Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen mit dem H1-Detektor

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

vorgelegt von

Diplom–Physiker
Patrick Palmen
aus Würselen

Referent:	Universitätsprofessor Dr. G. Flügge
Korreferent:	Professor Dr. W. Braunschweig
Tag der mündlichen Prüfung:	10.07.1998

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit untersucht die Erzeugung von Charmquarks im Rahmen der Photoproduktion in Elektron–Proton–Kollisionen am Speicherring HERA auf Basis der Daten des H1–Detektors der Jahre 1994–1996. Dazu werden Λ_c–Baryonen anhand ihrer Zerfallsprodukte exklusiv rekonstruiert. Benutzt werden die Kanäle $\Lambda_c \to K_s^0\pi$ und $\Lambda_c \to \Lambda p$. Die Auffindung der sekundären Zerfallsvertices mit verschiedenen Algorithmen wird im Detail besprochen. Auf der Basis der Daten von 1994 ist es gelungen, ein Signal im Λ–Kanal zu extrahieren. Daraus wird der Produktionswirkungsquerschnitts für Charmquarks in Elektron–Proton–Kollisionen zu $\sigma(ep \to c\bar{c}) = (1.7 \pm 1.3(stat.)^{+1.2}_{-0.7}(syst.))\ \mu b$ ermittelt. Umgerechnet auf die Kollision von quasireellen Photonen und Protonen im Bereich $0.2 < y < 0.9$ (134 GeV $< W_{\gamma p} <$ 269 GeV) ergibt sich: $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}) = (26 \pm 20(stat.)^{+20}_{-14}(syst.))\ \mu b$

Abstract

This analysis studies the photoproduction of charm quarks in electron proton collisions at the storage ring HERA based on data of the H1 detector from 1994–1996. Λ_c–baryons are reconstructed exclusively by their decay products. The channels $\Lambda_c \to K_s^0\pi$ and $\Lambda_c \to \Lambda p$ are used. The reconstruction of secondary decay vertices using different algorithms is discussed in detail. Based on data from 1994 the analysis succeeded in finding a signal in the Λ–channel. With that, the production cross section of charm quarks in electron proton collisions is determined: $\sigma(ep \to c\bar{c}) = (1.7 \pm 1.3(stat.)^{+1.2}_{-0.7}(syst.))\ \mu b$. Converted to the collision of quasi real photons and protons at $0.2 < y < 0.9$ (134 GeV $< W_{\gamma p} <$ 269 GeV) this yields: $\sigma(\gamma p \to c\bar{c}) = (26 \pm 20(stat.)^{+20}_{-14}(syst.))\ \mu b$

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Eine der fundamentalsten Fragen, die der Mensch stellen kann, ist die nach dem Ursprung und dem Aufbau der ihn umgebenden Materie. Die Elementarteilchenphysik widmet sich eben diesem Thema. Sie entstand in der ersten Hälfte dieses Jahrhunderts aus der Atomphysik, als deutlich wurde, daß Atome nicht als elementare Teilchen aufzufassen sind, sondern vielmehr eine Struktur besitzen.

Im Laufe der Zeit entwickelte sich das, was wir heute als das Standardmodell der Materie bezeichnen. Es beschreibt in konsistenter Weise alle Phänomene, die nach dem Stand heutiger Technik auf subatomaren Niveau zu beobachten sind. Entwickelt wurde es aus einem Wechselspiel von Theorie und Experiment. Die theoretische Physik gerät oft an einen Punkt, an dem mehrere Lösungswege und Modelle denkbar erscheinen oder an dem einfach zu wenig Informationen zur Verfügung stehen, um eine fundierte Theorie aufstellen zu können. An dieser Stelle sind nur experimentelle Resultate in der Lage, einen Fortschritt zu bringen. Andererseits benötigen Experimentalisten Vorgaben, um ihre Projekte sinnvoll auszurichten und Unterstützung bei der Interpretation und Einordnung ihrer Ergebnisse.

Ein Musterbeispiel dieses Prinzips ist der Teilchenbeschleuniger HERA, der 1992 am Forschungszentrum DESY in Hamburg seinen Betrieb aufnahm. Mit ihm ist es zum ersten Mal möglich, unter Verwendung von Speicherringen sowohl Protonen als auch Elektronen zu beschleunigen und zur Kollision zu bringen. Zuvor war diese Technik nur mit Paaren gleichartiger Teilchen wie Elektron-Positron oder Proton-Antiproton realisiert worden. Streuversuche an Protonen zur Untersuchung ihrer Struktur wurden dagegen durchgeführt, indem Teilchenstrahlen auf ein ruhendes Ziel gelenkt wurden. HERA vereinigt beide Experimentiermethoden und macht es so möglich, die Protonstruktur bei bisher unerreichten Schwerpunktsenergien mit einem Elektron quasi als Sonde aufzulösen.

Der Einsatz von Universaldetektoren an den Kollisionspunkten erlaubt es, eine reiche Palette von physikalischen Fragestellungen gleichzeitig zu untersuchen. Dazu schließen sich typischerweise viele hundert Wissenschaftler in internationalen Kollaborationen zusammen, die Projekte dieser Größenordnung erst möglich machen.

Diese Arbeit entstand im Rahmen des H1–Experiments. Sie widmet sich der Untersuchung von schweren Quarks, insbesondere von Charmquarks, die bei HERA–Kollisionen in großer Zahl produziert werden. Diese Quarksorte wurde als vierte Mitte der 70er Jahre entdeckt. Dies führte zu einer Revolution der Elementarteilchenphysik und trug zum Erfolg des Standardmodells bei. Auch heute noch sind viele Fragen im Zusammenhang mit Charmquarks ungeklärt. Ihre theoretische Behandlung ist interessant, da sie bezüglich ihrer Masse zwischen den leichten Quarks u,d,s und den wesentlich schwereren b– und t–Quarks liegen. Außerdem erlaubt der Mechanismus ihrer Erzeugung einen direkten Einblick in die Struktur des Protons. Speziell sucht diese Analyse nach Baryonen mit Charm, die im einfachen Partonmodell aus drei Quarks aufgebaut sind und sich dadurch von den Mesonen unterscheiden, die aus zwei Quarks bestehen.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 1 wird zunächst der Teilchenbeschleuniger HERA und das H1–Experiment in den Punkten vorgestellt, die für diese Analyse von direkter Bedeutung sind. Kapitel 2 setzt das theoretische Umfeld und führt in kinematische Besonderheiten ein, die bei der Physik bei HERA auftreten. Die Verwendung von Simulationen auf Zufallsbasis mit der Hilfe von Computern ist in der modernen Elementarteilchenphysik zu einer Standardmethode geworden. Die in dieser Arbeit verwandten sog. „Monte–Carlo–Generatoren“ werden in Kapitel 3 vorgestellt.

Die Basis der Suche nach Baryonen mit Charm bildet in dieser Arbeit die Identifikation relativ langlebiger Teilchen, deren Zerfall im H1–Detektor direkt beobachtet werden kann und die unmittelbare Produkte der sehr viel kurzlebigeren Charmteilchen darstellen. Ihr Nachweis wird in Kapitel 4 beschrieben. Kapitel 5 stellt dann die Analyse zur Rekonstruktion von charmtragenden Baryonen im Detail dar und zeigt Ergebnisse aus den Jahren 1994–1996 der H1–Datennahme. Diese werden dann in Kapitel 6 ausgewertet, um physikalisch relevante Aussagen treffen zu können.

Diese Arbeit verwendet das in der Elementarteilchenphysik übliche Einheitensystem, das $\hbar = c = 1$ setzt. Dadurch erhalten Impuls und Masse die Einheit der Energie. Sie wird angegeben in Vielfachen der kinetischen Energie, die ein Elektron erhält, wenn es ein elektrisches Potential von einem Volt durchquert (eV). Für Dezimalzahlen wird die angelsächsische Schreibweise mit einem Dezimalpunkt verwendet.

1 HERA und H1

1.1 Der Speicherring HERA

Im Mai 1992 wurde der Elektron–Proton–Speicherring HERA in Betrieb genommen, nachdem erste Planungen bis ins Jahr 1986 zurückreichten. Es ist weltweit die einzige Einrichtung, in der Elektronen und Protonen in zwei getrennten Ringen beschleunigt, gespeichert und zur Kollision gebracht werden. HERA ist damit die Weiterführung von Elektron-Streuexperimenten an einem stationären Target mit den Mitteln moderner Speicherringtechnik. Mit erreichten Energien von 27.5 GeV für das Elektron und 820 GeV für das Proton gelangt man dabei zu einer Schwerpunktsenergie von ca. 300 GeV. Diese Zahl liegt etwa eine Größenordnung über den mit konventionellen Experimenten erreichten Werten und erlaubt die Erforschung neuer kinematischer Regionen.

HERA besteht aus zwei getrennten Speicherringen, die unterirdisch verlegt einen Umfang von jeweils 6336 m aufweisen. Während der Elektronenring aus konventionellen Magneten aufgebaut ist, werden zur Ablenkung der Protonen supraleitende Magnete benötigt. Diese müssen mittels flüssigen Heliums auf einer Temperatur von 4.4 K gehalten werden. Einige Eigenschaften der HERA–Speicherringe sind Tabelle 1.1 zu entnehmen.

Gespeist wird HERA aus älteren Beschleunigern der DESY Infrastruktur (LINAC, DESYII, DESYIII). Schließlich wird der ehemalige e^+–e^-–Speicherring PETRA benutzt, um sowohl Elektronen wie auch Protonen auf ihre HERA–Einschußenergien von 14 GeV

Ringumfang	[m]	6336
Magnetfeldstärke Elektronenring	[T]	0.165
Magnetfeldstärke Protonenring	[T]	4.65
Energie Elektronen	[GeV]	27.5
Energie Protonen	[GeV]	820
Schwerpunktsenergie	[GeV]	300
zeitl. Abstand der Teilchenpakete	[ns]	96
Strahlkreuzungswinkel	[^{o}]	0

Tabelle 1.1: Fixe HERA–Parameter

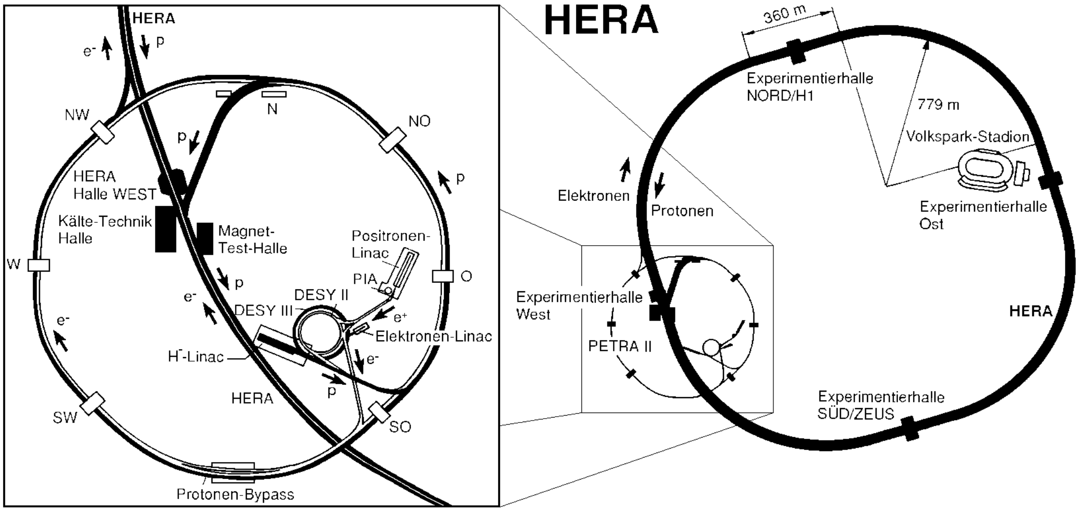


Abbildung 1.1: Teilchenbeschleuniger am DESY

bzw. 40 GeV zu bringen. Der Aufbau der DESY–Beschleuniger ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

HERA sieht vier Wechselwirkungszonen der beiden Strahlen vor. Auch diese Bereiche liegen unter der Erde. Im südlichen Areal befindet sich das Universalexperiment ZEUS, im nördlichen H1. In der Experimentierhalle Ost ist das HERMES–Projekt untergebracht, das die Streuung des polarisierten Elektronstrahls an Gaszielen untersucht. Gerade im Aufbau befindet sich HERA-B am westlichen Wechselwirkungspunkt. Hier soll die Physik der Bottom–Quarks untersucht werden, indem Drahttargets in den Randbereich des Protonenstrahls gebracht werden.

Der Designwert der integrierten Luminosität lag vor der Inbetriebnahme bei 100 pb^{-1} pro Jahr. In den ersten beiden Laufjahren von HERA zusammen wurde davon allerdings nur ein Prozent erreicht. Dies lag zum einen an technischen Schwierigkeiten in der Anlaufphase. Zum anderen war die Lebensdauer vor allem des Elektronstrahls aufgrund von Wechselwirkungen mit Restgas im Beschleuniger kleiner als erwartet. Es zeigte sich, daß durch einen Übergang zu beschleunigten Positronen die Lebensdauer deutlich gesteigert werden konnte. Dieser Wechsel hat für diese Arbeit keine physikalisch relevanten Auswirkungen. Im folgenden wird weiterhin der Ausdruck „Elektron“ für die beschleunigten Positronen benutzt.

Zwischen den Jahren 1996 und 1997 wurden die HERA–Experimente im wesentlichen unverändert belassen, so daß nach einer kurzen Pause schon im Februar 1997 wieder mit der Datennahme begonnen werden konnte. Dies und der Umstand, daß der Maschinen-

	I(p) $[mA]$	I(e) $[mA]$	max. Lum. $[cm^{-2}s^{-1}]$	int. Lum. $[pb^{-1}]$
design	163	58	15×10^{30}	100
1992	1.07	1.40	0.215×10^{30}	0.055
1993	10.79	7.72	1.3×10^{30}	0.998
1994 (e^+)	41.02	17.0	4.3×10^{30}	4.977
1995	54.0	18.4	5.9×10^{30}	11.055
1996	60.26	20.6	8.37×10^{30}	14.366
1997	72.58	28.32	9.58×10^{30}	31.576

Tabelle 1.2: HERA–Leistung; I steht jeweils für die mittlere Stromstärke; die integrierte Luminosität ist die gesamte von HERA gelieferte

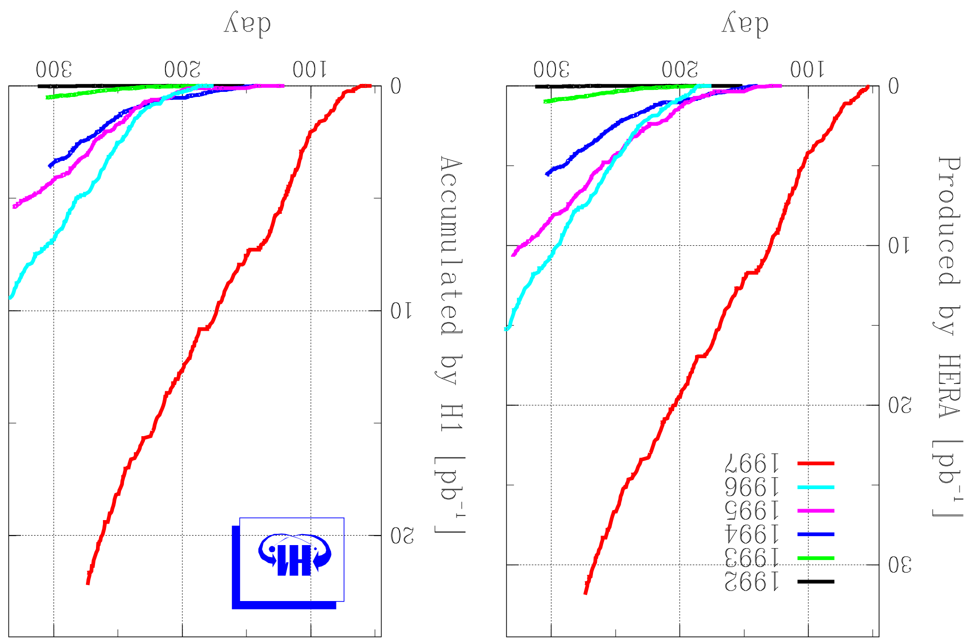


Abbildung 1.2: links: zeitlicher Verlauf der von HERA gelieferten Luminosität in den Jahren 1992–1997; rechts: von H1 ausgewertete Luminosität

betrieb immer besser verstanden und optimiert werden konnte, führte dazu, daß man in diesem Jahr erstmals in den Bereich der Designluminosität vorstieß. Abbildung 1.2 zeigt den zeitlichen Verlauf der von HERA gelieferten und von H1 benutzten Luminosität.

Tabelle 1.2 dokumentiert noch einmal die stetige Weiterentwicklung von HERA in den nun sechs Laufjahren. Dabei sind die angegebenen Stromstärken als Jahresmittelwerte zu verstehen. Angegeben ist außerdem die totale HERA–Luminosität, nicht die an den Experimenten anfallende. Auf die Luminositätsmessung bei H1 wird in Abschnitt 1.3 eingegangen.

1.2 Subsysteme des H1-Detektors

Der H1–Detektor ist ein komplexes System aus einzelnen Komponenten. Als Universaldetektor ist es seine Aufgabe, möglichst viele Produkte einer Elektron–Proton–Kollision nachzuweisen. Er soll dies außerdem über einen möglichst großen Raumwinkelbereich gewährleisten. In diesem Kapitel werden die Untersysteme von H1 beschrieben, die direkten Einfluß auf die folgende Analyse haben. Wegen seiner herausragenden Bedeutung für diese Arbeit wird dem Spurkammersystem besonderer Raum zuteil. Auf andere H1–Komponenten wird nur knapp oder gar nicht eingegangen. Eine ausführliche Beschreibung des H1–Detektors liegt in [H193] vor. Die wichtigsten Parameter aller beschriebenen Subdetektoren sind in Tabelle 1.3 am Ende dieses Abschnitts zusammengefaßt.

Abbildung 1.3 zeigt eine perspektivische Ansicht des H1–Detektors. Er ist in der für moderne Universalexperimente der Hochenergiephysik typischen Schalenstruktur aufgebaut. Um den Wechselwirkungspunkt herum befindet sich das Spurkammersystem $\boxed{2}$, gefolgt von einem elektromagnetischen $\boxed{4}$ und hadronischen $\boxed{5}$ Kalorimeter. Außen befinden sich die supraleitende Spule $\boxed{6}$ und das Rückflußjoch des Magnetfeldes aus Eisen $\boxed{10}$, das mit einem Kalorimeter instrumentiert ist, sowie die Myonkammern $\boxed{9}$.

Der aufgrund der HERA–Kinematik größeren Teilchendichte in Flugrichtung des Protons wurde Rechnung getragen, indem dort Detektoren feiner segmentiert sind oder sogar nur dort zu finden sind.

Das im weiteren stets verwendete H1–Koordinatensystem legt die positive z–Achse in die Flugrichtung des Strahlprotons, oft auch als „Vorwärtsrichtung“ bezeichnet. Die positive y–Richtung zeigt nach oben, so daß die x–Achse zum HERA–Mittelpunkt weist. x– und y–Achse spannen die sog. „transversale“ Ebene auf. Zur Beschreibung von Teilchenbahnen werden oft Kugelkoordinaten benutzt. Der Azimutalwinkel ϕ wird dabei in der x-y–Ebene mit mathematisch positivem Drehsinn von der x–Achse aus gemessen. Der Polarwinkel Θ beschreibt den Winkel zur positiven z–Achse.

