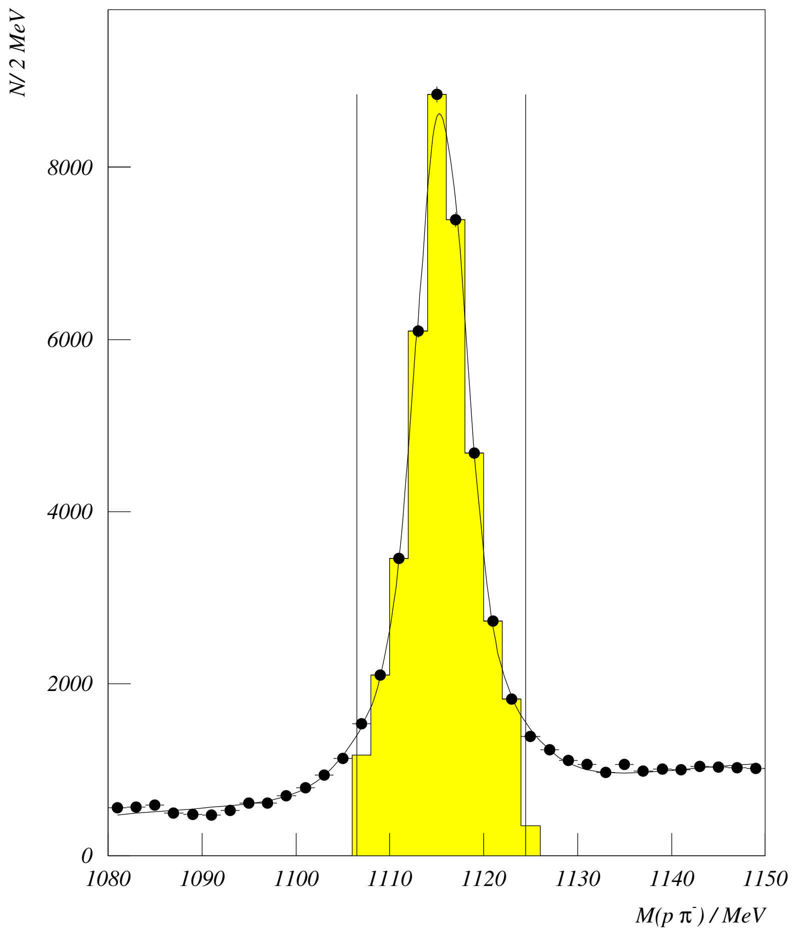

Abbildung 5.6: Endgültige Massenverteilung von Λ-Kandidaten nach allen Selektionen und Schnitten. Dargestellt sind die Gesamtdaten von 1996. Die statistischen Fehler der Histogramm-Punkte sind kleiner als die Symbole. Die eingezeichnete Funktion ist ein Fit mit einer Summe aus zwei Gauß-Funktionen und einem linearen Untergrund-Term.

Kapitel 6

Rekonstruktion von Photonen durch Paarerzeugung

Neben den Zerfällen von K_S^0 und Λ ist in weiterer Prozess, bei dem Teilchen an sekundären Vertices zerfallen, die weit genug vom Hauptvertex entfernt sind, um innerhalb der Positions-Messgenauigkeit von H1 von diesem getrennt werden zu können, die Konversion von Photonen in Elektron-Positron-Paare.

Im folgenden beschreibe ich die Methode, mit der ich solche Konversionsereignisse rekonstruiere, um die bei manchen Zerfallskanälen des Λ_c auftretenden Photonen zu untersuchen.

6.1 Das Verfahren zur Rekonstruktion der Photokonversion

Die Standard-Rekonstruktion berücksichtigt zumindest im Prinzip auch diesen Fall, aber die kinematische Besonderheit, dass das Photon im Gegensatz zu K_S^0 und Λ masselos ist, führt dazu, dass die Effizienz des Standard-V0-Finders doch eher gering ist.

Parallel zur Entstehung der Standard-Rekonstruktion wurde, basierend auf Daten der allerersten Datennahmen bei H1, von 1992 und 1993, von Christoph Ley ein alternatives Verfahren vorgeschlagen (siehe [12]), das gezielt die Vertices von Photonkonversionen bestimmt. Ich habe dieses Programm an die inzwischen leicht veränderte Repräsentation der H1-Daten angepasst, ansonsten aber im Wesentlichen unverändert übernehmen können..

Im Gegensatz zur H1-Standardrekonstruktion wird bei dieser Routine nicht mit Fits der einzelnen Drahttreffer an Spur-Helices gearbeitet, sondern die Spurparametrisierungen der Standardrekonstruktion werden in der Form direkt verwendet, wie sie vor dem Fit auf primäre oder sekundäre Vertices bestehen. Dadurch kann man diese Routine auch auf den reduzierten Datensätzen, die bei H1 zur allgemeinen Analyse bereitstehen, die aber die Informationen über die einzelnen Drahttreffer aus Platzgründen nicht mehr enthalten, noch anwenden.

Andererseits lassen sich auf diese Spuren die von mir zuvor beschriebenen Auswahlverfahren aus Kapitel 4 größtenteils nicht verwenden. Um die Qualität der verwendeten Spuren zu sichern, werden daher hier nur Spuren verwendet, die folgenden Schnitten aus [12] genügen:

- Mindestens 7 Treffer in den zentralen Jetkammern. Spuren mit weniger Treffern sind meist nur sehr unzureichend rekonstruiert.
- Es werden nur Informationen der zentralen Jetkammern benutzt, also auch hier der Vorwärts-Spurdetektor nicht verwendet.
- Der gemessene Energieverlust dE/dx soll kleiner als 2.0 sein, um zumindest einen Teil der eindeutig nicht von Elektronen stammenden Spuren zurückzuhalten.
- Von Spuren, die bei der Standard-Rekonstruktion in mehrere Teile aufgebrochen wurden[1], wird nur das dem Hauptvertex nächstgelegene Teilstück verwendet.
- Die beiden Spuren müssen natürlich entgegengesetzte Ladungen haben. Diese erhält man aus dem Vorzeichen der gemessenen Spurkrümmung.

Da die Routine auf Spuren arbeitet, die noch nicht auf Vertices gefittet sind, erübrigt sich auch die Elimination der überzähligen Hypothesen (siehe Abschnitt 4.2). Die in Bild 6.1 gezeigte Geometrie wird dabei folgendermaßen verwendet:

1. Die Spurparameter werden umgerechnet in Kreise in der r-ϕ-Ebene, beschrieben durch Mittelpunkt und Radius.
2. Die Kreismittelpunkte (M_1 und M_2) werden durch eine Strecke verbunden, und die Schnittpunkte dieser Strecke mit den Kreisen werden bestimmt, und mit A bzw. B bezeichnet. Falls mindestens einer der beiden Punkte A und B nicht auf dem Stück zwischen M_1 und M_2 liegt, sondern außerhalb, bricht das Verfahren hier ab.

[1] Das kommt vor, wenn sie wegen Streuungen an Detektorbaugruppen Knicke haben, oder bei Spuren, die sich innerhalb des Detektorvolumens mehr als eine halbe Umdrehung weit entlang der Helix bewegen.

3. Mittels einer Standardroutine aus der H1-Software wird nun zu A und B die genaue Lage (Ort und Impuls) beider Spuren bestimmt, und zwar aus dem Abstand des jeweiligen Punktes von der Strahlachse. Solange die Spuren nicht zu kleine Krümmungsradien haben, bzw. sich generell nicht mehrere Helixwindungen lang im Bereich der zentralen Spurkammern befinden, ist diese Berechnung auch eindeutig. Man hat damit also die z-Position der beiden Punkte gewonnen, und kennt auch die Impulse und Flugrichtungen der beiden Teilchen.

4. Als Vertexposition in r-ϕ verwendet man nun den Punkt auf der Mitte zwischen A und B:
$$V_x \equiv \frac{A+B}{2}$$

5. Den Impuls des rekonstruierten Photons berechnet die Routine wahlweise auf eine von zwei Methoden:
   - Die Impulsvektoren der beiden Spuren werden direkt addiert.
   - Die Richtung beider Impulse wird auf die Verbindungslinie zwischen primärem Vertex und dem soeben gefundenen Konversionsvertex gezwungen. Die Beträge der Impulse kann man dann einfach addieren.

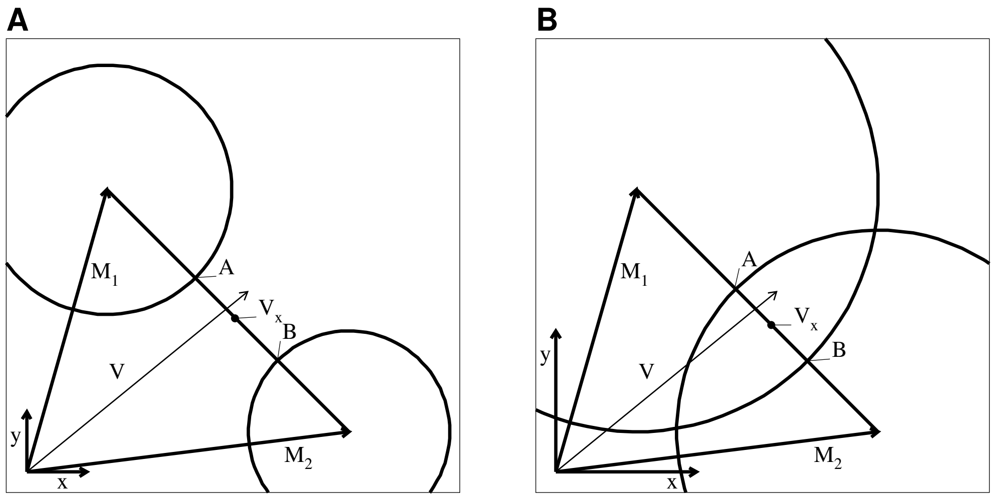

Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der geometrischen Arbeitsweise der Rekonstruktionsroutine für Photonkonversion (entnommen aus [12]). Links ist der Fall dargestellt, dass sich die Kreise leicht verfehlen, rechts der, dass sie sich überschneiden. Der Optimalfall wäre eine Berührung der Kreise.

Die so rekonstruierten Kandidaten für Photonkonversionen müssen dann noch einige Bedingungen erfüllen, um einige Fehlerquellen auszuschließen, und generell die Qualität der Ergebnisse zu verbessern. Hier folge ich im Wesentlichen wieder der Originalarbeit [12][2], mit folgenden Änderungen:

- Durch die vor der Datennahme 1995 eingebaute neue Strahlröhre mit zwecks Raumgewinn für den CST verringertem Radius wird es nötig bzw. sinnvoll, den Schnitt auf den Abstand r des Konversionsorts von der Strahlachse unter 5 cm zu senken. Ich habe ihn auf 2 cm gesetzt.

