Monte-Carlo-Studien zu nichtleptonischen Zerfällen des Λ_c-Baryons

von
Patrick Palmen

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

im August 1994

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

Zusammenfassung

Bei der Kollision von Elektronen und Protonen am Speicherring HERA am DESY (Hamburg) entstehen unter anderem charm-Quarks im Prozeß der Gamma-Gluon-Fusion. In der Fragmentation können dann Λ_c-Baryonen erzeugt werden. Diese Arbeit untersucht die Möglichkeit der Identifikation von Λ_c-Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ am H1-Detektor. Neben Studien zur Zerfallskinematik und Ereignistopologie wird vor allem eine Methode zur Teilchenidentifikation mittels Energieverlustmessung vorgestellt und erfolgreich angewandt. Zunächst werden alle Untersuchungen mit Monte-Carlo-Daten durchgeführt, um sie dann auf H1-Daten von 1993 zu übertragen. Eine Abschätzung ergibt dabei, daß erst ab einer genommenen integrierten Luminosität von $(6.1 \pm 4.1)pb^{-1}$ die Möglichkeit besteht, ein Λ_c-Signal zu erhalten. Schließlich werden die Daten unter Ausnutzung der ΔM-Methode hinsichtlich der Rekonstruktion von Σ_c-Baryonen analysiert. Es ergibt sich ein günstigeres Verhältnis von Signal zu Untergrung als bei der Λ_c-Suche. Auch hier ist die verwendete Datenmenge allerdings zu klein, um ein Signal zu extrahieren.

Abstract

In collisions of electrons and protons at the HERA storage ring at DESY (Hamburg) charm quarks originate from the process of gamma-gluon-fusion. Hence Λ_c baryons can be produced in the subsequent fragmentation. This paper investigates the possibility of identifying Λ_c baryons in the decay channel $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ at the H1 detector. Decay kinematics and event topologies in this process are investigated and a method for particle identification by energy loss is presented and applied successfully. The studies are first performed on Monte Carlo data and then applied to the 1993 H1 data. An estimate asks for an integrated luminosity exceeding $(6.1 \pm 4.1)pb^{-1}$ in order to be able to obtain a Λ_c signal. Finally the data is analysed by using the ΔM method to reconstruct Σ_c baryons. This yields a better signal to background ratio compared to the search for Λ_c baryons. However the amount of data is again to small to extract a signal.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA in Hamburg ist der größte Teilchenbeschleuniger seiner Art. Durch die Kollision von Protonen und Elektronen, die zuvor in zwei getrennten Speicherringen auf Energien von 820 GeV bzw. 30 GeV gebracht wurden, ist die Untersuchung der Protonstruktur bei einer bisher nicht erreichten Schwerpunktsenergie von 314 GeV möglich. HERA ist seit 1992 in Betrieb und während diese Arbeit fertiggestellt wird, läuft gerade die dritte Periode der Datennahme.

Zwei Experimente sind zur Zeit an HERA tätig: ZEUS und H1. Dabei handelt es sich in beiden Fällen um große Universaldetektoren, die eine möglichst vollständige Rekonstruktion der Prozesse, die bei einer ep-Kollision auftreten, erlauben. Dazu decken diese hausgroßen Geräte nahezu den gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt ab und bestehen aus vielen verschiedenen Unterdetektoren. So können viele verschiedene physikalische Programme an den Detektoren durchgeführt werden.

Bei einem großen Teil der Kollisionsereignisse bei HERA reagieren Proton und Elektron nicht direkt miteinander. So steht im Mittelpunkt einer ganzen Gruppe von Analysen der Prozeß der Gamma-Gluon-Fusion, bei dem ein vom Elektron abgestrahltes Photon mit einem Gluon aus dem Proton reagiert. Endprodukt dieser Wechselwirkung ist ein Paar schwerer Quarks, meistens mit charm. Diese können einen gebundenen Zustand einnehmen und so ein J/Ψ bilden. Sind sie ungebunden, so spricht man von einem Ereignis mit „offenem charm". Die Quarks fragmentieren dann zu einem hadronischen Endzustand. Ziel dieser Arbeit ist es, in diesem Endzustand Baryonen mit charm anhand ihrer Zerfälle am H1-Detektor zu identifizieren. Gelingt es, daraus den Wirkungsquerschnitt der Gamma-Gluon-Fusion zu ermitteln, so lassen sich Rückschlüsse auf den Gluoninhalt des Protons ziehen. Außerdem ergeben sich neue Erkenntnisse über den Mechanismus der Fragmentation von Quarks, der durch Störungsrechnung innerhalb der QCD nicht mehr erfaßt werden kann. Schließlich stellt die Bestimmung der Massen von angeregten Baryonen mit charm einen Test der QCD und ihrer Vorhersagen dar.

Kapitel 1 und 2 geben einen Überblick über den Aufbau des H1-Detektors und die verschiedenen physikalischen Programme, die an ihm durchgeführt werden. In Kapitel 3 wird dann speziell auf die Physik der charmtragenden Baryonen eingegangen und die weitere Vorgehensweise motiviert. Es wird die Ereignistopologie simulierter Datensätze untersucht und die Anwendbarkeit von Jetalgorithmen studiert. Außerdem wird die Kinematik der Λ_c-Baryonen untersucht. Dabei stellt sich heraus, daß eine Teilchenidentifikation mit Hilfe der Messung des Energieverlustes von großer Bedeutung ist. Deshalb wird dieses Thema in Kapitel 4 behandelt. Dort wird eine Methode zur Teilchenidentifikation vorgestellt, ihre Wirkungsweise an Monte-Carlo-Daten getestet und die Anwendbarkeit auf H1-Daten untersucht. In Kapitel 5 werden dann die Analyse zur Rekonstruktion von Baryonen mit charm vorgestellt und die Ergebnisse diskutiert. Es werden zu Studienzwecken zunächst Daten untersucht, die ein Monte-Carlo-Programm generiert hat. Mit den daraus gezogenen Erkenntnissen werden dann am H1-Detektor genommene Daten vom Herbst 1993 analysiert.

1. HERA und H1

1.1 Der Elektron-Proton Speicherring HERA

Der Speicherring HERA[1] ist der bis jetzt größte Teilchenbeschleuniger am **D**eutschen **E**lektronen-**Sy**nchrotron DESY. Er ging Mitte 1992 in Dienst und lieferte seitdem in zwei Laufperioden (Stand: Winter 93/94) Daten. Mit ihm werden erstmals Elektronen und Protonen mit einer Schwerpunktenergie von 314 GeV zur Kollision gebracht. Dazu werden Bündel beider Teilchenarten in getrennten annähernd kreisförmigen Ringen auf Sollenergien von 820 GeV (p) und 30 GeV (e^-) beschleunigt [2]. Dies macht im Falle der Protonen den Einsatz von supraleitenden Magneten notwendig, während für die Elektronen konventionelle Technik benutzt wird. Der beide Ringe aufnehmende Tunnel liegt zwischen 10 und 20 Metern unter der Erde und hat einen Umfang von 6.3 km.

Das Studium von ep-Kollisionen ist in der Vergangenheit nur an Fixed-Target-Experimenten erfolgt, also solchen, bei denen ein Stoßpartner im Laborsystem ruht. Ein großer Teil der Energie des beschleunigten Teilchens geht dann aber in die Translation des Schwerpunktes und steht nicht mehr für interessante physikalische Prozesse zur Verfügung. Wollte man an einem Experiment mit festem Protonziel die Schwerpunktenergie von HERA erreichen, so müßte man das Elektron auf eine Energie von 52 TeV beschleunigen. Wie oben erwähnt sind bei HERA die Strahlenergien nicht symmetrisch, weshalb das Schwerpunktsystem sich relativ zum Laborsystem in Richtung des Protonenstrahls bewegt. Dies hat Konsequenzen für den Detektoraufbau, auf die in Abschnitt 1.2 näher eingegangen wird.

HERA wird von mehreren Vorbeschleunigern gespeist, die bereits am DESY vorhanden waren. Eine Skizze aller Anlagen ist in Abb. 1.1 zu sehen. Vorgesehen sind vier Wechselwirkungspunkte, von denen zur Zeit zwei mit Experimenten bestückt sind. In der Halle Süd befindet sich der Detektor ZEUS, in der Halle Nord das H1-Experiment. Beides sind Volldetektoren, die unabhängig voneinander Daten sammeln, was den Vergleich der Ergebnisse erlaubt.

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

[2] Elektronen konnten bisher (Stand: 8/94) lediglich auf eine Energie von 27.5 GeV beschleunigt werden

Parameter	p-Ring		e-Ring
Tunnellänge		6336 m	
Strahlenergie	820 GeV		30 GeV
Magnetfeld	4.65 T		0.165 T
Bunchzahl pro Ring		210	
Bunchlänge	11 cm		0.8 cm
Strom der Teilchenstrahlen	163 mA		58 mA
Kollisionsrate		10.4 MHz	
Beschleuniger-Energieaufnahme	1 MW		13.2 MW
Luminosität		1.5 $10_3$1 cm$_-$2 s$_{-1}$	

Tabelle 1.1: HERA Designparameter

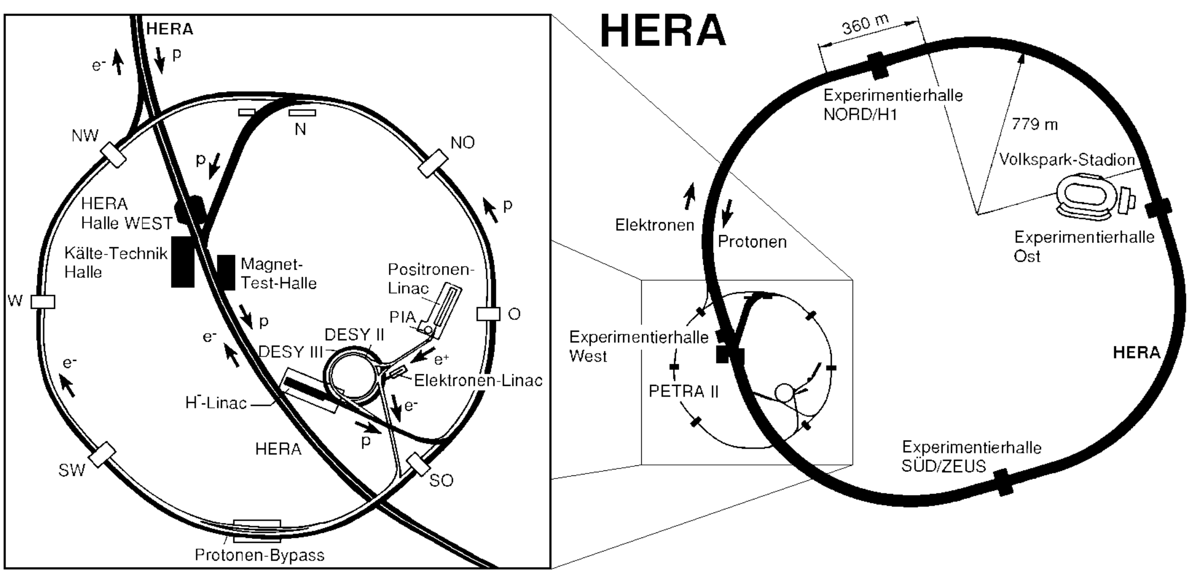


Abbildung 1.1: DESY-Beschleunigeranlagen

Die wichtigsten Designparameter von HERA sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt. Allerdings liegt die integrierte Luminosität für die Datennahme 1993 nur bei ca. 530 nb^{-1} (aus [DES93]). Weitergehende Informationen über HERA finden sich z.B. in [Wol86].

1.2 Der H1-Detektor

1.2.1 Der Aufbau

Der H1-Detektor folgt in seinem Aufbau den Vorgaben des Beschleunigers und der Physik, die man an ihm erforschen möchte. So muß der ideale Detektor in einem möglichst großen Bereich in der Lage sein, Ort und Impuls geladener Teilchen mit hoher Präzision zu messen und die Energie des gesamten Ereignisses aufzunehmen. Wie bereits in Abschnitt 1.1 erwähnt, ruht das Schwerpunktsystem der ep-Kollisionen nicht im Laborsystem, sondern bewegt sich in Richtung des Protonenstrahls[3]. Der daraus folgenden unbalancierten Ereignistopologie wurde bei der Konzeption von H1 Rechnung getragen. Er deckt fast den gesamten Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt ab[4] und ist in Richtung des Protonenstrahls feiner instrumentiert. Durch diese Asymmetrie unterscheidet er sich auf den ersten Blick von den sonst ähnlich strukturierten Detektoren an Experimenten mit e^+e^--Annihilationen.

In Abb. 1.2 erkennt man die Schalenstruktur des H1-Detektors. Im Inneren, direkt im Anschluß an das Strahlrohr $\boxed{1}$, befinden sich die Spurkammern. Sie sind unterteilt in Zentral– $\boxed{2}$ und Vorwärtsbereich $\boxed{3}$ und dienen der Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen.

Es schließt sich das Hauptkalorimeter an, das die Energien aller Teilchen aufnehmen und meßbar machen soll. Innen liegt der elektromagnetische Teil $\boxed{4}$, der sensitiv gegenüber Elektronen und Photonen ist. Die Energie der Hadronen wird im äußeren hadronischen Kalorimeter $\boxed{5}$ gemessen. Da das Kalorimeter mit Flüssigargon arbeitet, befindet es sich in einem Kryostaten $\boxed{15}$, der eine Temperatur von 90 K aufrechterhält.

Bis zu diesem Punkt liegen alle Detektorkomponenten im Magnetfeld der supraleitenden Spule $\boxed{6}$. So kann man aus der Bahnkrümmung der Teilchen in den Spurkammern ihren Impuls bestimmen. Die Kalorimeter wurden in das Feld gelegt, damit das Material der Spule nicht die Energiemessung beeinträchtigt. Die Stärke des Magnetfeldes liegt bei 1.2 T.

Die äußere Schale des H1-Detektors bilden die Myonkammern $\boxed{9}$ und das Eisenjoch zur Rückführung des Magnetflusses $\boxed{10}$. Dieses ist noch mit Streamerröhren instrumentiert, um die Messung der Gesamtenergie eines Ereignisses zu verbessern.

Eine vollständige Beschreibung des H1-Detektors gibt [H1C93].

1.2.2 Die Spurkammern

Charmtragende Teilchen entstehen bei HERA hauptsächlich aus der Fragmentation eines $c\bar{c}$-Paares, welches aus dem Prozeß der Gamma-Gluon-Fusion stammt (siehe Ab-

[3] definiert als Vorwärtsrichtung

[4] Teilchen mit einem Polarwinkel kleiner 4° und größer 176° werden im H1-Detektor nicht erfasst.

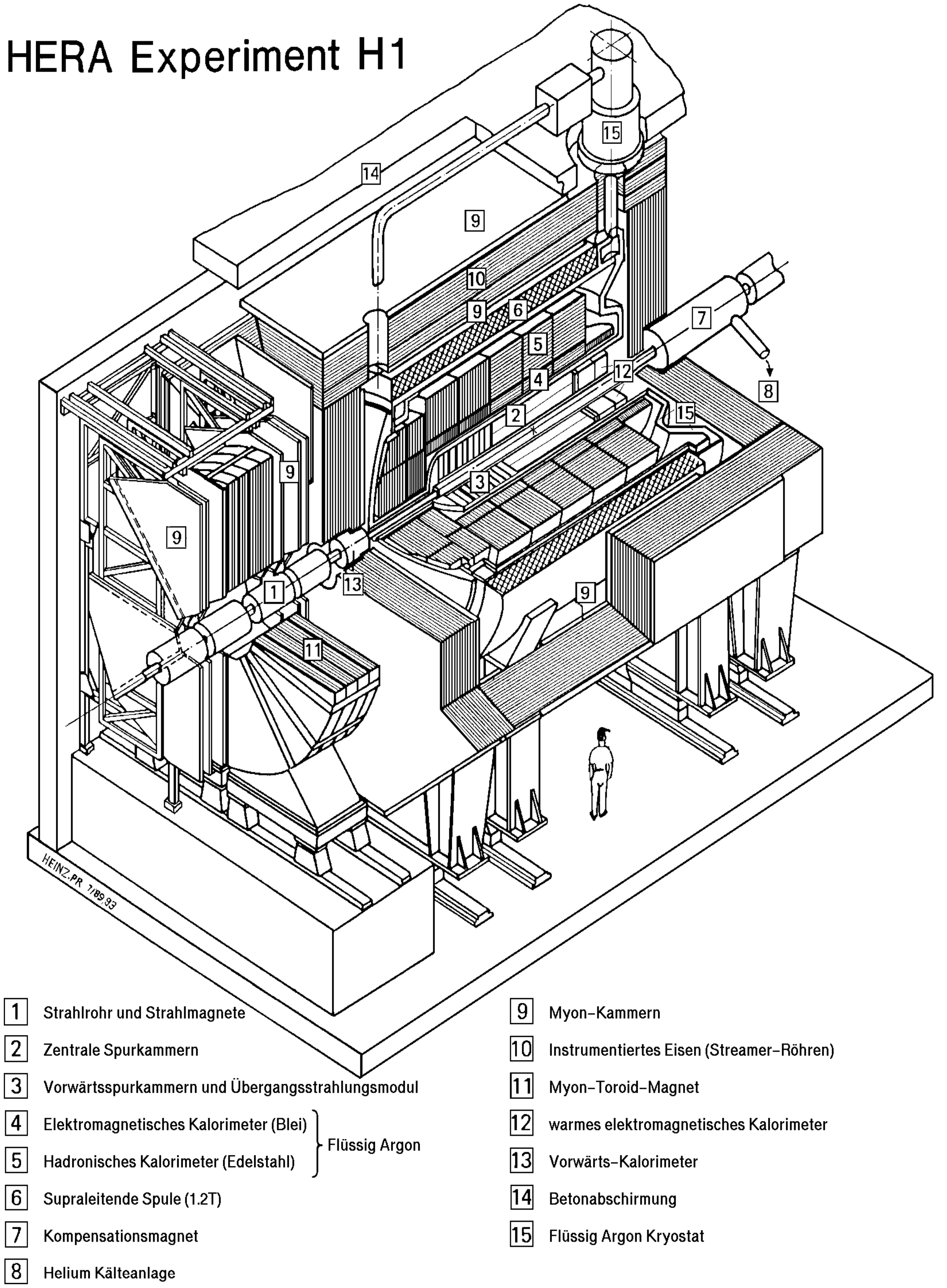


Abbildung 1.2: 3-dimensionale Sicht des H1-Detektors

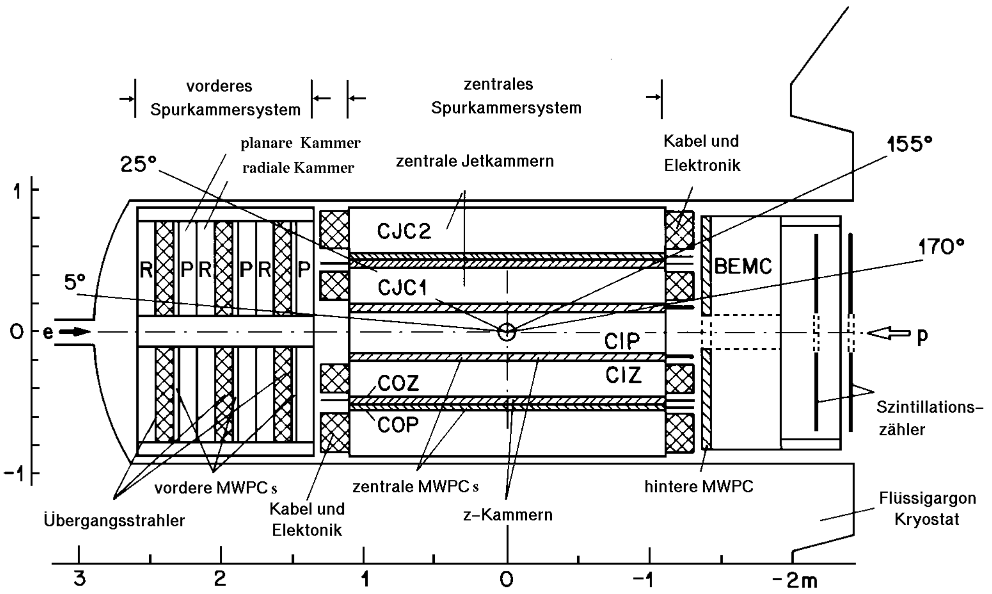


Abbildung 1.3: Seitenansicht des H1-Spurkammersystems

schnitt 2.2). Diesen Teilchen ist eine vergleichsweise geringe Energie eigen, die zumeist unter der Nachweisschwelle des Kalorimeters liegt. Für die Physik des offenen charm sind deshalb die Spurkammern von besonderer Bedeutung und werden hier ausführlicher besprochen.

Den Aufbau der Spurkammern zeigt Abb. 1.3 in einer Seitenansicht. Sie sind unterteilt in Vorwärts[5]– und Zentralkammern[6], sowie dem rückwärtigen Teil. Die zentralen Spurkammern decken einen Polarwinkelbereich[7] von $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ ab. Die Unterkomponenten erkennt man in Abb. 1.4. Sie lassen sich zu drei funktionalen Gruppen zusammenfassen:

z-Kammern Die beiden Driftkammern CIZ und COZ[8] messen mit ihren kreisförmig um die Strahlachse gespannten Signaldrähten die z-Koordinate der Spur eines Teilchens und damit seinen Polarwinkel. Dies geschieht mit einer Auflösung von 260 μm (CIZ) bzw. 200 μm (COZ).

Proportionalkammern Zwei Vieldraht-Proportionalkammern dienen der schnellen Vermessung des Wechselwirkungspunktes. Dies dient als ein Triggerkriterium bei der

[5]engl.: forward tracker
[6]engl.: central tracker
[7]H1-Konvention:
Polarwinkel = Winkel in Ebene mit Strahlachse, Protonrichtung entspricht Θ=0 (= z-Richtung)
Azimutalwinkel = Winkel in Ebene senkrecht zur Strahlachse
[8]engl.: central inner bzw. outer z-chamber

Ereignisauswahl des Datennahmesystems.

zentrale Driftkammern Die größten Komponenten des Spurkammersystems sind die beiden Jetkammern CJC1 und CJC2[9]. In der $r\phi$-Ebene erlauben sie eine genaue Ortsbestimmung mittels der 24 (CJC1) bzw. 32 (CJC2) in Strahlrichtung gespannten Signaldrähte. Hier erreicht man eine Ortsauflösung von 170 μm. Da die Pulshöhen an beiden Drahtenden ausgelesen werden, kann man auch die z-Komponente eines Treffers ermitteln. Allerdings geschieht dies mit einer um Größenordnungen schlechteren Auflösung von 2.2 cm. Außerdem ist die Pulshöhe ein Maß für den Energieverlust des Teilchens, was eine Teilchenidentifikation prinzipiell ermöglicht.