1.2.1 Das Spurkammersystem

Wie andere Systeme auch, ist das Spurkammersystem bei H1 in einen zentralen und einen vorwärtigen Bereich unterteilt. Der Zentralbereich erstreckt sich auf einer Länge von 2.2 m in z-Richtung um den Wechselwirkungspunkt. Dort findet man drei Detektortypen,

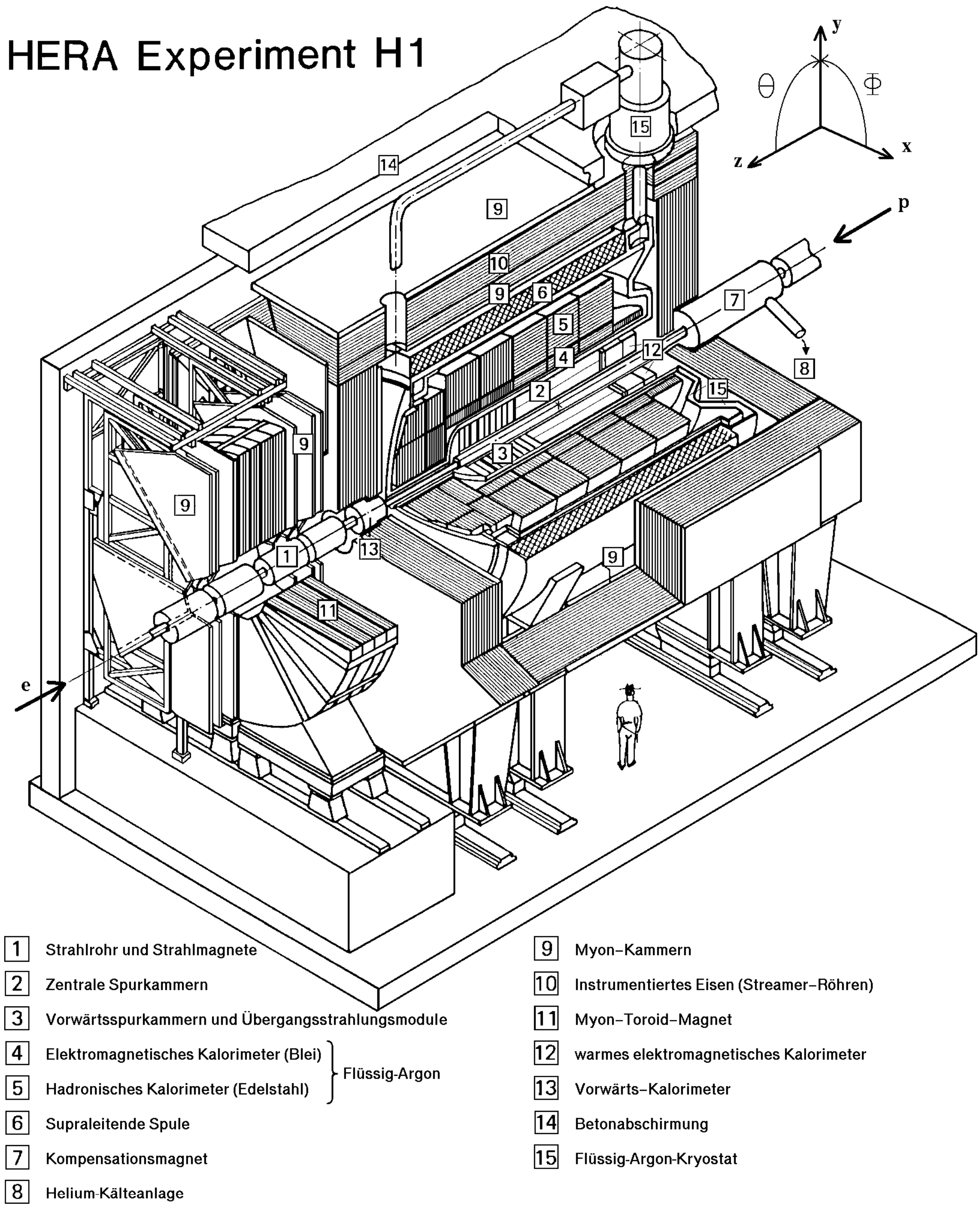


Abbildung 1.3: Perspektivische Ansicht des H1–Detektors im Jahre 1994

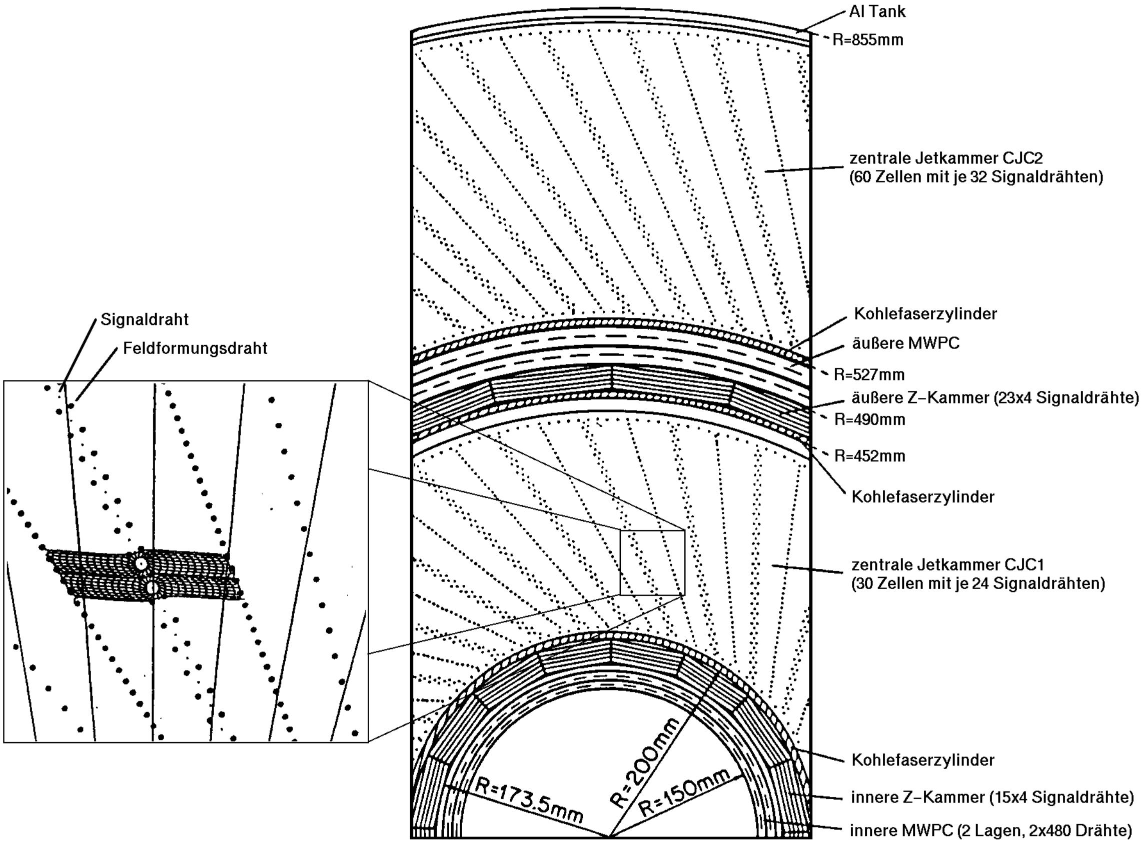


Abbildung 1.4: Radiale Ansicht des zentralen Spurkammersystems. Das Driftfeld einer CJC1–Zelle ist vergrößert dargestellt.

die alternierend sechs Schalen um den Koordinatenursprung herum bilden. Abbildung 1.4 zeigt einen radialen Ausschnitt des zentralen Spurkammersystems.

CIP Die „central inner proportional chamber“ ist vom Typ Vieldrahtproportionalkammer und stellt schnelle Informationen für die erste Stufe des Triggers zur Verfügung. Sie beginnt bei einem Radius von 15 cm.

CIZ Die „central inner z–chamber“ ist eine Driftkammer, deren Signaldrähte in vier Ebenen um den Wechselwirkungspunkt herum gespannt sind. Ihre Aufgabe ist es, die z-Position einer Spur zu vermessen. Sie startet bei einem Radius von 18 cm und ist 2 cm dick.

CJC1 Mit der „central jet chamber 1“ werden Spuren geladener Teilchen in der trans-

versalen Ebene rekonstruiert. Sie ist von der Bauart einer Driftkammer mit 24 parallel zur Strahlröhre gespannten Signaldrähten pro Zelle. Die Zellen sind um einen Winkel von 30^o aus der Normalen auf die Strahlrichtung gedreht, damit die Driftelektronen sich im Magnetfeld möglichst senkrecht zu Teilchenspuren mit einem hohen Impuls bewegen. Dies erhöht die Ortsauflösung.
Da die Spannungspulse der Einzeldrähte an beiden Enden ausgelesen werden, kann mittels Ladungsteilung die z–Koordinate eines Treffers bestimmt werden. Aus der Pulshöhe kann außerdem die deponierte Energie gemessen werden. Die CJC1 erstreckt sich radial von 20.3 cm bis 45.1 cm.

COZ Die „central outer z–chamber“ gleicht in Funktion und Aufbau der CIZ. Sie beginnt bei einem Radius von 45.2 cm und besitzt eine Dicke von 2.4 cm.

COP Die bei einem Radius von 49 cm startende „central outer proportional chamber“ ist das Gegenstück zur CIP.

CJC2 Die „central jet chamber 2“ erstreckt sich über einem Radius von 53 cm bis 84.4 cm und weist pro Driftzelle 32 Signaldrähte auf. Sie bildet zusammen mit der CJC1 das Hauptinstrument zur Spurrekonstruktion bei H1.

CST/BST Seit 1995 sind die „central/backward silicon tracker“ bei H1 zumindest teilweise eingebaut. Dabei handelt es sich um Halbleiterdetektoren, deren Aufgabe es ist, Zerfallsvertices nahe am Wechselwirkungspunkt und mit hoher Auflösung zu finden. So erreicht der CST eine Auflösung in x-Richtung von 11.5 μm und kann den Ort des Hauptvertex, der sich in der transversalen Ebene während einer Strahlfüllung nicht ändert, mit einer Genauigkeit von 200 μm rekonstruieren [PIT97].
Der CST lieferte erstmals im Jahr 1997 allgemein benutzbare Daten. Zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit lag aber noch keine öffentlich verfügbare Software zur Spurrekonstruktion vor. Damit muß auf die Benutzung dieses Detektorteils verzichtet werden. Es ist allerdings zu erwarten, daß spätere Analysen der Physik schwerer Quarks stark von den Halbleiterdetektoren profitieren werden.

In dieser Arbeit werden ausschließlich Spuren verwandt, die aus den Messungen mit CIZ, COZ, CJC1 und CJC2 rekonstruiert wurden. Der Polarwinkel einer Spur vom Koordinatenursprung muß zwischen 25^o und 155^o liegen, damit das zugehörige Teilchen sowohl in der CJC1 als auch der CJC2 gesehen werden kann. Liegt der Polarwinkel außerhalb eines Bereichs von 10^o bis 170^o, so können keine Treffer mehr in den zentralen Jetkammern registriert werden.

Der Akzeptanzbereich in der Vorwärtsrichtung könnte auf einen Polarwinkel von 5^o ausgedehnt werden, wenn man das Vorwärtsspurkammersystem benutzen würde. Dieses besteht aus drei Supermodulen, die jeweils aus einer Spurkammer mit planar gespannten Drähten, einem Modul mit Übergangsstrahlungsfolien und einer weiteren Spurkammer mit radial gespannten Drähten aufgebaut sind.

Auf eine Verwendung der Informationen dieses Detektorteils wird hier aber verzichtet. Dies liegt zum einen an Problemen der Spurrekonstruktion im vorwärtigen Bereich. Aufgrund der HERA–Kinematik ist hier die Teilchendichte besonders hoch, was die eindeutige Zuordnung von Treffern erschwert. Auch die Effizienz der einzelnen Detektoren ist noch nicht vollständig verstanden. Zum anderen würde die Berücksichtigung von Vorwärtsspuren technische Probleme aufwerfen: Die Spurrekonstruktion von H1 kennt neben Spuren, die nur aus Treffern im Vorwärts– oder Zentralbereich gebildet wurden, auch kombinierte Objekte. Diese werden zusammen mit den beiden anderen Typen als Fithypothesen einer einzelnen Spur abgespeichert. Weitere Fithypothesen einer Spur kommen durch Fits auf unterschiedliche Startvertices hinzu. In Kapitel 4.4.2 wird die Behandlung dieser Hypothesen ausführlich besprochen. Wegen der unterschiedlichen Behandlung der Spurkammerteile in der H1–Rekonstruktion steht das dort benutzte Qualitätskriterium „Bruchteil nicht benutzter Treffer“ für Spuren mit Treffern aus dem Vorwärtsbereich nicht zur Verfügung. Auch für die beiden anderen dort vorgestellten Kriterien brachte die Hinzunahme von Vorwärtsspuren keine signifikante Verbesserung der Ergebnisse. Deshalb wird darauf verzichtet, die Informationen der Vorwärtsspurkammern zu verwenden.

1.2.2 Kalorimeter

Vier Kalorimeter dienen bei H1 dazu, die Größe und den Ort einer Energiedeposition sowohl von geladenen als auch neutralen Teilchen über einen möglichst großen Raumwinkelbereich zu messen. Dies sind im einzelnen:

Flüssigargon–Kalorimeter Dieses Hauptkalorimeter ist in Samplingbauweise realisiert. Dabei verliert das durchlaufende Teilchen in einer Lage aus passivem Absorbermaterial Energie durch eine Kaskade von Photonbremsstrahlung und Elektronpaarproduktion. Der so enstehende Teilchenschauer wird dann in einer aktiven Lage nachgewiesen. Durch eine abwechselnde Anordnung der beiden Lagen kann auch die Entwicklung des Schauers beobachtet werden.
Das Flüssigargon–Kalorimeter bei H1 besteht aus einem elektromagnetischen Teil mit Blei als Absorbermaterial und einem hadronischen, bei dem Stahl verwendet wird. In beiden Fällen kommt als aktives Material flüssiges Argon zum Einsatz. Es deckt einen Polarwinkelbereich von 4^o bis 153^o ab.

BEMC/Spacal Das “backward electromagnetic calorimeter“ dient hauptsächlich dem Nachweis von Elektronen und Photonen im rückwärtigen Teil des H1–Detektors (Polarwinkel: 151^o—177^o). Ab der Laufzeit 1995 wurde es vom sog. „spaghetti calorimeter“ („Spacal“) abgelöst, das seinen Namen den in Blei eingelegten Szintillatorsträngen verdankt. Dieses besteht im Gegensatz zum BEMC, das nur eine elektromagnetische Komponente besaß, zusätzlich aus einem hadronischen Teil und kann Elektronen, die unter einem kleineren Winkel gestreut werden, nachweisen (Polarwinkel: bis 177.8^o). Eine genaue Beschreibung des Spacal findet sich in [H197b].

Plug Dieses im extremen Vorwärtsbereich liegende Kalorimeter deckt den Polarwinkelbereich zwischen 0.6^o und 4^o ab.

Tailcatcher Zwischen den Lagen aus Eisen, die das Rückflußjoch des Hauptmagnetfelds von H1 bilden, befinden sich Streamerröhren, um die Restenergie von Teilchen zu messen, die das Flüssigargon–Kalorimeter vollständig durchquert haben.

In dieser Arbeit werden die Informationen der H1–Kalorimeter nicht benutzt, um die Rekonstruktion einzelner Teilchen zu verbessern. Zum einen ist die Verbindung von Spuren und Energiedepositionen im Einzelfall sehr schwierig und fehleranfällig. Zum anderen liegt die Energie der Teilchen aus den hier untersuchten Prozessen typischerweise unterhalb der Rauschschwelle der Kalorimeter.

Kalorimeterinformationen finden hier Verwendung bei der Rekonstruktion der kinematischen Variable y nach der Jacquet–Blondel–Methode (siehe Kapitel 6.1) und der Identifikation des gestreuten Strahlelektrons.

1.2.3 Myonkammern

Wie bei vielen modernen Universaldetektoren der Teilchenphysik sind die am weitesten vom Wechselwirkungspunkt entfernten Instrumente Spurkammern zum Nachweis von Myonen, die aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung mit Materie alle anderen Detektorkomponenten durchdrungen haben. Im Zentralbereich sind dies 16 Lagen Streamerrohrkammern, die in das Rückflußjoch des Magneten integriert sind. Im Vorwärtsbereich steht ein System von 6 Lagen zur Verfügung, in deren Mitte sich ein Toroidmagnet zur Ablenkung der Myonen befindet. In dieser Arbeit werden keine weiteren Untersuchungen zu Myonen durchgeführt.

1.3 Luminositätsmessung bei H1

Die Luminosität wird bei H1 mittels des Bethe–Heitler–Prozesses bestimmt:

$$ep \rightarrow ep\gamma \tag{1.1}$$

Sowohl das Elektron als auch das Photon bewegen sich nach der Reaktion unter sehr kleinen Winkeln zur Strahlachse in Rückwärtsrichtung. Ihr Nachweis geschieht mit zwei speziellen Kalorimetern, die sich 33 m (Elektron–Tagger, ET) bzw. 103 m (Photon–Detektor, PD) vom Wechselwirkungspunkt entfernt im HERA–Tunnel befinden. Eine Skizze dieses Aufbaus zeigt Abbildung 1.5. Der räumliche Akzeptanzbereich des

Spurkammern		
CJC1/CJC2:		
Akzeptanzbereich in Θ—r	$10^o < \Theta < 170^o$	$20.3\,cm <$ r $< 84.4\,cm$
räumliche Auflösung	$\sigma_{r\phi} = 170\,\mu m$	$\sigma_z = 2.2\,cm$
Auflösung Impuls—dE/dx	$\sigma_p/p^2 < 0.01\,GeV^{-1}$	$\sigma(dE)/dE = 10\%$
CIZ/COZ:		
räumliche Auflösung	$\sigma_{r\phi} = 2.5/5.8\,cm$	$\sigma_z \approx 350\,\mu m$
Vorwärtsspurkammern:		
Akzeptanzbereich in Θ—r	$7^o < \Theta < 25^o$	$15\,cm <$ r $< 75\,cm$
räumliche Auflösung	$\sigma_{r\phi} = 170\,\mu m$	$\sigma_{xy} = 210\,\mu m$
Kalorimeter		
Flüssigargon:	elektromagnetisch	hadronisch
Granularität (Zahl der Kanäle)	10–100 cm^2 (30784)	50–2000 cm^2 (13568)
Auflösung $\sigma(E)/E$	$12\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$	$50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$
Tiefe	20–30 X_0	4.7–7 λ_{abs}
Akzeptanzbereich in Θ	$4^o < \Theta < 153^o$	
BEMC:		
Akzeptanz in Θ—Granularität	$151^o < \Theta < 177^o$	$16 \times 16\ cm^2$
Tiefe—Auflösung $\sigma(E)/E$	1 λ_{abs}	$10\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$
Spacal:		
Akzeptanz in Θ—Granularität	$153^o < \Theta < 177.8^o$	$4 \times 4\ cm^2$
Tiefe—EM Auflösung $\sigma(E)/E$	1 λ_{abs} (had.)	$7.5\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$
Plug:		
Akzeptanz in Θ—Granularität	$0.7^o < \Theta < 3.3^o$	$5 \times 5\ cm^2$
Tiefe—Auflösung $\sigma(E)/E$	4.25 $\lambda_{abs}(44.6X_0)$	$\approx 150\%/\sqrt{E}$
Tailcatcher:		
Akzeptanz in Θ	$4^o < \Theta < 177^o$	
Tiefe—Auflösung $\sigma(E)/E$	4.5 λ_{abs}	$\approx 100\%/\sqrt{E}$
Myonsystem		
Zentralbereich:		
Akzeptanz in Θ—Gesamtfläche	$4^o < \Theta < 171^o$	4000 m^2
räumliche Auflösung	$\sigma_{Streifen}$ =1.0–1.5 cm	σ_{Draht} =0.3–0.4 cm
Vorwärtsbereich:		
Akzeptanz in Θ	$3^o < \Theta < 17^o$	

Tabelle 1.3: Die wichtigsten Eigenschaften der im Text beschriebenen Detektorkomponenten

Elektron–Taggers liegt für den Polarwinkel zwischen 0 und 5 mrad, der des Photon–Detektors zwischen 0 und 0.45 mrad.

Zur Identifikation eines Bethe–Heitler–Prozesses fordert man eine Koinzidenz der beiden Detektoren. Mittels des aus der QED sehr gut bekannten Wirkungsquerschnitts dieser Reaktion kann dann die Luminosität bestimmt werden. Den größten Untergrund stellen

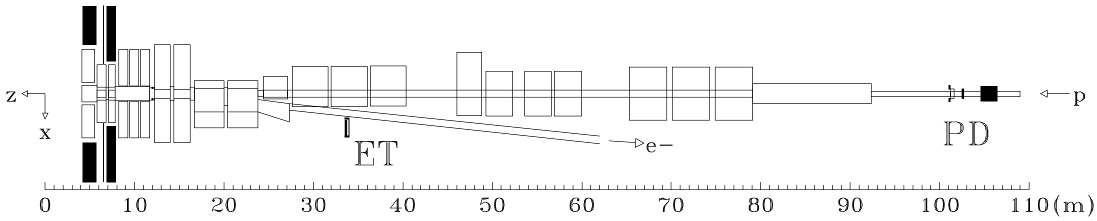


Abbildung 1.5: Das H1–Luminositätssystem von oben betrachtet; die Längenskala ist in z–Richtung stark gestaucht

dabei Wechselwirkungen des Elektronstrahls mit Restgasatomen in der Strahlröhre dar. Er wird experimentell bestimmt durch Teilchenpakete, die kein Gegenüber im Protonenstrahl besitzen (sog. „pilot bunches"). Die Luminosität ergibt sich dann zu:

$$L = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{vis}} \tag{1.2}$$

Dabei steht R_{tot} für die Gesamtrate an beobachteten Ereignissen mit Koinzidenz, I_{tot}/I_0 ist das Verhältnis von Gesamtteilchenstrom und Strom der pilot bunches, R_0 ist die gemessene Rate mit pilot bunches und σ_{vis} steht für den akzeptanzkorrigierten Wirkungsquerschnitt der Bethe–Heitler–Reaktion. Die so erreichte Genauigkeit liegt bei ca. 1.5% [GOG96].

Es werden bei H1 auch Ereignisse beobachtet, die neben einem Eintrag im Elektron–Tagger keinen gleichzeitigen Treffer des Photon–Detektors besitzen. Es handelt sich dabei in den allermeisten Fällen um Ereignisse, bei denen das einlaufende Elektron ein Photon abstrahlt, welches dann direkt oder indirekt mit einem Konstituenten des Protons reagiert. Diese Prozesse werden unter dem Begriff Photoproduktion zusammengefaßt und in Abschnitt 2.4 näher vorgestellt. Während die Rate der im Elektron–Tagger aufgenommenen Bethe–Heitler–Prozesse typischerweise bei 0.4 MHz liegt, werden nur 20–30 Photoproduktionsereignisse pro Sekunde erkannt.

Seit 1995 ist im HERA–Tunnel ein weiterer Elektron–Tagger mit einem Abstand von 44 m vom H1–Wechselwirkungspunkt installiert. Dieser erlaubt die Auffindung von Elektronen aus Photoproduktion unter einem noch kleineren Streuwinkel.

1.4 Das H1 Trigger-System

Bei den hohen Raten, mit denen bei HERA Protonen und Elektronen zur Kollision gebracht werden, kommt dem Triggersystem entscheidende Bedeutung zu. Gleichzeitig ist es extrem schwierig, in der kurzen zur Verfügung stehenden Zeit bis zum nächsten Ereignis genug Informationen aus dem Detektor zu sammeln und zu verarbeiten, um eine qualifizierte Entscheidung treffen zu können, ob die Daten behalten werden sollen. Der Untergrund stammt dabei aus Wechselwirkungen der Strahlen mit den restlichen Gasatomen im Speicherring, aus der Synchrotronstrahlung der beschleunigten Elektronen und aus Kollisionen von Protonen mit der Strahlröhre.

Der zeitliche Abstand zwischen der Durchdringung zweier Teilchenbündel bei HERA beträgt 96 ns, im weiteren einfach als „Zeiteinheit“ bezeichnet. Etwa alle 1000 Zeiteinheiten kommt es zu einer Teilchenreaktion. Die Ereignisrate bei H1 liegt also im Bereich mehrerer kHz. Die Aufgabe des Triggers ist, diese Rate auf ca. 5 Hz zu senken, ohne physikalisch interessante Ereignisse zu verlieren.

Da die komplette Auslese vieler Detektorkomponenten und selbst die Triggerentscheidung auf unterster Ebene viele Zeiteinheiten dauert, werden die Signale in Warteschlangen („Pipelines“) zwischengespeichert. Ihre Tiefe muß mindestens so viele Zeiteinheiten betragen, wie es dauert, zu einer Entscheidung zu gelangen.