- Da die Bestimmung der Spurkoordinaten, auch nach dem Helix-Fit in der Standardrekonstruktion, immer noch deutlich ungenauer in z-Richtung ist als senkrecht dazu (in der r-ϕ-Ebene), erscheint es sinnvoller, den Schnitt auf den räumlichen Abstand ΔR der Punkte A und B getrennt in diesen beiden Richtungen durchzuführen. In z-Richtung erlaube ich dabei Abstände von bis zu 6 Zentimetern, in der r-ϕ-Ebene nur 0,6 Zentimeter[3].

  Diese Änderung ist vor allem deshalb nötig, weil gegenüber den von Ch. Ley verwendeten Daten von 1993 die Methode der Rekonstruktion der z-Information geändert wurde: die z-Kammern werden nicht mehr verwendet, weil sie durch Hardware-Defekte zu ineffizient geworden sind, und daher kaum noch ausreichend genaue Spurstücke zur Verbindung mit CJC-Spuren liefern können.

6.2 Ergebnisse der Rekonstruktion von Photonen

Die mit der beschriebenen Methode erhaltenen Photonen-Kandidaten sind nun noch auf ihre generelle Qualität zu prüfen, und gegebenenfalls ist diese durch zusätzliche Schnitte noch zu verbessern. Als erster Schritt in dieser Konsistenzprüfung bietet es sich an, die Verteilung der Vertices im Raum zu plotten. Dabei sollte sich die Massenverteilung im Detektor deutlich sichtbar abzeichnen, da Photonkonversion nur an geladenen Teilchen ausreichender Masse stattfinden kann, bevorzugt also an Atomkernen. Tatsächlich zeichnen sich in Bild 6.2 gleich mehrere der mechanischen Detektorstrukturen mit großer Deutlichkeit ab. Die größte Häufung z.B. findet sich am Ort der Innenwandung der CJC1, bei einem Abstand von 20 cm von der Strahlachse, sowie direkt innerhalb dieser Wand bei $x \approx 18$ cm, $y \approx 0$ cm. Dort befindet sich ein schon in [12] bemerkter Kabelkanal. Desweiteren kann man ganz klar die Wände der einzelnen Kammern der CIZ und (etwas schächer) der COZ erkennen. Das scheinbare Loch rechts außen in

[2]Genauer gesagt, verwende ich sogar die damals erstellte Software.

[3]Dieser Schnitt entspricht einem Schnitt auf die in [12] verwendete Größe Δr von 0.3 Zentimetern

der äußeren z-Kammer rührt von einem toten Bereich der CJC2 außerhalb dieser Stelle her: die hier entstehenden Konversionselektronen hinterlassen keine, oder zumindest keine ausreichend genauen Spuren in der CJC2, um rekonstruierbare Photonen zu ergeben.

Weniger gut ist dagegen die Abbildung des Silizium-Mikrovertexdetektors CST, dessen äußere Detektorlage bei 10 cm Radius zu erkennen ist[4], während die innere nicht mehr vom eng benachbarten Strahlrohr bei ca. 5 cm Radius zu trennen ist. Dafür erkennt man zumindest in Andeutungen aber doch noch einige interessante Details im Außenbereich des CST. So sind z.B. die Ecken des 20-Ecks, an denen die jeweils drei Silizium-Scheiben eines Detektor-Streifens seitlich durch Kohlefaser-Streifen stabilisiert sind, zu sehen, sowie (laut [20]) die Schläuche zur Kühlwasserversorgung der Elektronik in der hinteren Endkappe bei $x \approx \pm 12,5$cm und $y \approx \pm 2.5$cm.

In Bild 6.3 rechts sind noch zwei weitere Details deutlicher zu erkennen, als sie in Bild 6.2 auszumachen waren: bei ca. 12 und 15 cm Radius findet sich je eine weitere Erhöhung, die 1994 noch nicht da war. Dabei handelt es sich um die äußere elektrische Abschirmung des CST so wie das Montagerohr, das den CST trägt und innerhalb der umgebenden Kammer CIP fixiert (siehe [18]).

6.3 Der π^0-Zerfall als Test

Ein weiterer Test, der die Qualität der rekonstruierten Photonen einzuschätzen gestattet, ist der Zerfall von neutralen Pionen in zwei Photonen. Obwohl aufgrund der relativ geringen Wahrscheinlichkeit einer Konversion und erfolgreicher Rekonstruktion derselben die Nachweiswahrscheinlichkeit für jedes der beiden Photonen laut [12], S. 71, nur bei gut 1 Prozent liegt, sollte man aufgrund der enormen Anzahl von π^0 in den Gesamtdaten trotzdem zumindest ein Signal erkennen können.

Um eine grobe Abschätzung zu bekommen, wieviele π^0 überhaupt bei H1 entstehen, kann man von der bekannten Anzahl geladener Spuren ausgehen. Nimmt man zunächst an, dass der überwiegende Teil der gemittelt 20 in den Jetkammern gemessenen geladenen Spuren pro Ereignis aus der Fragmentation stammende Pionen sind, so kommt man z.B. für 1996 auf ca. $4 * 10^8$ geladene Pionen.

Schließlich sollten aufgrund der Unabhängigkeit der starken Wechselwirkung von der elektrischen Ladung im Rahmen der Fragmentation gleich viele Pionen in allen drei Ladungstypen entstehen, so dass man mit grob geschätzten $2 * 10^8$ neutralen Pionen in den H1-Daten von 1996 rechnen kann.

Selbst wenn man die oben genannte Wahrscheinlichkeit, dass die Photonen kon-

[4] Der offiziell angegebene Radius von 9.7 cm in [19] ist der *Innen*radius des 20-Ecks.

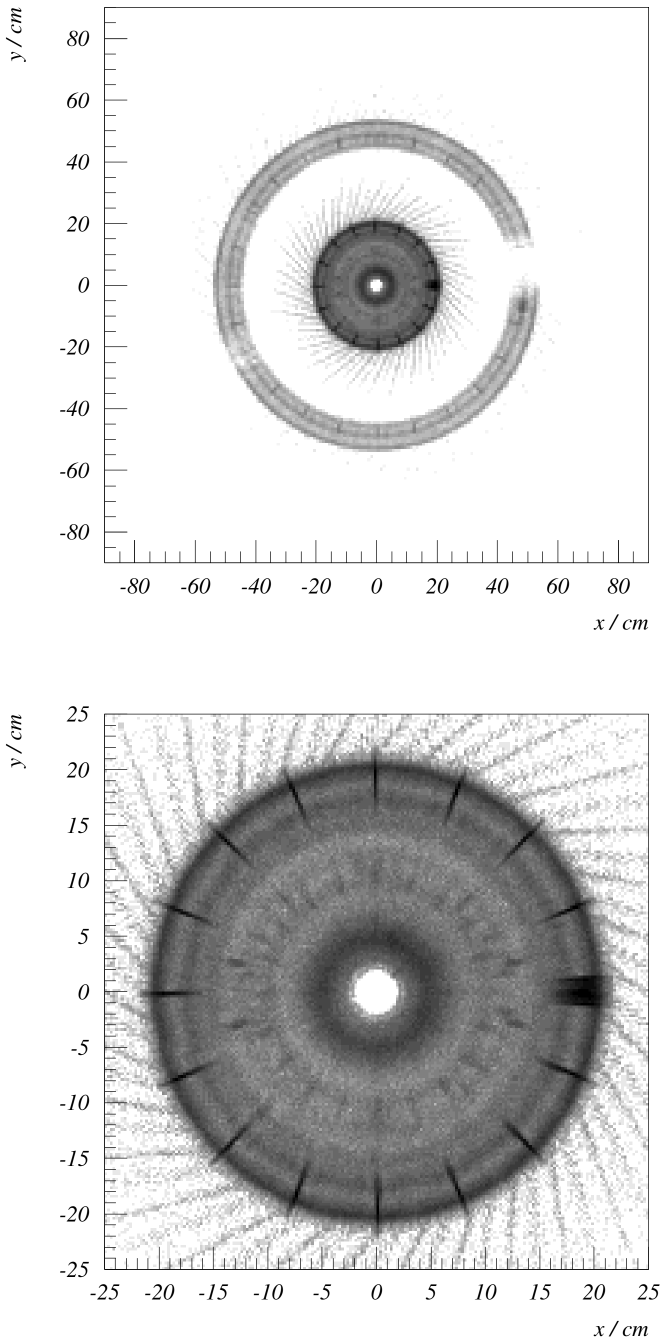

Abbildung 6.2: Vertices von konvertierten Photonen in der r-ϕ-Ebene, in den gesamten H1-Daten von 1996. Gezeigt ist oben der gesamte Bereich der zentralen Spurkammern, unten ein Ausschnitt, der nur den Innenbereich enthält. Die Schwärzungsskala ist logarithmisch, dunklere Gebiete entsprechen höherer Dichte von Vertices

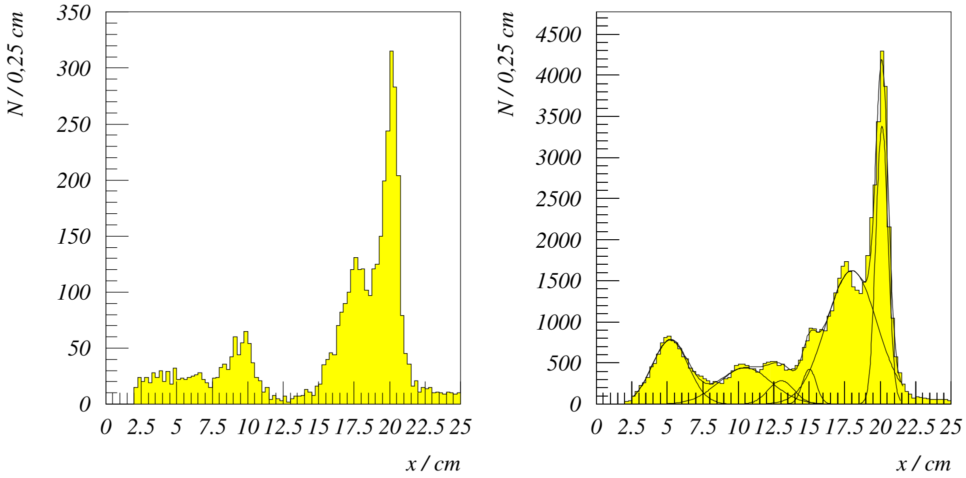

Abbildung 6.3: Radiusverteilung von Konversionsvertices für zwei verschiedene Detektorkonfigurationen. Die linke Abbildung basiert auf Daten von 1994, die rechte auf solchen von 1996. In beiden Fällen ist der Winkelbereich um $\phi = 0$ herum, in dem der Kabelkanal liegt, ausgeblendet, dadurch sind die Kammerwände noch etwas klarer zu erkennen. Im Bild für 1996 ist zusätzlich noch ein Fit auf eine Summe von Gauß-Verteilungen gezeigt, sowie auch deren einzelne Summanden, um die genauen Orte der einzelnen Strukturen zu verdeutlichen.

vertieren und auch rekonstruiert werden, berücksichtigt, was für die Pion-Rekonstruktionseffizienz einen Faktor von ca. 10^{-4} ergibt, sollte damit immer noch ein sichtbares Signal entstehen.

