Untersuchungen zum Nachweis von Hadronen mit Charm im H1–Detektor

Von der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
– Fachbereich 1 –
der Rheinisch–Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom–Physiker
Norbert Sahlmann
aus Schwelm

Referent: Universitätsprofessor Dr. G. Flügge
Korreferent: Universitätsprofessor Dr. Ch. Berger

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Oktober 1994

Abstract

Gamma gluon fusion is the dominant process for charmed hadron production in electron proton scattering at HERA. The analysis of H1 data taken in autumn 1993 gives evidence for $D^{*\pm}$ mesons decaying via $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm$ and $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$. The K_s^0 mesons are identified by secondary vertices formed by two oppositely charged tracks in the central jet chambers.

A method of reconstructing secondary vertices by means of analytical functions is presented. Invariant masses are calculated to reconstruct the decay channels $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ and $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Cuts useful for separating Λ and K_s^0 are shown. The differential cross section is presented for the inclusive production of K_s^0 mesons at low Q^2.

The identification of $D^{*\pm}$ mesons is based on H1 data comprising an integrated luminosity of $320\,nb^{-1}$. Kinematical cuts successful in separating a clear signal in the mass difference $\Delta m = m(D^{*\pm}) - m(D^0)$ are discussed. The analysis gives $\mathcal{O}(30)$ $D^{*\pm}$ candidates.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Experimente der Hochenergiephysik haben in den letzten Jahren in hohem Maße die Vorhersagen des derzeit allgemein anerkannten Standardmodells der elektroschwachen und starken Wechselwirkung bestätigt. Andererseits sind noch zu viele Fragen offen, um eine abgeschlossene Theorie der Elementarteilchen aufstellen zu können. So beruht die Kenntnis von der Struktur der Materie weitgehend auf Streuexperimenten mit Leptonen am ruhenden Target. Die Auflösung sehr kleiner Strukturen erfordert jedoch gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation hohe Wechselwirkungsenergien. Die höchste, zur Erzeugung neuer Teilchen nutzbare Schwerpunktsenergie, wird heute an Speicherringen erreicht.

Im Mai 1992 wurde die Hadron–Elektron–Ringanlage (HERA) am Deutschen Elektronen–Synchrotron (DESY) in Betrieb genommen. In dieser Anlage werden erstmals Elektronen und Protonen gegenläufig beschleunigt und in speziellen Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht. Die Elektronen erreichen eine Sollenergie von $30\,GeV$ und treffen auf Protonen mit einer Energie von $820\,GeV$. Die Energie im Schwerpunktsystem liegt mit $314\,GeV$ um etwa einen Faktor zehn höher als bei früheren Streuexperimenten an stationären Nukleonen.

Die Kinematik der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung läßt sich durch zwei Größen beschreiben. Neben dem im Stoß übertragenen Viererimpuls Q^2 gibt für Prozesse niedrigster Ordnung die Skalenvariable x den Bruchteil des Protonimpulses an, der von dem streuenden Quark getragen wird. Bei HERA wird die Untersuchung tiefinelastischer Elektron–Proton–Stoßreaktionen in einem kinematischen Bereich ermöglicht, der gegenüber bisherigen Messungen um zwei Größenordnungen erweitert ist. Bereits im ersten Betriebsjahr konnte mit H1 die innere Struktur des Protons in einer Region niedriger x–Werte erschlossen werden [3, 22]. Diese Region gibt erstmals Aufschluß über das Verhalten sogenannter „weicher“ Quarks und Gluonen. Ebenso wurden Abweichungen vom Skalenverhalten der Protonstrukturfunktion im Sektor kleiner x–Werte nachgewiesen [4]. Der Verlauf der starken Kopplungskonstanten α_s kann bei HERA in einem weiten kinematischen Bereich untersucht werden. Die Messung von Jetraten hat bereits mit den H1–Daten von 1993 die Bestimmung von α_s ermöglicht und das Laufverhalten mit Q^2 gezeigt [42].

Schon bald nach der Inbetriebnahme von HERA, ist der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion bei einer zehnfach höheren Schwerpunktsenergie gegenüber früheren Experimenten gemessen worden [7, 19]. Die ersten Daten schließen Modelle aus, die eine starke Zunahme der Photoproduktion mit wachsender Schwerpunktsenergie vorhersagen. In einer Untersuchung harter Streureaktionen in der Photoproduktion, sind die bisherigen Messungen nur mit Beiträgen aufgelöster Photonen zu erklären [6, 20].

Neben dem Studium der elektroschwachen und starken Wechselwirkung ist bei HERA die Untersuchung neuer Teilchenzustände möglich. Zu Beginn der Datennahme hat es noch keinen Anhaltspunkt für die Existenz von Leptoquarks, Leptogluonen und angeregten Leptonen gegeben [2, 21]. Die bestehenden Massengrenzen konnten aber bereits auf Grundlage der bisherigen Daten ausgedehnt werden.

Bei HERA wird mit einer jährlichen Produktion von etwa $\mathcal{O}(10^8)$ Hadronen mit Charm und $\mathcal{O}(10^6)$ Hadronen mit Bottom gerechnet. Die Abschätzung folgt aus Rechnungen im Modell der Boson–Gluon–Fusion. Bei den zugrundeliegenden Teilchenreaktionen findet eine Kopplung des Austauschteilchens an den Gluoninhalt im Proton statt. Die Beobachtung dieser Ereignisse erlaubt die Vermessung der Gluondichte im Bereich kleiner x_g–Werte. Für die Bestimmung der Dichtefunktion wurden verschiedene Strategien ausgearbeitet, die sowohl Ereignisse mit offenem Charm als auch gebundene J/Ψ–Zustände einschließen. Die erwartete Entstehungsrate von Hadronen mit Charm ist um etwa zwei Größenordnungen höher als an bisherigen Experimenten. Damit ist auch eine erhebliche Verbesserung der Empfindlichkeit bei der Suche nach seltenen Zerfällen von Charm verbunden. Die Spektroskopie schwerer Baryonen wird als Test für die Massenvorhersagen der QCD angesehen. Dies gilt insbesondere für Λ_c^*– und Σ_c^*–Baryonen [27]. Darüber hinaus trägt das registrierte Verhältnis von Mesonen zu Baryonen zum Verständnis der Fragmentationsmechanismen schwerer Quarks in Ereignissen mit Charm bei.

Es hat sich als nützlich erwiesen, Ereignisse mit Charm anhand exklusiver Zerfallskanäle schwerer Hadronen zu identifizieren. In der vorliegenden Arbeit wird ein Konzept zur Rekonstruktion von Hadronen mit Charm im H1–Detektor erarbeitet. Die ungünstige Topologie dieser Ereignisse schränkt den Nachweis der Zerfallssignaturen ein. Es werden Zerfälle von Λ_c–Baryonen und D–Mesonen untersucht, die in Λ–Hyperonen oder K_s^0–Mesonen verzweigen. Diese Teilchen weisen Zerfallslängen auf, die abseits vom Strahlkreuzungspunkt liegen und anhand ihrer charakteristischen V^0–Signatur nachzuweisen sind.

Im zweiten Kapitel werden die technischen Kenngrößen der Speicherringanlage HERA angegeben. In einer Übersicht wird der Aufbau des H1–Detektors beschrieben und die Funktionsweise des Datennahmesystems aufgezeigt.

Das innere Spurkammersystem ist von zentraler Bedeutung für den Nachweis von Ereignissen mit Charm. Das dritte Kapitel vermittelt einen Eindruck vom mechanischen Aufbau des Spurkammersystems. Es werden Parameter zur räumlichen Beschreibung geladener Teilchenspuren definiert und die Methode der Spurrekonstruktion in den zentralen Jetkammern erläutert.

Die Beschreibung der grundlegenden Erzeugungsmechanismen schwerer Quarks in Elektron–Proton–Stoßreaktion steht im Vordergrund des vierten Kapitels. Durch die Einführung geeigneter Parameter wird zum Verständnis der Kinematik dieser Ereignisse beigetragen. Es schließt sich die Erörterung der prominenten Fragmentationsmodelle an. Ein separater Abschnitt gibt eine Übersicht der Charm–Physik bei HERA.

Anhand von Modellrechnungen wird im fünften Kapitel die Topologie von Ereignissen mit Charm untersucht. Aus den Zerfallssignaturen schwerer Hadronen werden Kriterien erstellt, die zu einer Rekonstruktion der Teilchenzerfälle beitragen können.

Im Mittelpunkt des sechsten Kapitels steht die Entwicklung einer analytischen Methode zum Nachweis sekundärer Zerfallsvertices im zentralen Spurkammersystem des H1–Detektors. Die qualitative Bewertung der Methode geschieht auf Grundlage detaillierter Monte–Carlo–Rechnungen. Es werden wirksame Schnitte motiviert, die eine zuverlässige Rekonstruktion sekundärer Vertices erlauben. Die Tauglichkeit des Verfahrens wird an H1–Daten von 1992 überprüft. Die Vermessung abknickender Spurverläufe gibt einen Hinweis auf die erzielte Ortsauflösung. Eine Abschätzung der Meßgenauigkeit erfolgt in einem separaten Abschnitt.

Im siebten Kapitel wird die Analyse der H1–Daten von 1993 vorgestellt. Der Diskussion invarianter Massenverteilungen schließt sich die Bestimmung der Lebensdauer von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen an. Auf Grundlage von Monte–Carlo–Rechnungen wird, mit Vereinigung aller Analyseschnitte, die Rekonstruktionseffizienz sekundärer Zerfallsvertices ermittelt. Es folgt die Erörterung der inklusiven Erzeugung von K_s^0–Mesonen in Ereignissen der Photoproduktion. Im zweiten Teil des Kapitels wird der Nachweis von Hadronen mit Charm anhand invarianter Massenverteilungen diskutiert.

Kapitel 2

HERA und der H1–Detektor

Der erste Teil dieses Kapitels stellt in einer Übersicht die technischen Kenngrößen der Ringanlage HERA zusammen und gibt Auskunft über die Datennahme der Jahre 1992 und 1993. Im Anschluß wird der Aufbau des H1–Detektors erörtert und die prinzipielle Funktionsweise des Triggersystems im H1–Experiment beschrieben.

2.1 Die Speicherringanlage HERA

Im Mai 1992 ging am Deutschen Elektronen–Synchrotron (DESY) in Hamburg die Hadron–Elektron–Ringanlage (HERA) in Betrieb. In diesem Speicherring werden erstmals Pakete von Elektronen und Protonen in übereinanderliegenden Ringen gegenläufig beschleunigt und in speziellen Wechselwirkungszonen frontal zur Kollision gebracht. Mit dieser Anlage wird eine Sollenergie von $30\,GeV$ für Elektronen und $820\,GeV$ für Protonen erreicht. Die resultierende Energie im ep–Schwerpunktsystem liegt mit $\sqrt{s} \approx 314\,GeV$ um etwa einen Faktor zehn höher als bei bisherigen Lepton–Nukleon–Stößen am stationären Target. HERA wird im planmäßigen Betrieb eine Luminosität von $\mathcal{L} = 1.6 \cdot 10^{31}\,cm^{-2}sec^{-1}$ erreichen. Die voraussichtliche Jahresluminosität wird derzeit mit $\int \mathcal{L} dt = 100\,pb^{-1}$ angegeben.

In Abbildung 2.1 ist in einer Aufsicht die $6.3\,km$ umfassende Ringanlage mit ihrem mehrstufigen System zur Vorbeschleunigung der Teilchenpakete dargestellt. Die Elektronen und Protonen werden in der letzten Vorbeschleunigerstufe an der Positron–Elektron–Tandem–Ringanlage (PETRA II) im gleichen Magnetsystem geführt und auf eine Energie von $14\,GeV$ bzw. $40\,GeV$ beschleunigt. Der Elektronring von HERA besteht aus konventionellen, d.h. normalleitenden Magneten, die ein Ablenkfeld von $0.165\,T$ erzeugen. Die Ablenkung der Protonen erfordert ein weitaus stärkeres Magnetfeld von $4.65\,T$. Der Protonring ist daher zum überwiegenden Teil aus supraleitenden Magneten aufgebaut, die bei einer Temperatur von $4.4\,K$ betrieben werden. Die Kühlung der Magnete erfolgt mit flüssigem Helium, das mit hohem technischen Aufwand von einer Verflüssigungsanlage bereitgestellt wird. Die wichtigsten Kenngrößen von HERA sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Der Speicherring HERA verfügt über vier Wechselwirkungszonen, von denen derzeit zwei experimentell genutzt werden. Die Detektoren H1 und ZEUS sind in den Experimentierhallen Nord und Süd der Ringanlage untergebracht. Im Mai 1992 wur-

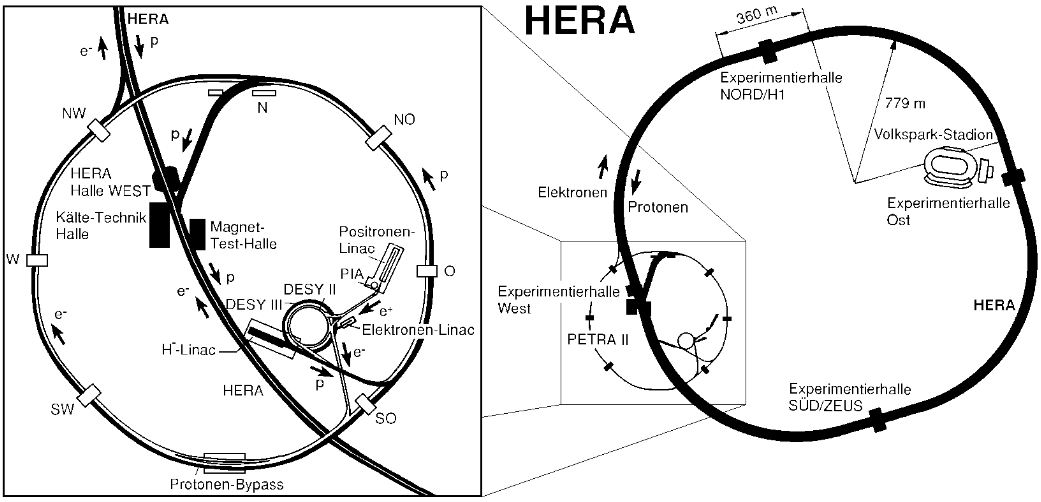

Abbildung 2.1: *Aufsicht der Hadron–Elektron–Ring–Anlage am DESY in Hamburg*

HERA Parameter		**Elektronen**	**Protonen**
Sollenergie	$[GeV]$	30	820
Einschußenergie	$[GeV]$	14	40
Magnetfeldstärke	$[T]$	0.165	4.65
Strahlstrom	$[mA]$	58	160
Strahlquerschnitt (Hor:Vert)	$[\mu m]$	264:17	300:95
Paketlänge	$[cm]$	3.0	4.4
Zahl der Teilchenpakete		210	210
Füllzeit	$[min]$	15	20
Umfang		6336 m	
Luminosität		$1.6 \cdot 10^{31}\, cm^{-2} sec^{-1}$	
integr. Jahresluminosität		$100\, pb^{-1}$	
Schwerpunktsenergie		$314\, GeV$	
max. Impulsübertrag		$\approx 10^5\, GeV^2$	
Kollisionsrate		$10.4\, MHz$	
Strahlkreuzungswinkel		0^o	

Tabelle 2.1: *Wichtige Sollparameter des Speicherringes HERA*

den erstmals Elektron–Proton–Stöße in den Detektoren beobachtet und im Juni 1992 konnte mit der Datennahme begonnen werden.

Der vorliegenden Arbeit liegt die Datennahme der Jahre 1992 und 1993 zugrunde. Während der Protonstrahl schon frühzeitig die Sollenergie von $820\,GeV$ erreicht hat, weicht seit der Inbetriebnahme von HERA die Energie des Elektronenstrahls mit $26.7\,GeV$ geringfügig vom Sollwert ab. Im ersten Betriebsjahr sind mit jeweils neun kollidierenden Teilchenpaketen H1–Daten im Umfang von $\int \mathcal{L}dt = 25.1\,nb^{-1}$ aufgezeichnet worden. Demgegenüber wurden im Jahre 1993 bereits 2×90 Teilchenpakete in den Speicherring eingefüllt. Dabei wurde eine integrierte Luminosität von $\int \mathcal{L}dt = 529\,nb^{-1}$ gesammelt. Aufgrund technischer Schwierigkeiten mit dem supraleitenden Magneten im H1–Detektor, ist ein Teil dieser Daten für die vorliegende Arbeit nicht verwertbar. Die Analyse stützt sich daher auf die Strahlperiode vom Herbst 1993. In dieser Zeit wurde eine Datenmenge von $320\,nb^{-1}$ registriert.

2.2 Aufbau des H1–Detektors

Die Untersuchung der Elektron–Proton–Stoßreaktionen am Speicherring HERA erfordert Detektoren, die den gesamten Raumwinkel möglichst lückenlos abdecken. Das Ungleichgewicht der Elektron– und Protonimpulse bewirkt eine starke kinematische Bündelung der Teilchenreaktionen in Vorwärtsrichtung, d.h. in Richtung des einlaufenden Protons. Dieser Asymmetrie wird durch eine besonders gute Instrumentierung der Detektoren im Vorwärtsbereich Rechnung getragen. In Abbildung 2.2 ist in einer isometrischen Darstellung der Aufbau des H1–Detektors gezeigt. Eine genaue Beschreibung des Detektors und seiner Komponenten findet sich in [31].

	Kalorimeter			
Bezeichnung	**PLUG**	**LAC**		**BEMC**
Winkelbereich	$0.7^o \leq \Theta \leq 3.5^o$	$4^o \leq \Theta \leq 153^o$		$152^o \leq \Theta \leq 176^o$
Bauart	Kupfer/Silizium	Blei/LAr	Stahl/LAr	Blei/Szintillator
Energieauflösung $\frac{\sigma}{E}$	$\frac{100\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{12\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{45\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{13\%}{\sqrt{E}}$

Tabelle 2.2: *Wichtige Kenngrößen der Kalorimeter im H1–Detektor*

Die auffälligste Komponente des H1–Detektors ist das große Flüssigargon–Kalorimeter LAC[1] $\boxed{4}$ $\boxed{5}$. Dieses Kalorimeter zeichnet sich neben der feinen Segmentierung der Ausleseeinheiten durch eine besonders genaue und stabile Energiekalibration aus. Das Flüssigargon–Kalorimeter besteht aus acht separaten Ringen elektromagnetischer und hadronischer Schauerzähler, die konzentrisch um das Strahlrohr $\boxed{1}$ angeordnet sind. Das Flüssigargon–Kalorimeter ist in einem einzigen vakuumisolierten Behälter, dem sogenannten Kryostaten $\boxed{15}$ untergebracht. Jeder Ring ist in acht Segmente aufgeteilt, wobei jedes Segment ein Modul des hadronischen und ein Modul des elektro-

[1]engl.: Liquid Argon Calorimeter

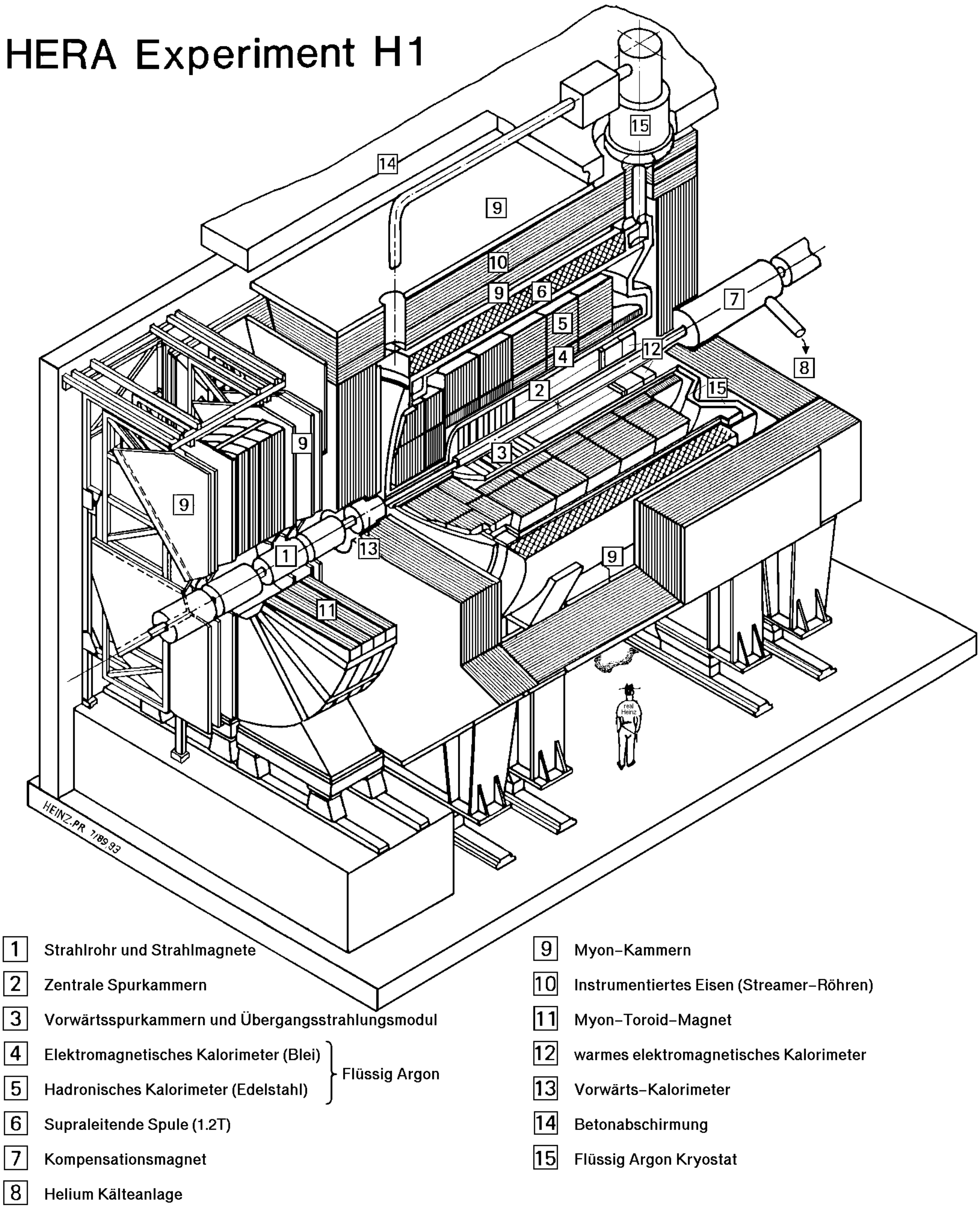

Abbildung 2.2: *Ansicht des H1–Detektors*

magnetischen Kalorimeters enthält. Als Absorbermaterial wird für den hadronischen Teil Edelstahl verwendet, während die elektromagnetischen Komponenten mit Absorbern aus Blei aufgebaut sind. Das Flüssigargon–Kalorimeter überdeckt einen großen Winkelbereich von 4^o bis 153^o. Es wird in der Rückwärtsrichtung durch einen elektromagnetischen Schauerzähler BEMC[2] aus Blei und Szintillator vervollständigt $\boxed{12}$. Dieses warme Kalorimeter registriert die unter flachen Winkeln gestreuten Elektronen. Im vorderen Bereich bildet für kleine Winkel bis zu 0.7^o ein spezielles Kupfer/Silizium–Kalorimeter (PLUG) den Abschluß $\boxed{13}$. In Tabelle 2.2 sind die wichtigsten Kenngrößen der Schauerzähler im H1–Detektor aufgelistet.

Das Kalorimeter ist von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ umgeben, die zur Messung geladener Teilchen ein parallel zur Strahlachse ausgerichtetes Magnetfeld von $1.2\,T$ erzeugt. Die unbalancierte Ereignistopologie spiegelt sich auch im Aufbau des Spurkammersystems wider. Es besteht aus zwei mechanisch getrennten Spurkammereinheiten, die jeweils für den Zentral– und den Vorwärtsbereich optimiert sind. Die zentrale Spurkammer $\boxed{2}$ besteht aus zwei zylindrischen Jetkammern sowie z–Kammern, die der verbesserten Spurrekonstruktion dienen. Der Vorwärtsbereich $\boxed{3}$ wird von drei Modulen aus Radial– und Planardriftkammern eingenommen. Zusätzlich werden Übergangsstrahler, sogenannte Radiatoren eingesetzt, die eine verbesserte Identifikation hochenergetischer Elektronen in der vorwärtigen Hemisphäre gestatten. Der Aufbau der zentralen Spurkammer wird im nachfolgenden Kapitel eingehend behandelt.

Außerhalb des Flüssigargon–Kalorimeters und der supraleitenden Spule befindet sich das Myonsystem $\boxed{9}\boxed{10}$. Neben drei großflächigen Lagen Myonkammern enthält das Myonsystem das mit Streamerkammern instrumentierte Eisen. Dieses Eisenjoch dient zum einen der Rückführung des magnetischen Flusses und zum anderen gestattet es die Messung hadronischer Energieanteile, die nicht vollständig im Kalorimeter deponiert werden. Das Myonsystem ist in Vorwärtsrichtung durch ein Spektrometer $\boxed{11}$ ergänzt, das aus einem Eisentoroiden besteht, der mit mehreren Lagen Driftkammern versehen ist.

2.3 Luminositätssystem

Die Messung der Luminosität von Elektron–Proton–Stoßreaktionen wird bei H1 aus der Rate der Bethe–Heitler–Reaktion

$$ep \rightarrow ep\gamma \tag{2.1}$$

bestimmt. Dieser Bremsstrahlungsprozeß wird durch die koinzidente Messung des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons nachgewiesen. Das Luminositätssystem besteht aus einem Elektron– und Photonkalorimeter, die sich $33\,m$ bzw. $103\,m$ hinter dem H1–Detektor in Richtung des Elektronenstrahls befinden. Die Energieauflösung wird mit $\sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E}$ angegeben.

Der Elektrondetektor dient darüber hinaus dem Nachweis von Photoproduktionsereignissen. Diese Ereignisse zeichnen sich durch geringe Impulsüberträge und damit flach

[2]engl.: Backward Electromagnetic Calorimeter

gestreute Elektronen aus. Eine sichere Erkennung ist gewährleistet, falls die Energieabgabe im Elektrondetektor $4\,GeV$ übersteigt, während zur selben Zeit im Photondetektor weniger als $2\,GeV$ gemessen werden. Eine genaue Beschreibung des Luminositätsmonitors wird in [31] gegeben.

2.4 Datennahmesystem – Der H1–Trigger

Es ist notwendig, aus der Vielzahl verschiedener Ereignisse, die im H1–Detektor registriert werden, schon während der Datennahme eine Auswahl erwünschter Reaktionen zu treffen. Die Selektion interessanter Ereignisse erfolgt in mehreren Stufen, die nachfolgend erörtert werden.

Am Speicherring HERA beträgt die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen $96\,ns$. Auch wenn nicht bei jeder Strahlkreuzung eine ep–Stoßreaktion stattfindet, ist ein Verfahren notwendig, das ein totzeitloses Puffern der Ereignisse gewährleistet, bis eine erste Triggerauswahl getroffen ist. Neben den Elektron–Proton–Stoßreaktionen tritt eine Vielzahl unerwünschter Ereignisse auf, die haupsächlich von Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit dem Restgas im Strahlrohr bzw. mit der Strahlrohrwandung herrühren. Die wesentliche Aufgabe des H1–Triggers besteht daher in der Verminderung solcher Untergrundreaktionen. Zur Zeit kann das H1–Experiment ein Datenvolumen von etwa $0.6\,Mb/s$ aufzeichnen. Dies entspricht etwa fünf Ereignissen je Sekunde. Die Ereignisrate muß daher von mehreren $100\,kHz$ auf etwa $5\,Hz$ reduziert werden.

Das Auslösesystem ist in vier Ebenen (L1–L4) organisiert, die sequentiell abgearbeitet werden:

- **L1:** Die einzelnen Komponenten des H1–Detektors liefern eigene Triggersignale, die in der ersten Stufe des H1–Triggers als Bitmuster erfaßt und logisch verknüpft werden. Wegen den unterschiedlichen Signallängen der Detektorkomponenten kann erst nach etwa $2.2\,\mu s$ eine zentrale Triggerentscheidung fallen. Um Totzeiten zu vermeiden, werden in der Zwischenzeit nachfolgende Ereignisse in einer sogenannten Pipeline gespeichert. Der L1–Trigger reduziert die Ereignisrate auf etwa $1\,kHz$. Eine positive L1–Entscheidung unterbricht die Pipeline und startet die zweite Stufe [35].

- **L2:** In der zweiten Stufe finden bereits komplexe topologische Verknüpfungen der Triggersignale statt. Die Triggersignale der verschiedenen Detektorsysteme werden zu diesem Zweck nach Methoden bearbeitet, die auf dem Prinzip neuronaler Netze beruhen [17]. Die zweite Stufe findet nach etwa $20\,\mu s$ eine Auswahl. Bei einer positiven Entscheidung startet sie die Datennahme, d.h. die Auslese des H1–Detektors. Die Ereignisrate wird auf etwa $200\,Hz$ reduziert.

- **L3:** Die Datennahme dauert bis zu $800\,\mu s$. Parallel dazu erfolgt eine genauere Analyse der Detektorsignale. Eine negative Entscheidung stoppt unmittelbar die Datennahme. Dadurch werden Totzeiten gering gehalten. Die Ereignisrate wird so auf etwa $50\,Hz$ vermindert.

- **L4:** Zu Beginn der vierten Stufe ist die Datennahme abgeschlossen. Die zu einem Ereignis zusammengefügten Daten werden in einer sogenannten „Farm“ schneller Prozessoren parallel verarbeitet und teilweise rekonstruiert. Dabei werden u. a. in den Spurkammern aus einzelnen Treffern geladener Teilchen zusammenhängende Teilchenspuren gebildet und aus der Energiedeposition in den Zellen der Kalorimeter die Teilchenenergie bestimmt. Auf dieser Stufe werden bereits aus den Rohdaten physikalisch relevante Größen gewonnen, die einen ersten Eindruck von der Ereignissignatur, etwa Energieflüsse oder Jet-Topologien vermitteln [61]. Die akzeptierten Ereignisse werden anschließend auf Magnetband abgespeichert und stehen der späteren Offline–Analyse zur Verfügung. Die Rate beträgt noch wenige Ereignisse je Sekunde.

In den ersten beiden Jahren der Datennahme bei H1 standen die Trigger–Ebenen L2 und L3 nicht zur Verfügung. Wegen der verhältnismäßig geringen Luminosität konnten jedoch die in Ebene L1 akzeptierten Ereignisse direkt von der vierten Stufe bearbeitet werden.

Die vom H1–Triggersystem akzeptierten Ereignisse werden vollständig rekonstruiert und liegen als sogenannte POT–Dateien[3] vor. Diese Datensätze sind in der Regel sehr umfangreich und werden nicht der allgemeinen Datenanalyse bereitgestellt. Zur Datenreduktion ist es unerläßlich, die POT–Dateien nach genau festgelegten physikalischen Gesichtspunkten einzuordnen. Derart verringerte Datensätze stehen als sogenannte DST–Dateien[4] zur Verfügung.

[3]engl.: Production Output Tape
[4]engl.: Data Summary Tape

Kapitel 3

Das zentrale Spurkammersystem

Das innere Spurkammersystem ist von grundlegender Bedeutung für den Nachweis von Ereignissen mit Charm im H1–Detektor. Dieses Kapitel gibt einen Eindruck vom mechanischen Aufbau der einzelnen Detektorkomponenten und zeigt in einem Überblick die wichtigsten Kenngrößen der verschiedenen Kammereinheiten. Es folgt die Definition geeigneter Parameter zur räumlichen Beschreibung geladener Teilchenspuren im Magnetfeld des H1–Detektors. Zum Abschluß wird die Methode der Spurrekonstruktion in den zentralen Jetkammern skizziert.

3.1 Aufbau der inneren Spurkammern

In Abbildung 3.1 ist in einer Seitenansicht das Spurkammersystem im H1–Detektor gezeigt. Aus der Darstellung ist der mechanisch getrennte Aufbau der vorwärtigen und zentralen Region erkennbar. Das vordere Spurkammersystem überdeckt den Winkelbereich zwischen 5^0 und 25^0. Es ist aus drei identischen Modulen zusammengefügt, die sich jeweils aus radialen und planaren Driftkammern sowie Übergangsstrahlern zusammensetzen.

Das zentrale Spurkammersystem überspannt einen Winkelbereich von 10^0 bis 165^0. Es ist als zylindrisches Driftkammersystem ausgebildet und besteht aus zwei getrennt arbeitenden großen Driftkammern, CJC1 und CJC2[1], deren Drähte parallel zur Strahlachse gespannt sind [18]. Diese Kammern gestatten die Vermessung eng benachbarter Teilchenspuren und werden daher auch als Jetkammern bezeichnet. In Abbildung 3.2 ist ein Ausschnitt der zentralen Spurkammern im Querschnitt dargestellt. Die Segmentierung der Jetkammern in separate Zellen ist sichtbar. Jede Driftzelle ist von zwei Kathodenebenen begrenzt. Die innere Jetkammer besteht aus 30 und die äußere aus 60 Zellen. Zu jeder Zelle gehören 24 bzw. 32 sensitive Anodendrähte, die in Ebenen angeordnet sind. Die Neigung der Ebenen gegenüber der radialen Richtung beträgt 30^0 und dient dem Ausgleich des sogenannten Lorentzwinkels. Unter dem Einfluß der äußeren Magnetkräfte weicht die Driftrichtung freigesetzter Elektronen von der Richtung des elektrischen Feldes um den Lorentzwinkel ab. Die Neigung ist so gewählt, daß geladene Teilchen, die von der Strahlachse stammen, die Driftzellen nahezu senkrecht zur Driftrichtung durchqueren.

[1]engl.: Central Jet Chamber (1 und 2)

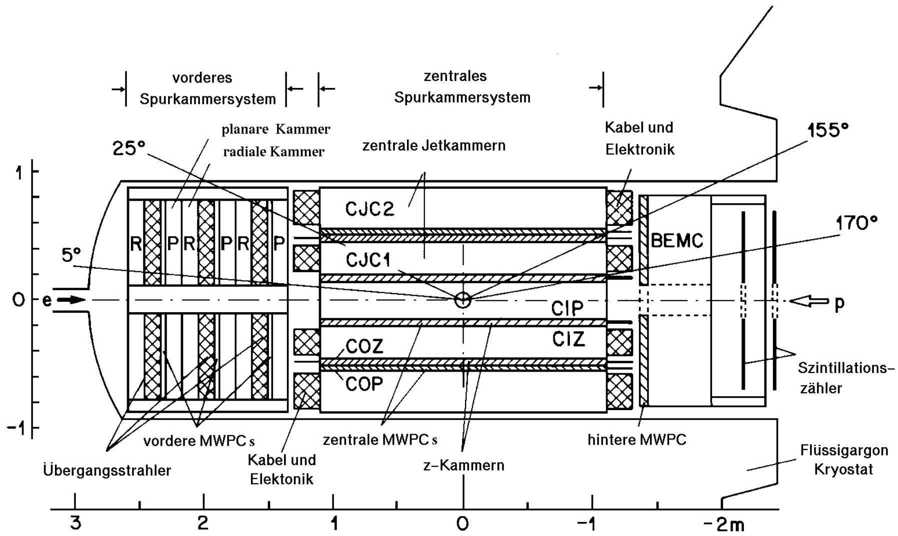

Abbildung 3.1: *Seitenansicht des Spurkammersystems im H1–Detektor*

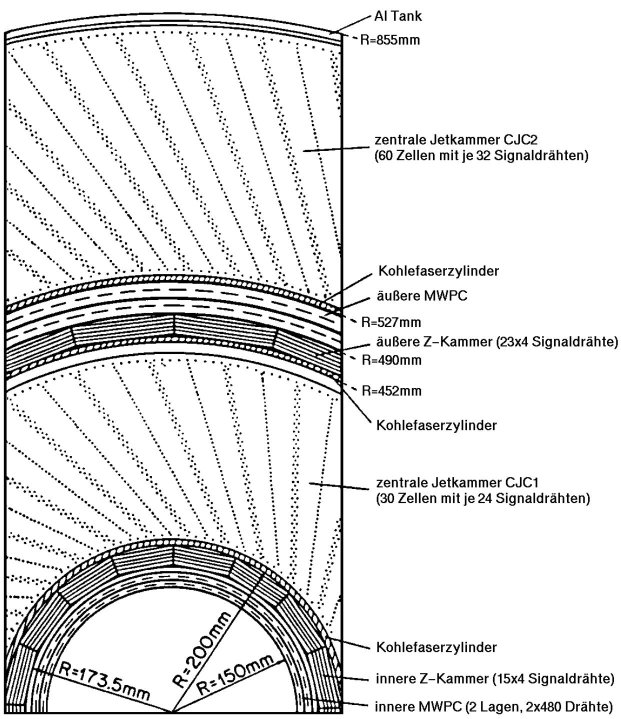

Abbildung 3.2: *Querschnitt des inneren Spurkammersystems im H1–Detektor*

Die zentralen Jetkammern erzielen in der transversalen $r\phi$–Ebene eine räumliche Auflösung von $150\,\mu m$. Die Bestimmung der z–Koordinate eines Teilchendurchgangs erfolgt nach der Ladungsteilungsmethode [49]. Die Anodendrahtenden der CJC werden getrennt ausgelesen und zu ladungsempfindlichen Verstärkern geleitet. Das Verhältnis der Teilladungen erlaubt die grobe Bestimmung der z–Koordinate. Dabei ist eine Genauigkeit von etwa $\sigma_z \approx 2.2\,cm$ möglich. Die wichtigsten Bauparameter der inneren und äußeren Jetkammern sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Parameter		**CJC 1**	**CJC 2**
Aktive Länge	$[cm]$	220.0	220.0
Innerer Radius	$[cm]$	20.3	52.7
Äußerer Radius	$[cm]$	45.4	84.3
Anzahl der Zellen		30	60
Neigung der Zellen	$[grad]$	30	30
Anzahl der Anodendrähte je Zelle		24	32
Anzahl der Kathodendrähte je Zelle		49	65
Anzahl der Potentialdrähte je Zelle		50	66

Tabelle 3.1: *Bauparameter der zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2*

Im zentralen Spurkammersystem wird die Vermessung geladener Spuren durch zwei dünne Driftkammern - die innere z–Kammer CIZ und die äußere z–Kammer COZ[2] - vervollständigt [16, 51]. Diese Kammern gestatten die Bestimmung der z–Position eines Teilchendurchgangs mit einer Genauigkeit von etwa $\sigma_z \approx 350\,\mu m$[3]. Die z–Kammern sind modular aufgebaut und bilden ein System gleichartiger Ringe, die entlang der Strahlachse angeordnet sind. Die innere z–Kammer umfaßt fünfzehn separate Ringe mit jeweils vier Signaldrähten. Die Drähte sind senkrecht zur Strahlachse auf einen 16–eckigen Rahmen gespannt, der mechanisch mit der inneren Zylinderwand der zentralen Jetkammer CJC1 verbunden ist. Die äußere z–Kammer besteht aus 24 Ringen und bildet einen 24–eckigen Zylinder, der die innere Jetkammer umschließt. Über die wichtigsten Kenngrößen der zentralen z–Kammern gibt Tabelle 3.2 Auskunft.

Zur Bestimmung des Impulses einer geladenen Teilchenspur trägt sowohl die Vermessung der transversalen Spurkomponente in den Jetkammern, als auch die Ermittlung des Spurwinkels zur Strahlachse durch Verwendung der z–Kammern bei. Mit Hinzurechnung der Meßunsicherheit, verursacht durch Vielfachstreuung, beträgt die mittlere Impulsauflösung [31]:

$$\frac{\sigma_p}{p} < 0.003 \cdot p \tag{3.1}$$

[2] engl.: Central Inner Z–Chamber und Central Outer Z–Chamber

[3] Durch das Zusammenwirken der z–Kammern mit den Jetkammern kann eine Auflösung von $\sigma_z \approx 220\,\mu m$ realisiert werden.

Seit Beginn der Datennahme bei H1 ist es leider noch nicht gelungen, in der Datenrekonstruktion eine effiziente Verknüpfung von Teilchenspuren der zentralen Jetkammern mit Signalen der inneren und äußeren z–Kammern herzustellen. Dies hat zur Folge, daß die Vermessung geladener Teilchenspuren entlang der z–Richtung nur mit der mäßigen Genauigkeit der Jetkammern erfolgen kann und die erwünschte Impuls- und Ortsauflösung noch nicht erreicht wird. Die gemessene Impulsauflösung des inneren Spurkammersystems wird derzeit mit $\sigma_p/p < 0.01 \cdot p$ angegeben [31].