Um genügend Zeit für komplexe Trigger zu erhalten, benutzt H1 vier Triggerstufen („Level“):

Level1 Die erste Triggerstufe verarbeitet schnell zur Verfügung gestellte ja/nein–Informationen der einzelnen Subdetektoren. Diese sog. „Triggerelemente“ werden durch logische Operationen zu „Subtriggern“ zusammengefaßt. Es vergehen 24 Zeiteinheiten (2.3 μs), bis die Level1–Triggerentscheidung gefällt ist. Da bis zu diesem Zeitpunkt alle Detektorsignale in Pipelines gehalten werden, arbeitet die erste Triggerstufe ohne Totzeit. Erst wenn mit einer positiven Triggerentscheidung die Pipelines gestoppt und ausgewertet werden, beginnt die Totzeit des Detektors. Als Triggerelemente dienen z.B. Flugzeitsysteme, die überprüfen, ob das Ereignis in das HERA–Zeitfenster für Kollisionen paßt. Die Proportionalkammern des Spurkammersystems erlauben eine schnelle Bestimmung des Ereignisvertex in z-Richtung. Eine spezielle Auslesemethode der zentralen Driftkammern wird benutzt, um Spuraktivität festzustellen. Weitere Triggerelemente basieren auf Informationen der Kalorimeter, des Myon– und des Luminositätssystems.
Insgesamt werden 128 Subtrigger gebildet. Die Level1–Triggerentscheidung fällt positiv aus, wenn ein Subtrigger anspricht. Die Raten der Subtrigger lassen sich einzeln beobachten. Ist die Gesamtrate für die nachfolgenden Systeme zu hoch, so können einzelne Subtrigger skaliert werden. Sie werden dann nur noch nach einer bestimmten Zahl von Ansprechvorgängen berücksichtigt.

Level2 Die zweite wie auch die dritte Triggerstufe arbeiten in der Auslesezeit der Detektorkomponenten. Die Aufgabe der zweiten Stufe ist es, durch Auswertung der ersten Detektorinformationen nach ca. 20 μs eine Triggerentscheidung zu fällen. Im Jahr 1994 war der Level2–Trigger nicht implementiert.

Level3 Diese Triggerstufe basiert auf komplexeren Ausleseinformationen, die vom Level2–Trigger gestartet wurden. Nach ca. 100 μs soll sie ihre Entscheidung treffen, und die Ausgangsereignisrate sollte 50 Hz nicht übersteigen. Ansonsten ist die Totzeit der nachfolgenden asynchronen Stufe zu groß. Bisher wurde bei H1 kein Level3–Trigger realisiert. Das bedeutet, daß die vorigen Triggerstufen die notwendige Reduktion der Rate erreichen müssen.

Level4 Der vierten Triggerstufe stehen alle Detektorinformationen zur Verfügung. Sie ist komplett auf Softwarebasis realisiert. Dabei werden zunächst einfachere Aufgaben abgearbeitet, wie eine genauere Bestimmung der Vertexposition in z. Geben die Resultate dieser Operationen kein Veto, so werden komplexere Berechnungen, wie die komplette Spurrekonstruktion oder eine Zusammenfassung der getroffenen Kalorimeterzellen durchgeführt und ausgewertet. Schließlich werden Methoden der Offline–Analyse verwendet, um z.B. spezielle Zerfallskanäle zu rekonstruieren.

Dieses Programm läuft auf einem Netz von Mikroprozessoren, der sog. „Filterfarm“, die mit den Jahren den wachsenden Anforderungen angepaßt wurde.

Hat ein Ereignis alle Triggerebenen überstanden, so werden seine Rohdaten auf Magnetbändern gespeichert. Diese Daten werden dann offline aufbereitet und klassifiziert (siehe Abschnitt 1.5). Diese letzte Stufe der Datenverarbeitung wird auch als Level5–Trigger bezeichnet.

In den ersten Jahren der Datennahme bei H1 war die von HERA gelieferte relativ niedrige Ereignisrate auch ohne die Trigger der Stufen 2 und 3 beherrschbar. Spätestens seit dem Jahr 1996 stellt die Auswahl sog. „weicher“ Ereignisse, d.h. solcher ohne auffällige Merkmale wie unter großem Winkel gestreute Elektronen oder eine hohe fehlende Energie, ein Problem dar. Dies betrifft auch die in dieser Arbeit behandelte Produktion von schweren Quarks. Es werden nur solche Ereignisse behalten, die nach einer einfachen Analyse den Zerfall potentieller Teilchen mit Charm beinhalten. Wie diese Arbeit zeigen wird, ist dies im Fall des Λ_c–Baryons zumindest schwierig.

1.5 Verarbeitung von Daten bei H1

Die vom Detektor stammenden Rohdaten werden offline und asynchron weiterverarbeitet. Das Programmpaket „H1REC“ rekonstruiert dabei u.a. Spuren aus sämtlichen Spurkammerinformationen, bildet Cluster aus Kalorimeterzellen mit Energiedeposition und sucht nach Myonspuren und dem gestreuten Elektron. Die Ausgabedaten werden auf „Production Output Tapes“ (POT) gespeichert.

Da diese Daten sehr umfangreich sind (Daten von 1994: ca. 4 TByte) und Informationen enthalten, die für die meisten Analysen nicht benötigt werden, werden aus den POTs „Data Summary Tapes“ (DST) erstellt, die nur noch die Endergebnisse der Rekonstruktion enthalten. So sind auf DSTs z.B. nur noch die Spurparametrisierungen der

Driftkammern festgehalten, nicht aber die einzelnen Drahttreffer. Die so erreichte Datenreduktion auf einige hundert GByte macht die Speicherung auf Festplatten möglich, was einen einfachen und schnellen Zugriff auf die Daten sichert.

Für von Monte–Carlo–Generatoren erstellte Ereignisse kann die gesamte Detektorantwort mit dem Programmpaket „H1SIM“, das auf der CERN–Software „GEANT“ basiert, simuliert werden. Die Ausgabedaten von H1SIM liegen im gleichen Format vor wie Detektorereignisse und können direkt mit H1REC rekonstruiert werden. Durch Angabe eines Laufnummernbereiches werden dabei die realen Umstände der Datennahme berücksichtigt.

2 Die Physik bei H1

2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik repräsentiert den derzeitigen Wissensstand dieses Forschungszweiges. Unter Vernachlässigung der Gravitationswechselwirkung besteht es aus den Quantenfeldtheorien der elektroschwachen Wechselwirkung (QED[1]/Glashow–Salam–Weinberg) und der starken Wechselwirkung (QCD[2]). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit können nur wenige Aspekte des Standardmodells in kompakter Form angesprochen werden. Ausführliche Abhandlungen zu diesem Thema findet man z.B. in [PER90], [BER92], [H-M83].

Die elementaren Teilchen im Standardmodell tragen Spin 1/2 (Fermionen) oder Spin 1 (Bosonen). Die Fermionen, aus denen jegliche Materie aufgebaut ist, werden eingeteilt in Leptonen, die lediglich an der elektroschwachen Wechselwirkung teilnehmen und Quarks, die zusätzlich von der starken Wechselwirkung beeinflußt werden. Jede dieser beiden Fermionklassen manifestiert sich in drei Generationen von Dubletts. Dabei gibt es starke experimentelle Hinweise dafür, daß im Rahmen des Standardmodells jenseits der bekannten drei Generationen keine weiteren mehr existieren können. Bei den Leptonen besteht jedes Dublett aus einem massiven geladenen Teilchen, und einem Neutrino, das elektrisch neutral ist. Bisher konnten für die Neutrinomassen experimentell nur obere Grenzen gefunden werden, so daß diese Objekte als masselos angesehen werden. Die drei geladenen Teilchen tragen die Namen Elektron, Myon und Tau.

Auch die Quarks lassen sich bezüglich der elektroschwachen Wechselwirkung zu Dubletts zusammenfassen. Ihre Namen lauten Up, Down, Charm, Strange, Top und Bottom. Quarks besitzen eine Masse und tragen drittelzahlige Ladungen. Die Quarkeigenschaft, die zur starken Wechselwirkung führt, ist die sog. „Farbladung“. Sie kann sechs Zustände annehmen, die meist mit rot, grün und blau bzw. antirot, antigrün und antiblau bezeichnet werden. Objekte aus drei Quarks aller Farbladungen und solche aus zwei Quarks mit einer Farbe und ihrer Antifarbe bezeichnet man als farblos. Nur solche Teilchen können frei beobachtet werden. Diese „Confinement“ genannte Eigenart der starken Wechselwirkung liegt darin begründet, daß die potentielle Energie zweier Objekte mit Farbladung bei großen Abständen linear mit ihrer Entfernung wächst. Bei ausreichendem Abstand

[1] Quantenelektrodynamik
[2] Quantenchromodynamik

Fermionen:	Quarks	Leptonen
	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$
Bosonen:		
	γ, $\mathrm{W}^{\pm}$, Z^0, Gluonen, Higgs	

Abbildung 2.1: Teilchen im Standardmodell

können neue Teilchen erzeugt werden. Ist dieser Vorgang abgekühlt, also die kinetische Energie verbraucht, haben sich die entstandenen Quarks zu Hadronen gruppiert. Baryonen wie z.B. das Proton und das Neutron beinhalten drei Quarks; Mesonen wie das Pion oder das Kaon zwei.

Das Standardmodell basiert auf der Quantenfeldtheorie. Dabei übernehmen Bosonen den Austausch der Kräfte. Der Übermittler der elektromagnetischen Kraft ist das masselose Photon. Bei der schwachen Wechselwirkung wurden sowohl Prozesse mit Veränderung der Ladung der beteiligten Fermionen beobachtet als auch solche ohne. Dementsprechend gibt es geladene ($\mathrm{W}^{\pm}$) und neutrale (Z^0) Vermittler der Kraft. Beide Arten sind massiv. Die starke Wechselwirkung kommt durch den Austausch von Gluonen zustande. Es gibt acht Sorten, die alle masselos sind.

Sechs Quarks, fünf Leptonen und vier Sorten von Bosonen wurden bisher beobachtet[3] und bilden im Rahmen des Standardmodells die Gesamtheit der elementaren Teilchen. Ein weiteres Boson, das nach dem Theoretiker Higgs benannt wurde, ist für die Konsistenz der Theorie dringend erforderlich. Anhand dieses Eichfeldes erhalten alle anderen Teilchen durch den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung ihre Masse. Vermutlich wegen seiner hohen Masse konnte es bisher nicht beobachtet werden. Es werden allerdings starke Anstrengungen unternommen, um eine direkte Identifikation des Higgs–Bosons durchführen zu können. Dies ist das Hauptziel des nächsten Collider–Experimentes, des „Large Hadron Colliders“ (LHC). Er wird am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf erbaut und soll im Jahr 2005 in Betrieb gehen.

Eine Übersicht der in diesem Abschnitt vorgestellten Teilchen gibt Abbildung 2.1. Ihre Eigenschaften sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Der Umstand, daß das Standardmodell, obwohl es seit mehr als 20 Jahren auf einer gefestigten theoretischen Grundlage steht, immer noch als „Modell“ bezeichnet wird, deutet schon an, daß die meisten Physiker mit seinem derzeitigen Zustand nicht zufrieden sind.

[3] Das τ–Neutrino konnte bis jetzt nicht nachgewiesen werden.

Name	Symbol	elektr. Ladung [Elementarladung]	Masse [GeV]	Spin
up	u	+2/3	0.002–0.008	1/2
down	d	−1/3	0.005–0.015	1/2
charm	c	+2/3	1.0–1.6	1/2
strange	s	−1/3	0.1–0.3	1/2
top	t	+2/3	180	1/2
bottom	b	−1/3	4.1–4.5	1/2
Elektron	e	−1	$0.511 \cdot 10^{-3}$	1/2
Elektron–Neutrino	ν_e	0	$< 15 \cdot 10^{-9}$	1/2
Myon	μ	−1	$105.7 \cdot 10^{-3}$	1/2
Myon–Neutrino	ν_μ	0	$< 0.17 \cdot 10^{-3}$	1/2
Tau	τ	−1	1.777	1/2
Tau–Neutrino	ν_τ	0	$< 24 \cdot 10^{-3}$	1/2
Photon	γ	0	0	1
W–Boson	W	1	80.36	1
Z^0–Boson	Z^0	0	91.187	1
Gluonen	G	0	0	1
Higgs–Boson	H	0	> 64	1

Tabelle 2.1: Eigenschaften der elementaren Teilchen (Massen aus [PDG97])

Es ist zwar in der Lage, alle experimentellen Resultate konsistent zu beschreiben und auch bestätigte Vorhersagen zu machen. Auch den vielen Versuchen, Physik außerhalb des Standardmodells zu finden, war bisher kein Erfolg beschieden. Allerdings beinhaltet das Standardmodell eine Vielzahl von freien Parametern wie die Teilchenmassen oder die Kopplungskonstanten der Wechselwirkungen. Dies ist ein Ausdruck dafür, daß der Physik bei kleinen Abständen ein tieferes Verständnis fehlt. Es existiert auch eine große Zahl erweiterter Modelle, für die allerdings noch keine experimentellen Belege gefunden werden konnten. Die vorliegende Arbeit bewegt sich vollständig im Kontext des Standardmodells.

2.2 Kinematik bei HERA

Bei HERA kommen Elektronen einer Energie von 27.5 GeV und Protonen einer Energie von 820 GeV zur Kollision. Im Wellenbild ist dabei die Wellenlänge des Elektrons so klein, daß es bei vielen Prozessen in Wechselwirkung mit den Konstituenten des Protons tritt und nicht mit dem Gesamtobjekt. Abbildung 2.2 zeigt den einfachsten Fall der Elektron–Proton–Streuung, umgesetzt in ein Feynman–Diagramm. Dabei handelt es sich um einen

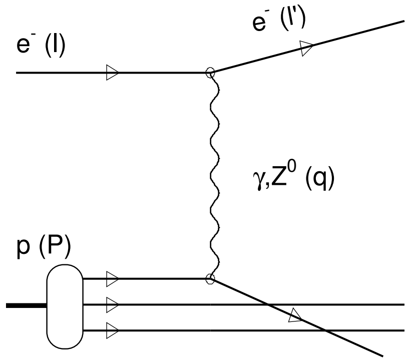


Abbildung 2.2: Feynmangraph der Elektron–Proton–Streuung in niedrigster Ordnung

Bezeichnung	Definition	Bemerkung
s	$s = (l+P)^2$	Quadrat der Schwerpunktenergie; bei HERA gilt: $\sqrt{s} \approx 300$ GeV
Q^2	$Q^2 = -q^2 = -(l-l')^2$	Quadrat des Viererimpulsübertrages auf das Proton
x	$x = \frac{Q^2}{2Pq}$	Bjorken-x, entspricht im „infinite momentum frame“ dem Impuls–bruchteil des Protons, der vom gestreuten Quark getragen wird; es gilt: $0 \leq x \leq 1$
y	$y = \frac{qP}{lP}$	Bjorken-y, entspricht im Fall der Photoproduktion (siehe Abschnitt 2.4) dem Energiebruchteil des Elektrons, der auf das Boson übergeht; es gilt: $0 \leq y \leq 1$

Tabelle 2.2: Kinematische Größen bei H1

Prozeß der elektroschwachen Wechselwirkung. Die Bezeichnungen der Viererimpulse der beteiligten Teilchen sind in Klammern angegeben.

Aus den Viererimpulsen vor und nach der Streuung lassen sich Größen bestimmen, die den Prozeß kinematisch beschreiben. Die bei H1 gebräuchlichen und für diese Arbeit relevanten Größen sind in Tabelle 2.2 angegeben.

Die hier aufgeführten kinematischen Variablen sind nicht unabhängig. Es gilt vielmehr bei Vernachlässigung der Teilchenmassen:

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

In Prozessen höherer Ordnung, wie der Boson–Gluon–Fusion (siehe Abschnitt 2.4), erhalten die Größen teilweise eine neue Bedeutung oder es kommen neue hinzu. Darauf wird in den nächsten Abschnitten eingegangen.

Kann die Energie des gestreuten Elektrons in einem der Kalorimeter von H1 direkt gemessen werden, so berechnen sich Q^2 und y mittels:

$$y = 1 - \frac{E'}{2E}(1 - \cos\,\Theta) \tag{2.2}$$

$$Q^2 = 2EE'(1 + \cos\,\Theta) \tag{2.3}$$

Dabei stehen E und E' für die Energie des einlaufenden bzw. des gestreuten Elektrons und Θ bezeichnet den Streuwinkel. Wird das Elektron im Luminositätssystem nachgewiesen (siehe Abschnitt 1.3), so ist Θ sehr klein und es kann $\cos\,\Theta \approx 1$ genähert werden, was obige Formeln weiter vereinfacht.

Stehen keine direkten Informationen über das gestreute Elektron zur Verfügung, so kann der hadronische Endzustand Aufschluß über die kinematischen Parameter des Ereignisses geben. Nach der Methode von Jacquet–Blondel [H193] gilt:

$$y = \frac{1}{2E}\sum_i (E_i - p_{z,i}) \tag{2.4}$$

$$Q^2 = \frac{(\sum_i p_{x,i})^2 + (\sum_i p_{y,i})^2}{1-y} \tag{2.5}$$

Die Summe läuft dabei über alle Hadronen des Ereignisses mit den Energien E und den Impulsen p. Allerdings ist es mit dem H1–Detektor nicht möglich, den gesamten Raumwinkel abzudecken, so daß bei der Umsetzung obiger Formeln Probleme auftreten. Der sog. „proton remnant“, also der in der Strahlröhre verschwindende Protonrest, ist unkritisch, da Teilchen in extremer Vorwärtsrichtung zu den Summen kaum beitragen. Auf die experimentelle Ermittlung von y wird in Kapitel 6.1 näher eingegangen.

Von besonderem Interesse sind Ereignisse, die ein hohes Q^2 oder ein kleines x aufweisen. Der Impulsübertrag Q^2 ist ein Maß für die erreichbare Auflösung, mit der der Protoninhalt abgetastet werden kann. Bei hohen Werten von Q^2 könnte sich neue Physik zeigen. Die Zahl der virtuell erzeugten Gluonen und Quarks wird größer, wenn man kleinere Impulsbruchteile beobachtet. Die Dichte der Konstituenten im Proton wird also mit kleineren Werten von x ansteigen. Theoretisch muß die Steigerung aber in eine Sättigung laufen, deren erste Anzeichen sich bei den HERA–Experimenten zeigen könnten. Diese wurden auch dazu konzipiert, in neue kinematische Bereiche vorzudringen und den Meßbereich der bis dahin an Experimenten mit ruhendem Ziel gefundenen Ergebnisse deutlich zu erweitern. Abbildung 2.3 zeigt den Zusammenhang der kinematischen Variablen x, Q^2, Θ und y und beispielhaft die Verteilung von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung.

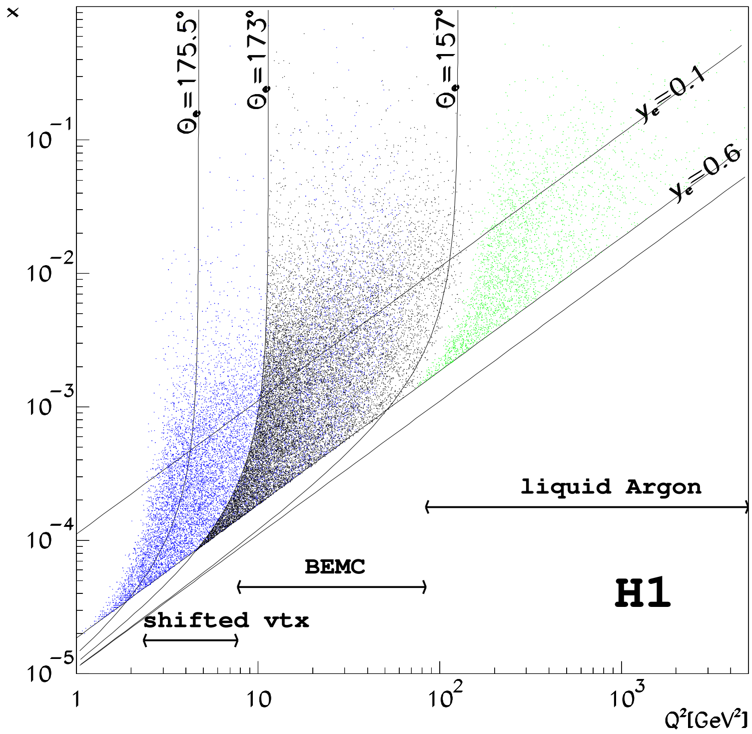


Abbildung 2.3: Zusammenhang einiger kinematischer Variablen bei H1. Die eingetragenen Punkte stammen aus Ereignissen des Jahres 1994 mit einem rekonstruierten Elektron im BEMC oder Flüssigargon–Kalorimeter. Eingezeichnet sind korrespondierende Werte für y und den Polarwinkel (Abbildung der ELAN–Arbeitsgruppe bei H1).

Eine oft benutzte kinematische Größe, die eng mit dem Polarwinkel Θ verknüpft ist, stellt die sog. „Rapidität“ y_r dar[4]. Sie ist definiert als:

$$y_r = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \tag{2.6}$$

E steht hier für die Energie eines Teilchens, p_z für seinen Impuls in z-Richtung. Diese Konstruktion bietet den Vorteil, daß sich y_r bei einer Lorentztransformation lediglich um eine additive Konstante verändert. Die Differenz zweier Rapiditäten ist also Lorentzinvariant. Dies ist besonders bei HERA wünschenswert, wo Schwerpunktsystem der Kollisionen und Laborsystem nicht identisch sind. Da die Energie eines Teilchens mit dem H1–Spurkammersystem nicht direkt zugänglich ist, benutzt man häufiger die sog. „Pseudorapidität“ η, die unter Vernachlässigung der Teilchenmasse mit dem Zahlenwert

[4] Der Index r wird hier verwandt, um die Rapidität besser vom Energiebruchteil y des vom Elektron abgestrahlten Bosons zu unterscheiden.

von y_r übereinstimmt. Sie ist direkt aus dem Polarwinkel Θ zu berechnen:

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\frac{p+p_z}{p-p_z} \tag{2.7}$$

$$= -\ln(\tan\frac{\Theta}{2}) \tag{2.8}$$

2.3 Tiefinelastische Streuung

Die tiefinelastische Streuung (engl: „Deep Inelastic Scattering“, kurz: „DIS“) war traditionell eine Domäne der Experimente, bei denen ein Elektronstrahl auf ein ruhendes Ziel gelenkt wurde (engl: „fixed target“)[MIL72]. Durch die Auswertung der dabei erhaltenen Streuwirkungsquerschnitte wurde das Quark–Parton–Modell, das zuvor auf theoretischer Grundlage postuliert worden war, experimentell untermauert. Es interpretierte die inelastische Elektron–Nukleon–Streuung als eine elastische Streuung des Elektrons an einem punktförmigen Baustein der Nukleonen, einem Quark.