Zur Durchführung dieses Tests habe ich die Originalroutine aus [12] dahingehend abgeändert, dass der Impuls des Photons nicht mehr auf die Richtung vom Hauptvertex zum Konversionsort gezwungen wird. Wenn nun ein Pion aus zwei Photonen rekonstruiert wird, wird als Ort des Pionzerfalls der Punkt in der Mitte der Verbindung der Photonenspuren gewählt, bei der sich diese beiden Geraden im Raum am nächsten kommen. Der Abstand des Pionen-Vertex zu den Photonspuren kann dann als zusätzliches Qualitätsmerkmal vewendet werden, um ungeeignete Kandidaten auszusieben. Bild 6.4 zeigt die Verteilung dieses Abstandes für alle rekonstruierten Photon-Paare.

Wie in Bild 6.5 zu sehen, findet man aber auch ohne Berücksichtigung des Spurabstandes schon ein recht überzeugendes Pionen-Signal. Die im eingezeichneten Fit erhaltene π^0-Masse liegt mit $135,17 \pm 0,04$ MeV zwar um ungefähr 4 σ (rein statistischer Fehler) über dem Literaturwert von $134,98$ MeV aus [16], aber im Rahmen dieser Arbeit ist es nicht sinnvoll, hier besonders intensiv nach Ursachen zu suchen.

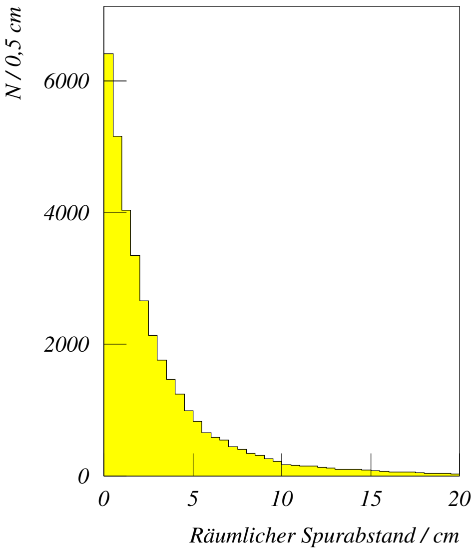

Abbildung 6.4: Räumlicher Abstand der γ-Spurgeraden bei der Rekonstruktion von π^0. Gezeigt ist der Abstand für alle Paare von gemessenen Photonenspuren, unabhängig von der invarianten Masse der Paare.

Die Fläche des angepassten Peaks entspricht 1450 neutralen Pionen. Die Rekonstruktionseffizienz ergibt sich damit (unter Zugrundelegung der oben genannten Erwartung der Gesamtzahl) zu ca. 10^{-5}, ist also noch einmal um einiges kleiner, als durch die Effizienz des Photonennachweises schon absehbar war.

Angesichts der ausgeprägten Häufung des Photonspur-Abstandes im Bereich nahe Null, die in Bild 6.4 schon zu sehen war, erscheint ein Schnitt auf diese Größe kaum noch nötig. Diese Einschätzung wird bestätigt durch die Verteilung des Spurabstandes für die gefundenen Pionen. Bei einer Einteilung der Photonenpaare in zwei ungefähr gleich große Hälften, eine mit Spurabständen größer als 2 cm, und die andere mit kleineren, liegen zum Beispiel 640 Pionen oberhalb der Grenze, und 835 unterhalb (siehe Bild 6.6), und die relative Höhe von Signal und Untergrund unterscheidet sich nur um einen Faktor 1,5 zwischen der Verteilung von Bild 6.5 und der linken Verteilung in 6.6. Man würde also zwar mehr Untergrund als Signal durch eine solche Auswahl ausschließen, aber angesichts der auch ohne diesen Schnitt schon recht geringen Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ist er nicht erfolgreich genug, um gerechtfertigt zu sein.

Abschließend lässt sich zum Nachweis von π^0 feststellen, dass selbst mit der hier nur grob abgeschätzten Nachweiswahrscheinlichkeit klar ist, dass eine Verwendung des π^0 zur Rekonstruktion von Zerfällen, in denen es als Tochterteilchen auftaucht, z.B. $K_S^0 \to \pi^0\pi^0$, zumindest beim derzeitigen Ausbau des H1-Detektors

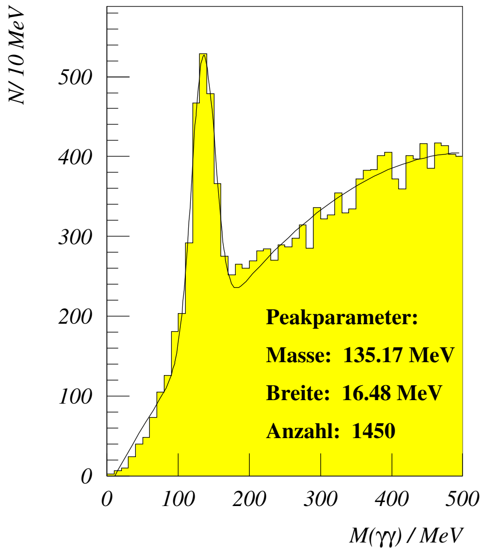

Abbildung 6.5: Massenverteilung von Photonpaaren, mit dem Signal des Zerfalls $\pi^0 \to \gamma\gamma$. Angepasst wurde eine Gauß-Funktion plus einem Untergrund-Polynom zweiten Grades. Gezeigt sind die Gesamtdaten von 1996, ohne Schnitt auf den Abstand der Photonenspuren.

aussichtslos ist.

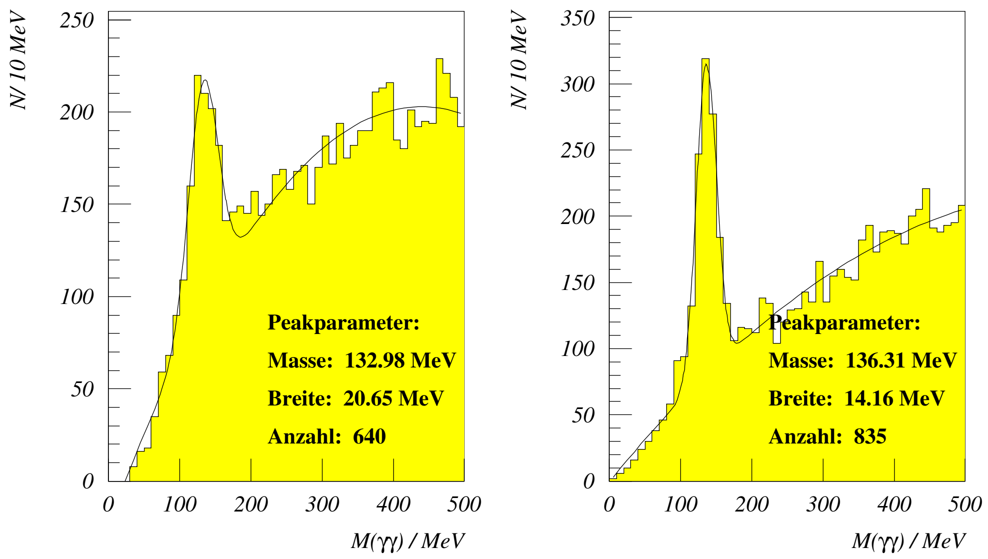

Abbildung 6.6: Massenverteilung von $\pi^0 \to \gamma\gamma$, aufgeteilt in zwei Bereiche des Photonenspur-Abstandes. Links sind π^0-Kandidaten mit weniger als zwei Zentimeter Abstand zwischen den Photonenspuren gezeigt, rechts solche mit Abständen darüber.

Kapitel 7

Charmtragende Baryonen

Nachdem nun die in Frage kommenden Zerfälle von Tochterteilchen des Λ_c soweit abgeklärt sind, kann die Betrachtung von dessen Zerfallsarten beginnen.

Die Basis aller weiteren Überlegungen stellt die der Quelle [16] entnommene Tabelle der bis dato bekannten Zerfallsmoden des Λ_c dar. Außen vor bleiben die semileptonischen Zerfälle, da hier kaum Informationen zu exklusiven Zerfällen vorliegen, und außerdem die Leptonidentifikation im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet wurde.

7.1 Die hadronischen Zerfälle des Λ_c

Die Summe aller laut [16] bekannten Verzweigunsverhältnisse[1] in exklusive hadronische Kanäle beträgt damit nur noch $(38,4 \pm 2,4)$ Prozent. Selbst wenn man noch für jede Familie von Leptonen die für Elektronen angegebenen 4,5 Prozent inklusives Verzweigungsverhältnis zusätzlich einbezieht, kommt man insgesamt nur auf ca. 52 Prozent. Das heißt, fast die Hälfte der Zerfälle des Λ_c wäre derzeit unbekannten Kanälen zuzuschreiben.

Allerdings relativiert sich die Aussagekraft dieser Angabe dadurch, dass die meisten der [16] zugrundeliegenden Messungen gar keine absoluten Verzweigungsverhältnisse bestimmt haben, sondern stattdessen nur solche relativ zum Hauptzerfallskanal, dem Dreikörperzerfall $\Lambda_c \to pK^-\pi^+$. Das BR dieses Hauptkanals ist nun aber auf recht indirekten Wegen bestimmt worden, die jeweils mehrere ad-hoc-Annahmen enthalten. Daher könnte sich die gesamte Situation durchaus noch ändern, sobald eine neue Messung für das BR des Dreikörperzerfalls gravierend andere Werte liefern sollte. Die aktuellste Angabe der Particle Data Group

[1] Im folgenden oft als „BR“ abgekürzt, nach dem englischen Ausdruck „**B**ranching **R**atio.“

(siehe [17][2]) enthält denn auch einen recht deutlich erhöhten Wert von $5,0 \pm 1,3$ Prozent, gegenüber vorher $4,4 \pm 0,6$ Prozent, sowie eine recht aufschlussreiche, kritische Diskussion darüber, dass und warum dieser Wert so unsicher ist. Aus einer anderen Methode wird dort sogar ein BR von $7,7 \pm 1,4$ Prozent ermittelt. Bei Verwendung dieser Zahl würden aus den obigen 52 Prozent Gesamt-BR schon 91 Prozent. Diese Unterschiede fallen aber hier in der weiteren Diskussion nicht mehr ins Gewicht, da ich nur relative Verzweigungsverhältnisse betrachte.