Parameter		**CIZ**	**COZ**
Aktive Länge	$[cm]$	180.0	216.0
Innerer Radius	$[cm]$	17.3	46.0
Äußerer Radius	$[cm]$	20.0	48.5
Anzahl der Zellen in z		15	24
Anzahl der Anodendrähte je Zelle		4	4
Anzahl der Potentialdrähte je Zelle		3	6
Auflösung der z–Koordinate	$[\mu m]$	260	200
Doppelspurauflösung	$[mm]$	4.6	3.5

Tabelle 3.2: *Wichtige Kenngrößen der inneren und äußeren z–Kammern*

Das zentrale Spurkammersystem unterstützt mit zwei zusätzlichen Proportionalkammern - CIP und COP[4] - den H1–Trigger. Beide Kammern sind in mehreren Lagen aufgebaut und zeichnen sich durch eine geringe Massenbelegung und geringe Schichtdicke aus. Die Auslese erfolgt über segmentierte Kathodenflächen und gestattet eine sehr schnelle aber verhältnismäßig grobe Messung der Strahlkreuzungspunkte. Die erzielte Genauigkeit reicht aus, Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit dem Restgas oder mit der Strahlrohrwandung zu erkennen. Dadurch tragen die Proportionalkammern wirksam zur Unterdrückung von unerwünschten Untergrundreaktionen bei.

3.2 Parametrisierung geladener Teilchenspuren

Die ungestörte Bahn eines geladenen Teilchens beschreibt in der zentralen Spurkammer des H1–Detektors eine Schraubenlinie (Helix). Aufgrund der Ausrichtung des homogenen Magnetfeldes B_z verläuft ihre Ausbreitungsrichtung parallel zur Strahlachse. Die Steigung der Helix entspricht dem festen Polarwinkel Θ der Bahnkurve zur positiven z–Achse. In der transversalen Ebene wird das geladene Teilchen zu einen kreisförmigen Spurverlauf gezwungen. Der minimale Abstand der Bahnkurve zur Strahlachse wird als DCA[5] bezeichnet.

[4] engl.: Central Inner Proportional Chamber und Central Outer Proportional Chamber
[5] engl.: Distance of Closest Approach

Die eindeutige Beschreibung einer Teilchenspur ist mit fünf unabhängigen Parametern sichergestellt. Es hat sich als nützlich erwiesen, der nachstehenden Nomenklatur zu folgen:

κ = Krümmung der Teilchenspur

DCA = minimaler Abstand zur Strahlachse

Φ_{DCA} = Azimuthalwinkel an der DCA–Position

Θ = Polarwinkel

z_0 = z–Position am DCA

Aus Abbildung 3.3 wird die geometrische Bedeutung der Spurparameter ersichtlich. Mit der Drehrichtung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld ist das Vorzeichen der Bahnkrümmung κ festgelegt. Es ist üblich, daß der Umlaufsinn in Richtung der positiven z–Achse (Protonrichtung) betrachtet wird[6]. Die Gewährleistung einer kontinuierlichen Parametrisierung erfordert ebenfalls eine Vorzeichenwahl des DCA–Parameters. Mit der Krümmung einer Teilchenspur ist auch die Richtung der transversalen Impuls-

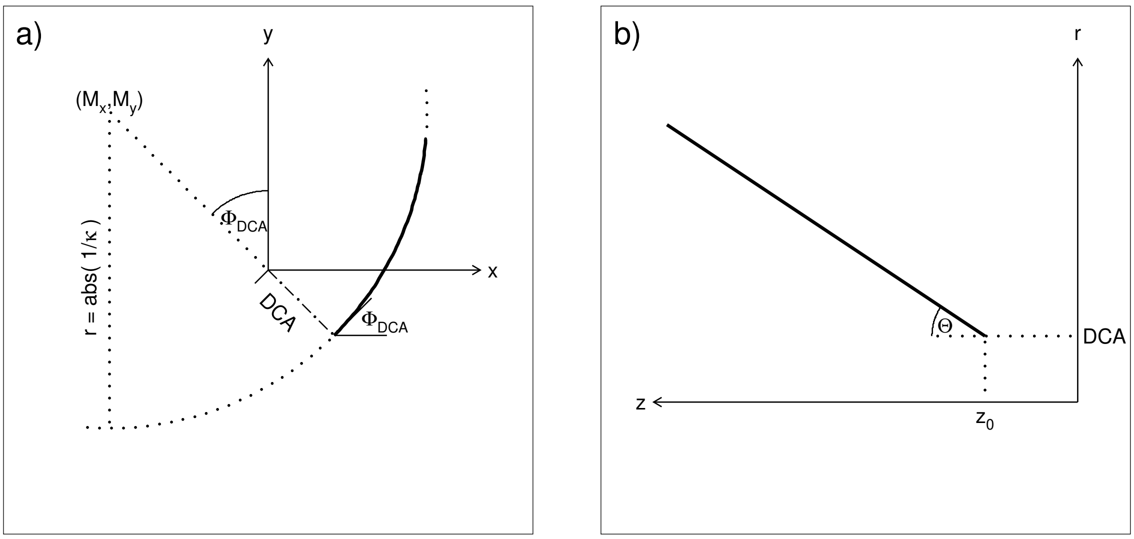

Abbildung 3.3: *a) Veranschaulichung der charakteristischen Spurparameter κ, DCA und Φ_{DCA} in der transversalen Ebene der inneren Spurkammern. b) Projektion einer Teilchenspur in die rz–Ebene. Die Bedeutung von z_0 und Θ ist ersichtlich.*

komponente an der DCA–Position festgelegt und das Vorzeichen des DCA–Parameters ergibt sich aus dem Kreuzprodukt $(\vec{DCA} \times \frac{\vec{p_t}}{|\vec{p_t}|})$ [39]. Bei hochenergetischen Teilchenspuren kann es aufgrund der geringen Ablenkung im Magnetfeld zu einer Fehlbestimmung der Drehrichtung kommen. Durch die gewählte Vorzeichenkonvention wird die

[6]Demzufolge entspricht eine positive Krümmung einer negativen Teilchenladung.

gleichzeitige Fehlbestimmung des DCA–Parameters verhindert. Das mit den zentralen Jetkammern erzielte Auflösungsvermögen der Spurparameter, ist Tabelle 3.3 zu entnehmen.

σ_κ	σ_{DCA}	σ_Φ	σ_Θ	σ_z	$\sigma_{r\Phi}$
$3 \cdot 10^{-5}\,cm^{-1}$	$420\,\mu m$	0.1^o	1.2^o	$2.2\,cm$	$150\,\mu m$

Tabelle 3.3: *Auflösung der Spurparameter mit den zentralen Jetkammern*

Der inverse Kreisradius einer Teilchenspur wird als Krümmung κ bezeichnet [18] und ist als Maß für den transversalen Impuls aufzufassen:

$$p_t = \frac{c \cdot B_z}{abs(\kappa)} \tag{3.2}$$

Wegen $p_t = p \cdot \sin(\Theta)$ gilt:

$$p = \frac{c \cdot B_z}{abs(\kappa)\sin(\Theta)} \tag{3.3}$$

Die überwiegende Zahl der Teilchenspuren geht vom Strahlkreuzungspunkt, dem primären Ereignisvertex, aus. Es ist naheliegend, daß die Bewegungsrichtung dieser Teilchen an ihrem Entstehungsort mit der Orientierung an der DCA–Position übereinstimmt. Die Impulskomponenten sind demnach unmittelbar aus den Spurparametern abzuleiten:

$$p_x = p_t \cdot \cos(\Phi_{DCA}) \qquad p_y = p_t \cdot \sin(\Phi_{DCA}) \qquad p_z = p \cdot \cos(\Theta) \tag{3.4}$$

Falls ein Teilchen von einem sekundären Vertex stammt, reichen die Spurparameter für die Bestimmung der ursprünglichen Bewegungsrichtung nicht aus. Stattdessen ist die genaue Rekonstruktion der sekundären Vertexposition erforderlich.

3.3 Prinzip der Spurrekonstruktion

Die Driftkammern im H1–Detektor erlauben eine ortsauflösende Messung ionisierender Strahlung. Zu diesem Zweck wird die Driftzeit und die Menge der freigesetzten Ladung für jeden getroffenen Anodendraht aufgezeichnet und analysiert. Der Meßvorgang gliedert sich in drei verschiedene Phasen, die hier schematisch dargestellt werden. Die erste Phase bezeichnet die Primärionisation des sensitiven Kammervolumens bei einem Teilchendurchgang. In dieser Phase werden die Gasatome entlang der Teilchenspur in Ionenrümpfe und Elektronen separiert. In der sogenannten Driftphase bewegen sich die freigesetzten Ladungsträger unter dem Einfluß des nahezu konstanten elektrischen Driftfeldes und des äußeren Magnetfeldes. Die Ionen sind aufgrund ihrer trägen Bewegung bei der Signalentstehung nur von untergeordneter Bedeutung und werden daher vernachlässigt. Die Elektronen nähern sich im Driftfeld dem Signaldraht und werden in der Gasverstärkungszone stark beschleunigt. Dabei erfolgt eine lawinenartige Vervielfachung der Ladungsträger. In dieser letzten Phase entsteht ein meßbares elektrisches Signal, das zu ladungsempfindlichen Verstärkern geleitet wird. Das Signal wird anschließend digitalisiert und anhand der Signalform analysiert. Mit Kenntnis der Driftgeschwindigkeit kann aus der Zeitdifferenz zwischen der Primärionisation und dem Signalnachweis die Driftlänge der Elektronen für jeden getroffenen Signaldraht bestimmt werden. Für eine tiefergehende Darstellung der Funktionsweise der Driftkammern im H1–Detektor sei auf [57] verwiesen.

Das Ziel der Spurerkennung ist die Rekonstruktion der Bahnkurven geladener Teilchen aufgrund der registrierten Treffer in den Driftkammern. Dies erfordert eine Methode, die eine eindeutige Zuordnung der vermessenen Trefferpositionen zu isolierten Teilchenspuren gestattet und die eine präzise Bestimmung der Bahnparameter erlaubt. Wegen der Komplexität des zugrundeliegenden Verfahrens, kann hier nur das Prinzip skizziert werden.

- Zu Beginn der Spurrekonstruktion werden in den Driftzellen der Jetkammern kurze Spurstücke gesucht. Dabei ist jedes Spurstück aus drei Treffern aufeinanderfolgender Signaldrähte zu bilden. Es sind alle Kombinationen zulässig, so daß einzelne Treffer verschiedenen Spurstücken zugeordnet werden können. Es werden nur solche Spurstücke aufgezeichnet, deren Treffer nahe einer gemeinsamen Verbindungslinie liegen.

- Innerhalb einer Driftzelle werden benachbarte Spurstücke zu Ketten längerer Spurelemente zusammengefaßt. Anhand iterativer Algorithmen wird überprüft, ob die Spurelemente Knicke aufweisen, die auf eine Überlappung verschiedener Teilchenspuren hinweisen können. In einem solchen Fall werden die Ketten an den Knickstellen wieder aufgebrochen und getrennt weiterverarbeitet. Zum Abschluß werden die Spurelemente nach ihrer Länge sortiert und die Spurparameter durch die numerische Anpassung des Spurmodells an die gemessenen Trefferkoordinaten bestimmt.

- Mit Kenntnis der Bahnparameter ist es möglich, verschiedene Spurelemente zu verbinden. Zu diesem Zweck wird der Verlauf der Spurelemente in benachbarte Driftzellen extrapoliert und die erwarteten Trefferpositionen berechnet. Sind registrierte Treffer mit einer Spurhypothese verträglich, werden sie dieser Spur zugeordnet.

Nach diesem Verfahren rekonstruierte Bahnkurven werden schließlich mit ihren angepaßten Spurparametern aufgezeichnet und einer weiterführenden Analyse bereitgestellt. Zur eindeutigen Beschreibung einer Teilchenspur sind neben den Spurparametern zwei weitere Größen von Bedeutung. Der sogenannte Start– und Endpunkt bezeichnet den radialen Abstand einer Teilchenspur zur Strahlachse am ersten bzw. letzten registrierten Treffer auf die sensitiven Auslesedrähte. Die geladenen Teilchen bewegen sich in der Regel nur auf einem verhältnismäßig kurzen Abschnitt einer Schraubenlinie, ehe sie aus dem inneren Detektor hinaustreten. Die Start– und Endposition gestatten daher die eindeutige Festlegung der räumlichen Lage einer Bahnkurve im zentralen Spurkammersystem.

Kapitel 4

Erzeugung schwerer Quarks

Im Vordergrund dieses Kapitels steht die Beschreibung der grundlegenden Prozesse zur Erzeugung schwerer Quarks in Elektron–Proton–Stoßreaktionen bei HERA–Energien. Durch die Einführung geeigneter Parameter wird zum Verständnis der Kinematik dieser Ereignisse beigetragen. In einem separaten Abschnitt werden die wesentlichen Merkmale prominenter Fragmentationsmodelle erörtert und im Anschluß wird eine Übersicht der physikalischen Analyse von Ereignissen mit Charm im H1–Experiment gegeben.

4.1 Die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung

Die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung wird im sogenannten Parton–Modell beschrieben [48]. Das Proton ist danach aus Konstituenten zusammengesetzt, die als Partonen bezeichnet werden. Nach dem heutigen Verständnis sind diese Partonen mit den Quarks und Gluonen zu identifizieren. Im Bild des Quark–Parton–Modells wird eine tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung als quasielastische Streuung des Elektrons an einem Quark aufgefaßt. Die restlichen Partonen nehmen an der Wechselwirkung nicht teil. Die Streureaktionen sind durch zwei verschiedene Ereignistypen charakterisiert. In sogenannten NC–Reaktionen[1] strahlt das einlaufende Elektron ein Photon oder ein massives Z^0–Boson ab. In CC-Reaktionen[2] wird dagegen ein W–Boson ausgetauscht und das Elektron wandelt sich in ein Neutrino um. In Abbildung 4.1 sind die Feynman–Graphen in der führenden Ordnung dargestellt.

Die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung gestattet die Erzeugung einzelner schwerer Quarks in geladenen Stromreaktionen:

$$e^- + q \rightarrow \nu + Q \tag{4.1}$$

Die Umwandlung leichter Quarks q aus dem Nukleon in schwere Quarks Q wird maßgeblich von den Mischungsverhältnissen in der Cabbibo–Kobayashi–Maskawa–Matrix (V_{Qq}) bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt zeigt die folgende Abhängigkeit [33]:

$$\sigma(Q) = \sum_q V_{Qq}^2 \cdot \sigma_q \tag{4.2}$$

[1]engl.: Neutral Current
[2]engl.: Charged Current

Hier ist σ_q der totale Wirkungsquerschnitt für Reaktionen an denen ein Quark der Sorte q aus dem Proton beteiligt ist. Wegen der geringen Mischung zwischen leichten und schweren Quarks ist die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung für die Erzeugung schwerer Quarks nur von untergeordneter Bedeutung.

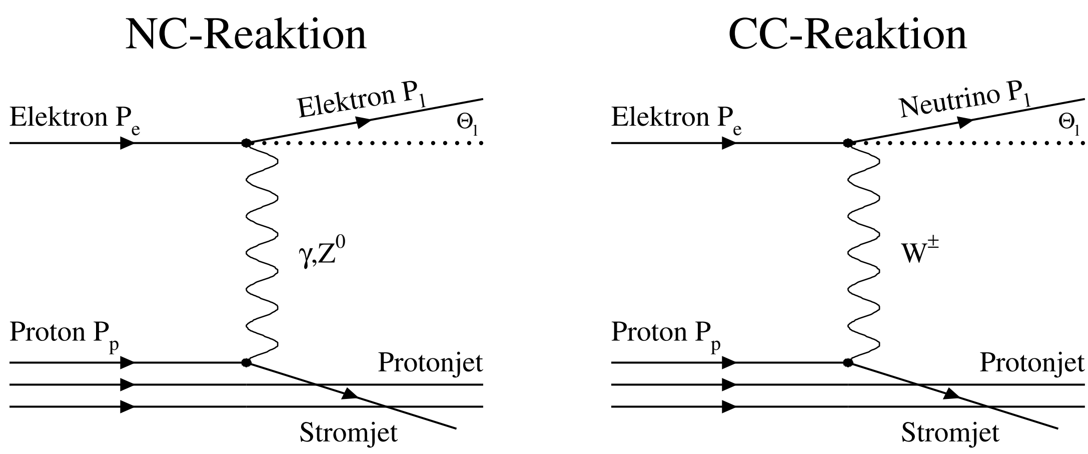

Abbildung 4.1: *Feynman–Graphen führender Ordnung der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung. Die Teilchen sind mit ihren Viererimpulsen gekennzeichnet.*

Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, zur Festlegung der Kinematik einer tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung, lorentzinvariante Größen einzuführen. Diese Größen können aus den Viererimpulsen der ein– und auslaufenden Teilchen gewonnen werden. Unter Vernachlässigung der Elektron– und Protonruhemasse werden üblicherweise die folgenden Variablen genannt:

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie

$$s = (P_p + P_e)^2 = 4E_eE_p \tag{4.3}$$

- Das Quadrat des Viererimpulsübertrages auf das Proton[3]

$$Q^2 = -q^2 = (P_e - P_l)^2 = 4E_eE_l \sin^2 \frac{\Theta_l}{2} \tag{4.4}$$

- Bjorkens Skalenvariable $0 \leq x \leq 1$

$$x = \frac{Q^2}{2(P_p \cdot q)} = \frac{E_eE_l \sin^2 \frac{\Theta_l}{2}}{E_p(E_e - E_l \cos^2 \frac{\Theta_l}{2})} \tag{4.5}$$

- Bjorkens Skalenvariable $0 \leq y \leq 1$

$$y = \frac{P_p \cdot q}{P_p \cdot P_e} = \frac{E_e - E_l \cos^2 \frac{\Theta_l}{2}}{E_e} \tag{4.6}$$

[3]Das gestreute Lepton schließt mit der Richtung des einlaufenden Elektrons den Winkel Θ_l ein.

Im Quark–Parton–Modell ist für Ereignisse in niedrigster Ordnung, die dimensionslose Skalenvariable x als Impulsanteil des streuenden Quarks am Impuls des einlaufenden Protons zu deuten[4]. Die Skalenvariable y gibt den relativen Energieverlust des einlaufenden Elektrons an. Der absolute Energieverlust des Elektrons ergibt sich aus folgender Beziehung:

$$\nu = \frac{P_p \cdot q}{m_p} \tag{4.7}$$

Die oben beschriebenen kinematischen Größen sind nicht voneinander unabhängig und stehen in folgender Beziehung:

$$Q^2 = sxy \tag{4.8}$$

Die Kinematik einer tiefinelastischen Streureaktion ist für inklusive Reaktionen wegen der konstanten Strahlenergie des Beschleunigers bereits mit zwei Variablen eindeutig festgelegt. Häufig sind dies der Impulsübertrag Q^2 und BJORKENs Skalenvariable x. Diese Größen können mit Kenntnis der Energie E_l und Polarwinkels Θ_l des gestreuten Leptons gewonnen werden. Falls das Lepton nicht nachzuweisen ist, erfolgt die Bestimmung der Kinematik anhand des gemessenen hadronischen Endzustands nach der sogenannten JACQUET–BLONDEL–Methode [31]:

$$Q^2 = \frac{1}{1-y_h}\left(\sum_i \vec{p}_t^{\,(i)}\right)^2 \tag{4.9}$$

mit

$$y \equiv y_h = \sum_i \frac{E^{(i)} - p_z^{(i)}}{2E_e} \tag{4.10}$$

Die Skalenvariable x ist dann einfach aus Gleichung (4.8) ableitbar:

$$x = \frac{Q^2}{4E_e E_p y_h} \tag{4.11}$$

Bei diesem Verfahren wird über die Kinematik der einzelnen Teilchen i im hadronischen Endzustand aufsummiert. Dabei tragen in erster Linie Hadronen mit hohem Transversalimpuls bei. Ineffizienzen infolge der begrenzten Hermetizität des Detektors in extremer Protonrichtung sind zu vernachlässigen.

Abbildung 4.2 zeigt in einem Polardiagramm den Zusammenhang zwischen den Größen x und Q^2 bei HERA–Energien. Das Polardiagramm ist in zwei Halbebenen aufgeteilt. Die obere Ebene gibt den zugänglichen Phasenraum für das gestreute Lepton wieder und die untere Ebene zeigt den Phasenraum für den sogenannten Stromjet. Aufgrund des Ungleichgewichtes der Elektron– und Protonimpulse sind die Linien konstanter x–Werte zu Ellipsen verzerrt. Auf den Koordinatenachsen sind der longitudinale und der transversale Impuls bezüglich der Strahlachse aufgetragen.

[4]Bezeichnet $P_q = xP_p$ den Viererimpuls des einlaufenden Quarks und $P'_q = (xP_p + q)$ den Viererimpuls des gestreuten Quarks, so folgt unter der Annahme masseloser Quarks: $0 = (xP_p + q)^2 \approx 2xP_pq + q^2$ $\rightarrow x = \frac{-q^2}{2P_pq} = \frac{Q^2}{2P_pq}$.

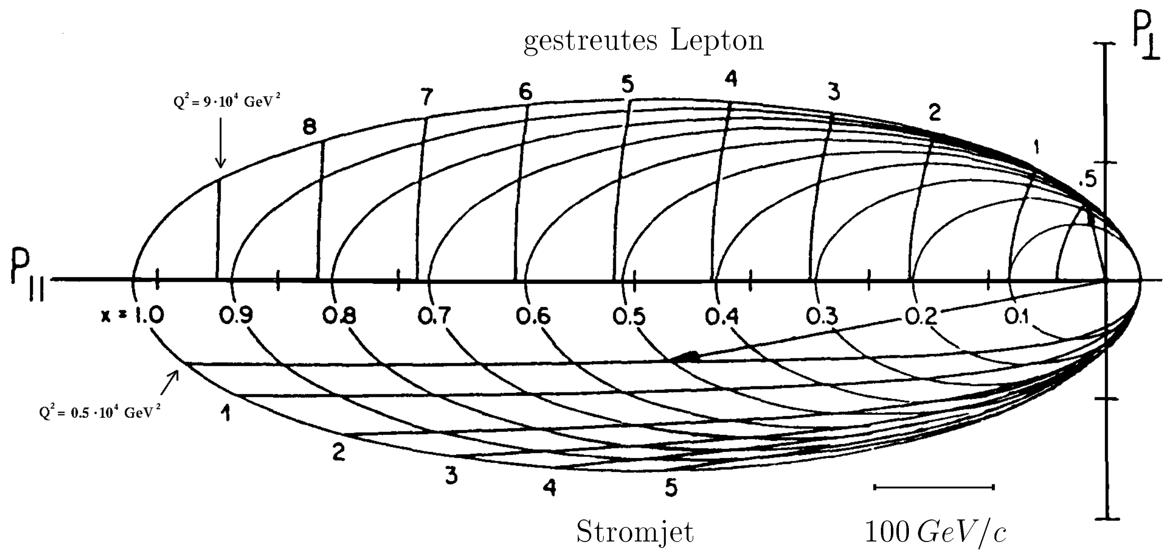

Abbildung 4.2: *Phasenraum der Elektron–Proton–Streuung bei HERA–Energien. Die obere Halbebene gibt den Phasenraum des gestreuten Leptons wieder, während die untere Halbebene den zugänglichen Phasenraum des Stromjets kennzeichnet.*

4.2 Boson–Gluon–Fusion

In Elektron–Proton–Stoßreaktionen wird die Erzeugung schwerer Quarkpaare im Bild der Boson–Gluon–Fusion beschrieben [55]. Nach diesem Modell strahlt das einlaufende Elektron ein Eichboson ab, das mit dem Gluoninhalt des Protons wechselwirkt. Bei diesem Prozeß kann ein schweres Quarkpaar entstehen. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 4.3 die Feynman–Diagramme der führenden Ordnung gezeigt.

$$e^- + p \to l + Q + \overline{Q}' + X \tag{4.12}$$

In neutralen Stromreaktionen gehören die erzeugten schweren Quarks dergleichen Sorte an. Aufgrund der Ladungserhaltung werden dagegen in geladenen Stromreaktionen Quarks mit unterschiedlichen Flavour–Quantenzahlen gebildet. Ihr Beitrag zum Streuquerschnitt ist jedoch nicht nennenswert und bleibt im weiteren unberücksichtigt. Ebenso ist der Austausch massiver Z^0–Bosonen unterdrückt und kann vernachlässigt werden. Die Erzeugung schwerer Quarks erfolgt überwiegend in der Photon–Gluon–Fusion. Neben dem harten Prozeß

$$\gamma + g \to Q + \overline{Q} \tag{4.13}$$

tragen in der nächsten Ordnung von α_s zwei weitere Reaktionen zum Streuquerschnitt bei:

$$\gamma + g \to Q + \overline{Q} + g \tag{4.14}$$
$$\gamma + q(\overline{q}) \to Q + \overline{Q} + q(\overline{q}) \tag{4.15}$$

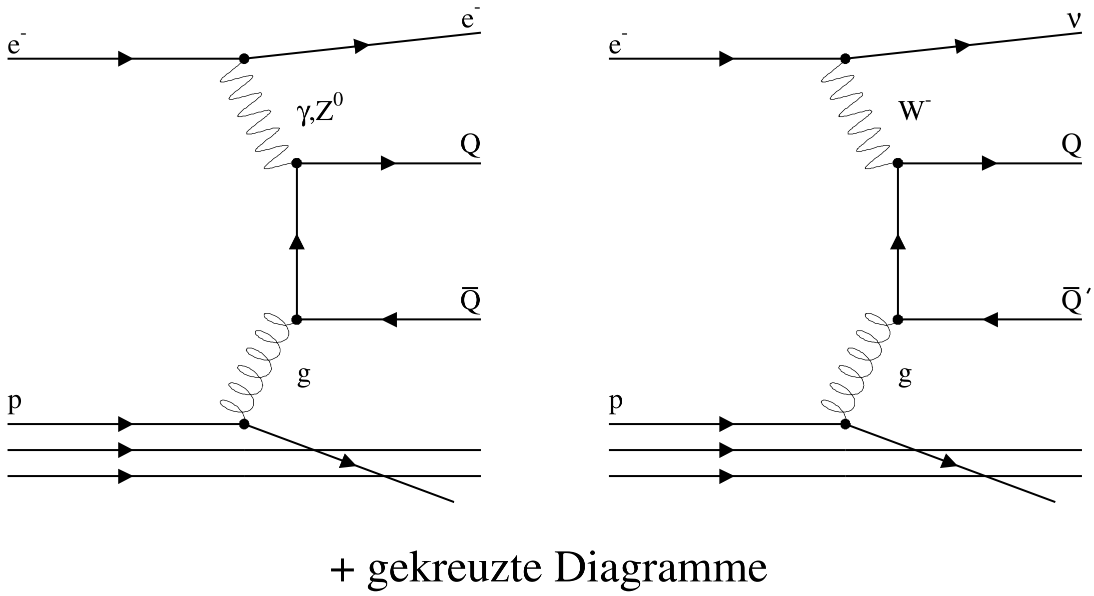

Abbildung 4.3: *Feynman–Graphen in führender Ordnung der Boson–Gluon–Fusion. NC–Reaktion: Das erzeugte Quark und Antiquark sind von dergleichen Sorte. CC–Reaktion: Das erzeugte Quark und Antiquark weisen unterschiedliche Flavour–Quantenzahlen auf.*

Die eindeutige Festlegung der Kinematik einer γg–Reaktion erfordert einen Satz von fünf unabhängigen Parametern. Neben den charakteristischen Größen der tiefinelastischen Streuung, sind drei weitere Variablen zu definieren [56]:

- Der Impulsanteil x_g des streuenden Gluons am Impuls des Protons:

$$x_g = \frac{Q^2 + \hat{s}}{sy} = x + \frac{\hat{s}}{sy} \tag{4.16}$$

  $\hat{s}$ ist das invariante Massenquadrat des Quark–Antiquark–Paares:

$$\hat{s} = (P_Q + P_{\overline{Q}})^2 = (x_g P_p + q)^2 \tag{4.17}$$

- Die skalierte Energie z des erzeugten schweren Quarks (Antiquarks):

$$z = \frac{P_p \cdot P_Q}{P_p \cdot q} = \frac{(E - p_z)_Q}{2yE_e} \tag{4.18}$$

- Der Azimuthalwinkel Φ zwischen der Lepton– und der Hadronebene

$$\cos(\Phi) = \frac{(\vec{p}_p \times \vec{p}_e)(\vec{p}_p \times \vec{p}_Q)}{\mid \vec{p}_p \times \vec{p}_e \mid\mid \vec{p}_p \times \vec{p}_Q \mid} \tag{4.19}$$

Die γg–Fusion ist durch eine geringe Virtualität des abgestrahlten Photons gekennzeichnet. Unter der Annahme quasireeller Photonen ($Q^2 \to 0$) kann der Elektronvertex getrennt vom harten Prozeß behandelt werden. Dies geschieht in der WEIZSÄCKER–WILLIAMS–Approximation [12]. Der Wirkungsquerschnitt faktorisiert danach in den Streuquerschnitt der Photoproduktion schwerer Quarks und einen weiteren Ausdruck, der das äquivalente Photonspektrum beschreibt:

$$\sigma(ep \to Q\overline{Q}X) = \int\int dy\, dQ^2\, F_{\gamma/e}(y, Q^2)\, \hat{\sigma}(\gamma p \to Q\overline{Q}X) \tag{4.20}$$

mit

$$F_{\gamma/e}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-y)^2}{y} \frac{1}{Q^2} \tag{4.21}$$

Die Integration der Spektralfunktion liefert die Wahrscheinlichkeit, mit der das abgestrahlte Photon den Energieanteil y des einlaufenden Elektrons erhält:

$$f_{\gamma/e}(y) = \int F_{\gamma/e}(y, Q^2)\, dQ^2 = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1 + (1-y)^2}{y}\, ln \frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} \tag{4.22}$$

Das zulässige Integrationsintervall von Q^2 ist durch die kinematischen Grenzen vorgegeben [9]:

$$m_e^2 \frac{y^2}{1-y} \leq Q^2 \leq ys - 4m_Q^2 \tag{4.23}$$

Falls die Virtualität des Photons Werte von $Q^2_{max} \approx 4\, GeV^2$ nicht übersteigt, ist die WEIZSÄCKER–WILLIAMS–Approximation ohne größere Korrekturen auf die Photoproduktion anwendbar [63]. Der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion schwerer Quarks läßt sich in einem Faltungsintegral entwickeln:

$$\sigma(\gamma p \to Q\overline{Q}X) = \int dx_g\, g(x_g, \mu^2)\, \hat{\sigma}(\gamma g \to Q\overline{Q}) \tag{4.24}$$

Die Gluondichtefunktion $g(x_g, \mu^2)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, im Proton ein Gluon mit dem Impulsanteil x_g vorzufinden. Dabei ist es üblich, daß die verwendete Massenskala zu $\mu^2 = \hat{s}$ gesetzt wird.

Bisher wurde die Partondichte im Proton nur in Experimenten mit stationären Nukleonen untersucht. Diese Experimente waren durch einen eingeschränkten kinematischen Bereich gekennzeichnet ($Q^2 \geq 4\, GeV^2$ und $x > 0.1$). Messungen bei HERA werden Aufschluß über das Verhalten von Quarks und Gluonen bei sehr niedrigen Q^2–Werten geben und die Gluondichte in einem weiten Bereich bis $x_g \approx 10^{-4}$ erschließen [62]. Die Vermessung der Partondichte sollte auf Grundlage eines Datenvolumens von mehreren $10\, pb^{-1}$ geschehen [46]. Solange die genommene Datenmenge bei H1 für eine Strukturanalyse nicht ausreicht, stehen zur Beschreibung der Gluondichte verschiedene Parametrisierungen zur Verfügung [25, 41].

Die theoretische Behandlung der Photoproduktion schwerer Quarks führt also zu einer Zerlegung des Wirkungsquerschnittes in den harten $2 \to 2$ Prozeß und in Funktionen, welche das Photonspektrum und die Gluondichte enthalten:

$$\sigma(ep \to Q\overline{Q}X) = \int\int dy\, dx_g\, f_{\gamma/e}(y)\, g(x_g, \hat{s})\, \hat{\sigma}(\gamma g \to Q\overline{Q}) \tag{4.25}$$

Neben der Erzeugung schwerer Quarks in der direkten Photoproduktion bieten die sogenannten resolved[5] Photonprozesse eine weitere Möglichkeit zur Bildung schwerer Quarkpaare. Bei diesen Reaktionen spaltet das einlaufende Photon in seine hadronischen Komponenten auf, welche mit dem Gluon– und Quarkinhalt des Protons wechselwirken:

$$q + \overline{q} \rightarrow Q + \overline{Q} \tag{4.26}$$

$$g + g \rightarrow Q + \overline{Q} \tag{4.27}$$

Die Struktur des Photons wurde bisher an γe–Experimenten bei niedrigen Schwerpunktsenergien vermessen. Anhand theoretischer Überlegungen ist aus dem niederenergetischen Verhalten auf die inneren Struktur des Photons bei höheren Energien geschlossen worden. Für die Photonstrukturfunktion sind gegenwärtig verschiedene Parametrisierungen verfügbar [1, 23, 29, 30]. Diese Modelle machen unterschiedliche Vorhersagen über den Verlauf des totalen Streuquerschnitts der Photoproduktion mit zunehmender Energie. Aus ersten Messungen bei H1 und ZEUS ($\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 200\,GeV$), kann eine steile Zunahme der Photoproduktion mit wachsender Energie ausgeschlossen werden [7, 19]. Einige Parametrisierungen, etwa vom Typ LAC [1] erwarten hingegen einen steilen Anstieg des Streuquerschnittes und sind daher mit den Daten von H1 und ZEUS nicht verträglich. Der Ausschluß strittiger Parametrisierungen hat bereits zum jetzigen Zeitpunkt zu einer verbesserten Beschreibung der resolved Photonprozesse beigetragen.

Die Bestimmung des gesamten Streuquerschnittes der γg–Fusion unterliegt somit einigen modellabhängigen Annahmen. Neben der geeigneten Wahl der Photonstrukturfunktion ist maßgeblich die Parametrisierung der Gluondichte im Proton für eine zuverlässige Abschätzung des Wirkungsquerschnittes verantwortlich. Die Unkenntnis der genauen Masse schwerer Quarks verursacht zusätzliche Unsicherheiten. In einer Rechnung von Ellis und Nason [12, 26] wurde der Streuquerschnitt der Charmerzeugung in der γg–Fusion ermittelt:

$$\sigma(ep \rightarrow c\overline{c}X) = 680^{+260}_{-180}\,nb \quad mit \quad m_c = 1.5\,GeV/c^2 \tag{4.28}$$

Die hadronische Komponente des Photons wurde dabei nach Drees und Grassie [23] angenähert. Die Partondichte im Proton folgte der Parametrisierung von Morfin und Tung (B1) [41]. Der QCD–Skalenparameter wurde zu $\Lambda = 194\,MeV$ angenommen. Nach dieser Rechnung tragen die resolved Photon–Prozesse mit weniger als 30% zum Streuquerschnitt bei.

Nach Ellis und Nason ist für den Streuquerschnitt der Bottomerzeugung bei HERA–Energien folgender Wert zu erwarten:

$$\sigma(ep \rightarrow b\overline{b}X) = (6.0 \pm 1.1)\,nb \quad mit \quad m_b = 4.75\,GeV/c^2 \tag{4.29}$$

Die Photonstruktur wurde wie zuvor nach Drees und Grassie parametrisiert, während die Beschreibung der Protonstrukturfunktion nach der EHLQ–Näherung (set 1) [25] erfolgte. Im betrachteten $\overline{MS}$–Renormalisierungsschema[6] wurde der Skalenparameter zu $\Lambda_{\overline{MS}} = (260 \pm 100)\,MeV$ gewählt.

[5] engl.: aufgelöst

[6] engl.: modified minimal substraction

Die Bottomerzeugung ist gegenüber der Charmerzeugung um zwei Größenordnungen unterdrückt. Es ist daher naheliegend, daß in der ersten Zeit der Datennahme bei H1 die Untersuchung von Ereignissen mit Charm vorrangig behandelt wird. Mit Erreichen der vollen Luminosität von $\mathcal{L} = 100\, pb^{-1}/a$ ist mit einer jährlichen Produktion von etwa $\mathcal{O}(10^8)$ Hadronen mit Charm und $\mathcal{O}(10^6)$ Hadronen mit Bottom zu rechnen.

Neben der Erzeugung von Ereignissen mit offenem Charm ist auch die Bildung gebundener $c\overline{c}$–Zustände in der γg–Fusion möglich. Die Beschreibung der inelastischen J/Ψ–Produktion wird im sogenannten Colour–Singlett–Modell behandelt [15]. Demnach wird erst mit der Abstrahlung eines zusätzlichen „weichen“ Gluons ein farbneutraler und gebundener Zustand hergestellt. Die störungstheoretische Behandlung der Gluonabstrahlung erfordert eine Inelastizität von $z \leq 0.9$. Dadurch wird der Transversalimpuls des J/Ψ–Mesons auf Werte größer $1\, GeV$ eingeschränkt [34]. Für Inelastizitäten $z > 0.9$ tragen diffraktive und elastische Prozesse zum Streuquerschnitt bei. Eine tiefergehende Behandlung der J/Ψ–Produktion ist in [34] und [54] zu finden.

4.3 Fragmentationsmodelle

Die in der γg–Fusion entstehenden schweren Quarks sind als solche nicht beobachtbar. Die Quarks fragmentieren stattdessen in einen multihadronischen Endzustand, der aus einer Vielzahl farbneutraler und beobachtbarer Hadronen besteht. Der Vorgang der Fragmentation gliedert sich in drei verschiedene Phasen. In der perturbativen Phase strahlt das schwere Quarkpaar Gluonen ab, die wiederum in $q\overline{q}$–Paare aufspalten oder weitere Gluonen aussenden können. Diese Phase ist durch hohe Impulsüberträge gekennzeichnet und wird daher entweder im Partonschauer–Modell angenähert oder durch die Berechnung der exakten Matrixelemente störungstheoretisch behandelt. In der zweiten Phase der Fragmentation treten überwiegend niedrige Impulsüberträge auf. Dadurch ist die störungstheoretische Entwicklung der Fragmentation nicht mehr möglich, weil die starke Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ große Werte annimmt. Zur Beschreibung der zweiten Phase wird daher ein phänomenologisches Modell herangezogen. Die derzeit populären Modelle sind die String–Fragmentation, welche von der Lund–Gruppe [58] stammt sowie die Cluster–Fragmentation nach Marchesini und Webber [58]. In der dritten Phase können die primär erzeugten Hadronen schließlich in stabile Teilchen zerfallen.

4.3.1 String–Fragmentation

Das Lund–Modell beruht auf der Annahme, daß sich zwischen einem $q\overline{q}$–Paar ein lineares Farbfeld ausbildet. Dieses als „String“ bezeichnete eindimensionale Gebilde wird als masselos angenommen[7]. Gluonen sind als Anregungen des Strings zu verstehen und werden als Knick im String dargestellt. Die potentielle Energie des Strings nimmt mit der Entfernung der beiden Quarks zu. Reicht der Energieinhalt zur Anlagerung eines neuen $q\overline{q}$–Paares aus, bricht der String auseinander. Dieser Prozeß setzt sich fort, bis alle $q\overline{q}$–Paare Hadronen auf der Massenschale gebildet haben. Im Bild der

[7]Der Begriff „masselos“ ist in diesem Zusammenhang mißverständlich, weil die Stringkonstante als lineare Massendichte aufgefaßt werden kann.

Quantenmechanik kann die Erzeugung von $q\overline{q}$–Paaren als Tunnelprozeß verstanden werden. Die Tunnelwahrscheinlichkeit zeigt folgenden Zusammenhang:

$$e^{-\pi m_t^2/\kappa} = e^{-\pi m^2/\kappa} \cdot e^{-\pi p_t^2/\kappa} \tag{4.30}$$

mit der transversalen Masse

$$m_t = \sqrt{m^2 + p_t^2} \tag{4.31}$$

Die Faktorisierung der Tunnelwahrscheinlichkeit läßt eine gaußförmige p_t–Verteilung der $q\overline{q}$–Paare erkennen, die von der Flavour–Quantenzahl unabhängig ist. Das transversale Impulsspektrum der erzeugten $q\overline{q}$–Paare besitzt eine Breite von $\sigma \approx 350\,MeV$. Der konstante Ausdruck $exp(-\pi m^2/\kappa)$ gibt die Unterdrückung schwerer Quarkanteile an:

$$u\overline{u} : d\overline{d} : s\overline{s} : c\overline{c} \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11} \tag{4.32}$$

Die Kombination von Quarks und Antiquarks ermöglicht die Bildung sowohl von pseudoskalaren Mesonen als auch von Vektormesonen. Aufgrund der zulässigen Spineinstellungen ist dabei ein Mischungsverhältnis von 1 : 3 zu erwarten. Die Entstehung höher angeregter Resonanzen bleibt im LUND–Modell unberücksichtigt. Die Erzeugung von Baryonen wird durch die Berücksichtigung von Diquark–Anteilen ermöglicht. Ein Diquark stellt einen gebundenen qq–Zustand mit Farbladung dar. Wegen der sehr ungenauen Massenabschätzung von Diquarks ist die erwartete Produktionsrate nicht unmittelbar aus der Tunnelwahrscheinlichkeit abzuleiten. In einer Abschätzung wurde jedoch das Verhältnis von Quark– zur Diquarkerzeugung bestimmt [58]:

$$q : (qq) = 1 : 0.09 \tag{4.33}$$

Zwischen einem Diquark–Antidiquark–Paar bildet sich kein Farbfeld aus. Demzufolge entstehen zwischen ihnen keine weiteren Hadronen und die erzeugten Baryonen und Antibaryonen sind im Phasenraum benachbart.