Wie in Abb. 1.4 zu erkennen ist, sind die Jetkammern in Zellen unterteilt, die um 30°, den sog. Lorentzwinkel, geneigt sind. Dadurch verlaufen die Driftfeldlinien möglichst senkrecht zu den durch das Magnetfeld gekrümmten Teilchenspuren, was die Impulsauflösung verbessert. Der Fehler bei der Bestimmung der Krümmung einer Spur beträgt 3×10^{-5} cm^{-1}.

In der CJC1 kam es im Laufe des Jahres 1993 zum Reißen einzelner Drähte, die dann teilweise andere kurzschlossen. Damit standen zwei Sektoren für den Rest der Laufzeit nicht mehr zur Verfügung.

Die Vorwärtskammer besteht aus drei identischen Modulen, die sich wiederum in folgende Einheiten untergliedern (in der Aufzählung sich vom Vertex entfernend):

Planarkammern Hier sind die Signaldrähte parallel angeordnet und verlaufen senkrecht zur Strahlachse. In den drei Modulen sind die Driftkammern jeweils um 60° gedreht zueinander angeordnet.

Proportionalkammern Ähnlich wie bei den zentralen Spurkammern stellen die vorderen Vieldrahtproportionalkammern schnelle Triggerinformationen zur Verfügung.

Übergangsstrahlungsfolien Dieser passive Detektorteil besteht aus jeweils 400 Polypropylenfolien, zwischen denen sich Gas befindet. Beim Übergang eines geladenen Teilchens von einem Medium in das andere können Photonen im Röntgenbereich emittiert werden. Wegen ihres großen Lorentzfaktors[10] ist der Effekt bei Elektronen besonders stark [Pil93].

Radialkammern Diese Kammern, die mit radial zur Strahlachse gespannten Signaldrähten arbeiten, dienen neben der Ortsbestimmung in der $r\phi$-Ebene auch dem Nachweis der vorher erzeugten Übergangsstrahlung. Dafür sind sie mit einem Gas gefüllt, das einen hohen Absorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlung besitzt. Somit wird eine Elektron-Pion-Separation möglich.

[9] engl.: central jet chamber 1 bzw. 2
[10] für den Lorentzfaktor gilt: $\gamma = E/mc^2$

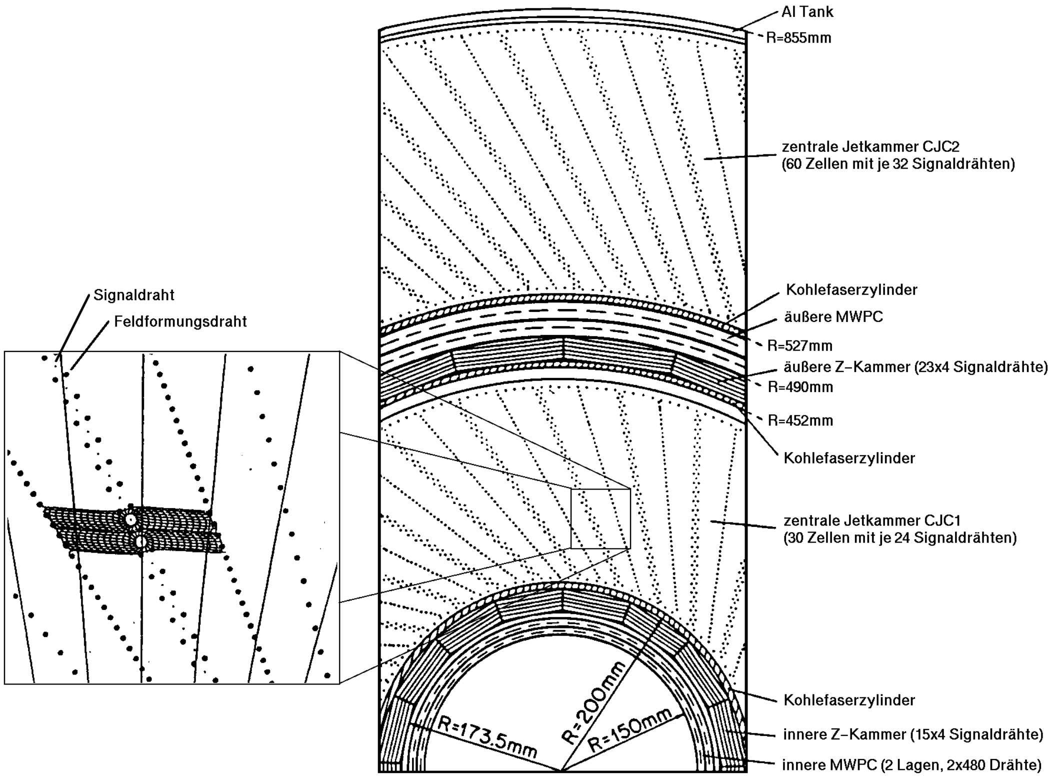


Abbildung 1.4: Querschnitt der zentralen Spurkammern mit Vergrößerung des Teils einer Zelle

Die wichtigsten Leistungsdaten der Spurkammern sind in Tabelle 1.2 zusammengefaßt.

Der Vollständigkeit halber sei hier noch die rückwärtige Proportionalkammer BWPC erwähnt. Sie besitzt eine aktive radiale Länge von 515 mm, und vier Anodenebenen sind auf einer Dicke von 52 mm angeordnet. So deckt sie einen Polarwinkelbereich von 155.5° bis 174.5° ab.

1.2.3 Die Kalorimeter

Wegen ihrer großen Bedeutung für andere Gebiete der Physik, die mit H1 erforscht werden, seien die Kalorimeter hier kurz vorgestellt. Die Aufgabe eines Kalorimeters allgemein ist es, die Energie von Teilchen vollständig aufzunehmen und meßbar zu machen. Speziell bei H1 sollte das Kalorimeter sowohl sehr genaue Energiemessungen von Elektronen und Photonen erlauben, als auch bei hadronischen Jets mit hoher Teilchendichte effektiv arbeiten. Außerdem ist es wichtig, die gesamte Energie eines Ereignisses be-

Zentralbereich					
Parameter	Einheit	CJC1	CJC2	CIZ	COZ
aktive Länge	mm	2200	2200	1800	2160
aktive radiale Länge	mm	224	296	20	24
abgedeckter Θ-Bereich	Grad	25–155	27–153	16–169	25–155
rϕ–Ortsauflösung	μm	170	170	–	–
z-Ortsauflösung	μm	2.2×10^4	2.2×10^4	260	200
dE/dx-Auflösung	%	10	10	–	–
Vorwärtsbereich					
Parameter	Einheit	radial	planar		
aktive radiale Länge	mm	600	600		
abgedeckter Θ-Bereich	Grad	5–22	5–25		
rϕ-Ortsauflösung	μm	180–200	–		
xy-Ortsauflösung	μm	–	150–170		

Tabelle 1.2: Leistungsdaten der H1-Spurkammern

stimmen zu können. Diesen Anforderungen genügt das Flüssigargon-Kalorimeter[11] im H1-Experiment. Seine besonderen Vorteile sind hohe Stabilität, einfache Kalibrierung und gute Homogenität.

Das Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen Teil mit Blei als passivem Absorbermaterial und einem hadronischen Teil mit Eisen. Es ist in Sandwichbauweise erstellt, d.h. daß sich Lagen des passiven Materials mit Schichten des Flüssigargon abwechseln, wo die Energieauslese stattfindet. Die Wahl der verschiedenen passiven Materialien ist ein Resultat der unterschiedlichen Mechanismen, mit denen Elektronen und Photonen bzw. Hadronen in Materie Energie verlieren.

Das Flüssigargon-Kalorimeter ist in z-Richtung in acht Räder unterteilt, zwei im vorderen und sechs im zentralen Bereich. Letztere zerfallen in der rϕ-Ebene in jeweils 8 Segmente. Das Kalorimeter ist selbsttragend. Dieses Design soll vor allem das Auftreten von totem Material minimieren.

Die Energieauflösung $\sigma(E)/\sigma$ liegt bei ca. 10% $\sqrt{GeV}/\sqrt{E}$ für das elektromagnetische und 50% $\sqrt{GeV}/\sqrt{E}$ für das hadronische Kalorimeter. Wie schon in Abschnitt 1.2.2 erwähnt, liegt die Ansprechschwelle des Kalorimeters zu hoch für Teilchen aus Ereignissen mit offenem charm. Deshalb liefert es für diesen Bereich der Physik nur wenig Beiträge.

[11]engl.: liquid argon calorimeter (LAC)

Das Kalorimetersystem des H1-Detektors komplettieren das Plug– und das rückwärtige Kalorimeter. Außerdem sind im Eisen-Rückführungsjoch Streamerröhren untergebracht, um Restenergie aus dem hadronischen Kalorimeter zu messen.

2. Die Physik bei HERA

2.1 Übersicht der wichtigsten Prozesse

Die Physik, die mit dem HERA-Beschleuniger und damit am H1-Experiment untersucht wird, ist vielfältig. Zum einen können bekannte Prozesse in neuen Energiebereichen vermessen werden. Andererseits wird nach Ereignissen gesucht, die durch das Standardmodell der Elemtarteilchenphysik nicht beschrieben werden. Schwerpunktmäßig werden bei H1 folgende Punkte erforscht:

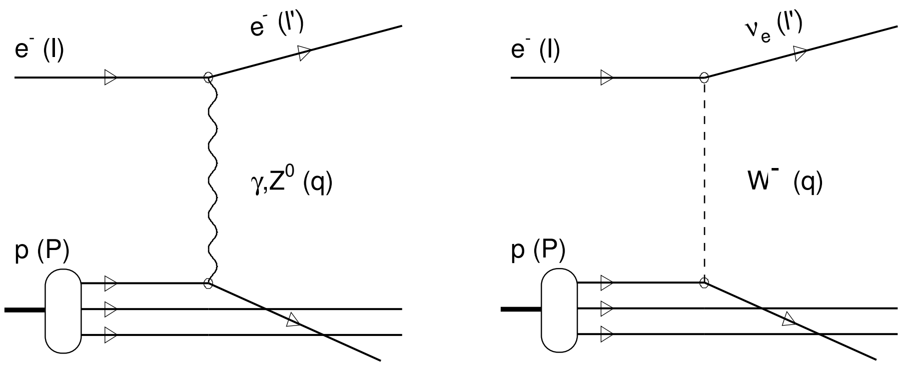
- Tiefinelastische Streuung
- Photoproduktion
- Exotische Physik jenseits des Standardmodells
- Schwere Quarks

2.1.1 Tiefinelastische Streuung

Unter tiefinelastischer Streuung (DIS[1]) versteht man bei HERA Elektron-Proton-Streuung, bei der ein Quark aus dem Proton herausgeschlagen wird. Anschließend fragmentieren die Quarks. Geschieht die Wechselwirkung zwischen Quark und dem einlaufenden Elektron durch Austausch eines $\gamma-$ oder Z-Bosons, so liegt ein Ereignis mit neutralem Strom (NC[2]) vor, mit dem Elektron im Endzustand. Wird ein W^- ausgetauscht, so spricht man von geladenem Strom (CC[3]). Das Elektron-Neutrino im Endzustand ist nicht detektierbar. Die Feynman-Graphen der beiden Prozesse in niedrigster Ordnung sind in Abb. 2.1 dargestellt.

Zur Beschreibung der Ereigniskinematik bedient man sich der Produkte von Impulsvierervektoren, da diese Produkte lorentzinvariant sind. Dabei haben sich einige Größen

[1]engl.: deep inelastic scattering
[2]engl.: neutral current
[3]engl.: charged current



(a) Neutral Current

(b) Charged Current

Abbildung 2.1: Die Feynman-Graphen der tiefinelastischen Streuung in niedrigster Ordnung. Hinter der Teilchenbezeichnung ist der Viererimpuls angegeben.

Bezeichnung	Definition	Bemerkung
s	$s = (l+P)^2$	Quadrat der Schwerpunktenergie
Q^2	$Q^2 = -q^2 = -(l-l')^2$	Quadrat des Viererimpulsübertrages auf das Proton
x	$x = \frac{Q^2}{2Pq}$	Bjorken-x, entspricht Impulsbruchteil des Protons, der vom gestreuten Quark getragen wird; es gilt: $0 \leq x \leq 1$
y	$y = \frac{qP}{lP}$	Bjorken-y, entspricht Energiebruchteil des Elektrons, der auf das Boson übergeht; es gilt: $0 \leq y \leq 1$

Tabelle 2.1: Kinematische Größen der tiefinelastischen Streuung

als besonders dienlich erwiesen. Sie sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Vernachlässigt man die Massen der am Stoß beteiligten Teilchen, so gilt die Beziehung:

$$Q^2 = xys \tag{2.1}$$

Also wird der Prozeß durch drei unabhängige Variablen beschrieben. Die Schwerpunktenergie ist bei HERA vorgegeben durch die Strahlenergien. Es ist $\sqrt{s}$=314 GeV. Damit ist ein Ereignis durch die Angabe von zwei kinematischen Größen vollständig beschrieben, üblicherweise Q^2 und x.

Lepton-Nukleon-Streuexperimente hat es in der Vergangenheit in großer Zahl gegeben. Dabei stand stets die Untersuchung der Substruktur der Nukleonen im Mittelpunkt, was schließlich zur Bestätigung des Quark-Parton-Modells führte (siehe z.B. [Fri72]). Bei HERA steht nun erstmals eine um zwei Größenordnungen höhere Schwerpunktenergie zur Verfügung. Wie schon in Kapitel 1.1 erwähnt, ist dies eine Folge der Verwendung eines Protonenstrahls anstelle eines ruhenden Nukleons. Damit wird es möglich, die QCD in ganz neuen kinematischen Bereichen zu testen und den Verlauf wichtiger Parameter zu messen. Dazu gehören vor allem die Dichtefunktionen der Proton-Konstituenten. Bei Ereignissen der tiefinelastischen Streuung können die Quark-Dichtefunktionen direkt gemessen werden. Anschaulich geben sie an, mit welcher Wahrscheinlichkeit man ein Quark mit einem bestimmten Impulsbruchteil x des Protons in diesem antrifft. Dabei interessiert besonders der Verlauf der Dichtefunktionen bei kleinem x, da hier die QCD nur sehr unsichere Vorhersagen liefern kann. Bei HERA sind Messungen bis ca. $x = 10^{-4}$ möglich, was zwei Größenordnungen unterhalb der bisherigen Experimente liegt. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse vergrößern das Verständnis der QCD und ermöglichen eine genauere Vorhersage der Wirkungsquerschnitte bei $p\overline{p}$-Kollisionen. Dies sind die Prozesse der Experimente der nächsten Generation, wie z.B. LHC[4] am CERN. Somit leistet HERA Vorarbeit bei der Suche nach dem Higgs-Boson.

2.1.2 Photoproduktion

Der Wirkungsquerschnitt der hadronischen Prozesse bei HERA steigt bei kleinem Q^2 an. Bei diesen Reaktionen wird das Elektron unter nur sehr kleinen Winkeln gestreut und das ausgetauschte Boson kann als quasi reell angesehen werden. Handelt es sich dabei um ein Photon, so spricht man von Photoproduktion.

Wenn das Photon selbst mit einem Protonkonstituenten reagiert, liegt ein Prozeß mit sog. direktem Photon[5] vor. Über die elektroschwache Wechselwirkung koppelt das Photon an ein Quarkpaar . Reagiert dann eines dieser Quarks mit dem Protoninhalt, handelt es sich um einen Prozeß des aufgelösten Photons[6]. Damit ist es möglich, die hadronische Struktur des Photons zu erforschen. Hauptziel der Untersuchung von Photoproduktionsprozessen ist (analog zur DIS) die Ausmessung der Strukturfunktionen des Protons bei kleinem x. Dabei kann hier die Gluondichtefunktion direkt aus den Wirkungsquerschnitten ermittelt werden.

Eine große Rolle bei der Untersuchung von Photoproduktionsprozessen spielt ihre Jetstruktur. Unter einem Jet versteht man dabei die Bündelung von vielen Endzuständen, die aus der Fragmentation eines Partons stammen. Dieser Effekt resultiert aus dem, relativ zur Flugrichtung des Partons, nur kleinen Transversalimpuls, den die Teilchen im Rahmen der Fragmentation erhalten. Bei Reaktionen mit direktem Photon stammen zwei Partonen aus dem harten Prozeß. Außerdem verbleiben die beiden Zuschauerquarks aus dem Protonrest. Diese verschwinden meistens nicht sichtbar in der Strahlröhre, weshalb

[4]Large Hadron Collider
[5]engl.: direct photon
[6]engl.: resolved photon

man von einer „2+1 Jetstruktur“spricht. In resolved-photon Prozessen wird die hadronische Struktur des Photons aufgelöst. Daraus resultiert ein zusätzliches Quark, das sich nach der Fragmentation in einem weiteren Jet zeigt. Hier erwartet man dementsprechend eine „3+1 Jetstruktur“.

2.1.3 Exotische Physik

Schließlich bietet H1 die Möglichkeit, nach Teilchen zu suchen, die nicht im Rahmen des Standardmodells einzuordnen sind. Damit wird versucht, die Richtung auf der Suche nach einem umfassenderen und fundamentaleren Modell der Materie vorzugeben.

Nach [Ber91] läßt sich das Gebiet der neuen Physik bei H1 in folgende Schwerpunkte unterteilen:

Direkte Erzeugung neuer Teilchen Hier wird z.B. nach Leptoquarks gesucht. Das sind Spin 0 oder Spin 1 Bosonen mit nicht verschwindender Lepton– *und* Baryonzahl. Ihre Existenz wird von vielen Modellen gefordert. Außerdem fallen squarks aus supersymmetrischen Modellen und Leptogluonen in dieses Gebiet.

Neue oder angeregte Fermionen Diese Teilchen werden von erweiterten Eichtheorien vorhergesagt.

Paarproduktion neuer Teilchen In supersymmetrischen Modellen werden neue Quantenzahlen eingeführt. Teilchen, die diese neuen Erhaltungsgrößen tragen, müssen paarweise erzeugt werden.

Neue virtuelle Teilchen Die Massenbereiche, in denen neue Teilchen liegen müssen, um am H1-Detektor entdeckt werden zu können, sind durch die HERA Strahlenergien eingeschränkt. Man hofft durch die Suche nach Prozessen, bei denen schwerere virtuelle Teilchen ausgetauscht werden, diese Massengrenze verschieben zu können.

Selbst wenn die Entdeckung neuer Teilchen nicht gelingen sollte, können bei HERA verbesserte Massengrenzen gesetzt werden. Dadurch werden einige Modelle falsifiziert und der theoretischen Physik neue Impulse geben. Größtes Hindernis ist dabei der Untergrund, der aus tiefinelastischer Streuung und Gamma-Gluon-Fusion erwächst.

2.2 Physik schwerer Quarks

Schwere Quarks, und dazu gehört charm, werden bei HERA hauptsächlich im Prozeß der Gamma-Gluon-Fusion erzeugt[7]:

$$\gamma + g \rightarrow Q\overline{Q} \tag{2.2}$$

[7]Q steht dabei für ein schweres Quark, also c, b oder t.

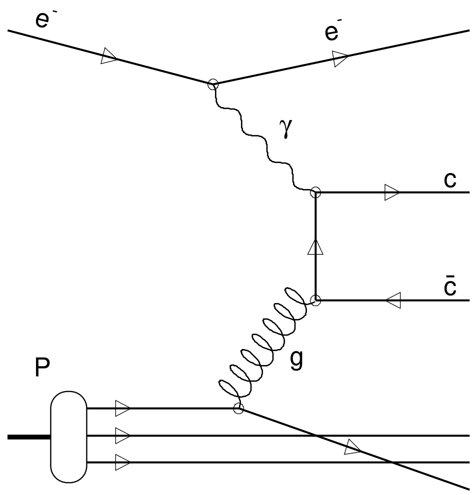


Abbildung 2.2: Feynman-Graph der Gamma-Gluon-Fusion, hinzu kommen Diagramme mit gekreuzt auslaufenden Quarks.

Bei diesem Prozeß findet eine Wechselwirkung zwischen dem vom Elektron abgestrahlten Photon und einem Gluon aus dem Protoninhalt statt. Der zugehörige Feynman-Graph ist in Abb. 2.2 dargestellt. Anstatt des Photons kann das Elektron auch ein Z^0 oder W^- abstrahlen. Dieser allgemeinere Prozeß der *Boson*-Gluon-Fusion spielt aber bei der HERA-Energie eine untergeordnete Rolle. Auch andere Photoproduktionsprozesse tragen zur Erzeugung von schweren Quarks bei. Hier sind vor allem die in Abschnitt 2.1.2 erwähnten resolved Photonprozesse

$$q + \overline{q} \rightarrow Q\overline{Q} \tag{2.3}$$
$$g + g \rightarrow Q\overline{Q} \tag{2.4}$$

zu nennen. Allerdings zeigen die Ergebnisse von Monte-Carlo-Rechnungen, daß sie nur einen Anteil von 15%–20% an der Gesamtproduktion ausmachen ([Oul91]).

Der Wirkungsquerschnitt der Gamma-Gluon-Fusion berechnet sich nach [Oul91] aus:

$$\sigma(ep \rightarrow Q\overline{Q}X) = \int\int dy dx_g F_{\gamma/e}(y) F_{g/p}(x_g) \sigma(\gamma g \rightarrow Q\overline{Q}) \tag{2.5}$$

Dabei wird die Weizsäcker-Williams-Näherung benutzt, d.h. der Wirkungsquerschnitt des Unterprozesses $\gamma g \rightarrow Q\overline{Q}$ wird mit der Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines Photons vom Elektron multipliziert. Das Photon wird als reell behandelt. Diese Näherungen sind nur für Prozesse mit kleinem Impulsübertrag also kleinem Q^2 gültig ([Leb91]: $Q^2 \leq$ ca. 100 MeV^2/c^2), da sonst die Wechselwirkung von virtuellen Photonen mit dem Proton berücksichtigt werden muß. Ein kleiner Q^2-Wert ist aber gerade ein Charakteristikum von Ereignissen der Gamma-Gluon-Fusion ($Q^2 \leq$ ca. 4 MeV^2/c^2).