7.1.1 Ausschlußkriterien für einige Λ_c-Zerfälle

Von den bekannten Zerfallsmöglichkeiten habe ich dann noch einige von der weiteren Betrachtung ausgenommen, weil sie entweder selbst, oder in einem der Tochterzerfälle bis zum Stadium langlebiger Teilchen, Teilchensorten enthalten, die mit den Mitteln des H1 Detektors kaum nachweisbar sind. Davon sind, ausgedrückt in Verzweigungsverhältnissen, folgende Zerfallsklassen betroffen:

- 16.5% BR in Zerfälle mit Beteiligung von π^0. Die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit von π^0 wurde in Abschnitt 6.3 behandelt, und lässt jegliche Chancen, solche Zerfälle zu beobachten, vernachlässigbar werden.
- 4.4% BR in Zerfälle mit Neutronen. Neutronen lassen sich bei H1 nur mit Hilfe des in dieser Arbeit nicht näher behandelten hadronischen Kalorimeters vermessen, und auch das mit der für eine Rekonstruktion erforderlichen Genauigkeit nur bei Impulsen, die deutlich über der typischen Impulsskala von 1 GeV für Zerfallsprodukte von charmtragenden Hadronen liegen.
- 3.1% BR in Zerfälle mit Photonen. Wenn auch hier die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht ganz so klein ist, wie es bei den π^0 der Fall war, ist sie doch mit ca. 1 Prozent so klein, dass es schwer sein dürfte, hier ein nutzbares Signal zu erhalten. Näheres in Abschnitt 7.4.

Nach diesen Abzügen verbleiben noch ca. 14,1 Prozent BR in Kanäle, die nur gut nachweisbare Teilchen im Endzustand enthalten. Gänzlich unter den Tisch fallen dabei zum Beispiel sämtliche Zerfälle unter Beteiligung von Σ-Hyperonen. Das liegt daran, dass die geladenen Σ zu über 99 Prozent ein Neutron oder ein π^0 im Endzustand haben, das Σ^0 dagegen ein Λ und eines oder mehrere Photonen. Somit sind nach obiger Einschätzung die Σ-Hyperonen wahrscheinlich nicht mit den Mitteln von H1 nachweisbar.

[2] Abgesehen von diesem Punkt verwende ich weiterhin die Zahlen aus [16]. Das unter anderem deshalb, weil zum Λ_c keinerlei neue Messungen hinzugenommen sind. Selbst die hier besprochene Zahl aus der neueren Ausgabe basiert allein auf einer neuen, geänderten Interpretation, ohne neue Daten

Tabelle 7.1 listet nun die nach den erwähnten Abzügen verbleibenden Zerfallskanäle auf. Sortiert ist die Tabelle nach der Verzweigungswahrscheinlichkeit in den jeweils angegebenen Endzustand aus bei H1 messbaren Teilchen. Hier gehen neben den BR der Λ_c-Zerfälle noch die Wahrscheinlichkeiten dafür ein, dass K_S^0, Λ und Ξ^- in geladene Teilchen zerfallen. Diese liegen alle bei etwa zwei Dritteln. Nach Einbeziehung auch dieser Abzüge bleiben nur noch insgesamt 8,9 Prozent der Λ_c, die in solche prinzipiell sichtbaren Endzustände zerfallen.

7.1.2 Untergrundabschätzung

In der Spalte „Untergrund" der Tabelle 7.1 ist die relative Höhe des Untergrundes angegeben, den man bei einem Versuch einer Rekonstruktion dieses Zerfallskanals, ohne besonders ausgeklügelte Schnitte oder Auswahlverfahren — außer den schon beschriebenen allgemein anwendbaren Methoden — vorfindet. Normiert ist dabei auf den Dreikörperzerfall, dessen Höhe als 100 gewählt wurde, um die Zahlen übersichtlich zu halten. Die Histogramme in den Bildern 7.1 und 7.2 zeigen die zur Bestimmung dieser Untergründe herangezogenen Verteilungen von Λ_c-Kandidaten in einige der betrachteten Zerfallskanäle anhand von ausgewählten Daten der Jahre 1994 und 1995. Für die Zahlen in Tabelle 7.1 habe ich die Untergrund-Verhältnisse aus den 1994'er Daten benutzt.

Zur Rekonstruktion dieser Zerfallskanäle wurden dabei folgende Schnitte angewendet:

- Generell wurde *nicht* gefordert, dass verwendete sekundäre Vertices Siegervertices sind.
- Die verwendeten V0 mussten den Schnitten genügen, die in Kapitel 5 beschrieben sind, insbesondere also in den dort angegebenen Massenfenstern liegen.
- Alle beteiligten Spurmessungen wurden per dE/dx-Likelihood-Methode als mit der jeweiligen Teilchensorte verträglich bestimmt.
- Im Zerfallskanal $pK^-\pi^+$ wurde für das Kaon und das Proton weiterhin gefordert, dass deren Spur laut dE/dx-Messung *nur* mit der jeweils geforderten Teilchensorte kompatibel ist. Ohne diesen Schnitt wäre der Untergrund in diesem Kanal noch um einiges größer.

Die nach diesen Schnitten verbleibenden Spuren wurden dann nach der schon als Gleichung 4.1 gezeigten Formel Spur für Spur zusammenkombiniert, bis schließlich die invariante Masse, der Impuls und andere Größen des rekonstruierten Λ_c–Kandidaten gefunden waren.

Zerfallskanal	BR [%]	Endzustand in stabilen Teilchen {}: sek. Vertex	BR in den Endzustand („BRE“) [%]	Untergrund („BG“) [bel.Einh.]	„SNR“ ≡ BRE / BG [bel. Einh.]
$pK^-\pi^+$	4,40	$pK^-\pi^+$	4,40	100	4,4
$\Lambda\pi^+\pi^+\pi^-$	2,90	$\{p\pi^-\}\pi^+\pi^+\pi^-$	1,34	820	0,16
$p\overline{K^0}$	2,20	$p\{\pi^+\pi^-\}$	0,75	27,5	2,7
$p\overline{K^0}\pi^+\pi^-$	2,10	$p\{\pi^+\pi^-\}\pi^+\pi^-$	0,72	670	0,11
$\Lambda\pi^+$	0,79	$\{p\pi^-\}\pi^+$	0,51	18,7	2,7
$p\pi^+\pi^-(\leftarrow pf_0(980))$	0,30	$p\pi^+\pi^-$	0,30	$> 100^A$	$< 0,30^A$
$\Xi^-K^+\pi^+$	0,43	$\{\{p\pi^-\}\,\pi^-\}\,K^+\pi^+$	0,28	$??^B$	$??^B$
$pK^+K^-(\leftarrow p\phi)$	0,20	pK^+K^-	0,20	$> 100^A$	$< 0,20^A$
$p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	0,16	$p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	0,16	$\gg 100^C$	$\ll 0,16^C$
$\Lambda K^+\overline{K^0}$	0,53	$\{p\pi^-\}K^+\{\pi^+\pi^-\}$	0,12	0,2	60
$pK^-\pi^+\pi^+\pi^-$	0,10	$pK^-\pi^+\pi^+\pi^-$	0,10	$\gg 100^C$	$\ll 0,10^C$
Summe:	14,1		8,9		

Table 7.1: Überblick der hadronischen Zerfallsmoden des Λ_c, sortiert nach dem Verzweigungsverhältnis in den letztlich beobachtbaren Endzustand aus stabilen Teilchen. Die Bestimmungsmethoden für Untergrund und „SNR“ sowie die Bedeutung der hochgestellten Anmerkungen A bis C sind im Text näher erläutert.

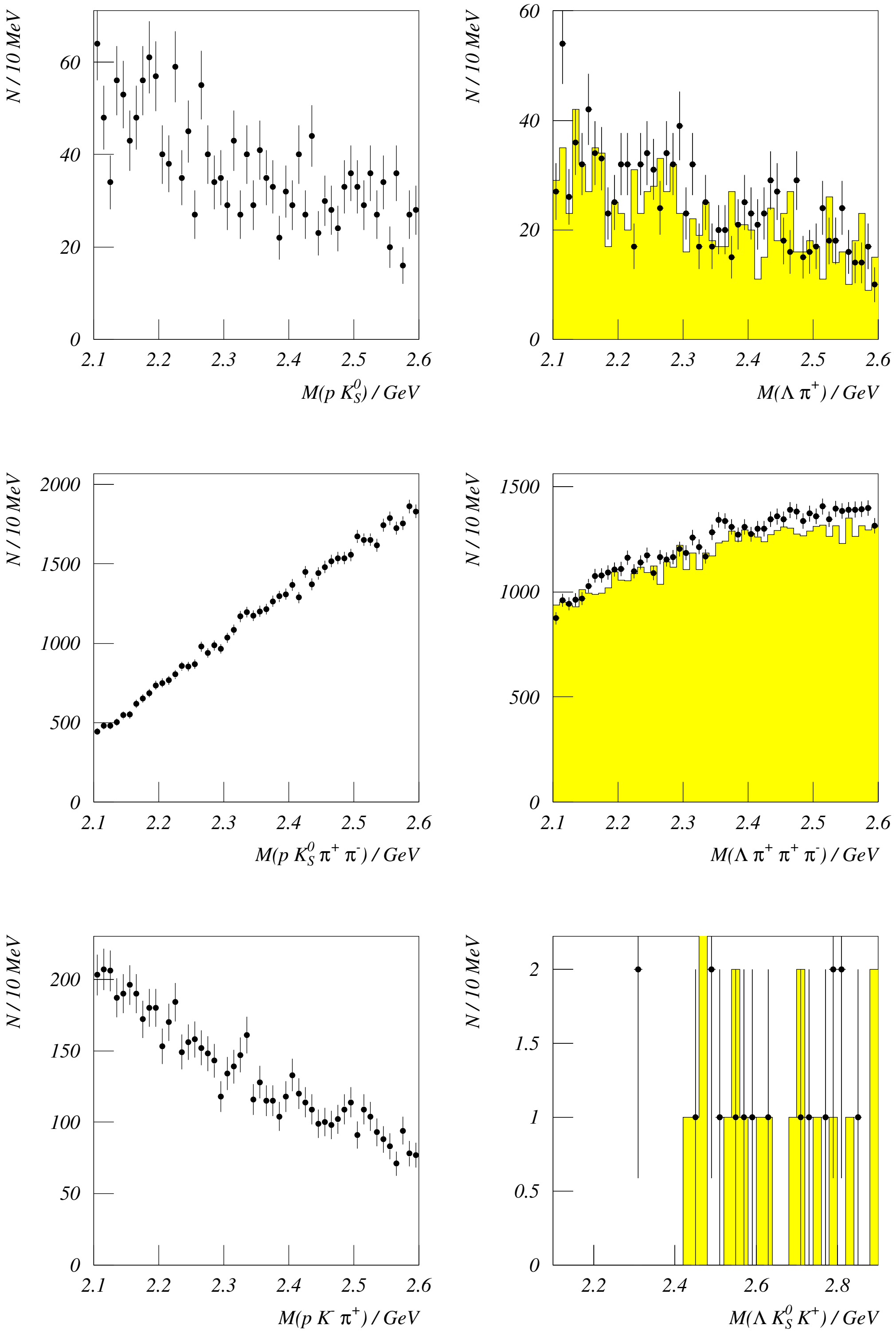

Abbildung 7.1: Ergebnisse von Rekonstruktionsversuchen des Λ_c in verschiedenen Zerfallskanälen. Gezeigt sind zeilenweise von links nach rechts die Kanäle pK_S^0, $\Lambda_0\pi^+$, $pK_S^0\pi^+\pi^-$, $\Lambda_0\pi^+\pi^+\pi^-$, $pK\pi^-$, und unten rechts $\Lambda\overline{K^0}K^+$. Schattiert sind jeweils Untergründe aus falschen Ladungskombinationen dargestellt. Die Verteilungen basieren auf 200.000 Ereignissen von September 1994.