Eine allgemeinere Darstellung der Baryon–Erzeugung liefert das sogenannte Popcorn–Modell [14]. Im Popcorn–Modell können im Farbfeld eines Quarks und Antiquarks auch $q\overline{q}$–Paaren entstehen, die eine andere Farbladung als das Feld aufweisen. Falls sich die beiden Quarks und die beiden Antiquarks zueinander ausrichten, entsteht ein Diquark und ein Antidiquark. Zwischen diesen Diquarks ist ein Farbfeld gespannt, das in weitere Hadronen aufbrechen kann. Die erzeugten Baryonen und Antibaryonen sind im Phasenraum nicht notwendigerweise benachbart. Experimentell kann das Diquark–Modell vom Popcorn–Modell durch die Analyse von Winkelkorrelationen zwischen Baryonen und Antibaryonen unterschieden werden.

4.3.2 Cluster–Fragmentation

Im Modell der Cluster–Fragmentation werden nach der perturbativen Phase alle Gluonen in $q\overline{q}$–Paare aufgespalten. In dem als „Preconfinement“ bezeichneten Prozeß bilden sich aus benachbarten Partonen farbneutrale Cluster. Falls ein Cluster die zulässige Maximalgröße (Masse) übersteigt, spaltet das System in zwei kleinere Cluster auf. Der Zerfall der farbneutralen Cluster in ein oder zwei Hadronen geschieht isotrop im Ruhesystem des hadronischen Endzustandes und wird vom verfügbaren Phasenraum geregelt. Falls ein Cluster nur in ein Hadron zerfällt, wird der verbleibende Viererimpuls einem anderen Cluster zugeteilt.

4.4 Charm–Physik bei H1

Ausgehend von einer integrierten Jahresluminosität von $\int \mathcal{L}dt = 100\,pb^{-1}$ wird bei HERA mit einer jährlichen Produktion von $\mathcal{O}(10^8)$ Ereignissen[8] mit Charm gerechnet. Diese Erzeugungsrate ist um etwa zwei Größenordnungen höher als an bisherigen Experimenten. Demzufolge kann HERA als leistungsfähige Anlage zum Studium von Hadronen mit Charm angesehen werden. In diesem Abschnitt wird eine Zusammenfassung der Physik schwerer Hadronen gegeben, soweit sie im Experimentierprogramm von H1 enthalten ist.

Die Bestimmung der Gluondichte im Proton bildet den Schwerpunkt der Analyse von Ereignissen mit Charm im H1–Experiment. Es liegen verschiedene Konzepte vor, die eine Vermessung der Gluondichtefunktion sowohl aus Ereignissen mit offenem als auch gebundenen $c\bar{c}$–Zuständen ermöglichen werden [11, 34].

Der Verlauf der Strukturfunktion wird aus der Verteilung des Impulsanteils x_g des streuenden Gluons am Impuls des Protons gewonnen [46]:

$$x_g = \frac{Q^2 + \hat{s}}{ys} \tag{4.34}$$

Unter der Annahme quasireeller Photonen ist der Viererimpulsübertrag Q^2 zu vernachlässigen. Die Größe $\hat{s}$ entspricht dem invarianten Massenquadrat des $c\bar{c}$–Systems:

$$\hat{s} = (P_c + P_{\bar{c}})^2 \tag{4.35}$$

Die Skalenvariable y kann aus der Kinematik des gestreuten Elektrons ermittelt werden:

$$y = \frac{P_p \cdot q}{P_p \cdot P_e} \approx 1 - \frac{E'_e}{E_e} \tag{4.36}$$

Falls das gestreute Lepton nicht nachzuweisen ist, wird der Energieverlust des einlaufenden Elektrons nach der Jacquet–Blondel–Methode [31] bestimmt:

$$y_h = \frac{P_p \cdot (P_h - P_p)}{P_p \cdot P_e} \approx \sum_i \frac{E_h^{(i)} - p_{z,h}^{(i)}}{2E_e} \tag{4.37}$$

Die Größe $\hat{s}$ steht mit der Inelastizität z und dem Transversalimpuls p_t des hadronisierten schweren Quarks in nachstehender Beziehung [11]:

$$\hat{s} = \frac{p_t^2 + m_c^2}{z(1-z)} \tag{4.38}$$

Für schwere Quarks, die senkrecht zur Strahlachse erzeugt werden, ist $\hat{s}$ mit dem Quadrat der transversalen Quarkmassen gleichzusetzen. In guter Näherung wird dann über alle Teilchen im Endzustand aufsummiert:

$$\sqrt{\hat{s}} \approx \sum m_t \approx \sum_i p_t \tag{4.39}$$

[8] Aufgrund der ungünstigen Ereignistopologie und der eingeschränkten Akzeptanz des H1–Detektors wird die tatsächlich sichtbare Rate nur etwa $\mathcal{O}(10^5)$ Ereignisse pro Jahr betragen.

Aus dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_g$ läßt sich die Gluondichtefunktion entfalten [62]:

$$g(x_g,\mu^2) = \frac{d\sigma/dx_g|_{exp}}{f(x_g)|_{MC}} \tag{4.40}$$

mit

$$f(x_g)|_{MC} = \left(\frac{d\sigma}{dx_g}\right)\Bigg|_{MC} \cdot \frac{1}{g(x_g)}\Bigg|_{MC} \tag{4.41}$$

Nach Monte–Carlo–Rechnungen kann bereits auf Grundlage einer integrierten Luminosität von $6\,pb^{-1}$ der Verlauf von x_g in einem Bereich zwischen

$$5 \times 10^{-4} \leq x_g \leq 10^{-1} \tag{4.42}$$

erschlossen werden [62]. Die Studie erwartet eine Rekonstruktionsgenauigkeit von etwa $\sigma(\Delta x_g/x_g) \approx 40\%$ und gibt den Mittelwert mit $\langle \Delta x_g/x_g \rangle \approx 0.7\%$ an.

Grundsätzlich ist es möglich, den Impulsanteil x_g des streuenden Gluons auch aus der Rapidität des $c\overline{c}$–Systems abzuleiten [12]:

$$x_g = y\frac{E_e}{E_p}\, exp(2\hat{y}_{c\overline{c}}) \tag{4.43}$$

Die Bestimmung der Rapidität $\hat{y}_{c\overline{c}}$ erfordert die Rekonstruktion beider Hadronen mit Charm. Wegen ihrer hohen Entstehungsrate sind dies üblicherweise die primär erzeugten D–Mesonen. Häufig reicht der Nachweis nur eines D–Mesons aus. Das zweite Meson wird durch die Berücksichtigung des energiereichsten Hadrons in der gegenüberliegenden Ereignishemisphäre angenähert. Diese Methode erlaubt eine Bestimmung von x_g in dem kinematischen Bereich:

$$6 \times 10^{-4} \leq x_g \leq 10^{-1} \tag{4.44}$$

Simulationsrechnungen schätzen die Auflösung mit $\sigma(\Delta x_g/x_g) \approx 37\%$ ab und geben einen Mittelwerte von $\langle \Delta x_g/x_g \rangle \approx 4\%$ an [62]. Verfahren zur Rekonstruktion von D–Mesonen werden im nächsten Kapitel vorgestellt.

Neben dem Studium der Gluondichtefunktion bietet HERA die Möglichkeit zur Untersuchung seltener Zerfälle schwerer Hadronen [24]. Aufgrund der hohen Erzeugungsrate von Ereignissen mit Charm wird die Empfindlichkeit für den Nachweis von unterdrückten Zerfällen, etwa des D–Mesons, verbessert. Ebenso wird HERA zur Erweiterung bestehender Grenzen bei der Suche nach sogenannten FCNC–Zerfällen[9] beitragen:

$$D^0 \rightarrow \mu^+\mu^- \ , \ e^+e^- \tag{4.45}$$

Das Standardmodell sagt für diese Zerfälle ein Verzweigungsverhältnis von $\mathcal{O}(10^{-19})$ vorher. Der Nachweis von leptonzahlverletzenden Zerfällen

$$D^0 \rightarrow \mu^+e^- \ , \ D^0 \rightarrow \tau^+e^- \tag{4.46}$$

kann darüber hinaus auf neue physikalische Phänomene hindeuten. Mit erreichen der vollen Luminosität von HERA wird eine Steigerung der Sensitivität um ein bis zwei Größenordnungen gegenüber bisherigen Messungen erwartet. Eine Übersicht der Physik mit D–Mesonen ist in [24] zusammengestellt.

[9] engl.: Flavour Changing Neutral Currents

Kapitel 5

Kinematik von Ereignissen mit Charm

In diesem Kapitel wird auf Grundlage von Monte–Carlo–Rechnungen ein Konzept zur Analyse der H1–Daten vorbereitet. Für das Studium von Ereignissen mit offenem Charm ist es hilfreich, zunächst die Signatur der Teilchenreaktionen anhand einfacher kinematischer Größen zu untersuchen. Dabei zeigt sich, daß die ungünstige Ereignistopologie die Rekonstruktion schwerer Hadronen einschränkt. Es werden Merkmale von Zerfällen schwerer Hadronen erörtert, die zu einer verläßlichen Erkennung der Zerfallssignaturen beitragen.

5.1 Produktionsraten und Kinematik

Anhand von Modellrechnungen wird geprüft, welche Komponenten des H1–Detektors wirksam an der Analyse von Ereignissen mit Charm teilnehmen können. Erste Hinweise werden bereits auf der Ebene von Ereignisgeneratoren gewonnen. Zu diesem Zweck wurde mit dem Ereignisgenerator PYTHIA ein Datensatz von 10000 γg–Reaktionen erstellt und analysiert. Die Resultate werden nachfolgend diskutiert. Eine genaue Beschreibung der Simulation von Teilchenreaktionen in PYTHIA und der anschließenden Hadronisation in JETSET findet sich in [59] und [60].

Abbildung 5.1 zeigt in einer schematischen Übersicht die Produktionsrate schwerer Hadronen in Reaktionen mit offenem Charm. Gemäß dem Fragmentationsmodell hadronisieren die Charm–Quarks vorwiegend in D–Mesonen. Die angeregten D–Mesonen entstehen fast ausschließlich primär und sind folglich für die Bestimmung der Gluondichtefunktion von besonderem Interesse. Der hohe Anteil sekundär gebildeter D^0–Teilchen entspricht der Erwartung. Neben dem D^{*0} verzweigen etwa 55% der D^{*+}–Mesonen in neutrale D–Mesonen[1]. Wegen der Ladungsunabhängigkeit stimmt die primäre Erzeugungsrate von geladenen und neutralen D–Mesonen weitgehend überein. Demgegenüber ist der Anteil von D_s–Mesonen aufgrund der höheren Masse der s–Quarks unterdrückt.

Das Verhältnis von Mesonen zu Baryonen folgt dem Fragmentationsmodell und beträgt 1 : 0.09. Bei der Hadronisation in Baryonen entstehen bevorzugt Λ_c– und

[1] Auf eine getrennte Kennzeichnung von Teilchen und Antiteilchen wird verzichtet.

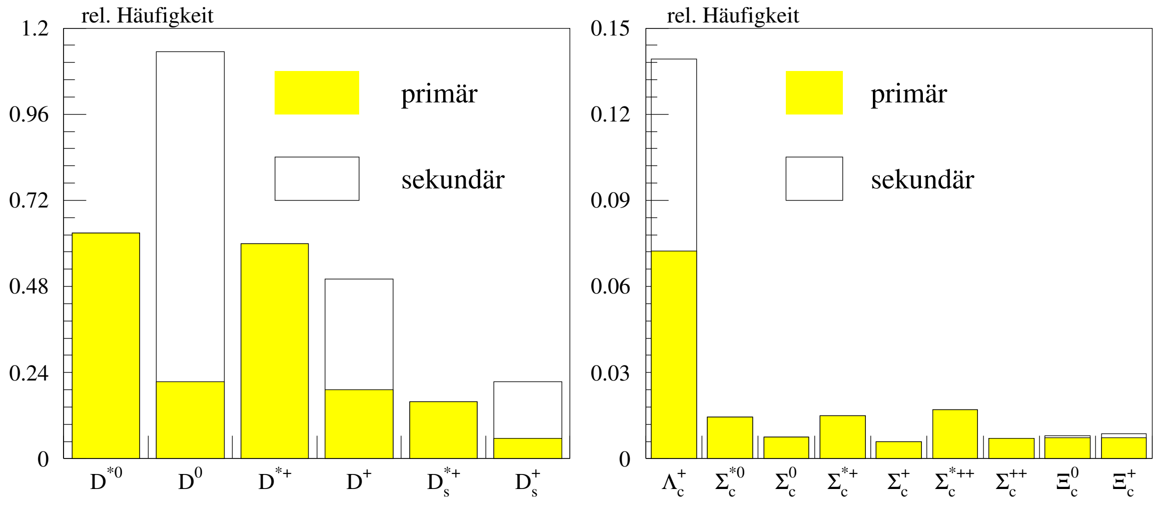

Abbildung 5.1: *Erzeugungsrate schwerer Mesonen und schwerer Baryonen in Ereignissen mit offenem Charm. Einige schwere Baryonen, wie Ω_c^0 und angeregte Ξ_c–Baryonen sind in der Darstellung nicht aufgenommen, weil ihre Produktionsrate unbedeutend ist. Auf eine gesonderte Kennzeichnung der Antiteilchen wird verzichtet.*

Σ_c–Baryonen. Mit einer geringen Wahrscheinlichkeit treten auch Ξ_c–Anteile auf. Die Produktionsrate von Ω_c und angeregten Ξ_c–Baryonen ist nicht bedeutend und bleibt im weiteren unberücksichtigt. Der hohe Anteil sekundär erzeugter Λ_c–Teilchen ist damit zu erklären, daß die Σ_c–Baryonen ausschließlich gemäß $\Sigma_c \to \Lambda_c \pi$ zerfallen.

In Ereignissen mit offenem Charm tritt im allgemeinen eine hohe Teilchenmultiplizität auf. Die schweren Quarks fragmentieren in einen multihadronischen Endzustand, der aus einer Vielzahl beobachtbarer Teilchen besteht. Der Zerfall instabiler Hadronen sorgt für eine weitere Zunahme der registrierten Teilchenzahl. Zum Nachweis schwerer Hadronen werden invariante Massen der geladenen Endzustände rekonstruiert. Die hohe Multiplizität verursacht kombinatorischen Untergrund und erschwert die Deutung der gemessenen Ereignissignaturen. Für die generierten Monte–Carlo–Ereignisse geht aus Abbildung 5.2 die Verteilung der Ladungsmultiplizität hervor. Demnach entstehen in jedem Ereignis im Mittel etwa $\overline{N}_{ch} \approx 16$ geladene Spuren. Einige Spuren gehören zum Protonrest und werden nur unwesentlich von der Strahlachse abgelenkt. Diese Teilchen verbleiben unbeobachtet in der Strahlröhre. Im Akzeptanzbereich des H1–Detektors wird eine mittlere Ladungsmultiplizität von $\overline{N}_{ch} \approx 9$ registriert[2].

Obwohl das Spurkammersystem des H1–Detektors die Wechselwirkungszone über einen weiten Bereich umschließt, ist bei der Analyse von Ereignissen mit Charm mit erheblichen Verlusten schwerer Hadronen zu rechnen. Wegen der geringen Transversalimpulse sind die Teilchen bevorzugt entlang der Strahlachse ausgerichtet und gehen oftmals unregistriert in der Strahlröhre verloren. Abbildung 5.3 zeigt in einer Gegenüberstellung den Zusammenhang zwischen Teilchenimpuls p und Produktionswinkel Θ.

[2] Der sekundäre Zerfall von K^0–Mesonen und Λ–Hyperonen sowie die Konversion von Photonen in der Halterung des Spurkammersystems trägt zu einem Anstieg der beobachteten Ladungsmultiplizität bei.

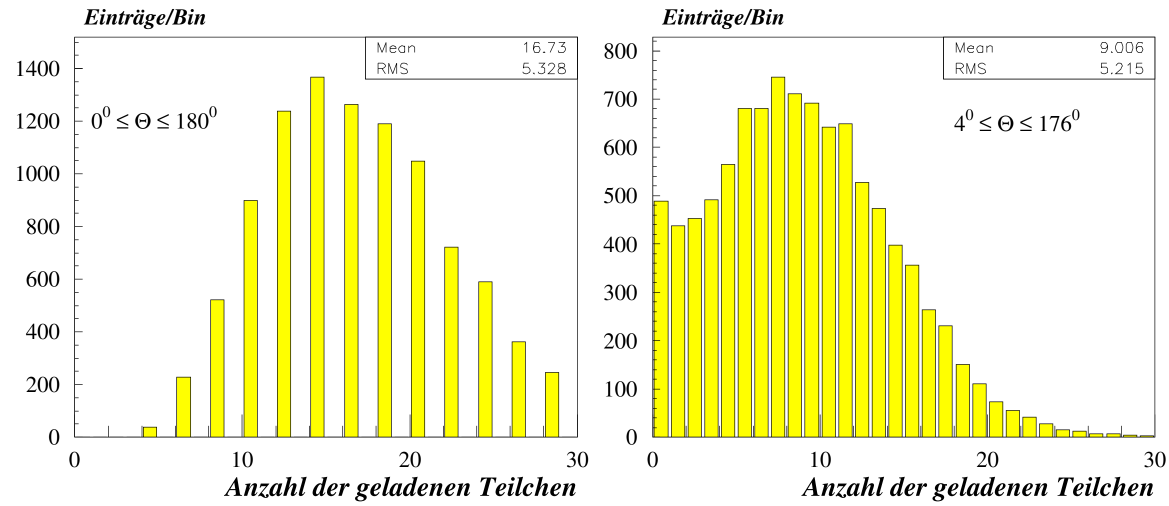

Abbildung 5.2: *Dargestellt ist die Ladungsmultiplizität von Ereignissen mit Charm. Aufgrund der Ladungserhaltung treten bei Betrachtung des gesamten Polarwinkelbereichs nur gerade Multiplizitäten mit* $\overline{N} \approx 16$ *auf. Demgegenüber wird im Bereich des instrumentierten Detektors eine geringe Ladungsmultipliziät von* $\overline{N} \approx 9$ *erwartet.*

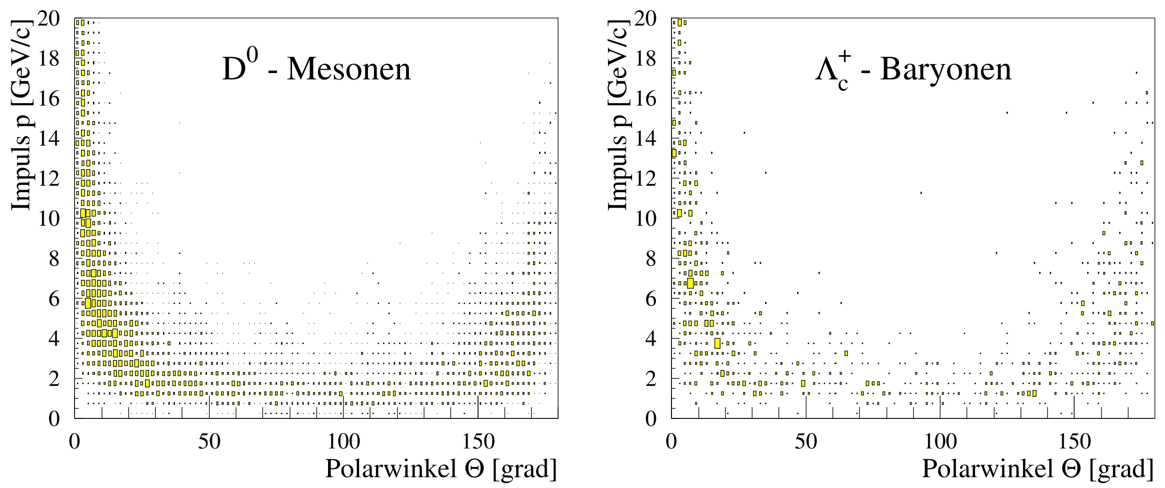

Abbildung 5.3: *Gegenüberstellung der kinematischen Größen Polarwinkel* Θ *und Teilchenimpuls* p *von* D^0*–Mesonen und* Λ_c^+*–Baryonen.*

Demnach treten hohe Impulse nur unter sehr kleinen Spurwinkel auf. Im Akzeptanzbereich des Spurkammersystems zeigt die Darstellung über große Bereiche einen flachen Verlauf. Schwere Hadronen werden hier mit niedrigen Impulsen bis zu $p \approx 4\,GeV/c$ produziert.

Der schwache Zerfall von Λ_c–Baryonen und D–Mesonen erfolgt nach einer typischen mittleren Lebensdauer von $\tau_0 \approx 10^{-13}s$. Dies entspricht einer Zerfallslänge von $\mathcal{O}(100\,\mu m)$. Die sekundären Zerfallsorte von Λ_c–Baryonen und D–Mesonen liegen demnach dicht an der Strahlachse und sind mit dem Spurkammersystem des H1–Detektors nicht aufzulösen. Dadurch bleibt bei der Rekonstruktion von Charmzerfällen ein wichtiges topologisches Merkmal der Zerfallssignaturen ungenutzt.

Aufgrund des geringen Impulsübertrages wird in Ereignissen mit offenem Charm nur selten eine klare $(2+1)$–Jetstruktur[3] beobachtet. Die Ereignistopologie zeigt kaum Auffälligkeiten, die für den Aufbau praktikabler Triggerelemente verwertbar sind [61]. Es hat sich daher als nützlich erwiesen, Ereignisse mit Charm anhand exklusiver Zerfallskanäle schwerer Hadronen zu identifizieren. Durch Kombination geladener Teilchenspuren und Annahmen über ihre Teilchenart werden invariante Massen ermittelt. Zur Verminderung kombinatorischen Untergrundes werden niederenergetische Teilchenspuren anhand ihrer spezifischen Energieabgabe im zentralen Spurkammersystem identifiziert. Die Energie von Teilchen, die aus Charmzerfällen stammen, reicht zumeist nicht zu einer signifikanten Aufschauerung im Kalorimeter aus. Die Kalorimeter tragen daher kaum zur Teilchenerkennung bei und bleiben im weiteren unberücksichtigt.

In Abbildung 5.4 ist die Produktionsrate leichter Hadronen aus Ereignissen mit Charm aufgetragen. In die Statistik gehen nur Teilchen ein, die im Akzeptanzbereich $(4^0 \leq \Theta \leq 176^0)$ des H1–Detektors liegen und deren Impuls zumindest $100\,MeV/c$ beträgt. Die schraffierten Bereiche kennzeichnen den Anteil, der aus Zerfällen schwerer Hadronen stammt. Gemäß der Erwartung entstehen zum überwiegenden Teil Pionen[4]. Der Anteil aus Charmzerfällen beträgt ungefähr 40%. Kaonen werden dagegen etwa zu 70 % in schwachen Zerfällen schwerer Hadronen erzeugt. Ihre Erkennung kann wirksam zur Rekonstruktion von Charmzerfällen beitragen. Das vordere Spurkammersystem erlaubt bisher keine verwertbare Identifikation geladener Teilchen. In den Jetkammern des inneren Spurkammersystems werden jedoch geladene Teilchen bis zu einem Impuls von etwa $1\,GeV/c$ anhand ihrer spezifischen Energieabgabe identifiziert. Bereits kurz nach der Inbetriebnahme des H1–Detektors gelang die Trennung von Protonen und geladenen Pionen. Die Erkennung geladener Kaonen wurde erst durch eine verbesserte Kalibration der Driftkammern im Betriebsjahr 1993 ermöglicht. Ihre Trennung gelingt bis zu einem Impuls von etwa $0.7\,GeV/c$ [44]. Die sekundären Zerfälle von K_s^0–Mesonen zeigen eine charakteristische V^0–Signatur, die im inneren Spurkammersystem des H1–Detektors nachweisbar ist. Gegenüber geladenen Kaonen können K_s^0–Mesonen in einem ausgedehnten Impulsbereich identifiziert werden. Ihre Erkennung ist für die Untersuchung von Ereignissen mit Charm von besonderer Bedeutung.

Protonen stammen nur zu etwa 20% aus Charmzerfällen, während Λ–Hyperonen mit fast 50% einen deutlich höheren Anteil aufweisen. Sie treten vorwiegend in Zerfällen

[3] Es ist eine Konvention, den Protonrest als separates Teilchenbündel in der Kennzeichnug der Jetstruktur mit +1 zu berücksichtigen.

[4] Langsame neutrale Pionen sind schwierig nachzuweisen und gehen daher in die Statistik nicht ein.

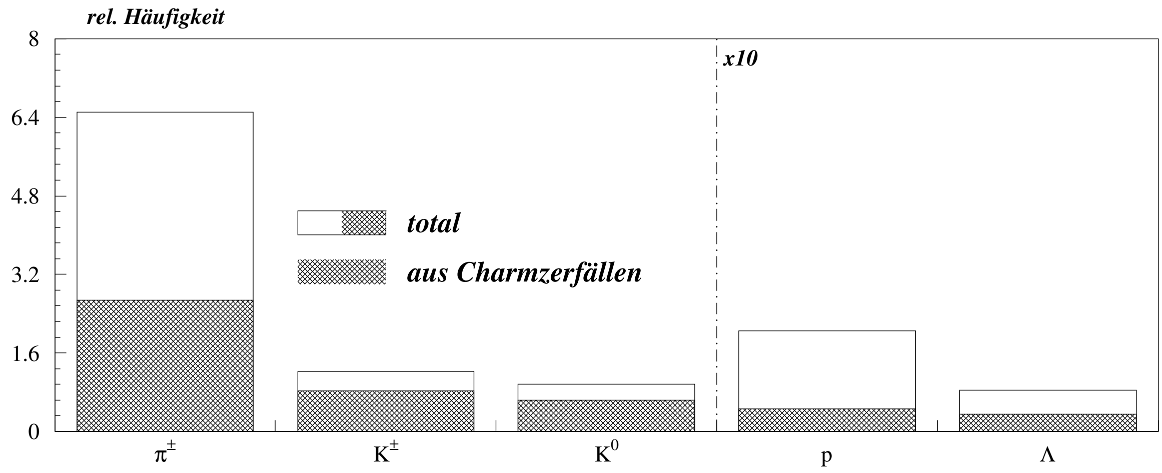

Abbildung 5.4: *Produktionsrate leichter Hadronen in Ereignissen mit Charm. Die schraffierten Bereiche kennzeichnen den Anteil, der aus Zerfällen schwerer Hadronen stammt. Die Skala der Baryonen ist um einen Faktor zehn vergrößert dargestellt.*

von Λ_c–Baryonen auf und zeigen wie die K_s^0–Mesonen eine auffällige V^0–Signatur, die Ihren Nachweis in den inneren Spurkammern erleichtert.

5.2 Zerfall schwerer Hadronen

In diesem Abschnitt werden Merkmale von Zerfällen schwerer Hadronen herausgestellt, die zu einer Erkennung der Zerfallssignaturen im Spurkammersystem des H1–Detektors beitragen können. Dabei sind insbesondere die Zerfälle von $D^{*\pm}$–Mesonen und Λ_c–Baryonen von Interesse.

5.2.1 D–Mesonen

Es hat sich als nützlich erwiesen, Ereignisse mit Charm anhand rekonstruierter D–Mesonen zu identifizieren. Es liegen verschiedene Methoden vor, die einen Nachweis sowohl von Zerfällen geladener D^*–Mesonen [28, 46, 50] als auch neutraler D^*–Mesonen [37, 38] in den Zerfallsmoden

$$D^{*+}(2010) \xrightarrow{55\%} D^0\pi^+ \quad D^{*-}(2010) \xrightarrow{55\%} \overline{D}^0\pi^- \tag{5.1}$$

und

$$D^{*0}(2010) \xrightarrow{45\%} D^0\gamma \tag{5.2}$$

erlauben. Die Rekonstruktionsverfahren stützen sich ausschließlich auf Messungen im Spurkammersystem des H1–Detektors.

Im betrachteten Zerfallskanal des D^{*0}–Mesons tritt ein niederenergetisches Photon auf, das an seiner typischen V^0–Signatur bei der Umwandlung in ein e^+e^-–Paar identifiziert wird. Die Rekonstruktion von konvertierenden Photonen wird in [38] ausführlich behandelt.

Kennzeichnend für den starken Zerfall angeregter D–Mesonen ist die niedrige Zerfallsenergie von etwa $6\,MeV$. Die Masse des D^*–Mesons liegt nur wenig oberhalb der kinematisch erlaubten Schwelle. Infolge des kleinen Phasenraumes ist die natürliche Breite gegenüber der Massenauflösung des Detektors ohne Bedeutung. Aufgrund dieser kinematischen Einschränkung wird eine hohe Auflösung der Massendifferenz

$$m_{D^{+*}} - m_{D^0} = (145.44 \pm 0.06)\,MeV/c^2 \tag{5.3}$$

erwartet [47]. Der große Massenunterschied zwischen D^0 und π wirkt sich im Laborsystem auf die Zerfallskinematik des D^*–Mesons aus. Demnach ist ein stark asymmetrischer Zerfall zu beobachten. Das D^0–Meson behält weitgehend die Flugrichtung des D^* bei und die Auflösung der Massendifferenz hängt alleine von der Meßgenauigkeit des langsamen Pions ab. Monte–Carlo–Rechnungen zeigen, daß eine Auflösung von etwa $0.6\,MeV/c^2$ realistisch erscheint [46]. Üblicherweise werden die D^0–Mesonen im Zerfallskanal

$$D^0 \xrightarrow{3.65\%} K^-\pi^+ \tag{5.4}$$

nachgewiesen. Bei der Zusammenstellung geeigneter Spurpaare tritt infolge von Doppelzählungen ein hoher kombinatorischer Untergrund auf, weil für die Teilchenspuren nur Massenhypothesen angenommen werden. Die notwendige Reduzierung fehlbestimmter Teilchenkombinationen ist neben kinematischen Schnitten mit einer guten Teilchenerkennung der Spurkammern sicherzustellen. Aufgrund der eingeschränkten Identifikation geladener Kaonen trägt die Auswertung von dE/dx–Informationen nicht wesentlich zu einer verbesserten Rekonstruktion bei. Demgegenüber ist der Zerfall

$$D^0 \xrightarrow{2.7\%} K_s^0\pi^+\pi^- \tag{5.5}$$

durch die auffällige V^0–Signatur des K_s^0–Mesons gekennzeichnet, die im inneren Spurkammersystem nachzuweisen ist.

5.2.2 Schwere Baryonen

Das Λ_c^+–Baryon ist mit seinem Quarkinhalt (cud) das leichteste Baryon mit Charm. Seine Masse beträgt [47]:

$$m_{\Lambda_c^+} = (2284.9 \pm 0.6)\,MeV/c^2 \tag{5.6}$$

Zum Nachweis von Λ_c–Baryonen werden invariante Massen der geladenen Endzustände rekonstruiert. Es ist naheliegend, daß nicht alle Zerfallsmoden der Λ_c–Baryonen für dieses Verfahren geeignet sind. Nachfolgend werden Aspekte der wichtigsten Zerfallskanäle diskutiert. Der Zerfall

$$\Lambda_c^+ \xrightarrow{3.2\%} pK^-\pi^+ \tag{5.7}$$

ist durch eine verhältnismäßig hohe Übergangswahrscheinlichkeit gekennzeichnet. Im Endzustand treten drei verschiedene Teilchensorten auf, die bei der Rekonstruktion einen sehr hohen kombinatorischen Untergrund verursachen. Nach Monte–Carlo–Rechnungen liegt die invariante Masse von Λ_c–Baryonen dicht am Maximum dieser Untergrundverteilung. Aufgrund der unzureichenden Teilchenerkennung ist im betrachteten

Zerfallskanal die Rekonstruktion von Λ_c–Baryonen als pessimistisch einzuschätzen [43]. Im allgemeinen wird bei der Rekonstruktion von Zwischenzuständen ein günstigeres Verhältnis von Signal zu Untergrund erwartet. Die Übergänge

$$\Lambda_c^+ \xrightarrow{0.9\%} pK^*(892)^0 \tag{5.8}$$

und

$$\Lambda_c^+ \xrightarrow{0.7\%} \Delta^{++}(1232)K^- \tag{5.9}$$

können mit den starken Zerfällen $K^{*0} \to K\pi$ und $\Delta^{++} \to N\pi$ den gleichen Endzustand bilden, wie der direkte Zerfallskanal. Mit der Rekonstruktion des resonanten Zwischenzustandes wird der Anteil fehlbestimmter Teilchenkombinationen reduziert. Spurpaare, die mit der invarianten Masse angeregter K^0–Mesonen oder Δ–Zustände nicht verträglich sind werden verworfen. Infolge der großen natürlichen Breite der Resonanzen von $\Gamma_{K^{*0}(892)} \approx 50\,MeV$ und $\Gamma_{\Delta^{++}(1232)} \approx 120\,MeV$, ist jedoch nur eine geringe Einschränkung falscher Teilchenkombinationen zu erwarten.

Kinematische Schnitte bieten nur begrenzte Möglichkeiten zur Verminderung kombinatorischen Untergrundes. Ebenso trägt die Teilchenidentifikation im zentralen Spurkammersystem nur unzulänglich zur Ereignisrekonstruktion bei. Als vielversprechend gilt der Nachweis von Λ_c–Zerfällen, in denen K_s^0–Mesonen oder Λ–Hyperonen entstehen. In den Zerfallsmoden

$$\Lambda_c^+ \xrightarrow{1.6\%} p\overline{K}^0 \quad und \quad \Lambda_c^+ \xrightarrow{0.6\%} \Lambda\pi^+ \tag{5.10}$$

mit

$$K_s^0 \to \pi^+\pi^- \quad und \quad \Lambda \to p\pi^- \tag{5.11}$$

wird eine verhältnismäßig geringe Kombinatorik erwartet. Ebenso zeichnen sich diese Übergänge durch eine hohe Zerfallsenergie aus. Der kombinatorische Untergrund, verursacht durch niederenergetische Teilchenspuren, wirkt sich dadurch kaum auf den Nachweis von Λ_c–Baryonen aus. Das Σ_c–Baryon tritt in drei Ladungszuständen auf, die sich geringfügig in der Masse unterscheiden. Für den Nachweis im Spurkammersystem eignen sich zwei Ladungszustände, welche nach folgendem Schema zerfallen:

$$\Sigma_c^0 \to \Lambda_c^+\pi^- \qquad \Sigma_c^{++} \to \Lambda_c^+\pi^+ \tag{5.12}$$

Die Massen betragen [47]:

$$m_{\Sigma_c^0} = (2452.5 \pm 0.8)\,MeV/c^2 \qquad m_{\Sigma_c^{++}} = (2452.7 \pm 0.7)\,MeV/c^2 \tag{5.13}$$

Die Σ_c–Baryonen entstehen nur wenig oberhalb der kinematischen Schwelle. Die Zerfallsenergie beträgt $28\,MeV$. Aufgrund dieser Einschränkung im Phasenraum wird eine gute Auflösung der Massendifferenz

$$m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c} = (167.8 \pm 0.4)\,MeV/c^2 \tag{5.14}$$

erwartet. Wegen der kleinen Produktionsrate der Σ_c–Baryonen und dem schwierigen Nachweis der Λ_c–Zerfälle empfiehlt sich die Analyse schwerer Baryonen erst mit Erreichen der vollen Luminosität von HERA.

Kapitel 6

Rekonstruktion von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen

Sekundäre Vertices können auf den schwachen Zerfall von Teilchen mit Charm bzw. mit Strangeness hindeuten. Wegen ihrer hohen Masse liegt der Zerfallsort von Teilchen mit Charm im allgemeinen dicht am Entstehungsort und ist nur mit einer feinen Instrumentierung nahe der Strahlachse messbar. Teilchen mit Strangeness weisen dagegen Zerfallslängen auf, die in der Regel abseits vom Strahlkreuzungspunkt liegen. Ihr Zerfallsort ist auch mit üblichen Driftkammern zu registrieren.

Im Mittelpunkt dieses Kapitels steht die Entwicklung einer analytischen Methode zum Nachweis sekundärer Vertices im zentralen Spurkammersystem des H1–Detektors. Das Verfahren ist geeignet, den Zerfallsort neutraler Teilchen anhand ihrer charakteristischen V^0–Signatur zu erkennen [52]. Zur qualitativen Bewertung der Methode werden Ergebnisse von Monte–Carlo–Rechnungen vorgestellt. Es werden wirksame Schnitte motiviert, die zu einer Verfeinerung des Verfahrens beitragen. Die Tauglichkeit der analytischen Methode wird an H1–Daten von 1992 überprüft. Die Vermessung abknickender Spurverläufe gibt einen Hinweis auf die erzielte Ortsauflösung. Eine Abschätzung wird im letzten Abschnitt gegeben.

6.1 Teilchen mit Strangeness

Die kurz- und die langlebige Komponente – K_s^0 und K_l^0 – der neutralen Kaonen sind als verschiedene Mischungen der Zustände K^0 und $\overline{K}^0$ aufzufassen. Der schwache Zerfall von K_s^0–Mesonen in zwei Pionen erfolgt nach einer typischen mittleren Lebensdauer von

$$\tau_0 = 0.892 \cdot 10^{-10}\, s. \tag{6.1}$$

Dies entspricht einer Zerfallslänge von $c\tau_0 = 2.68\, cm$. Der Zerfall der langlebigen Komponente in drei Pionen ist infolge des stark reduzierten Phasenraumes unterdrückt und weist eine mittlere Zerfallslänge von $c\tau_0 = 15.50\, m$ auf. Die K_l^0–Mesonen zerfallen zumeist außerhalb des Spurkammersystems und bleiben in den weiteren Betrachtungen unberücksichtigt. Die Masse des K^0–Mesons beträgt [47]:

$$m_{K^0} = (497.671 \pm 0.031)\, MeV/c^2 \tag{6.2}$$

Das Λ–Hyperon ist mit seinem Quarkinhalt (uds) das leichteste Baryon mit Strangeness. Seine Masse beträgt [47]:

$$m_\Lambda = (1115.63 \pm 0.05)\, MeV/c^2 \tag{6.3}$$

Das Λ–Hyperon zerfällt mit einer Lebensdauer von

$$\tau_0 = 2.632 \cdot 10^{-10}\, s, \tag{6.4}$$

dies entspricht einer mittleren Zerfallslänge von $c\tau_0 = 7.89\, cm$. Die sekundären Zerfälle von K_s^0–Mesonen und Λ–Hyperonen werden im inneren Spurkammersystem des H1–Detektors in den Zerfallsmoden

$$\begin{array}{rcll} \Lambda & \longrightarrow & p\pi^- & BR\,(64.1 \pm 0.5)\% \\ K_s^0 & \longrightarrow & \pi^+\pi^- & BR\,(68.6 \pm 0.3)\% \end{array}$$

nachgewiesen. Aufgrund der relativistischen Bewegung der Kaonen und Hyperonen vergrößert sich ihre mittlere im Detektor zurückgelegte Wegstrecke um den Lorentzfaktor auf $\vec{l} = \gamma\vec{\beta}c\tau_0$. Der Zusammenhang zwischen Zerfallswahrscheinlichkeit und Zerfallslänge ist in Abbildung 6.1 für verschiedene Teilchenimpulse gezeigt. Demnach ist zu erwarten, daß im betrachteten kinematischen Bereich eine Vielzahl von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen abseits vom Strahlkreuzungspunkt zerfallen wird. Im nachfolgenden

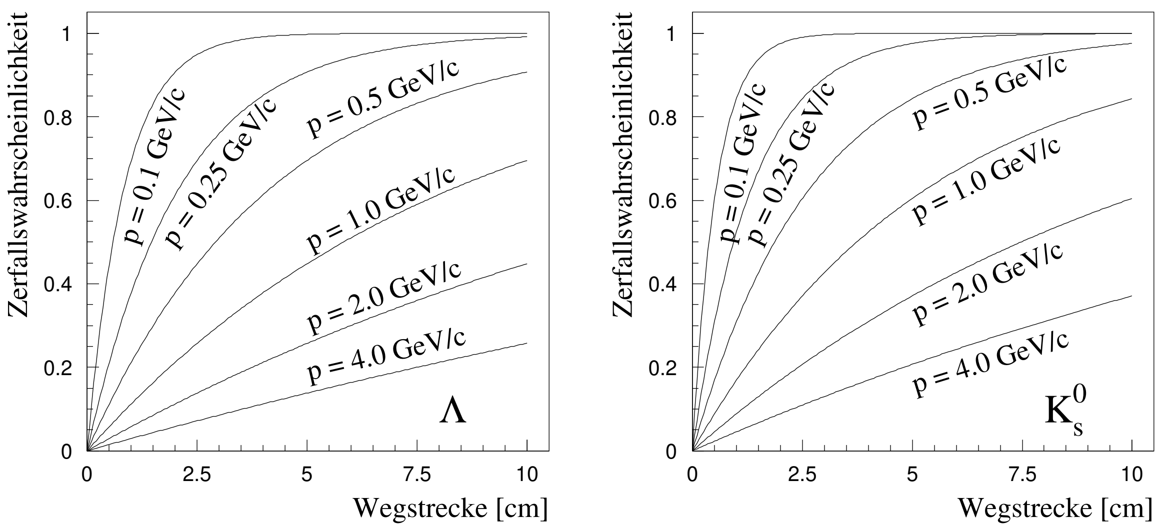

Abbildung 6.1: *Zusammenhang zwischen der Zerfallswahrscheinlichkeit von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen und der zurückgelegten Wegstrecke im Detektor. Die Abhängigkeit von verschiedenen Teilchenimpulsen ist ersichtlich.*

Abschnitt wird eine analytische Methode zum Nachweis sekundärer Zerfallsorte von K_s^0–Mesonen und Λ–Hyperonen erarbeitet.