Die Größe x_g bezeichnet in Anlehnung an die Nomenklatur der tiefinelastischen Streuung den Anteil des abgestrahlten Gluons am Protonimpuls. Experimentell wird x_g aus der Beziehung

$$x_g = \frac{\hat{s} + Q^2}{ys} \tag{2.6}$$

gewonnen. Dabei steht $\hat{s}$ für die quadrierte Gesamtenergie der beteiligten Partonen im Schwerpunktsystem $(p_c + p_{\overline{c}})^2$. Q^2 kann beim Prozeß der Gamma-Gluon-Fusion vernachlässigt werden. Das Bjorken-y wird üblicherweise auf zwei Arten ermittelt:

Jacquet-Blondel-Methode Kennt man die Energie E_h und den longitudinalen Impuls p_l^h aller hadronischen Endzustände eines Ereignisses, so gilt (E_e: Ursprungsenergie des Elektrons):

$$y \simeq \sum_h \frac{E_h - p_l^h}{2E_e} \tag{2.7}$$

Ereignisse mit e-tagger Der Elektron-Tagger ist Bestandteil des Luminositätsmonitors und dient zur Auffindung von unter kleinen Winkeln gestreuten Elektronen. Er befindet sich in Elektronrichtung, 33.4 m vor dem Wechselwirkungspunkt. Hat man mit ihm die Energie des Elektrons E_e' bestimmt, so gilt:

$$y \simeq 1 - \frac{E_e'}{E_e} \tag{2.8}$$

Mit letzterer Methode erreicht man eine bessere Auflösung, während die Bestimmung von y nach Jacquet-Blondel eine höhere Effizienz aufweist. Kennt man die kinematischen Größen und benutzt eine theoretische Vorhersage für $F_{\gamma/e}$ so läßt sich mit Formel 2.5 aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt für Ereignisse aus der Gamma-Gluon-Fusion die Gluondichtefunktion des Protons bestimmen. Mehr zu diesem Thema ist z.B. in [Sch91] und [Ali91] nachzulesen.

Theoretisch wird eine Rate in der Größenordnung von 10^8 Charm– und 10^6 Bottomereignissen pro Jahr bei einer integrierten Luminosität von $100\mathrm{pb}^{-1}$ des HERA-Beschleunigers erwartet ([Oul91]). Unsicherheiten erwachsen dabei vor allem aus der Unkenntnis der Gluondichtefunktion bei kleinen x_g-Werten. Bei Inbetriebnahme von HERA war schon aus neueren Hochenergieexperimenten (LEP, Tevatron) ersichtlich, daß für einen Nachweis bei HERA die Masse des Top-Quarks zu hoch ist. Dies wurde durch die kürzlich erfolgten Messungen am Tevatron bestätigt [CDF94]. Aufgrund der bisher zu kleinen Datenmenge werden derzeit Untersuchungen zur Identifikation von Ereignissen mit Bottom-Quarks nicht vorgenommen. Es bleibt zunächst die Physik der charm-Quarks, um Erkenntnisse in diesem Forschungsgebiet zu sammeln.

Die Untersuchung schwerer Quarks bei H1 teilt sich auf in das Gebiet des „offenen charms“ und der gebundenen Charmzustände (J/Ψ). Diese Arbeit befaßt sich mit Prozessen des ungebundenen charms, bei denen ein $c\overline{c}$-Paar fragmentiert und einen Endzustand mit charmtragenden Hadronen bildet. Das leichteste Teilchen dieser Art ist das

D-Meson. Der Standardweg zum Nachweis angeregter D-Mesonen ist der Zerfallskanal

$$
\begin{aligned}
D^{*+} \quad \rightarrow \quad & D^0 \pi^+ \\
& D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \quad .
\end{aligned}
\tag{2.9}
$$

Man rekonstruiert dabei mit einer Kπ-Massenhypothese die invariante Masse von Spurpaaren. Zu Paaren, deren invariante Masse in einem Fenster um die D^0-Masse liegt, wird eine weitere Spur hinzukombiniert und damit eine zweite invariante Masse berechnet. Wegen des geringen Massenunterschiedes zwischen D^{*+} und D^0 von 145.5 MeV/c^2 kann das primär erzeugte Pion einen nur kleinen Impuls tragen. Bildet man nun die Differenz der beiden invarianten Massen, so heben sich die Meßfehler für alle Teilchen weitgehend auf, bis auf den des primären Pions. Dessen kleiner Impuls kann aber wegen der größeren Spurkrümmung in den zentralen Jetkammern genauer gemessen werden. Das Ergebnis ist eine bessere Auflösung des Signals. Dieses als ΔM-Methode bezeichnete Verfahren wird auch in dieser Arbeit benutzt. Es wird z.B. in [Bli79] vorgestellt. Mehr zur Suche nach dem D*-Meson im H1-Experiment findet sich z.B. in [Rie94].

Neben schweren Mesonen werden zu einem geringeren Anteil im Prozeß der Fragmentation auch schwere Baryonen gebildet. Das leichteste Baryon mit charm ist das Λ_c-Baryon. In dieser Arbeit wird der Zerfall dieses Teilchens studiert und es werden Möglichkeiten aufgezeigt, es am H1-Detektor nachzuweisen.

3. Die Physik charmtragender Baryonen

3.1 Motivation zur Suche nach charmtragenden Baryonen

Wie im letzten Kapitel gezeigt, dient die Suche nach charmtragenden Hadronen bei H1 vor allem der Bestimmung der Gluondichtefunktion des Protons. Am aussichtsreichsten erscheint dabei die Ermittlung des Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung von D-Mesonen. Welche Gründe gibt es, nach Baryonen mit charm zu suchen, obwohl diese viel seltener und schwerer nachzuweisen sind?

- Das Baryon-Meson Verhältnis kann Aufschlüsse über den Mechanismus der Baryonerzeugung im Fragmentationsmodell geben. Die einfachste Vorstellung geht davon aus, daß sich im Farbfeld der auseinander strebenden Quarks auch Diquarks bilden können, die mit ihren „Nachbarn“ in der Fragmentationskette dann Baryonen im Endzustand bilden. Andere Modelle wie z.B. das sog. Popcorn-Modell ergeben unterschiedliche Vorhersagen für die Wahrscheinlichkeit, ein Baryon zu bilden. Vor allem die nicht genau bekannten Quark– und Diquarkmassen machen eine genaue Vorhersage unmöglich. Mehr dazu findet sich z.B. in [Sjö88]. Eine Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für Baryonen mit charm zusammen mit einer ähnlichen Messung für Mesonen könnte hier neue Erkenntnisse bringen.

- Die derzeit in den verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren verwandten Fragmentationsmodelle weisen eine große Zahl an Parametern auf, die nicht oder nur ungenau vorhergesagt werden können. Die Kenntnis der Erzeugungsrate von Baryonen, die aus der Fragmentation schwerer Quarks stammen, könnte zum besseren Verständnis dieser Parameter beitragen.

- Die QCD macht Vorhersagen für die Masse angeregter Baryonen mit charm, z.B. dem Λ_c^* oder Σ_c^*. Die genaue Vermessung der Eigenschaften dieser Teilchen liefert der theoretischen Physik neue Informationen.

- Wenn auch aufwendiger, so ist auch mit der Messung des Wirkungsquerschnittes von charmtragenden Baryonen aus der Gamma-Gluon-Fusion die Bestimmung der

Gluondichtefunktion möglich. Sie würde Ergebnisse mit Mesonen ergänzen.

Als leichtestes Baryon mit charm bietet sich das Λ_c für Studien an. Da es nicht in leichtere Teilchen mit charm zerfallen kann, muß es über die schwache Wechselwirkung zumeist in Hadronen mit strangeness zerfallen. Deshalb ist das Λ_c auch das zuerst gefundene Baryon mit charm, und seine Eigenschaften sind gut bekannt ([PDG92]).

3.2 Eigenschaften und Zerfallsmodi des Λ_c und Σ_c

Mit seinem Quarkinhalt (udc) ist das Λ_c-Baryon das leichteste Baryon mit charm. Seine Masse beträgt[1] 2284.9±0.6MeV/c^2. Das Λ_c zerfällt über die schwache Wechselwirkung. Daraus resultiert eine im Vergleich zu stark zerfallenden Teilchen hohe Lebensdauer von $(1.91\,^{+0{,}15}_{-0{,}12})\cdot 10^{-13}$ s. Bezüglich der schwachen Wechselwirkung besteht die zweite Quark-Generation aus dem charm-Quark und einem über den Cabbibo-Winkel gemischten Zustand aus down– und strange-Quark. Daraus folgt, daß Zerfälle des Λ_c in Teilchen mit strangeness bevorzugt sind. Im Endzustand des Λ_c-Baryons befindet sich deshalb meistens ein K-Meson oder ein Hyperon (Λ– und Σ-Baryonen).

Man kann die Λ_c-Zerfallsmodi in vier Klassen unterteilen:

1. Zerfälle mit einem Hyperon im Endzustand:
   $\Lambda_c^+ \to \Lambda X$ (27±9)%
   $\Lambda_c^+ \to \Sigma^\pm X$ (10±5)%

2. Semileptonische Zerfälle:
   $\Lambda_c^+ \to e^+ X$ (4.5±1.7)%
   $\Lambda_c^+ \to \mu^- X$ (1.1±0.7)%

3. Zerfälle mit einem Proton und einem Kaon im Endzustand:
   Die drei häufigsten Modi lauten:
   $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$ (3.2±0.7)%
   $\Lambda_c^+ \to p\overline{K}^0\pi^+\pi^-$ (1.7±0.6)%
   $\Lambda_c^+ \to p\overline{K}^0$ (1.6±0.4)%
   Ersterer wird in dieser Arbeit näher untersucht. Der Feynman-Graph dieses Zerfalls ist in Abb. 3.1 dargestellt.

[1] Alle Teilcheneigenschaften in diesem Abschnitt sind [PDG92] entnommen

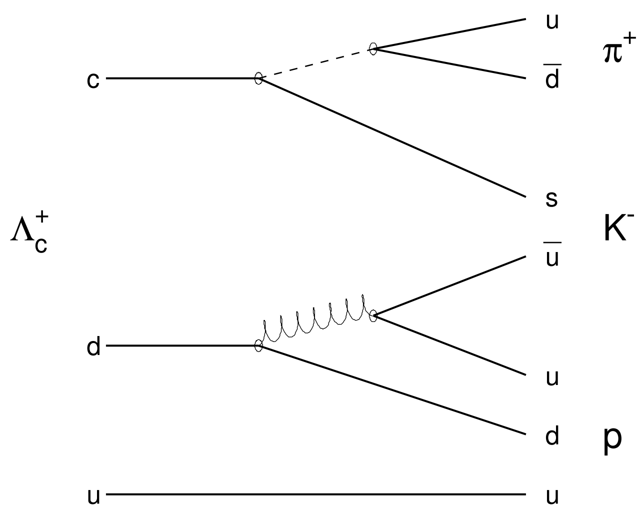


Abbildung 3.1: Feynmangraph des Zerfalls $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$

4. Zerfälle mit einem Proton und keinem oder zwei Kaonen im Endzustand:
   Diese weisen eine Gesamtstrangeness von 0 nach dem Zerfall auf und sind so gemäß der Cabibbo-Winkels unterdrückt. Die Verzweigungsverhältnisse liegen unter einem Prozent.

Der Zerfallsmodus $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ wurde ausgewählt, da er folgende Vorteile gegenüber anderen nichtleptonischen Zerfallskanälen besitzt:

- Es ist der Zerfallskanal mit dem höchstem Verzweigungsverhältnis.
- Alle drei Teilchen im Endzustand sind geladen und folglich in den zentralen Spurkammern sichtbar. Die beiden anderen oben angegebenen nichtleptonischen Zerfallsarten besitzen ein neutrales Teilchen im Endzustand, das K^0. Dieses läßt sich prinzipiell über seinen sekundären Zerfall in geladene Pionen nachweisen. Das ist aber nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit und wird z.B. in [Sah94] untersucht.
- Die drei Zerfallsteilchen dieses Prozesses (Proton, Kaon und Pion) sind prinzipiell alle durch ihren Energieverlust in den zentralen Spurkammern unterscheidbar.

Damit erkauft man sich allerdings auch einige Nachteile:

- Aus den drei *unterschiedlichen* Teilchen im Endzustand erwächst ein hoher kombinatorischer Untergrund bei der Bildung von invarianten Massen aus den Spuren der zentralen Jetkammern (siehe Kapitel 5.1).

- Die Wahrscheinlichkeit, drei Teilchen im Zentraldetektor korrekt zu rekonstruieren, ist kleiner als bei zwei Teilchen. Das macht sich besonders bei technischen Defekten bemerkbar. So fielen in der Laufzeit 1993 zwei Sektoren der CJC2 aus, weil gerissene Drähte Kurzschlüsse verursachten.
- Die Λ_c-Masse liegt gerade im Maximum des kombinatorischen Untergrundes bei einer p$K\pi$ Massenhypothese. Dies erschwert die Identifizierung eines Signals.

In [Sah94] werden weitere Studien zur Auffindung von charmtragenden Baryonen vorgestellt. So werden z.B. Λ-Baryonen und K_s^0-Mesonen, beides Zerfallsteilchen des Λ_c-Baryons, anhand ihrer sekundären Zerfallsvertices rekonstruiert.

3.3 Simulierte Datensätze

Die im folgenden präsentierten Analyseergebnisse basieren, wenn nicht auf Ereignissen die am H1-Detektor genommen wurden, auf Daten, die von einem Monte-Carlo-Generator erzeugt wurden. Diese wurden dann im Detektormodell simuliert und rekonstruiert. Um die Ergebnisse möglichst reproduzierbar zu machen, sind hier die einzelnen Bearbeitungsstufen aufgeführt.

- Als Generatorprogramm wurde Pythia in der Version 5.63/03 verwandt. Es basiert auf Jetset 7.3 und arbeitet dementsprechend mit dem Lund-Fragmentationsmodell. Nähere Informationen zu diesen Programmen findet man in [Sjö92]. Pythia ist in der Lage, verschiedene bei der Proton-Elektron-Kollision auftretende Prozesse zu berücksichtigen. Hier wurde nur die Gamma-Gluon-Fusion mit schweren Quarks im Endzustand (Unterprozeß 84) „eingeschaltet“. So sind 1000000 Ereignisse erzeugt worden. Die Wahrscheinlichkeit, in einem Ereignis ein Λ_c zu finden beträgt 12.82%. In ca. 0.4% aller Fälle waren zwei Λ_c-Baryonen in einem Ereignis.

  Standardmäßig ist das Λ_c für das Generatorprogramm ein instabiles Teilchen. Das heißt, daß es noch auf Generatorniveau „zerfällt“. Hier wurden 2608 Ereignisse registriert, in denen mindestens ein Λ_c in den zu untersuchenden Kanal p K π zerfiel. Das entspricht einem Verzweigungsverhältnis von 2.1% und deckt sich nicht mit dem Literaturwert von 3.2% ([PDG92]). Der Grund dafür liegt in veralteten internen Tabellen in Pythia, aus denen der Generator die Wahrscheinlichkeit bestimmter Zerfälle errechnet. Da aber für die folgenden Untersuchungen nur Ereignisse mit dem gewünschten Zerfall weiter verwandt werden, hat diese Abweichung keine Auswirkung auf die Analyseergebnisse. Lediglich die Anzahl der erhaltenen Ereignisse ist kleiner als erwartet. Bei Effizienzberechnungen wird immer mit dem Literaturwert gearbeitet

  Schließlich wurden nur Ereignisse ausgewählt, bei denen alle drei Zerfallsteilchen in einen Polarwinkelbereich von 4° bis 176° gelangen, also den sensitiven Bereich

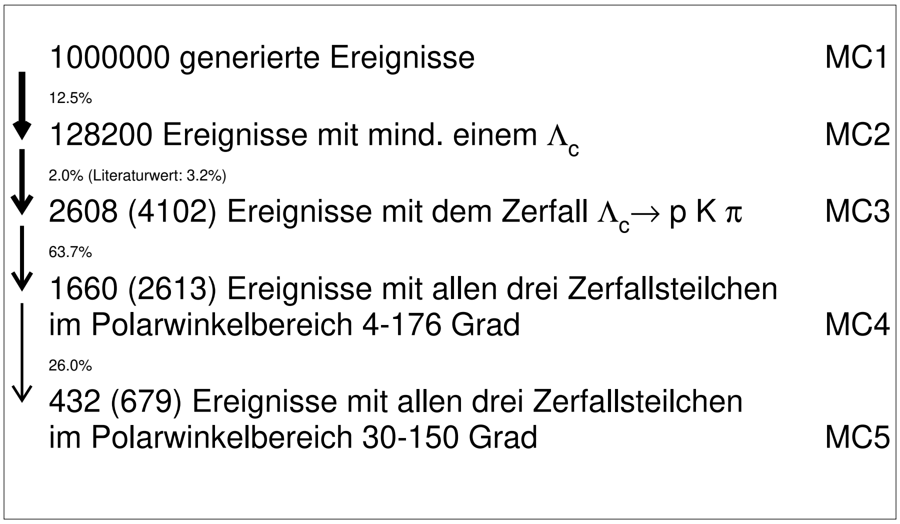


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Auswahl der Generatorereignisse. Die Zahlen in Klammern gelten bei Verwendung des Literaturwertes.

des H1-Detektors. Diese 1660 Ereignisse wurden dauerhaft gesichert und bilden die Grundlage der Generatorstudien.

- Der nächste Schritt ist die Simulation der 1660 Ereignisse. Dabei wird die Reaktion des H1-Detektors vollständig simuliert. In der H1-Kollaboration steht dazu das Paket H1SIM (hier Version 3.00/00) zur Verfügung.
- Schließlich durchlaufen die simulierten Daten die Rekonstruktionssoftware H1REC (Version 4.00/07). Hier findet genau wie bei H1-Daten z.B. die Spurerkennung oder die Berechnung des Energieverlustes statt. Auf diese Daten wird sich bezogen, wenn im weiteren nur von „Testdaten“ die Rede ist.

Die einzelnen Selektionsschritte sind noch einmal in Abb. 3.2 verdeutlicht. Sie sind mit MC1-MC5 gekennzeichnet. Um die Datengrundlage zu beschreiben, werden ab jetzt nur noch diese Abkürzungen angegeben. Es ist festzuhalten daß nur in 0.26% aller Ereignisse mit Gamma-Gluon-Fusion ein Λ_c in p, K und π zerfällt und dabei diese Teilchen in den H1-Detektor gelangen. Verringert man den erlaubten Polarwinkelbereich auf 30° bis 150°, so reduziert sich die Anzahl der verbliebenen Ereignisse auf 679 (0.068%).

3.4 Ereignistopologie

Die Signatur von Ereignissen mit offenem charm erschwert eine Trennung vom Untergrund. In den H1-Daten, die zur Identifikation von offenem charm benutzt werden, sind deshalb viele Ereignisse mit unerwünschten Prozessen, wie z.B. Wechselwirkung des Protonenstrahls mit der Strahlröhre oder mit Gasteilchen. Es ist also wünschenswert, bei der Analyse von Daten Kriterien zu finden, die es erlauben, solche Ereignisse direkt zu verwerfen. In diesem Abschnitt wird versucht, topologische Eigenheiten von Ereignissen mit offenem charm zu finden, um dabei ihre Effizienz bei der Untergrundunterdrückung zu untersuchen.

Dazu wurden ereignisbeschreibende Größen aufgestellt und ihre Verteilung bei ausgesuchten Monte-Carlo-Ereignissen (Datensatz MC5) und H1-Daten untersucht. Die benutzten Größen sind:

- Anzahl der Spuren in den zentralen Spurkammern
- Anzahl „guter“ Spuren in den zentralen Spurkammern (Die Güte einer Spur wird dabei anhand der Zahl ihrer Drahttreffer ermittelt.)
- mittlere Anzahl der Treffer einer Spur in den zentralen Spurkammern
- maximaler Transversalimpuls und…
- mittlerer Transversalimpuls der Spuren in den zentralen Spurkammern
- maximaler Energieverlust und…
- mittlerer Energieverlust in den zentralen Spurkammern

Die Wahl gerade dieser Größen ist motiviert durch die Annahme, daß sich Ereignisse mit der gesuchten Signatur durch mehr und bessere Spuren auszeichnen, da zur Rekonstruktion des Λ_c-Baryons ja zumindest die drei Spuren des Protons, Kaons und Pions benötigt werden. Die Untersuchung des Energieverlustes ergibt sich aus der Überlegung, daß Proton und Kaon eine höhere Energiedeposition aufweisen, als z.B. Pionen, aus denen ein Großteil des Untergrundes besteht. Schließlich wurde untersucht, ob sich aus dem geringen Energieübertrag der Stoßpartner im Prozeß der Gamma-Gluon-Fusion auf einen im Durchschnitt geringeren transversalen Impuls im Ereignis schließen läßt. Zu den ersten drei Punkten muß allerdings angemerkt werden, daß sie stark von der Version der verwendeten Rekonstruktionssoftware abhängen. Ein Vergleich sollte also zwischen Daten angestellt werden, die mit der gleichen H1REC-Version bearbeitet wurden.

Der Vergleich von Monte-Carlo– mit H1-Daten ergibt:

- Wie vermutet, ist die Verteilung der Spuranzahl bei Monte-Carlo-Daten gegenüber dem Ergebnis mit H1-Daten zu höheren Werten hin verschoben. Eine sinnvolle Schnittmöglichkeit besteht jedoch nicht. Bei H1-Daten besitzt eine bemerkenswert hohe Zahl an Ereignissen nur zwei oder drei Spuren.