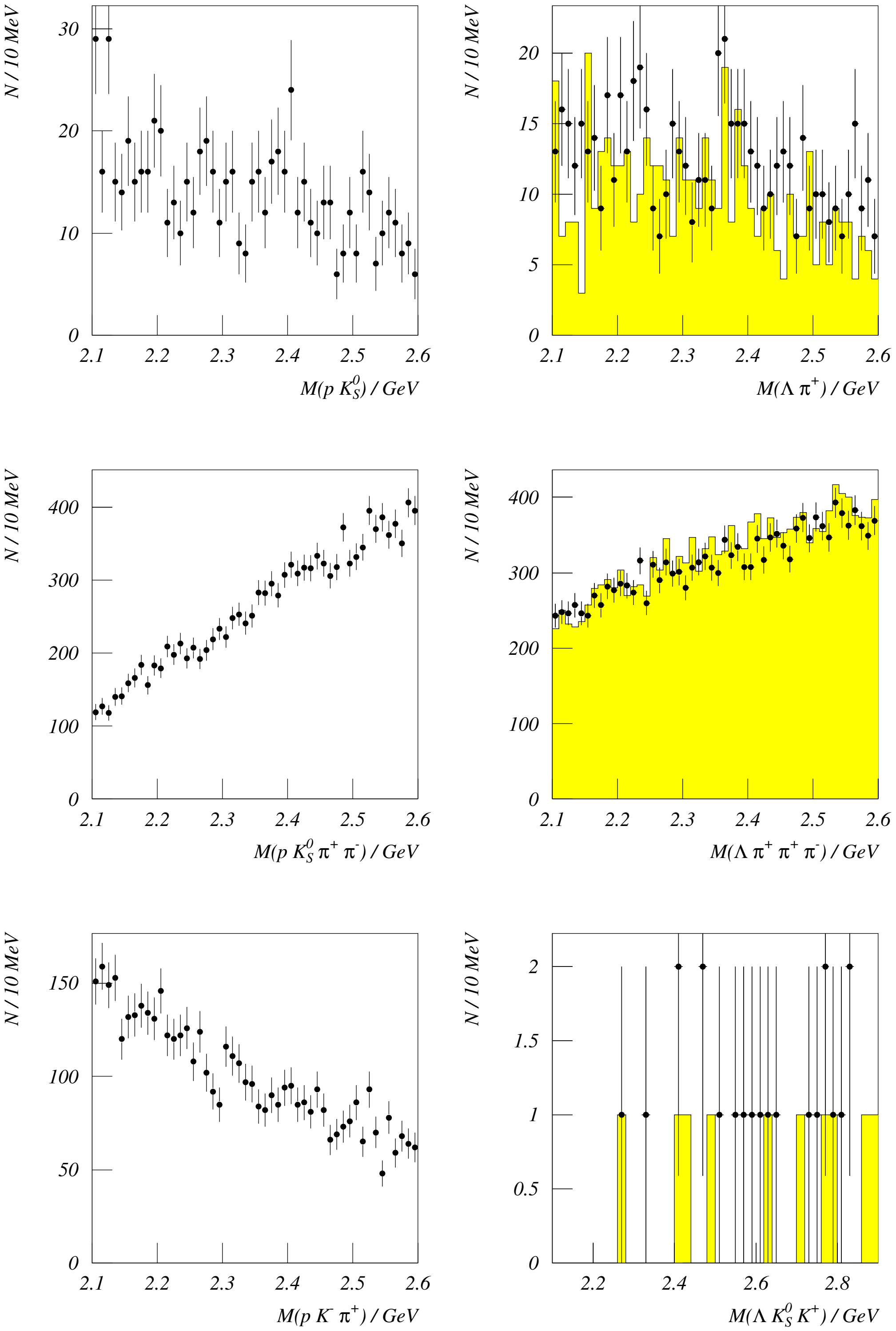

Abbildung 7.2: Ergebnisse von Rekonstruktionsversuchen des Λ_c in verschiedenen Zerfallskanälen. Gezeigt sind zeilenweise von links nach rechts die Kanäle pK^0_S, $\Lambda_0\pi^+$, $pK^0_S\pi^+\pi^-$, $\Lambda_0\pi^+\pi^+\pi^-$, $pK\pi^-$, und unten rechts $\Lambda\overline{K^0}K^+$. Schattiert sind jeweils Untergründe aus falschen Ladungskombinationen dargestellt. Die Verteilungen basieren auf 100.000 Ereignissen von 1995.

Bei einigen der Kanäle (mit einem hochgestellten C bezeichnet) erwarte ich den Untergrund allerdings aufgrund der ernormen Zahl an Möglichkeiten, aus den typisch 20 Spuren eines H1-Ereignisses 5 auszuwählen, so groß, dass es kaum sinnvoll erscheint, ihn durch einen eigenen Lauf des Analyseprogramms genau zu bestimmen. Hier mag als Abschätzung genügen, dass allein aufgrund der Kombinatorik der Untergrund hier um einen Faktor von ca. 14 höher liegen dürfte als im Dreikörperzerfall[3].

Bei den mit einem hochgestellten A bezeichneten Kanälen ist aus einer ähnlichen Überlegung heraus der Untergrund als vergleichbar hoch wie im Dreikörperzerfall angenommen. Da nämlich die wesentliche Quelle hier die pure kombinatorische Anzahl an möglichen Kombinationen von 3 Spuren vom primären Vertex ist, ist die Höhe dieses Untergrunds zumindest grob als von den Teilchensorten unabhängig annehmbar.

Zu dem mit B bezeichneten Kanal schließlich liegen gar keine Zahlenwerte aus einer Datenanalyse vor, weil die H1-Rekonstruktionssoftware diesen „doppelt sekundären“ Zerfall, bei dem zunächst $\Xi^- \to \Lambda\pi^-$, mit einer mittleren Zerfallslänge[4] von 4,91 cm, und weiter $\Lambda \to p\pi^-$ mit 7,89 cm zurückzuverfolgen wäre, nicht gesondert berücksichtigt. Da außerdem die Flugrichtung der V0 während des Fits auf einen engen Bereich um die Achse vom primären zum sekundären Vertex gezwungen wird, werden schon die Λ aus diesem zweistufigen Zerfall in den meisten Fällen verworfen. Dieser Zerfall ließe sich also wohl nur auf Basis der einzelnen Drahttreffer, oder zumindest der nicht auf Vertex gefitteten Spuren rekonstruieren. Diese Möglichkeit habe ich nicht weiter verfolgt, weil die Erfolgswahrscheinlichkeit hier zum Aufwand der Erstellung einer größtenteils neu zu schreibenden Rekonstruktionsroutine nicht mehr in einem angemessenen Verhältnis zu stehen schien.

Den Quotienten aus dem Endzustands-Verzweigungsverhältnis „BRE“ und dem soeben definierten Maß für die Untergrundhöhe habe ich dann als Signal-zu-Untergrundverhältnis, „SNR“, ebenfalls mit tabelliert. Dieses SNR ist ein grobes Maß für die Schwierigkeit, einen Zerfallskanal zu beobachten. Tatsächlich sind von den drei Kanälen mit dem höchsten SNR zwei ($\Lambda\pi^-$ und pK^0_S) schon gesehen worden, und genauere Analysen dieser Kanäle sind bereits im Gange (siehe [21] und [22]). In [22] wird außerdem auch der Dreikörperzerfall auf Daten untersucht, nachdem er schon in [23] auf der Basis von MC-Simulationen behandelt worden war.

Der nach dieser Abschätzung aussichtsreichste Kanal allerdings, $\Lambda_c^+ \to \Lambda K^+ \overline{K^0}$, mit einem SNR von 60, ist noch nicht Gegenstand eingehenderer Untersuchungen

[3]Das ist der Quotient der Binomialkoeffizienten $\binom{20}{5}$ und $\binom{20}{3}$.

[4]Gemeint ist hier die Zeitkonstante τ des Zerfalls, die durch Multiplikation mit der Lichtgeschwindigkeit c in eine Länge umgerechnet wird. Die tatsächliche Zerfallslänge im Laborsystem ist durch Zeitdilatation vergrößert.

geworden. Eine etwas ausführlichere Betrachtung erschien daher sinnvoll, sie ist in Abschnitt 7.5 zu finden.

7.2 Λ_c-Zerfälle auf Monte-Carlo-Ereignissen

Wie gut oder wie schlecht sich das Λ_c nun tatsächlich rekonstruieren lässt, was also die erhaltenen SNR-Werte tatsächlich aussagen, lässt sich nur zuverlässig erschließen, wenn man auch die Wahrscheinlichkeiten der erfolgreichen Rekonstruktion dieser Zerfallstypen an simulierten Ereignissen herausfindet, und die erhaltenen tatsächlichen SNR-Werte mit denen aus Tabelle 7.1 zusammen betrachtet.

Die zugrundegelegten Monte-Carlo-Datensätze sind mit dem Generatorprogramm AROMA 2.1 erzeugt worden, und anschließend der Simulation der Antwort des H1-Detektors und der normalen Rekonstruktions-Software unterworfen worden (näheres siehe [21]). Sie wurden jeweils so selektiert, dass in jedem Ereignis mindestens ein Λ_c-Zerfall im betrachteten Kanal enthalten ist, und die Tochterteilchen aus diesem Zerfall in den vom zentralen Spurkammersystem überdeckten Winkelbereich in θ fallen. Dadurch ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit dieser Zerfälle deutlich größer als auf realen Daten, bei denen ein Großteil der produzierten Λ_c aufgrund der Bewegung des gesamten ep-Schwerpunktsystems in Vorwärtsrichtung für die zentralen Spurkammern nicht detektierbar ist.

In Bild 7.3 zum Beispiel sind rekonstruierte Monte-Carlo-Ereignisse der Zerfälle $\Lambda_c^+ \to \Lambda^0\pi^+$ und $\Lambda_c^+ \to pK_S^0$ zu sehen. Wie man sieht, sind diese beiden Zerfälle auf MC-Niveau in guter Qualität rekonstruierbar, und ergeben hohe Signal-zu-Untergrund Raten.