6.2 Rekonstruktion sekundärer Zerfallsvertices

Die Rekonstruktion von Teilchen, die nach einer bestimmten Flugstrecke zerfallen, setzt eine zuverlässige Erkennung der Zerfallsorte im Detektor voraus. Gehen von einem sekundären Vertex mehrere geladene Teilchenspuren aus, so haben die ungestörten Bahnkurven am Zerfallsort einen Schnittpunkt. Aufgrund der endlichen Ortsauflösung der Spurkammern und der Bahnablenkung, verursacht durch Vielfachstreuung, ist dies zumeist nicht der Fall. Es sind daher Formalismen zu entwickeln, die eine möglichst gute Übereinstimmung rekonstruierter Vertices mit den tatsächlichen Zerfallsorten erzielen. In der Regel werden dafür iterative Optimierungsverfahren angewandt [39]. Gehen von einem Zerfallsort jedoch nur zwei geladene Spuren aus, so ist es zweckmäßig, auf rechenintensive numerische Verfahren zu verzichten. Bei einer guten Meßgenauigkeit der Spurkammern läßt sich dann der gemeinsame Ursprung zweier Teilchenspuren aus den gemessenen Spurparametern analytisch berechnen.

Die Berechnung sekundärer Vertices beginnt in der transversalen Ebene des Spurkammersystems. Der Ablauf ist in mehrere Schritte gegliedert, die nachfolgend diskutiert werden. In Abbildung 6.2 ist in einer Prinzipskizze die Geometrie einer typischen V^0–Signatur dargestellt.

Zur Vereinfachung werden die Bahnkurven geladener Teilchen in der transversalen Ebene zunächst als geschlossene Kreisbögen aufgefaßt. Die Krümmungsmittelpunkte $\vec{M}_i$ $(i = 1, 2)$ stehen mit den gemessenen Spurparametern in folgender Beziehung:

$$M_x = (DCA - \frac{1}{\kappa}) \cdot \sin(\Phi_{DCA}) \tag{6.5}$$

$$M_y = -(DCA - \frac{1}{\kappa}) \cdot \cos(\Phi_{DCA}) \tag{6.6}$$

Anhand der relativen Lage zweier Kreismittelpunkte wird geprüft, ob die zugehörigen Bahnkurven Schnittpunkte aufweisen. Es gilt

$$| r_1 - r_2 | \leq \Delta M \leq r_1 + r_2 \tag{6.7}$$

mit

$$\Delta M = \sqrt{(M_{x2} - M_{x1})^2 + (M_{y2} - M_{y1})^2)} \tag{6.8}$$

und

$$r_1 = | \tfrac{1}{\kappa_1} | \quad r_2 = | \tfrac{1}{\kappa_2} | \, .$$

Mit κ_1 und κ_2 sind die Krümmungen der Teilchenspuren gekennzeichnet. Aus der V^0–Signatur ist ersichtlich, daß die Schnittpunkte mit den Kreismittelpunkten Dreiecke aufspannen. Es ist daher zweckmäßig, die Verbindung der Krümmungsmittelpunkte als Bezugslinie aufzufassen. Weist die Richtung von $\vec{M}_2$ nach $\vec{M}_1$, so sind die Schnittkoordinaten in Bezug auf Punkt $\vec{M}_2$ leicht zu berechnen:

$$\Delta x = r_2 \cdot \cos(\alpha) \quad (\Delta y)_{1,2} = \pm\sqrt{r_2^2 - (\Delta x)^2} \tag{6.9}$$

mit

$$\cos(\alpha) = \frac{r_2^2 - r_1^2 + (\Delta M)^2}{2 \cdot \Delta M \cdot r_2} \tag{6.10}$$

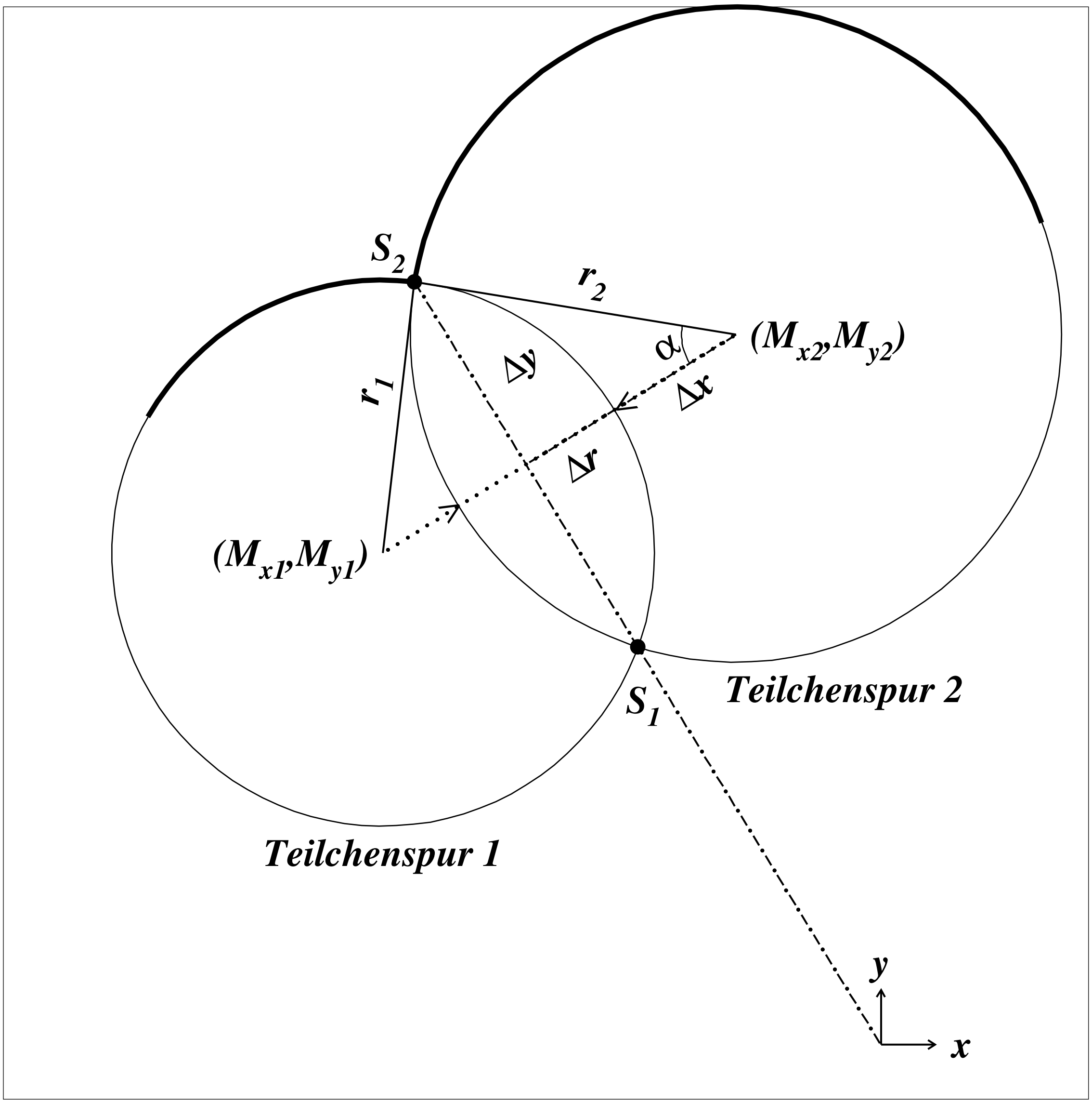

Abbildung 6.2: *Schematische Darstellung einer typischen V^0–Signatur in der transversalen Ebene des inneren Spurkammersystems. Die Bahnkurven der gegensätzlich geladenen Teilchenspuren stammen von einem sekundären Vertex und sind graphisch hervorgehoben. Die Geometrie am Zerfallsort ist ersichtlich.* (M_{xi}, M_{yi}) *kennzeichnen die Kreismittelpunkte,* r_1 *und* r_2 *stehen für die Krümmungsradien der Bahnkurven. Die Überschneidung* Δr *der Bahnkurven ergibt sich aus dem funktionalen Zusammenhang:* $\Delta r = |r_1| + |r_2| - \Delta M$.

Zur weiteren Analyse werden die Schnittkoordinaten Δx und $\pm\Delta y$ in das H1–Koordinatensystem transformiert:

$$\vec{S}_i = \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \end{pmatrix} = \frac{1}{\Delta M} \cdot \begin{pmatrix} (\Delta M)_x & -(\Delta M)_y \\ (\Delta M)_y & +(\Delta M)_x \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta x \\ (\Delta y)_i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} M_{x2} \\ M_{y2} \end{pmatrix} \qquad (i = 1, 2)$$

mit

$$(\Delta M)_x = (M_{x2} - M_{x1})$$

und

$$(\Delta M)_y = (M_{y2} - M_{y1})$$

Falls ein sekundärer Zerfall vorliegt, lassen sich Zusammenhänge zwischen der Kinematik der geladenen Teilchenspuren und der Geometrie am Zerfallsort herstellen. Diese Beziehungen gestatten eine frühe Trennung echter V^0–Teilchen von fehlbestimmten sekundären Vertices.

Im Ruhesystem eines V^0–Kandidaten werden die Zerfallsteilchen mit gleichen, aber entgegengesetzt gerichteten Impulsen ausgesandt. Es ist daher naheliegend, die Impulse in Komponenten senkrecht und parallel zur Bewegungsrichtung des Ausgangsteilchens zu zerlegen. Infolge der relativistischen Bewegung des Ausgangsteilchens kommt es im Laborsystem entlang der Schwerpunktsbewegung zu einer Bündelung der Zerfallsteilchen[1].

$$\begin{pmatrix} E^\star \\ p_\parallel^\star \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_L & -\gamma_L\beta_L \\ -\gamma_L\beta_L & \gamma_L \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E \\ p_\parallel \end{pmatrix} \quad , \quad p_\perp^\star = p_\perp$$

Die Impulskomponenten senkrecht zur Bewegungsrichtung des V^0–Kandidaten sind im Ruhe– und im Laborsystem identisch und heben sich für beide Zerfallsteilchen gerade auf. In der geometrischen Deutung der V^0–Signatur werden diese Impulsanteile in der transversalen Ebene mit dem Abschnitt Δy identifiziert. Die Schwerpunktsbewegung des V^0–Kandidaten verläuft folglich senkrecht zur Verbindungslinie der Krümmungsmittelpunkte und bildet mit der Strahlachse eine gerade Linie. Falls im Ruhesystem der Impuls der Zerfallsteilchen gegenüber der Schwerpunktsbewegung des V^0–Kandidaten nicht zu vernachlässigen ist, treten aufgrund der Orientierung der Zerfallsachse unterschiedliche Impulsanteile parallel zur Bewegungsrichtung des Ausgangsteilchens auf. Sie stehen mit der Projektion der Krümmungsradien auf die Bezugslinie ΔM in Verbindung und sind demzufolge mit den Abschnitten Δx und $(\Delta M - \Delta x)$ verknüpft. Für verschiedenartige Zerfallsteilchen wirkt sich zusätzlich die Massenabhängigkeit der Lorentztransformation aus. Die Länge der Bezugslinie ist als Maß für den Transversalimpuls des V^0–Kandidaten zu deuten.

Im H1–Koordinatensystem signalisiert die räumlichen Lage der beiden Schnittpunkte $\vec{S}_i$ $(i = 1, 2)$, ob der V^0–Kandidat tatsächlich von der Strahlachse stammt.

[1]Die Größe $\gamma_L = 1/\sqrt{1 - (\frac{p}{m})^2}$ kennzeichnet den Lorentzfaktor, der mit der Geschwindigkeit β_L des Ausgangsteilchens im Laborsystem verknüpft ist. Die mit $\star$ gekennzeichneten Größen beziehen sich auf das Ruhesystem.

Der als gerade angenommene Spurverlauf des Ausgangsteilchens wird zu diesem Zweck zum Ursprung zurückverfolgt und der minimale Abstand zur Strahlachse berechnet:

$$\mathrm{DCA}_{V^0} = \frac{1}{\mid \vec{S}_2 - \vec{S}_1 \mid} \cdot \vec{S}_1 \cdot (\vec{S}_2 - \vec{S}_1) \tag{6.11}$$

Durch die Wahl eines geeigneten Schnittwertes kann der Anteil falsch kombinierter Teilchenspuren vermindert werden.

Im nächsten Schritt wird geprüft, ob einer der beiden Schnittpunkte einem Zerfallskandidaten zugeordnet werden kann. Dabei ist zu beachten, daß der überwiegende Teil der sekundären Zerfallsorte von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen innerhalb der Strahlröhre, in einer Region mit vielen anderen Spuren liegt. Einen ersten Zuordnungshinweis liefern die gemessenen Startpunkte $\vec{R}_j^{start}$ $(j = 1, 2)$ der Bahnkurven im sensitiven Detektorvolumen. Demnach werden nur solche Schnittpunkte aufgezeichnet, deren Abstand zur Strahlachse die radiale Entfernung der Startpunkte nicht übersteigt. Ebenso werden Schnittpunkte verworfen, die nicht zwischen der Strahlachse und den Startpunkten liegen:

$$\mid \vec{S}_i \mid \leq \mid \vec{R}_j^{start} \mid \qquad (i = 1, 2) \tag{6.12}$$

und

$$\vec{S}_i \cdot \vec{R}_j^{start} \geq 0 \qquad (i = 1, 2) \tag{6.13}$$

Eine genauere Betrachtung schließt die Kenntnis der z–Position der Teilchenspuren an der errechneten transversalen Schnittkoordinate ein. Bezeichnet $\Delta\Phi$ die Bogenlänge einer geladenen Bahnkurve von ihrer DCA–Position bis zum errechneten Schnittpunkt, so folgt für die z–Koordinate:

$$z = z_0 + \frac{r\Delta\Phi}{tan\Theta} \tag{6.14}$$

Hier ist z_0 die z–Koordinate an der DCA–Position, r der Krümmungsradius und Θ der Polarwinkel zur positiven Strahlachse. Unter günstigen Bedingungen sind die z–Koordinaten beider Teilchenspuren am errechneten Zerfallsort identisch. Aufgrund der mäßigen Ortsauflösung der zentralen Jetkammern in z–Richtung ist dies oftmals nicht der Fall. Wenn die z–Koordinaten der Teilchenspuren an der sekundären Vertexposition bis auf $3\,cm$ übereinstimmen, wird der V^0–Kandidat aufgezeichnet und die Analyse fortgesetzt. Für die z–Position am sekundären Vertex wird dann das arithmetische Mittel angenommen.

An die geladenen Teilchenspuren eines V^0–Kandidaten sind Tangenten anzulegen, um die Kinematik am rekonstruierten Zerfallsort zu ermitteln. Der Impuls und die Orientierung des zusammengesetzten Ausgangsteilchens folgt aus der Impulserhaltung:

$$\vec{p}_{V^0} = \vec{p}_{Spur_1} + \vec{p}_{Spur_2} \tag{6.15}$$

Die Kenntnis der Topologie am Zerfallsort gestattet schließlich die Ermittlung der invarianten Masse des V^0–Kandidaten. Auf diese Weise ist die Erkennung sekundärer Zerfälle von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen möglich.

6.3 Monte–Carlo–Studie

In diesem Abschnitt wird die analytische Rekonstruktion sekundärer Zerfallsvertices einer eingehenden Prüfung unterzogen. Die Bewertung der Nachweismethode erfordert detaillierte Monte–Carlo–Studien, die einen Hinweis auf die Ortsauflösung sekundärer Zerfallsorte liefern und die Genauigkeit der rekonstruierten Masse von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen angeben. Es wurden vier Datensätze erstellt, die sekundäre Zerfälle von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen in den Zerfallsmoden

$$\Lambda \longrightarrow p\pi^- \qquad (6.16)$$

$$K_s^0 \longrightarrow \pi^+\pi^- \qquad (6.17)$$

enthalten. Zwei Datensätze decken den gesamten sensitiven Bereich des inneren Spurkammersystems ab und zwei weitere Datensätze dienen der genaueren Betrachtung der vorderen Detektorregion. In jedem Ereignis wurde nur ein sekundär zerfallendes Teilchen erzeugt. Die Generierung von Impuls und Bewegungsrichtung der Ausgangsteilchen geschah nach einer zufälligen Verteilung. Über die kinematischen Bereiche der verschiedenen Datensätze gibt Tabelle 6.1 Auskunft. Die Datensätze wurden nach der Detektorsimulation [40] und Datenrekonstruktion der weiterführenden Analyse bereitgestellt.

Datensatz	$N_{generiert}$	$N_{selektiert}$	Polarwinkel	Impuls $[\frac{GeV}{c}]$
1	20000 Λ	12712 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$	$10^0 \leq \Theta \leq 165^0$	$0.1 \leq p \leq 4.0$
2	20000 K_s^0	13622 $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi$	$10^0 \leq \Theta \leq 165^0$	$0.1 \leq p \leq 4.0$
3	10000 Λ	6176 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$	$5^0 \leq \Theta \leq 40^0$	$0.1 \leq p \leq 4.0$
4	10000 K_s^0	6803 $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi$	$5^0 \leq \Theta \leq 40^0$	$0.1 \leq p \leq 4.0$

Tabelle 6.1: *Datensätze mit simulierten Zerfällen von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen.*

In Abbildung 6.3 ist am Beispiel eines Λ–Hyperons die charakteristische Signatur eines V^0–Zerfalls gezeigt. Typischerweise liegen im Bereich niedriger Transversalimpulse die sekundären Zerfallsvertices innerhalb der Strahlröhre. Neben der Messungenauigkeit des Spurkammersystems verursacht hauptsächlich die Ablenkung von Zerfallsteilchen in der Strahlrohrwandung (Vielfachstreuung) eine fehlerhafte Vermessung der Zerfallsorte. Zur Verminderung von Meßfehlern werden nur Teilchenspuren analysiert, die genau festgelegte Qualitätsmerkmale aufweisen:

- Die zuverlässige Parametrisierung geladener Teilchenspuren erfordert eine ausreichende Anzahl angesprochener Signaldrähte in den Jetkammern. Es sind daher alle Teilchenspuren mit weniger als zehn Treffern zu verwerfen.

- Um störende Effekte von Spuren mit kleinem Krümmungsradius zu unterdrücken, wird ein minimaler Teilchenimpuls von $100\,MeV/c$ gefordert.

- Damit zusätzlich der Einfluß möglicher Inhomogenitäten im Magnetfeld gering bleibt, wird für jede Teilchenspur die Feldstärke am Startpunkt der Bahnkurve berechnet und der Impuls des Teilchens nach Gleichung 3.3 bestimmt.

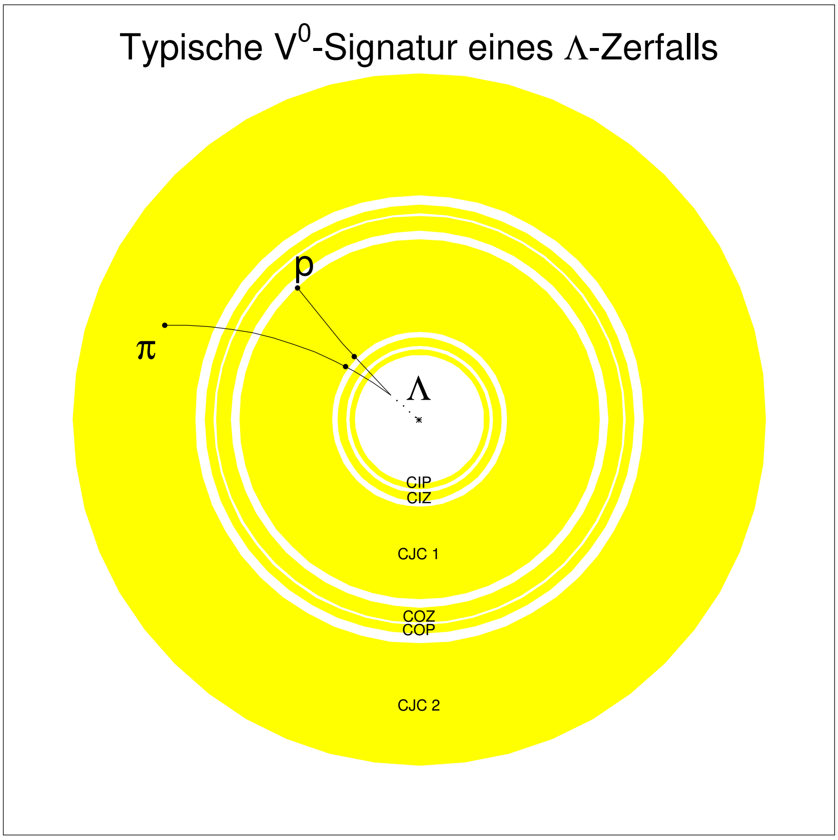

Abbildung 6.3: *Sekundärer Zerfall eines* Λ*–Hyperons mit seiner charakteristischen* V^0*–Signatur im zentralen Spurkammersystem. Der Zerfallsort liegt innerhalb des Strahlrohres. Die Start– und Endpunkte der geladenen Zerfallsteilchen sind im sensitiven Detektorvolumen markiert und der gerade Bahnverlauf des* Λ*–Hyperons ist zwischen Strahlachse und Zerfallsort gestrichelt dargestellt.*

Zunächst wird geprüft, wie weit der rekonstruierte Ursprung der generierten V^0–Teilchen von der Strahlachse abweicht. Die Verteilung der Meßgröße DCA_{V^0} ist in Abbildung 6.4 für simulierte Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen gezeigt. Kleine Schwankungen der Spurparameter bewirken bereits eine ungenaue Bestimmung der ursprünglichen Bewegungsrichtung des V^0–Kandidaten und verursachen eine Verschmierung des rekonstruierten Entstehungsortes. Die Darstellung verdeutlicht, daß nahezu alle rekonstruierten V^0–Teilchen bis auf etwa $DCA_{V^0} \leq 5\,mm$ auf die Strahlachse rückführbar sind. Diese Größe kann in der späteren Analyse von H1–Daten als Selektionskriterium dienen und gestattet die Reduzierung fehlbestimmter V^0–Kandidaten.

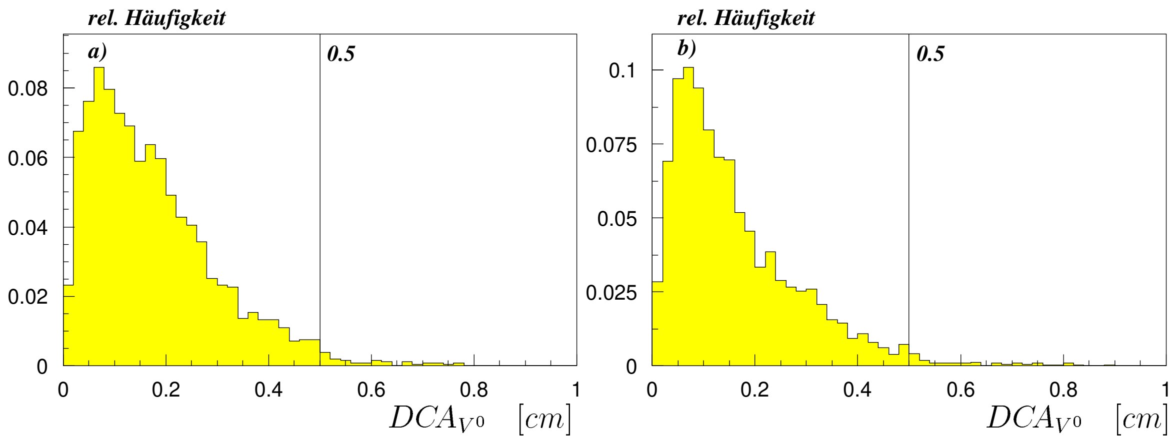

Abbildung 6.4: *Verteilung der Größe DCA_{V^0} von Λ–Hyperonen (a) und K_s^0–Mesonen (b).*

6.3.1 Invariante Massenverteilung

Ein zentrales Kriterium zur Bewertung der analytischen Rekonstruktion sekundärer Zerfallsvertices ist die Ermittlung der invarianten Massenverteilung der V^0–Kandidaten:

$$m_{V^0} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)} \tag{6.18}$$

Der Impuls $\vec{p}_i$ $(i = 1, 2)$ der geladenen Teilchenspuren wird aus der Kinematik am Zerfallsort gewonnen. Die Ermittlung der Teilchenenergie E_i erfordert die Identifikation der Zerfallsteilchen. Üblicherweise wird zunächst auf die Feststellung der Teilchenart verzichtet und den Teilchenspuren Massen zugeordnet. Die Erkennung von Λ–Hyperonen erfolgt, indem das eine Zerfallsteilchen als Proton und das andere als Pion behandelt wird. Aufgrund der Massenabhängigkeit der Lorentztransformation ist davon auszugehen, daß beim Zerfall eines Λ–Hyperons das Proton den überwiegenden Teil des Ausgangsimpulses trägt. Bei der Kombination geladener Teilchenspuren wird dadurch das Auftreten von Doppelzählungen vermieden. Die Ermittlung der invarianten Masse von K_s^0–Mesonen ist dagegen eindeutig. Für die geladenen Bahnkurven werden gleiche Teilchenhypothesen gewählt, d.h. beide Zerfallsteilchen werden als Pionen behandelt.

In Abbildung 6.5 sind für die Datensätze 1 und 2 die invarianten Massenverteilungen $M(p\pi^-)$ und $M(\pi^+\pi^-)$ dargestellt. Wegen ihrer langen Lebensdauer tragen die natürlichen Breiten der V^0–Teilchen nicht zur Verschmierung der Massenspektren bei. Die sichtbaren Signalbreiten resultieren alleine aus der begrenzten Auflösung des Detektors. Zur Beschreibung der Signalverschmierung werden gaußförmige Auflösungsfunktionen angepaßt. Die aus der Anpassungsrechnung erhaltenen Mittelwerte sind in Übereinstimmung mit der Literaturangabe [47]. Für das Λ–Spektrum beträgt die erzielte Massenauflösung $\sigma = 3.6\,MeV/c^2$. Demgegenüber erscheint das K_s^0–Spektrum mit $\sigma = 11.9\,MeV/c^2$ merklich verbreitert. Die unterschiedliche Auflösung der Massenspektren erklärt sich aus der kleinen Zerfallsenergie der Λ–Hyperonen[2]. Aufgrund der Einschränkung im Phasenraum trägt der Mischterm $2(E_1E_2 - \vec{p}_1\vec{p}_2)$ aus Gleichung 6.18

[2]Die Zerfallsenergie von Λ–Hyperonen beträgt $m_\Lambda - m_p - m_\pi = 37.8\,MeV$. Demgegenüber ist die Zerfallsenergie von K_s^0–Mesonen mit $\Delta m = m_{K_s^0} - 2m_\pi = 218.5\,MeV/c^2$ erheblich größer.

nur in geringem Maße zur invarianten Masse von Λ–Hyperonen bei. Unsicherheiten bei der Vermessung der geladenen Teilchenspuren und bei der Rekonstruktion sekundärer Zerfallsorte wirken sich demnach kaum auf das Massenspektrum von Λ–Hyperonen aus.

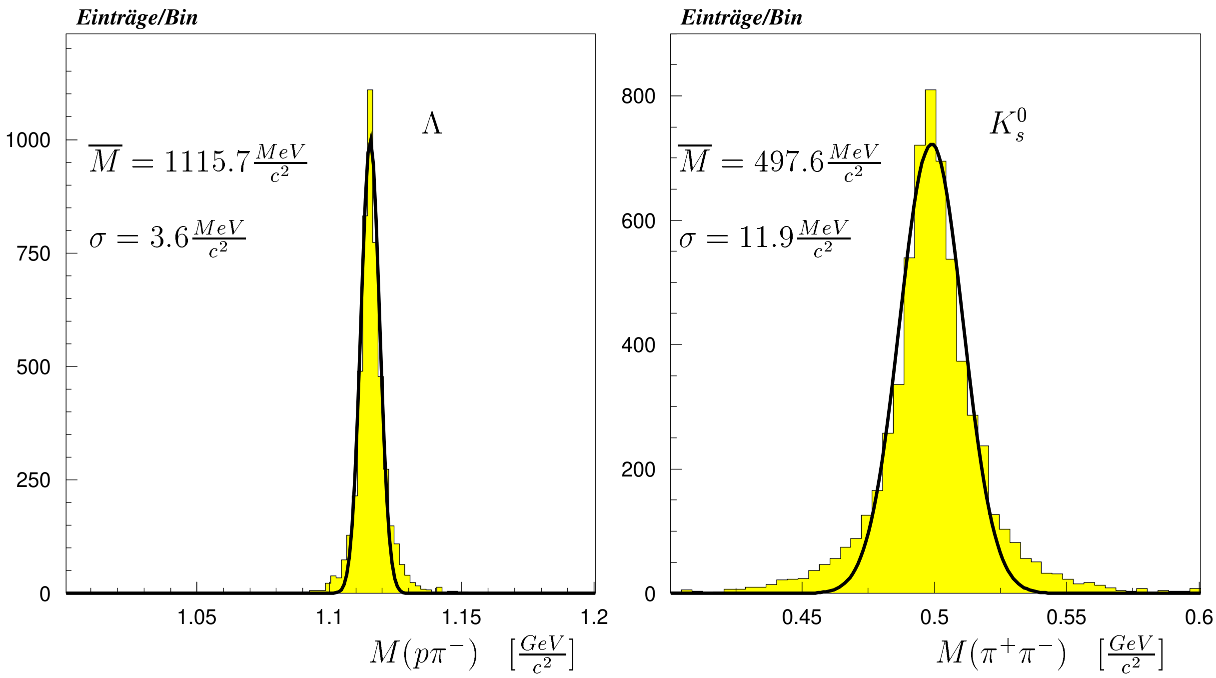

Abbildung 6.5: *Invariante Massenverteilung von simulierten Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen (Datensätze 1 und 2). In die Analyse werden nur Teilchenspuren einbezogen, die mehr als zehn angesprochene Signaldrähte aufweisen und deren Impuls* $100\,MeV/c$ *übersteigt.*

6.3.2 Orts– und Impulsauflösung

Die Bestimmung der Ortsauflösung beruht auf einem Vergleich der simulierten Zerfallsorte mit den rekonstruierten sekundären Vertices. Die Verteilungen in Abbildung 6.6 zeigen die Differenz der Zerfallskoordinaten von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen zu den rekonstruierten sekundären Vertexpositionen für die Datensätze 1 und 2. Die quantitative Bewertung der erzielten Ortsauflösung erfolgt durch Angabe der Halbwertsbreiten $FWHM$[3], die aus den Verteilungen abzulesen sind. Demnach ist in der transversalen Ebene mit $FWHM_{x,y} = 0.15\,cm$ eine gute Übereinstimmung der gemessenen Vertexpositionen mit den tatsächlichen Zerfallsorten erreicht. Demgegenüber ist aufgrund der mäßigen z–Auflösung der Jetkammern die Messung entlang der Strahlachse mit $FWHM_z = 2.9\,cm$ erheblich ungenauer.

Die Impulsauflösung der rekonstruierten Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen wird der Gegenüberstellung von generierten zu gemessenen Impulsen der Ausgangsteilchen ent-

[3]engl.: Full Width at Half Maximum

nommen. In Abbildung 6.7 ist die Abweichung vom Sollwert für die Datensätze 1 und 2 aufgetragen. Aus der Lage der Mittelwerte ist keine nennenswerte systematische Verschiebung ersichtlich. Die erkennbaren Schwankungen werden durch eine gaußförmige Auflösungsfunktion erfaßt. Die rekonstruierte Impulsauflösung beträgt für Λ–Hyperonen

$$\sigma_p = (2.9 \pm 0.04)\% \tag{6.19}$$

und für K_s^0–Mesonen

$$\sigma_p = (2.4 \pm 0.03)\%. \tag{6.20}$$

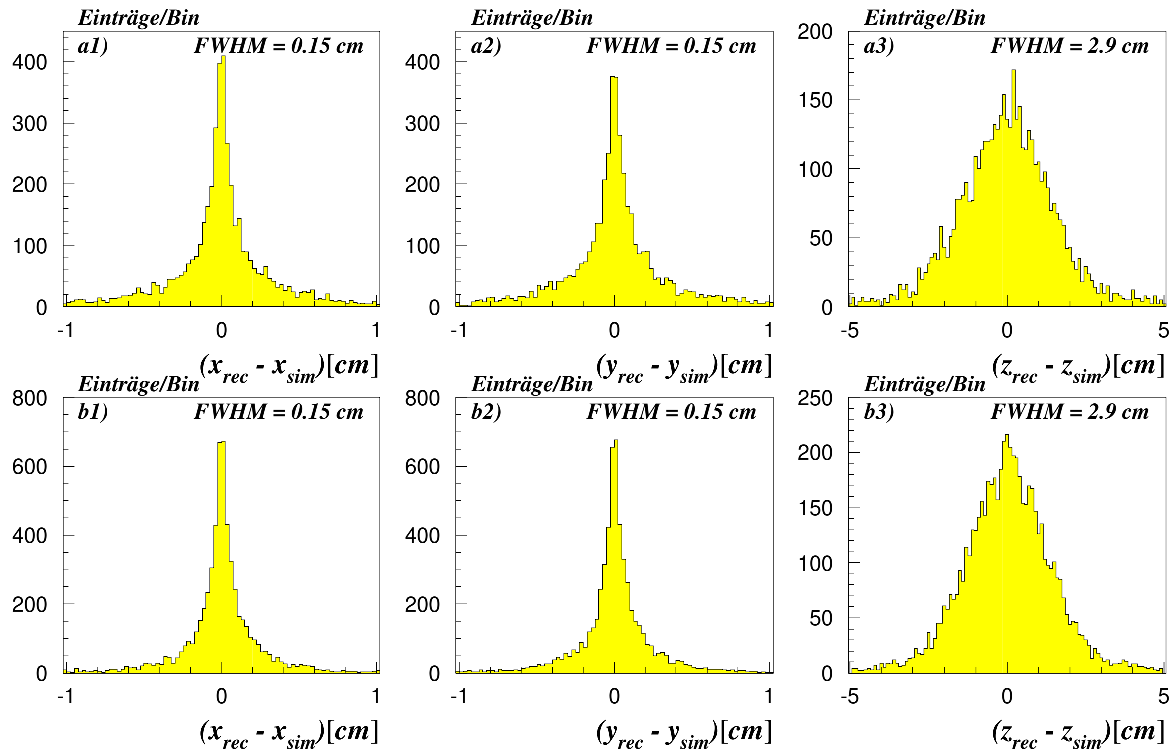

Abbildung 6.6: *Veranschaulichung der erzielten Ortsauflösung sekundärer Vertexpositionen. Die Abweichung der gemessenen von den simulierten Zerfallsorten ist ersichtlich. a1-a3) für Λ–Hyperonen (Datensatz 1), b1-b3) für K_s^0–Mesonen (Datensatz 2).*

Die aus den Anpassungsrechnungen erhaltenen Orts– und Impulsauflösungen unterscheiden sich für beide Datensätze nur in geringem Maße. Die Auflösungsfunktionen sind jedoch für K_s^0–Mesonen etwas schmaler als für Λ–Hyperonen. Dies ist damit zu erklären, daß sich geladene Teilchenspuren, die aus sekundären Zerfällen von Λ–Hyperonen stammen, unter einem flachen Winkel überschneiden. Geringe Schwankungen des Kreuzungswinkels können dann bereits zu merklichen Verschmierungen des rekonstruierten Zerfallsortes führen.

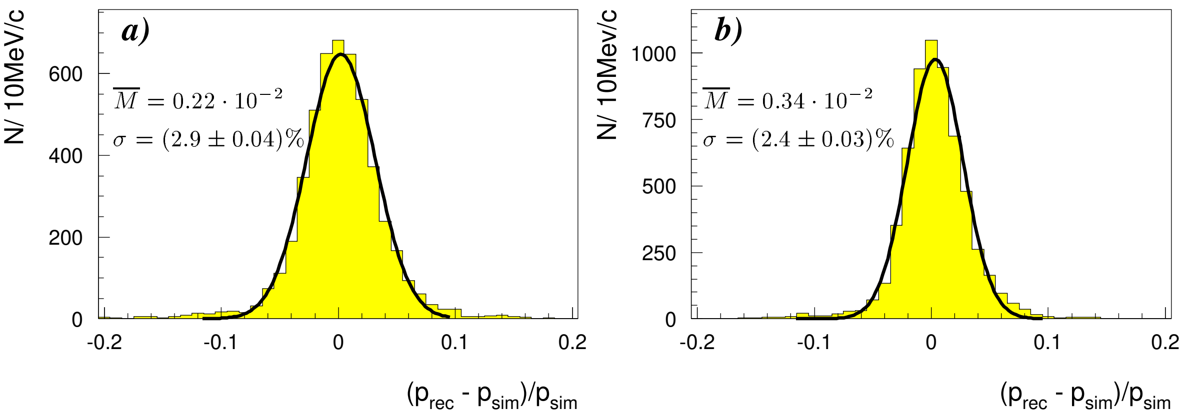

Abbildung 6.7: *Impulsauflösung von simulierten Λ–Hyperonen (a) und K_s^0–Mesonen (b). Der Impuls des Ausgangsteilchens wird aus der Kinematik der Zerfallsteilchen am rekonstruierten sekundären Vertex ermittelt. Die angegebenen Fehler sind der Anpassungsrechnung entnommen.*

6.3.3 Rekonstruktionseffizienz

Aufgrund der geometrischen Akzeptanz des inneren Spurkammersystems, wird der Nachweis sekundärer Zerfälle vorwiegend im Randbereich des H1–Detektors eingeschränkt. Zum einen geht unter flachen Winkeln ein Teil der Zerfallsteilchen unregistriert im Strahlrohr verloren und zum anderen wirken sich die Analyseschnitte, die zur Auswahl guter Teilchenspuren führen, besonders an den Endkappen der zentralen Kammern aus[4].

Abbildung 6.8 zeigt für die Datensätze 1 und 2 die generierte und die rekonstruierte Winkelverteilung von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen. Wegen der gleichmäßigen Verteilung der simulierten Ausgangsteilchen ist der Verlauf des Polarwinkels Θ für die generierten Daten weitgehend konstant. In den rekonstruierten Daten treten dagegen im Randbereich des inneren Spurkammersystems erhebliche Akzeptanzverluste auf. Demgegenüber zeigt sich in der zentralen Region ($35^0 \leq \Theta \leq 145^0$) ein flacher Verlauf, der auf eine gleichmäßige Meßgenauigkeit der Jetkammern über einen großen Winkelbereich hindeutet. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird aus dem Verhältnis rekonstruierter zu generierter V^0–Teilchen gebildet. Im Zentralbereich des Detektors ergeben sich folgende Mittelwerte:

- $\epsilon_\Lambda \;\; = (46.8 \pm 0.9)\,\%$
- $\epsilon_{K_s^0} = (54.6 \pm 0.9)\,\%$

Als Ursache für die beobachteten Effizienzeinbußen ist zunächst die mäßige Ortsauflösung der zentralen Jetkammern in z–Richtung zu nennen. Demnach stimmen die z–Koordinaten der Zerfallsteilchen am rekonstruierten Zerfallsort zumeist nicht überein.

[4]Im Randbereich der Spurkammern tragen nur noch wenige Signaldrähte zur Vermessung geladener Teilchenspuren bei.

Ihr Abstand kann häufig den vorgegebenen Schwankungsbereich von $3\,cm$ übersteigen. Dieser Schnittbereich ist als Kompromiß aufzufassen. Wegen der hohen Teilchenspurdichte ist zwar eine wirksame Unterdrückung fehlgebildeter Teilchenkombinationen wünschenswert, doch ist nach Möglichkeit der Verlust echter V^0–Kandidaten gering zu halten. Ebenso tragen Zerfallsteilchen mit kleinem Impuls zu Akzeptanzverlusten bei. Diese Teilchen haben einen hohen spezifischen Energieverlust und werden leicht im Detektormaterial gestoppt. Ein Teil der V^0–Kandidaten geht unregistriert verloren, weil die Bahnkurven der Zerfallsteilchen im Spurkammersystem keine Schnittpunkte aufweisen. Als Ursache ist neben der eingeschränkten Kammerauflösung die Ablenkung von Teilchenspuren in der Strahlrohrwandung zu nennen.