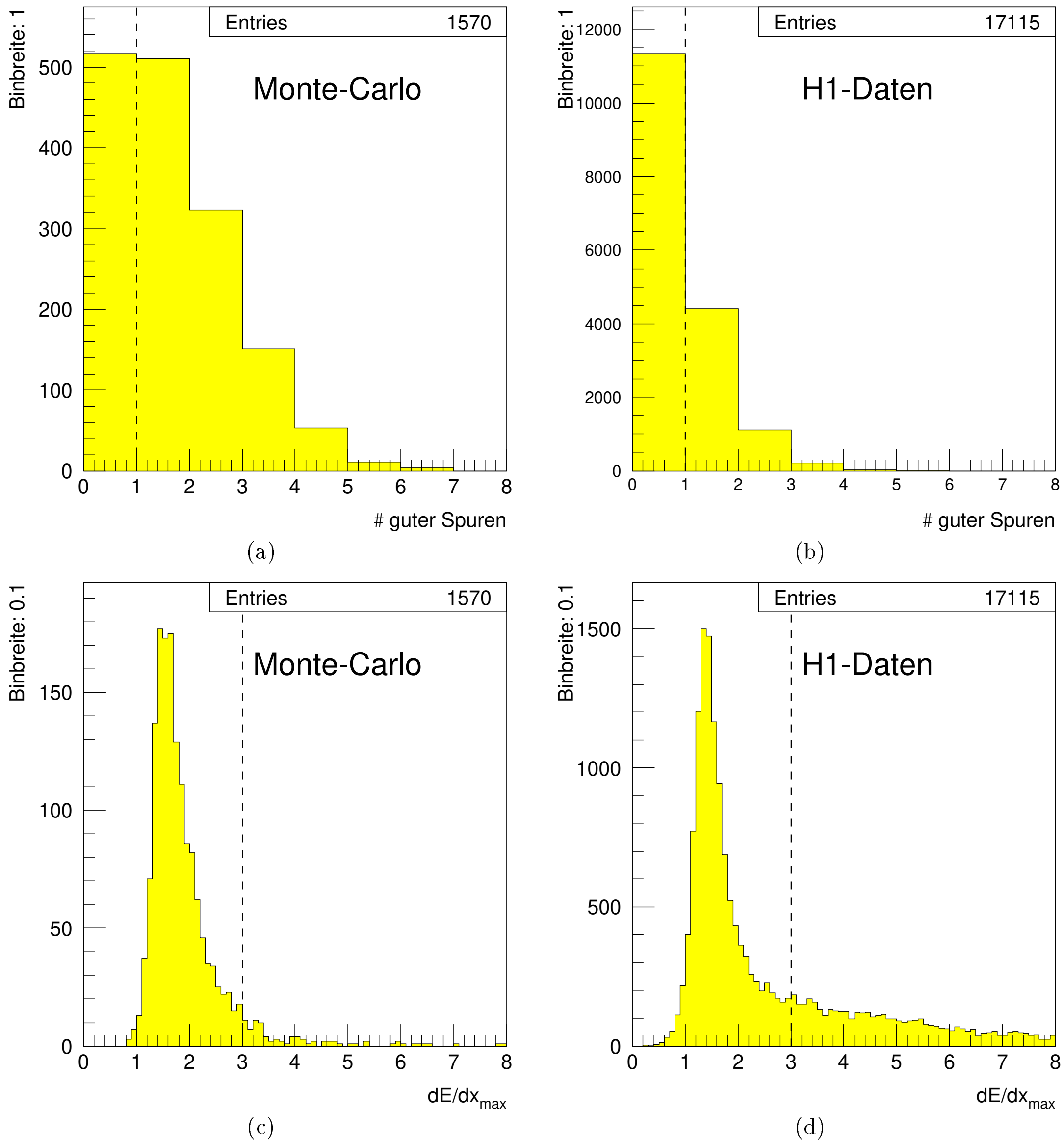


Abbildung 3.3: Verteilung von Größen zur Ereignisklassifizierung. Die benutzten Schnitte sind gestrichelt eingezeichnet.

- Die Ergebnisse mit der durchschnittlichen Anzahl von Treffern und der Menge von „guten“ Spuren zeigen, daß die Qualität der Spuren bei den selektierten Monte-Carlo-Daten besser ist. Es wurden für eine gute Spur mindestens 55 Treffer gefordert. Verlangt man mindestens eine gute Spur, so verbleiben nur 33% der unselektierten H1-Daten. Aber auch von den Monte-Carlo-Daten überstehen nur 63.4%

den Schnitt (Abb. 3.3(a) und (b)).

- Die Maxima der beiden Energieverlustverteilungen liegen für die Monte-Carlo-Daten höher als bei unselektierten Daten. Allerdings sind letztere breiter und weisen bei höheren Werten mehr Einträge auf. Fordert man einen maximalen Energieverlust[2] kleiner 3, so behält man 94.3% der Monte-Carlo-Ereignisse und nur 72.9% der H1-Daten (Abb. 3.3(a) und (b)).

- Der Transversalimpuls ist in beiden Datenarten so ähnlich verteilt, daß auf eine Abbildung verzichtet wurde. Optimierende Schnitte sind nicht möglich.

Zusammenfassend ist anzumerken, daß eine wirklich effektive Methode, Ereignisse mit offenem charm oder dem untersuchten Zerfall anhand der Topologie anzureichern, mit den gewählten Größen nicht gefunden wurde. Sie erlauben aber eine schnelle Vorselektion der gewünschten Ereignisse.

3.5 Studie zur Verwendbarkeit von Jetalgorithmen

Quarks, die in einem harten Prozeß erzeugt werden und sich dann voneinander fortbewegen, können nicht einzeln beobachtet werden. Zwischen ihnen spannt sich ein Farbfeld auf, dessen Energie mit dem Abstand der Quarks wächst. Ist die Energie groß genug, wird ein weiteres Quarkpaar erzeugt, es strebt auseinander, und der Prozeß wiederholt sich. Dieser Vorgang wird Fragmentation genannt. Er bricht ab, sobald die kinetische Energie der Quarks nicht mehr ausreicht, um neue Paare zu erzeugen. Im Endzustand gruppieren sich die Quarks zu Hadronen. Diese haben nur einen geringen Transversalimpuls, bezogen auf die Richtung der Ausgangsquarks. Im Detektor sieht man ein enges Bündel von Teilchen. Eine solche Anordnung wird Jet genannt.

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, entstehen im Prozeß der Gamma-Gluon-Fusion zwei charm-Quarks, die zwei hadronische Jets bilden sollten. Diese topologische Eigenschaft kann man auf zwei Arten nutzen:

- Die Größe Thrust ist definiert (z.B. in [Nac90]) als

$$T = \mathrm{MAX}\frac{\sum_i |\vec{p}_i \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \tag{3.1}$$

  Dabei projeziert man den Impuls einer Spur auf einen Einheitsvektor $\vec{n}$. Dies macht man mit allen Spuren und summiert die Ergebnisse auf. Die Richtung von $\vec{n}$, in der die Summe maximal wird, ist die Thrustachse. Normiert auf die Summe aller Impulsbeträge, ergibt sich eine Größe, die angibt, wie stark der Jet gebündelt

[2] Die Größe ist dimensionslos, da auf den minimalen Energieverlust normiert wurde, siehe Kapitel 4

ist. Liegen alle Spuren in Richtung der Thrustachse, so ist T gleich 1. Bei einem vollkommen isotropen Ereignis wird der Thrust 1/2. Deshalb trägt man oft 1-T auf. Durch Schnitte auf T könnte eine Anreicherung an Ereignissen der Gamma-Gluon-Fusion erreicht werden.

- Hat man in einem Ereignis Jets identifiziert, so sollten die Zerfallsteilchen eines Hadrons aus der Fragmentation sich in einem Jet befinden. Allerdings nur dann, wenn der Impuls, den die Teilchen aus dem Zerfall transversal zur Jetrichtung erhalten, klein gegenüber dem Anfangsimpuls des Jets ist.

Es sind in der Hochenergiephysik einige Standardalgorithmen zur Auffindung von Jets entwickelt worden. Man ordnet sie in Cone– und Clusteralgorithmen. Ein Vertreter des letzteren Typs wurde hier verwendet. Eine Einführung in die Arbeitsweise von Jetalgorithmen gibt z.B. [Dor81]. Clusteralgorithmen gehen schematisch wie folgt vor:

1. Man definiert ein Abstandsmaß zwischen zwei Vierervektoren (z.B. invariante Masse).
2. Man setzt einen Auflösungsparameter für dieses Abstandsmaß.
3. Man definiert eine Operation, um zwei Vierervektoren zu einem neuen zu verschmelzen (z.B. Skalarprodukt).
4. Nun berechnet man mittels Punkt 1 den Abstand von zwei beliebigen Vierervektoren.
5. Ist der Abstand kleiner als der Auflösungsparameter, so werden die Vierervektoren nach Punkt 3 zusammengefaßt.
6. Man wiederholt das Vorgehen ab Punkt 4 solange, bis für alle Vierervektoren der Abstand größer als der Auflösungsparameter ist.

Der sog. Jade-Algorithmus [JAD88] benutzt als Abstandsmaß die genäherte invariante Masse der beiden Vierervektoren, skaliert auf die Gesamtenergie des Ereignisses. Er ist in dem H1-Standard Paket zur Physikanalyse[3] implemtiert und wird so in dieser Arbeit verwendet.

Anzahl und Qualität der in einem Ereignis gefundenen Jets hängt maßgeblich von der Wahl des Auflösungsparameters ab. Um einen Eindruck vom Einfluß des Parameters auf die Jetanzahl zu erhalten, ist es üblich, ihn zu variieren und davon abhängig die Jetrate aufzutragen.

Zu diesem Zweck wurden die Jetraten des in Abschnitt 3.3 beschriebenen Datensatzes MC5 untersucht. Es wurde die H1PHAN-Routine QJLUCL benutzt, die mit den hier

[3] H1PHAN

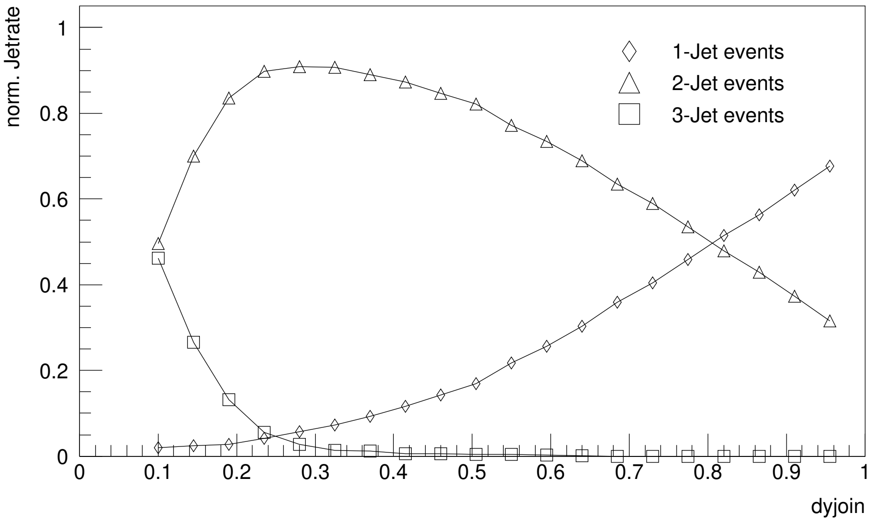


Abbildung 3.4: Die Jetraten für verschiedene Werte des Auflösungsparameters (DYJOIN), ermittelt mit der PHAN-Routine qjlucl (Jade-Algorithmus)

verwandten Parametern dem Jade-Algorithmus entspricht[4]. Sie benutzte dabei nur Spuren in den zentralen Jetkammern, keine Kalorimeterinformationen. In Abb. 3.4 ist das Ergebnis dargestellt. Der Auflösungsparameter[5] wurde im Bereich 0.1 bis 0.95 variiert. Dann wurde gezählt, wieviele Ereignisse als 1,2,3…-Jet-Ereignisse klassifiziert wurden und diese Ergebnisse noch auf die Gesamtzahl normiert. Man erkennt, daß bei einem Wert von 0.3 für DYJOIN in ca. 90% aller Ereignisse genau zwei Jets gefunden werden. Da dies der erwarteten Signatur entspricht, werden die folgenden Untersuchungen mit dieser Parameterwahl vorgenommen.

Zunächst wurde die weiter oben definierte Größe Thrust für die in Abschnitt 3.3 beschriebenen Monte-Carlo-Daten und H1-Daten aufgetragen und verglichen. Wichtig ist, daß nur solche Ereignisse verwandt werden, die mehr als sechs Spuren in den zentralen Jetkammern aufweisen. Bei einer sehr kleinen Zahl von Spuren liegt T fast immer sehr nahe an eins, und die Aussagekraft der Größe ist gering. So ist bei einem Ereignis mit nur zwei Spuren der Thrust nach Definition immer gleich eins, was aber nicht bedeutet, daß das Ereignis eine besonders gut ausgeprägte Jetstruktur aufweisen würde. Wie in Kapitel 3.4 erwähnt, sind zwei- oder drei-Spur-Ereignisse nicht selten. Abb. 3.5 belegt diese Aussagen für Monte-Carlo-Daten: die Verteilung des Thrust verschiebt sich bei Ereignissen mit mehr Spuren hin zu kleineren Werten. Man sollte deshalb bei der

[4]Die Parameter im einzelnen: MINCLU: 1, MDIST: 4, DINIT: 0.01, DYJOIN: 0.1-0.95, SC: -1, LSTART:0, CONVRG: 0.001

[5]In Anlehnung an die H1PHAN-Nomenklatur wird der Auflösungsparameter im folgenden auch mit DYJOIN bezeichnet

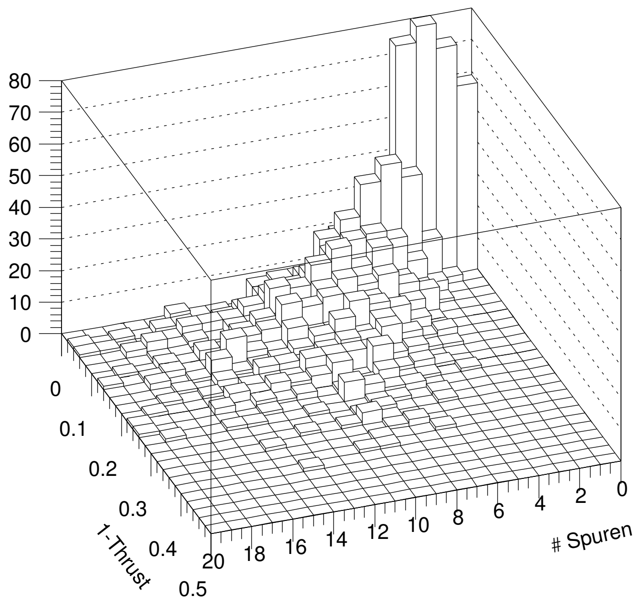


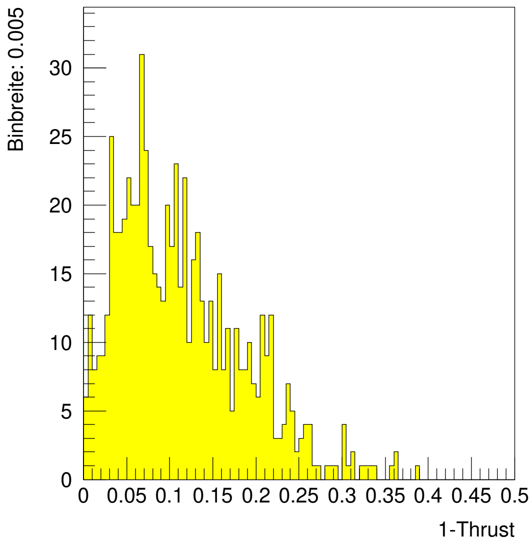
Abbildung 3.5: 1-T über die Anzahl der Spuren in den zentralen Jetkammern für Monte-Carlo-Daten aufgetragen

Beurteilung von Thrustverteilungen solche Schnitte auf die Anzahl der Spuren kritisch beachten.

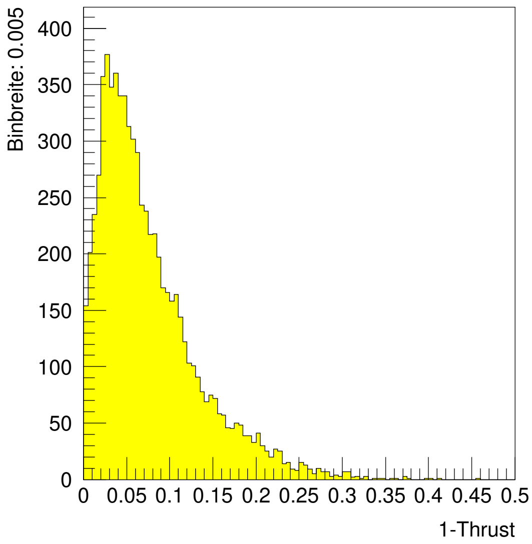
Abb. 3.6 zeigt nun die Verteilung der Größe 1-T für Monte-Carlo– und H1-Daten. Wie man sieht, ist die Verteilung in beiden Fällen so ähnlich, daß die Einführung von Schnitten auf den Thrust zu keiner signifikanten Unterdrückung des Untergrundes führt. Es scheint also, als wäre die Jetstruktur bei Ereignissen der Gamma-Gluon-Fusion zu schwach ausgeprägt, um Nutzen daraus ziehen zu können. Dies liegt wohl an dem kleinen Impulsübertrag des Prozesses. Dadurch erhalten die ausgehenden Quarks nur eine geringe Energie. Bei der Fragmentation reicht der transversale Impuls dann aus, um den Jet weit auffächern zu lassen.

Dadurch wird auch die zweite oben angeführte Einsatzmöglichkeit des Jetalgorithmus behindert. Wie die Untersuchung von Monte-Carlo-Daten zeigt, liegen nur bei ca. 42% aller Ereignisse die Zerfallsteilchen des Λ_c in *einem* Jet. Dies reicht nicht aus, um eine Vorauswahl der Spuren eines Ereignisses treffen zu können, die kombiniert werden.

Zusammenfassend muß man zu dem Schluß kommen, daß vor allem wegen der Kinematik von Ereignissen mit offenem charm eine Nutzung von Jetalgorithmen in dieser Arbeit keinen Vorteil bringt. Aufgrund des geringen Impulsübertrages bei der Gamma-Gluon-Fusion sind die entstehenden Jets zu wenig ausgeprägt, um im H1-Detektor verwertet werden zu können, wie das bei anderen Prozessen der Fall ist.



(a)



(b)

Abbildung 3.6: Verteilung der Größe Thrust für (a) generierte und selektierte Monte-Carlo-Daten (b) unselektierte H1-Daten

3.6 Kinematische Verhältnisse des Zerfalls $\Lambda_c \rightarrow$ p K π

Auf der Grundlage des Datensatzes MC5 soll nun die Kinematik des Λ_c-Baryons und seiner Zerfallsteilchen untersucht werden. In Abb. 3.7 ist der Impuls der Λ_c-Baryonen über den Polarwinkel Θ aufgetragen. Markiert sind die Bereiche, in denen der Detektor und die zentralen Spurkammern sensitiv sind[6]. Das Diagramm zeigt die typische Polarwinkelverteilung, wobei die Vorwärtsrichtung bevorzugt ist. Die Winkelgrenzen, die durch den Detektor vorgegeben sind, sind zur Orientierung eingezeichnet. Abb. 3.7 zeigt, daß eine Beschränkung auf den Zentralbereich des H1-Detektors zur Folge hat, daß man einen großen Teil der nachzuweisenden Teilchen verliert. Auch bei Λ_c-Baryonen mit einem Polarwinkel über 30° und unter 150° ist es möglich, daß einzelne Zerfallsteilchen nicht in den Zentraldetektor gelangen. Dies belegt Abb. 3.8, die die Gegenüberstellung des Polarwinkels von Λ_c-Baryonen und seiner Tochterteilchen[7] zeigt. Während das Proton weitgehend die Richtung des Λ_c-Baryons beibehält, ist die Korrelation beim Pion sehr schwach. Dadurch treten insbesondere im Randbereich der zentralen Spurkammern weitere Akzeptanzverluste auf, die vorwiegend durch Pionen verursacht werden, die unter 30° oder über 150° entkommen.

Eine Bündelung der drei Zerfallsteilchen in einem engen Raumwinkelbereich ist also nicht

[6] Einträge unterhalb von 4° und oberhalb von 176° resultieren aus Ereignissen mit zwei Λ_c-Baryonen. Bei der Ereignisauswahl wurde nur *ein* Λ_c im oben genannten Winkelbereich gefordert.

[7] Das Diagramm für das Kaon ist hier nicht abgebildet. Die Korrelation ist besser als beim Pion

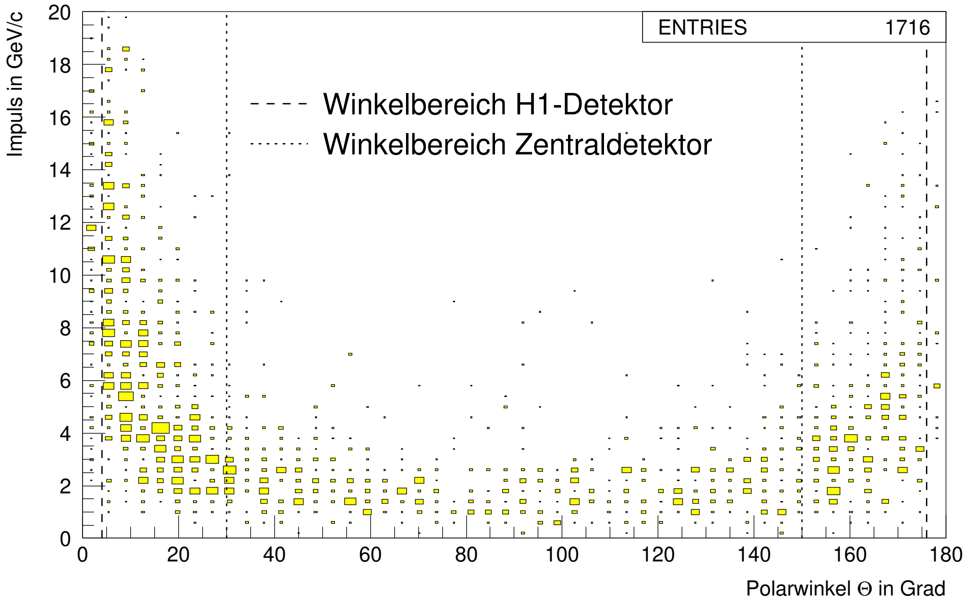
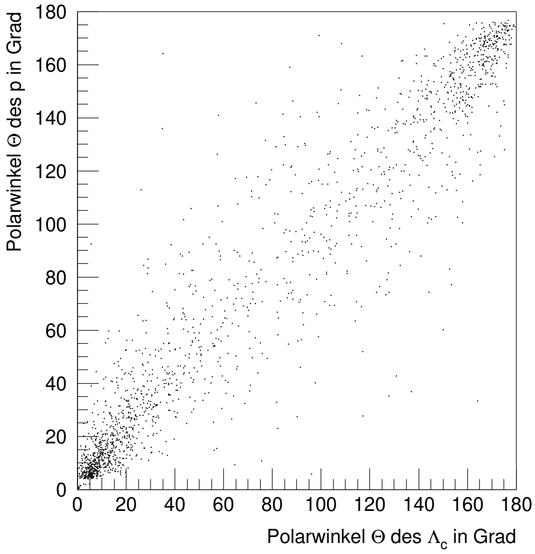
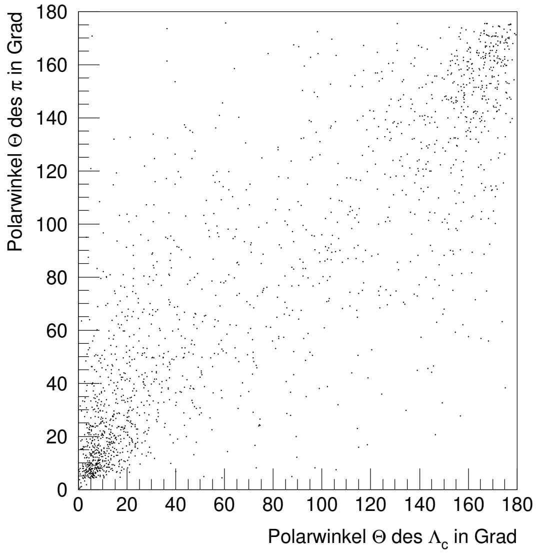