Im Vergleich mit diesen beiden Kanälen sind nun die beiden weiteren zu sehen, für die MC-Simulationen vorlagen. Das ist zum einen der Kanal $\Lambda_c^+ \to \Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$, zum anderen der Dreikörperzerfall $\Lambda_c^+ \to pK^+\pi^-$. Die Rekonstruktionsergebnisse dazu finden sich in Bild 7.4. Wie man dort, vor allem im direkten Vergleich mit Bild 7.3, sehen kann, sind in beiden Fällen die Signale relativ zum Untergrund deutlich schwächer.

Zumindest für diese beiden Kanäle hätte sich damit also die aus dem SNR in Tabelle 7.1 abgeleitete Aussage einer reduzierten Rekonstruktionswahrscheinlichkeit gegenüber den beiden zuerst gezeigten Kanälen zunächst einmal bestätigt.

Um einen etwas besseren Überblick über die Korrelation zwischen den Ergebnissen der MC-Simulationen und der Abschätzung für Daten zu bekommen, habe ich nun in Tabelle 7.2 die Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse aus der Abschätzung denen der vorhandenen MC-Datensätze gegenübergestellt. Wie man in der Spalte $\frac{SNR}{SNR_{MC}}$ sieht, besteht zwar kein streng linearer Zusammenhang zwischen diesen

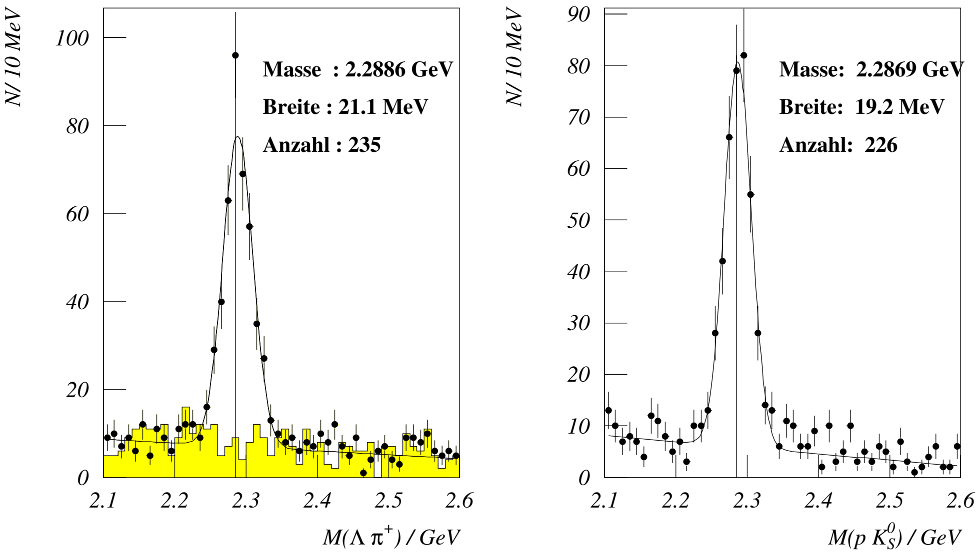

Abbildung 7.3: Zerfälle $\Lambda_c \to \Lambda^0\pi^+$ (links) und $\Lambda_c \to pK^0_S$ (rechts) auf simulierten Ereignissen zu den Bedingungen der Datennahme 1995. Simuliert wurden jeweils ca. 10000 Ereignisse, mit mindestens je einem Λ_c pro Ereignis. Das schattierte Histogramm im linken Bild stellt die falschen Ladungskombinationen $\Lambda\pi^-$ dar. In beiden Fällen ist nicht gefordert worden, dass das V0 von einem Siegervertex kommen sollte.

beiden Größen, aber sie hängen doch deutlich zusammen.

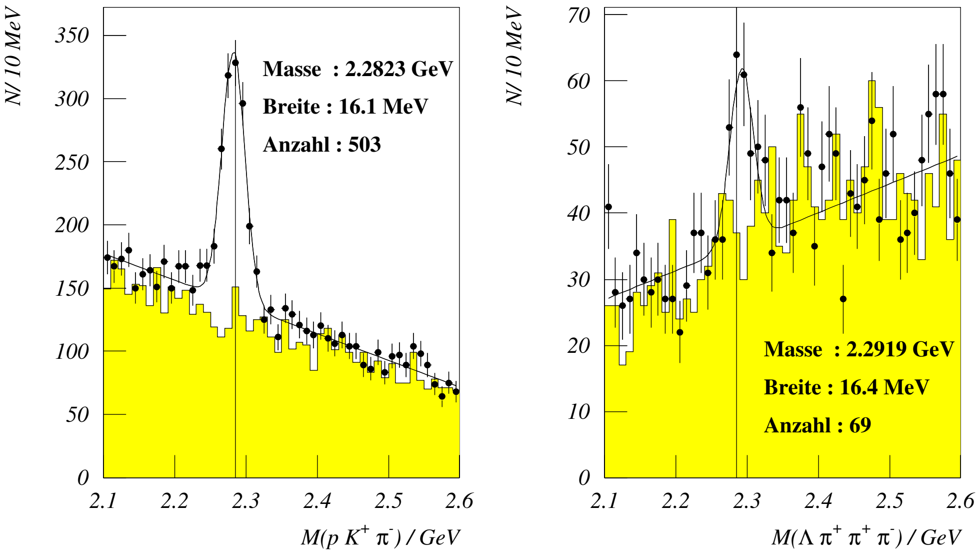

Abbildung 7.4: Rekonstruktion von simulierten Zerfällen des Λ_c in die Kanäle $pK^-\pi^+$ (links, Basis waren 8000 simulierte Ereignisse zu Bedingungen des Jahres 1995) und $\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$ (rechts, auf Basis von 1500 Ereignissen zu 1994). Die schattierten Histogramme enthalten jeweils falsche Ladungskombinationen ($pK^+\pi^-$ bzw. $\Lambda^0\pi^+\pi^-\pi^-$).

Zerfallskanal	SNR [bel.]	SNR_{MC} [1]	$\frac{SNR}{SNR_{MC}}$ [bel.]
$pK^-\pi^+$	4,4	1,4	3.14
$\Lambda\pi^+\pi^+\pi^-$	2,4	1,1	2,2
$p\overline{K^0}$	11,5	12,7	0,9
$\Lambda\pi^+$	51	10,1	5,05

Tabelle 7.2: Vergleich von Abschätzung und MC-Ergebnis beim Signal-zu-Untergrund Verhältnis.

7.3 Anwendung der MC-Ergebnisse auf Daten

Gehe ich mit den erhaltenen Peak-Breiten aus den mit MC-Datensätzen untersuchten Zerfällen und dem Literaturwert der Λ_c-Masse daran, den selben Peak in den Daten des Jahres 1996 wiederzufinden, so führt das bisher bei allen solchen Versuchen immer nur zu Null-Ergebnissen. Zwar bekommt man, bei „geeignet“ gewählter Histogrammierung der Daten, in einem Fit mit festgehaltener Breite und Position des Peaks gelegentlich tatsächlich positive Amplituden heraus, aber schon deren reine Fit-Fehler sind nie merklich kleiner als die Werte selbst, sprich, das Ergebnis ist mit Null verträglich.

Selbst beim Zerfall $\Lambda_c^+ \to \Lambda^0\pi^+$, wo sich die Ladung des Protons aus dem Zerfall des Λ und des aus dem Λ_c-Zerfall stammenden π^+ vergleichen, und so richtige und falsche Ladungskomtinationen unterscheiden lassen, bekomme ich keine wirklich brauchbaren Ergebnisse auf Daten. Dass andererseits in [21] ein Signal in diesem Kanal auf den Daten von 1994 gefunden wird, zeigt, dass dies dennoch möglich ist, wenn man nur genug Zeit aufwendet, um die Schnitte und Selektionsroutinen zu optimieren. Diese Zeit stand mir im Rahmen dieser eher auf Überblick als auf tiefschürfende Behandlung von Einzelfällen ausgerichteten Arbeit aber nicht zur Verfügung.

7.4 Mögliche Verwendung von Photonen bei der Rekonstruktion von Λ_c

Von den in Abschnitt 7.1 ausgeschlossenen Zerfallkanälen hat die dritte Klasse, die Zerfälle unter Beteiligung einzelner Photonen im Endzustand, wohl noch die größte Chance, entgegen dieser abschlägigen Einschätzung doch noch ein verwertbares Signal zu liefern. Schließlich ist die Nachweiswahrscheinlichkeit von Photonen durch Konversion mit den in [12] angegebenen ca. 1,5 Prozent zwar tatsächlich klein, aber andererseits eben doch nicht so klein, dass es völlig aussichtslos wäre, hier eine Rekonstruktion zu versuchen.

Die durch Nachweis der Photonen eventuell nutzbar zu machenden 3,1 Prozent BR schlüsseln sich dabei gemäß Tabelle 7.3 auf. In diese Tabelle sind nur Zerfallsketten aufgenommen, in denen außer einem Photon (oder mehreren) keine der als aussichtslos eingestuften Teilchen Neutron und π^0 vorkommen. Rechnet man nun pro Photon eine Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von 1,5 Prozent in die BR-Werte ein, so bleiben nur drei Zerfallskanäle mit annähernd signifikanten Nachweiswahrscheinlichkeiten übrig.

In der Summe kommt man aber auf nicht mehr als 0,02 Prozent der Λ_c-Zerfälle, die sich unter Verwendung von Photonen erfolgreich rekonstrieren lassen könnten. Da aber jeder dieser Kanäle neben dem Photon noch 3 oder 5 weitere geladene Spuren enthält, steht zu erwarten, dass diese Signale von einem riesigen Untergrund-Niveau erdrückt werden.

Dieses Untergrundproblem wäre höchstens beim Kanal $\Lambda_c^+ \to \Sigma^0\pi$ möglicherweise noch zu handhaben, da hier mit dem sekundären Vertex des Λ eine zusätzliche Bedingung verfügbar ist, die den Untergrund reduzieren könnte.