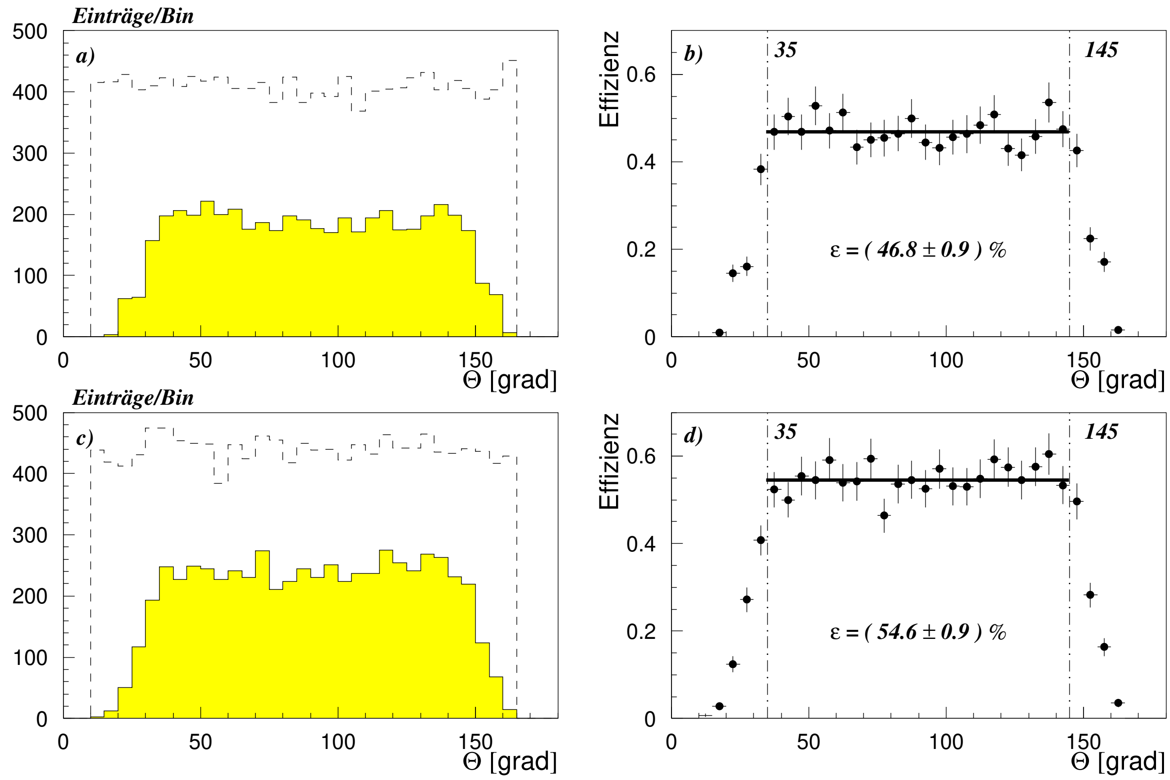

Abbildung 6.8: *Vergleich der generierten (hell) mit der rekonstruierten (dunkel) Verteilung des Polarwinkels Θ simulierter Λ–Hyperonen (a) und K_s^0–Mesonen (c). Die Nachweiseffizienz wird für jedes Intervall $\Delta\Theta = 5^0$ aus dem Verhältnis der rekonstruierten zur generierten Anzahl an Einträgen gewonnen (b und d). Die Fehler sind rein statistischer Natur und folgen aus der quadratischen Fehlerfortpflanzung. Migrationen werden als gering angenommen.*

Aufgrund der kinematischen Analyseschnitte treten zusätzliche Verluste auf:

- Zerfallsorte, die weit von der Verbindungslinien zwischen der Strahlachse und den Startpunkten der geladenen Teilchenspuren im sensitiven Detektorvolumen abweichen, werden nach den Schnittbedingungen in 6.12 und 6.13 verworfen. Davon sind maßgeblich V^0–Kandidaten mit kleiner Zerfallslänge betroffen.

- Ebenso trägt die Nachweisschwelle der Zerfallsteilchen von $p \geq 100\,MeV/c$ zu den beobachteten Effizienzeinbußen bei.

Aus Abbildung 6.9 geht die Abhängigkeit der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit vom Impuls der simulierten V^0–Teilchen hervor. Demnach tritt sowohl für Λ–Hyperonen als auch für K_s^0–Mesonen mit zunehmendem Teilchenimpuls eine Effizienzsteigerung auf, die für Werte oberhalb von $p = 2.5\,GeV/c$ wieder abfällt. Mit steigendem Teilchen-

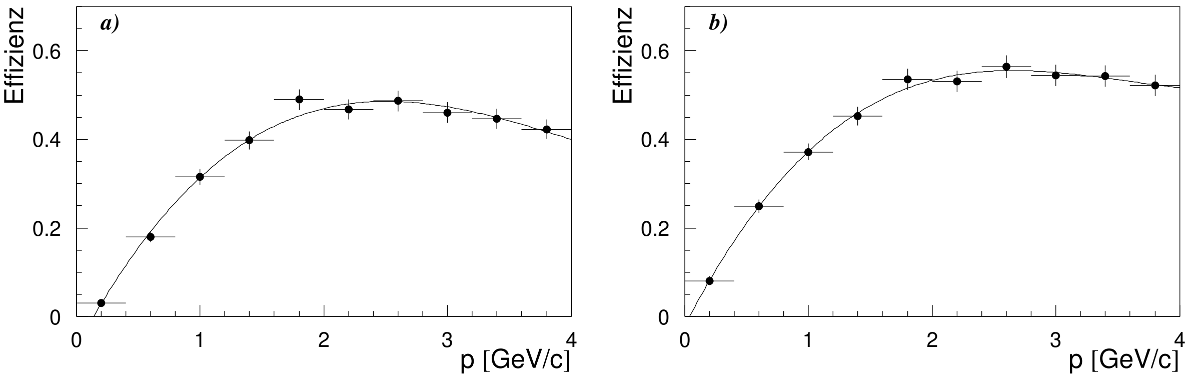

Abbildung 6.9: *Dargestellt ist die Nachweiseffizienz sekundärer Vertices als Funktion des Teilchenimpulses (ohne Einschränkung des Polarwinkels) von Λ–Hyperonen (a) und K_s^0–Mesonen (b).*

impuls nimmt die Häufigkeit für Zerfälle weit abseits des Strahlkreuzungspunktes zu. Eine einfache Rechnung belegt, daß im Mittel 10% der Λ–Hyperonen mit $p = 4\,GeV/c$ weiter als $70\,cm$ entfernt vom primären Ereignisvertex zerfallen. Ein Teil der Zerfallsorte liegt demnach bereits außerhalb des Spurkammersystems und geht unregistriert verloren. Wegen der kleineren Zerfallslänge wirkt sich dieser Effekt bei K_s^0–Mesonen erst bei höheren Impulsen aus.

In der zentralen Region des Spurkammersystems kann die Rekonstruktionseffizienz alleine als Funktion des Transversalimpulses formuliert werden. Der Verlauf geht aus Abbildung 6.10 hervor. Die Akzeptanzfunktion $\epsilon_R(p_t)$ wird durch ein Polynom dritten Grades beschrieben. Die aus der Anpassungsrechnung erhaltenen Parameter sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

Parameter	A_0	A_1	A_2	A_3
$\epsilon_R(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$	-0.0994 ± 0.0144	0.8184 ± 0.0633	-0.3029 ± 0.0502	-0.0340 ± 0.0104
$\epsilon_R(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$	-0.0393 ± 0.0151	0.8543 ± 0.0416	-0.3221 ± 0.0301	-0.0376 ± 0.0640

Tabelle 6.2: *Parameter der angepaßten Akzeptanzfunktionen.*

Wegen der unbalancierten Ereignistopologie von ep–Stoßreaktionen werden die Teilchenspuren bevorzugt in die vordere Hemisphäre des H1–Detektors gelenkt. Die Da-

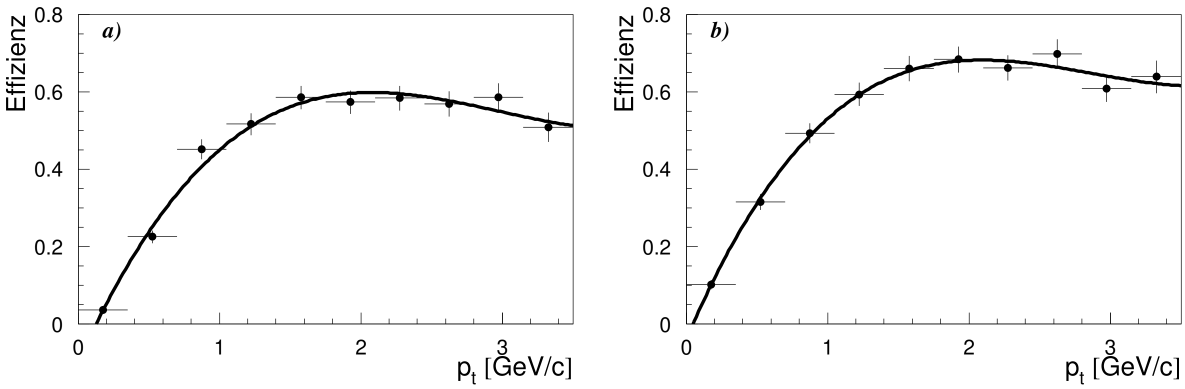

Abbildung 6.10: *Verlauf der Nachweiseffizienz sekundär zerfallender Λ–Hyperonen (a) und K_s^0–Mesonen (b) als Funktion des Transversalimpulses (im Winkelbereich $35^0 \leq \Theta \leq 145^0$).*

tensätze 3 und 4 erlauben eine genauere Betrachtung der Nachweiswahrscheinlichkeit unter flachen Spurwinkeln. In dieser Region ist die Rekonstruktionseffizienz als Funktion der kinematischen Größen Θ und p aufzufassen. In Abbildung 6.11 ist der Verlauf der Akzeptanzfunktion $\epsilon_R(p, \Theta)$ in einer zweidimensionalen Projektion aufgetragen. Demnach sind sekundäre Zerfälle von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen für Polarwinkel unter $\Theta \approx 15^0$ nicht oder nur selten nachzuweisen. Der Verlauf der Rekonstruktionseffizienz zeigt in dieser Darstellung keinen einfachen funktionalen Zusammenhang. Aus diesem Grund sollten Akzeptanzkorrekturen separat für vorgegebene Intervalle Δp und $\Delta\Theta$ ermittelt werden.

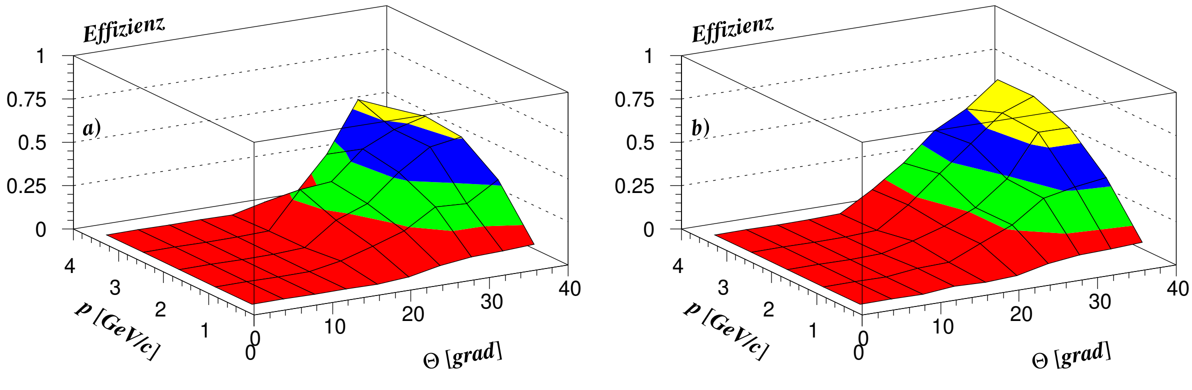

Abbildung 6.11: *Abhängigkeit der Nachweiseffizienz sekundär zerfallender Λ–Hyperonen (a) und K_s^0–Mesonen (b) vom Polarwinkel Θ und Teilchenimpuls p (Datensätze 3 und 4).*

Die Akzeptanzeinbußen unter flachen Spurwinkeln legen eine Erweiterung der analytischen Rekonstruktion sekundärer Zerfallsvertices auf das vordere Spurkammersystem nahe. Die Orts– und Impulsauflösung der vorderen Spurkammern reicht jedoch zum jetzigen Zeitpunkt für eine zuverlässige Bestimmung sekundärer Vertices nicht aus.

6.4 H1–Daten von 1992

In diesem Abschnitt wird die Tauglichkeit der analytischen Rekonstruktion sekundärer Zerfallsvertices an H1–Daten von 1992 geprüft. Das Verfahren wird durch die Festlegung wirksamer kinematischer Schnittgrößen verfeinert.

6.4.1 Ladungsmultiplizität

Im ersten Betriebsjahr wurde im H1–Detektor eine Luminosität von $25.1\,nb^{-1}$ registriert. Die aufgezeichnete Datenmenge umfaßt in etwa 400.000 Ereignisse, die auf DST-Dateien verfügbar sind. In jedem Ereignis werden Spurpaare gegensätzlicher Ladung gebildet. Teilchenkombinationen, die auf einen V^0–Kandidaten hindeuten, werden aufgezeichnet und näher analysiert.

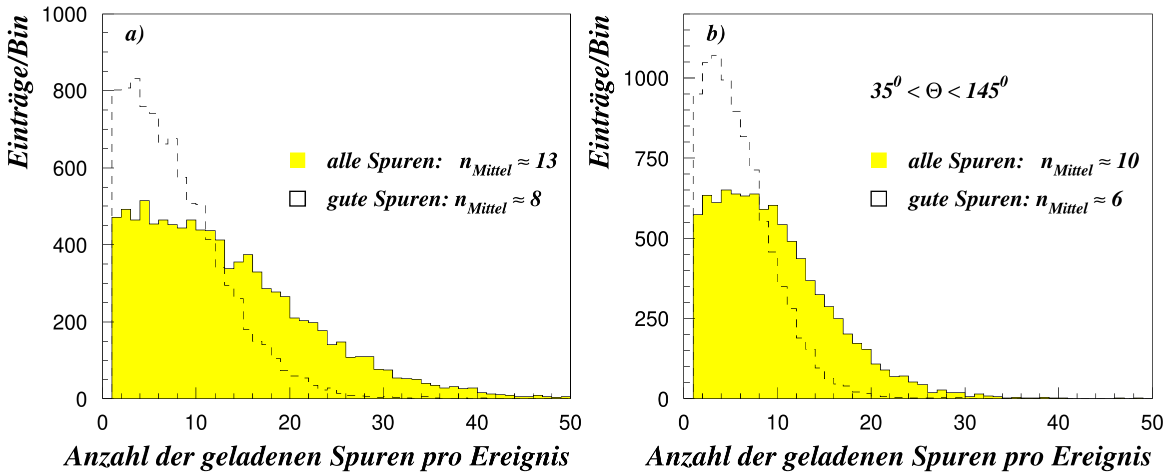

Abbildung 6.12: *Verteilung der Ladungsmultiplizität im inneren Spurkammersystem (a) und in der zentralen Region zwischen* 35^0 *und* 145^0 *(b).*

Bei der Zusammenstellung von Spurpaaren tritt ein hoher kombinatorischer Untergrund auf, der mit der registrierten Ladungsmultiplizität stark anwächst. Zur Reduzierung ungenau vermessener Bahnspuren werden nachstehende Forderungen an die Spurqualität gestellt.

- Die präzise Vermessung geladener Bahnkurven ist in der Regel mit zehn angesprochenen Signaldrähten sichergestellt. Teilchenspuren mit weniger als zehn Treffern werden daher verworfen.

- Bahnkurven mit kleinem Krümmungsradius haben häufig störende Effekte zur Folge. Die geladenen Teilchen können im Spurkammersystem spiralen und dadurch eine unerwünscht hohe Aktivität der Signaldrähte verursachen. Zur Unterdrückung solcher Effekte wird ein minimaler Teilchenimpuls von $100\,MeV/c$ gefordert.

In Abbildung 6.12 ist für einen Teil der H1-Daten die registrierte Ladungsmultiplizität aufgetragen[5]. Demnach werden im zentralen Spurkammersystem im Mittel dreizehn geladene Teilchenspuren registriert. Demgegenüber liegt die Anzahl guter Teilchenspuren durchschnittlich bei acht. In der zentralen Region des Spurkammersystems werden weniger Spuren gefunden. Das Verhältnis beträgt hier zehn zu sechs. Trotz einer Verminderung der Ladungsmultiplizität um 30%, tritt bei der Rekonstruktion von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen eine unerwünscht hohe Kombinatorik auf, die einen sicheren Nachweis sekundärer Zerfallsorte erschweren kann. Es sind daher weitere Analyseschnitte zu motivieren, die eine zuverlässige Rekonstruktion von V^0–Kandidaten gewährleisten.

6.4.2 Ermittlung der Massenverteilungen

In Abbildung 6.13 sind die invarianten Massenverteilungen $M(p\pi^-)$, $M(\overline{p}\pi^+)$ und $M(\pi^+\pi^-)$ aufgetragen. Obwohl die Verteilungen einen hohen Untergrundanteil enthalten, sind bereits ausgebildete Signale der gewünschten Teilchenzerfälle sichtbar. An

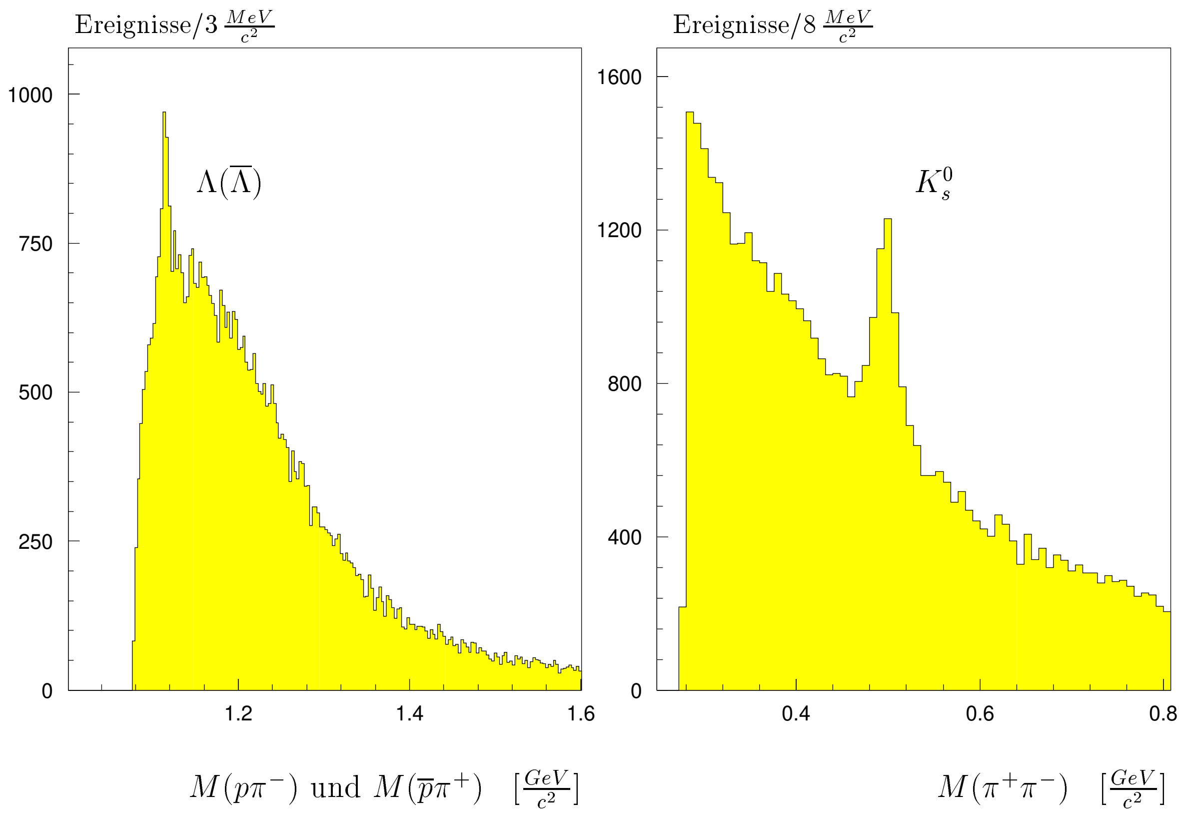

Abbildung 6.13: *Invariante Massenverteilungen von $\Lambda(\overline{\Lambda})$– und K_s^0–Kandidaten aus H1–Daten von 1992. In die Analyse werden nur Teilchenspuren mit mehr als zehn angesprochenen Signaldrähten und $p \geq 100\,MeV/c$ einbezogen.*

[5] Ereignisse ohne zentrale Spuren werden verworfen.

die rekonstruierten V^0–Kandidaten sind Selektionsschnitte anzubringen, die eine Hervorhebung der Signale erzielen. Für die Fehlbestimmung sekundärer Vertices sind neben zufälligen Überschneidungen geladener Teilchenspuren, verschiedene Ursachen zu nennen:

- Die Region am Strahlkreuzungspunkt ist eine Zone hoher Teilchenspurdichte. Wegen der mäßigen Auflösung der z–Koordinate sekundärer Zerfallsorte, tritt insbesondere in diesem Bereich ein hoher Anteil fehlbestimmter V^0–Kandidaten auf ($\sigma_z^{MC} \approx 2.9\,cm$).

- Abseits der Strahlachse rührt der Untergrund maßgeblich von Teilchenspuren her, die sich unter einem sehr flachen Winkel überschneiden. Dies sind oftmals Photonen, die in der Halterung des Spurkammersystems konvertieren.

- Die Vielfachstreuung geladener Teilchenspuren in der Strahlrohrwandung bewirkt eine Veränderung der Bahnverläufe. Dies trägt zu einer Vortäuschung sekundärer Zerfallsvertices bei.

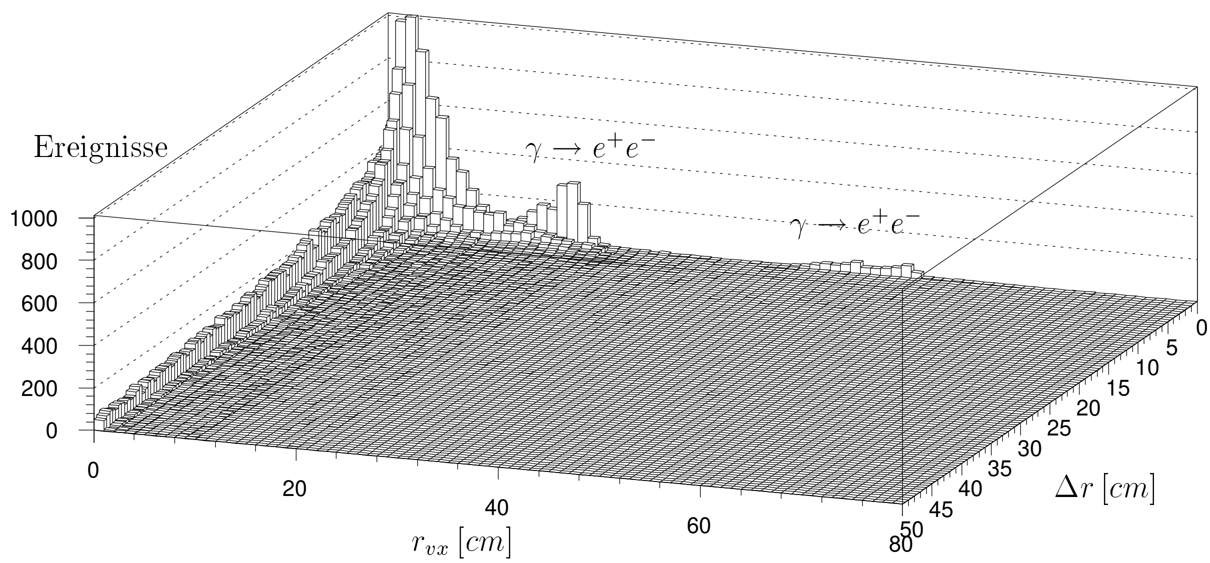

Abbildung 6.14: *Gegenüberstellung der Größen r_{vx} und Δr. Die Darstellung zeigt eine starke Häufung rekonstruierter Vertices nahe der Strahlachse und bei kleinen Überschneidungen der Bahnkurven.*

In der transversalen Ebene bildet der Abstand sekundärer Vertices zur Strahlachse r_{vx} sowie die geometrische Überschneidung Δr (siehe Abbildung 6.2) der zugehörigen Teilchenspuren die Grundlage zur Festlegung wirksamer Analyseschnitte.

Abbildung 6.14 veranschaulicht eine Gegenüberstellung dieser Größen in einer zweidimensionalen Darstellung. Erwartungsgemäß zeigt die Verteilung nahe der Strahlachse und bei kleinen Überschneidungen der Bahnkurven eine starke Anhäufung, die mit zunehmenden Werten abflacht. Weit abseits der Strahlachse treten bei kleinen Werten von Δr auffällige Konturen hervor. Diese Struktur wird von Photonen verursacht, die in den Zwischenwänden des Spurkammersystems in e^+e^-–Paare konvertieren und anhand ihrer klaren V^0–Signatur erkannt werden.

Der Zusammenhang zwischen der invarianten Masse der V^0–Kandidaten und der Überlappung Δr geht aus Abbildung 6.15 hervor. In den Verteilungen sind schmale Bänder sichtbar, die auf sekundäre Zerfälle von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen hindeuten. Die Überschneidung der Zerfallsteilchen wird maßgeblich von dem Verhältnis ihrer Impulskomponenten senkrecht und parallel zur Bewegungsrichtung des Ausgangsteilchens bestimmt. Im Ruhsystem von K_s^0–Mesonen erhalten die Zerfallsteilchen einen

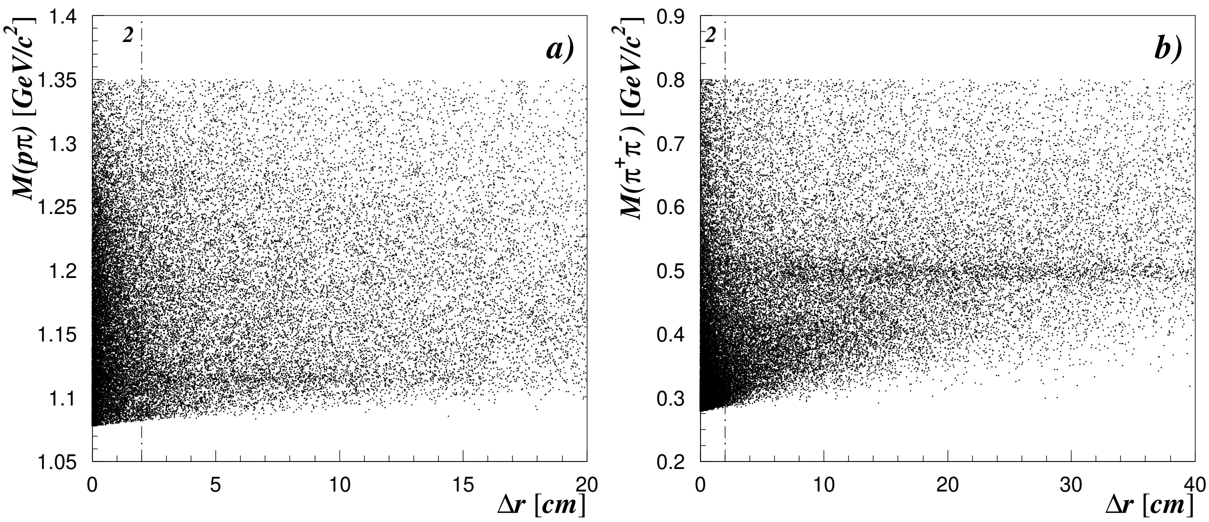

Abbildung 6.15: *Dargestellt ist die invariante Masse der V^0–Kandidaten in einer Gegenüberstellung mit der geometrischen Überschneidung der zugehörigen Teilchenspuren. Die Verteilungen zeigen die relevanten Ausschnitte für Λ–Kandidaten (a) und K_s^0–Kandidaten (b).*

Impuls von $p^\star_{\pi^+,\pi^-} = 206\,MeV/c$. Demgegenüber treten in Zerfällen von Λ–Hyperonen niedrigere Teilchenimpulse von $p^\star_{p,\pi^-} = 101\,MeV/c$ auf. Zerfälle von K_s^0–Mesonen sind demnach durch höhere Transversalimpulse bezüglich der Bewegungsrichtung des Ausgangsteilchens gekennzeichnet. Dieser Zusammenhang erklärt die größere Überschneidung der Teilchenspuren aus K_s^0–Zerfällen. Zum geringeren Überlapp der Teilchenspuren aus Λ–Zerfällen trägt zusätzlich die Massenabhängigkeit der Lorentztransformation bei. Demzufolge wird das Proton stärker in Bewegungsrichtung des Λ–Hyperons gelenkt als das Pion. An die Verteilungen in Abbildung 6.15 sind Schnitte anzubringen, die eine Verminderung des Untergrundes erzielen. Die Selektionsschnitte sind so auszuwählen, daß der Anteil verworfener V^0–Teilchen gering bleibt. Als guter Kompromiß hat sich die Forderung nach einer minimalen Überschneidung geladener Teilchenspuren von $\Delta r = 2\,cm$ herausgestellt.

In Abbildung 6.16 sind die invarianten Massenverteilung der V^0–Kandidaten gegen den Abstand der sekundären Vertices zur Strahlachse aufgetragen. In der Projektion sind Strukturen der Massenspektren von Λ–Hyperonen und K^0_s–Mesonen sichtbar. Der überwiegende Teil der rekonstruierten Zerfallsvertices liegt dicht an der Strahlachse. Eine Trennung der Signale ist sichergestellt, falls sekundäre Vertices mit weniger als $r_{vx} = 3\,cm$ Abstand zur Strahlachse verworfen werden. Durch diesen Schnitt geht

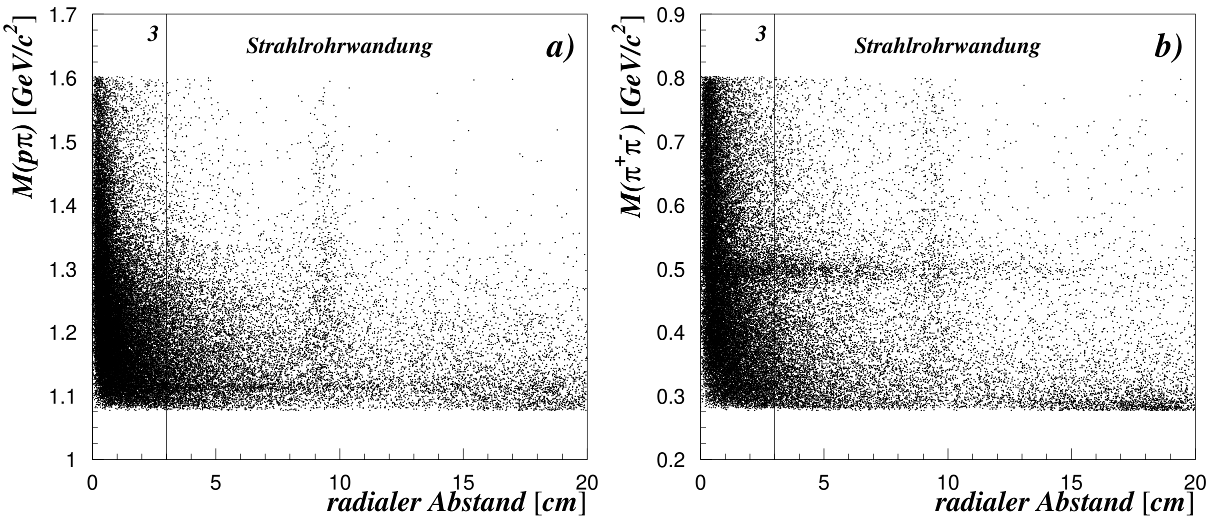

Abbildung 6.16: *Dargestellt ist die invariante Masse der V^0–Kandidaten in einer Gegenüberstellung mit dem Abstand der Vertices zur Strahlachse. In den Verteilungen sind nur Λ–Kandidaten (a) und K^0_s–Kandidaten (b) mit $\Delta r > 2\,cm$ aufgetragen.*

natürlich auch ein Teil niederenergetischer V^0–Teilchen verloren. Wegen ihrer kleineren Zerfallslänge sind davon vorwiegend K^0_s–Mesonen betroffen. Die Verschmierung rekonstruierter Zerfallsvertices am Strahlkreuzungspunkt rechtfertigt jedoch den Verlust einiger V^0–Teilchen.

In der gezeigten Projektion sind neben den hervorgehobenen Bändern der Massenverteilungen weitere Konturen sichtbar. In einem Abstand von etwa 9–10 cm zur Strahlachse ist eine deutliche Anhäufung von Meßpunkten in der Strahlrohrwandung zu erkennen. Ein Teil der aufgezeichneten Daten von 1992 enthielt Ereignisse mit Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit dem Restgas im Strahlrohr bzw. mit der Strahlrohrbegrenzung. Die registrierte Häufung von Meßpunkten stammt insbesondere von Wechselwirkungen der Strahlprotonen mit der Gefäßwandung. Die dabei erzeugten Sekundärteilchen können die innere Spurkammer erreichen und sekundäre Zerfälle mit einer klaren V^0–Signatur vortäuschen.

Die Kombination der Selektionsschnitte in r und Δr erlaubt eine weitgehende Unterdrückung fehlbestimmter V^0–Kandidaten. Die resultierenden invarianten Massenverteilungen sind in Abbildung 6.17 aufgetragen. Die Massenspektren zeigen eine deutliche Verbesserung im Verhältnis von Signal zu Untergrund. Die Signale von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen treten in diesen Darstellungen signifikant hervor und weisen nur geringe Verluste auf.

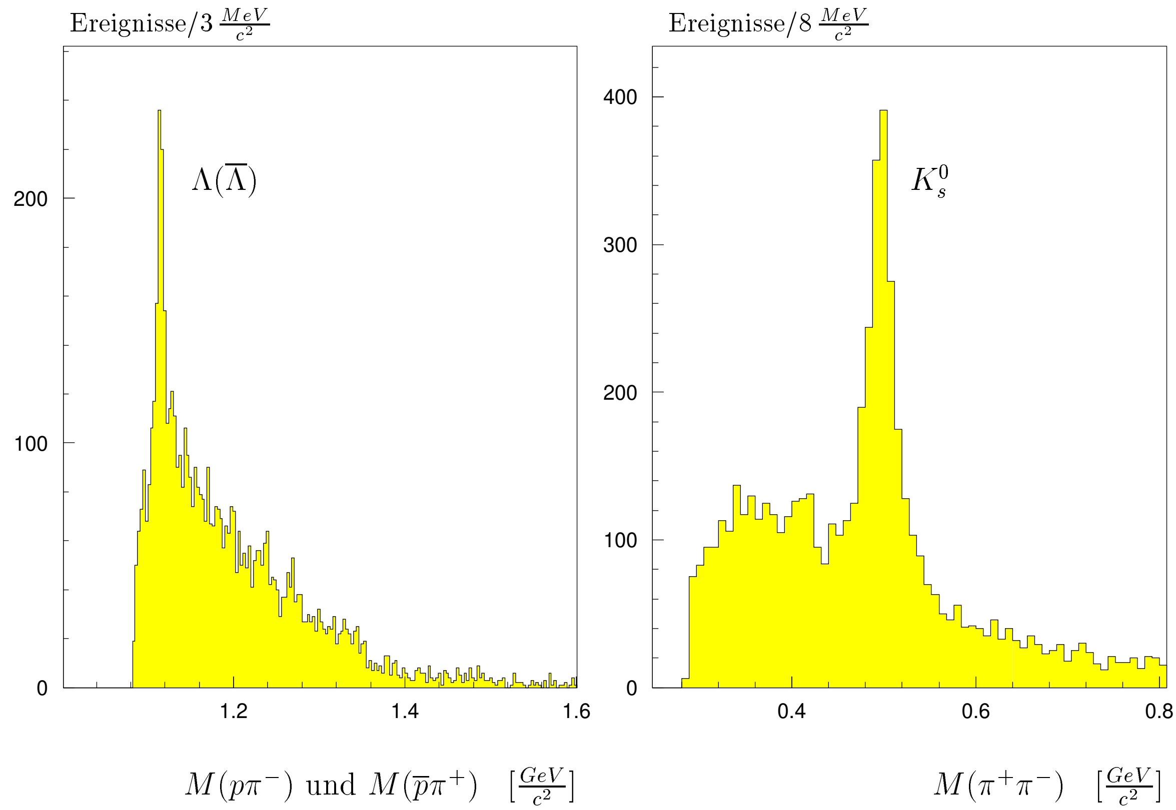

Abbildung 6.17: *Invariante Massenverteilungen von $\Lambda(\overline{\Lambda})$– und K_s^0–Kandidaten aus H1–Daten von 1992. Neben den kinematischen Analyseschnitten werden nur V^0–Kandidaten aufgezeichnet, die wenigstens* 3 cm *abseits der Strahlachse liegen und deren Bahnkurven zumindest* 2 cm *Überlapp aufweisen.*

Um die Herkunft des verbleibenden Untergrundes zu klären, ist es nützlich, die invarianten Massenverteilungen von Λ– und K_s^0–Kandidaten in einer Gegenüberstellung zu betrachten. Abbildung 6.18 gestattet diesen Vergleich. Im dargestellten Wertebereich kann für jeden aufgezeichneten V^0–Kandidaten die invariante Masse unter der Annahme der verschiedenen Massenhypothesen abgelesen werden. In der Abbildung treten zwei ausgeprägte Bänder hervor, die den V^0–Teilchen zuzuordnen sind. Die Einträge abseits dieser schmalen Massenbänder stellen demnach den tatsächlichen Anteil fehlbestimmter V^0–Kandidaten dar. Es ist offensichtlich, daß der Untergrund in der invarianten Massenverteilung von Λ–Kandidaten vorwiegend von K_s^0–Mesonen stammt.

Wegen der geringeren Anzahl rekonstruierter Λ–Hyperonen tragen diese dagegen nur teilweise zum Untergrund im K_s^0–Spektrum bei.

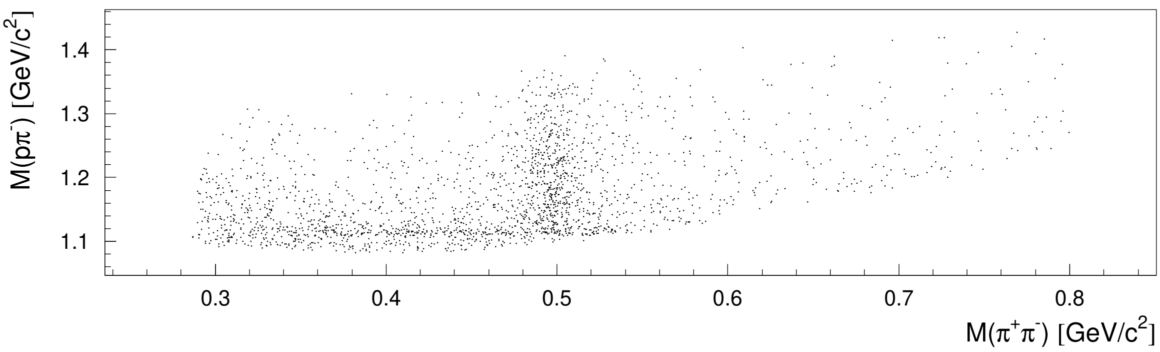

Abbildung 6.18: *Gegenüberstellung der invarianten Massenverteilungen von* $\Lambda(\overline{\Lambda})$– *und* K_s^0–*Kandidaten.*

Die Identifikation der Zerfallsteilchen gestattet die weitere Reduzierung der Untergrundrate in den invarianten Massenverteilungen. Zur Feststellung der Teilchenart wird der mittlere Energieverlust dE/dx einer Teilchenspur im zentralen Spurkammersystem gemessen. Zur Veranschaulichung ist es üblich, den relativen Energieverlust gegen den Teilchenimpuls aufzutragen. Der Zusammenhang geht aus der halblogarithmischen Darstellung in Abbildung 6.19 hervor. Die auffällige Struktur zeigt zwei deutlich hervorgehobene Bänder, die eine Zuordnung geladener Pionen und Protonen erlaubt. Oberhalb des Protonbandes zeichnet sich eine weitere Häufung ab, die auf Deuteronen[6] hinweist. Aufgrund der nicht optimierten Kalibration der inneren Jetkammern, ist eine feinere Aufspaltung der Bänder in Elektronen, Kaonen und Myonen in H1–Daten von 1992 nicht zu erreichen. Prinzipiell ist jedoch für Teilchenimpulse bis $p \approx 1\,GeV/c$ eine effiziente Trennung zwischen Pionen und Protonen möglich. Teilchenspuren mit Impulsen über $1\,GeV/c$ sind dagegen nicht anhand ihrer spezifischen Energieabgabe unterscheidbar. Hier werden auch weiterhin Massenhypothesen angenommen.

Als Ergebnis der vorliegenden Untersuchung sind in Abbildung 6.20 die invarianten Massenverteilungen aller rekonstruierten $\Lambda(\overline{\Lambda})$– und K_s^0–Kandidaten aufgetragen. An die Signale werden gaußförmige Auflösungsfunktionen angepaßt. Zur Beschreibung des Untergrundes eignen sich Polynome dritten Grades. Die aus der Anpassungsrechnung erhaltenen Mittelwerte weichen nur geringfügig von der Literaturangabe ab.

$$\overline{M}_{\Lambda} = (1115.2 \pm 0.5)\,MeV/c^2 \quad und \quad \overline{M}_{K_s^0} = (497.4 \pm 0.5)\,MeV/c^2 \tag{6.21}$$

Die erzielte Massenauflösung der V^0–Teilchen ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Simulationsrechnung.