Der in x und Q^2 doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der Elektron–Nukleon–Streuung wird durch Einführung zweier Strukturfunktionen F_1 und F_2 beschrieben:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^2}\Big(y^2xF_1(x) + (1-y)F_2(x)\Big) \tag{2.9}$$

Im Quark–Parton–Modell sind diese Funktionen über die Callan–Gross Beziehung ($F_2(x) = 2xF_1(x)$) verknüpft und es ergibt sich:

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2\left(xq_i(x) + x\overline{q}_i(x)\right) \tag{2.10}$$

Es wird über alle Quarksorten i summiert. $q_i(x)$ steht für die Quarkdichte der Sorte i mit dem Impulsbruchteil x des Nukleons. Da die Konstituenten der Nukleonen als punktförmig angenommen werden, hängt die Quarkdichte und damit auch die Strukturfunktion nicht vom Impulsübertrag und Maß für die Auflösung Q^2 ab. Die experimentelle Beobachtung dieses als „Bjorken scaling“ bekannten Verhaltens verhalf dem Quark Modell zu allgemeiner Anerkennung.

Bei HERA können diese Messungen in neuen kinematischen Regionen durchgeführt werden. Der maximale Impulsübertrag liegt zwei Größenordnungen über den bei Experimenten mit ruhendem Ziel erreichbaren Werten. Damit wird das Proton mit einer nie erreichten Auflösung abgetastet. Die Strukturfunktion des Protons kann außerdem für sehr kleine Impulsbruchteile der Partonen bestimmt werden. Hier erreicht man um drei Größenordnungen kleinere Werte als bei früheren Experimenten. In diesen Regionen zeigt sich eine Abhängigkeit der Strukturfunktionen von Q^2. Dies liegt an den virtuell erzeugten Quarks und Gluonen, die jedes Quark umgeben und das Proton bei sehr kleinen Impulsbruchteilen anfüllen. Dieser Effekt wird von der QCD beschrieben und ist u.a. bei Messungen von ZEUS oder H1 auch beobachtet worden ([H196b], [H197], [ZEU96])

Bei H1 spricht man ab einem Impulsübertrag von $Q^2 \approx 4$ GeV^2 von tiefinelastischer Streuung, bei der ein hochvirtuelles Photon ausgetauscht wird. Ereignisse, die unterhalb dieser Grenze liegen, werden zumeist in die Klasse der „Photoproduktion“ eingeordnet.

2.4 Photoproduktion

Bei einem Impulsübertrag Q^2 von bedeutend weniger als 4 GeV^2 ist das vom Elektron abgestrahlte Photon quasi reell. Ereignisse in diesem kinematischen Bereich können als Streuung von Photonen aus der Bremsstrahlung des Elektrons mit den Protonkonstituenten interpretiert werden. Sie fallen dann in die Klasse der Photoproduktion. Die zuvor definierte Variable y beschreibt nun den Energiebruchteil des Elektrons, den das Photon trägt. Aus ihr läßt sich zusammen mit der Energie des einlaufenden Protons die Schwerpunktsenergie des Photon–Proton Systems berechnen. Mit den Viererimpulsen aus Abbildung 2.2 und unter Vernachlässigung der Protonmasse ergibt sich:

$$W_{\gamma p}^2 = (q+P)^2 \approx ys \tag{2.11}$$

Diese Größe läßt Vergleiche mit früheren Fixed–Target Experimenten zu (siehe [FIX]). Wie Formel 2.11 zeigt, ist $W_{\gamma p}^2$ bei HERA variabel. Im groben Mittel liegen die Ereignisse bei einem Wert von 200 GeV, was eine Größenordnung über dem Bereich liegt, der früheren Experimenten zugänglichen war.

Unter der Voraussetzung, daß die Abstrahlung des Photons und seine Wechselwirkung mit dem Proton getrennt voneinander behandelt werden können, erhält man für den in y und Q^2 differentiellen Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{ep}}{dydQ^2} &= \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}((1+(1-y)^2 - 2(1-y)\frac{Q^2_{min}}{Q^2})\sigma_T^{\gamma p}(y,Q^2) \\ &\quad +2(1-y)\sigma_L^{\gamma p}(y,Q^2)) \qquad (2.12) \\ Q^2_{min} &= \frac{m_e^2 y^2}{1-y} \qquad (2.13) \end{aligned}$$

$\sigma_T^{\gamma p}$ und $\sigma_L^{\gamma p}$ stehen dabei für den Proton–Photon Wirkungsquerschnitt bei transversal bzw. longitudinal polarisierten Photonen. Der minimale Impulsübertrag Q^2_{min} ergibt sich kinematisch aus der Elektronmasse und y.

Aus Formel 2.12 folgt direkt, daß in der Photoproduktion bevorzugt kleine Impulsüberträge vorkommen. In diesem Fall geht die longitudinale Komponente des γ-p Wirkungsquerschnitts gegen Null und kann vernachlässigt werden. Integriert man Formel 2.12 außerdem über Q^2 mit den Integrationsgrenzen Q^2_{min} und Q^2_{max} und wendet die Weizsäcker–Williams–Näherung für quasireelle Photonen an, so vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dy} = \frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{1+(1-y)^2}{y} ln\frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}}\right)\sigma^{\gamma p} \tag{2.14}$$

Der Ausdruck vor dem Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma p}$ stellt den Flußfaktor $\mathrm{F}_\gamma(y)$ für die Abstrahlung eines Photons durch das einlaufende Elektron dar.

Bei der theoretischen Beschreibung von Prozessen der Photoproduktion mit einem nur geringen Transversalimpuls der auslaufenden Partonen und damit auch des Endzustands hat sich das Vektor–Meson–Dominanzmodell (VDM) bewährt. Bei diesen sog. „weichen" Prozessen mit einem Transversalimpuls von weniger als 1 GeV geht man davon aus, daß das Photon in einen Mischzustand von Vektormesonen fluktuiert, der dann direkt mit dem Proton reagiert.

Sog. „harte" Prozesse mit einem Transversalimpuls von mehr als 1 GeV können störungstheoretisch in der QCD behandelt und als Feynman–Graphen dargestellt werden. Eine Vielzahl von Prozessen trägt zum Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion bei. Ein Unterscheidungskriterium ist dabei, ob das Photon direkt mit einem Konstituenten des Protons in Wechselwirkung tritt oder ob es in einen hadronischen Zustand fluktuiert, von dem ein Teil in den harten Prozeß eingeht. Im ersten Fall spricht man von Photoproduktion mit direktem, im zweiten Fall mit aufgelöstem Photon (engl.: direct/resolved photon). Sinn macht diese Unterscheidung aber nur, wenn die Prozesse in führender Ordnung der Störungsrechnung behandelt werden. In höherer Ordnung handelt es sich lediglich um verschiedene Beiträge zum Matrixelement eines Prozesses.

Abbildung 2.4 zeigt zwei Beispiele für Prozesse der Photoproduktion. Der linke Feynmangraph stellt dabei einen direkten Prozeß dar, die sog. „Boson–Gluon–Fusion". Dies ist der Hauptproduktionsmechanismus für schwere Quarks (siehe Abschnitt 2.5). Ein weiteres Beispiel für direkte Photoproduktion ist die „QCD–Compton–Streuung", bei der das Photon mit einem Quark aus dem Proton in Wechselwirkung tritt. Rechts ist in Abbildung 2.4 ein Feynmangraph mit einem aufgelösten Photon dargestellt. Durch Rekonstruktion von Endzuständen mit aufgelösten Photonen kann die hadronische Struktur des Photons bestimmt werden. Fluktuiert das Photon in ein Quark–Antiquark Paar mit hohem Transversalimpuls, so spricht man von einem „anomalen Prozeß".

2.5 Produktion schwerer Quarks

Ziel dieser Arbeit ist die Identifikation schwerer Quarks durch die Rekonstruktion hadronischer Endzustände. Charm– und Bottomquarks werden bei HERA zum größten Teil im Prozeß der Boson–Gluon–Fusion erzeugt (siehe Abschnitt 2.4). Dies geschieht hauptsächlich bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 unter Austausch eines quasireellen Photons im Rahmen der Photoproduktion. In führender Ordnung Störungsrechnung ($\mathcal{O}(\alpha_s)$)

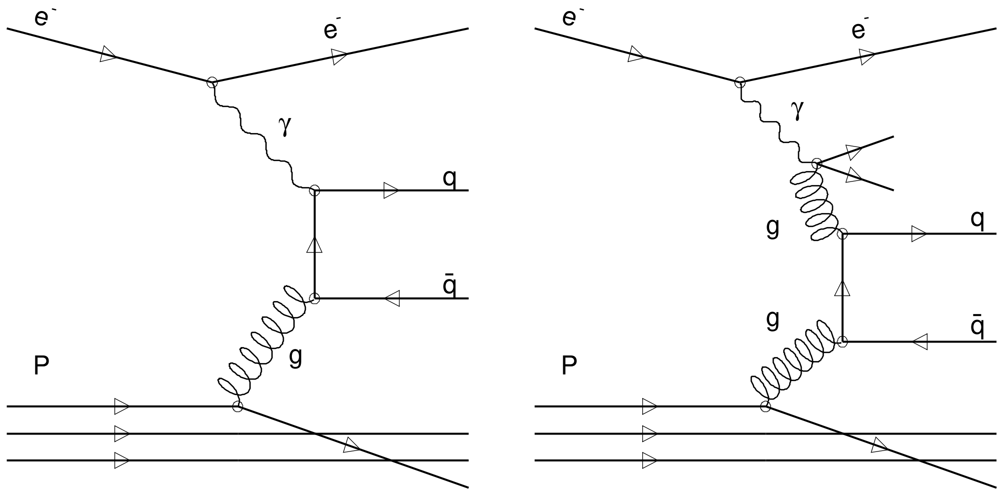


Abbildung 2.4: Feynman–Graphen der direkten (links) und aufgelösten (rechts) Photoproduktion

kann der Produktionswirkungsquerschnitt wie folgt geschrieben werden [OUL91]:

$$\sigma(ep \to Q\overline{Q}X) = \int\int dy dx_g F_{\gamma/e}(y) F_{g/p}(x_g) \sigma(\gamma g \to Q\overline{Q}) \tag{2.15}$$

$F_{\gamma/e}(y)$ steht dabei für den Flußfaktor der Photonabstrahlung mit einem Impulsbruchteil y des Elektrons und $F_{g/p}(x_g)$ für die Gluondichte im Proton bei einem Impulsbruchteil x_g. $\sigma(\gamma g \to Q\overline{Q})$ ist der Wirkungsquerschnitt des perturbativ berechenbaren harten Subprozesses. In der soeben zitierten Arbeit wird der Wirkungsquerschnitt der Charmproduktion aus e-p–Kollisionen in führender Ordnung berechnet und mit 671 nb angegeben. Davon entfallen ca. 87% auf den direkten Prozeß der Boson–Gluon–Fusion. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $b\overline{b}$–Paaren liegt mit 5.4 nb zwei Größenordnungen unter dem für Charmquarks.

Mit einer vor Inbetriebnahme von HERA geplanten jährlichen integrierten Luminosität von 100 pb^{-1} erwartete man damit eine Zahl in der Größenordnung von 10^8 Ereignissen mit Charm und 10^6 Ereignissen mit Bottomquarks. Wie aber schon in Tabelle 1.2 gezeigt, konnte dieses Ziel erst 1997 annähernd erreicht werden. Abschnitt 6.3.2 legt dar, daß dies eine Identifikation von Endzuständen mit Bottomquarks im Rahmen dieser Arbeit schon aus Gründen der limitierten Statistik ausschließt. Auch die Beobachtung von charmtragenden Hadronen ist schwieriger als zunächst angenommen.

In Kapitel 3 wird auf weiterführende Rechnungen eingegangen, die auch Prozesse der nächsten Ordnung („next–to–leading order“, kurz: „NLO“) beinhalten.

Bei H1 werden zwei Hauptstrategien verfolgt, um Ereignisse mit Charm zu identifizieren:

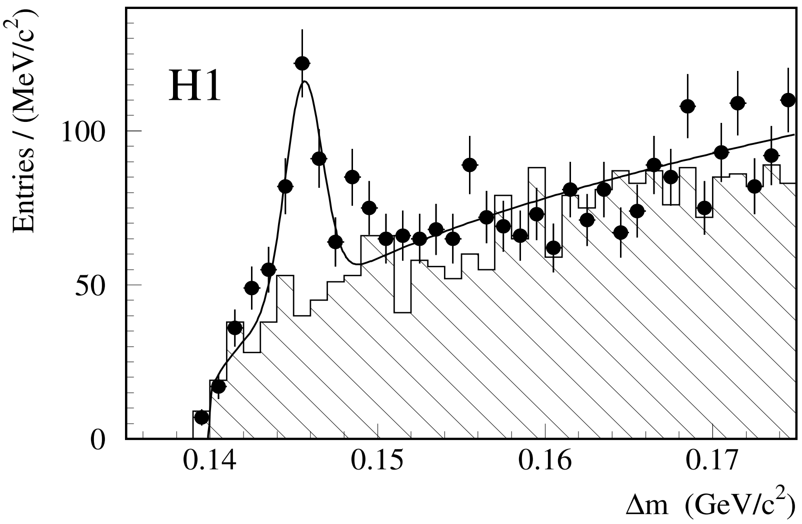


Abbildung 2.5: Verteilung der Massendifferenz M_{K,π,π_s}-$M_{K,\pi}$ aus [H196]

- Die Rekonstruktion von gebundenen $c\bar{c}$–Zuständen wie dem J/Ψ: Experimentell hat man den Vorteil einer sehr klaren Signatur durch den Zerfall in zwei Leptonen (Elektronen oder Myonen), die zumindest im Fall der Myonen gut mit dem H1–Detektor aufzufinden sind. Allerdings ist die theoretische Behandlung der J/Ψ–Erzeugung in hohem Maße modellabhängig. Erste Ergebnisse der H1–Kollaboration auf diesem Gebiet wurden in [H194] vorgestellt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird auf gebundene Charmzustände nicht eingegangen.

- Die exklusive Rekonstruktion von Hadronen mit Charm anhand ihrer Zerfallsprodukte: Diese entstehen bei der Fragmentation eines nicht gebundenen $c\bar{c}$–Paares, das wiederum hauptsächlich aus der Boson–Gluon–Fusion stammt. Man nennt eine solche Konfiguration auch „offener Charm“. Die vorliegende Arbeit widmet sich ebenfalls dieser Strategie.
  Theoretisch sind die zugrundeliegenden Prozesse vergleichsweise gut bekannt. Außerdem besitzt man, wie Formel 2.15 zeigt, einen direkten Zugang zur Gluondichte im Proton. Die Bestimmung dieser Verteilung ist ein primäres Ziel der Charmphysik bei H1.

Kinematisch zeichnet sich unter der großen Vielzahl von möglichen Zerfällen charmtragender Teilchen der des $D^{*\pm}$–Mesons aus. Die gesamte Zerfallskette lautet:

$$\begin{aligned} D^{*+} &\rightarrow D^0\pi_s^+ \\ & \qquad D^0 \rightarrow K^-\pi^+ \end{aligned} \tag{2.16}$$

Mit einer Masse von 2010.0 GeV ist das $D^{*\pm}$ nur 145.5 MeV schwerer als sein Zerfallsprodukt, das D^0. Demzufolge kann das primäre Pion nur einen verhältnismäßig kleinen Impuls tragen. Deshalb wird es hier mit π_s^+ (Index „s“ für engl.: „slow“) gekennzeichnet.

Diesen Umstand macht man sich bei der sog. „Δm–Methode“ zu Nutze. Man berechnet zunächst die invariante Masse aus Kombinationen von drei Spuren für das $D^{*\pm}$, respektive zwei Spuren im Falle des D^0. Subtrahiert man dann $M_{K,\pi}$ von M_{K,π,π_s}, so weist die Verteilung der Differenzmasse eine höhere Auflösung als die der Einzelmassen auf. Das liegt daran, daß in die Differenzmasse nur noch die Impulsmessung des langsamen Pions eingeht, die experimentell aufgrund der starken Spurkrümmung einen kleinen Fehler besitzt. Außerdem liegt das erwartete Signal in einem wenig populierten Bereich des Phasenraums, was den Untergrund gering hält.

Mit der soeben vorgestellten Methode wurde auch die erste Bestimmung des Produktionswirkungsquerschnitts von Charmquarks aus der exklusiven Rekonstruktion von Endzuständen bei H1 vorgenommen ([H196]). Abbildung 2.5 zeigt die zentrale Δm–Verteilung der zitierten Arbeit. Das Ergebnis für $Q^2 < 0.01 GeV^2$ lautet $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X) = (941 \pm 160^{+142}_{-120})$ nb.

Zusätzlich zu dieser kinematisch ausgezeichneten Signatur werden auch andere Zerfallskanäle des $D^{*\pm}$ oder z.B. auch des $D_s^\pm$ untersucht (z.B. [SAH94], [RIE95], [HEN96], [PAW98]). Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Rekonstruktion von charmtragenden Baryonen bei H1.

3 Monte–Carlo–Generatoren

Wenn in dieser Arbeit von Monte–Carlo–Generatoren die Rede ist, so sind Computerprogramme gemeint, die physikalische Vorgänge bei der e-p–Kollision mit Mitteln der Wahrscheinlichkeitsrechnung so nachbilden, daß die Ergebnisse mit den tatsächlich gemessenen möglichst gut übereinstimmen. Der Zuständigkeitsbereich der Generatoren umfaßt dabei in der Regel die Wechselwirkung von Elektron und Proton samt nachfolgender Reaktionen, den Übergang von Quarks und Gluonen zu Hadronen („Fragmentation") und deren Zerfall. Besonders langlebige Teilchen wie das K^0 und das Λ sind davon ausgenommen. Ihr Zerfall wird zusammen mit der nachfolgenden Detektorsimulation behandelt.

Da unser Wissen über diese Vorgänge beschränkt ist und auch die benötigte Rechenzeit der Algorithmen berücksichtigt werden muß, werden Näherungen und teilweise phänomenologische Modelle benutzt. Besonders die Fragmentation verschließt sich bis jetzt einer analytischen Beschreibung, da die beteiligten Energien zu klein sind, um störungstheoretisch behandelt zu werden.

Bei H1 kommen gemäß der vielfältigen physikalischen Prozesse, die untersucht werden, eine große Anzahl von Monte–Carlo–Generatoren zum Einsatz. Die in dieser Arbeit benutzten werden zusammen mit den von ihnen erstellten Datensätzen nachfolgend kurz vorgestellt.

3.1 AROMA

Unter dem Namen AROMA wird in diesem Abschnitt ein Programmpaket beschrieben, das im wesentlichen aus den Komponenten JETSET, PYTHIA, LEPTO und AROMA besteht. Eine nähere Beschreibung des Pakets findet sich in [ING96].

Die programmtechnische Grundlage bildet JETSET, das den Mechanismus der Stringfragmentation nach dem Lund–Modell implementiert [SJÖ88]. Im Bild eines $q\overline{q}$–Paares, das in entgegengesetzte Richtungen auseinanderstrebt, wird dabei eine Farbflußröhre zwischen den Quarks aufgespannt, die einen Durchmesser von ca. 1 fm aufweist. Das Potential zwischen den Quarks steigt linear mit ihrem Abstand. Die Flußröhre wird mathematisch beschrieben durch einen eindimensionalen masselosen Faden (engl.: „string") mit einer konstanten Energie pro Länge von ca. 1 GeV/fm.

Reicht die potentielle Energie, so reißt der Faden typischerweise bei einer Länge von 1–5 fm. An der Bruchstelle bildet sich ein neues $q\overline{q}$–Paar. Dieser Vorgang wird wiederholt, bis die invariante Masse zweier benachbarter Objekte zu klein ist, um ein Quarkpaar zu bilden.

Im quantenmechanischen Bild können die beiden Quarks an einem Punkt produziert werden, um dann via Tunneleffekt zu Abständen zu gelangen, die klassisch erlaubt sind. Die Wahrscheinlichkeit dieses Vorgangs sinkt exponentiell mit der Quarkmasse. Das Verhältnis der generierten Quarksorten beträgt demnach u : d : s : c $\approx$ 1 : 1: 0.3 : 10^{-11}.

Baryonen, denen in dieser Arbeit besonderes Interesse zukommt, werden bei JETSET durch Erzeugung eines Diquarkpaares an der Bruchstelle des Fadens eingeführt. Diquarks sind hypothetische gebundene Zustände aus zwei Quarks mit einer Farbladung. Die Wahrscheinlichkeit für ihre Bildung folgt nicht mehr dem einfachen Tunnelbild. Sie wird zunächst aus Meßdaten bestimmt. Demnach lautet das Verhältnis von Diquark– zu Quarkproduktion qq : q $\approx$ 0.09 : 1.

Einen allgemeineren Mechanismus zur Baryonproduktion stellt das sog. „Popkornmodell“ dar. Während sich bei dem einfacheren Modell der Baryonerzeugung kein Farbfeld und damit auch keine weiteren Quarks zwischen den Diquarks ausbilden, basiert das Popkornmodell auf der Schaffung von mehreren zusammengehörenden $q\overline{q}$–Paaren, zwischen denen auch wieder Mesonen auftreten können. Damit müssen Baryon und Antibaryon im Phasenraum nicht mehr benachbart sein.

Auf der Programmstruktur von JETSET aufbauend implementieren die Pakete LEPTO [ING96b] und PYTHIA [SJÖ93] Prozesse der e-p–Kollision bei HERA. AROMA schließlich ist spezialisiert auf die Erzeugung schwerer Quarks im Prozeß der Boson–Gluon–Fusion (siehe Kapitel 2.5). Prozesse mit aufgelösten Photonen werden nicht berücksichtigt. Das Monte–Carlo–Modell von AROMA umfaßt das Matrixelement der Boson–Gluon–Fusion bis zur zweiten Ordnung in der elektromagnetischen Kopplungskonstante α und bis zur ersten Ordnung der starken Kopplungskonstante α_s. Dabei werden die Massen der erzeugten schweren Quarks und die elektroschwache Struktur der Wechselwirkung berücksichtigt. Prozesse höherer Ordnung werden durch Partonschauer vor und nach der harten Wechselwirkung modelliert (engl.: „initial/final state radiation“). Die Gluondichte im Proton kann aus Parametrisierungen ausgewählt werden, die über eine Fortran–Standardbibliothek (siehe [PDF95]) auf Rechnern zugänglich sind.

Nach Fragmentation im Rahmen des oben beschriebenen Lund–Modells und dem Zerfall der kurzlebigen Hadronen liegt eine Datenstruktur mit den Vierervektoren aller Endzustände und ihrer Erzeugungsgeschichte vor. Diese kann einer kompletten Detektorsimulation und Ereignisrekonstruktion unterworfen werden.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse verwendet Ergebnisse des Generators AROMA. So wird mit Ereignissen dieses Generators die Rekonstruktionseffizienz berechnet. Weiterhin wird auf dieser Basis die Extrapolation vom durch die Analyse eingeschränkten zum vollen kinematischen Bereich durchgeführt. Dabei werden sowohl die Parametrisierung der Partondichten im Proton als auch die Charmquarkmasse variiert. Wenn nicht anders angegeben, wird die Parametrisierung „MRSG“ und eine Quarkmasse von 1.5 GeV eingesetzt. Schließlich wird AROMA benutzt, um den Untergrund aus Bottomquarks abzuschätzen.