Zerfall	Endzustand (semi-) stabiler Teilchen	BR $[10^{-3}]$	BRE $[10^{-3}]$	BRE*RW $[10^{-6}]$
$\Sigma^0\pi^+\pi^+\pi^-$	$\{p\pi^-\}\gamma\pi^+\pi^+\pi^-$	9,2	5,9	88
$\Sigma^0\pi^+$	$\{p\pi^-\}\gamma\pi^+$	8,8	5,6	84
$\Sigma^+\pi^+\pi^-$	$\{p\gamma\}\pi^+\pi^-$	30	0,0369	0,55
$\Sigma^+K^+\pi^-$	$\{p\gamma\}K^+\pi^-$	5,7	0,00701	0,11
$\Sigma^+\eta$	$\{p\gamma\}(\gamma\gamma)$	4,8	1,88	0,0064
$\Sigma^+\eta$	$\{p\gamma\}(\pi^+\pi^-\gamma)$	˜	0,229	5,2
$\Sigma^+\eta$	$\{p\gamma\}(e^+e^-\gamma)$	˜	0,0235	0,53
$\Sigma^+\eta$	$\{p\gamma\}(\mu^+\mu^-\gamma)$	˜	0,0015	0,034
Summe:		58,5	13,7	178

Tabelle 7.3: Aufschlüsselung der Zerfälle des Λ_c, die mit einer effizienten Photon-Rekonstruktion möglicherweise zusätzlich zugänglich gemacht werden können. Die Spaltenbezeichnungen entsprechen weitgehend Tabelle 7.1, mit Ausnahme der eingerechneten Rekonstruktionswahrscheinlichkeit RW. Hier ist nur das Photon mit 1,5 Prozent RW veranschlagt, alle anderen Spuren werden nicht weiter berücksichtigt.

7.5 Der Zerfall $\Lambda_c^+ \to \Lambda K^+ \overline{K^0}$

Von allen in Tabelle 7.1 aufgeführten Zerfällen hat dieser Kanal, bei dem zwei V0 Zerfälle beteiligt sind, das bei weitem beste erwartete SNR, sollte also am leichtesten nachzuweisen sein. Ein Punkt, der bisher noch nicht berücksichtigt ist, könnte diese Aussicht aber merklich trüben: die Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten für V0-Teilchen sind für sich auch schon deutlich kleiner als 1, so dass hier sicherlich noch einige Abstriche zu machen sind.

Schaut man sich die tatsächliche Massenverteilung in diesem Kanal an (Abbildung 7.5 oben), so sieht man zumindest auf den Daten von 1995 tatsächlich eine leichte Erhöhung, die ungefähr an der erwarteten Stelle liegt. Allerdings ist die Höhe dieses Überschusses nicht wesentlich größer als der statistische Fehler der Zählraten in den benachbarten Histogramm-Einträgen, so dass kaum von einem wirklich signifikanten Ergebnis zu sprechen ist. Außerdem ließ sie sich, wie in Bild 7.5 unten zu sehen ist, in den Daten von 1996 nicht reproduzieren.

Damit dürfte klar sein, dass in diesem Kanal zwar möglicherweise die Qualität eines eventuell zu bekommenden Signals gut wäre, da kaum noch Untergrund da ist. Leider ist aber die Wahrscheinlichkeit, dass ein Λ_c aus diesem Zerfallskanal tatsächlich nachgewiesen wird, offenbar so klein, dass der Zerfall doch wieder nicht zu sehen ist. Hier wäre aber eventuell mit mehr Luminosität, also z.B. unter Verwendung der Daten von 1997, mehr herauszuholen.

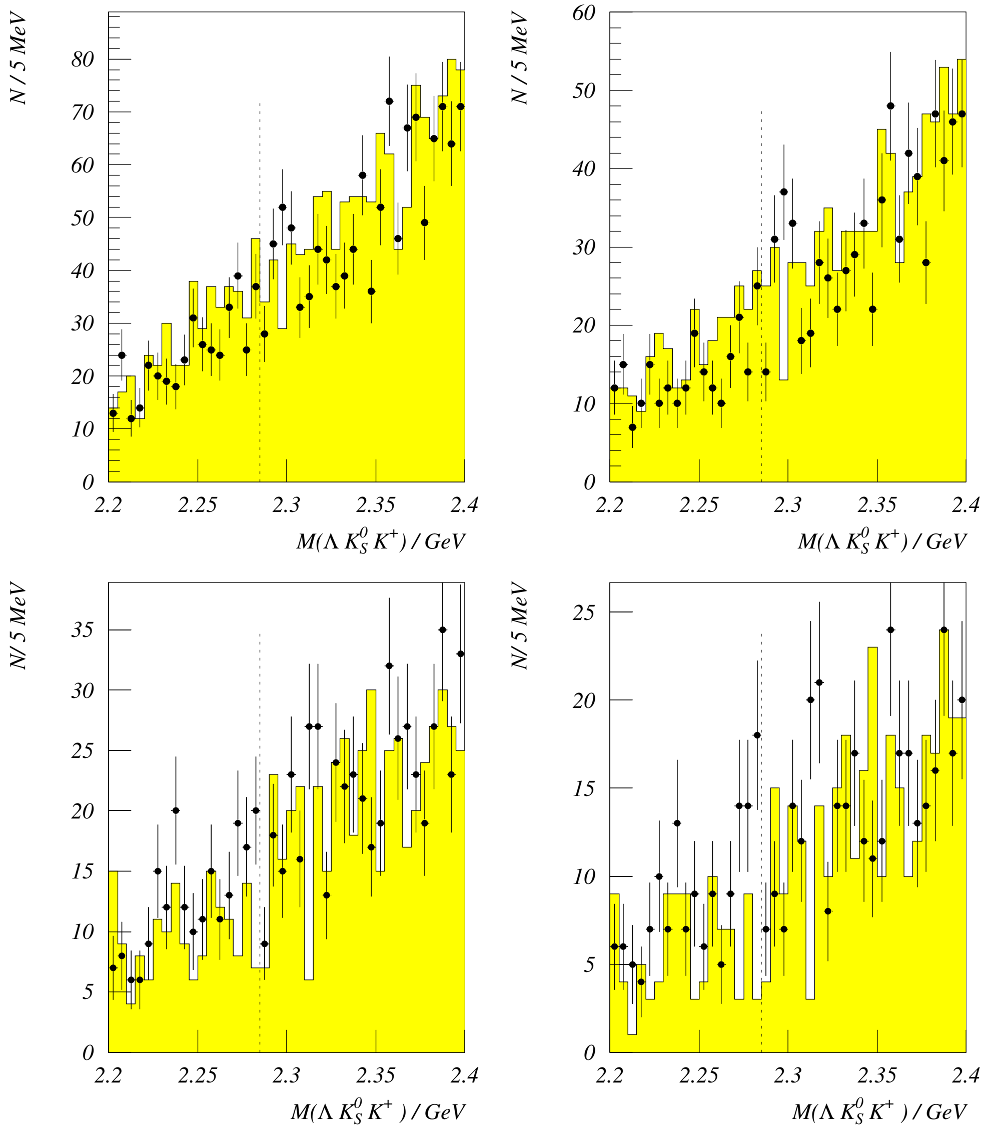

Abbildung 7.5: Massenverteilung im Zerfall $\Lambda_c^+ \to \Lambda\overline{K^0}K^+$ auf Daten des Jahres 1995 (oben) und 1996 (unten). In den linken Histogrammen ist nicht zwischen Sieger- und Verlierervertices unterschieden, rechts dagegen wurde gefordert, dass mindestens einer der beiden V0-Vertices ein Siegervertex war. Die gepunktete Linie markiert jeweils den Literaturwert der Λ_c-Masse.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Aussichten

Der Nachweis von Λ_c-Zerfällen bei H1 ist, wenn überhaupt, dann nur mit wirklich hohem Aufwand an Optimierung von Schnitten zu bewerkstelligen, und die Gesamtzahl zu findender Λ_c wird auf jeden Fall recht klein sein, soviel lässt sich aus dieser Arbeit sicher schließen.

Gezeigt habe ich im Einzelnen, dass von allen Λ_c-Zerfällen im Akzeptanzbereich der H1-Spurkammern weniger als 9 Prozent in Zerfallskanäle gehen, bei denen wenigstens eine prinzipielle Möglichkeit zum Nachweis mit den derzeitigen Mitteln von H1 gegeben ist. Weitere 1,3 Prozent entfallen auf Kanäle mit Photonen, bei denen bestenfalls eine minimale Chance besteht, sie nutzbar machen zu können.

Die limitierenden Faktoren, die einer erfolgreichen Rekonstruktion des Λ_c im Wege stehen, sind:

- Es gibt keine globalen topologischen Besonderheiten der betrachteten Ereignisklasse, so dass keine wirklich effektive Auswahl von relevanten Ereignissen möglich ist. Dazu kommt, dass aus der Sicht der ersten Triggerstufen Charm-Ereignisse ausgerechnet der prominentesten Klasse von Untergrundprozessen ähneln. Dies wird im Zusammenhang mit der immer weiter verbesserten Luminosität von HERA, und des durch zusätzliche Teildetektoren eher noch zunehmenden Volumens der pro Ereignis zu sichernden Daten von H1 im Lauf der Zeit immer problematischer: es wird immer schwerer, die Aufzeichnung von Ereignissen zu begründen, von denen man zum Zeitpunkt der Datennahme noch gar nicht weiß, ob sie für die Analyse überhaupt interessant sind.

- Charmtragende Hadronen weisen eine so große Zahl verschiedener, getrennt zu behandelnder Zerfallskanäle auf, dass die Verzweigungsverhältnisse in einzelne Kanäle in den Bereich weniger Prozent, oft sogar deutlich unter ein Prozent geraten. Dadurch ist die zu erhaltende Statistik pro Zerfallskanal noch einmal deutlich reduziert.

- Die Teilchenidentifikation ist nicht zuverlässig genug, wodurch die Anzahl in Frage kommender Kombinationen von Spuren enorm hoch wird.
- Die Ortsauflösung der zentralen Surkammern reicht zur Zeit nicht aus, um die Zerfallslängen von charmtragenden Teilchen, die im Bereich von einigen zehn μm liegen, in der Nähe des Primärvertex aufzulösen.
- Die Vorwärtsspurkammern sind in ihrer derzeitigen Verfassung kaum bis gar nicht für diese Art Analyse verwendbar, so dass ein wichtiger kinematischer Bereich, der aufgrund des Netto-Impulses des ep-Schwerpunktsystems bei HERA einen großen Teil der produzierten Teilchen aus der Primärreaktion enthält, praktisch unzugänglich ist.

Abhilfe ist in näherer Zukunft bei mehreren dieser Punkte in Sicht. So wird die Bestimmung des Energieverlusts zur Zeit überarbeitet, um diese Informationen besser auszunutzen. Insbesondere die Kalibration dieser Messung scheint laut [22] einiges an Verbesserungspotential aufzuweisen.

Die Ortsauflösung für zentrale Spuren wird in naher Zukunft deutlich besser werden, dank des nun verfügbaren Mikrovertextdetektors „CST“. Dieser wird voraussichtlich[1] die Auflösung weit genug erhöhen, um Spuren aus Zerfällen in diesem Abstandsbereich vom Primärvertex von direkten primären Spuren trennen zu können. Möglicherweise wird bei noch etwas langlebigeren Hadronen, wie den D- und B-Mesonen, sogar eine direkte Bestimmung ihrer Zerfallsvertizes möglich sein.