[6]Deuteronen entstehen vorwiegend in Stoßreaktionen von Strahlprotonen mit der Gefäßwandung des Strahlrohres.

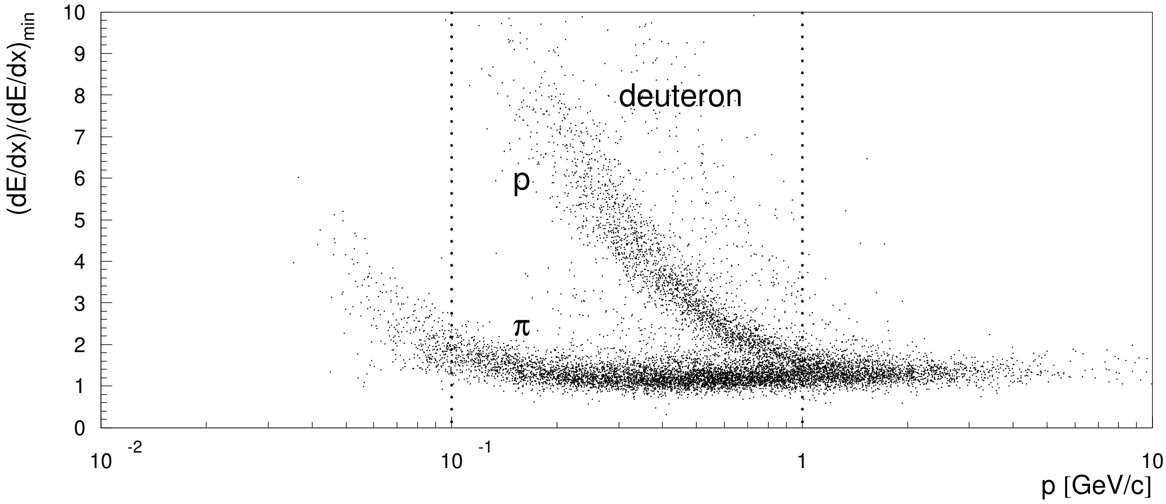

Abbildung 6.19: *Relativer Energieverlust geladener Teilchenspuren.*

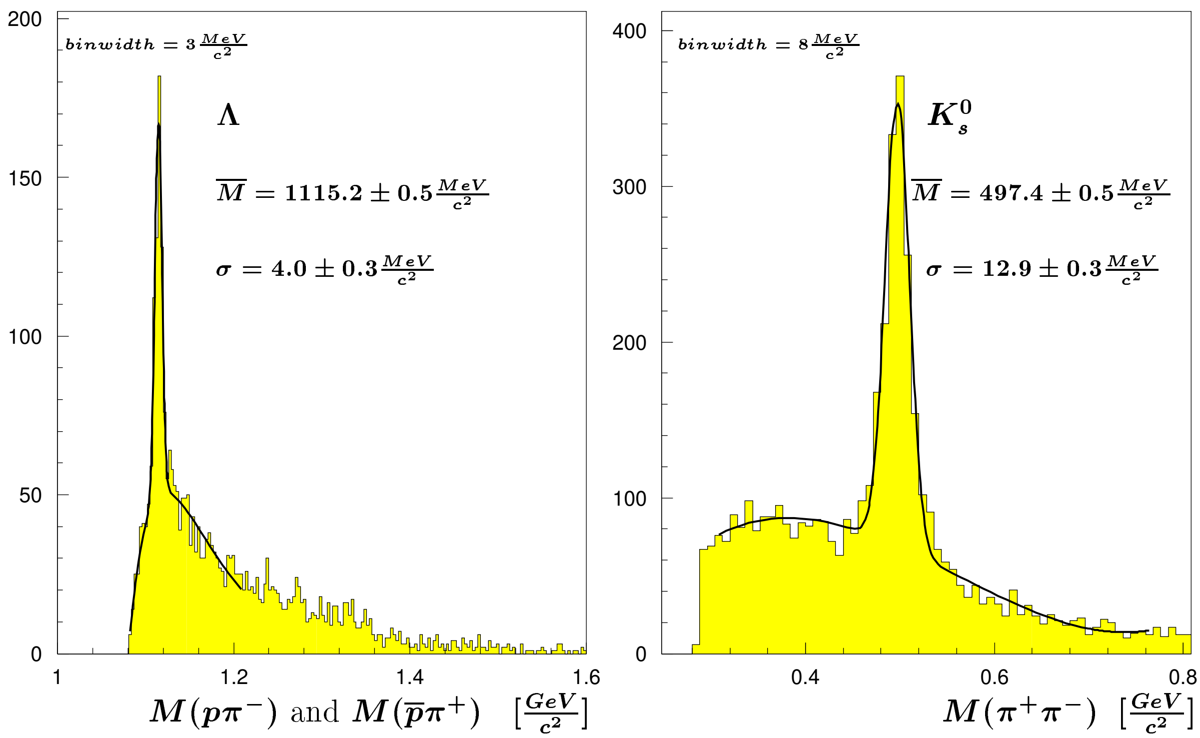

Abbildung 6.20: *Mit Vereinigung aller Analyseschnitte erstellte invariante Massenverteilungen von $\Lambda(\overline{\Lambda})$– und K_s^0–Kandidaten aus H1–Daten von 1992.*

6.4.3 Abschätzung der Ortsauflösung

Die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie der Kammerwände kann zu einer sichtbaren Ablenkung der Teilchenspuren im Detektor führen. Diese Stoßreaktionen sind anhand abknickender Spurverläufe nachweisbar. Die räumliche Verteilung rekonstruierter Knickpunkte ermöglicht im Vergleich zu der genau bekannten Lage der Kammerwände eine Messung der erzielten Ortsauflösung. Unter Beibehaltung der bisherigen Rekonstruktionsmethode kann auf diese Weise auch die Genauigkeit abgeschätzt werden, mit der sekundäre Zerfallsorte von V^0–Teilchen nachzuweisen sind. Das ursprüngliche Verfahren zur Analyse der V^0–Kandidaten, ist zu diesem Zweck an die Vermessung abknickender Spurverläufen anzupassen. Abbildung 6.21 veranschaulicht die typische Signatur eines abknickenden Spurverlaufs im zentralen Spurkammersystem.

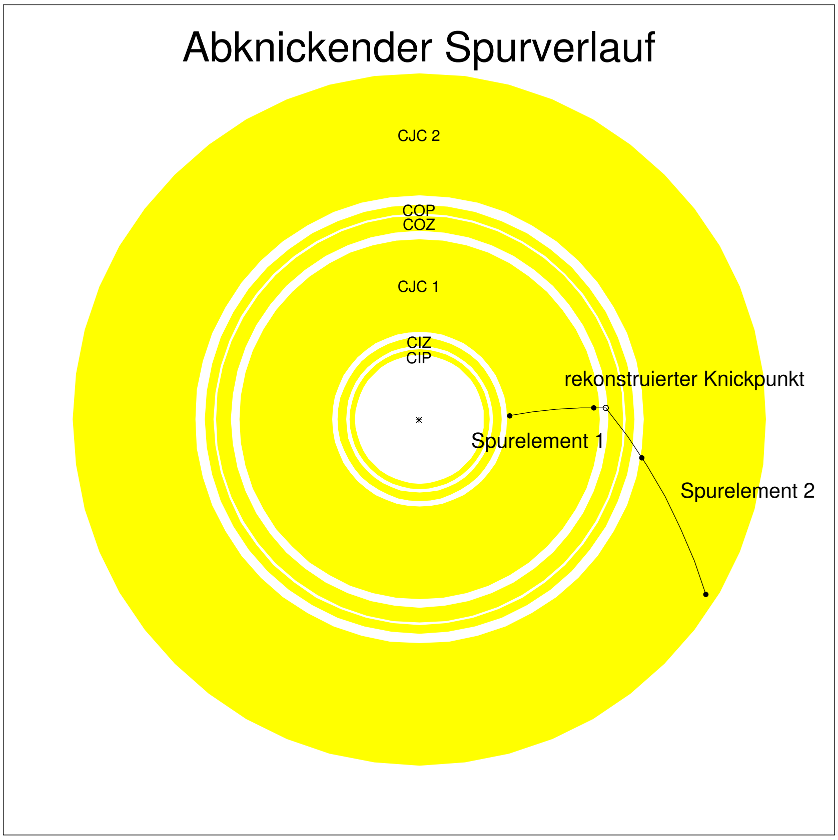

Abbildung 6.21: *Abknickender Spurverlauf einer geladenen Teilchenspur im zentralen Spurkammersystem. Der Knickpunkt liegt in der äußeren Zylinderwand der inneren Jetkammer. Die Start– und Endpunkte der geladenen Bahnkurven sind im sensitiven Detektorvolumen gekennzeichnet.*

Die Untersuchung abknickender Spurverläufe führt bereits mit einem Teil der H1–Daten von 1992 zu einem aussagekräftigen Ergebnis. Aus diesem Grund wurde etwa ein Viertel der aufgezeichneten Datenmenge analysiert. Zur Unterdrückung fehlbestimmter Knickpunkte kommen die üblichen Selektionsschnitte zur Anwendung. Demnach werden Bahnkurven mit weniger als zehn angesprochenen Signaldrähten ebenso verworfen wie Teilchenspuren, die einen geringeren Impuls als $100\,MeV/c$ aufweisen. Mit den verbliebenen Bahnkurven werden Kombinationen gleich geladener Teilchenspuren gebildet. Die Auswahl geeigneter Teilchenkombinationen geschieht mit Rücksicht auf die Start– und Endpunkte der Bahnkurven im sensitiven Detektorvolumen. Die Bahnkurven werden zunächst nach dem Abstand ihrer Startpunkte von der Strahlachse sortiert und im Anschluß daran zu Paaren zusammengestellt. Der Endpunkt des ersten Spurelements muß dabei an den Startpunkt des Partners anknüpfen:

$$R_1^{end} < R_2^{start} \tag{6.22}$$

Aufgrund von Vielfachstreuung in den Kammerwänden erfahren Teilchenspuren häufig nur eine geringe Ablenkung. Die Bahnkurven schneiden sich dann unter einem sehr flachen Winkel. Demzufolge haben bereits geringe Variationen des Kreuzungswinkels große Schwankungen der Schnittkoordinaten zur Folge. Aus diesem Grund werden nur Teilchenkombinationen aufgezeichnet, deren Knickstellen Kreuzungswinkel von mehr als 10^0 aufweisen.

Abbildung 6.22 zeigt in einer Seitenansicht die schematische Darstellung des zentralen Spurkammersystems. Mit den aufgetragenen Meßpunkten ist die Lage rekonstruierter Knickstellen gekennzeichnet. Die auffällige Konzentration im Bereich der Zwischenwände läßt eine häufige Wechselwirkung von Teilchen mit Kammermaterial vermuten. Innerhalb des sensitiven Kammervolumes ist eine nahezu gleichmäßige Verteilung der Meßpunkten zu beobachten, die überwiegend von fehlbestimmten Knickstellen herrührt. Ein geringer Teil der abknickenden Spurverläufe stammt jedoch auch von sekundären Zerfällen geladener K– und π–Mesonen (z.B. $K^+ \to \mu^+\nu_\mu$, $K^+ \to \pi^+\pi^0$ und $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$)[7].

Abbildung 6.23 veranschaulicht die Lage der rekonstruierten Knickstellen in einer Projektion senkrecht zur Strahlachse. Die Verteilung zeigt eine ausgeprägte Struktur, die sich aus der Anordnung der Kammerwände zwischen den zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 ergibt. Die Kontur zeigt drei getrennte Zacken, die den folgenden Kammerbereichen zuzuordnen sind:

1) Übergang von CJC1 nach COZ

2) Übergang von COZ nach COP

3) Übergang von COP nach CJC2

Jeder Übergang wird von zwei Kammerwänden gebildet, die nicht separat aufzulösen sind. Aufgrund der 24–eckigen Struktur der äußeren z–Kammer COZ ist der radiale

[7] Wegen ihrer langen Lebensdauer liegt der Zerfallsort von $K^\pm$– und $\pi^\pm$–Mesonen zumeist außerhalb des Spurkammersystems.

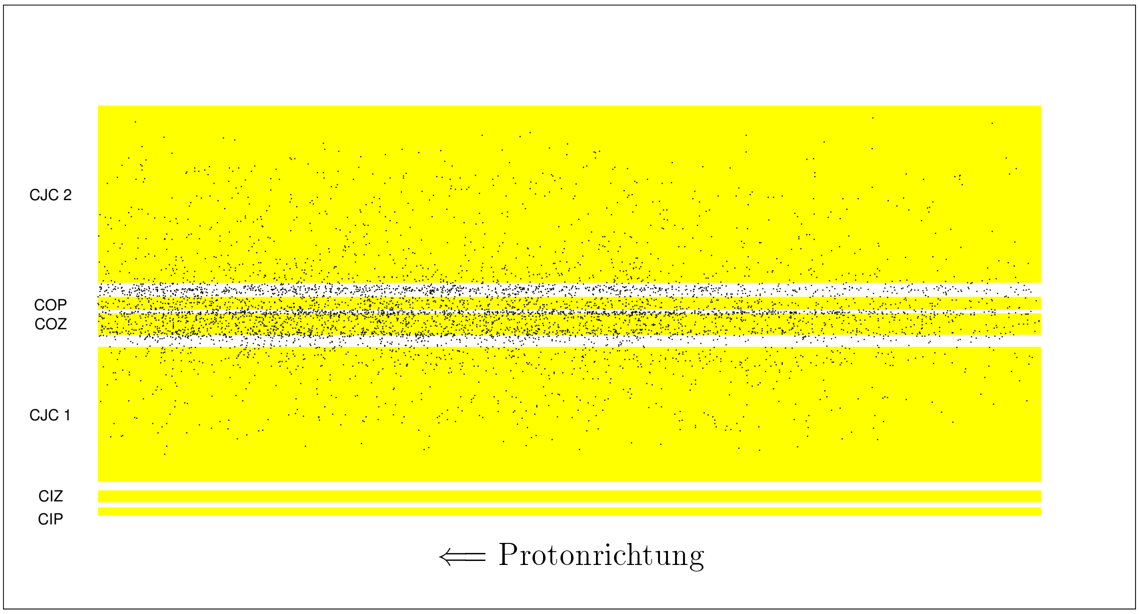

Abbildung 6.22: *Schematische Darstellung des inneren Spurkammersystems in einer Seitenansicht. Die gemessenen Positionen abknickender Spurverläufe sind mit Punkten markiert.*

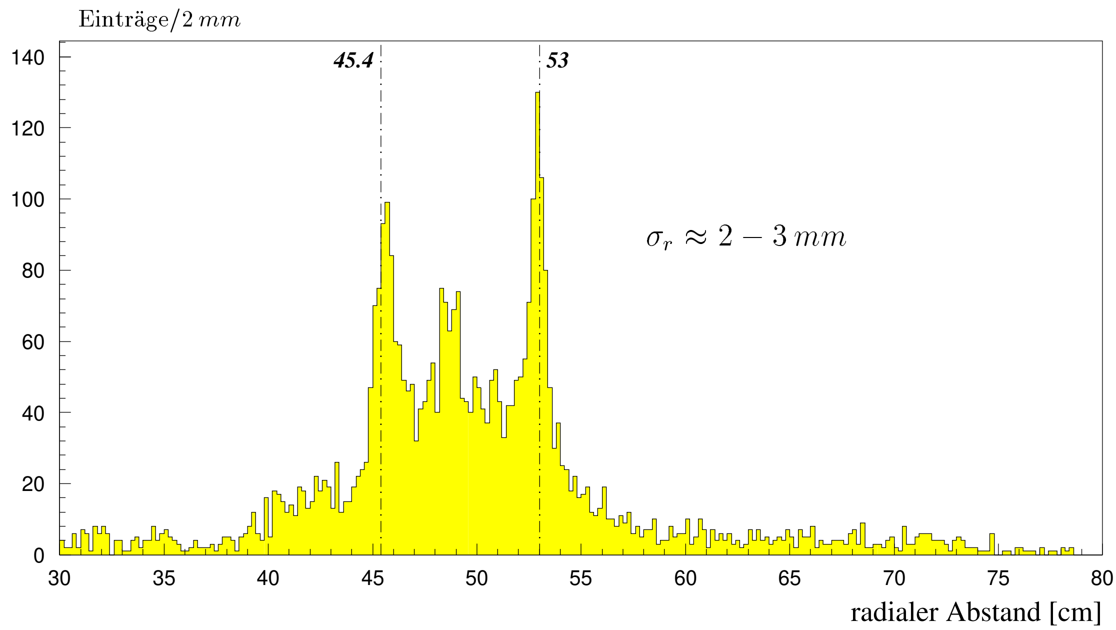

Abbildung 6.23: *Abstand der rekonstruierten Knickpunkte zur Strahlachse.*

Abstand ihres Rahmens zur Strahlachse nicht konstant, sondern variiert mit dem Azimuthalwinkel Φ. Die Kontur der linken Zacke in Abbildung 6.23 erscheint daher gegenüber der rechten Zacke merklich verbreitert. Ebenso ist der mittlere Bereich stark verschmiert. Damit eine Aussage über die Ortsauflösung entlang der r–Achse getroffen werden kann, wird nur die Verschmierung betrachtet, die in die sensitiven Kammerregionen von CJC1 und CJC2 hineinreichen. Die Begrenzungen der zylindrischen Kammerwände der inneren und äußeren Jetkammern sind zur Veranschaulichung in der Abbildung durch Linien gekennzeichnet. Die Auflösung kann mit $\sigma_r \approx 2 - 3\,mm$ abgeschätzt werden.

In Abbildung 6.24 ist die Verteilung der rekonstruierten Knickpunkte in der $r\Phi$–Ebene gezeigt. Wie zuvor ist auch in dieser Darstellung eine starke Konzentration der Meßpunkten im Bereich der Zwischenwände zu registrieren. Im linken Bildteil fällt ein schmaler Bereich auf, in dem nur wenige Knickpunkte nachzuweisen sind. Dieser Ausschnitt ist mit der nicht sensitiven Region der inneren Jetkammer zu identifizieren[8].

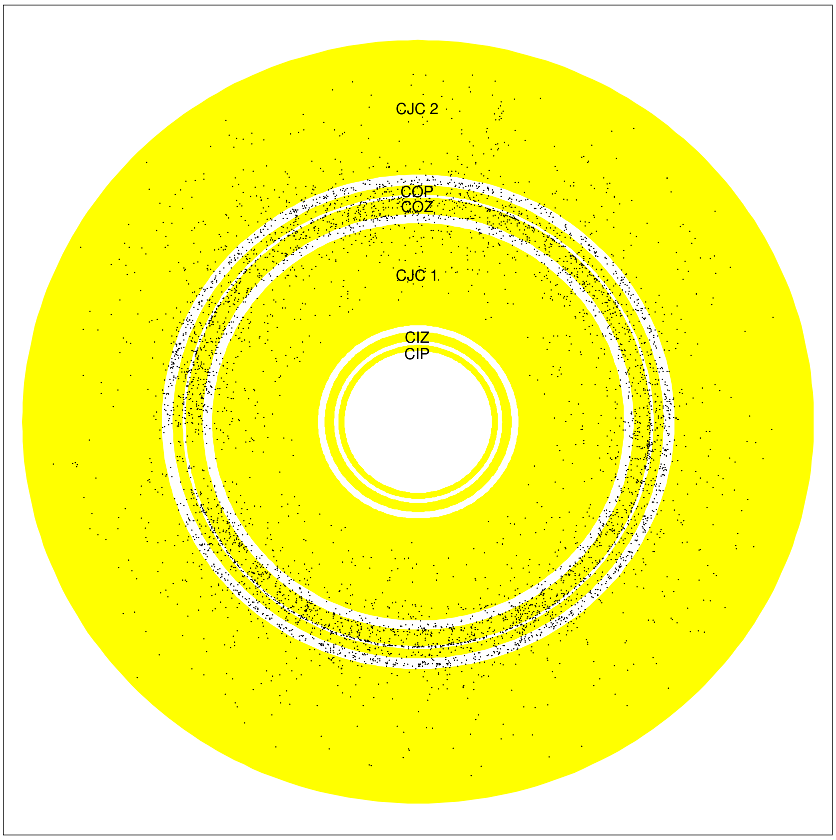

Abbildung 6.24: *Schematische Darstellung des inneren Spurkammersystems im Querschnitt. Die gemessenen Positionen abknickender Spurverläufe sind mit Punkten gekennzeichnet.*

Die äußere z–Kammer setzt sich aus 24 Ringen zusammen, die jeweils aus 24 gleichartigen Modulen aufgebaut sind. Diese Module bestehen aus einer kastenförmigen Rahmenkonstruktion und sind durch schmale Zwischenwände getrennt. Der Nachweis von abknickenden Spurverläufen in diesen Trennwänden kann genutzt werden, um einen Hinweis auf die Ortsauflösung in Φ–Richtung zu erhalten. Die Trennwände haben in der transversalen Ebene einen konstanten Winkelabstand von $\Delta\Phi = 15^0$. Zur Veranschaulichung ist es zweckmäßig, die rekonstruierten Knickpunkte der einzelnen Sektoren nach einer MODULO–Funktion einzuordnen. Dies ist in Abbildung 6.25 dargestellt. Das Diagramm zeigt am Ort der überlagerten Trennwände eine schmale Anhäufung,

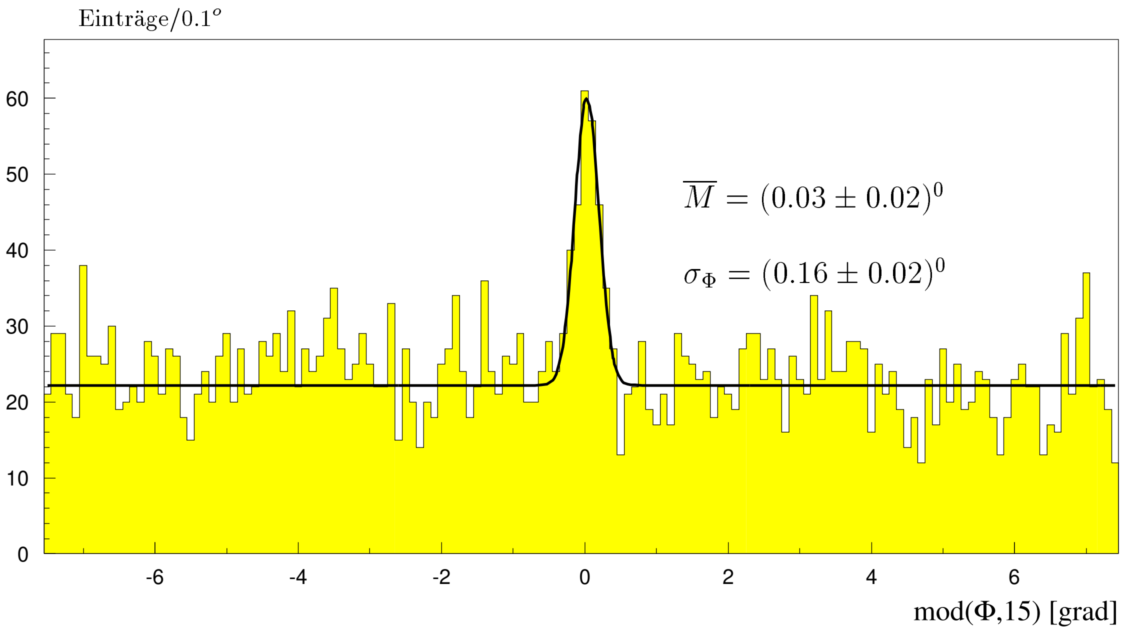

Abbildung 6.25: *Auflösung der Trennwände der äußeren z–Kammer COZ in der transversalen Ebene. Die Zwischenwände haben einen Winkelabstand von $\Delta\Phi = 15^0$. Es ist die Überlagerung der rekonstruierten Knickpunkte in allen Sektoren gezeigt.*

die sich signifikant vom flachen Verlauf der übrigen Meßpunkte abhebt. An die Verteilung wird eine gaußförmige Auflösungsfunktion angepaßt. Der Untergrund wird als konstant angenommen. Der aus der Anpassungsrechnung erhaltene Mittelwert zeigt mit $(0.03 \pm 0.02)^0$ eine zentrale Lage. Die erzielte Auflösung beträgt:

$$\sigma_\Phi = (0.16 \pm 0.02)^0 \quad \rightarrow \quad \approx 50\,cm \cdot sin(0.16^0) = 0.14\,cm \tag{6.23}$$

Demnach ist die rekonstruierte Ortsauflösung abknickender Spurverläufe in weitgehender Übereinstimmung mit der Auflösung sekundärer Zerfallsorte simulierter V^0–Kandidaten.

[8]Nach der Inbetriebnahme des H1–Detektors sind mehrer Drähte im zentralen Spurkammersystem gerissen. Die Vermeidung von Kurzschlüssen machte die Abschaltung eines Sektors der inneren Jetkammer erforderlich.

Kapitel 7

H1–Daten von 1993

In der Strahlperiode vom Herbst 1993 wurde im H1–Experiment eine Luminosität von $\int \mathcal{L}dt = 320\,nb^{-1}$ registriert. Die erste Datenselektion enthält etwa 2 Millionen Ereignisse, die in mehr als 1100 DST–Dateien zusammengefaßt sind. Für die vorliegende Untersuchung wurden verringerte Datensätze erstellt, die Ereignisse mit sekundären Zerfällen von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen enthalten.

Im nachfolgenden Abschnitt wird die Analyse sekundärer Zerfallsvertices vorgestellt. Der Diskussion invarianter Massenverteilungen schließt sich die Bestimmung der Lebensdauer von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen an. Auf Grundlage von Monte–Carlo–Rechnungen wird die Rekonstruktionseffizienz im Bereich des zentralen Spurkammersystems angegeben. Es folgt die Erörterung der inklusiven Erzeugung von K_s^0–Mesonen in Ereignissen der Photoproduktion. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird der Nachweis von Hadronen mit Charm anhand invarianter Massenverteilungen diskutiert.

7.1 Sekundäre Zerfallsvertices

Die H1–Daten wurden mit Anwendung des analytischen Rekonstruktionsverfahrens nach sekundären Zerfallsvertices durchmustert und in einem verringerten Datensatz abgelegt. Nach dem Passieren aller Analyseschnitte wurden etwa 15000 Ereignisse selektiert und der weiterführenden Analyse bereitgestellt.

7.1.1 Massenverteilungen

In Abbildung 7.1 sind die invarianten Massenverteilungen der rekonstruierten V^0–Kandidaten aufgetragen. In den Spektren treten ausgeprägte Signale hervor, die den Verlauf der Massenverteilungen aus den H1–Daten von 1992 bestätigen. An die Verteilungen werden gaußförmige Auflösungsfunktionen angepaßt. Zur Parametrisierung des Untergrundes eignen sich Polynome dritten Grades. Die aus der Anpassungsrechnung erhaltenen Mittelwerte betragen:

$$\overline{M}_{\Lambda} = (1115.2 \pm 0.2)\,MeV/c^2 \tag{7.1}$$

$$\overline{M}_{K_s^0} = (496.4 \pm 0.2)\,MeV/c^2. \tag{7.2}$$

Die erzielte Massenauflösung liegt bei $\sigma_{\Lambda} = 4.2\,MeV/c^2$ und $\sigma_{K_s^0} = 12.8\,MeV/c^2$.

Gegenüber den H1–Daten von 1992 zeigen die Massenverteilungen einen leicht erhöhten Untergrundanteil, der die Reinheit der Massenspektren geringfügig verschlechtert. Das gute Verhältnis von Signal zu Untergrund macht jedoch keine zusätzlichen Analyseschnitte zur Verminderung fehlbestimmter V^0–Kandidaten erforderlich.

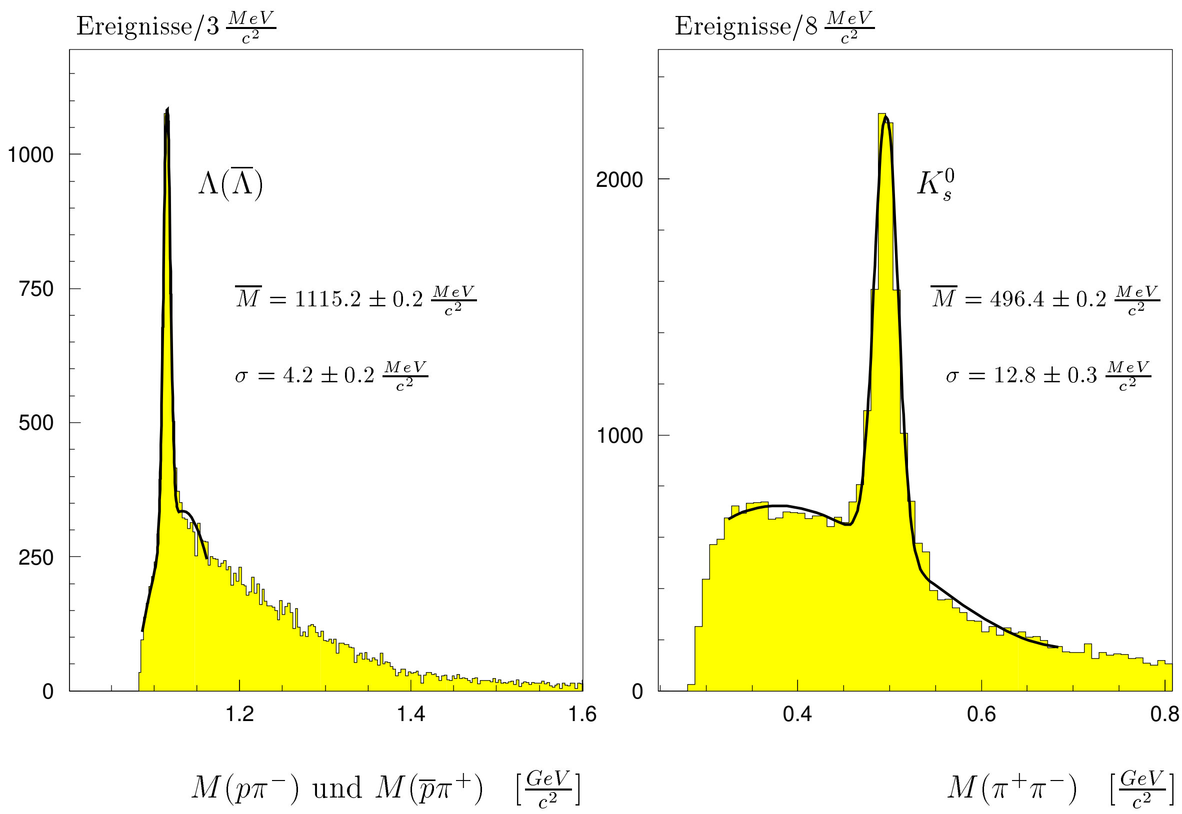

Abbildung 7.1: *Invariante Massenverteilungen von $\Lambda(\overline{\Lambda})$– und K_s^0–Kandidaten aus H1–Daten von 1993 (mit Vereinigung aller Analyseschnitte) .*

Abbildung 7.2a zeigt in einer Gegenüberstellung die invarianten Massenverteilungen der selektierten V^0–Kandidaten. Die Zuordnung von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen erfolgt innerhalb der eingetragenen Grenzen. Die Massenschnitte sind so gewählt, daß die Signalbreiten über wenigstens drei Standardabweichungen erfaßt werden:

- Λ: $1.1\,GeV/c^2 \leq M(p\pi^-) \leq 1.13\,GeV/c^2$
- $\overline{\Lambda}$: $1.1\,GeV/c^2 \leq M(\overline{p}\pi^+) \leq 1.13\,GeV/c^2$
- K_s^0: $0.46\,GeV/c^2 \leq M(\pi^+\pi^-) \leq 0.54\,GeV/c^2$

Die Unterschiede in der Zerfallskinematik ermöglichen die Herstellung getrennter Datensätze für Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen. Demnach tritt im Laborsystem ein stark asymmetrischer Zerfall des Λ–Hyperons auf, der auch im Ruhesystem von K_s^0–Mesonen beobachtet wird. In Bezug auf die Bewegungsrichtung zeigt die Ausrichtung der Zerfallsachse von K_s^0–Mesonen eine gleichmäßige Verteilung der Größe $|\cos\Theta_K^*|$. Anteile von Λ–Hyperonen werden durch eine Anreicherung flacher Zerfallswinkel sichtbar. Dies ist in Abbildung 7.2b gezeigt. Demnach wird für

$$|\cos\Theta_K^*| \leq 0.8 \tag{7.3}$$

eine erhöhte Reinheit im K_s^0–Signal erwartet.

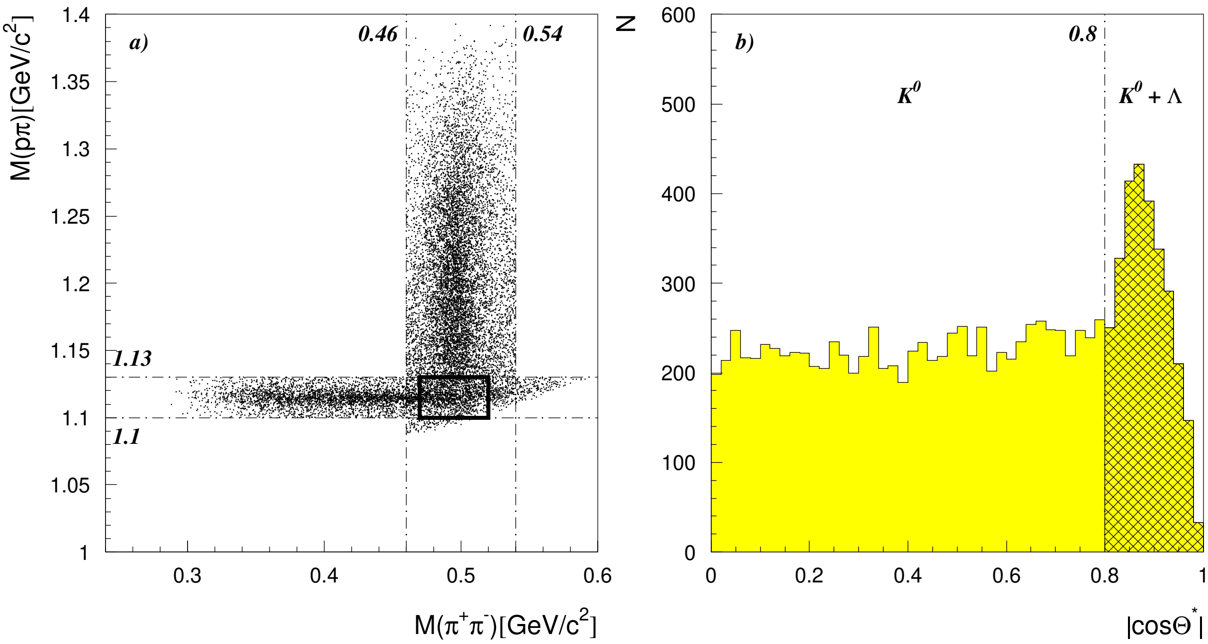

Abbildung 7.2: *a) Gegenüberstellung der invarianten Massenverteilungen von selektierten* $\Lambda(\overline{\Lambda})$ *und* K_s^0*–Kandidaten. b) Verteilung des Zerfallswinkels* $|\cos\Theta_K^*|$ *sekundär zerfallender* K_s^0*-Kandidaten mit* $0.46\,GeV/c^2 \leq M(\pi^+\pi^-) \leq 0.54\,GeV/c^2$*. Anteile von* Λ*–Hyperonen werden ab* $|\cos\Theta_K^*| \geq 0.8$ *sichtbar.*

Die Trennung von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen ist kinematisch gleichbedeutend mit einem Schnitt auf den Überlappungsbereich der Massenspektren. Die Ausschnitte

- $\Lambda(\overline{\Lambda})$: $1.1\,GeV/c^2 \leq M(p\pi) \leq 1.13\,GeV/c^2$
  $\wedge\ (M(\pi^+\pi^-) \leq 0.47\,GeV/c^2\ \vee\ M(\pi^+\pi^-) \geq 0.52\,GeV/c^2)$
- K_s^0 : $0.46\,GeV/c^2 \leq M(\pi^+\pi^-) \leq 0.54\,GeV/c^2$
  $\wedge\ (M(p\pi) \leq 1.1\,GeV/c^2\ \vee\ M(p\pi) \geq 1.13\,GeV/c^2)$

gestattet die eindeutige Zuordnung der Zerfallsteilchen. Bei der Erstellung getrennter Datensätze sind Verluste echter V^0–Kandidaten unvermeidbar. Für die Messung von Eigenschaften der V^0–Kandidaten, wie die Zerfallslänge oder Impulsverteilung, sind jedoch erhöhte Anforderungen an die Reinheit der Signale zu stellen. Korrekturen bezüglich des Untergrundes werden vereinfacht, falls der verbleibende Untergrund nur fehlbestimmte V^0–Kandidaten enthält.

7.1.2 Zerfallslängen

Die Bestimmung der mittleren Lebensdauer von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen gilt als Test für die bisherige Analyse und gibt im Vergleich mit Monte–Carlo–Rechnungen einen Anhaltspunkt für die Genauigkeit der Simulation. Die Messung erfolgt in der zentralen Region des inneren Spurkammersystems. Im Winkelbereich

$$35^0 \leq \Theta \leq 145^0 \tag{7.4}$$

sind keine nennenswerten Akzeptanzkorrekturen hinsichtlich der Bewegungsrichtung der V^0–Teilchen erforderlich. Die Verteilung des Polarwinkels Θ ist in Abbildung 7.3 für die rekonstruierten Λ– und K_s^0–Kandidaten aufgetragen. In Übereinstimmung mit der Monte–Carlo–Rechnung aus Kapitel 6.3, ist erst im Randbereich des inneren Spurkammersystems ein steiler Abfall der Rekonstruktionseffizienz zu beobachten.

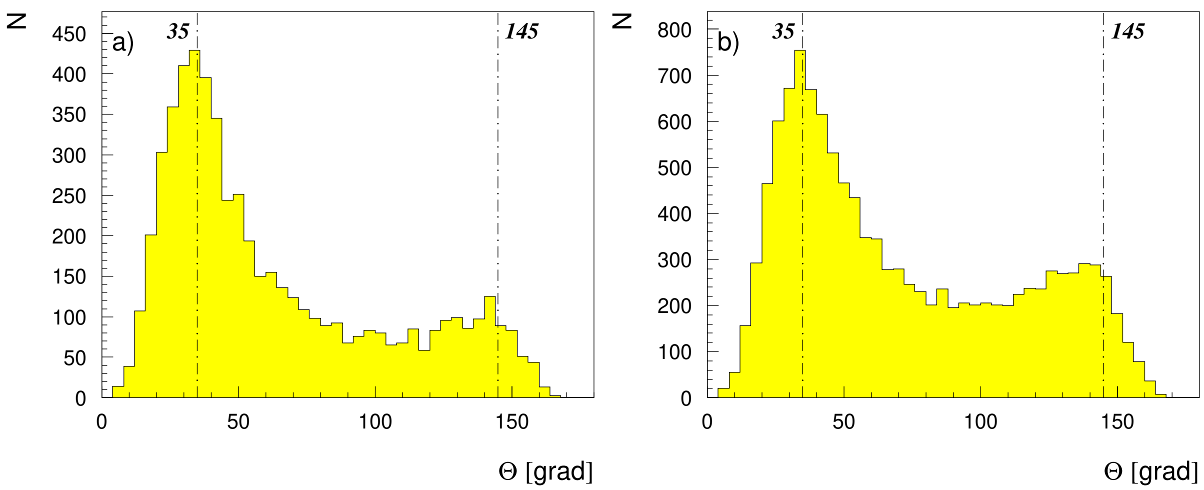

Abbildung 7.3: *Verteilung des Polarwinkels Θ von a) Λ– und b) K_s^0–Kandidaten.*

Die mittlere Lebensdauer τ_0 von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen steht mit der beobachteten Zerfallslänge $|\vec{l}\,|$ in nachstehender Beziehung:

$$c\tau_0 = \frac{1}{\gamma\beta} \mid \vec{l} \mid = \frac{m_{V^0}}{p_{V^0}} \mid \vec{l} \mid \tag{7.5}$$

Mit m_{V^0} und p_{V^0} sind die Masse und der Impuls des V^0–Kandidaten gekennzeichnet.