Abbildung 3.7: Impuls über Θ aller Λ_c auf Generatorniveau



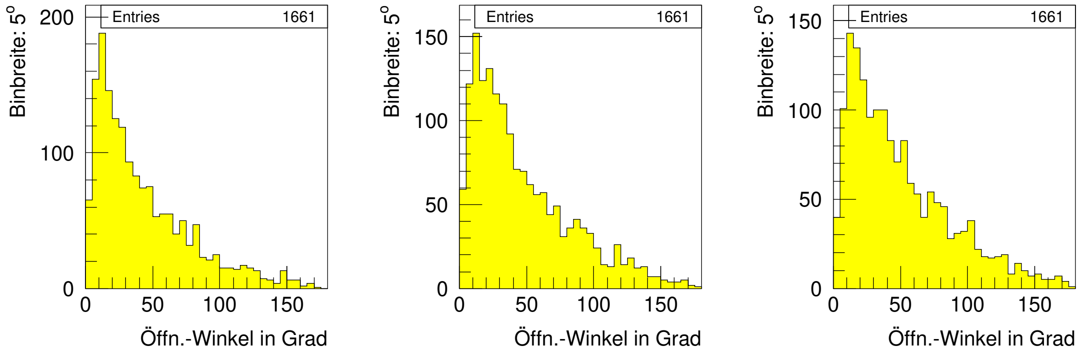
(a)



(b)

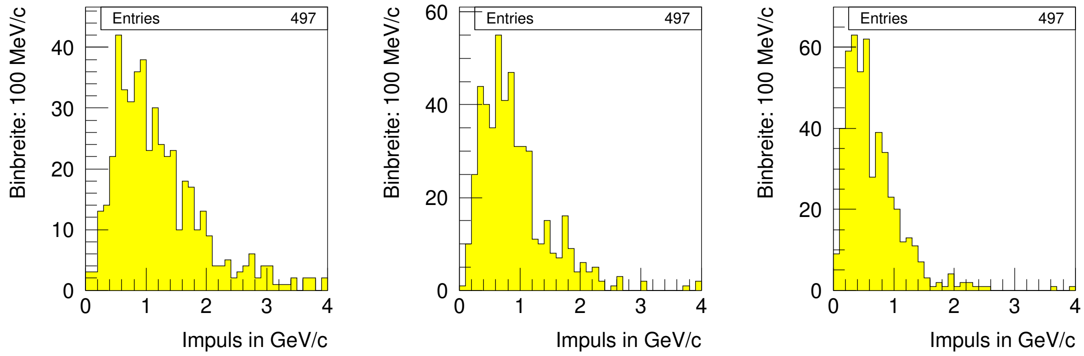
Abbildung 3.8: Zusammenhang des Polarwinkels des Λ_c und seiner Tochterteilchen: (a) Proton, (b) Pion

zu erwarten. Das liegt an der relativ hohen Massendifferenz zwischen dem Λ_c und seinen Tochterteilchen von 713.4 MeV/c^2. Dadurch können Proton, Kaon und Pion einen hohen



(a) Protonen-Kaonen (b) Protonen-Pionen (c) Kaonen-Pionen

Abbildung 3.9: Öffnungswinkel der Λ_c-Zerfallsteilchen



(a) Protonen (b) Kaonen (c) Pionen

Abbildung 3.10: Impulsverteilungen aller Λ_c-Zerfallsteilchen im Polarwinkelbereich 30°-150°.

Transversalimpuls verglichen mit dem Ausgangsimpuls des Λ_c erhalten. In Abb. 3.9 sind die Winkelverteilungen zwischen den einzelnen Zerfallsteilchen dargestellt. Daraus ist der Schluß zu ziehen, daß ein Schnitt auf den Öffnungswinkel zwischen zwei Spuren bei der Rekonstruktion der invarianten Massen wenig Sinn macht. Außerdem bedeutet ein solcher Schnitt auch immer eine Einengung des Phasenraumes, was bei der Analyse zu beachten wäre.

Die bisherigen Untersuchungen lassen sich so zusammenfassen, daß Ereignisse mit Zerfällen des Λ_c-Baryons topologisch und kinematisch sehr unauffällig sind. Darin liegt das größte Problem bei ihrer Identifikation. Da sie sich äußerlich nicht signifikant von Untergrundereignissen unterscheiden, lassen sich keine effektiven Schnitte finden, um sie zu separieren. Es ist daher nötig, auf weitere Informationen zurückzugreifen.

Wie Abb. 3.7 belegt, ist der Impuls der verbleibenden Λ_c-Baryonen relativ gering. Er liegt durchweg unter 4 GeV/c. Es ist also zu erwarten, daß auch die Zerfallsteilchen des Λ_c-Baryons kleine Impulse besitzen. Das kann man ausnutzen: Abb. 3.10 zeigt, daß die Impulse der Λ_c-Zerfallsteilchen, wenn sie in den Zentraldetektor gelangen, meist unterhalb von 2 GeV/c liegen, beim Pion sogar unter 1 GeV/c. Dies eröffnet die Möglichkeit, über den in den zentralen Spurkammern gemessenen Energieverlust der Teilchen eine Identifikation zu erreichen. Dadurch wird die Anzahl der möglichen Spurkombinationen pro Ereignis deutlich kleiner und der Untergrund wird gesenkt.

Der Verzicht auf den Vorwärts– und Rückwärtsbereich beschneidet also die Zahl der rekonstruierbaren Λ_c-Baryonen erheblich. In diesen Bereichen allerdings wäre eine Identifikation wegen des nicht abtrennbaren Untergrundes zumindest schwierig. Im Zentralbereich dagegen hat man die zusätzliche Option der Teilchenidentifikation. Deshalb geht das nächste Kapitel ausführlich auf dieses Thema ein.

4. Teilchenidentifikation durch Messung des Energieverlustes

4.1 Theorie des Energieverlustes von Teilchen in Materie

Der Energieverlust oder besser die Energiedeposition von geladenen Teilchen in Materie beruht hauptsächlich auf der Ionisation von Atomen. Für schwere Teilchen wird er beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel[1]:

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{4.1}$$

Dabei stehen r_e und m_e für den klassischen Elektronenradius und die Masse des Elektrons, z für die Ordnungszahl des Teilchens und $\frac{Z}{A}$ für das Verhältnis von Ordnungszahl zu Massenzahl der Atome des Mediums. I ist eine Materialkonstante und gibt die Ionisierbarkeit an. Ihr Wert beträgt ca. Z·12 eV. In der obigen Form ist X die Massenbelegung, für die gilt: $X = x \cdot \rho$ (x: Schichtdicke, ρ: spezifische Dichte des Mediums)

Außer von Eigenschaften des Mediums hängt der Energieverlust nur noch von der Geschwindigkeit des Teilchens ab, nicht von seiner Masse. Der Verlauf der Funktion läßt sich in drei Abschnitte zerlegen:

1. Im nichtrelativistischen Bereich ($\beta\gamma < 4$) fällt der Energieverlust mit $\frac{1}{\beta^2}$ ab. Dieser Bereich wird in der vorliegenden Arbeit zur Teilchenidentifikation benutzt.

2. Danach erreicht der Energieverlust ein Minimum bei $\beta\gamma \approx 4$, um dann wieder anzusteigen. Dieser Effekt resultiert aus der relativistischen Verbreiterung des transversalen elektrischen Feldes des Teilchens.

3. Die Verbreiterung wird gestoppt durch die Polarisation des Mediums, die das elektrische Feld des Teilchens beeinflußt. Dieser sog. Dichteeffekt bewirkt, daß der

[1]Für Elektronen muß die Formel leicht modifiziert werden, da die Stoßpartner identische Masse besitzen. Sie behält jedoch ihre Form bei.

Energieverlust schließlich ein Plateau bildet und nicht mehr von der Teilchengeschwindigkeit abhängt. Er wird berücksichtigt im Term $\frac{\delta}{2}$. Eine allgemeine Beschreibung der Energiedeposition von geladenen Teilchen in Materie und eine genaue Untersuchung des relativistischen Bereiches findet sich z.B. in [All80]. In dieser Arbeit wird der Bereich nicht weiter behandelt, da er für die Teilchenidentifikation am H1-Detektor gegenwärtig nicht geeignet erscheint.

Oft wird der Energieverlust über $\beta\gamma = \frac{p}{mc}$ aufgetragen. Die Bethe-Bloch-Formel kann man mit $x = \beta\gamma$ in die folgende Form überführen.

$$-\frac{dE}{dX} = C_1 \frac{1}{x^2}\left[\ln(C_2 x^2)(1+x^2) - x^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{4.2}$$

Die Parameter C_1 und C_2 sind aus den Konstanten in 4.1 abzuleiten. Die Lage des Minimums der Funktion hängt von C_2, also von der Ionisierbarkeit des verwendeten Mediums, ab. Die zentralen Driftkammern des H1-Detektors sind mit einem Gasgemisch gefüllt, wobei Argon als eigentliches Nachweisgas dient. Der mittlere Energieverlust I pro Ionenpaar für Argon beträgt nach [Kle84] $15.8eV \cdot Z \approx 185eV$. Damit ergibt sich halbanalytisch ermittelt[2] für $(\beta\gamma)_{min}$ ein Wert von 3.1. Dort beträgt der Energieverlust[3] $10.5 \cdot C_1$. Im folgenden wird die Höhe des Energieverlustes stets auf diesen Wert normiert angegeben. In Abb. 4.1 ist die Funktion aus 4.2 dargestellt (ohne Berücksichtigung des Dichteeffekts).

Experimentell ist nur der Impuls einer Spur bestimmbar. Es gilt:

$$x = \beta\gamma = \frac{p}{mc} \tag{4.3}$$

Setzt man diesen Ausdruck in Formel 4.2 ein, so erhält man den Energieverlust in Abhängigkeit vom Impuls. Bei dieser Auftragung ergibt sich ein unterschiedlicher Funktionsverlauf für Teilchen verschiedener Massen, wie in Abb. 4.2(a) zu sehen ist. Nach den oben erzielten Ergebnissen liegt das Minimum der Kurven ungefähr beim dreifachen Wert der Ruhemasse des jeweiligen Teilchens. Man erkennt hier, daß eine Teilchenidentifikation mittels Energieverlustmessung prinzipiell nur bis zu einem Impuls von ca. 1 GeV/c möglich ist (den relativistischen Anstieg nicht berücksichtigt). Noch deutlicher wird dies in Abb. 4.2(b). Hier wurde der normierte relative Energieverlust der Teilchensorte X zu Y aufgetragen:

$$\frac{\frac{dE}{dx}(X) - \frac{dE}{dx}(Y)}{\frac{dE}{dx}(X)} \tag{4.4}$$

Das Diagramm gibt also an, wie weit der theoretische Energieverlust von zwei Teilchensorten in Abhängigkeit vom Impuls auseinanderliegt. Vergleicht man dies mit der

[2] Die Nullstelle der ersten Ableitung wurde numerisch berechnet.

[3] Das ergibt mit $C_1 = 4\pi N_A r_2^2 m_e c^2 \times \frac{18}{40} = 0.138\ \frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^2}$ für den minimalen Energieverlust einen Zahlenwert von $1.45\ \frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^2}$. [Kle84] gibt einen Wert von $1.47\ \frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^2}$ an.

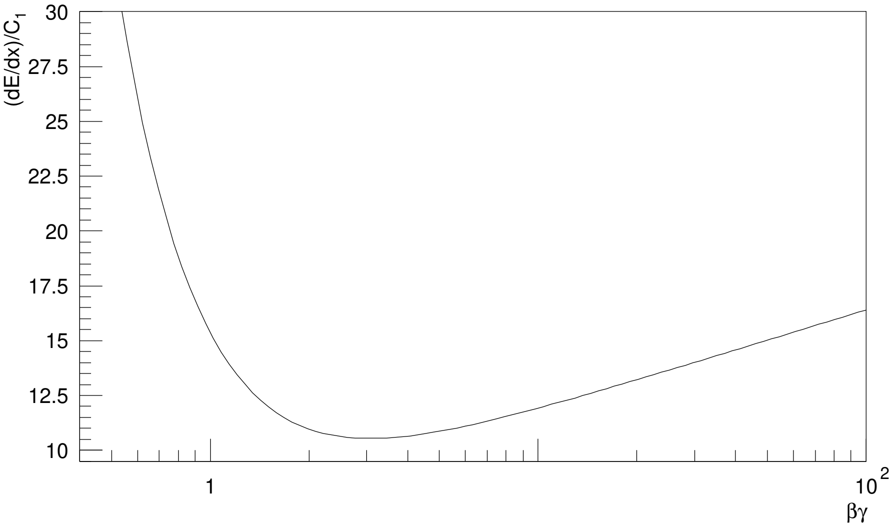


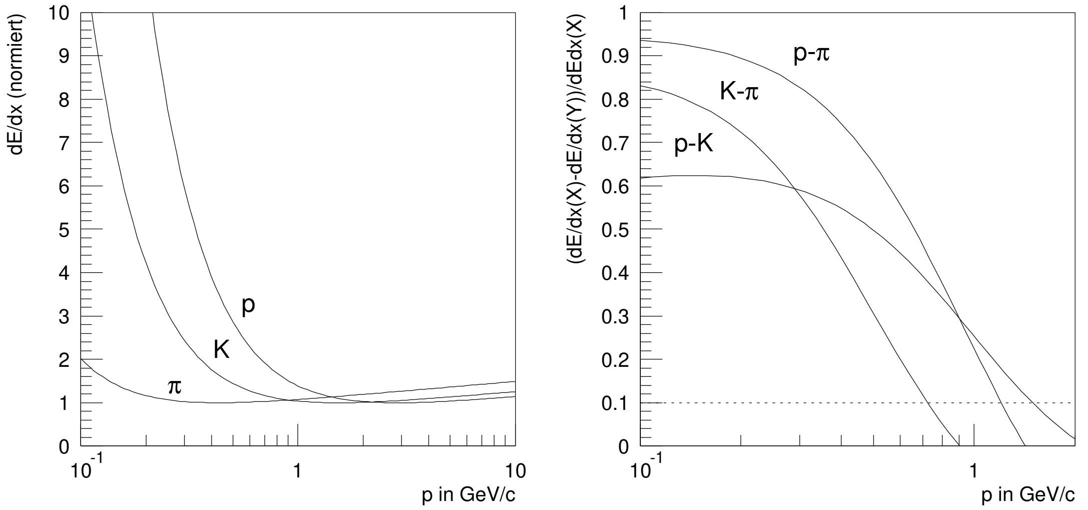
Abbildung 4.1: Der theoretische Verlauf des Energieverlustes, aufgetragen über $\beta\gamma$. In dieser Form ist die Kurve unabhängig von der Teilchenmasse und gilt allgemein. Im relativistischen Anstieg ist der Dichteeffekt nicht berücksichtigt.

Auflösung des Detektors, so hat man einen Anhaltspunkt, bis zu welchem Impuls zwei Teilchensorten unterschieden werden können. Die gestrichelte horizontale Linie markiert die derzeitige Auflösung der zentralen H1-Driftkammern[4]. Man kann ablesen, daß die Bänder der Protonen und Kaonen ungefähr bei 0.7-0.8 GeV/c verschmelzen. Protonen von Kaonen oder Pionen zu unterscheiden, wird spätestens bei einem Impuls von ca. 1.2 GeV/c unmöglich.

4.2 Die Messung des Energieverlustes bei H1

Die Höhe der Energiedeposition eines Teilchens wird bei H1 zur Zeit nur in den beiden zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 (siehe Kapitel 1.2.2) gemessen. Da die Signaldrähte der Kammern im Proportionalbereich betrieben werden, ist die dort deponierte Ladung ein direktes Maß für die Anzahl der Elektronen, die aus den Atomschalen entfernt wurden und damit für den Energieverlust des detektierten Teilchens. Jeder Drahttreffer in einer der zentralen Driftkammern entspricht also einer Energieverlustmessung. So kann man einen Mittelwert bilden, dessen Fehler umso kleiner ist, je mehr Treffer eine Spur hinterlassen hat. Auf den endgültigen Wert des Energieverlustes kommt man durch Multiplikation mit Kalibrationskonstanten, die experimentell ermit-

[4]Die Auflösung beträgt nach [H1C93] 10%



(a) (b)

Abbildung 4.2: (a) Der theoretische Verlauf des Energieverlustes, aufgetragen über den Impuls. Es wurden die Massen des Protons, Kaons und Pions eingesetzt. Die Kurven sind auf das gemeinsame Minimum normiert. (b) Verhältnis der Energieverlustkurven

telt werden müssen und dem Sinus des Polarwinkels der Spur. Letzteres dient dazu, die Länge einer Spur auf die rϕ-Ebene zu projezieren. Damit berücksichtigt man die Proportionalität zwischen gesamter Energiedeposition und der Strecke, die das Teilchen im Medium zurückgelegt hat.

Bei der Feststellung des Mittelwertes ist folgendes zu beachten: Die Meßwerte der Energiedeposition einer Spur folgen statistisch einer zu höheren Werten hin verschobenen Landau-Verteilung. Dies liegt an sog. δ-Elektronen. Das sind Hüllenelektronen, die vom durchgehenden Teilchen einen so hohen Impuls erhalten haben, daß sie ihrerseits wieder Atome ionisieren können. Dadurch wird ein zu hoher Energieverlust gemessen und die Genauigkeit des Mittelwertes verschlechtert. Bei H1 werden zwei Verfahren angewandt, um diesen Effekt zu kompensieren:

1. Bei der sog. $1/\sqrt{x}$-Methode werden die höchsten Meßwerte verworfen (ca. 5–10% aller Treffer). Dann wird der Mittelwert aus der Größe $1/\sqrt{dE/dx}$ gebildet, die annähernd normalverteilt ist.

2. Die sog. Truncated Mean-Methode beruht auf einem Schnitt auf den maximalen bei der Mittelwertbildung noch berücksichtigten Energieverlust. Dabei werden ca. 20–40% aller Treffer verworfen. Es kann auch ein Schnitt auf besonders kleine Meßwerte vorgenommen werden

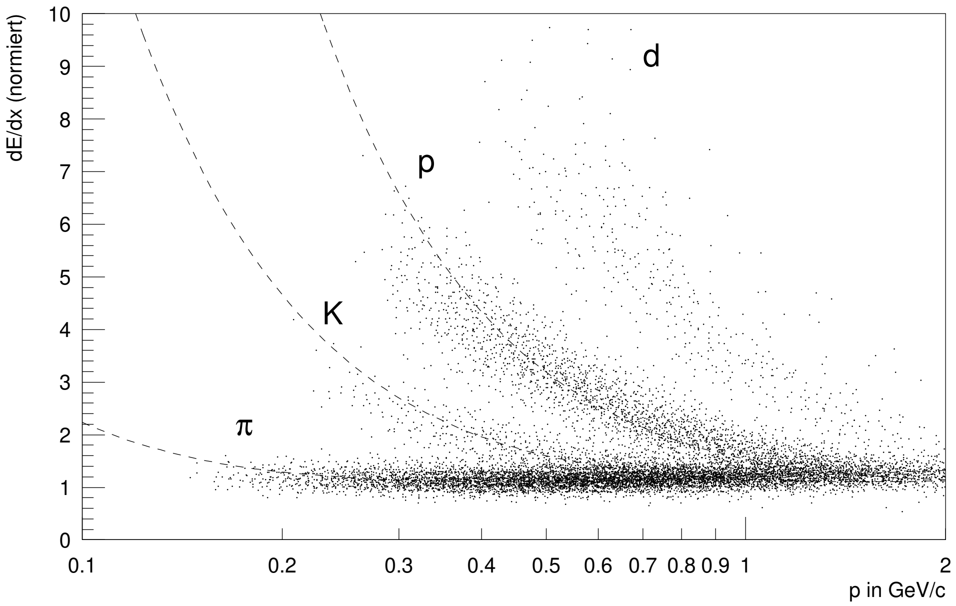


Abbildung 4.3: Vergleich des theoretischen Verlaufes des Energieverlustes mit Ergebnissen aus H1-Daten (ca. 100000 Ereignisse). Die gestrichelten Linien sind die Vorhersagen gemäß der Bethe-Bloch-Formel.

Beide Methoden werden im H1-Experiment angewandt. Die Untersuchung der Auflösung in [Pre92] kommt zum Ergebnis, daß die beiden Arten der Mittelwertbildung zu fast identischen Fehlern führen. Dort wird die Auflösung insgesamt mit 9.2% –10.7% angegeben, abhängig von der geforderten Güte der Spuren. Der Meßwert für den Energieverlust einer Spur nach der Truncated Mean-Methode liegt immer unter dem der $1/\sqrt{x}$-Methode, da im ersten Fall öfter große Werte verworfen werden. In der vorliegenden Arbeit wurde mit den Ergebnissen der $1/\sqrt{x}$-Methode gearbeitet.

In Abb. 4.3 ist der Energieverlust von Teilchenspuren aus H1-Daten aufgetragen. Dabei wurden nur Spuren berücksichtigt, die mehr als 50 Treffer im Zentraldetektor hinterließen. Dadurch wird die Streuung der Werte deutlich geringer.

Gut sind vier Bänder zu unterscheiden. Die gestrichelten Linien entsprechen der theoretischen Erwartung der Bethe-Bloch-Formel (4.1) für Protonen, Kaonen und Pionen (der Normierungsfaktor C_1 wurde auf die Daten optimiert). Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Daten ist gut, wenn auch das Proton-Band bei kleinen Impulsen etwas flacher verläuft als die Vorhersage. Das oberste Band bilden Deuteronen, die bei Untergrundereignissen entstehen. Man erkennt mit bloßem Auge, daß eine Teilchenidentifikation möglich sein sollte.

4.3 Untersuchungen an Inline-Ereignissen

In einer Vorstudie sollen nun die Möglichkeiten einer Teilchenidentifikation durch Messung des Energieverlustes abgeschätzt werden. Dazu wurden Inline-Ereignisse erzeugt und rekonstruiert. Dabei handelt es sich um eine Option des H1-Simulationspaketes H1SIM. Teilt man dem Programm eine Teilchensorte und die Grenzen für Impuls, Polar– und Azimutalwinkel mit, so wird eine ebenfalls wählbare Anzahl dieser Teilchen „erzeugt“ und die Reaktion des Detektors simuliert. Die genannten kinematischen Größen werden gleichmäßig über die definierten Intervalle verteilt. Nach der Rekonstruktion mit dem Programm H1REC stehen dann alle Spurinformationen, u.a. der Energieverlust, zur Verfügung. Die Impuls- und Winkelverteilung dieser Spuren kann (und soll) nicht mit gemessenen Größen übereinstimmen. Für Untersuchungen bezüglich Teilchenidentifikation mittels Energieverlustmessung stellen diese simulierten Daten jedoch den idealisierten Testfall dar.