Der ebenfalls auf JETSET aufbauende Generator PYTHIA, bei dem im Gegensatz zu AROMA eine große Zahl von Prozessen implementiert wurde, wird bei der Untersuchung zu Ereignissen mit aufgelösten Photonen eingesetzt.

3.2 HERWIG

Auch der Monte–Carlo–Generator HERWIG [MAR92] stellt eine komplette Beschreibung der physikalischen Prozesse bis hin zum hadronischen Endzustand zur Verfügung. Er liegt in einer an die e-p–Kollision bei HERA angepaßten Version vor. Der Hauptunterschied zu AROMA liegt im implementierten Modell der Fragmentation.

Im Bild der sog. „Clusterfragmentation“ liegt das Hauptaugenmerk auf der Erzeugung von Quarks und Gluonen durch eine Kaskade von Prozessen der starken Wechselwirkung, genannt Partonschauer. Nachdem eine große Zahl von Partonen auf diese Weise entstanden ist und alle Gluonen zum Übergang in Quarks gezwungen wurden, werden die Quarkpaare zu Clustern zusammengefaßt. Diese entsprechen noch am ehesten den Strings im Lund–Modell. Allerdings ist die interne Struktur dieser Objekte in der Clusterfragmentation nicht von Bedeutung. Nur ihre invariante Masse und Flavourquantenzahl werden beim nächsten Schritt des Modells berücksichtigt. Dabei zerfallen die Cluster isotrop in ihrem Ruhesystem gemäß dem zur Verfügung stehenden Phasenraum in Hadronen. Die Produktion von Baryonen und Mesonen ist dabei gleichgestellt.

Im Bild des Lund–Modells ist das Verhalten der Strings perturbativ nicht erfaßbar und muß aufwendig modelliert werden. Die Partonschauer, die den zentralen Mechanismus bei Generatoren der Clusterfragmentation bilden, lassen sich dagegen im Rahmen der QCD störungstheoretisch beschreiben.

Das Programm HERWIG stellt die erfolgreichste Implementation der Clusterfragmentation dar. Es basiert auf einer fortgeschrittenen Beschreibung von Partonschauern nach Marchesini und Webber [MAR84]. In der vorliegenden Arbeit wurde der Prozeß der Boson–Gluon–Fusion generiert, dessen Matrixelement in führender Ordnung QCD implementiert ist. Auch hier ist die Wahl der Beschreibung der Gluondichte im Proton frei.

Von HERWIG generierte Ereignisse werden in dieser Arbeit zur Abschätzung der Modellabhängigkeit der mit AROMA gewonnenen Ergebnisse ausgewertet. Besonders der grundsätzlich andere Mechanismus zur Erzeugung von Hadronen im allgemeinen und Baryonen im besonderen war hier motivierend.

3.3 FMNR

Das hier benutzte Programm basiert auf Rechnungen von Frixione, Mangano, Nason und Ridolfi in [FRI94] (siehe auch [FRI95]). Dort wird das Matrixelement der Photoproduktion in höherer Ordnung (engl.: „next–to–leading order“, kurz: „NLO“) bestimmt. Die Autoren erstellten mit ihren Ergebnissen einen Monte–Carlo–Generator, auf dem im weiteren nur noch mit der Bezeichnung „FMNR“ verwiesen wird.

Im Gegensatz zu den beiden zuvor beschriebenen Programmpaketen ist hier kein Fragmentationsmodell enthalten. Ausgegeben werden lediglich Verteilungen von kinematischen Variablen der Quarks aus dem harten Subprozeß, wie dem Transversalimpuls oder der Pseudorapidität.

Die in der Fragmentation auftretende Impulsänderung der Quarks kann durch Einsatz der Peterson–Fragmentationsfunktion beschrieben werden (siehe [PET83]). Der Übergang von Quarks zu hadronischen Endzuständen (Hadronisierung) wird vom Programm im gegenwärtigen Zustand nicht vorgenommen. Es ist also auch keine vollständige Detektorsimulation möglich.

FMNR wird in dieser Arbeit benutzt, um die Auswirkungen der NLO–Rechnungen auf die Verteilungen von Transversalimpuls und Pseudorapidität abzuschätzen. Diese werden gebraucht, um vom kinematischen Bereich, der mit dem H1 Detektor sichtbar ist, auf den vollen Bereich zu extrapolieren. Außerdem wird mit diesem Programm der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charmquarks in γ-p–Kollisionen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien berechnet.

4 Identifikation von V^0–Teilchen

Die leichtesten Hadronen mit einem s–Quark zerfallen aufgrund der geringen Mischung von s– und d–Quarks hauptsächlich über die schwache Wechselwirkung. Die daraus bedingte relativ lange Lebensdauer hat ihnen den historischen Namen V^0–Teilchen eingetragen. Heute weiß man, daß die in Blasenkammeraufnahmen an einem V–förmigen Vertex zerfallenden neutralen Teilchen in den meisten Fällen K^0–Mesonen und Λ–Baryonen (auch Hyperonen genannt) waren.

Diese beiden Teilchen stellen die Basis der folgenden Analyse dar. Ihre große mittlere Zerfallslänge ermöglicht es, den Zerfallsort mit Hilfe des Spurkammersystems des H1–Detektors zu identifizieren und ein klares Signal im Massenspektrum zu erhalten. Damit hat man eine Komponente von vielen Λ_c–Zerfällen rekonstruiert.

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der V^0–Teilchen näher untersucht und zwei Methoden, mit denen sekundäre Zerfallsvertices gefunden werden können, vorgestellt und verglichen.

4.1 Eigenschaften von K^0–Mesonen

Das K^0–Meson besitzt einen Valenzquarkinhalt von $d\overline{s}$, sein Antiteilchen von $\overline{d}s$. Die über direkte Messungen zugänglichen Massenzustände, die über die schwache Wechselwirkung zerfallen, sind allerdings quantenmechanische Mischungen von K^0 und $\overline{K}^0$. Fordert man die Erhaltung des Produkts von C– und P–Quantenzahl[1], so kann die Mischung mit symmetrischer Wellenfunktion nur in zwei Pionen zerfallen (CP=+1), die mit antisymmetrischer Wellenfunktion nur in drei Pionen (CP=-1). Aufgrund des stark reduzierten Phasenraums im letzteren Fall, besitzt dieser Zustand eine größere Lebensdauer und wird K_l^0 (l für long) genannt. Der kurzlebige Zustand heißt dementsprechend K_s^0 (s für short). Die relative Häufigkeit der beiden Zustände ist gleich.

Die im folgenden angegebenen Zahlenwerte sind alle [PDG97] entnommen. K^0–Mesonen besitzen eine Masse von

$$m_{K^0} = (497.672 \pm 0.031)MeV. \tag{4.1}$$

[1] C beschreibt das Verhalten eines Zustandes unter Umkehrung seiner Ladung, P unter Spiegelung der Ortskoordinaten.

Die Massendifferenz zwischen den Zerfallszuständen ist mit

$$m_{K_l^0} - m_{K_s^0} = (3.491 \pm 0.009) \times 10^{-12} MeV \tag{4.2}$$

im Rahmen dieser Analyse vernachlässigbar. Von entscheidender Bedeutung für die Auffindbarkeit des Zerfallsvertex ist die mittlere Zerfallslänge $c\tau_0$, wobei τ_0 die mittlere Lebensdauer darstellt. Das Produkt von Lichtgeschwindigkeit c und τ_0 ist der Abstand, bei dem ein Bruchteil von $1/e$ der Teilchen im statistischen Mittel zerfallen ist, wenn ihr Impuls ihrer Ruhemasse entspricht. Die entsprechenden Werte für das K^0 lauten:

$$K_l^0: \quad \tau_0 = (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8}\ s \quad \rightarrow c\tau_0 = 15.51\ m \tag{4.3}$$
$$K_s^0: \quad \tau_0 = (0.8927 \pm 0.0009) \times 10^{-10}\ s \quad \rightarrow c\tau_0 = 2.6762\ cm \tag{4.4}$$

Die mittlere Zerfallslänge vergrößert sich, wenn die Geschwindigkeit der Teilchen relativistisch wird. Sie berechnet sich aus:

$$r' = \frac{p}{m} c\tau_0 \tag{4.5}$$

Wobei p der Impulsbetrag und m die Masse des betrachteten Teilchens sein soll. Ein K_l^0 mit einem Impuls von 1 GeV zerfällt demnach im Mittel nach 31.1 m. Bei einem K_s^0 liegt dieser Wert bei 5.39 cm. Berücksichtigt man, daß der äußere Radius der CJC2 84.4 cm beträgt (Kapitel 1.2), wird deutlich, daß K_l^0–Mesonen mit den zentralen Spurkammern nicht nachzuweisen sind. Die Identifikation von K_s^0 sollte dagegen möglich sein.

K_s^0–Mesonen zerfallen zum überwiegenden Teil in zwei entgegengesetzt geladene Pionen. Ungefähr ein Drittel aller Zerfälle hat allerdings neutrale Pionen im Endzustand, die in den Spurkammern nicht nachgewiesen werden können. Die genauen Verzweigungsverhältnisse lauten:

$$BR(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = (68.61 \pm 0.28)\% \tag{4.6}$$
$$BR(K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = (31.39 \pm 0.28)\% \tag{4.7}$$

4.2 Eigenschaften von Λ–Baryonen

Im einfachen Partonmodell ist das Λ–Baryon aufgebaut aus den Quarks uds. Es ist damit das leichteste Baryon mit einer Strangeness ungleich Null. Seine Masse beträgt:

$$m_\Lambda = (1115.684 \pm 0.006) MeV. \tag{4.8}$$

Seine Lebensdauer führt zu einer mittleren Zerfallslänge, die eine direkte Beobachtung des Zerfallsvertex im H1 Spurkammersystem möglich macht:

$$\tau_0 = (2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10}\ s \quad \rightarrow c\tau_0 = 7.89\ cm \tag{4.9}$$

Ähnlich wie beim K_s^0 zerfällt das Λ hauptsächlich in zwei Kanälen, von denen einer aufgrund der neutralen Teilchen im Endzustand in dieser Analyse nicht benutzt wird:

$$BR(\Lambda \to p\pi^{\pm}) = (63.9 \pm 0.5)\% \tag{4.10}$$
$$BR(\Lambda \to n\pi^{0}) = (35.8 \pm 0.5)\% \tag{4.11}$$

4.3 Der Vertexfinder ACV0

Die entscheidende Aufgabe bei der Rekonstruktion von V^0–Teilchen ist die Bestimmung ihres Zerfallsortes. Dieser sekundäre Vertex muß klar vom Hauptvertex des Ereignisses zu trennen sein. In Analyseprogrammen implementierte Algorithmen, die dieses Problem angehen, werden im folgenden „Vertexfinder“ genannt.

Dem Autor sind drei Ansätze bei H1 bekannt. Der erste, der sog. Kalman Filter [LUC92], soll an dieser Stelle nicht näher betrachtet werden. In Aachen wurde auf der Grundlage analytisch–geometrischer Betrachtungen ein Vertexfinder entwickelt, der im weiteren als „ACV0“ bezeichnet wird. Seine Arbeitsweise und die so erzielten Ergebnisse werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Auf den in der zeitlichen Abfolge zuletzt entwickelten H1–Standard–Vertexfinder geht dann der nächste Abschnitt ein.

4.3.1 Arbeitsprinzip des ACV0

Prinzip und Ergebnisse des ACV0 werden in [SAH92] und [SAH94] ausführlich beschrieben. Deshalb soll hier nur eine vereinfachte Darstellung folgen. Unter dem Einfluß des parallel zur Strahlachse gerichteten Magnetfeldes beschreiben geladene Teilchen im H1–Detektor eine Helixbahn (siehe Kapitel 1.2). In z–Richtung bleibt die Bewegung ungestört, in der x-y–Ebene liegt sie auf einem Kreis (–Segment). Der ACV0–Vertexfinder berechnet zunächst analytisch die Schnittpunkte aller Spuren, die in den zentralen Spurkammern rekonstruiert wurden. Er arbeitet ausschließlich in der Projektion auf die transversale Ebene. Der Illustration des Vorgehens dient Abbildung 4.1. Die Schnittpunkte S_1 und S_2 müssen dann folgende Bedingungen erfüllen, um als Kandidat für einen sekundären Vertex anerkannt zu werden:

- Der radiale Abstand des Schnittpunktes zum Hauptvertex darf nicht größer sein als der der Anfangspunkte der Spuren.
- Der Schnittpunkt muß in der transversalen Ebene zwischen der Strahlachse und den Anfangspunkten der Spuren liegen.
- Sollten nach diesen beiden Bedingungen immer noch beide Kreisschnittpunkte als sekundäre Vertices in Frage kommen, so wird der gewählt, an dem die rekonstruierten Spuren die kleinere Differenz in ihrer z–Koordinate aufweisen.

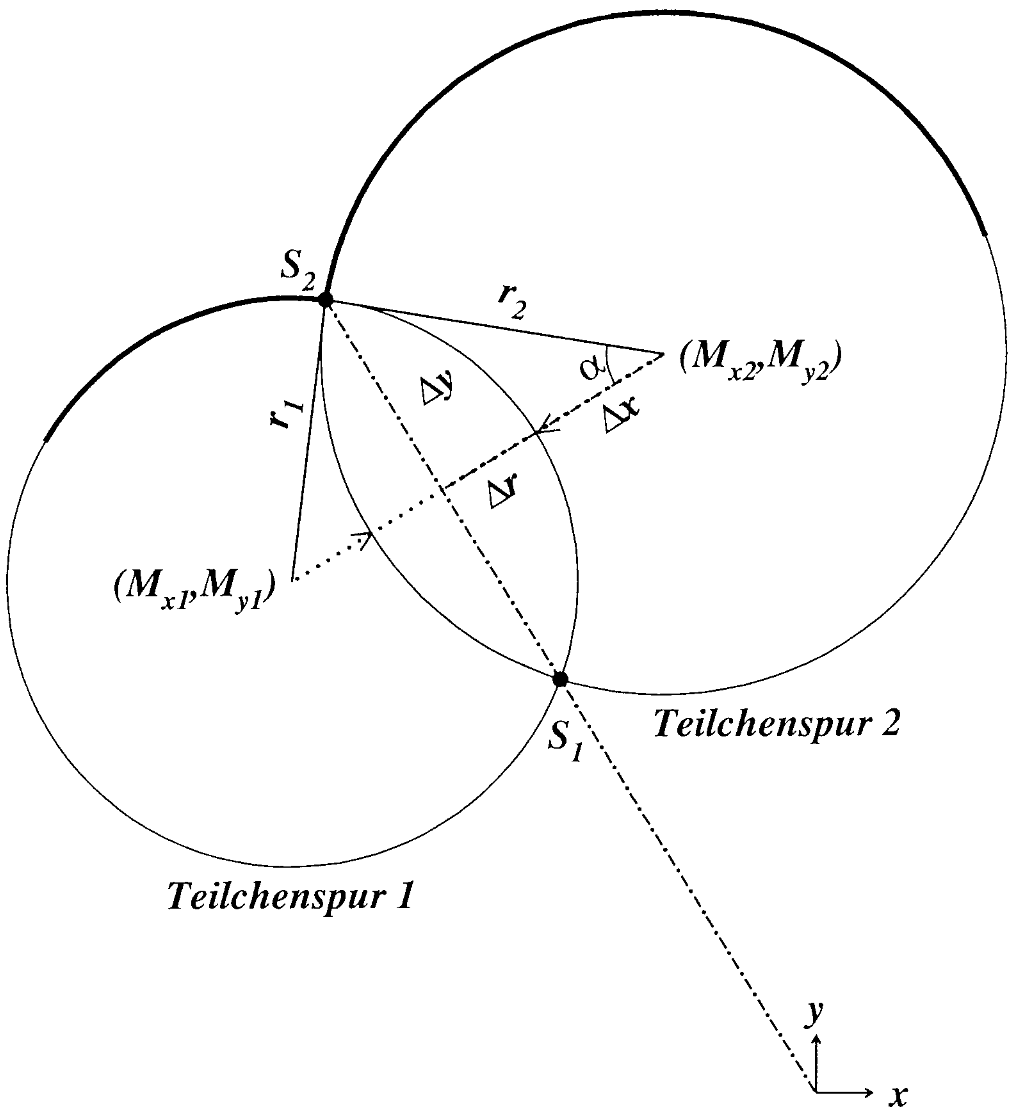


Abbildung 4.1: Illustration der Vorgehensweise des ACV0–Vertexfinders (aus [SAH92])

- Der radiale Abstand des Schnittpunktes zum Hauptvertex muß größer als 2 cm sein. Darunter sind die Unsicherheiten der Spurextrapolation wegen des Abstands zum ersten Treffer in einer Kammer zu groß.

- Die Überlappung der beiden Kreise (Δr) muß mehr als 2 cm betragen. Dies trennt hauptsächlich den Untergrund aus Konversionsphotonen[2] ab, die aufgrund ihrer

[2]($\gamma \to e^+e^-$)

Masselosigkeit keine Überlappung aufweisen sollten.

- Die aus den Tochterteilchen ermittelte V^0–Spur sollte auf den Hauptvertex zeigen. Ihr DCA[3] muß kleiner als 0.5 cm sein.
- Die z–Position der beiden Spuren muß am Schnittpunkt bis auf 20 cm übereinstimmen. Dieser Wert lag in [SAH95] für Daten von 1993 noch bei 3 cm, mußte aber bei der Anwendung auf Ereignisse von 1994 angepaßt werden (siehe Abschnitt 4.3.2).

Die so ausgewählten Kandidaten für einen sekundären Vertex werden dann samt Verbindung zu den assoziierten Spuren in einer Datenstruktur abgespeichert und stehen zur weiteren Analyse bereit.

4.3.2 Anwendung auf H1–Daten von 1994

In einer Voruntersuchung soll zunächst die Funktionstüchtigkeit des Vertexfinders mit einem kleinen Ausschnitt der Daten von 1994 getestet werden. Aus allen Spurpaaren von einem sekundären Vertex, der vom ACV0–Vertexfinder identifiziert wurde, wird nun eine invariante Masse berechnet (siehe Formel 4.15). Zur Auffindung von Kaonen wird eine π–π–Massenhypothese angesetzt, für Λ–Baryonen eine π–p–Massenhypothese. Die Verteilung der so ermittelten Massen ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Dargestellt sind die Ergebnisse einer Analyse von ca. 155 nb^{-1} der Daten von 1994. Es handelt sich also nur um einen Bruchteil aller Ereignisse. Man erkennt klar die Signale der V^0–Teilchen. Daran angepaßt ist eine Summe von zwei Gaußfunktionen für die Peakregion und ein Polynom zweiten Grades (K_s^0) bzw. vierten Grades (Λ) für den Untergrund. Auf die Motivation für die Verwendung von zwei Gaußfunktionen wird in Abschnitt 4.4 eingegangen. Die Fit–Mittelwerte (Parameter P2) für die V^0–Massen sind in Übereinstimmung mit den Literaturwerten aus Abschnitt 4.1. Die Verteilungen belegen, daß die vom ACV0 gefundenen sekundären Vertices tatsächlich aus dem Zerfall von V^0–Teilchen stammen.

Wie bereits erwähnt, wurden Studien und Ergebnisse mit dem ACV0–Vertexfinder in [SAH94] veröffentlicht. Darüber hinaus wurde eine quantitative Analyse der rekonstruierten K_s^0–Mesonen durchgeführt [SAH95]. Ihr Resultat war eine Messung des differentiellen Erzeugungswirkungsquerschnitts $E\frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}}$. Grundlage waren die von H1 im Jahr 1993 genommenen Daten, die eine integrierte Luminosität von 289 nb^{-1} repräsentierten.

Diese Analyse wurde in Zusammenarbeit mit Hardy Pawletta und der Unterstützung von Norbert Sahlmann dann auf den Datensatz von 1994 angewandt. Die Ergebnisse wurden in [PAW95] vorgetragen. Die Motivation dieser Arbeit lag zum einen in der wesentlich größeren Datenmenge 1994, zum anderen sollte die Effizienz und Anwendbarkeit des ACV0–Vertexfinders unter den teilweise veränderten Laufbedingungen dieses Jahres geprüft werden. Die Ergebnisse werden hier in kompakter Form dargestellt.

[3] engl.: Distance of Closest Approach; der kleinste Abstand zum Hauptvertex der verlängerten Spur

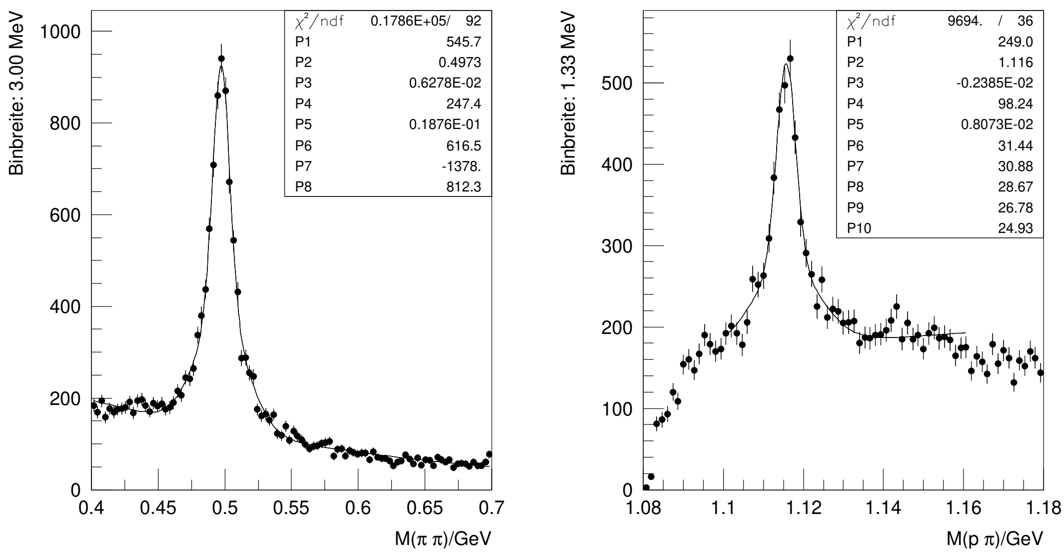


Abbildung 4.2: Verteilung der inv. Masse aus Spurkombinationen, die von sekundären Vertices des ACV0 stammen; links: K_s^0–Kandidaten, rechts: Λ–Kandidaten

Zunächst wurde im Verlauf der Analyse festgestellt, daß sich die Verteilung der Differenz der z–Koordinate der Spuren am Schnittpunkt 1994 gegenüber dem Vorjahr signifikant verändert hatte. Dies wurde auf die teilweise nicht funktionierenden z–Kammern (siehe Kapitel 1.2) und die daraus resultierende schlechtere Auflösung in z–Richtung zurückgeführt. Leider wurde dieses Verhalten von der verwendeten Detektorsimulation nicht in vollem Umfang reproduziert. Deshalb wurde der entsprechende Schnitt im ACV0 von 3 cm auf 20 cm ausgeweitet.