Es wird angenommen, daß in einer Region zwischen $4\,cm$ und $50\,cm$ Abstand zur Strahlachse eine gleichmäßige Nachweiswahrscheinlichkeit für sekundäre Zerfallsorte besteht. Damit die Zerfallsorte von V^0–Kandidaten innerhalb dieser Region liegen, werden nur Impulse im Bereich[1]

$$1.0\,GeV/c \leq p_{V^0} \leq 2.0\,GeV/c \tag{7.6}$$

betrachtet. Für die getrennt erstellten Datensätze von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen wird die Zerfallslänge der V^0–Teilchen nach Gleichung 7.5 ermittelt und mit simulierten Zerfällen verglichen. Die Datensätze enthalten Anteile fehlbestimmter V^0–Kandidaten, die eine Korrektur der Messung erfordert. In Abbildung 7.4 sind die selektierten Spektren der invarianten Massen aufgetragen. Die schraffierten Randbereiche kennzeichnen die Regionen mit hohem Untergrundanteil. Der Verlauf der Untergrundverteilung wird

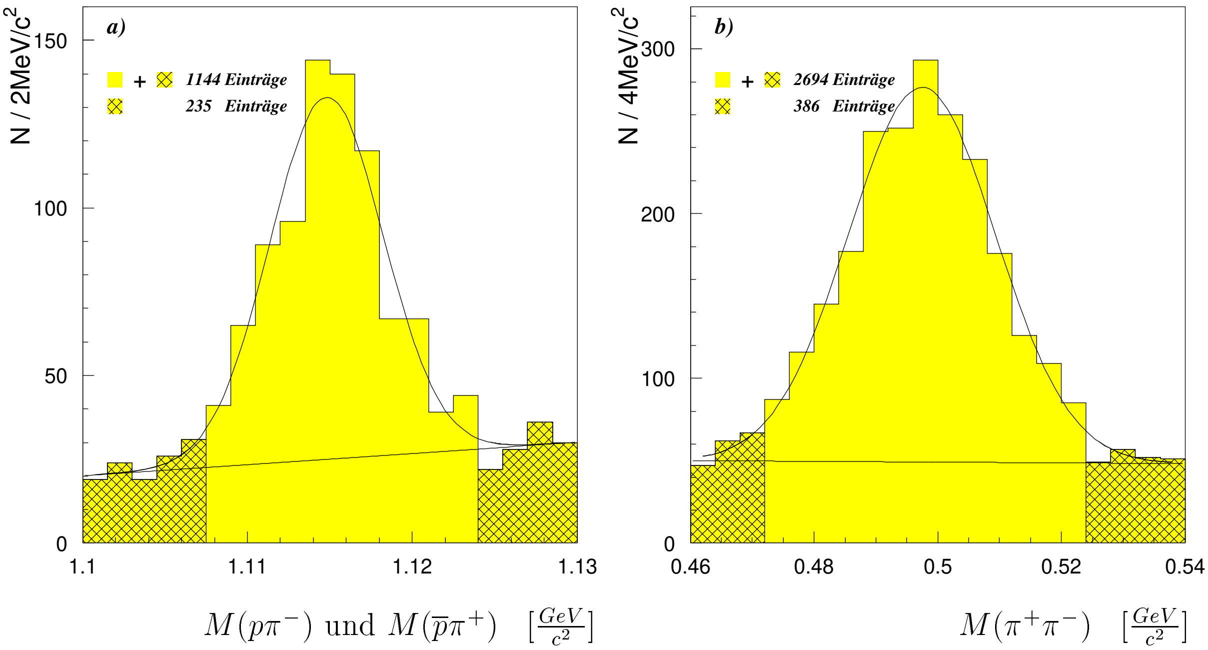

Abbildung 7.4: *Dargestellt sind die invarianten Massenverteilungen der getrennt erstellten Datensätze für a) Λ–Hyperonen und b) K_s^0–Mesonen. Die schraffierten Bereiche kennzeichnen Regionen mit hohem Untergrundanteil.*

innerhalb der Massenausschnitte als gerade angenommen. Die Verteilung der rekonstruierten Zerfallslänge fehlbestimmter V^0–Kandidaten wird aus diesen Randbereichen ermittelt und auf die Ereigniszahl unterhalb der Ausgleichsgeraden normiert. In Abbildung 7.5 ist nach Abzug des Untergrundes, die vermessene Zerfallslänge von Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen aufgetragen. Die halblogarithmische Darstellung zeigt

[1]Etwa 97 % (99 %) aller Λ–Hyperonen(K_s^0–Mesonen) mit Impuls $p = 2\,GeV/c$ liegen näher als $50\,cm$ am Strahlkreuzungspunkt.

gerade Abschnitte, an die Exponentialfunktionen angepaßt werden. Den Anpassungsrechnungen sind folgende Werte für die Zerfallslängen zu entnehmen[2] :

$$\bullet\ \Lambda(\overline{\Lambda}): \quad c\tau_0 = (8.3 \pm 0.6)\, cm \tag{7.7}$$

$$\bullet\ K_s^0: \quad c\tau_0 = (2.8 \pm 0.1)\, cm \tag{7.8}$$

Die gemessenen Zerfallslängen stimmen gut mit der Literaturangabe [47] überein. Die Verteilungen weichen jedoch bei kleinen Werten vom exponentiellen Verlauf ab. Dies ist mit schnittbedingten Akzeptanzverlusten nahe der Strahlachse zu erklären.

In Abbildung 7.5 sind zusätzlich die rekonstruierten Zerfallslängen simulierter Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen der Datensätze 1 und 2 aus Kapitel 6.3 aufgetragen. Die simulierten Datensätze unterliegen in dieser Analyse dengleichen Schnittbedingungen wie die H1–Daten. Die gemessenen Verteilung sind in guter Übereinstimmung mit der Monte–Carlo–Rechnung. Dies deutet auf eine gute Beschreibung des H1–Detektors im Modell der Simulationsrechnung hin.

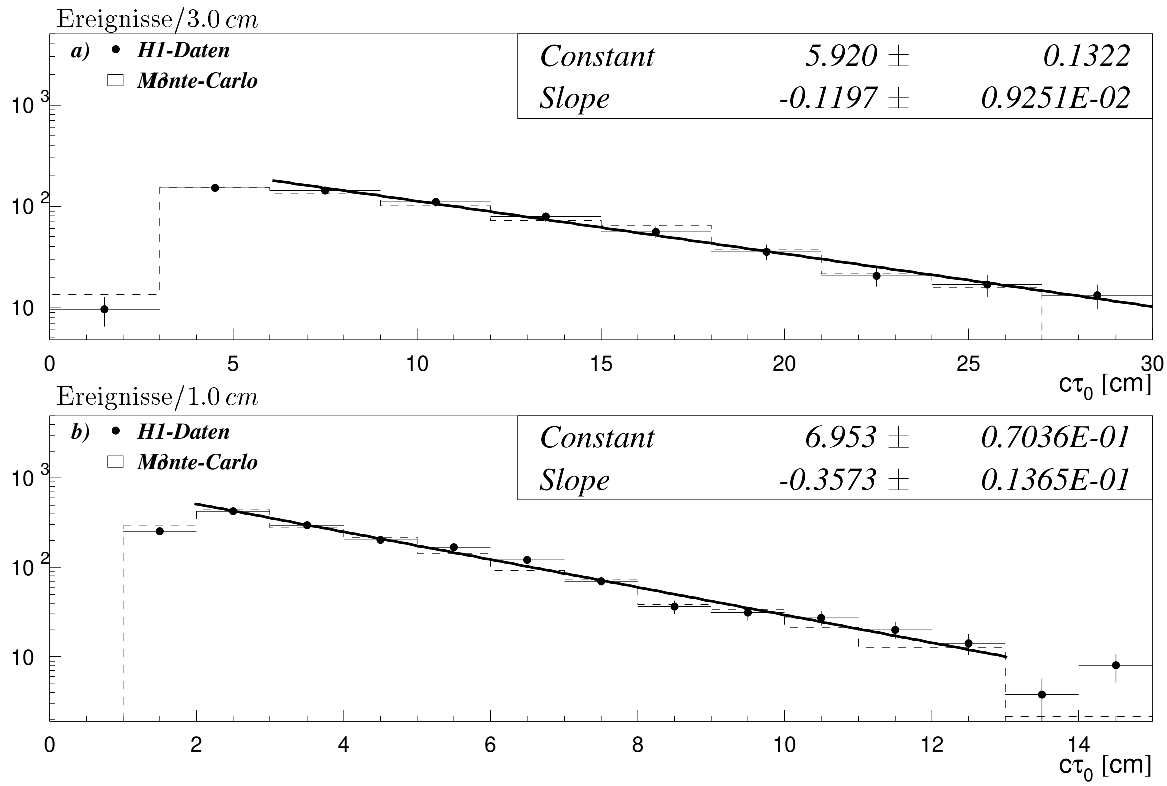

Abbildung 7.5: *Die Verteilungen zeigen die gemessenen Zerfallslängen sekundär zerfallender a) Λ–Hyperonen und b) K_s^0–Mesonen aus H1–Daten von 1993. Es ist eine gute Übereinstimmung mit Simulationsrechnungen zu erkennen. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.*

[2]Die angegebene Unsicherheit enthält nur den statistischen Fehler aus der Anpassungsrechnung.

7.1.3 Akzeptanz

Die Analyse der H1–Daten erfordert die Kenntnis der Rekonstruktionseffizienz sekundärer Zerfallsvertices im zentralen Spurkammersystem. Auf Grundlage der Datensätze 1 und 2 werden mit Vereinigung aller Analyseschnitte Akzeptanzfunktionen erstellt. Abbildung 7.6 zeigt den Zusammenhang zwischen der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_R und dem Polarwinkel Θ. Demnach ist im zentralen Bereich ($35^0 \leq \Theta \leq 145^0$) ein flacher Verlauf erkennbar. Sekundäre Zerfälle von Λ–Hyperonen werden hier mit einer gemittelten Effizienz von

$$\epsilon_R(\Lambda \to p\pi^-) = (18.2 \pm 0.5)\,\% \tag{7.9}$$

nachgewiesen, während K_s^0–Mesonen mit einer höheren Wahrscheinlichkeit von

$$\epsilon_R(K_s^0 \to \pi^+\pi^-) = (29.8 \pm 0.6)\,\% \tag{7.10}$$

aufzufinden sind. Die angegebenen Fehler sind rein statistischer Natur und der Anpassungsrechnung entnommen. Als Ursache für die unterschiedlichen Effizienzen ist insbesondere die geringe Überschneidung der geladenen Bahnkurven aus Λ–Zerfällen zu nennen. Teilchenspuren, die aus Zerfällen von K_s^0–Mesonen stammen, weisen eine deutlich größere Überlappung auf (siehe Kapitel 6.4.1). Die Forderung nach einem minimalen Überlapp von $2\,cm$ hat bereits sichtbare Verluste an Λ–Kandidaten zur Folge.

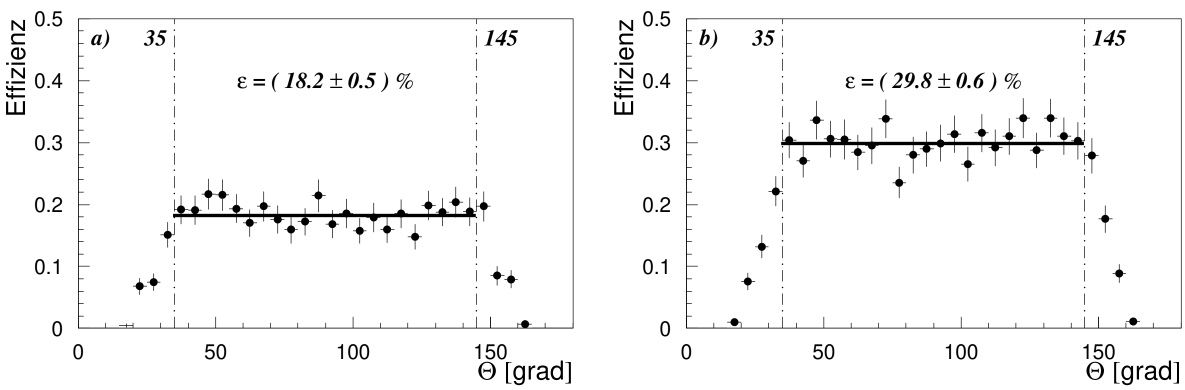

Abbildung 7.6: *Nachweiseffizienz sekundär zerfallender a) Λ–Hyperonen und b) K_s^0–Mesonen im zentralen Spurkammersystem.*

In der zentralen Region des Spurkammersystems kann die Rekonstruktionseffizienz alleine als Funktion des Transversalimpulses formuliert werden. Der Verlauf dieser Funktion geht aus Abbildung 7.7 hervor. Demnach ist sowohl für Λ–Hyperonen als auch für K_s^0–Mesonen mit zunehmenden Transversalimpuls eine Effizienzsteigerung zu beobachten. Mit $p_t > 2\,GeV/c$ nimmt die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit wieder ab. Der Verlauf der Akzeptanzfunktion wird durch ein Polynom dritten Grades beschrieben. Die aus Anpassungsrechnungen erhalten Koeffizienten sind in Abbildung 7.7 eingetragen.

Die Darstellungen zeigen jeweils zwei weitere Ausgleichsfunktionen, die den Toleranzbereich der Anpassungsrechnung markieren. Bei späteren Akzeptanzkorrekturen wird dieser Schwankungsbereich als systematischer Fehler der Rekonstruktionseffizienz aufgefaßt.

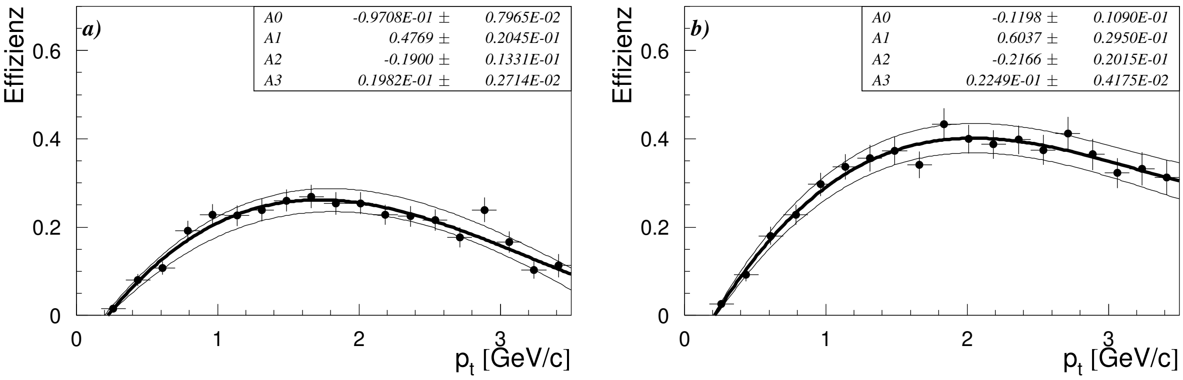

Abbildung 7.7: *Verlauf der Nachweiseffizienz sekundär zerfallender a) Λ–Hyperonen und b) K_s^0–Mesonen als Funktion des Transversalimpulses (im Winkelbereich $35^0 \leq \Theta \leq 145^0$). Der Toleranzbereich ist durch „schlechtere“ Ausgleichsfunktionen gekennzeichnet.*

Neben den bisher erörterten geometrischen Akzeptanzverlusten des Spurkammersystems und analysebedingten Effizienzeinbußen treten weitere Verluste sekundärer Vertices auf. Infolge gerissener Kammerdrähte wurden zwei Sektoren der inneren Jetkammer abgeschaltet. Geladene Teilchen werden in den betroffenen Bereichen nicht oder nur mit einer verminderten Effizienz nachgewiesen. Mit einer Abnahme der Kammersensitivität ist eine reduzierte Nachweiswahrscheinlichkeit für sekundäre Zerfallsvertices verbunden. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 7.8 die Verteilung des Azimuthalwinkels Φ der rekonstruierten V^0–Kandidaten gezeigt. In der Darstellung fallen zwei ausgedehnte Bereiche auf, die Effizienzeinbußen bis zu $\approx 70\%$ signalisieren. Für Winkel $140^0 \leq \Phi \leq 180^0$ ist eine weitere Region mit eingeschränkter Sensitivität zu erkennen. Durch eine einfache Rechnung lassen sich die Verluste abschätzen. Zu diesem Zweck wird für Azimuthalwinkel $-180^0 \leq \Phi \leq -100^0$ sowie $80^0 \leq \Phi \leq 130^0$ ein flacher Verlauf der Verteilung angenommen. Nach der Extrapolation auf den vollen Winkelbereich in Φ ergeben sich die in Abbildung 7.8 angepaßten Ausgleichsgeraden. Die Flächen unter den Ausgleichsgeraden geben die Anzahl erwarteter V^0–Kandidaten an. Das Verhältnis zu den tatsächlich aufgefundenen sekundären Vertices ergibt die folgenden Korrekturfaktoren:

$$k_\Phi = 1.31 \pm 0.01 \qquad (10^0 \leq \Theta \leq 165^0) \tag{7.11}$$

und

$$k_\Phi = 1.29 \pm 0.02 \qquad (35^0 \leq \Theta \leq 145^0) \tag{7.12}$$

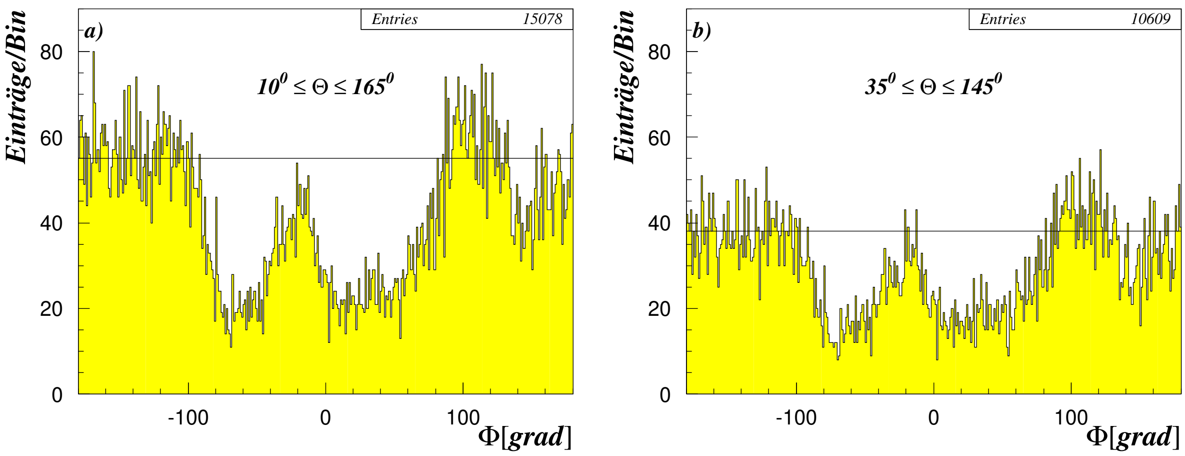

Abbildung 7.8: *Verteilung des Azimuthalwinkels Φ rekonstruierter V^0–Kandidaten.*

7.1.4 Inklusive p_t–Verteilung von K_s^0–Mesonen

In diesem Abschnitt wird die inklusive Erzeugung von K_s^0–Mesonen in Ereignissen der Photoproduktion bei kleinem Q^2 erörtert. Die Ergebnisse werden mit Monte–Carlo–Rechnungen verglichen.

Die Analyse erfordert die Auswahl sicher identifizierter γp–Ereignisse mit sekundär zerfallenden K_s^0–Mesonen. Auf der Entscheidungsebene L1 des H1–Triggers werden Triggerelemente bereitgestellt, die durch koinzidente Verknüpfung den Aufbau zusammengesetzter Subtrigger erlauben. Für den Nachweis von γp–Ereignissen ist das Subtrigger–Bit 83 geeignet:

- Bit 83: **eTag** $*$ **DC–RPhi–Thr1**

Mit diesem Trigger werden Ereignisse markiert, die im zentralen Spurkammersystem wenigstens eine gute Teilchenspur mit mehr als 450 MeV/c Transversalimpuls aufweisen und die im Luminositätsmonitor das gestreute Elektron registriert haben. Infolge der eingeschränkten Akzeptanz des Elektron–Taggers[3] ist der kinematisch zugängliche Bereich vorgegeben:

$$0.3 < y < 0.7 \tag{7.13}$$

Wegen

$$\sqrt{s_{\gamma p}} = 2\sqrt{yE_eE_p} \tag{7.14}$$

erfolgt die Untersuchung bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von

$$< \sqrt{s_{\gamma p}} > \approx 190 - 200\, GeV. \tag{7.15}$$

Der Elektron–Tagger erfaßt Streuwinkel bis zu etwa 5 $mrad$. Aus dem funktionalen Zusammenhang zwischen Impulsübertrag und der Ablenkung des gestreuten Elektrons

$$Q^2 = 4E_eE_l sin^2\frac{\Theta_l}{2} \tag{7.16}$$

[3]Der Elektrondetektor im Luminositätssystem wird als Elektron–Tagger bezeichnet.

ist die obere Grenze für Q^2 abzuschätzen:

$$Q^2 < 10^{-2}\,GeV^2 \tag{7.17}$$

Die inklusive Erzeugung von Teilchen wird mit dem invarianten Wirkungsquerschnitt[4]

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = E \cdot \frac{d^2\sigma}{\pi\, dp_t^2 dp_z} = \frac{d^2\sigma}{\pi\, dp_t^2 d\eta_0} \tag{7.18}$$

beschrieben. Die Größe η_0 steht für die Rapidität der erzeugten Teilchen:

$$\eta_0 = -\frac{1}{2} \cdot ln \frac{E - p_z}{E + p_z} \quad mit \quad \frac{d\eta_0}{dp_z} = \frac{1}{E} \tag{7.19}$$

Für $p \gg m$ geht die Rapidität in die Pseudorapidität η über. Die Pseudorapidität ist mit dem Produktionswinkel Θ verknüpft:

$$\eta = -ln\,(tan \frac{\Theta}{2}) \tag{7.20}$$

Für den qualitativen Vergleich der inklusiven Produktion von K_s^0–Mesonen mit der theoretischen Erwartung, wird die Häufigkeitsverteilung

$$\frac{d^2N}{dp_t^2 d\eta} = \frac{N^S_{korr.}(p_t)}{2p_t \Delta p_t \Delta\eta} \tag{7.21}$$

untersucht. Die Auftragung der Häufigkeitsverteilung erfolgt in diskrete Intervalle Δp_t und $\Delta\eta$, deren Breite vorgegeben wird. Weil im Randbereich des inneren Spurkammersystems erhebliche Verluste bei der Rekonstruktion sekundärer Zerfallsvertices auftreten, wird nur die zentrale Region ($35^0 \leq \Theta \leq 145^0$) betrachtet. Demzufolge ist die Pseudorapidität auf den Bereich

$$\mid \eta \mid \leq 1.15 \tag{7.22}$$

eingeschränkt. Dieser Abschnitt wird in einem einzigen Intervall $\Delta\eta$ zusammengefaßt. Die Intervallbreite in p_t wird zu $\Delta p_t = 0.15\,GeV/c$ gesetzt. Infolge der impulsabhängigen Rekonstruktionseffizienz ist eine Korrektur der Anzahl registrierter K_s^0–Mesonen erforderlich:

$$N^{S+U}_{korr}(p_t) = \frac{1}{\epsilon_R(p_t)} \cdot N(p_t) \tag{7.23}$$

Der Verlauf von ϵ_R liegt in Abschnitt 7.1.3 als Funktion von p_t vor. Die registrierten K_s^0–Teilchen enthalten fehlbestimmte V^0–Kandidaten. In Abbildung 7.9 ist das Massenspektrum selektierter K_s^0–Kandidaten aufgetragen. Die schraffierten Randbereiche kennzeichnen die Regionen mit erhöhtem Untergrundanteil. Der Beitrag fehlbestimmter V^0–Kandidaten wird aus diesen Randbereichen ermittelt und auf die Ereigniszahl unterhalb der Ausgleichsgeraden normiert. Es folgt

$$N^S_{korr}(p_t) = N^{S+U}_{korr}(p_t) - N^U_{korr}(p_t) \tag{7.24}$$

[4]Das Differential $\frac{d^3\vec{p}}{E}$ ist das lorentzinvariante Phasenraumelement.

Abbildung 7.10a zeigt die akzeptanzkorrigierte inklusive p_t–Verteilung von K_s^0–Mesonen nach Abzug des Untergrundes. Wegen der geringen Statistik sind nur Transversalimpulse bis $p_t = 3\,GeV/c$ aufgetragen. Die Fehlerbalken enthalten die quadratische Kombination der statistischen und systematischen Fehler. Zum systematischen Fehler trägt im wesentlichen die Unsicherheit der Rekonstruktionseffizienz bei, deren Schwankung durch die „schlechteren“ Ausgleichsfunktionen aus Abbildung 7.7 berücksichtigt wird.

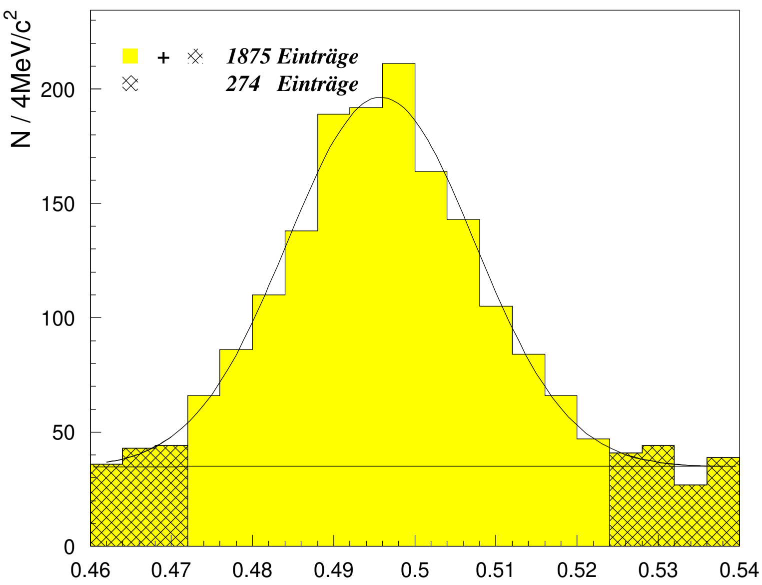

Abbildung 7.9: *Invariante Massenverteilung inklusiv erzeugter K_s^0–Kandidaten in Ereignissen der Photoproduktion. Die schraffierten Randbereiche kennzeichnen Regionen mit erhöhtem Untergrundanteil.*

Die Monte–Carlo–Rechnungen stützen sich auf simulierte Datensätze, die zentral von der H1–Kollaboration bereitgestellt wurden [32]. Die simulierten Daten enthalten neben „soften“ Anteilen sowohl Ereignisse der direkten Photoproduktion als auch resolved Prozesse, also Ereignisse in denen das Photon in seine hadronischen Komponenten aufspaltet. Die Beschreibung der Photonstrukturfunktion folgt der Parametrisierung nach GRV [29]. Abbildung 7.10a zeigt eine gute Übereinstimmung der gemessenen p_t–Verteilung mit den simulierten Ereignissen.

Für eine Abschätzung des differentiellen Wirkungsquerschnittes ist neben der Effizienz des Triggers insbesondere die Akzeptanz des Elektron–Taggers zu berücksichtigen. Die Akzeptanz des Elektron–Taggers A_{etag} ist eine Funktion der Skalenvariablen y. Sie wird für die H1–Daten von 1993 in tabellarischer Form bereitgestellt [36]. Ihr funktionaler Verlauf geht aus Abbildung 7.11a hervor. Die Verteilung des Transversalimpulses wird als unabhängig von der Skalenvariablen y angesehen. Die Gegenüberstellung dieser Größen ist für die selektierten K_s^0–Mesonen in Abbildung 7.11b aufgetragen. Nach dieser Darstellung steht der Transversalimpuls p_t in keinem Zusammenhang mit der kinematischen Variablen y. Demzufolge wird für jedes Ereignis die Akzeptanz des Elektron–Taggers aufgezeichnet und anschließend über den gesamten Datensatz gemittelt. Für die analysierten Daten ergibt die Mittelwertbildung:

$$\overline{A_{etag}} = 51.4\% \tag{7.25}$$

In Ereignissen der Photoproduktion ist bei einer Aktivität im zentralen Spurkammersystem von einem effizienten Trigger (Subtrigger–Bit 83) auszugehen. Die Analyse der simulierten Datensätze liefert einen Wert von

$$\epsilon_{Tr} = (91.4 \pm 3.9)\% \tag{7.26}$$

Die Beschreibung des H1–Triggers ist im Modell der Detektorsimulation noch nicht optimiert. Der damit verbundenen Unsicherheit wird durch eine Abschätzung größerer Fehler Rechnung getragen. Aus diesem Grund wird die Triggereffizienz zu

$$\epsilon_{Tr} \approx (91.4 \pm 8)\% \tag{7.27}$$

angenommen [45]. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der inklusiven Produktion von K_s^0–Mesonen unterscheidet sich nur durch einen konstanten Faktor von der bisher aufgetragenen Häufigkeitsverteilung:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_t^2 d\eta} = \frac{k_\Phi}{\mathcal{L} \cdot \overline{A_{etag}} \cdot \epsilon_{Tr} \cdot BR \cdot f} \cdot \frac{N^S_{korr.}(p_t)}{2 \cdot p_t \cdot \Delta p_t \Delta\eta} \tag{7.28}$$

Die Größe $\mathcal{L}$ steht für die integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = (320 \pm 16)\, nb^{-1}$. Mit Rücksicht auf die Akzeptanz des Elektron–Taggers wird die Unsicherheit der Luminositätsmessung mit 5% angesetzt [8]. Die Größe *BR* gibt das Verzweigungsverhältnis $BR(K_s^0 \to \pi^+\pi^-) = (68.6 \pm 0.3)\%$ an. Es hat sich gezeigt, daß die Erstellung eines getrennten Datensatzes für K_s^0–Mesonen mit Verlusten verbunden ist. Nach Abbildung 7.2 in Abschnitt 7.1.1 passieren etwa $f = (80 \pm 5)\%$ der K_s^0–Mesonen die Massenschnitte. Die eingeschränkte Sensitivität des inneren Spurkammersystems erfordert eine zusätzliche Akzeptanzkorrektur von $k_\Phi = 1.29 \pm 0.02$. Die Vereinigung aller Größen ergibt folgende Normierung:

$$\frac{k_\Phi}{\mathcal{L} \cdot \overline{A_{etag}} \cdot \epsilon_{Tr} \cdot BR \cdot f} = (1.576 \pm 0.168) \cdot 10^{-2}\, nb/Ereignis \tag{7.29}$$

Die Ungenauigkeit von 10.7% folgt aus der quadratischen Fehlerfortpflanzung. In Abbildung 7.10a ist eine zweite Achsenbeschriftung aufgetragen, die den differentiellen Wirkungsquerschnitt angibt.

Abbildung 7.10b veranschaulicht den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von K_s^0–Mesonen in $p\overline{p}$–Stoßreaktionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 546\, GeV$. Die Datenpunkte zeigen Messungen der UA5–Kollaboration [10, 13], die in einem weiten Rapiditätsbereich von $\mid \eta_0 \mid < 3.5$ gearbeitet hat. Der qualitative Verlauf des p_t–Spektrums ist in Übereinstimmung mit der Verteilung von K_s^0–Mesonen in Ereignissen der Photoproduktion. Abweichungen im p_t–Spektrum inklusiv erzeugter Teilchen werden erst für Transversalimpulse oberhalb von $2\, GeV/c$ erwartet. In γp–Reaktionen wurde bereits für geladene Teilchen ein härteres Spektrum als in $p\overline{p}$–Daten beobachtet [5]. Für eine präzise Vermessung von inklusiv erzeugten K_s^0–Mesonen bei hohen Transversalimpulsen reicht die bisherige Datenmenge bei H1 nicht aus. Hierüber werden Messungen bei einer höheren Luminosität Aufschluß geben.

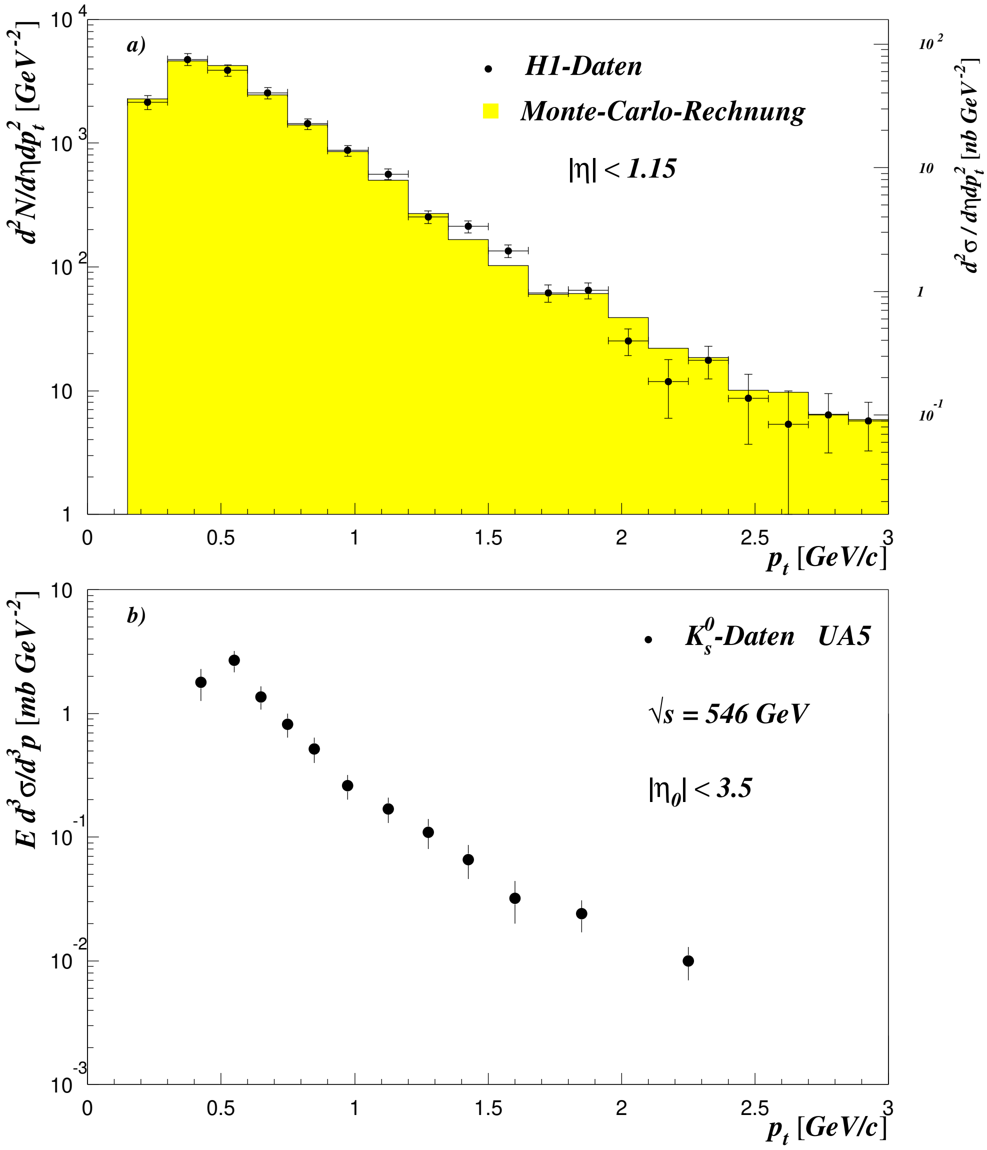

Abbildung 7.10: *a) Verteilung inklusiv erzeugter K_s^0–Mesonen in Ereignissen der Photoproduktion. Die Meßdaten zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Erwartung aus Monte–Carlo–Rechnungen. Die Skala am rechten Bildrand gibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt an. Der systematische Fehler der Skalierung beträgt etwa* 10.7% *(siehe Text). b) Die Darstellung zeigt die p_t–Verteilung von inklusiv erzeugten K_s^0–Mesonen in $p\overline{p}$–Stoßreaktionen am UA5–Experiment. Die Messungen erfolgten bei einer Schwerpunktsenergie von* $\sqrt{s} = 546\,GeV$.

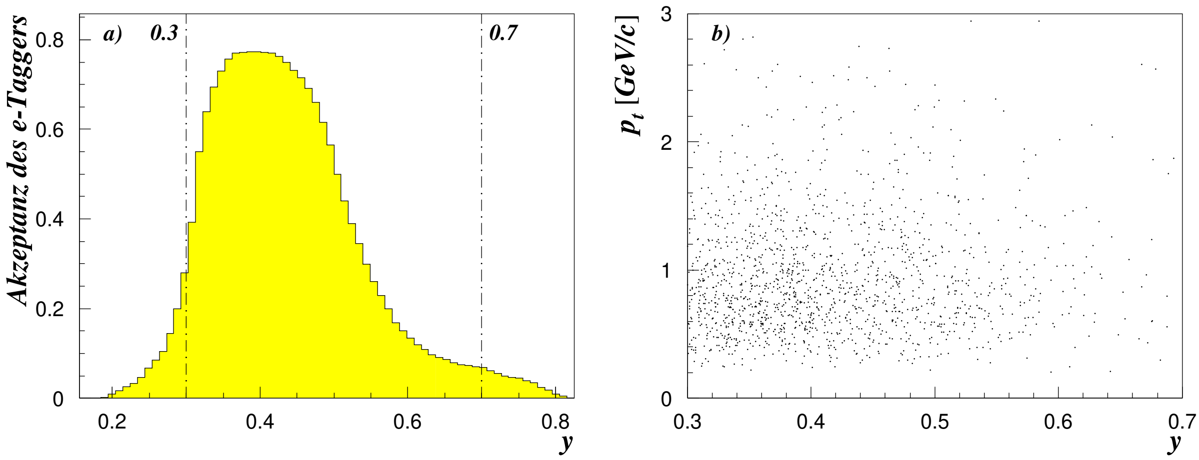

Abbildung 7.11: *a) Funktionale Abhängigkeit zwischen der Akzeptanz des Elektron–Taggers und der Skalenvariablen y. Die gewählten kinematischen Grenzen sind markiert. b) In einer Projektion ist der Transversalimpuls inklusiv erzeugter K_s^0–Mesonen gegen die Skalenvariable y aufgetragen. Nach dieser Darstellung steht der Transversalimpuls in keinem Zusammenhang mit der kinematischen Variablen y.*

7.2 Schwere Hadronen

In der vorliegenden Untersuchung wird der Nachweis schwerer Hadronen anhand invarianter Massenverteilungen diskutiert. Die Verwendbarkeit des Auswerteverfahrens wird in einer Monte–Carlo–Studie getestet und auf H1–Daten von 1993 übertragen. Ausgangspunkt für die Rekonstruktion von D^{*+}–Mesonen und Λ_c–Baryonen ist der Nachweis sekundär zerfallender Λ–Hyperonen und K_s^0–Mesonen. Bei der Hinzunahme weiterer Teilchenspuren tritt ein hoher kombinatorischer Untergrund auf, der sich durch kinematische Schnitte nicht wesentlich reduzieren läßt.

7.2.1 Abschätzung der Ereigniszahlen

In einer Rechnung von Ellis und Nason [26] wird der Streuquerschnitt der Charmerzeugung im Modell der γg–Fusion abgeschätzt und in folgenden Grenzen angegeben:

$$500\,nb \leq \sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X) \leq 940\,nb \tag{7.30}$$

Demnach wird bei einer Luminosität von $\int \mathcal{L}dt = 320\,nb^{-1}$ eine Ereignisrate erwartet, die im Bereich

$$\sim 160.000 \ < \ \mathit{Ereignisse\ mit\ Charm} \ < \sim 300.000 \tag{7.31}$$

einzugrenzen ist. Die Simulation von Ereignissen der γg–Fusion hat gezeigt, daß D^{*+}–Mesonen mit einer Häufigkeit von nahezu 60% entstehen. Demgegenüber sind nur in etwa 14% der Ereignisse Λ_c–Baryonen enthalten. Aufgrund der Verzweigungsverhältnisse ergeben sich die Produktionszahlen nachstehender Zerfallskanäle:

Zerfallskanal		erwartete Ereigniszahl
$\Lambda_c^+ \to pK_s^0$	$K_s^0 \to \pi^+\pi^-$	$\sim (115-215)$
$\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$	$\Lambda \to p\pi^-$	$\sim (90-170)$
$D^{*+} \to K_s^0\pi^+\pi^-\,\pi^+$	$K_s^0 \to \pi^+\pi^-$	$\sim (1000-1800)$

Wegen der eingeschränkten Effizienz des H1–Triggers geht ein Teil dieser Ereignisse unregistriert verloren. Ebenso tragen analysebedingte Schnitte und die begrenzte Detektorakzeptanz zu einer geringeren Anzahl beobachtbarer Ereignisse bei.

7.2.2 Rekonstruktionseffizienz

Der Nachweis von Hadronen mit Charm wird erst durch die Verknüpfung geladener Teilchenspuren mit rekonstruierten V^0–Kandidaten ermöglicht. Für die Erkennung von D^{*+}–Mesonen und Λ_c–Baryonen werden die invarianten Massen der zusammengestellten Teilchenkombinationen ermittelt. Aufschluß über die Effizienz dieser Methode gibt eine Monte–Carlo–Studie. Mit dem Ereignisgenerator PYTHIA wurden im Modell der γg–Fusion drei Datensätze erstellt, die nachfolgende Zerfallsmoden enthalten:

# Ereignisse	Zerfallskanal		
500	$\Lambda_c^+ \to pK_s^0$	$K_s^0 \to \pi^+\pi^-$	
800	$\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$	$\Lambda \to p\pi^-$	
2500	$D^{*+} \to D^0\pi^+$	$D^0 \to K_s^0\pi^+\pi^-$	$K_s^0 \to \pi^+\pi^-$

Die Datensätze wurden nach einer detaillierten Detektorsimulation und Datenrekonstruktion der weiterführenden Analyse bereitgestellt.