Es wurden drei Datensätze erzeugt. Je einer mit 2000 primär „erzeugten“ Protonen, Kaonen und Pionen beider Ladungen in einem Impulsbereich von 0.1 bis 1.4 GeV/c und Polarwinkeln zwischen $30°$ und $150°$.

In Abb. 4.5 ist der Energieverlust der Spuren aus den drei Dateien über den logarithmierten Impuls aufgetragen. Die Daten sind nicht vollkommen rein, da z.B. Kaonen teilweise im Detektor in Pionen zerfallen. Durch Verwendung der ursprünglichen Generatorinformationen ist aber gewährleistet, daß in Abb. 4.5 nur Energieverlusteinträge der jeweils gewünschten Teilchensorte sichtbar sind. Gestrichelt ist die theoretische Vorhersage der Bethe-Bloch-Formel (4.2) für Protonen, Kaonen und Pionen eingezeichnet. Es ist festzustellen, daß zwischen Simulation und Theorie deutliche Unterschiede vor allem bei kleinen Impulsen liegen. Ein Grund dafür ist der Umstand, daß bei kleinen Impulsen die Geschwindigkeitsabnahme eines Teilchens aufgrund des Energieverlustes bemerkbar wird. Deshalb liegen die „gemessenen“ Impulse einer Spur in der Regel unter den ursprünglich generierten Werten. Dies belegt Abb. 4.4, in der der gemessene Impuls einer Spur über den Impuls des generierten Teilchens aufgetragen ist. Da man bei der Anwendung der Bethe-Bloch-Formel davon ausgeht, daß die Geschwindigkeit des Teilchens konstant bleibt, läuft die theoretische Kurve bei kleinen Impulsen zu steil. Es ist also bei der Wahl der Schnittfunktionen zu beachten, daß die Energieverlustbänder bei simulierten Daten für kleine Impulse flacher verlaufen.

Trägt man die Ergebnisse aller drei Datenfiles übereinander auf (wie in Abb. 4.5(d) geschehen), so erkennt man, daß eine Teilchenidentifikation bei kleinen Impulsen durchaus sinnvoll ist. Deutlich sind die drei Bänder der Protonen, Kaonen und Pionen zu unterscheiden. Ab einem Impuls von ca. 0.4 GeV/c gehen Kaon– und Pion-Band ineinander über, genauso wie Proton– und Kaon-Band bei ca. 0.8 GeV/c. Oberhalb eines Impulses von ca. 1.2 GeV/c ist die Teilchentrennung bisher nicht möglich. Der relativistische Anstieg bei höheren Impulsen ist hier nicht dargestellt. Um dort noch eine Teilchenidentifikation betreiben zu können, ist die derzeitige Auflösung des Energieverlustes bei H1

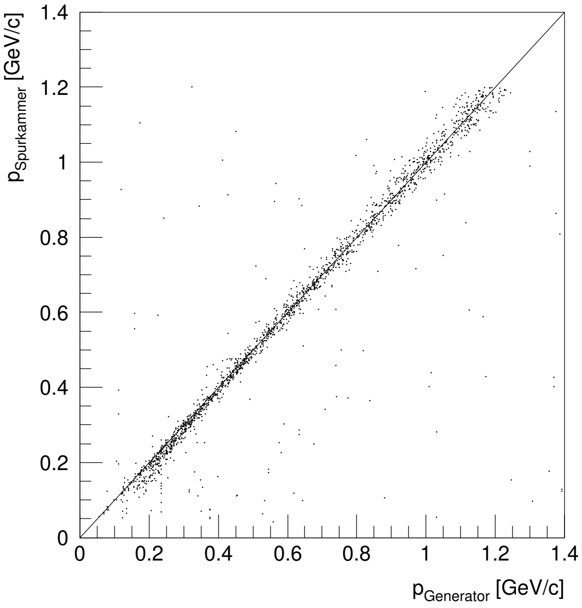


Abbildung 4.4: Vergleich des Impulses eines Teilchens, ermittelt aus den Generatorinformationen und aus den simulierten Ergebnissen der Spurkammern

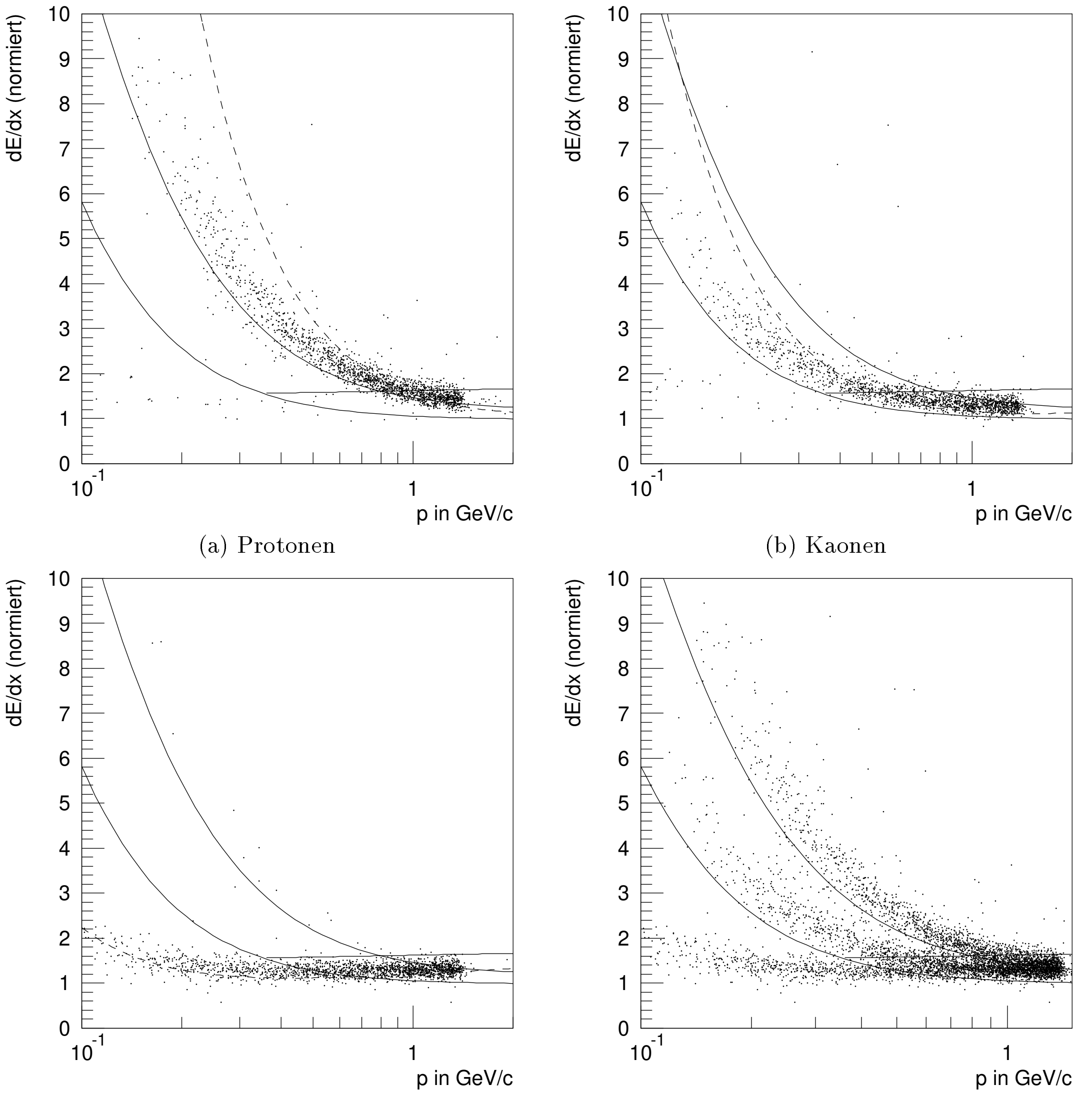
nicht ausreichend.

4.4 Ermittlung der Schnittfunktionen

Obwohl die Simulation vom theoretischen Verlauf des Energieverlustes abweicht und damit Unterschiede zu den Ergebnissen mit H1-Daten aufweist, kann man nun aufgrund der Inline-Daten Funktionen definieren, die die beobachtbaren Bänder voneinander separieren. Allerdings zeigt Abb. 4.5, daß die Daten, verglichen mit der theoretischen Vorhersage, zumindest bei Protonen und Kaonen eher zu tief liegen. Im folgenden wurde deshalb darauf geachtet, mit den Schnittfunktionen mehr den unteren Rand der Bänder zu beschreiben, als die Mitte zwischen den Bändern. Der so gewonnene Spielraum erweist sich als wertvoll, wenn man die Ergebnisse von H1-Daten betrachtet (Abschnitt 4.2). Da der Energieverlust durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird, liegt es nahe, dabei von der Form $f(x) = \frac{1}{p^2}$ auszugehen. Um die Funktionen flexibel an den *Zwischenraum* der $\frac{dE}{dx}$-Bänder anpassen zu können, wurde folgende Parametrisierung gewählt:

$$\frac{dE}{dx}(p) = \frac{p_1}{(p + p_3)^2} + p_2 \tag{4.5}$$

Die freien Parameter p_1, p_2 und p_3 werden nun durch einen Fit bestimmt. Dazu werden am unteren Rand der Proton– und Kaon-Bänder die Koordinaten von 10–15 Punkten



(a) Protonen

(b) Kaonen

(c) Pionen

(d) p–K–π

Abbildung 4.5: Energieverlust von rekonstruierten Inline-Events. Durchgezogene Linien entsprechen den gewählten Schnittfunktionen, gestrichelte der jeweiligen Vorhersage der Bethe-Bloch-Formel

grafisch ermittelt. Dann wird mittels eines χ^2-Tests die Funktion aus Formel 4.6 an diese Punkte angepaßt. Dies wurde mit dem Programm MINUIT aus dem PAW[5]-Paket durchgeführt. Zusätzlich wurde eine Funktion zur Festlegung des oberen Randes des Pion-Bandes bestimmt. Der Energieverlust der Pionen erreicht schon früh sein Minimum.

[5]Physics Analysis Workstation

	Schnittfunktion	p_1	p_2	p_3
S_1	Unterer Rand Proton-Band	0.338	1.170	0.081
S_2	unterer Rand Kaon-Band	0.088	0.971	0.035
S_3	oberer Rand Pion-Band	0.137	1.619	–

Tabelle 4.1: Parameter der Schnittfunktionen

Es genügt, den relativistischen Anstieg durch eine Gerade zu parametrisieren:

$$\frac{dE}{dx}(p) = p_1 p + p_2 \tag{4.6}$$

Dies geschah wieder auf grafischem Wege.

Die so gefundenen Parameter für die drei Schnittfunktionen, die die Bezeichnung S_1–S_3 tragen, sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt und die Funktionen selber in Abb. 4.5 eingezeichnet.

4.5 Anwendung der Schnittfunktionen zur Teilchenidentifikation

Mittels der drei Schnittfunktionen kann man nun Bereiche im dE/dx-Plot definieren in denen Einträgen eine Identifikationsklasse zugeordnet wird. Diese Klasse umfaßt dann eine oder auch mehrere Teilchensorten. Damit wird dem Umstand Rechnung getragen, daß sich die Bänder in Abb. 4.5 in manchen Regionen überschneiden. Dort kann kein scharfer Übergang von einer Teilchensorte zur nächsten definiert werden. Allerdings ist es möglich, die Zahl der in Frage kommenden Arten einzuschränken. Wird dies bei der späteren Analyse berücksichtigt, kann auch in den Übergangsregionen der kombinatorische Untergrund gesenkt werden.

Hier kamen fünf Identifikationsklassen zur Anwendung, die sich aus fünf Bereichen der dE/dx-Auftragung ergeben. Die grafische Definition der Bereiche ist in Abb. 4.6 dargestellt. Das Schema der Einteilung in Klassen lautet (in Klammern ist die entsprechende Beschriftung aus Abb. 4.6 angegeben):

- Zunächst werden drei Impulsbereiche gebildet:
  - Der erste Impulsbereich (I) läuft von Null bis zum Schnittpunkt der Funktionen S_2 und S_3. Dieser Punkt wird im weiteren x_1 genannt und hat den Wert 0.357 GeV/c.
  - Der zweite Impulsbereich (II) liegt zwischen x_1 und dem Schnittpunkt von S_1 und S_3 (x_2). x_2 wurde zu 0.801 GeV/c bestimmt.

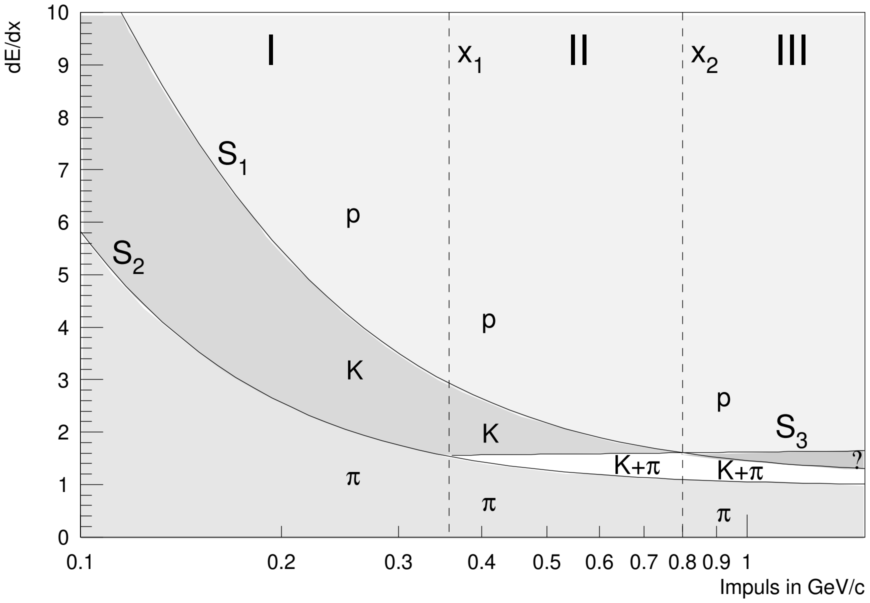


Abbildung 4.6: Grafische Definition der Regionen zur Teilchenidentifikation

  - Der letzte Bereich (III) erstreckt sich von x_2 bis zu einem Punkt, bei dem Teilchenidentifikation keinen Sinn mehr macht (ca. 1.2 GeV/c)

- Die fünf Klassen haben folgende Bedeutung:

  - Klasse 1: eindeutig erkannte Protonen (p)
  - Klasse 2: eindeutig erkannte Kaonen (K)
  - Klasse 3: eindeutig erkannte Pionen (π)
  - Klasse 4: Kaonen oder Pionen (K+π)
  - Klasse 5: unbekannt, Identifikation nicht möglich (?)

- Mit den Schnittfunktionen S_1, S_2 und S_3 lassen sich nun Spuren nach ihrem Energieverlust in Identifikationsklassen einteilen. Wie die Zuordnung getroffen wird ist in Abb. 4.6 dargestellt.

Um die Güte der Teilchenidentifikation zu testen, liegt es nahe, die über den Energieverlust gemachte Annahme für die Teilchensorte mit der vom Generator vorgegebenen zu vergleichen. Die Datenstruktur der H1-Software ermöglicht es, bei Monte-Carlo-Daten, die simuliert und rekonstruiert wurden, eine Verbindung von der rekonstruierten Spur zu der ursprünglichen Generatordatenbank zu finden. Damit steht dann auch die „wahre" Identität der Spur zur Verfügung. Vergleicht man diese mit den Ergebnissen der oben

„wahr“ / Hypothese	Proton [%]	Kaon [%]	Pion [%]
Proton	**65.5**	4.1	1.3
Kaon	3.4	**28.4**	1.8
Pion	5.4	8.6	**63.2**
Kaon/Pion	15.2	55.1	32.4
keine Id.	10.2	3.8	1.4

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Teilchenidentifikation bis zu einem Impuls von 1.2 GeV/c

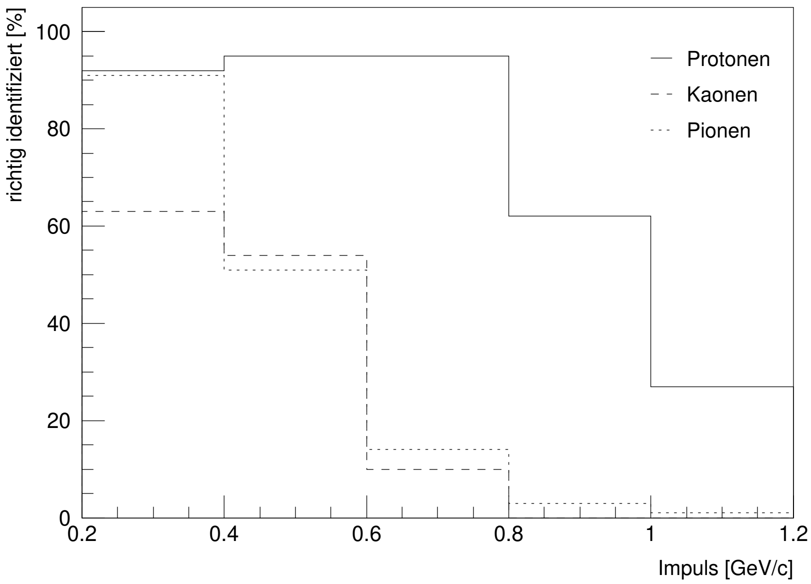


Abbildung 4.7: Die Rate der eindeutig und richtig identifizierten Teilchen, aufgetragen über den Impuls

geschilderten Methode zur Teilchenidentifikation, so erhält man folgende Identifikationsmatrix (Tabelle 4.2).

Die Einträge sind in Prozent angegeben und normiert auf die Gesamtzahl in einer Spalte. Da in den Spalten die „wahre“ Teilchensorte vermerkt wird (unterteilt in Proton, Kaon, Pion und andere), gibt jeder Eintrag an, wieviel Prozent einer Sorte in die Identifikationsklasse eingeteilt wurde, die in der jeweiligen Zeile steht. Die Klassen sind die oben beschriebenen. Die Untersuchung wurde hier nur bis zu einem Teilchenimpuls von 1.2 GeV/c durchgeführt, da die Teilchenerkennung prinzipiell nur hier funktioniert. Für die fett gedruckten Einträge, bei denen das jeweilige Teilchen korrekt eingeordnet wurde, ist die Abhängigkeit der Identifikationsrate vom Impuls in Abb 4.7 aufgetragen. Jedes bin

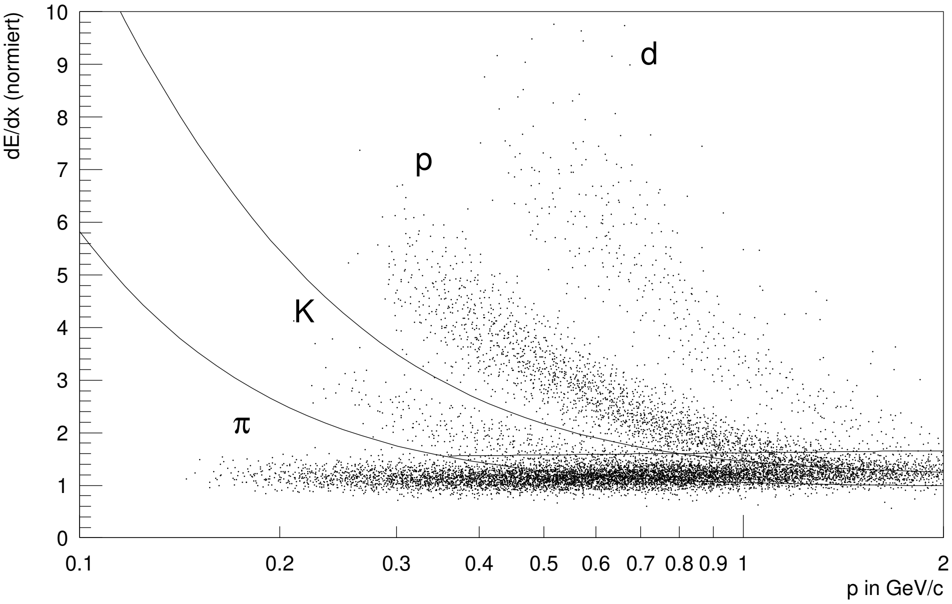


Abbildung 4.8: Die Schnittfunktionen dargestellt mit Energieverlustdaten von H1 (selber Datensatz wie in Abb. 4.3).

wurde dabei einzeln normiert. Die Anzahl der richtig identifizierten Teilchen in einem Impulsbereich wurde durch die Gesamtzahl der Spuren in diesem Bereich geteilt. Der Impulsbereich beginnt bei 0.2 GeV/c, da unterhalb dieser Grenze die Rückverfolgung der Spuren zu ihren Generatorteilchen unsicher wird. Folgende Punkte sind aus der Tabelle und dem Diagramm abzulesen:

- Die Protonidentifikation funktioniert mit 65.5% gut. Allerdings ist die Zahl der Fehlidentifikationen (also die Einstufung in die Identifikationsklassen 2-4) mit 24% hoch. Bei 10.2% der Spuren von Protonen konnte keine Aussage bezüglich der Teilchensorte gemacht werden (Klasse 5). Der Impulsbereich, in dem die Identifikation eindeutige Resultate liefert, ist von allen drei Teilchen am größten. Selbst im Bereich 0.8-1.0 GeV/c werden über 60% aller Protonen richtig eingeordnet.

- Nur 28.4% aller Kaonen werden eindeutig identifiziert, der Anteil der Falschzuordnungen ist mit 12.7% aus den Klassen 1 und 3 gering. Oberhalb eines Impulses von 0.8 GeV/c können die Kaonen wegen der Grenzen der Identifikationsklassen (s.o.) nicht mehr eindeutig zugeordnet werden.

- Pionen werden mit 63.2% gut erkannt, besonders der Anteil falsch zugeordneter Spuren ist mit 3.1% aller Pionen sehr gering. Die Identifikation ist vor allem bei kleinen Impulsen unter 0.4 GeV/c sehr gut.

Insgesamt funktioniert die Teilchenidentifikation, und es sollte möglich sein, den Untergrund bei der Rekonstruktion von Signalen zu senken.