Der im Impuls differentielle Wirkungsquerschnitt wird nun umgeschrieben:

$$\begin{aligned} E\frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}} &= \frac{d^2\sigma}{\pi\ d\eta\ dp_t^2} \\ &= \frac{d^2\sigma}{2\pi\ p_t\ d\eta\ dp_t} \end{aligned} \tag{4.12}$$

Dabei stellt η die Pseudorapidität und p_t den Transversalimpuls dar und es wurde über den Azimutalwinkel integriert. Gleichung 4.12 läßt sich folgendermaßen in Meßgrößen übersetzen:

$$\frac{d^2\sigma}{2\pi\ p_t\ d\eta\ dp_t} = \frac{N_{prod}(\Delta p_t)}{2\pi\ p_t\ \mathcal{L}\ dt\ \Delta\eta\ \Delta p_t} \tag{4.13}$$

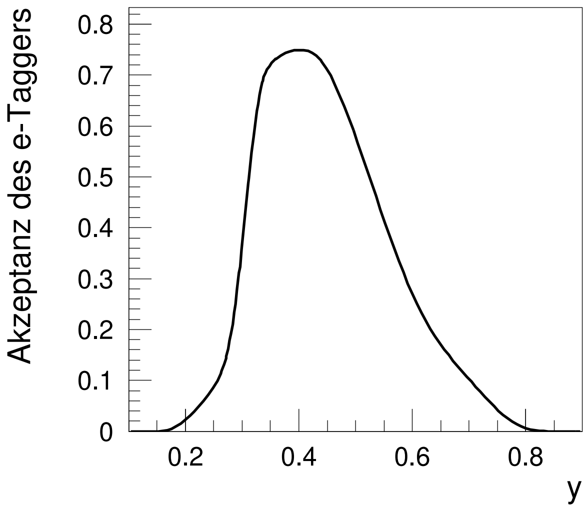


Abbildung 4.3: Akzeptanz des Elektrontaggers im Jahr 1994

$$N_{prod} = \frac{N_{signal} - N_{untergrund}}{\overline{A_{etag}}\ \epsilon_{Tr}\ BR\ \epsilon_V(p_t)} \tag{4.14}$$

Die einzelnen Größen und ihre Bestimmung werden nun behandelt: BR steht für das Verzweigungsverhältnis, mit dem K_s^0–Mesonen in zwei geladene Pionen zerfallen (siehe Gleichung 4.6).

$\overline{A_{etag}}$ ist die mittlere Akzeptanz des Elektrontaggers (siehe Kapitel 1.2). Primär zur Luminositätsbestimmung aus Bethe–Heitler–Prozessen benutzt, dient er hier auch zur Identifikation von Photoproduktionsereignissen. Aus dem maximal meßbaren Streuwinkel des Elektrons von 5 mrad ergibt sich eine obere Grenze für Q^2 der betrachteten Daten von $10^{-2}GeV^2$. Die Akzeptanz des Elektrontaggers ist in der kinematischen Variablen y bekannt und parametrisiert (siehe Abbildung 4.3). Im betrachteten Bereich von $0.3 \leq y \leq 0.7$ beträgt die mittlere Akzeptanz:

$$\overline{A_{etag}} = 49.7\%$$

Die integrierte Luminosität des betrachteten Datensatzes ergibt sich nach Korrektur auf Läufe mit allen benötigten Detektorkomponenten in der Auslese zu[4]:

$$\mathcal{L} = 2723nb^{-1} \pm 136nb^{-1}$$

Als Trigger wurde der Subtrigger 83 verwendet. Er setzt u.a. ein Ansprechen des Elektrontaggers und mindestens einen Spurkandidaten in den zentralen Spurkammern voraus. Die Effizienz der ersten Bedingung wird bereits mit dem Faktor $\overline{A_{etag}}$ berücksichtigt.

[4]Eine Schnitt auf die z-Position des Hauptvertex wurde hier nicht durchgeführt. Deshalb darf die später beschriebene Korrektur auf satellite bunches hier nicht angewandt werden.

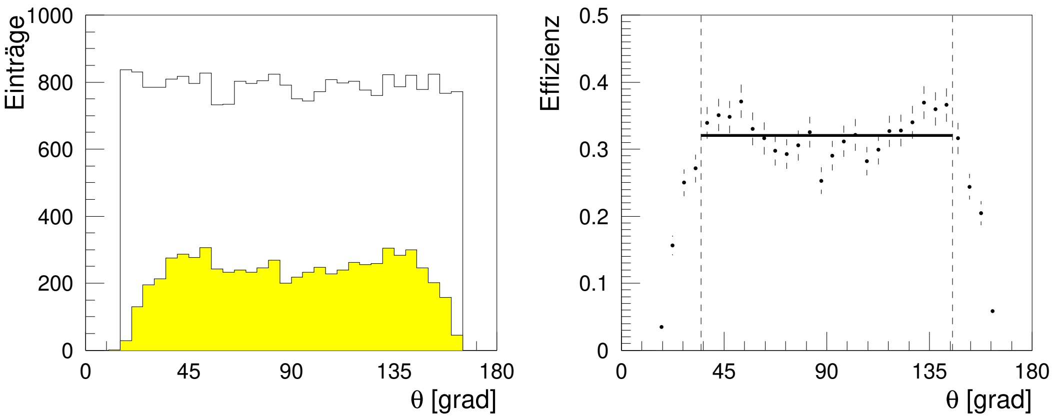


Abbildung 4.4: links: Anzahl der simulierten (weiß) und der mit dem ACV0 gefundenen K_s^0 (grau) in Abhängigkeit vom Polarwinkel; rechts: Effizienz (Verhältnis); entnommen aus [PAW95]

Unter Verwendung von Monte–Carlo–Ereignissen der Photoproduktion wurde die Triggereffizienz der verbleibenden Elemente zu

$$\epsilon_{Tr} = 86\% \pm 3\%$$

ermittelt.

Die Anzahl der produzierten K_s^0–Mesonen ergibt sich aus dem Signal nach Subtraktion des Untergrunds. Dazu wird die Summe aus einer Gaußfunktion und einem Polynom geeigneten Grades an die Verteilung der invarianten Masse angepaßt (Abbildung 4.2). Die Fläche unter der Gaußglocke entspricht dann $N_{signal} - N_{untergrund}$. Dieses Verfahren wird in mehreren Intervallen des Transversalimpulses (Δp_t) einzeln durchgeführt.

Die Rekonstruktionseffizienz der Analyse wird anhand von Monte–Carlo–Ereignissen in Abhängigkeit vom Polarwinkel Θ und vom Transversalimpuls p_t der K_s^0–Mesonen ermittelt. Dazu wurden 50000 K_s^0–Mesonen „Inline“ simuliert. Das bedeutet, daß Θ und p_t der Teilchen zufallsverteilt ausgewählt werden und dann die Detektorantwort auf die einzelnen Teilchen samt Zerfall simuliert wird. Schließlich folgt die standardmäßige H1–Rekonstruktion. Der Quotient der simulierten gesuchten Zerfälle und der gefundenen ergibt dann die Rekonstruktionseffizienz. In Abbildung 4.4 ist dieser Wert in Abhängigkeit vom Polarwinkel Θ dargestellt. Im Bereich $35^o \leq \Theta \leq 145^o$ kann die Effizienz als konstant angenommen werden. In der Pseudorapidität entspricht dies $-1.15 \leq \eta \leq 1.15$. Auf diesen Bereich beschränkt sich die Analyse. Es gilt also: $\Delta\eta = 2.3$.

Auf der Grundlage des gleichen Monte–Carlo–Datensatzes wird die Effizienz in Abhängigkeit vom Transversalimpuls ermittelt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.5 zu

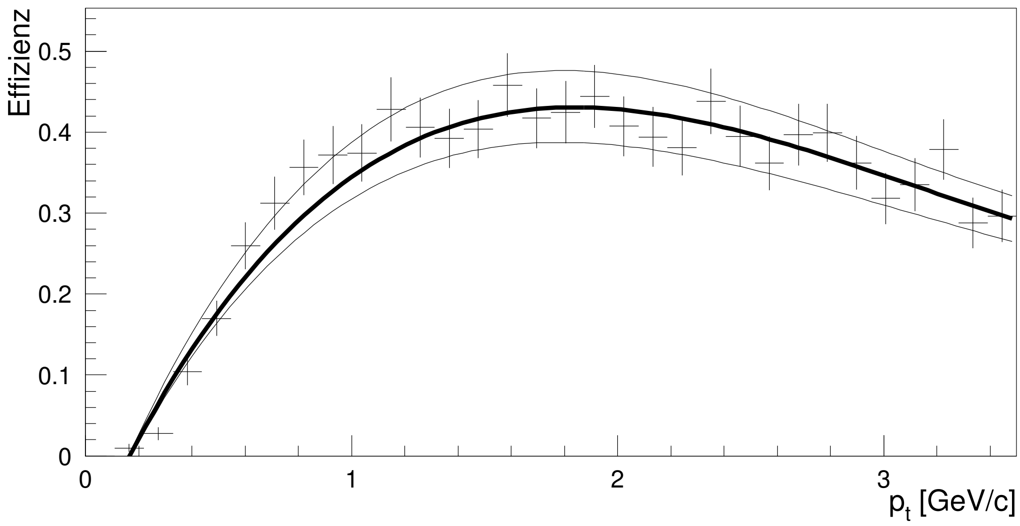


Abbildung 4.5: Effizienz des ACV0 in Abhängigkeit vom Transversalimpuls; entnommen aus [PAW95]

sehen. An diese Daten wird eine Ausgleichsfunktion angepaßt (dicke Linie) und aus den Fehlern der Meßpunkte ihre Unsicherheit (dünne Linien). Aus diesen Funktionen wird dann für jedes Intervall in p_t, das später bei der Auftragung des Wirkungsquerschnitts benutzt wird, eine Effizienzkorrektur ϵ_v und ihr Fehler ermittelt.

Aus den Gleichungen 4.13 und 4.14 läßt sich nun ein in p_t differentieller Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von K_s^0–Mesonen angeben. Er ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Mit eingezeichnet sind die Ergebnisse von [SAH95] und einer weiteren Arbeit zu diesem Thema, die mit dem Standard–Vertexfinder von H1 arbeitet [LIN95].

Zusammenfassend noch einmal die kinematischen Grenzen der Analyse:

- Pseudorapidität $\mid \eta \mid < 1.15$
- Impulsübertrag $Q^2 < 10^{-2}$ GeV^2
- $0.3 \leq y \leq 0.7$; ausgedrückt in der γp–Schwerpunktsenergie W (siehe Formel 2.11) bedeutet dies: $165\ GeV \leq W \leq 250\ GeV$

Ergebnis dieser Analyse ist, daß der ACV0–Vertexfinder auch auf Daten von 1994 anwendbar ist und die mit ihm erhaltenen Resultate in guter Übereinstimmung mit anderen Messungen sind. Allerdings war eine Anpassung an die speziellen Laufbedingungen dieses Jahres nötig. Seine Effizienz und Güte muß nun mit der des H1–Standard–Vertexfinders verglichen werden. Dazu wird dieser zunächst vorgestellt.

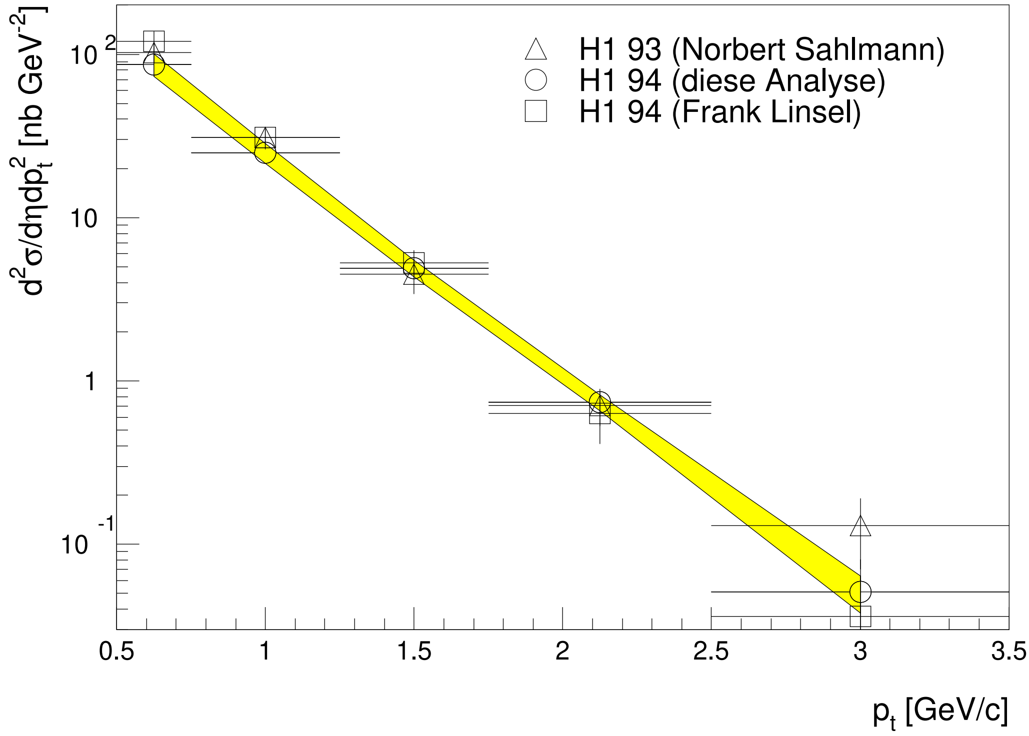


Abbildung 4.6: differentieller Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von K_s^0–Mesonen in e-p–Kollisionen ; grau eingezeichnet ist das Fehlerband dieser Analyse; entnommen aus [PAW95]

4.4 Der H1–Standard–Vertexfinder

4.4.1 Rekonstruktion von Spuren in den H1–Driftkammern

In den H1–Daten des Jahres 1994 waren erstmals die Ergebnisse der Suche nach sekundären Vertices im Rahmen der standard Spurrekonstruktion enthalten. Der dazu eingesetzte Algorithmus wird im weiteren als „H1–Standard–Vertexfinder“ bezeichnet. Der Prozeß der Spurfindung aus den Treffern in den zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 ist komplex und wird in [H193] näher beschrieben. Es handelt sich dabei um einen iterativen Vorgang, der ausgehend von Treffer–Triplets versucht, immer längere Spurstücke zu finden. Dazu werden χ^2–Fits in der x-y–Ebene verglichen.

Von besonderer Bedeutung ist die Kenntnis der Lage des Hauptvertex. In der x-y–Ebene werden dazu möglichst lange Spuren mit hohem Impuls benutzt. Um die Genauigkeit noch zu erhöhen, nimmt man einige hundert solcher Spuren aus mehreren Ereignissen. Mit dem Wissen um die Position des Hauptvertex werden dann alle Spuren noch einmal einem Fit unterzogen. Die z–Position des Hauptvertex wird aus allen Spuren eines Ereignisses ermittelt, die in der x-y–Ebene zum Vertex passen.

Unter Anwendung einfacher geometrischer Schnitte werden dann Spurpaare mit entgegengesetzter Krümmung ausgesucht und ein Fit auf einen möglichen sekundären Vertex durchgeführt. Dabei benutzt man die bekannte Lage des Primärvertex und die Forderung nach Impulsgleichgewicht in der Richtung senkrecht zum rekonstruierten neutralen Mutterteilchen. Es wird keine Massenberechnung vorgenommen. Der Algorithmus soll neben Λ–Baryonen und K_s^0–Mesonen auch Photonen über Konversionselektronen finden. Bei sehr kleinem Öffnungswinkel der Tochterteilchen wird der Impuls senkrecht zum Mutterteilchen auf Null gesetzt, um die Identifikation von Photonen zu verbessern. Ist das χ^2 des Fits der Spurpaare auf den potentiellen sekundären Vertex von ausreichender Güte, so wird das Ergebnis gespeichert.

Die Datenstruktur, mit der bei H1 seit 1994 Spuren repräsentiert werden, bei denen der rekonstruierte Vertex in den Fit–Prozeß eingeht, sieht die Möglichkeit vor, mehrere Fithypothesen für eine Spur zu speichern. Diese Analyse geht von der Prämisse aus, daß zunächst genau eine dieser Hypothesen ausgewählt werden muß, um später Doppelzählungen zu vermeiden.

4.4.2 Auswahl von Fithypothesen

Das Auftreten von verschiedenen Fithypothesen hat zwei Ursachen. Zunächst können verschiedene Vertices als Startpunkt der Spur im Fit benutzt werden. Dabei kann es sich um den Hauptvertex und/oder mehrere sekundäre Vertices handeln. Außerdem können die Spuren aus den zentralen Driftkammern auch mit denen des Vorwärtsspurkammersystems (siehe Kapitel 1.2) zu einem Objekt vereint werden. Diese kombinierten Spuren werden allerdings nicht auf sekundäre Vertices gezwungen. Sie werden in der folgenden Analyse nicht benutzt.

Die verbleibenden Fithypothesen einer Spur (im weiteren auch Ketten genannt) lassen sich in vier Typen unterteilen:

1. Ketten mit nur einem Eintrag, der vom Hauptvertex ausgeht
2. Ketten mit nur einem Eintrag, der von einem sekundären Vertex ausgeht
3. Ketten mit mehreren Einträgen, die von einem (oder mehr als einem) sekundären Vertex ausgehen
4. Ketten mit mehreren Einträgen, die vom Hauptvertex und einem (oder mehr als einem) sekundären Vertex ausgehen

In den Fällen 1 und 2 ist die Auswahl der Spurhypothese eindeutig. Bei den Typen 3 und 4 muß ein geeignetes Kriterium gefunden werden, welches den Vergleich und die

Auswahl der Hypothesen erlaubt. Die Auswahl beschränkt sich dabei selbstverständlich auf die in den H1–Daten bereitgestellten Informationen. Es werden untersucht:

- der relative Fehler des inversen Transversalimpulses
- der Bruchteil der für den Fit nicht benutzten Treffer[5]
- der χ^2/dof–Wert des Fits; χ^2 berechnet sich aus der Summation über die quadrierten Differenzen von erwarteten und beobachteten Werten; dof steht für die Anzahl der Freiheitsgrade des Fits (engl: degrees of freedom)

Abbildung 4.7 zeigt die Verteilung der drei Kriterien getrennt für Hypothesen vom Hauptvertex und von einem sekundären Vertex. Beim relativen Fehler des Transversalimpulses erkennt man deutliche Unterschiede zwischen diesen beiden Hypothesensorten. Er ist deshalb zum Vergleich weniger gut geeignet.

Der Bruchteil der nicht genutzten Treffer dagegen ist in beiden Fällen sehr ähnlich verteilt. Außerdem sind die Werte relativ breit über einen Bereich von 0% bis 40% verteilt.

Der χ^2/dof–Wert als direktes Qualitätskriterium des Fits bietet sich zunächst zum Vergleich der Hypothesen an. Allerdings zeigt auch er Unterschiede zwischen Hypothesen vom primären und einem sekundären Vertex. Das ist auch zu erwarten, bedenkt man, daß im letzteren Fall zusätzliche Informationen wie der Öffnungswinkel der Spuren und ihr Impuls senkrecht zur Flugrichtung des Mutterteilchens benutzt werden. Außerdem wird ein Fit für beide Tochterspuren benutzt. Man erkennt in der Verteilung einen Schnitt auf das χ^2/dof des Fits der sekundären Vertices bei einem Wert von 14.

Die drei Auswahlkriterien werden nun anhand der V^0–Signale verglichen, die man bei ihrer Anwendung erhält. Die genaue Vorgehensweise zur Erlangung der Signale ist dabei zunächst nicht von Bedeutung und wird im nächsten Abschnitt erläutert. Die Untersuchung basiert auf einem Datensatz mit einer integrierten Luminosität von 155 nb^{-1} aus der zweiten Hälfte der H1–Laufzeit 1994.

Die Analyse geht bei der Auswahl der Fithypothesen so vor, daß die nach einem der oben genannten Kriterien beste Hypothese ausgewählt wird. Diese kann vom Hauptvertex oder einem sekundären Vertex stammen und wird im weiteren als „Gewinner“ bezeichnet. Gibt es in der Kette auch noch Hypothesen, die vom anderen Vertextyp stammen, so wird unter diesen noch einmal die Beste gesucht und markiert. Solche Hypothesen werden im weiteren kurz „Verlierer“ genannt. Ob es sinnvoll ist, solche Hypothesen zu verwenden, muß jeweils untersucht werden.