Zur Frage, wie man Ereignisse mit Charm-Quarks davor bewahren kann, mangels ausreichender Begründung für eine Sicherung überhaupt nicht aufgezeichnet zu werden, kann diese Arbeit vielleicht einen gewissen Beitrag leisten. Es wäre zum Beispiel denkbar, die wenigen Zerfallskanäle, in denen eine berechtigte Aussicht besteht, überhaupt Λ_c zu finden, auf der letzten Online-Triggerstufe grob zu rekonstruieren, und so eine schärfere Begründung für das Sichern der betreffenden Ereignisse zu erhalten.

Das wird zwar derzeit schon beim Dreikörperzerfall $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$ durchgeführt, aber noch ohne Berücksichtigung beispielsweise der Teilchenidentifikation. Diese

[1] Die endgültige Kalibration sowohl der tatsächlichen Geometrie, als auch der erreichten Auflösung, steht noch aus, da dieser Detektor erst seit 1997 voll in Betrieb ist. Auch ein standardisiertes Rekonstruktionsprogramm, das die Treffer im CST mit den Spurkandidaten aus den Driftkammern verbindet, und auf dieser Basis die Helixanpassung verbessert, ist noch nicht verfügbar.

wäre allerdings auf den groben Vorabdaten, die zur Ereignisauswahl in Echtzeit verfügbar sind, auch deutlich schwieriger zu implementieren als auf den kalibrierten Endergebnissen, die dieser Arbeit zugrunde liegen. Andererseits ist gerade in diesem Kanal, bei dem kein V0 beteiligt ist, ohne Teilchenidentifikation der Untergrund noch um einiges höher als bei denen mit V0, so dass die Wirksamkeit dieses Triggers nicht sonderlich groß sein kann.

Auch Hinweise zur Implementierung solcher Selektionsroutinen lassen sich aus dieser Arbeit ableiten. So sollte sich z.B. die vorläufige Erkennung von K_S^0 und Λ beschleunigen lassen, wenn man den auch ohne Teilchenidentifikation oder Ausprobieren von Massenhypothesen zugänglichen Querimpuls als Entscheidungskriterium verwendet.

Berücksichtigt man all diese zu erwartenden Entwicklungen der näheren Zukunft, so steht zu erwarten, dass die Verwendung charmtragender Baryonen deutlich leichter werden wird, sofern es denn gelingt, die Ereignisse effizient genug als interessant zu erkennen, damit genügend von ihnen auf Band geschrieben werden können.

Abbildungsverzeichnis

1.1 Feynman-Graph eines typischen H1-Ereignisses 8

1.2 Feynman-Graph der Boson-Gluon-Fusion 8

2.1 Der H1-Detektor im Überblick 12

2.2 Das zentrale Spurkammersystem im Querschnitt 13

2.3 z-Auflösung der zentralen Jetkammern 16

4.1 Position primärer Vertices in z-Richtung 25

4.2 Auswirkungen verschiedener Qualitätsfunktionen 27

4.3 Verteilung von χ^2 für verschiedene Spurtypen 28

4.4 Qualität von Sieger- und Verlierervertices 30

4.5 Energieverlust geladener Spuren in Abhängigkeit vom Impuls . . . 32

4.6 Verlauf der Schnittkurven für verschiedene Datensätze 34

4.7 Abhängigkeit des dE/dx-Messfehlers von der Trefferzahl 36

5.1 Querimpuls von K^0_S-Kandidaten 39

5.2 Endgültige Massenverteilung von K^0_S 41

5.3 K^0_S–Zerfälle aufgeteilt nach Topologie 43

5.4 K^0_S auf Daten von 1994 und 1995 45

5.5 Querimpuls von Λ-Kandidaten 46

5.6 Endgültige Massenverteilung von Λ-Kandidaten 47

6.1 Geometrie der Rekonstruktion von Photonkonversion 50

6.2 Konversionsvertices in der r-ϕ-Ebene 53

6.3 Radialverteilung von Konversionen in verschiedenen Jahren 54

6.4 Abstand von Photonspuren im Raum 55
6.5 Massenverteilung im Zerfall $\pi^0 \to \gamma\gamma$ 56
6.6 $\pi^0 \to \gamma\gamma$, aufgeteilt nach Spurabstand 57

7.1 Ergebnisse von Rekonstruktionsversuchen auf Daten 62
7.2 Ergebnisse von Rekonstruktionsversuchen auf Daten 63
7.3 Zerfälle $\Lambda_c \to \Lambda^0\pi^+$ und $\Lambda_c \to pK^0_S$ auf MC von 1995 66
7.4 Zerfälle $\Lambda_c^+ \to \Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$ und$\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$ auf MC 67
7.5 Massenverteilung im Zerfall $\Lambda_c^+ \to \Lambda\overline{K^0}K^+$ 71

Tabellenverzeichnis

2.1 Die wichtigsten Zahlenwerte zu den Jetkammern im Überblick . . 14

2.2 Übersicht über die Kalorimeter des H1-Detektors 17

4.1 Kalibrationskonstanten der dE/dx-Schnittkurvenmethode 34

4.2 Kalibrationskonstanten für die Likelihood-Methode 35

4.3 Kalibrationskonstanten des dE/dx-Fehlers 36

5.1 Fitparameter des K_S^0-Signals 40

5.2 Gauß-Fitparameter, getrennt nach Topologien 42

5.3 Ausgewählte Fit-Parameter der K^0-Signale verschiedener Jahre . 44

5.4 Fitparameter des Λ-Peaks 46

7.1 Überblick der hadronischen Zerfallsmoden des Λ_c 61

7.2 Vergleich: SNR-Schätzung und MC-Resultat dazu 67

7.3 Aufschlüsselung der Λ_c-Zerfälle mit Photon-Beteiligung 69

Literaturverzeichnis

[1] H1 Kollaboration, S. Aid et al., „Photoproduction of $D^{*\pm}$ Mesons in Electron-Proton Collision at HERA“, Nuclear Physics B472 (1996) 32-54

[2] H1 Kollaboration, C. Adloff et al., „Inclusive D^0 and $D^{*\pm}$ Production in Deep Ineleastic ep Scattering at HERA“, Zeitschrift für Physik, C72 (1996) 593-605

[3] ZEUS Kollaboration, J. Breitweg et al., „Differential Cross Sections of $D^{*\pm}$ Photoproduction in ep Collisions at HERA“, Physics Letters B401 (1997) 192-206

[4] ZEUS Kollaboration, J. Breitweg et al., „D^* Production in Deep Inelastic Scattering at HERA“, DESY 97-089

[5] T. Sjöstrand, „PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual“, CERN-TH.7112/93

[6] H1 Kollaboration, I. Abt et al., „The H1 Detector at HERA“, Nucl. Instr. and Meth. A386, 1997, S. 310

[7] H. A. Bethe, Z. Phys. 76, 1932, S. 293

[8] F. Bloch, Z. Phys. 81, 1933, S. 363

[9] S. Prell, „Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurkammern des H1 Detektors“, Diplomarbeit, Universität Hamburg, H1 Interner Bericht DESY FH1T-92-04, Hamburg, Oktober 1992

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

[11] R. J. Teuscher, „Charm and Charm-Strange Hadron Production in ep Collisions at HERA as Probes of Confinement“, PhD Thesis, University of Toronto, DESY-F35D-97-01, Januar 1997

[12] C. Ley, „Untersuchungen zur Rekonstruktion des radiativen D^{*0}-Zerfalls im H1-Detektor“, Dissertation, RWTH Aachen, PITHA 94/55, Aachen, November 1994

[13] M. Hilgers, Aachen, Diplomarbeit in Vorbereitung, private Mitteilungen

[14] Ch. Berger, „Teilchenphysik — eine Einführung“, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1992

[15] K. 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

[16] Particle Data Group, R.M. Barnett et al., „Review of Particle Physics“, Phys. Rev. D54 (1996) 1

[17] Particle Data Group, R.M. Barnett et al., „Review of Particle Physics“, Physical Review D54 (1996) 1, teilweise aktualisierte Zwischenversion 1997 zur Ausgabe für 1998, PDG WWW-Seiten http://pdg.lbl.gov/

[18] H1 Kollaboration, „Technical Proposal to build Silicon Trackers for H1“, H1 interner Bericht 06/92-226, DESY, Hamburg (1992), unveröffentlicht

[19] D. Pitzl et al., Nucl. Intr. and Meth., A348 (1994) 454

[20] Daniel Pitzl, Institut für Teilchenphysik der ETH Zürich, private Mitteilung

[21] P. Palmen, Aachen, Dissertation in Vorbereitung, private Mitteilungen

[22] J. Steinhart, Hamburg, Dissertation in Vorbereitung, private Mitteilungen

[23] P. Palmen, „Monte-Carlo-Studien zu nichtleptonischen Zerfällen des Λ_c–Baryons“, Diplomarbeit, RWTH Aachen, August 1994

Danksagung

Ich danke Herrn Professor G. Flügge für die Gelegenheit, an seinem Institut diese Arbeit anzufertigen, und Herrn Professor Ch. Berger für die Übernahme der Zweit-Bewertung.

Herrn Dr. Herbert Gräßler sei für die Organisation der H1-Arbeitsgruppe in Aachen gedankt.

Patrick Palmen und Hardy Pawlette danke ich für ihre nie ermüdende Bereitschaft, sich jegliche Überlegungen, die ich ihnen vorstellte, kritisch anzuhören und mir auch sonst bei allen anstehenden Fragen hilfreich zur Seite zu stehen.

Peter Hoeting und Michael Hilgers sei für ihre Geduld in diesen Monaten und die offene, diskutierfreudige Atmosphäre in unserem gemeinsamen Büro gedankt, die es jederzeit ermöglichte, eigene Ideen zur Prüfung in den Raum zu stellen, oder tückische Software-Probleme gemeinsam anzugehen.

Herrn Dr. Grässler, Patrick Palmen, Peter Hoeting und Michael Hilgers waren desweiteren so freundlich, diese Arbeit teilweise mehrfach korrekturzulesen. Alle verbliebenen Fehler sind also einzig und allein mir zuzuschreiben.

Herrn Dr. Peter Uelkes und seinen Vorgängern als Computer-Spezialisten der H1-Gruppe in Aachen danke ich dafür, dass die besagten Software-Problem in bewundernswerter Weise so weitgehend reduziert waren, und meine eigene Arbeitsbelastung auf diesem Posten so überschaubar bleiben konnte.

Auch all den hier nicht genannten Mitarbeitern am Beschleuniger HERA, und dem Experiment H1, deren unermüdlicher Einsatz erst die Aufzeichnung der Messdaten ermöglicht hat, und weiterhin ermöglicht, auf denen diese Arbeit basiert, möchte ich meinen Dank aussprechen.

Abschließend sei meinen Eltern und meiner ganzen Familie gedankt, ohne deren nicht zuletzt auch finanzielle Unterstützung und Ermutigung ich wohl nie bis zum Diplom in Physik gelangt wäre.