In Abb. 4.8 ist noch einmal das Ergebnis der Energieverlustmessung mit H1-Daten dargestellt. Darüber sind die Schnittfunktionen eingezeichnet. Vergleicht man die Lage der Bänder mit den simulierten Daten aus Abb. 4.5, so muß man feststellen, daß der Detektor durch die Simulation hinsichtlich des Energieverlustes noch unvollkommen beschrieben wird. Durch die vorsichtige Wahl der Schnittfunktionen (durchgezogene Linien) sind diese aber immer noch anwendbar. Auch Schwankungen in der Lage der Bänder, die in einzelnen H1-Läufen vorkommen, werden verkraftet. Zusammenfassend kann man aus Abb. 4.8 ablesen, daß die Energieverlustmessung bei H1 beherrscht wird und daß eine Teilchenidentifikation in den oben diskutierten Impulsgrenzen möglich sein sollte.

5. Analyse zur Auffindung von Signalen schwerer Baryonen

5.1 Monte-Carlo-Studien zur Λ_c-Identifizierung

Um in einer Anzahl von Ereignissen nach Zerfällen eines bestimmten Teilchens zu suchen, ist es üblich, aus Kombinationen von Spuren im Detektor die sog. invariante Masse zu berechnen. Ist p_i der Vierervektor des Ausgangsteilchens und p_f der Gesamtvierervektor des Endzustandes, so folgt aus der Definition des Skalarproduktes und der relativistischen Beziehung zwischen Impuls und Gesamtenergie:

$$\begin{aligned} p_i^2 = p_f^2 &= E^2 - \vec{p}^{\,2} c^2 \\ &= m^2 c^4 \end{aligned} \tag{5.1}$$

E: Gesamtenergie, $\vec{p}$: Gesamtimpuls

Das Quadrat der Viererimpulse ist also konstant und ist gleich der quadrierten Ruhemasse des Ausgangsteilchens. Für einen Zweikörperzerfall (A $\rightarrow$ B C) addieren sich die Vierervektoren von Teilchen B und C zu p_f, und Formel 5.1 läßt sich umformen zu:

$$p_f^2 = (E_B + E_C)^2 - (\vec{p}_B + \vec{p}_C)^2 c^2 \tag{5.2}$$

Der zweite Summand in dieser Formel ist über die Impulsmessung von Spuren im Zentraldetektor von H1 bestimmbar. Für die Energien des ersten Summanden macht man eine Massenhypothese: in der relativistischen Impuls–Energiebeziehung $E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$ setzt man die bekannten Ruhemassen der gesuchten Zerfallsteilchen und den gemessenen Impuls ein. Die so berechnete invariante Masse ist nur dann korrekt, wenn die Massenhypothese richtig war. Kombinationen von „falschen“ Spuren führen zu einem statistisch verteilten Untergrund. Diese Methode läßt sich leicht auf Zerfälle mit mehr Teilchen im Endzustand (hier: drei) erweitern.

Um den Zerfall eines gesuchten Teilchens in einem bestimmten Kanal nachzuweisen, berechnet man für alle Kombinationen aus geeigneten Spuren die invariante Masse. Als Massenhypothese werden die Massen der Teilchen des gesuchten Endzustandes benutzt.

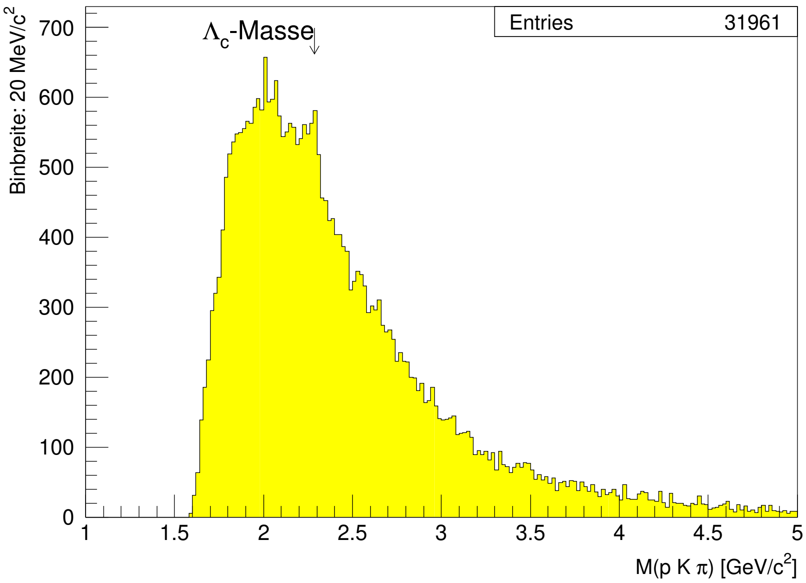


Abbildung 5.1: Invariante Masse von Spurkombinationen aus 1660 Monte-Carlo-Ereignissen ohne Teilchenidentifikation

Sind diese unterschiedlich, so müssen auch alle Permutationen ihrer Reihenfolge berücksichtigt werden. Das Verfahren wendet man auf möglichst viele Ereignisse an und trägt die invarianten Massen in ein Histogramm ein. Dann sollte über dem kombinatorischen Untergrund eine Häufung der Einträge bei der Ruheenergie des Ausgangsteilchens auftreten, wenn die gesuchten Zerfälle in den Ereignissen vorkamen. Ist die Anzahl von „falschen“ Kombinationen, deren invariante Masse zufällig den richtigen Wert annimmt, allerdings groß gegenüber der Zahl der gesuchten Reaktionen, so kann eine Identifikation des Signals unmöglich werden.

Beim Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ ist der kombinatorische Untergrund besonders hoch, da man drei unterschiedliche Teilchen im Endzustand hat. Abb. 5.1 stellt ein Histogramm mit invarianten Massen dar, die aus dem Monte-Carlo-Datensatz MC5 gebildet wurden. In jedem dieser Ereignisse zerfällt ein Λ_c-Baryon in dem gewünschten Kanal. Es wurden alle Spuren eines Ereignisses miteinander kombiniert, die die richtige Ladungskombination aufwiesen. Man erkennt kein signifikantes Signal, da der Untergrund zu groß ist.

Es wird deutlich, daß die Anzahl der Spurkombinationen pro Ereignis gesenkt werden muß. Dazu werden in dieser Arbeit zwei Methoden angewandt:

Kinematische Schnitte Die Spur muß gewisse Kriterien bezüglich ihrer meßtechnisch zugänglichen Eigenschaften erfüllen (Polarwinkel, (Transversal–)Impuls).

Teilchenidentifikation Es muß eine Methode gefunden werden, die Sorte des Teilchens, das die Spur hinterließ, zu bestimmen. Dann werden nur die invarianten Massen von Teilchenkombinationen gebildet, die dem gesuchten Endzustand entsprechen.

Wie in Abschnitt 3.6 dargelegt, ergeben sich aus der Zerfallskinematik des untersuchten Prozesses keine Schnitte auf Spurparameter, die geeignet wären, den Untergrund zu senken. Im folgenden wurde deshalb lediglich ein Transversalimpuls größer 0.1 GeV/c gefordert. Unterhalb dieses Wertes ist eine sinnvolle Verwertung der Spur nicht möglich. Der Polarwinkel muß zwischen 30° und 150° liegen, da sich in diesem Bereich die zentralen Spurkammern befinden. Die Analyse stützt sich ausschließlich auf diese Detektorkomponente, und nur hier ist zur Zeit eine Messung des Energieverlustes möglich.

In Kapitel 4 wird die Teilchenerkennung von H1-Daten mittels Energieverlustmessung detailliert beschrieben. In dieser Analyse wird zunächst jeder Spur des aktuellen Ereignisses, die den kinematischen Anforderungen entspricht, eine der fünf Identifikationsklassen zugeordnet. Generierte und rekonstruierte Daten können genauso wie H1-Daten behandelt werden. Die Teilchenidentifikation kann bei Monte-Carlo-Daten zu Studienzwecken aber auch auf die Generatorinformationen über die Teilchenart zurückgreifen. Dabei kann der Impulsbereich, in dem die Erkennung geschieht, eingeschränkt werden, um den Verhältnissen bei H1-Daten näherzukommen und die Auswirkungen dieser Einschränkung direkt zu untersuchen. Ebenfalls kann man die Teilchenerkennung auf bestimmte Sorten (z.B. Protonen) beschränken.

Nach der Teilchenerkennung werden alle „richtigen“ Kombinationen aus den Spuren eines Ereignisses genommen und ihre invariante Masse berechnet. „Richtig“ bedeutet dabei, daß nur Kombinationen genommen werden, in denen die Identifikationsklassen für Protonen, Kaonen *und* Pionen vorkommen. Man muß also festlegen, welche Identifikationsklassen für jedes Teilchen stehen sollen. Für das Proton kommen z.B. die Klassen 1 (eindeutiges p) und 5 (keine Zuordnung möglich) in Frage. Legt man fest, daß nur Spuren, denen Klasse 1 zugeordnet wurde, als Protonen zählen, so erwartet man weniger Untergrund, die Effizienz wird allerdings sinken. Nimmt man noch Klasse 5 hinzu, so sind die Folgen gerade umgekehrt. Falls nicht anders angegeben, werden bei den folgenden Analysen stets alle in Frage kommenden Identifikationsklassen berücksichtigt, also 1 und 5 für das Proton, 2, 4 und 5 für das Kaon und 3, 4 und 5 für das Pion.

Außerdem kann bei der Bildung der Spurkombinationen ausgenutzt werden, daß aufgrund des Quarkinhaltes des Λ_c-Baryons und der Zerfallsteilchen nur die folgenden Ladungsanordnungen vorkommen:

- Λ_c^+ Zerfall: p^+ K^- π^+
- Λ_c^- Zerfall: p^- K^+ π^-

Dadurch, daß nur falsche Ladungskombinationen verwendet werden, kann man den Untergrund und die Signifikanz eines Signals bestimmen. Außerdem sollte der Verlauf und

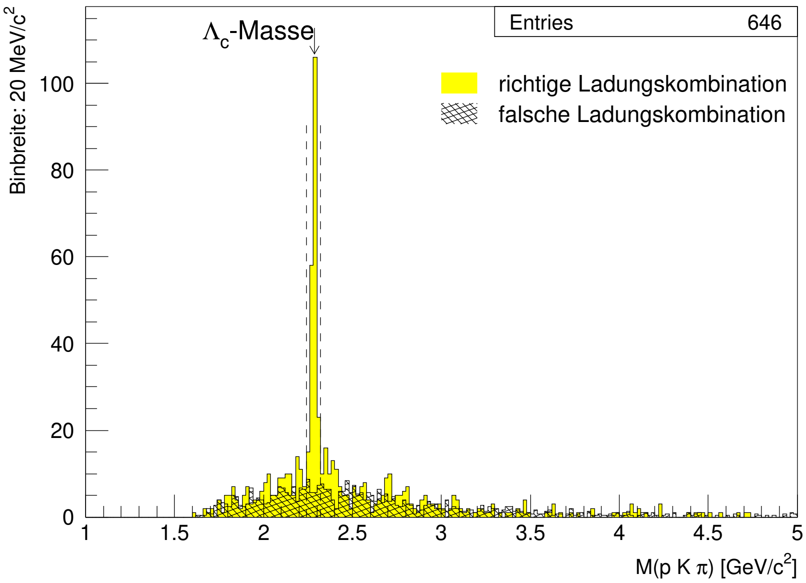


Abbildung 5.2: Invariante Masse von Spurkombinationen aus 1660 Monte-Carlo-Ereignissen mit Teilchenidentifikation über Generatorinformation

die Höhe der so gewonnenen Verteilung mit dem Untergrund bei Benutzung korrekter Ladungskombinationen übereinstimmen. Da es bei drei Teilchen sechs falsche und zwei richtige Kombinationen gibt, wird die Anzahl der Einträge im ersten Fall dreimal so hoch sein wie im zweiten. Bei den folgenden Vergleichen ist der Untergrund deshalb mit 1/3 gewichtet.

Um die fehlerfreie Implementation des Algorithmus zu testen und einen Eindruck der Auswirkung einer idealen Teilchenidentifikation zu erhalten, ist in Abb. 5.2 die invariante Masse der Testdaten histogrammiert unter Verwendung der Generatorinformationen über die Teilchensorte. Das Diagramm spiegelt die Verhältnisse bei einer optimalen Teilchenidentifikation wieder. Der Bereich innerhalb der gestrichelten Linien wird als zum Signal gehörend angesehen. Der schraffierte Untergrund aus falschen Ladungskombinationen besitzt dort 27 und das Signal 202 Einträge. So ergibt sich ein Verhältnis von 6.5. Von den vorhandenen 432 gesuchten Zerfällen (in die zentralen Spurkammern) werden 175 gefunden. Das bedeutet, das die Effizienz bei $(41\pm4)\%$ liegt. Der Fehler wurde dabei unter der Annahme berechnet, daß die Anzahl der Einträge in den einzelnen bins eine gaußförmige Verteilung besitzt.

Abb. 5.3 resultiert aus dem selben Vorgehen wie im letzten Abschnitt beschrieben, allerdings wird nun die Teilchenidentifikation mit der in Kapitel 4 vorgestellten Methode auf der Basis der Energieverlustmessung durchgeführt. Der Polarwinkel der kombinierten Teilchen ist auf den Bereich $30°$–$150°$ eingeschränkt. In Klammern angegebene Werte

Analyseart	Effizienz	Verhältnis Signal/Untergrund
Teilchen-Id. mittels Generatordaten	(41±4)%	6.5±1.3
Teilchen-Id. mittels Energieverlust Polarwinkel: 30°–150°	(43±3)%	1±0.1
Teilchen-Id. mittels Energieverlust Polarwinkel: 4°–176°	(20±1)%	0.2±0.01
Teilchen-Id. mittels Energieverlust, eindeutiges p	(13±2)%	0.8±0.15
Teilchen-Id. mittels Energieverlust, eindeutiges p und K	(2.3±0.7)%	1.25±0.6

Tabelle 5.1: Analyseergebnisse auf Monte-Carlo-Daten

erhält man, wenn dieser Schnitt wegfällt. Das Verhältnis Signal/Untergrund liegt hier bei 1 (0.2), die Effizienz bei 43% ±3% (20% ±1%)). Im Vergleich mit den Ergebnissen aus Abb. 5.2 kann man also feststellen, daß die Anzahl der gefundenen Zerfälle kaum abgenommen hat. Der höhere Untergrund resultiert aus den nicht eindeutig identifizierten Spuren der Klassen vier und fünf. Will man reinere Signale, so kann man ausschließlich Spuren der Klassen eins und zwei als Protonen bzw. Kaonen verwenden. Wegen ihrer großen Zahl ist die Einschränkung auf eindeutig identifizierte Pionen wenig sinnvoll. Allerdings wird so indirekt auch der zugängliche Phasenraum beschnitten, da eine Teilchenidentifikation nur bis zu einem Impuls von 1.2 GeV/c möglich ist. Somit scheiden Spuren mit einem Impuls oberhalb dieser Grenze aus. Abb. 5.4 zeigt die Auswirkung dieser Beschränkungen. In Bild (a) sind eindeutig identifizierte Protonen gefordert. Die Effizienz sinkt auf 13(±2)% bei einem Verhältnis von Signal zu Untergrund von 0.8. In (b) müssen zusätzlich auch noch Kaonen klar erkannt werden, was die Effizienz auf 2.3(±0.7)% drückt, das Verhältnis Signal/Untergrund liegt allerdings bei 1.25. Gerade bei den letzten Werten sinkt die quantitative Aussagekraft wegen der sehr geringen Statistik. Alle Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Welche Ansprüche angelegt werden, hängt von der Güte und dem Umfang der zur Verfügung stehenden Daten ab. Diese Problematik wird im nächsten Abschnitt weiter untersucht.

5.2 Analyse von H1-Daten

Die vorgestellte Analyse soll nun auf H1-Daten angewandt werden. Dabei handelt es sich um ca. 2 Millionen Ereignisse, die im Herbst 1993 genommen wurden. Dies entspricht einer integrierten Luminosität (L) von 320 nb^{-1}. Der Wirkungsquerschnitt der Gamma-Gluon-Fusion (σ_c) beträgt nach [Oul91] 582 nb. Also sollten sich in den Daten

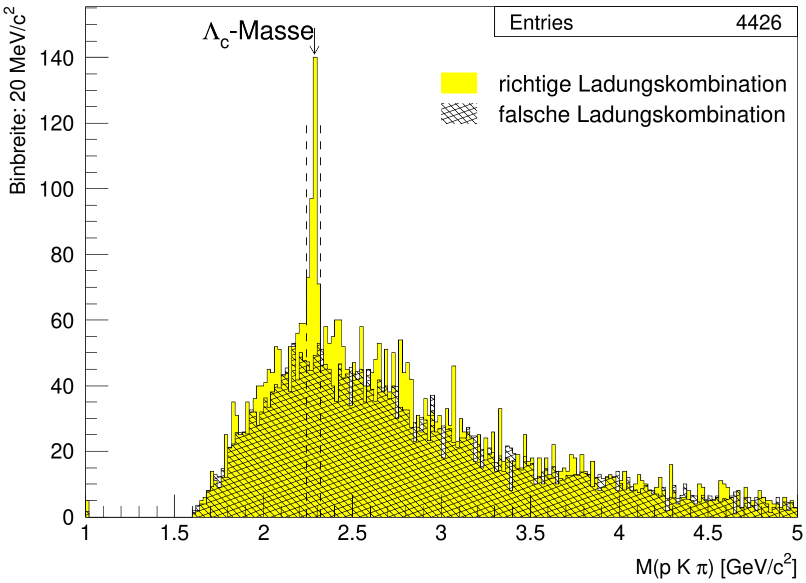


Abbildung 5.3: Invariante Masse von Spurkombinationen aus 1660 Monte-Carlo-Ereignissen mit Teilchenidentifikation über Energieverlustmessung

ca. 180000 Ereignisse mit offenem charm befinden. Nach den vorangegangenen Monte-Carlo-Studien erwartet man 120 Λ_c-Baryonen, die im Kanal p K π zerfallen und dabei im Zentraldetektor auffindbar sind, 50 davon sollte die Analyseroutine erkennen.

In Abb. 5.5 ist das Ergebnis der Analyse der 2 Millionen Ereignisse zu sehen. Die Parametereinstellungen sind die gleichen wie bei Abb. 5.3. Ein Signal ist aufgrund des sehr großen Untergrundes nicht zu erkennen. Nimmt man an, daß das Λ_c-Signal wie in den Monte-Carlo-Studien verlaufen würde, ist der Untergrund in den betroffenen bins 32000 Einträge groß.

Wie groß muß die integrierte Luminosität sein, damit das Signal aus dem Untergrund hervortritt? Dazu folgende Überschlagsrechnung:

- ϵ_{tot} sei die totale Effizienz der Analyse, bestimmt mit den Monte-Carlo-Daten.
- ϵ sei die Effizienz, mit der im H1-Experiment Ereignisse des gesuchten Typs aufgenommen werden. Maßgebend dafür sind vor allem die Triggerbedingungen. Da diese laufend Änderungen unterworfen sind, ist eine genaue Berechnung der Effizienz zumindest sehr schwierig und wird hier nicht vorgenommen. Allerdings stellt diese Berechnung auch nur eine Abschätzung dar. Da die Analyse eine recht hohe Anforderung an die Ereignistopologie stellt, ist ein Wert für ϵ von 0.75 vernünftig.
- Die Zahl aller untersuchten Ereignisse sei N. Sie entspricht, abhängig von den Triggerbedingungen, einer integrierten Luminosität L.

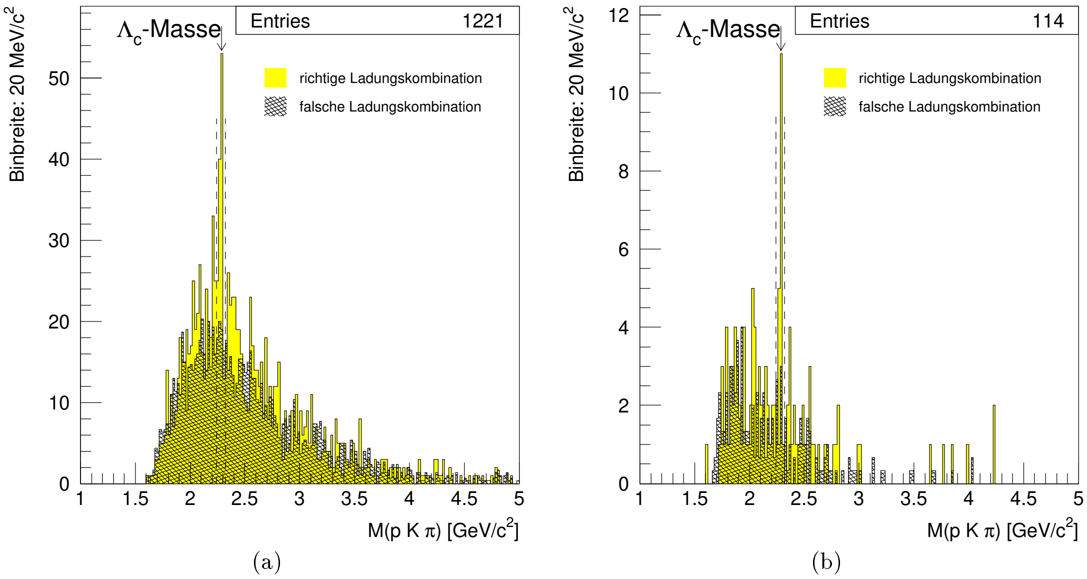


Abbildung 5.4: Invariante Masse von Spurkombinationen aus 1660 Monte-Carlo-Ereignissen mit Teilchenidentifikation über Energieverlustmessung (a) Eindeutige Protonen, (b) Eindeutige Protonen und Kaonen

- Die Anzahl der Ereignisse mit charm, die vom H1-Detektor registriert werden, ist (s.o.): $N_c = \sigma_c L \epsilon$
- Die Anzahl N_{Λ_c} der Zerfälle, die die Analyse findet, berechnet sich damit zu:

$$N_{\Lambda_c} = \epsilon_{tot} \sigma_c L \epsilon \tag{5.3}$$

- Ist U die Anzahl an Untergrundeinträgen in den relevanten bins bei N Ereignissen, so ergibt sich der Fehler dieser pro bin gaußförmig verteilten Einträge zu $\sqrt{U}$.
- x sei nun ein Multiplikationsfaktor für die Zahl der genommenen Daten. Hat man x-mal mehr Daten, so vervielfacht sich die Zahl der auffindbaren Λ_c-Baryonen und der Untergrund ebenfalls um x.
- Ein Signal ist erkennbar, wenn die Zahl der Λ_cBaryonen größer ist als die mittlere Schwankung des Untergrundes: $\sqrt{xU} < xN_{\Lambda_c}$
- Dies ergibt für x, wenn ein Signal erkennbar sein soll:

$$x > \frac{U}{\epsilon_{tot}^2 \sigma_c^2 \epsilon^2 L^2} \tag{5.4}$$

- Eingesetzt werden:

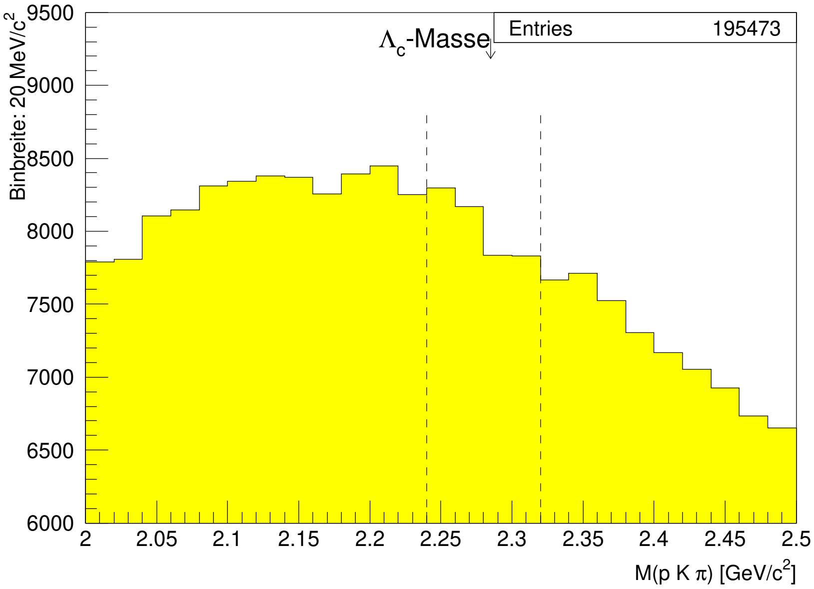


Abbildung 5.5: Invariante Masse von Spurkombinationen aus H1-Daten

- U=32000
- L=320 nb^{-1}
- ϵ_{tot}=0.068% $\times$ (43$\pm$3)% = (2.92$\pm$0.02)$\times 10^{-4}$
- $\sigma_c = 582nb$
- $\epsilon = 0.75 \pm 0.25$ (geschätzter Wert)

- Damit ergibt sich der Grenzfaktor:

$$x > (19.2 \pm 12.8) \tag{5.5}$$

- Bei unveränderten Triggerbedingungen entspräche das einer integrierten Luminosität von:

$$L > (6.1 \pm 4.1)pb^{-1} \tag{5.6}$$

Bei dieser Luminosität ist dann ein Verhältnis von Signal zu Untergrund von 1/800 zu erwarten. Ein Signal wird also in absehbarer Zeit prinzipiell sichtbar sein. Allerdings ist der Untergrund zu groß, um einzelne Λ_c-Kandidaten zu analysieren. Es handelt sich dabei nicht nur um kombinatorischen Untergrund, wie bei den Untersuchungen mit Monte-Carlo-Daten. Vielmehr ist in einem Großteil der Ereignisse kein charm vorhanden. Es kommt also darauf an, ein wesentlich reineres Signal zu erhalten. Aus diesem Grund wird im abschließenden Kapitel die ΔM-Methode eingesetzt.