Die Verteilung von Gewinnern und Verlierern unter den Hypothesen von einem sekundären Vertex zeigt erste Unterschiede zwischen den drei Auswahlkriterien auf. In Abbildung 4.8 erkennt man, daß sich die Ergebnisse der Kriterien „relativer Fehler des

[5] In den verschiedenen Stadien der Spurrekonstruktion werden teilweise bis dahin benutzte Treffer nicht in den neuen Fit miteinbezogen (z.B. Auswertung der z–Kammer Informationen)

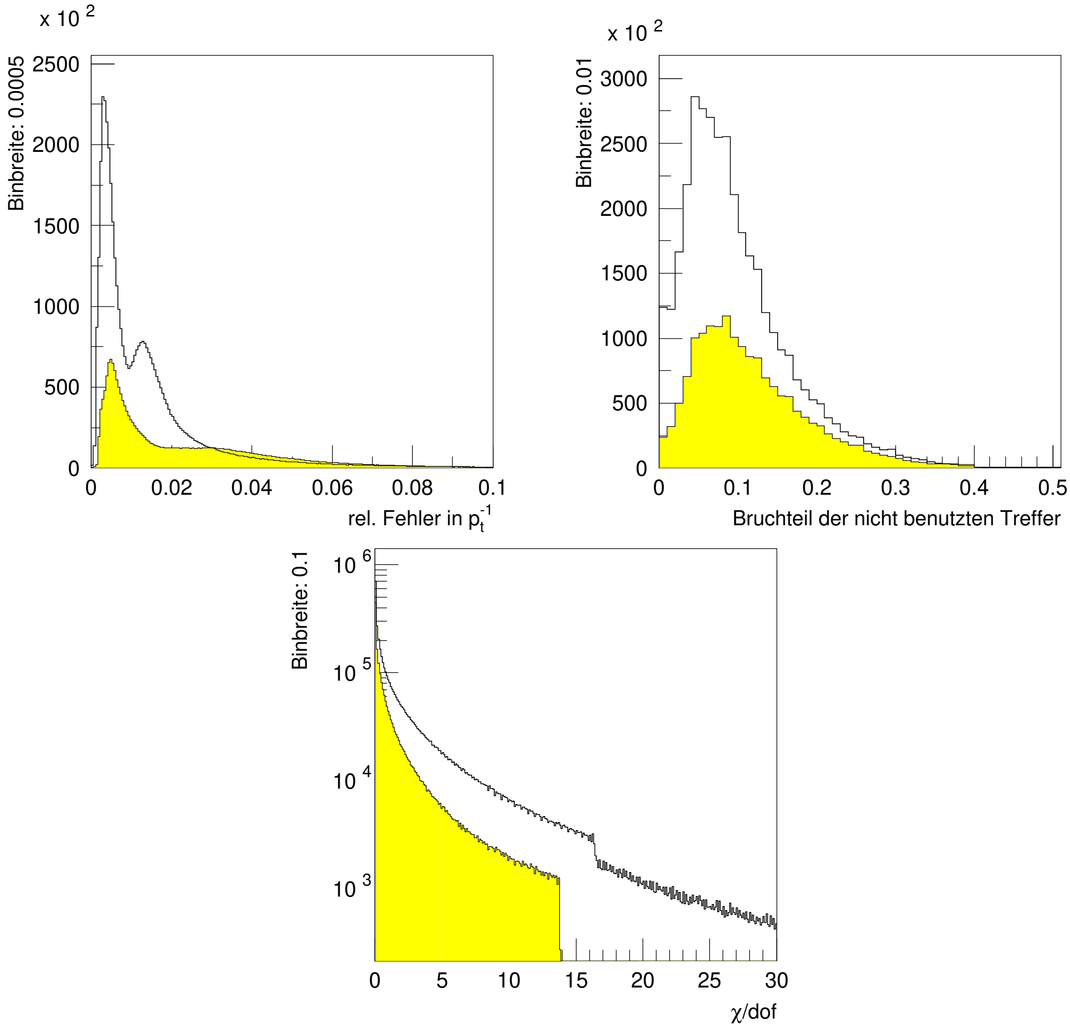


Abbildung 4.7: Verteilung der verschiedenen Kriterien zur Hypothesenauswahl; grau: von einem sekundären Vertex, weiß: vom Hauptvertex

inversen Transversalimpulses“ und „Bruchteil nicht benutzter Treffer“ sehr ähneln. Bei einem Drittel aller Spuren, die überhaupt eine Hypothese von einem sekundären Vertex aufweisen, war diese ein „Gewinner“, ansonsten war eine Hypothese vom Hauptvertex besser. Nach dem Kriterium χ^2/dof dreht sich dieses Verhältnis gerade um. Dieses Kriterium bevorzugt also Hypothesen von einem sekundären Vertex, was in Einklang mit der Verteilung in Abbildung 4.7 ist. Die Summe von „Verlierern“ und „Gewinnern“ ist bei allen Kriterien ungefähr gleich.

Diese Beobachtung bestätigt sich, wenn man aus Paaren der nach den drei Kriterien ausgewählten Spuren invariante Massen berechnet, um V^0–Signale zu suchen. In Abbildung 4.9 sind die Ergebnisse dargestellt, wobei nur „Gewinner“–Hypothesen benutzt

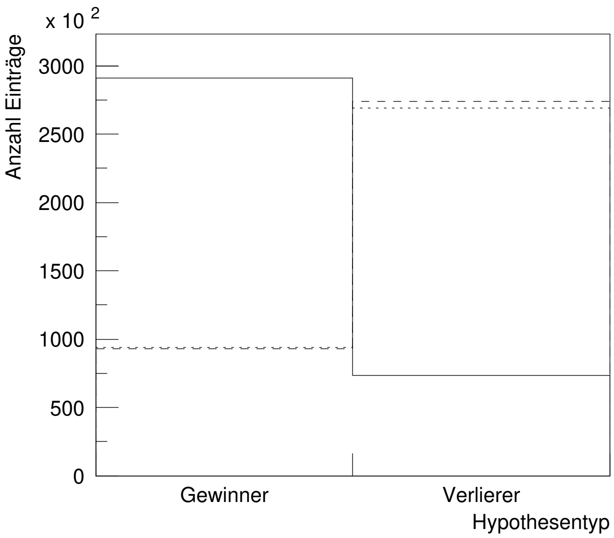


Abbildung 4.8: Anzahl von „Gewinner“– und „Verlierer“–Hypothesen nach den drei Auswahlkriterien; gepunktet: „relativer Fehler des inversen Transversalimpulses“; gestrichelt: „Bruchteil nicht benutzter Treffer“; durchgezogen: χ^2/dof

wurden. Während wieder die Signale, die mittels der Kriterien „relativer Fehler des inversen Transversalimpulses“ und „Bruchteil nicht benutzter Treffer“ erhalten wurden, sehr gut übereinstimmen, weist die mit dem Kriterium χ^2/dof entstandene Verteilung einen höheren Untergrundanteil auf. Paßt man an die Verteilungen eine Kombination von Gaußfunktionen und einem Polynom an, so läßt sich die Zahl von Einträgen im Signal getrennt vom Untergrund angeben. Das Verfahren wird detailliert in Abschnitt 4.4.3 vorgestellt. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 4.1.

Benutzt man als Grundlage der Berechnung der invarianten Masse zusätzlich zu den „Gewinner“– aus die „Verlierer“–Hypothesen, so ergeben alle drei Kriterien fast identische Ergebnisse.

Als Ergebnis kann man folgende Punkte festhalten:

- Die Kriterien „relativer Fehler des inversen Transversalimpulses“ und „Bruchteil nicht benutzter Treffer“ unterscheiden sich in ihren Ergebnissen kaum und nur noch letzteres wird im weiteren aufgrund seiner Stabilität bezüglich Hypothesen von einem sekundären und dem Hauptvertex betrachtet.

- Das Kriterium χ^2/dof bevorzugt Hypothesen von einem sekundären Vertex und findet folgerichtig eine größere Zahl von V^0–Kandidaten.

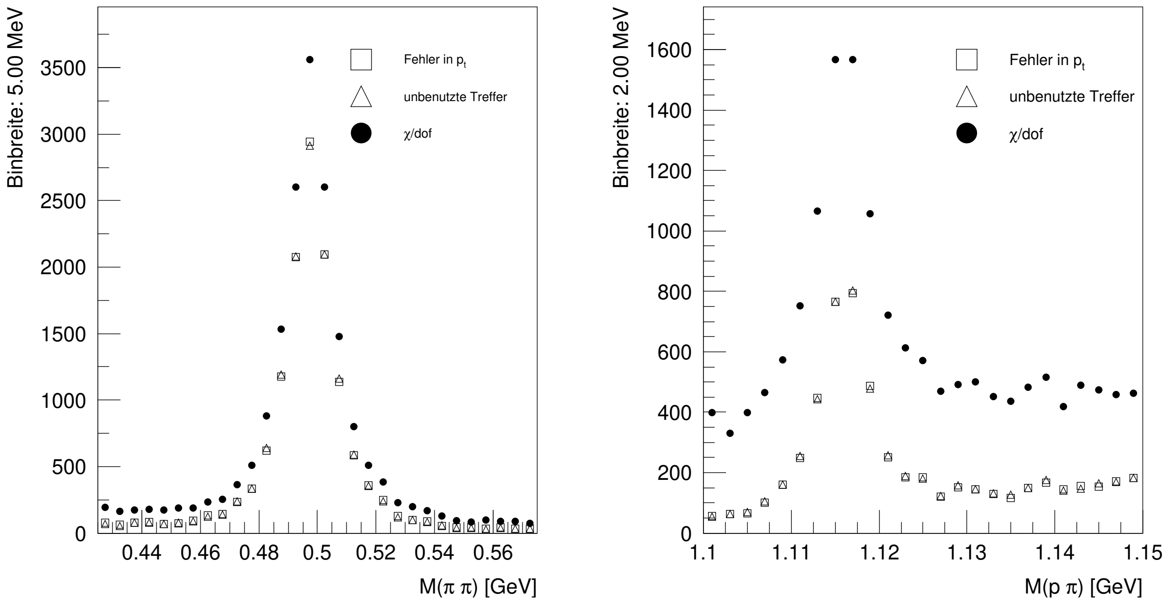


Abbildung 4.9: V^0–Signale mit den drei Methoden zur Hypothesenauswahl (ohne Fehlerbalken); links: K_s^0–Mesonen, rechts: Λ–Baryonen

K_s^0	Fehler in p_t	unbenutzte Treffer	χ^2/dof
Zahl im Signal	12000	9500	9500
Zahl im Untergrund	1800	1000	1000
Verhältnis S/U	6.3	9.5	9.5
Λ	Fehler in p_t	unbenutzte Treffer	χ^2/dof
Zahl im Signal	4500	2500	2500
Zahl im Untergrund	3750	850	850
Verhältnis S/U	1.2	2.9	3.0

Tabelle 4.1: Ergebnisse mit den drei Auswahlkriterien zur Hypothesenselektion

- V^0–Signale aus Spurhypothesen, die mittels χ^2/dof ausgewählt wurden, weisen ein schlechteres Verhältnis von Signal zu Untergrund auf als solche, die mit einem der beiden anderen Kriterien entstanden.

Da die V^0–Kandidaten nur als Ausgangspunkt zur Auffindung von Λ_c–Baryonen dienen, muß in der weitergehenden Analyse entschieden werden, welches Vorgehen gewählt wird. In diesem Kapitel werden im weiteren, falls nicht anders angegeben, „Gewinner"–Hypothesen nach dem Kriterium „Bruchteil nicht benutzter Treffer" benutzt.

4.4.3 V^0–Signale mit dem H1–Standard–Vertexfinder

Nachdem nun aus jeder Kette von Fithypothesen genau eine ausgesucht wurde, kann die invariante Masse von Spurpaaren gebildet werden. Zur Auffindung von V^0–Teilchen werden dazu nur solche Spuren miteinander kombiniert, die vom gleichen sekundären Vertex stammen. Außerdem müssen sie zwei Qualitätskriterien erfüllen: Die radiale Spurlänge muß größer als 18 cm sein und der Bruchteil der nicht benutzten Treffer unter 30% liegen. Der radiale Abstand des V^0–Zerfallsvertex vom Hauptvertex muß größer als 1.5 cm sein. Bei kleineren Abständen wird die Unsicherheit bei der Extrapolation der Spuren aus den Driftkammern zu groß.

Der nächste Schnitt ist kinematisch motiviert: Im Ruhesystem des zerfallenden V^0s mit der Masse M_{V^0} ist der Impuls der Tochterteilchen mit den Massen M_1 und M_2 entgegengesetzt gerichtet und von gleichem Betrag p. Aus der Erhaltung des Viererimpulses beim Zerfall folgt:

$$M_{V^0} = \sqrt{p^2 + M_1^2} + \sqrt{p^2 + M_2^2} \tag{4.15}$$

M_{V^0} wird allgemein als invariante Masse des Zerfalls bezeichnet und ist von entscheidender Bedeutung bei der Rekonstruktion von Teilchen in dieser Arbeit. Löst man diesen Ausdruck nach p auf und setzt die entsprechenden Massen ein, so erhält man für den Zerfall $\Lambda^0 \to p\pi$ ein Ergebnis von 101 MeV und für $K_s^0 \to \pi\pi$ einen Impuls von 206 MeV. Führt man nun die Größe $p_\perp$ als den Impuls der Tochterteilchen senkrecht zur Flugrichtung des V^0s im Laborsystem ein, so ist $p_\perp$ invariant unter Lorentztransformationen in das V^0–Ruhesystem. Die soeben errechneten Zahlenwerte sind also obere Grenzen für $p_\perp$.

Tatsächlich zeigt die $p_\perp$–Verteilung von V^0–Kandidaten auf Basis eines Monte–Carlo–Datensatzes, der in jedem Ereignis ein V^0 aufweist, einen scharfen Abbruch bei den berechneten Werten (Abbildung 4.10). Dabei wurden keine weiteren Schnitte durchgeführt, so daß in den Histogrammen noch Untergrund anzutreffen ist. Der Vergleich mit den entsprechenden Verteilungen von nicht näher selektierten Monte–Carlo–Ereignissen der Photoproduktion legt einen Schnitt bei etwa der Hälfte des Maximalwerts nahe. Die potentiellen Tochterteilchen des Λ^0 müssen also im folgenden ein $p_\perp > 50$ MeV aufweisen. Bei K_s^0–Mesonen liegt der Schnitt bei 110 MeV. Dadurch wird im letzteren Fall die Verunreinigung durch Λs verhindert. Für beide V^0s eliminiert der Schnitt sehr effektiv den Untergrund durch Photonen, da die Konversionselektronen ein $p_\perp$ von Null aufweisen sollten.

Schließlich wird ein Schnitt aus der Arbeit von K. Johannsen [JOH96] benutzt. Der Winkel Ψ wird dort definiert als:

$$\Psi = \arccos(\vec{d}_n \cdot \vec{k}_n) \qquad \text{mit} \tag{4.16}$$

$$\vec{d} = \vec{p}^{\,+} \times \vec{p}^{\,-} \tag{4.17}$$

$$\vec{k} = (\vec{V^0} \times \vec{z}) \times \vec{V^0} \tag{4.18}$$

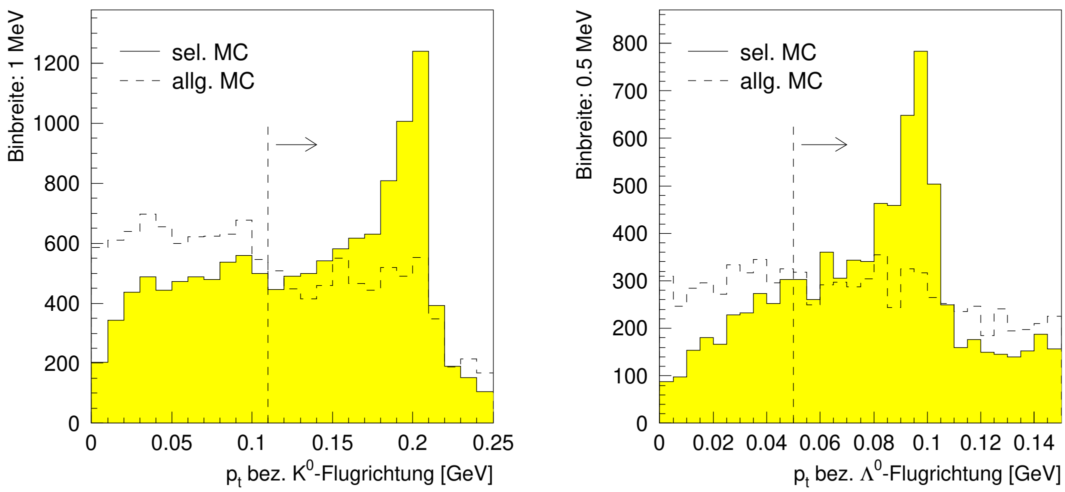


Abbildung 4.10: Verteilung der Größe $p_\perp$; links: K^0–Kandidaten in selektierten und allgemeinen Monte–Carlo–Ereignissen, rechts: Λ–Kandidaten; der verwendete Schnitt ist eingezeichnet; die Verteilungen wurden aufeinander normiert

Dabei steht $\vec{V^0}$ für den Impuls des V^0, und $\vec{p}^+$ bzw. $\vec{p}^-$ sind die Impulsvektoren der Tochterteilchen. $\vec{z}$ zeigt in Richtung der Strahlachse. Es handelt sich also um den Winkel zwischen dem Normalenvektor auf die Zerfallsebene und einem Vektor in der Produktionsebene des V^0. Der in der zitierten Arbeit motivierte Schnitt wird hier übernommen: V^0–Kandidaten mit $70^o < \Psi < 110^o$ werden verworfen.

Der Winkel Ψ erlaubt es, die Zerfallstopologie des V^0–Zerfalls zu bestimmen. Sind die Kreisbahnen der Tochterteilchen in der x-y–Ebene am Vertex zueinander gekrümmt und bilden also noch einen zweiten Schnittpunkt, so spricht man von einem „Cowboy“ (in [JOH96] auch „in–bending“ genannt) und es gilt: $\Psi < 90^o$. Ansonsten liegt ein „Seemann“[6] („out–bending“) vor, also bei $\Psi > 90^o$ (siehe Abbildung 4.12 links).

Berechnet man nun die invariante Masse aller in Frage kommender Spurpaare unter Anwendung der oben beschriebenen Schnitte, so erhält man die Verteilungen aus Abbildung 4.11. Sie basieren auf allen Daten von 1994 mit Positron–Proton–Kollisionen und nominellem Vertex. Insgesamt finden sich nach dem hier benutzten Verfahren („Gewinner“–Hypothesen nach dem Kriterium „Bruchteil nicht benutzter Treffer“) 147000 K_s^0 mit einem Verhältnis von Signal zu Untergrund von 11.5 und 34000 Λ (S/U: 2.9).

Der an die Datenpunkte angepaßte Fit verdient besondere Beachtung. Es handelt sich, wie schon bei den Signalen des ACV0 benutzt, um die Summe von zwei Gaußverteilungen mit gleichem Mittelwert und einem Polynom vierten Grades. Anwendung findet

[6] Die Bezeichnungen sind von der Beinform der beiden Berufsgruppen motiviert.

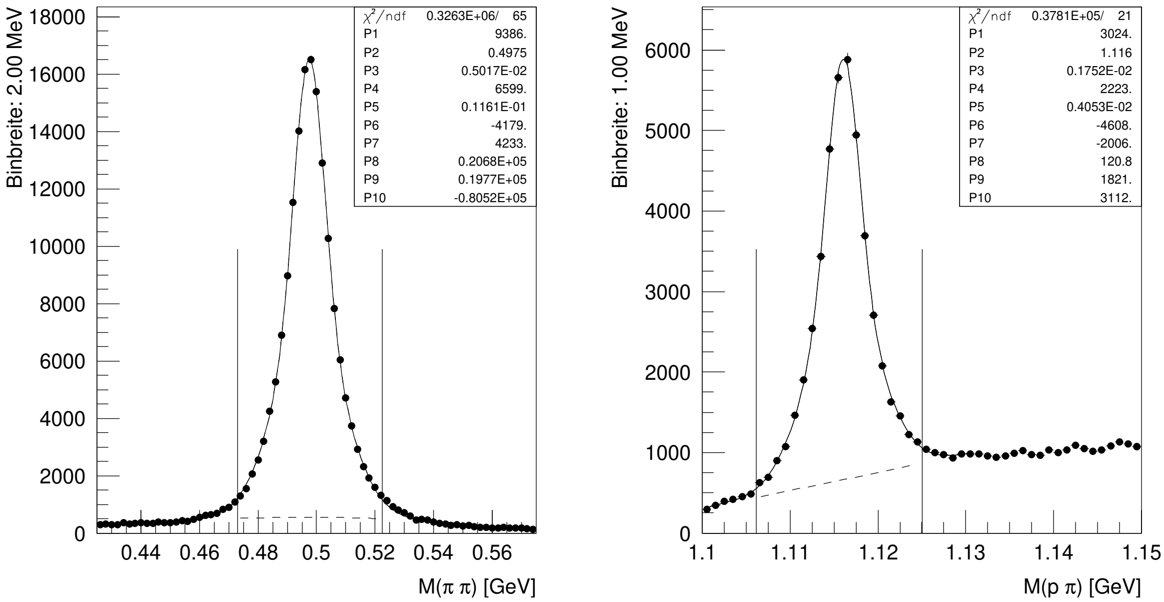


Abbildung 4.11: Verteilung der invarianten Masse aus Spurkombinationen, die von sekundären Vertices des H1–Standard–Vertexfinders stammen (mit Fehlerbalken); links: K_s^0–Kandidaten, rechts: Λ–Kandidaten; gestrichelt ist der aus dem Fit erhaltene Untergrund eingezeichnet; die vertikalen Linien markieren eine 3σ–Umgebung um den Mittelwert des Fits

dieses Verfahren, da die V^0–Signale von Cowboys und Seemännern verschiedene Charakteristika aufweisen. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.12 am Beispiel der K_s^0–Mesonen illustriert. Zur Anpassung an das Signal wurde hier eine einzelne Gaußfunktion benutzt. Während die Mittelwerte der beiden Fits sich kaum unterscheiden (497.69 MeV bzw. 497.32 MeV), weist die Gaußfunktion der Cowboys eine Halbwertsbreite von 5.8 MeV verglichen mit der der Seemänner von 10.7 MeV auf. Diese Werte finden sich in den Parametern des kombinierten Fits wieder (Abbildung 4.11 links; P2: Mittelwert, P3: Halbwertsbreite der ersten Gaußfunktion, P5: Halbwertsbreite der zweiten Gaußfunktion). Das Zahlenverhältnis von Cowboys zu Seemännern lautet ca. 1:0.8. Man muß aber kritisch anmerken, daß der Fit mit nur einer Gaußfunktion speziell die Verteilung der Cowboys immer noch nicht optimal beschreibt. Bei den Λ–Baryonen ist die Situation sehr ähnlich. Die einzelnen Gaußfunktionen weisen dort eine Halbwertsbreite von 2.5 MeV für die Cowboys und 3.3 MeV für die Seemänner auf. Allerdings dominieren hier die Cowboys das Gesamtsignal mit ca. 1:0.4.

Auch die Mittelwerte der Fits an die V^0–Signale des H1–Standard–Vertexfinders sind in guter Übereinstimmung mit den Literaturwerten. Ein direkter Vergleich mit dem ACV0–Vertexfinder soll zeigen, welcher Algorithmus besser für diese Analyse zu gebrauchen ist.