Für die betrachteten Zerfallsmoden des Λ_c–Baryons geht die Verteilung der invarianten Masse aus Abbildung 7.12 hervor. Zur Verminderung von kombinatorischen Untergrund werden zu den V^0–Kandidaten nur geladene Teilchenspuren kombiniert, die Treffer im zentralen Spurkammersystem aufweisen und deren Transversalimpuls wenigstens $0.5\,GeV/c$ beträgt. In der Darstellung sind schraffierte Bereiche sichtbar, die den Anteil echter Λ_c–Zerfälle markieren. Ihr Verhältnis zu der bekannten Anzahl generierter Ereignisse weist auf die Rekonstruktionseffizienz hin[5]:

$$\epsilon_R(\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+) = (3.6 \pm 0.7)\% \tag{7.32}$$

$$\epsilon_R(\Lambda_c^+ \to pK_s^0) = (4.6 \pm 0.9)\% \tag{7.33}$$

Die eingeschränkte Statistik der simulierten Datensätze dominiert die Ungenauigkeit dieser Abschätzung. Zum jetzigen Zeitpunkt werden selbst unter günstigen Bedingungen weniger als 20 rekonstruierbare Λ_c–Baryonen erwartet. Ihre Rekonstruktion ist demnach als pessimistisch einzuschätzen.

[5] Λ_c–Baryonen gehen in die Abschätzung der Nachweiseffizienz nicht ein, falls ihre rekonstruierte invariante Masse außerhalb der vorgegebenen Toleranz $2.185\,GeV/c^2 < M < 2.385\,GeV/c^2$ liegt.

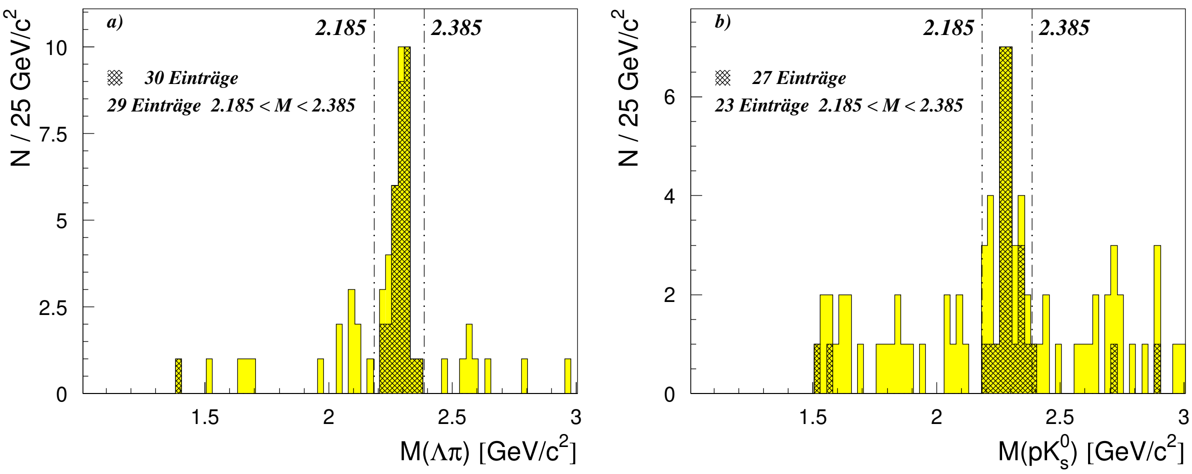

Abbildung 7.12: *Rekonstruierte Massenverteilung von simulierten Λ_c–Baryonen in den Zerfallskanälen a) $\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$ und b) $\Lambda_c^+ \to pK_s^0$. Die schraffierten Bereiche markieren Einträge, die von tatsächlichen Λ_c–Zerfällen stammen. Im Zerfallskanal $\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$ wird ein vergleichsweise geringer kombinatorischer Untergrund beobachtet. Bei der Kombination geladener Teilchenspuren ergeben sich wegen $\Lambda_c(\overline{\Lambda_c}) \to \Lambda\pi^+(\overline{\Lambda}\pi^-) \to p\pi^-\pi^+(\overline{p}\pi^+\pi^-)$ eindeutige Zuordnungen, die eine Unterscheidung von Λ_c und $\overline{\Lambda_c}$ zulassen.*

Für die Rekonstruktion von D^0–Mesonen werden Paare gegensätzlich geladenen Teilchenspuren gebildet und mit K_s^0–Kandidaten kombiniert. Die Verminderung von Untergrund ist durch Schnitte in den Massenspektren sicherzustellen:

$$0.48\,GeV/c^2 \leq M(K_s^0) \leq 0.51GeV/c^2 \tag{7.34}$$

und

$$1.815\,GeV/c^2 \leq M(K_s^0\pi^+\pi^-) \leq 1.915GeV/c^2 \tag{7.35}$$

Falls Teilchenkombinationen mit der D^0–Hypothese verträglich sind, wird nach Hinzunahme einer weiteren geladenen Teilchenspur die invariante Masse des D^{*+}–Kandidaten ermittelt. Die Auflösung der Massendifferenz $m_{D^*} - m_{D^0}$ hängt maßgeblich von der Rekonstruktionsgenauigkeit des langsamen Pions ab. An diese niederenergetische Teilchenspur werden daher erhöhte Forderungen hinsichtlich der Spurqualität gestellt. Die Vermessung von Teilchenspuren erfolgt im vorderen Kammersystem mit einer geringeren Genauigkeit als in den zentralen Driftkammern. Für die niederenergetische Teilchenspur werden daher Treffer in den inneren Jetkammern verlangt. Untergrund wird durch einen Impulsschnitt von $p > 150\,MeV/c$ vermindert.

Die Differenz der invarianten Massenverteilungen $M(K_s^0\pi^+\pi^-\pi^+) - M(K_s^0\pi^+\pi^-)$ ist in Abbildung 7.13a aufgetragen. Wie zuvor markieren auch hier die schraffierten Einträge den Anteil echter Charmzerfälle. Ihr Verhältnis zu der Anzahl generierter Ereignisse gibt Aufschluß über die Rekonstruktionseffizienz[6]:

$$\epsilon_R(D^{*+} \to D^0\pi^+) = (1.3 \pm 0.2)\% \tag{7.36}$$

[6] D^{*+}–Mesonen gehen in die Abschätzung der Nachweiseffizienz nicht ein, falls die rekonstruierte invariante Massendifferenz außerhalb der vorgegebenen Toleranz $0.143\,GeV/c^2 < M < 0.148\,GeV/c^2$ liegt.

Der kombinatorische Untergrund läßt sich durch die Bildung falscher Ladungskombinationen abschätzen. In Abbildung 7.13b ist die entsprechende Verteilung der Massendifferenz $M(K_s^0\pi^+\pi^+\pi^+) - M(K_s^0\pi^+\pi^+)$ aufgetragen.

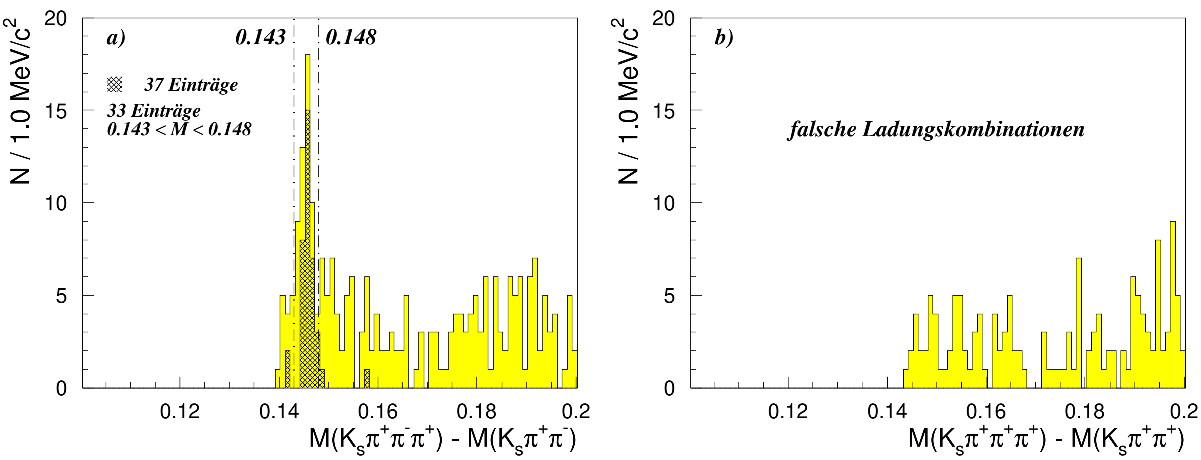

Abbildung 7.13: *a) Rekonstruierte Massenverteilung von simulierten D^{*+}–Mesonen im Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-\pi^+$. Die schraffierten Bereiche markieren Einträge, die von tatsächlichen D^*–Zerfällen stammen. b) Für eine Abschätzung des Untergrundes sind falsche Ladungskombinationen aufgetragen.*

Obwohl im betrachteten Zerfallskanal der D^*–Mesonen die Rekonstruktionseffizienz gering ausfällt, ist wegen ihrer verhältnismäßig hohen Produktionsrate, in den bisherigen H1–Daten von einer geringen Anzahl rekonstruierbarer D^*–Mesonen auszugehen. Die Ergebnisse der Datenanalyse werden im nachstehenden Abschnitt erörtert.

7.2.3 Datenanalyse

Nach den Ergebnissen der Monte–Carlo–Studie ist derzeit kein Signal von Λ_c–Baryonen zu erwarten. Dennoch kann die Analyse der H1–Daten wertvolle Hinweise auf die voraussichtliche Untergrundrate liefern. Die Daten werden daher nach der oben beschriebenen Auswertemethode untersucht und die invarianten Massenverteilungen $M(\Lambda\pi^+)$ sowie $M(K_s^0 p)$ aufgezeichnet. Der Verlauf der Massenspektren geht aus Abbildung 7.14 hervor. Die Darstellung zeigt Verteilungen für verschiedene Analyseschnitte:

1. Die V^0–Kandidaten werden mit geladenen Teilchenspuren kombiniert die wenigstens zehn Treffer im inneren Spurkammersystem aufweisen.

2. Zusätzlich wird für diese Teilchenspuren ein Schnitt auf den Transversalimpuls von $p_t > 0.5\,GeV/c$ verlangt.

3. Darüber hinaus werden die invarianten Massen der V^0–Kandidaten eingeschränkt: $1.11\,GeV/c^2 < M(\Lambda) < 1.12\,GeV/c^2$ und $0.48\,GeV/c^2 < M(K_s^0) < 0.51\,GeV/c^2$

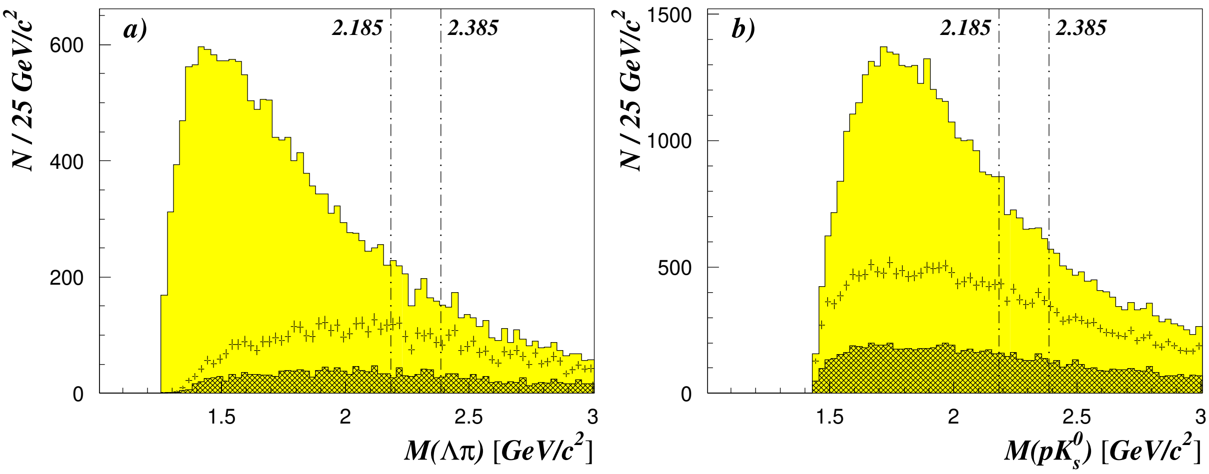

Abbildung 7.14: *Dargestellt ist die invariante Massenverteilung von Λ_c–Kandidaten in den Zerfallskanälen a) $\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$ und b) $\Lambda_c^+ \to pK_s^0$. Die Massenverteilungen sind für die Analyseschnitte 1, 1+2 sowie 1+2+3 aufgetragen (siehe Text).*

In den Massenspektren sind die Bereiche markiert, in denen zukünftig Einträge von Λ_c–Baryonen zu erwarten sind. Demnach bleibt trotz wirksamer kinematischer Schnitte ein hoher Untergrund sichtbar, der ohne weitere Effizienzeinbußen nicht zu reduzieren ist. Obwohl der Zerfallskanal $\Lambda_c^+ \to pK_s^0$ durch ein größeres Verzweigungsverhältnis auffällt, wird aufgrund der höheren Zerfallsenergie und der geringeren Kombinatorik die Analyse im Kanal $\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$ erleichtert. Die Verfeinerung der Nachweismethode empfiehlt sich erst bei einer höheren Luminosität und wird an dieser Stelle nicht weiter behandelt.

Unter Berücksichtigung der Rekonstruktionseffizienz der untersuchten Zerfallskanäle von Λ_c–Baryonen und den voraussichtlichen Ereigniszahlen, wird derzeit in der Massenverteilung von Σ_c–Kandidaten kein Signal erwartet[7]. Trotzdem kann die Analyse als erste Abschätzung des Untergrundes aufgefaßt werden. Die Rekonstruktion von Σ_c–Baryonen ist weitgehend unempfindlich gegenüber der Rate fehlbestimmter Λ_c–Kandidaten. Wegen der niedrigen Zerfallsenergie und der damit verbundenen kinematischen Einschränkung, ist eine gute Auflösung der Massendifferenz $m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c} = (167.8 \pm 0.4)\, MeV/c^2$ in einer Größenordnung von $\mathcal{O}(1\, MeV)$ anzunehmen (siehe Abschnitt 5.2.2). Die Rekonstruktion von Σ_c–Baryonen stellt erhöhte Anforderungen an die Spurqualität des niederenergetischen Pions. Demnach werden wenigstens zehn Treffer im zentralen Spurkammersystem gefordert und ein Impuls von mehr als $150\, MeV/c$ verlangt. An die Λ_c–Kandidaten werden die Schnittbedingungen 1+2 gestellt, die mit den Analyseschnitten aus der Monte–Carlo–Studie übereinstimmen. Es werden folgende Zerfallsmoden untersucht:

$$\Sigma_c^0 \to \Lambda_c^+\pi^- \quad und \quad \Sigma_c^{++} \to \Lambda_c^+\pi^+ \tag{7.37}$$

mit

$$\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+ \quad und \quad \Lambda_c^+ \to pK_s^0 \tag{7.38}$$

[7]Etwa 15% der Λ_c–Baryonen stammen aus Zerfällen von Σ_c^0– bzw. Σ_c^{++}–Baryonen.

Die Differenz der invarianten Massenverteilungen von Σ_c– und Λ_c–Kandidaten geht aus Abbildung 7.15 hervor. Trotz der hohen Statistik in den Massenspektren der Λ_c–Kandidaten, enthalten die Darstellungen nur wenige Einträge. Auf eine getrennt Kennzeichnung der Zerfallskanälen von Σ_c^0– und Σ_c^{++}–Baryonen wird daher verzichtet.

Wegen der hohen Kombinatorik, ist die Rekonstruktion invarianter Massen ohne weitere Selektionskriterien nur bedingt zum Nachweis schwerer Baryonen geeignet. Ebenso zeigt die Topologie von Ereignissen mit Charm kaum Merkmale, die für den Aufbau effizienter Triggerelemente verwertbar sind. In Ereignissen mit Λ_c–Baryonen treten aus dem gegenüberliegenden Charmkanal D^{*+}–Mesonen mit einer Häufigkeit von etwa 30% auf. Aufgrund ihrer hohen Produktionsrate reicht alleine die Rekonstruktion von D–Mesonen zur Erkennung von Ereignissen mit Charm aus. Derart angereicherte Datensätze können in Zukunft den Nachweis schwerer Baryonen erleichtern.

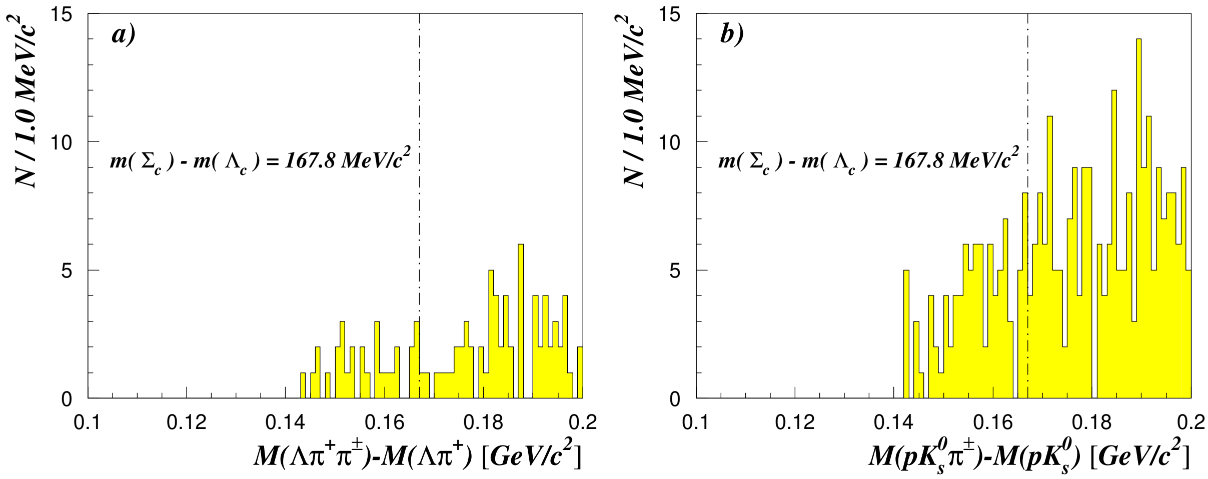

Abbildung 7.15: *Invariante Massenverteilung von Σ_c–Kandidaten in den Zerfallskanälen a) $\Sigma_c^{++(0)} \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^{+(-)}$ und b) $\Sigma_c^{++(0)} \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^{+(-)}$. Die Darstellung ist als erste Abschätzung des Untergrundes zu verstehen.*

Ausgangspunkt für die Rekonstruktion von D^{*+}–Mesonen sind die zuvor in der Monte–Carlo–Studie motivierten Analyseschnitte. Die Differenz der invarianten Massenverteilungen $M(K_s^0\pi^+\pi^-\pi^+) - M(K_s^0\pi^+\pi^-)$ ist Abbildung 7.16a zu entnehmen. Die Verteilung zeigt im Bereich kleiner Massendifferenzen eine deutliche Anhäufung, die einen ersten Hinweis auf Zerfälle von D^{*+}–Mesonen liefert [53]. An das Signal wird eine gaußförmige Auflösungsfunktion angepaßt. Für die Parametrisierung des Untergrundes ist die nachstehende Wurzelfunktion geeignet:

$$f(\Delta m) = a_0 + a_1 \cdot \sqrt{\Delta m - m_{\pi^+}} \tag{7.39}$$

Die Anpassungsrechnung liefert für das Signal einen Mittelwert von

$$m_{D^{*+}} - m_{D^0} = (144.7 \pm 0.2)\, MeV/c^2 \tag{7.40}$$

Der Mittelwert ist gegenüber der Erwartung um etwa $0.8\, MeV/c^2$ zu kleineren Werten verschoben.

Die Verwendung falscher Ladungskombinationen gilt als Test der Rekonstruktionsmethode. Unter Beibehaltung der Analyseschnitte werden Paare gleichgeladener Teilchenspuren erstellt und mit K_s^0–Kandidaten zu einer falschen D^0–Hypothese verknüpft. Die Analyse bleibt ansonsten unverändert. In den Massenverteilungen wird die gleiche Kombinatorik erwartet, wie im Fall richtiger Ladungskombinationen. Die Differenz der invarianten Massenverteilungen $M(K_s^0\pi^+\pi^+\pi^+) - M(K_s^0\pi^+\pi^+)$ ist in Abbildung 7.16b aufgetragen. Das Spektrum zeigt den erwarteten Verlauf einer Untergrundverteilung. Die Anpassung der Wurzelfunktion liefert Koeffizienten, die mit der Näherung in Abbildung 7.16a gut übereinstimmen:

	$M(K_s^0\pi^+\pi^-\pi^+) - M(K_s^0\pi^+\pi^-)$	$M(K_s^0\pi^+\pi^+\pi^+) - M(K_s^0\pi^+\pi^+)$
a_0	-3.56 ± 0.82	-3.62 ± 0.78
a_1	140.53 ± 5.67	143.77 ± 5.43

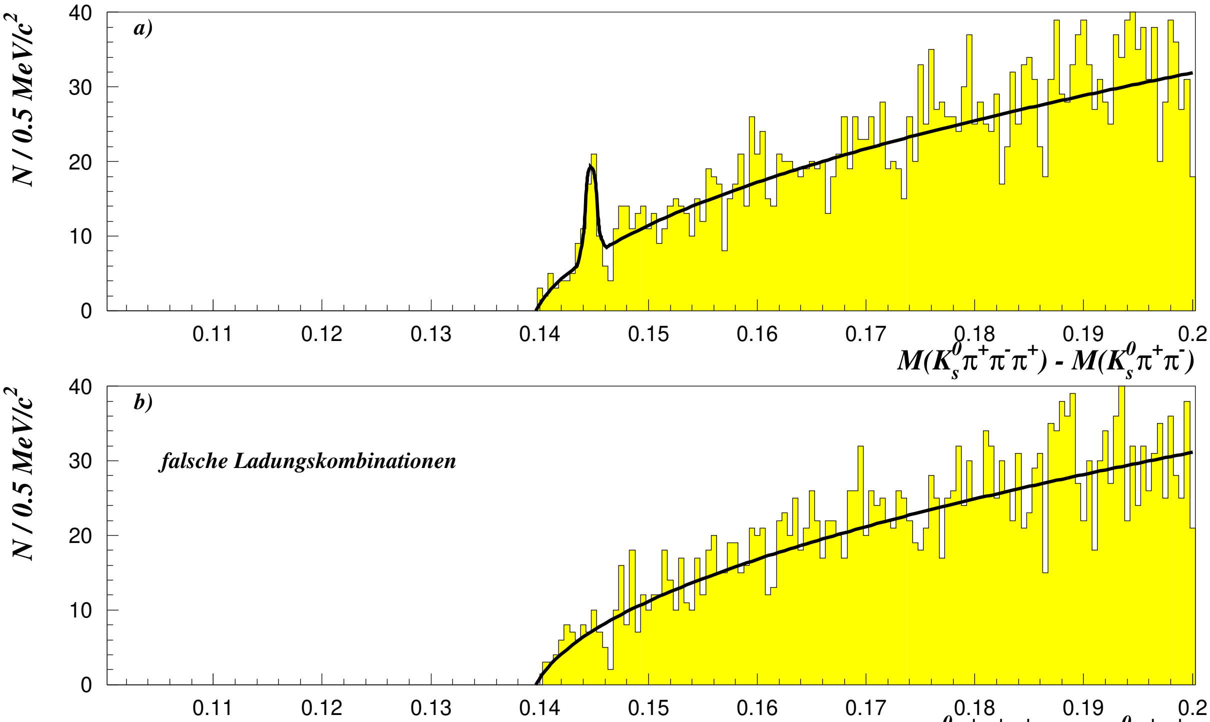

Abbildung 7.16: *a) Die Darstellung zeigt mit Vereinigung aller Analyseschnitte die Differenz der invarianten Massenverteilungen* $M(K_s^0\pi^+\pi^-\pi^+) - M(K_s^0\pi^+\pi^-)$. *b) Die Verwendung falscher Ladungskombinationen gilt als Test der Rekonstruktionsmethode. Aufgetragen ist die invariante Massenverteilung* $M(K_s^0\pi^+\pi^+\pi^+) - M(K_s^0\pi^+\pi^+)$.

Nach Abzug der Untergrundverteilung verbleiben im Signal etwa

$$N_{Signal} = (26 \pm 5) \tag{7.41}$$

D^{*+}–Kandidaten. Dieses Ergebnis ist mit den theoretischen Vorhersagen verträglich. Nach den Rechnungen im Modell der γg–Fusion und der Monte–Carlo–Studie werden etwa 13 bis 27 Ereignisse erwartet. Die genaue Bewertung der Ereigniszahlen ist erst bei einer höheren Luminosität zu empfehlen. Das erfolgreiche Herausarbeiten eines Charmsignals gilt zum jetzigen Zeitpunkt als vielversprechender Hinweis auf die Tauglichkeit der Auswertemethode.

Es wird angenommen, daß die Analyse von Ereignissen mit D^{*+}–Kandidaten bereits in der nächsten Strahlperiode zu einem verbesserten Verständnis der Ereignistrigger führt. Dies kann zu einer Steigerung der Nachweiseffizienz von schweren Hadronen beitragen. Die Rekonstruktion von D^{*+}–Kandidaten wird in Zukunft zur Erstellung von Datensätzen genutzt, die eine Anreicherung mit Charm beinhalten. Damit wird auch eine Erleichterung beim Nachweis schwerer Baryonen erreicht.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In Elektron–Proton–Stoßreaktionen wird die Erzeugung schwerer Quarkpaare im Modell der γg–Fusion beschrieben. Die Beobachtung dieser Ereignisse erlaubt die Vermessung der Gluondichte im Proton bei kleinen Werten von x_g. Für die Bestimmung der Gluondichtefunktion wurden Konzepte erarbeitet, die sowohl Ereignisse mit offenem Charm als auch gebundene J/Ψ–Zustände einschließen. Die Spektroskopie schwerer Baryonen wird darüber hinaus als Test für die Massenvorhersagen der QCD angesehen. Dies gilt insbesondere für Λ_c^*– und Σ_c^*–Baryonen. Ebenso tragen die Produktionsraten von Mesonen und Baryonen zum Verständnis der Fragmentationsmechanismen schwerer Quarks in Ereignissen mit Charm bei. Voraussetzung für diese Analysen ist die Identifikation von Hadronen mit Charm.

Ereignisse mit offenem Charm zeigen kaum topologische Auffälligkeiten, die für den Aufbau praktikabler Triggerelemente verwertbar sind. Die Erkennung dieser Ereignisse stützt sich im H1–Experiment alleine auf die Rekonstruktion der Zerfallssignaturen schwerer Hadronen. Bei der Rekonstruktion ihrer invarianten Masse tritt ein hoher kombinatorischer Untergrund auf, der die Nachweiseffizienz stark einschränkt. Es sind daher Maßnahmen zur Identifikation der Zerfallsteilchen zu ergreifen.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Strategie aufgezeigt, die mit Erfolg zum Nachweis von Ereignissen mit offenem Charm beiträgt. Zerfälle von Hadronen mit Charm, in denen K_s^0–Mesonen oder Λ–Hyperonen entstehen, sind durch die charakteristische sekundäre V^0–Signatur dieser Teilchen gekennzeichnet. Ihr Nachweis führt zu einem deutlich verbesserten Rekonstruktionsergebnis. Es wurde eine analytische Methode erarbeitet, die den Nachweis sekundärer Zerfallsvertices im inneren Spurkammersystem des H1–Detektors sicherstellt. Die Verwendbarkeit des Verfahrens wurde in einer detaillierten Monte–Carlo–Studie überprüft und in H1–Daten von 1992 mit der Festlegung wirksamer Analyseschnitte verfeinert. Die invariante Masse von Λ–Hyperonen wird mit einer Auflösung von $\sigma = (4.0 \pm 0.3)\, MeV/c^2$ gemessen. Wegen der höheren Zerfallsenergie entspricht die breitere Auflösung von K_s^0–Mesonen mit $\sigma = (12.9 \pm 0.3)\, MeV/c^2$ der Erwartung.

Die Wechselwirkung geladener Teilchen mit den Halterungen der Spurkammern kann zu einer sichtbaren Ablenkung der Bahnverläufe führen. Die räumliche Verteilung rekonstruierter Knickpunkte ermöglicht, im Vergleich zu der genau bekannten Lage der Kammerwände, eine Abschätzung der erzielten Ortsauflösung. Mit Anwendung des analytischen Rekonstruktionsverfahrens sind abknickende Spurverläufe in der transversalen Detektorebene mit einer Genauigkeit von $\sigma_{r\Phi} \approx 2\,mm$ aufzulösen.

Die H1–Daten von 1993 wurden nach sekundären Zerfallsvertices durchmustert und in verringerten Datensätzen abgelegt. Nach dem Passieren aller Analyseschnitte wurden etwa 15000 V^0–Kandidaten selektiert. Die invarianten Massenspektren der rekonstruierten K_s^0–Mesonen und Λ–Hyperonen bestätigen die Ergebnisse des Vorjahres. Die analytische Rekonstruktion sekundärer Zerfallsvertices wurde mit der Bestimmung der Zerfallslängen von K_s^0–Mesonen und Λ–Hyperonen einer weiteren Prüfung unterzogen. Die Ergebnisse sind mit $c\tau_0(\Lambda) = (8.3 \pm 0.6)\,cm$ und $c\tau_0(K_s^0) = (2.8 \pm 0.1)\,cm$ in guter Übereinstimmung mit den Literaturwerten.

Die inklusive Erzeugung von K_s^0–Mesonen wurde in Ereignissen der Photoproduktion bei kleinem Q^2 erörtert. Die Analyse wurde an einer Auswahl sicher identifizierter γp–Reaktionen bei einer mittlere Schwerpunktsenergie von $< \sqrt{s_{\gamma p}} > \approx 195\,GeV$ vorgenommen. Die Verteilung der Transversalimpulse sekundär zerfallender K_s^0–Mesonen wurde bis zu $p_t = 3\,GeV/c$ untersucht. Das gemessene Spektrum stimmt mit der Vorhersage simulierter Datensätze überein. Die Monte–Carlo–Ereignisse enthalten eine Mischung aus 'weichen' Reaktionen und Prozessen der direkten Photoproduktion sowie 'resolved' Anteilen. Wegen der eingeschränkten Statistik, reicht die Datenmenge bei H1 bisher nicht zum Studium inklusiv erzeugter K_s^0–Mesonen bei höheren Transversalimpulsen aus. Hierüber werden zukünftige Messungen Aufschluß geben.

In einer Monte–Carlo–Studie wurde der Nachweis von Hadronen mit Charm anhand invarianter Massenverteilungen diskutiert. Die Simulationsrechnung erlaubt Aussagen über die erwarteten Ereigniszahlen von Λ_c–Baryonen und D^*–Mesonen. Unter Berücksichtigung der Rekonstruktionseffizienz reichen demnach die bisher im H1–Experiment aufgezeichneten Daten für das Studium schwerer Baryonen nicht aus. Im Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ mit $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^+\pi^-$ ist dagegen die Herausarbeitung eines ersten Signales gelungen. In den H1–Daten von 1993 wurden etwa 26 D^{*+}–Kandidaten registriert. Das Signal wird als vielversprechender Hinweis auf die Tauglichkeit der Auswertemethode aufgefaßt. Es ist anzunehmen, daß die Analyse von Ereignissen mit D^{*+}–Kandidaten bereits in der nächsten Strahlperiode zu einem verbesserten Verständnis der Ereignistrigger führen kann. Dies wird zu einer Steigerung der Nachweiseffizienz von schweren Hadronen beitragen. Das Studium von Ereignissen mit Charm wird in Zukunft bei einer höheren Statistik die Kenntnis der inneren Struktur des Protons erweitern und das Verhalten von Quarks und Gluonen im kollinearen Limit ($Q^2 \rightarrow 0$) erschließen.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] H. Abramowicz, K. Charchula und A. Levy,
Phys. Letters B269 (1991) 458

[2] I. Abt et al. (H1),
A search for leptoquarks, leptogluons and excited leptons in H1 at HERA,
Nucl. Phys. B396 (1993) 3–23.

[3] I. Abt et al. (H1),
Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the low–x region at HERA,
Nucl. Phys. B407 (1993) 515–535.

[4] I. Abt et al. (H1),
Scaling Violations of the Proton Structure Function F_2 at Small x,
Phys. Letters B321 (1994) 161.

[5] I. Abt et al. (H1),
Inclusive Charged Particle Cross Sections in Photoproduction at HERA,
Phys. Letters B328 (1994) 176

[6] T. Ahmed et al. (H1),
Hard scattering in γp interactions,
Phys. Letters B297 (1992) 205–213

[7] T. Ahmed et al. (H1),
Total photoproduction cross section measurement at HERA energies,
Phys. Letters B299 (1993) 374–384.

[8] T. Ahmed et al. (H1),
First measurement of the charged current cross section at HERA,
Phys. Letters B324 (1994) 241–248.

[9] A. Ali,
Heavy Quark Physics at HERA,
DESY–Report 92–085

[10] G. J. Alner et al. (UA5),
Kaon Production in $p\overline{p}$ Reactions at a Center–Of–Mass Energy of $540\,GeV$,
Nucl. Phys. B258 (1985) 505

[11] A. Ali, D. Wyler,
Heavy Quark Physics at HERA: Introduction and Overview,
Proceedings of the HERA Workshop, DESY, Hamburg (1992)

[12] A. Ali,
Heavy Quark Physics in Photo– and Leptoproduktion Processes at HERA and Lower Energies,
DESY–Report 93–105

[13] A. G. Altarelli, L. Di Lella,
Proton-Antiproton Collider Physics,
Singapore, 1989

[14] B. Andersson, G. Gustafson und T. Sjörstrand,
Physica Scripta 32(1985) 574

[15] E. L. Berger und D. Jones,
Phys. Rev. D23, (1981) 1521

[16] H. Bärwolff et al.,
Nucl. Instr. and Meth. A283 (1989) 467.

[17] J.C. Bizot et al.,
Hardware study for a topological level 2 trigger,
H1–Report H1–09/92–240

[18] J. Bürger et al.,
Nucl. Instr. and Meth. A279 (1989) 217.

[19] M. Derrick et al. (ZEUS),
A Measurement of $\sigma_{tot}(\gamma p)$ *at* $\sqrt{s} = 210\, GeV$,
Phys. Letters B293 (1992) 465.

[20] M. Derrick et al. (ZEUS),
Observation of Hard Scattering in Photoproduction at HERA,
Phys. Letters B297 (1992) 404.

[21] M. Derrick et al. (ZEUS),
Search for Leptoquarks with the ZEUS Detector,
Phys. Letters B306 (1993) 173.

[22] M. Derrick et al. (ZEUS),
Measurement of the Proton Structure Function F_2 *in ep Scattering at HERA*,
Phys. Letters B316 (1993) 412.

[23] M. Drees und K. Grassie,
Z. Phys. C28 (1985) 501

[24] S. Egli, C. Grab, F.Ould–Saada, H. Simma, D. Wyler,
Physics with D–Mesons,
ETHZ–IMP PR/92–1

[25] E. Eichten, C. Quigg, I, Hinchliffe und K. Lane,
Rev. Mod. Physics 56 (1984) 579.

[26] R. K. Ellis und P. Nason,
Nucl. Phys. B312 (1989) 551

[27] P. L. Frabetti et al.,
Observation of an Excited State of the Λ_c^+ *Baryon*,
Phys. Rev. Letters Vol. 72 No. 7(1994)961

[28] A. Gellrich,
Doktorarbeit an der Universität Hamburg (in Vorbereitung)

[29] M. Glück, E. Reya und A. Vogt,
Phys. Letters D45 (1992) 3986; D46 (1992) 1973

[30] L. E. Gordon und J. K. Storrow,
Z. Phys. C56 (1992) 307

[31] H1 Collaboration,
The H1 detector at HERA,
DESY-Report 93-103

[32] H. Hufnagel,
Private Mitteilungen

[33] G. Ingelman, G.A. Schuler,
Characteristics of Heavy Flavour Production in ep Collisions,
DESY–Report 88–020

[34] H. Jung, G. A. Schuler und J. Terron,
J/Ψ–production mechanism and determination of the gluon density at HERA,
DESY–Report 92–028

[35] H. Kreh,
The H1 Trigger decider: from trigger elements to L1–keep,
H1–Report H1–09/92–239

[36] S. Levonian,
Private Mitteilungen

[37] Ch. Ley,
Reconstruction of D^{*0} *with H1*,
H1–Report H1–04/92–223

[38] Ch. Ley,
Doktorarbeit an der RWTH Aachen (in Vorbereitung)

[39] R. Luchsinger, Ch. Grab,
Vertex Reconstruction by Means of the Method of Kalman Filter,
THZ–IMP PR/92–7

[40] J. Meyer et al.,
Guide to Simulation Program H1SIM,
H1–Software–Note 3, 1991

[41] J. G. Morfin und W. K. Tung,
Z. Phys. C52 (1991) 13

[42] R. Nisius,
Measurement of the strong coupling constant α_s from jet rates in deep inelastic scattering,
PITHA 94/21

[43] P. Palmen,
Diplomarbeit an der RWTH Aachen (in Vorbereitung)

[44] H. Pawletta,
Reconstruction of Φ Mesons in the H1 Detector,
H1–Report H1–05/94–355

[45] J. Riedlberger,
Private Mitteilungen

[46] F. Ould-Saada,
Exclusive Charm Studies with the H1 Detector;
H1–Reports H1–05/91–173,
Determination of the gluon structure function using tagged charm events with the H1 detector at HERA,
H1–11/91–199

[47] Particle Data Group,
Review of Particle Properties,
Phys. Rev. D Vol. 45 No. 11(1992) Part II

[48] D. H. Perkins,
Introduction to High Energy Physics,
Addison–Wesley 1982

[49] S. Prell,
Z–Kalibration und dE/dx–Kalibration der zentralen Spurenkammern des H1–Detektors,
DESY FH1T–92–04

[50] M. Rietz,
Doktorarbeit an der RWTH Aachen (in Vorbereitung)

[51] P. Robmann,
The central inner z–chamber of the H1–experiment at HERA,
Doktorarbeit an der Universität Zürich

[52] N. Sahlmann,
Reconstruction of Λ and K_s^0 with the H1–Detector,
H1–Report H1–04/93–281

[53] N. Sahlmann,
Evidence for Charm in the H1 Detector
H1–Report H1–04/94–351

[54] C. Schmidt,
Untersuchung der Photoproduktion von J/Ψ–Mesonen durch Myonnachweis am e–p–Speicherring HERA,
DESY F11/F22–93–01

[55] G. A. Schuler,
Heavy Flavour Production at HERA,
Nucl. Phys. B299 (1988) 21–51

[56] G. A. Schuler,
Heavy Flavour Production in High Energy Electron–Proton Collisions,
DESY–Report 89–018

[57] M. W. Schulz,
Untersuchung von Methoden zur Kalibrierung der H1–Jetkammer,
DESY FH1T–93–01

[58] T. Sjörstrand,
Status of Fragmentation Models,
Int. Journ. of Modern Phys. A, Vol 3, No. 4 (1988) 751-823

[59] T. Sjörstrand,
PYTHIA at HERA,
Physics at HERA VOL. 3, Proceedings of the Workshop, Hamburg 1991

[60] T. Sjörstrand,
PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3,
CERN–TH–6488/92

[61] P. Uelkes,
Ein topologischer Trigger für den H1–Detektor,
PITHA 93/21

[62] R. van Woudenberg et al.,
Gluon density determination from open charm events at HERA,
Proceedings of the HERA Workshop, DESY, Hamburg (1992)

[63] C. F. Weizsäcker,
Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen,
Z. Phys. 88 (1934) 612

Danksagung

Herr Prof. Dr. Günter Flügge gab mir die Möglichkeit, diese Dissertation an seinem Institut anzufertigen. Für seine Unterstützung und sein Interesse an meiner Arbeit möchte ich mich recht herzlich bedanken.

Herrn Prof. Dr. Christoph Berger danke ich für die Übernahme des Korreferates und für die Erstellung des Zweitgutachtens.

Für die aufmerksame Durchsicht der Rohfassung meines Manuskriptes danke ich Herrn Dr. Herbert Gräßler, Dr. Reiner Schulte und Christoph Ley.

Die zahlreichen Diskussionen mit Herrn Christoph Ley und Michael Rietz sowie Herrn Dr. Reiner Schulte haben zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Für ihre wertvollen Anregungen möchte ich mich herzlich bedanken.

Für ihre ständige Diskussionsbereitschaft danke ich Herrn Patrick Palmen, Hardy Pawletta, Peter Uelkes und Andreas Wagener. Herr Guido Robers und Michael Rietz gaben als lokale LaTeX–Experten hilfreiche Tips.

Ich danke Herrn Christoph Ley und Dr. Rolf Steinberg für viele wertvolle Ratschläge, die den Einstieg in UNIX wesentlich erleichtert haben. Die Stabilität des DEC–Clusters und die Aktualität der vor Ort installierten H1–Software haben zu einer schnellen und reibungslosen Analyse der Daten beigetragen.

Ich möchte darüber hinaus allen Institutsangehörigen für die angenehme Arbeitsatmosphäre danken.

Meine Frau Manuela Sahlmann zeigte in jeder Phase dieser Arbeit großes Verständnis und ein hohes Maß an Toleranz. Ihre Unterstützung hat wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Dafür möchte ich ihr ganz herzlich danken.