5.3 Σ_c–Suche mittels ΔM-Methode

Hat man drei Teilchen zu einem hypothetischen Λ_c kombiniert, so kann man ein weiteres Pion hinzunehmen und versuchen, ein Σ_c^{++}, Σ_c^0 oder Σ_c^{--} zu finden. Dem liegt der Zerfall des Σ_c-Baryons zugrunde, der nur über

$$\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c \pi \tag{5.7}$$

stattfindet. Die doppelt geladenen Zustände des Σ_c besitzen eine Masse von 2453.0 MeV, das neutrale Teilchen von 2452.7 Mev. Ist die Massendifferenz zwischen Ausgangsteilchen (hier Σ_c) und Zwischenzustand ($\Lambda_c \pi$) klein, so bietet sich wie bei dem D*-Zerfall die Benutzung der ΔM-Methode an. Dabei wird die Auflösung des Signals erhöht, indem die Differenz der rekonstruierten Massen des Anfangs- und Zwischenzustands aufgetragen wird. Bei der vorliegenden Anwendung zur Auffindung eines Σ_cs kompensieren sich dabei die Meßfehler für das Proton, Kaon und Pion. Es bleibt der Fehler bei der Bestimmung des Impulses des primären Pions aus dem Prozeß $\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$. Gerade wegen der geringen Massendifferenz besitzt das Pion aber nur einen kleinen Impuls, der meßtechnisch genauer erfaßt werden kann. Außerdem liegt der Wert der Massendifferenz am Anfang des kombinatorischen Untergrunds, was eine Identifizierung des Signals erleichtert. Die Massendifferenz liegt mit den angeführten Werten bei 167.8 MeV ($\Sigma_c^{++/--}$) und 167.5 MeV (Σ_c^0). Das sind verglichen mit den Massen der beteiligten Teilchen kleine Werte.

Zunächst wurde die Analyse auf den schon in den vorigen Kapiteln benutzten Datensatz von 1660 Ereignissen betrachtet (MC5). Darin stammen 95 Λ_c aus Zerfällen des Σ_c^0, 98 sind Tochterteilchen des $\Sigma_c^{++/--}$. 62 dieser 203 Λ_c zerfallen so in p, K und π, daß alle drei Teilchen in den Zentraldetektor gelangen. Für das primäre Pion aus dem Σ_c-Zerfall wird nachfolgend stets ein Polarwinkel zwischen 4° und 176° verlangt, was die oben genannten Zahlen nicht verändert.

Die Analyse berechnet zunächst, wie im letzten Kapitel beschrieben, die invariante Masse aus drei Teilchen. Liegt diese in einem Fenster um die Λ_c-Masse (2200 MeV/c^2–2370 MeV/c^2), so wird noch ein weiteres Pion hinzugenommen. Aus diesen vier Teilchen wird dann die invariante Masse des Σ_c berechnet. Zur Reduktion des Untergrundes nimmt man die Differenz zur berechneten Λ_c–Masse.

Nun soll überprüft werden, ob der Analysealgorithmus funktioniert. Dazu werden direkt, also ohne Umweg über die simulierten Spuren in den Jetkammern, die Generatorinformationen ausgewertet. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.6 . Da keine kinematischen Schnitte gemacht wurden, hat man keinen Verlust und sieht alle Σ_c. Man kann sogar die verschiedenen Massen für Σ_c^0 und Σ_c^{++} unterscheiden. In den internen Tabellen des Generatorprogramms Pythia beträgt der Massenunterschied der beiden Teilchen 1.8 MeV/c^2, was sich im Diagramm niederschlägt. Dieser Wert ist aber veraltet. Aus Abb. 5.6 läßt sich ablesen, daß die Analyse funktioniert, und sie gibt einen Hinweis, welche Gestalt das Signal besitzt.

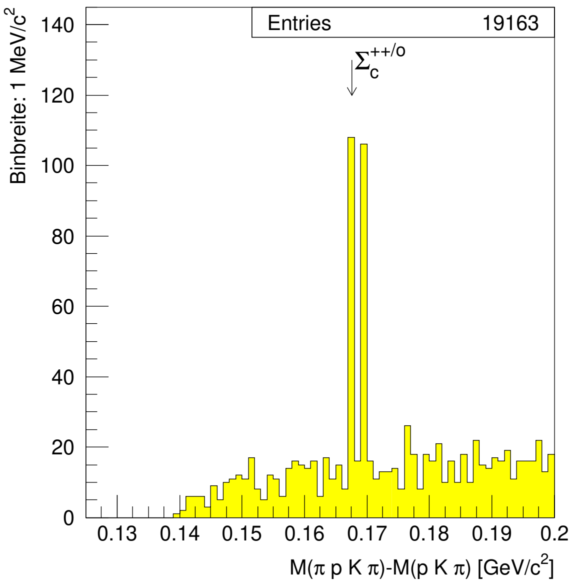


Abbildung 5.6: ΔM für Σ_c-Λ_c mittels Generatordaten

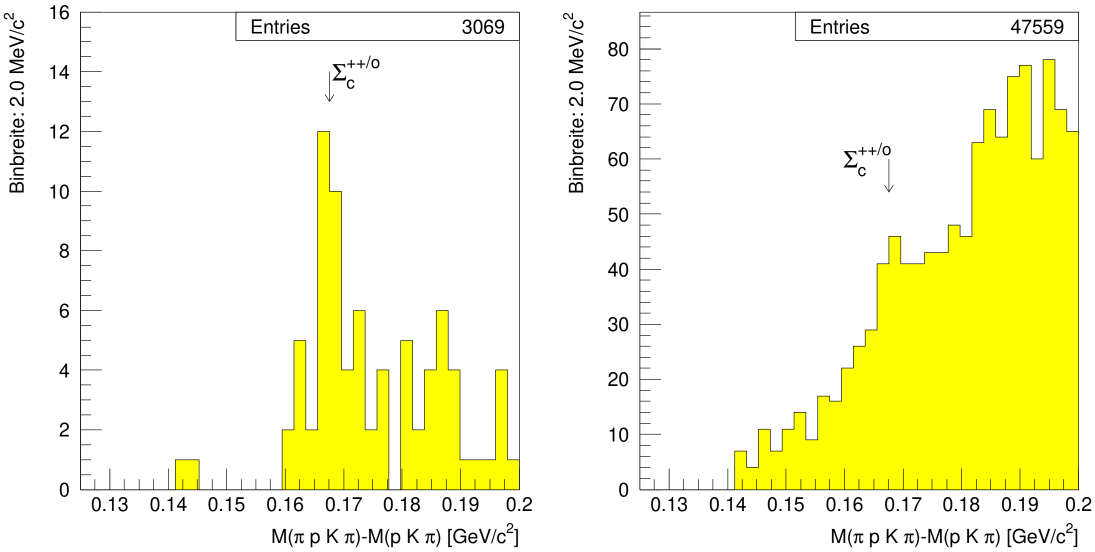
Realistischer ist die Benutzung der simulierten Spuren. Dabei kann die Teilchenidentifikation wieder über die Rückverfolgung der Spur auf ihre Generatorinformationen oder, wie bei H1-Daten, mittels der Energieverlustmessung geschehen. Außerdem hat man die Wahl, welche Identifikationsklassen einem Teilchen zugeordnet werden. Auf eine Einschränkung des Polarwinkels bei der Teilchenidentifikation mittels Energieverlust wurde verzichtet, da der höhere Untergrund wegen der Verwendung der ΔM-Methode beherrschbar bleibt und die Effizienz steigt. Die Parameter für die Abb. 5.7 lauten:

(a) Teilchenidentifikation mittels Generatorinformationen
Proton: Klasse 1; Kaon: Klasse 2; primäres Pion: Klassen 3,4,5; Pion aus Λ_c: Klassen 3,4,5;
Polarwinkelbereich für aller Teilchen: 4°–176°

(b) Teilchenidentifikation mittels Energieverlust
Proton: Klassen 1,5; Kaon: Klassen 2,4,5; primäres Pion: Klassen 3,4,5; Pion aus Λ_c: Klassen 3,4,5;
Polarwinkelbereich für aller Teilchen: 4°-176°

Unter den Bedingungen, die bei der Anfertigung von Abb. 5.7(a) angelegt wurden[1], beträgt die Nachweiseffizienz für ein Λ_c 16%. Damit erwartet man maximal 15 Σ_c^0 und 16 $\Sigma_c^{++/--}$. Diese Erwartung ist statistisch noch im Einklang mit dem Analyseergebnis.

[1] Hier kann nicht die Effizienz von 33% aus Abschnitt 5.1 benutzt werden, da diese mit anderen Schnitten auf den Polarwinkel und die Teilchenidentifikationsklassen ermittelt wurde.



(a) (b)

Abbildung 5.7: ΔM für Σ_c-Λ_c, angewandt auf Generatordaten; Betrachtet wurden simulierte Spuren, die Teilchenidentifikation geschah bei (a) mittels Generatorinformationen und bei (b) über Energieverlustmessung.

Mit der Effizienz von 20%, für das Auffinden eines Λ_c bei Verwendung des Energieverlustes (Abb. 5.7(b)) erwartet man maximal 19 Σ_c^0 und 20 $\Sigma_c^{++/--}$. Man erkennt bei der erwarteten Massendifferenz eine Aktivität, die sich ca. 20 Einträge vom Untergrund abhebt. Die Rekonstruktionseffizienz kann man deshalb auf 50% abschätzen.

Abb. 5.8 zeigt das Ergebnis der Analyse mit den Parametern von Abb. 5.7(b) auf Daten von 1993. Diese wurden vorselektiert und auf einen Datensatz mit 28.000 Ereignissen reduziert. Dabei wurden Ereignisse ausgewählt, in denen mindestens eine Spur mittels Energieverlust als Kaon identifiziert werden kann. Der Impuls des Kaons muß unterhalb von 0.7 GeV/c liegen. Der Vergleich mit Monte-Carlo-Daten des offenen charms zeigt, daß ca. 7% aller Ereignisse dabei übrig bleiben. Hinzu kommt noch die Triggereffizienz von 75%. Damit ist zu erwarten, daß in dem vorselektierten Datensatz ca. 10000 Ereignisse mit offenem charm zu finden sind. Mit der in Kapitel 5.1 ermittelten Rekonstruktionseffizienz, können darin ca. 5 Λ_c-Baryonen nachgewiesen werden. Aus den Monte-Carlo-Daten läßt sich abschätzen, daß davon ca. 1 aus Σ_c-Zerfällen stammt. Zusammen mit der Wahrscheinlichkeit von 50%, mit der das primäre Pion erfaßt wird, erwartet man ca. 0.5 Σ_c-Baryonen. Ein Signal ist hier also auch nicht zu erwarten. Allerdings ist der Untergrund mit ca. 30 Einträgen wesentlich geringer als bei der Λ_c-Analyse. Die Suche nach Σ_c-Baryonen mittels ΔM-Methode scheint also geeignet, ein besseres Verhältnis von Signal zu Untergrund zu erhalten. Allerdings ist dazu eine noch höhere Ereigniszahl als zuvor bei der Λ_c-Analyse erforderlich.

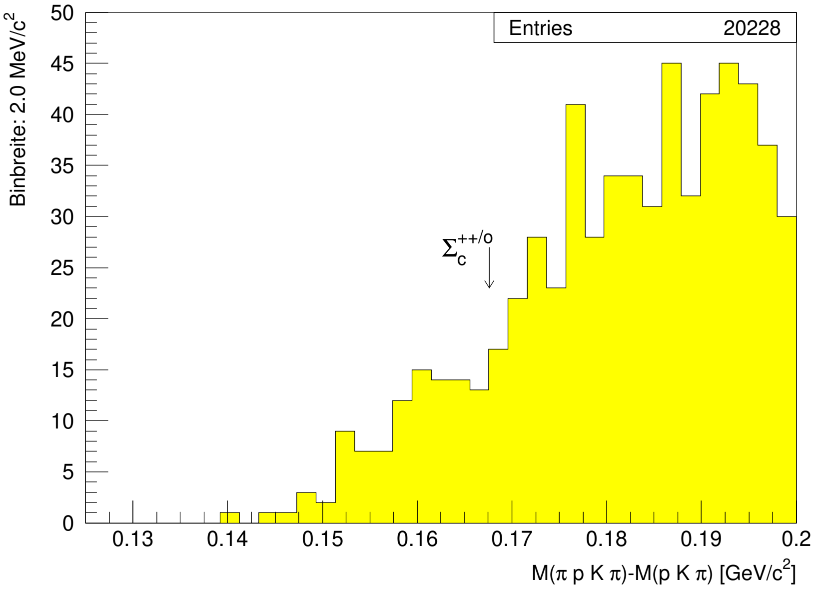


Abbildung 5.8: ΔM für Σ_c-Λ_c, angewandt auf H1–Daten

Zusammenfassung

Wie diese Arbeit zeigen konnte, sind Ereignisse der Gamma-Gluon-Fusion mit offenem charm kinematisch und ereignistopologisch sehr unauffällig. Sie sind deshalb durch einfache Schnitte nicht rekonstruierbar. Bietet sich nicht eine kinematische Besonderheit, wie beim D^* Zerfall, muß man weitere Informationen hinzuziehen. Die in Kapitel 4 durchgeführte Untersuchung zur Teilchenidentifikation zeigt, daß die Energieverlustmessung in den zentralen Spurkammern des H1-Detektors durchaus effektiv ist. Die hier gewonnenen Erkenntnisse können auch in anderen Analysen zu einer Absenkung des Untergrundes beitragen.

Kapitel 5.1 zeigt, daß ein Signal des Λ_c-Baryons zum gegenwärtigen Zeitpunkt im untersuchten Zerfallskanal nicht erwartet werden darf. Es wird jedoch ein Anhaltspunkt gegeben, bei welcher Datenmenge eine Suche erfolgreich sein kann. Aber auch bei besserer Statistik bleibt das Verhältnis von Signal zu Untergrund sehr ungünstig. Abhilfe schafft die ΔM-Methode bei der Σ_c-Rekonstruktion. Ihre Anforderung an die Datenmenge ist allerdings noch größer.

Mit der Umstellung von Elektronen auf Positronen bei HERA im Sommer 1994 erhofft man, eine Steigerung der Luminosität erreichen zu können. Es ist also zu erwarten, daß bald eine deutlich höhere Zahl von Ereignissen zur Verfügung steht. Die vorliegende Analyse zeigt aber auch, daß die Qualität der Daten noch verbessert werden muß, damit der Untergrund nicht das zu erwartende Signal um Größenordnungen übersteigt. Dazu können verfeinerte Trigger auf der Softwareseite beitragen. Einen großen Fortschritt wird der Vertex-Detektor, der für die nächste Laufzeit in Vorbereitung ist, bringen. Mit ihm wird eine direkte Bestimmung von sekundären Vertices möglich, die es erlaubt, sehr saubere Datensätze zu erstellen. Spätestens dann wird die Physik des offenen charms wertvolle Beiträge liefern können.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Ali91] A. Ali, D. Wyler: Heavy Quark Physics at HERA: Introduction and Overview, Physics at HERA, Vol. 2, 669-689, Hamburg 1991

[All80] W.W.M. Allison, J.H. Cobb: Relativistic Charged Particle Identification By Energy Loss, Annual Review Of Nuclear And Particle Science, Volume 30, 1980

[Ber91] Ch. Berger et. al.: An Introduction to Physics Beyond the Standard Model at HERA, Physics at HERA, Vol. 2, 1029–1033, Hamburg 1991

[Ber92] Ch. Berger: Teilchenphysik–Eine Einführung, Springer Verlag, Berlin 1992

[Bli79] J. Blietschau et. al.: Production of Charmed Mesons in Neutrino Interactions in Hydrogen, Physics Letters 86 B, 108–114, 1979

[CDF94] CDF-Collaboration: Evidence for Top Quark Production in $\overline{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, FERMILAB-PUB-94/097-E, CDF/PUB/TOP/PUBLIC/2561

[DES93] DESY – Wissenschaftlicher Jahresbericht 1993

[Dor81] J. Dorfan: A Cluster Algorithm for the Study of Jets in High Energy Physics, Z. Phys. C7, 349, 1981

[Fri72] J.I. Friedman, H.W. Kendall: Deep Inalastic Electron Scattering, Annual Review of Nuclear Science 22, 203-254, 1972

[H1C93] H1 Collaboration: The H1 Detector at HERA, DESY 93–103, Hamburg 1993

[JAD88] JADE Collaboration, S. Bethke et. al.: Experimental Investigation of the Energy Dependence of the Strong Coupling Strength, Physics Letters B213, 235, 1988

[Kle84] K. Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner, Stuttgart 1994

[Leb91] A.I. Lebedev: Corrections to Weizsäcker-Williams Approximation for Low-Q^2 Inelastic ep-Scattering, Physics at HERA, Vol. 1, 613-616, Hamburg 1991

[Nac90] O. Nachtmann: Elementary Particle Physics, Concepts and Phenomena, Springer Verlag, Berlin-Heidelberg 1990

[Oul91] F. Ould–Saada: Prospects for Charm Physics with the H1 Detector at HERA, DESY 91–138, Hamburg 1991

[PDG92] Particle Data Group: Review of Particle Properties, Physical Review D, Particles and Fields, Volume 45, Number 11, New York 1992

[Pil93] W. Pilgram: Elektronenidentifikation mittels Übergangsstrahlung im H1–Detektor, Promotionsarbeit, Aachen 1993, PITHA 93/22

[Pre92] S. Prell: Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors, DESY FH1T-92-04, Hamburg 1992

[Rie94] M. Rietz: Untersuchungen zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm anhand von Zerfällen der $D_s^{\pm}$ und $D^{*\pm}$ Mesonen bei H1, Promotionsarbeit, Aachen 1994

[Sah94] N. Sahlmann: Untersuchungen zum Nachweis von Hadronen mit Charm am H1-Detektor, Promotionsarbeit, Aachen 1994, PITHA 94/32

[Sch87] G. A. Schuler: Heavy Flavour Production At HERA, Nuclear Physics B299 (1988) 21-51

[Sch91] G. A. Schuler: Theoretical Aspects of Low-Q^2 Physics at HERA, Physics at HERA, Vol. 1, 461-480, Hamburg 1991

[Sjö88] Y. Sjöstrand: Status of Fragmentation Models, International Journal of Modern Physics A, Vol. 3, No. 4 (1988) 751–823

[Sjö92] T. Sjöstrand: Pythia 5.6 and Jetset 7.3 - Physics and Manual, CERN-TH.6488/92, Genf 1992

[Wol86] G. Wolf: HERA: Physics, Machine and Experiments, DESY 86–089, Hamburg 1986

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Günter Flügge für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit an seinem Institut.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Norbert Sahlmann. Er nahm sich stets Zeit, meine Fragen zu beantworten und sorgte mit vielen Anregungen für den Fortschritt dieser Arbeit.

Weiterhin danke ich Christoph Ley für seine kompetente Hilfe bei Rechnerproblemen, Guido Robers für sein unerschöpfliches Wissen um alles, was TEX betrifft, Winfried Pilgram, der mir am Anfang meiner Diplomarbeit den Einstieg in die lokale Computerwelt erleichterte, Ralph Gräßler, Michael Rietz, Peter Uelkes und Andreas Wagener für Diskussionen und Hinweise und meinen Mitstreitern Jan Theißen und Hardy Pawletta. Bei letzterem, der das zweifelhafte Vergnügen hatte, mit mir das Büro teilen zu dürfen, bedanke ich mich für unzählige Gespräche über Physik und ähnliche Dinge, die oft sehr inspirierend und hilfreich waren.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr. H. Gräßler und meinem Vater Gerd Palmen für das Lesen dieser Arbeit.

Schließlich ein genereller Dank an alle Mitglieder des III. Physikalischen Instituts. Die stets entspannte und freundliche Atmosphäre machte das Arbeiten sehr angenehm.

> “So … five-card stud, nothing wild – and the sky’s the limit.“
>
> — *Capt. Jean-Luc Picard, “All Good Things… “*