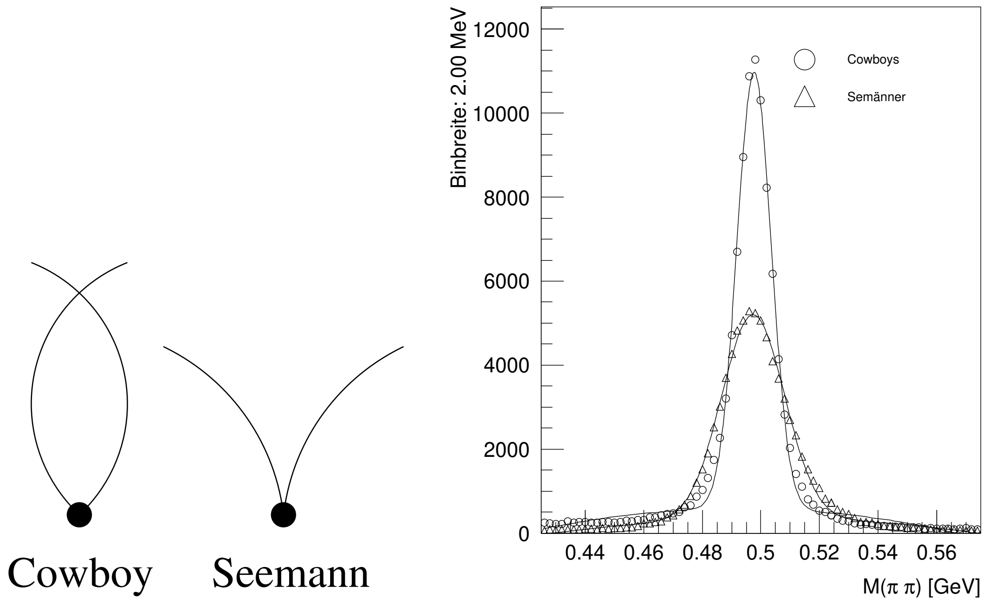


Abbildung 4.12: K_s^0–Signal getrennt für Cowboys und Seemänner (ohne Fehlerbalken)

	strd. K_s^0	ACV0 K_s^0	strd. Λ	ACV0 Λ
Mittelwert [MeV]	497.5	497.2	1116	1116
Halbwertsbreite Gauß1/Gauß2 [MeV]	4.1/10.2	5.5/14.1	1.6/4.3	2.4/9.0
gew. Mittelwert der Halbwbr. [MeV]	6.8	9.3	2.3	4.2
Anzahl V^0s in 3σ–Umgebung	10100	5400	2500	2300
Untergrund in 3σ–Umgebung	1100	2600	800	2300
Verhältnis Signal/Untergrund	9.2	2.1	3.1	1.0

Tabelle 4.2: Fitergebnisse der beiden Vertexfinder

4.5 Vergleich der Vertexfinder

Entscheidend für die Qualität eines Vertexfinders im Rahmen dieser Arbeit ist die Anzahl der V^0–Teilchen, die er untergrundbereinigt findet, und das Verhältnis von Signal zu Untergrund, also die Reinheit. Abbildung 4.13 setzt die V^0–Signale der beiden Vertexfinder (Abbildung 4.2 und Abbildung 4.11) zueinander ins Verhältnis. Es handelt sich um Ergebnisse auf Basis der gleichen reduzierten Datenmenge von 1994 wie in den Abschnitten 4.3.2 und 4.4.2.

Die wichtigsten Parameter der jeweiligen Fits sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Es ist unzweifelhaft, daß der H1–Standard–Vertexfinder in allen entscheidenden Kategorien

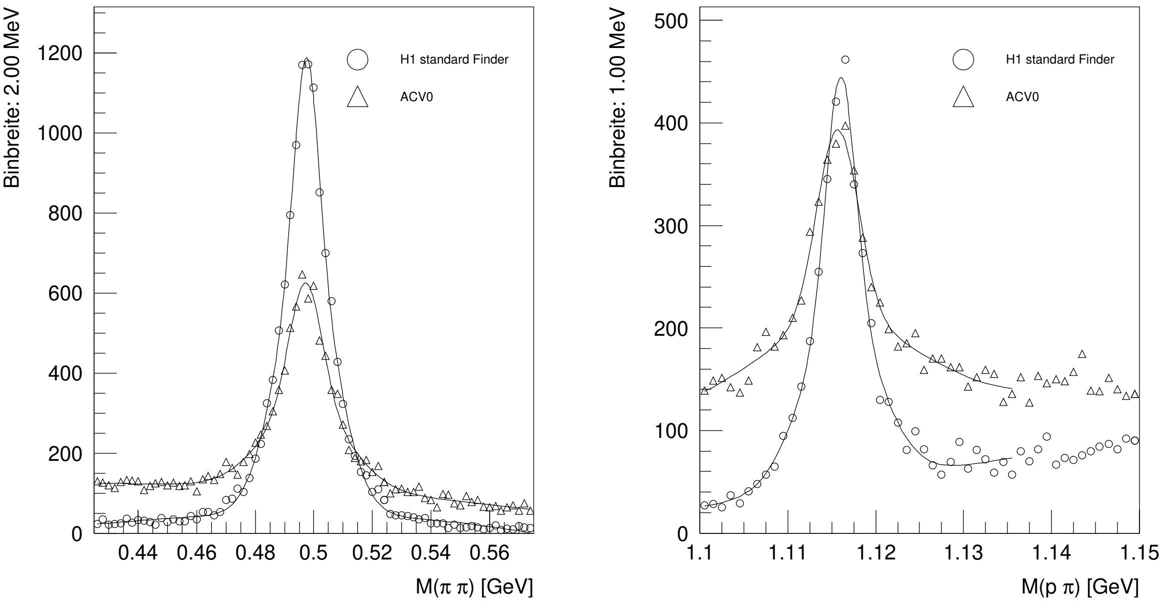


Abbildung 4.13: Vergleich von V^0–Signalen des H1–Standard–Vertexfinder und des ACV0 (ohne Fehlerbalken); links: K_s^0–Mesonen, rechts: Λ–Baryonen

bessere Ergebnisse liefert. Er findet auf den gleichen Ereignissen doppelt so viele K_s^0 und zumindest gleich viele Λ wie der ACV0 bei einem wesentlich besseren Verhältnis des Signals zum Untergrund. Außerdem sind die V^0–Signale des H1–Standard–Vertexfinders signifikant schmaler. Nimmt man noch die bessere technische Handhabbarkeit hinzu, so kann es keine Frage sein, daß der H1–Standard–Vertexfinder für diese Analyse die Methode der Wahl ist. Bei allen weiteren Untersuchungen wird mit dem Begriff „Vertexfinder“ stets dieser Algorithmus bezeichnet.

4.6 Der H1–Standard–Vertexfinder in den Jahren 1995 und 1996

Ein letzter wichtiger Aspekt bei der Untersuchung von V^0–Teilchen, der in dieser Arbeit behandelt werden soll, ist das Verhalten der Analyse in verschiedenen Jahren der Datennahme. Betrachtet werden dabei die Jahre 1994, 1995 und 1996. Die Anzahl von aufgenommenen Ereignissen vor dieser Zeit ist verhältnismäßig gering. Die Daten von 1997 waren bei der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht endgültig rekonstruiert. Sowohl der H1–Detektor als auch die Rekonstruktionsprogramme haben in den drei angegebenen Jahren einige Veränderungen durchgemacht. Dieser Abschnitt soll klären, welche Folgen das für die Analyse hat.

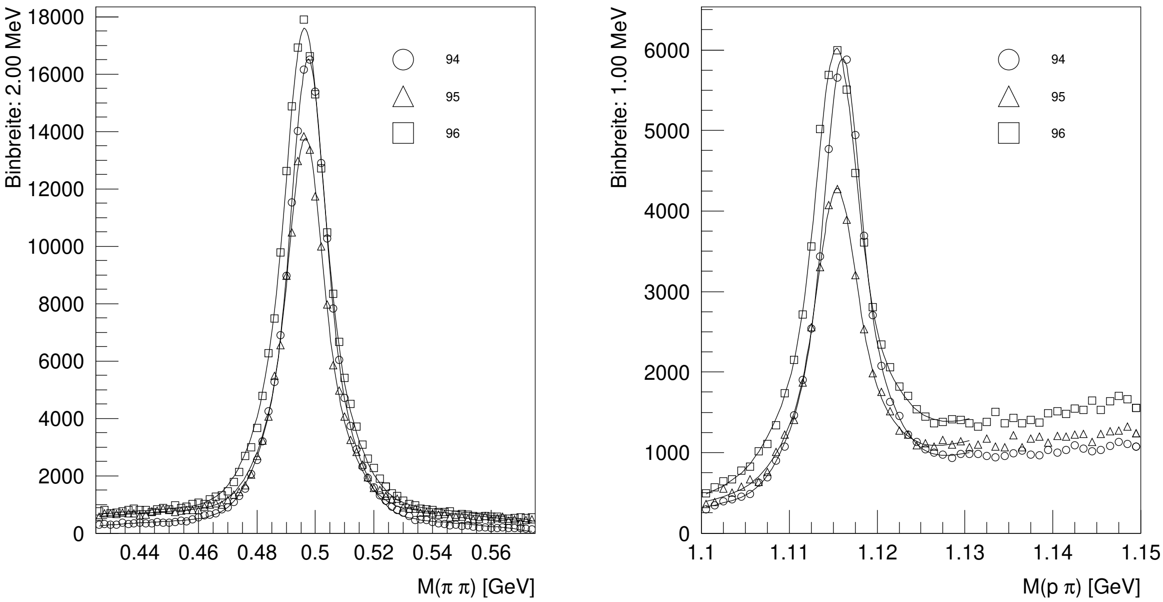


Abbildung 4.14: V^0–Massenverteilungen für die Jahre 1994–1996: links K^0; rechts Λ; die prozessierten Luminositäten sind aufeinander normiert

Dazu wurde die in den letzten Abschnitten beschriebene Analyse auf die gesamte Datenmenge von 1994 aus Positron–Proton–Kollisionen (integrierte Luminosität: 2596 nb^{-1}) und ausreichend große Teile der Ereignisse von 1995 (852 nb^{-1}) und 1996 (1218 nb^{-1}) angewandt. Die resultierenden V^0–Massenverteilungen zeigt Abbildung 4.14. Sie wurden auf die Luminosität von 1994 normiert und zeigen somit die Verhältnisse, falls in allen drei Jahren die selbe integrierte Luminosität angefallen wäre.

Durch jede Verteilung wurde nach der in Abschnitt 4.4.3 diskutierten Methode ein Fit gelegt. Die Parameter sind in Tabelle 4.3 dargelegt. Folgende qualitativen Befunde sind sowohl für K_s^0 wie auch Λ festzuhalten:

- Das Verhältnis von Signal zu Untergrund im Jahr 1994 ist deutlich besser als 1995 und 1996.
- Die Zahl der gefundenen V^0s liegt 1994 und 1996 deutlich über der von 1995. Während man in den beiden erstgenannten Jahren etwa gleich viele Λ–Baryonen findet, liegt die Zahl der K_s^0–Mesonen 1996 noch einmal deutlich über der von 1994.
- Die Mittelwerte der V^0–Massen sinken kontinuierlich von 1994 bis 1996

Zunächst werden die Veränderungen zwischen 1994 und 1995 näher untersucht. Zwischen diesen beiden Perioden der Datennahme wurde der H1–Detektor aufgerüstet. Die für die

K_s^0	94	95	96
Mittelwert [MeV]	497.53	496.63	496.26
Halbwertsbreite Gauß1/Gauß2 [MeV]	5.0/11.6	5.0/11.4	5.6/12.4
gew. Mittelwert der Halbwbr. [MeV]	7.9	7.8	8.6
Anzahl V^0s in 3σ–Umgebung	147000	119000	166000
Untergrund in 3σ–Umgebung	13000	21000	23000
Verhältnis Signal/Untergrund	11.5	5.6	7.1
Λ	94	95	96
Mittelwert [MeV]	1116.0	1115.4	1115.3
Halbwertsbreite Gauß1/Gauß2 [MeV]	1.7/4.0	1.9/4.2	2.1/4.9
gew. Mittelwert der Halbwbr. [MeV]	2.3	2.5	2.9
Anzahl V^0s in 3σ–Umgebung	34000	24000	37000
Untergrund in 3σ–Umgebung	12000	14000	17000
Verhältnis Signal/Untergrund	2.9	1.8	2.2

Tabelle 4.3: Fitergebnisse der Jahre 1994–1996

vorliegende Problematik entscheidenden Veränderungen stellen der Einbau des Silizium–Vertexdetektors (CST, siehe Kapitel 1.2) und die Reduktion des Radius der Strahlröhre von 10 cm auf ca. 5 cm dar.

Dies spiegelt sich in den Verteilungen der radialen Zerfallslänge der K_s^0–Kandidaten in Abbildung 4.15 wieder. Man erkennt 1994 und 1995 Überhöhungen bei den nominellen Radien der Strahlröhre. Allerdings ist der Effekt 1994 schwächer und verschwindet, wenn man zusätzlich zu den Schnitten, die der Verbesserung des K_s^0–Signals dienen, eine berechnete invariante Masse im Bereich von 3σ um den Literaturwert für das K_s^0 fordert. 1995 bleibt selbst dann noch eine sichtbare Schulter in der Verteilung.

Die Häufungen an Stellen mit hoher Massenbelegung deuten auf die Konversion von Photonen in Elektron–Positron–Paare hin. Dieser Prozeß kann nur unter Teilnahme von Stoßpartnern, die den fehlenden Impuls übernehmen, wie z.B. Atomkernen vonstatten gehen. Die Erhöhungen sind also ein Indiz für die Kontamination des K_s^0–Signals mit Photonen.

Die Verteilungen in Abbildung 4.15 lassen sich damit folgendermaßen deuten: Während die Analyseschnitte 1994 den Photonuntergrund offensichtlich wirkungsvoll unterdrücken und unter dem K_s^0–Signal kaum Untergrund zulassen, führen die Photonen 1995 zu einem erheblichen Untergrund. Abbildung 4.16 verdeutlicht diesen Umstand. Hier ist die berechnete invariante Masse der K_s^0–Kandidaten gegen ihre Zerfallslänge aufgetragen. Fehlidentifizierte Photonen zeigen sich hier als vertikale Bänder an Stellen mit hoher Massenbelegung, wie z.B. Kammerwänden. Aus den drei betrachteten Jahren wurde die gleiche Anzahl an V^0–Kandidaten benutzt. Gemessen an der Höhe der Einträge um die

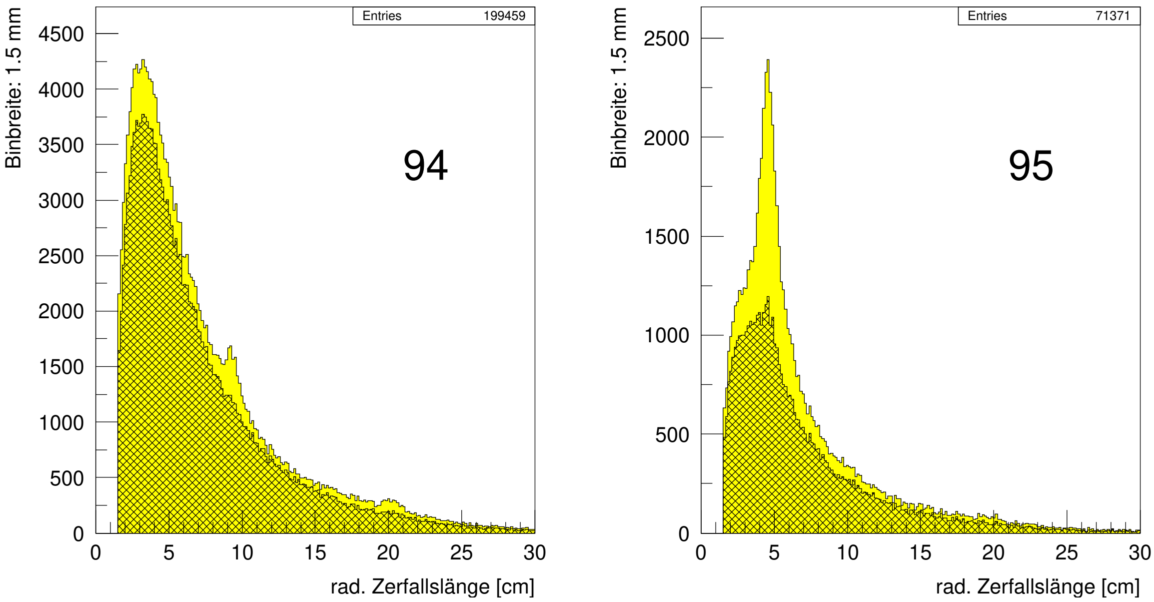


Abbildung 4.15: radiale Zerfallslänge von K_s^0–Mesonen; hell: nach allen Schnitten, dunkel: nach allen Schnitten und Beschränkung auf ein 3σ–Massenfenster; links Daten von 1994, rechts: Daten von 1995

K_s^0–Masse herum erkennt man einen deutlich höheren Anteil der Photonen.

Begründen läßt sich das direkt mit den Umbauten am H1–Detektor: Die kleinere Strahlröhre führt zu einer Vielzahl von Konversionselektronen, deren Ursprungsort weiter vom ersten Meßpunkt der Spuren in der CJC1 entfernt ist als noch 1994. Dadurch müssen die gemessenen Spurstücke weiter extrapoliert werden, und die Unsicherheit bei der Bestimmung eines Zerfallsvertexkandidaten nimmt zu. Außerdem führt der 1995 teilweise eingebaute CST zu einer höheren Massenbelegung im Bereich bis ca. 15 cm um die Strahlröhre. Dies vergrößert die Zahl der Konversionselektronen zusätzlich. In [BRO97] oder [LEY94] finden sich nähere Untersuchungen zur Auffindung von Konversionselektronen.

Der erhöhte Untergrund in den V^0–Massenverteilungen des Jahres 1995 ist also auf die gegenüber 1994 höhere Massenbelegung in der Nähe des Wechselwirkungspunkts zurückzuführen. Im Jahr 1996 bleibt das Verhältnis von Signal zu Untergrund auf dem Niveau von 1995. Dies war zu erwarten, da zwischen diesen Datennahmeperioden keine größeren Veränderungen am H1–Detektor vorgenommen wurden. Auch die Verteilung der V^0–Zerfallslängen ähnelt 1996 der von 1995. Allerdings hat sich die absolute Zahl der V^0–Kandidaten, normiert auf die Luminosität, deutlich erhöht (siehe Tabelle 4.3). Grund dafür könnten die veränderten Triggereinstellungen und die verbesserte Ereignisklassifikation sein. Genauere Studien zu diesem Umstand werden im Rahmen dieser Arbeit

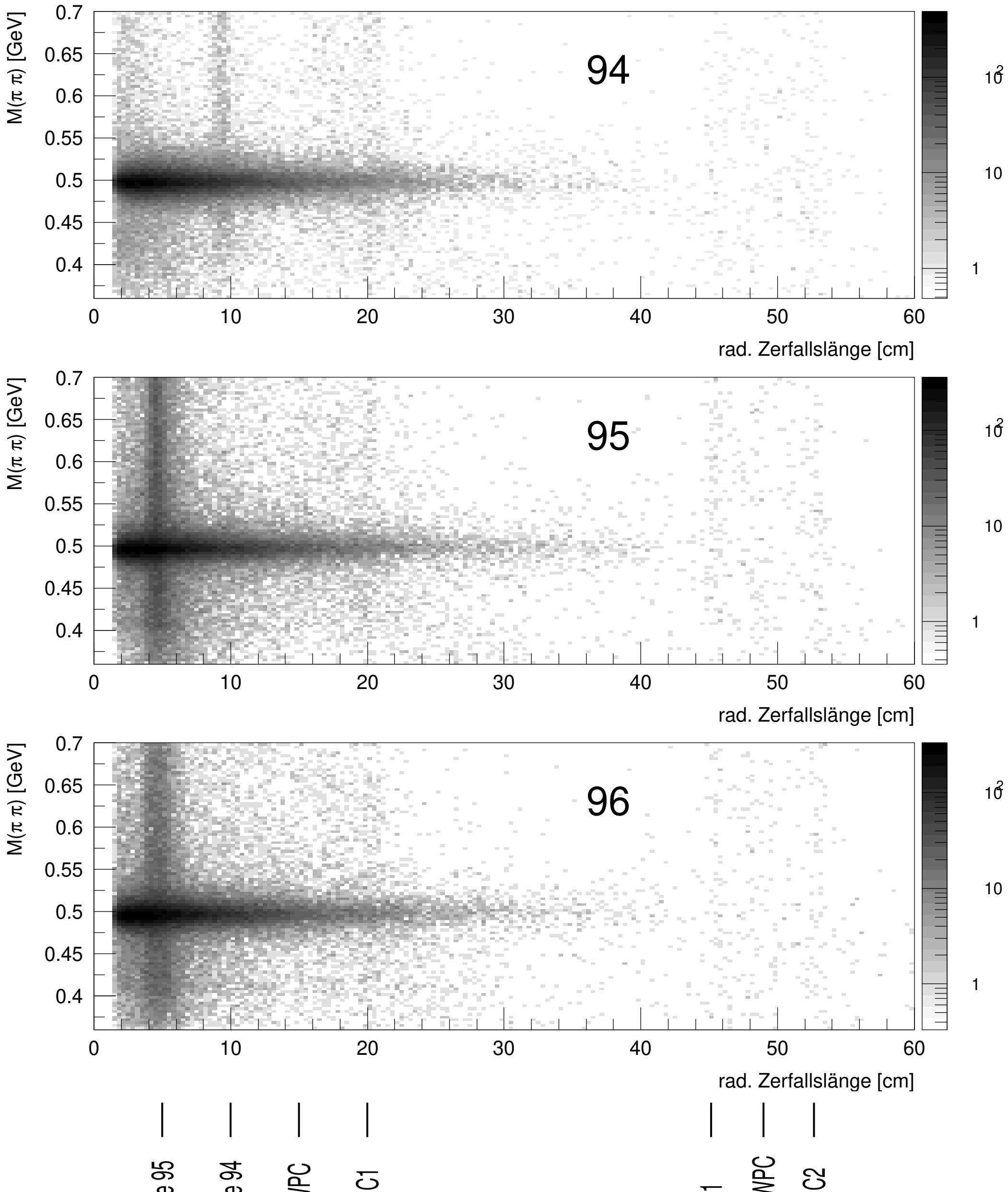


Abbildung 4.16: invariante Masse von K_s^0–Kandidaten, aufgetragen über ihre Zerfallslänge für drei Jahre der Datennahme; der Schwärzungsgrad als Maß für die Anzahl von Einträgen ist logarithmisch unterteilt; unten ist die radiale Position von Regionen mit großer Massenbelegung zwischen den Kammern markiert

nicht angestellt, da diverse Effekte der Datennahme von 1996, wie z.B. die Leistung der zentralen Spurkammern, noch nicht vollständig verstanden sind.

Damit sollen die Untersuchungen zur V^0–Identifikation abgeschlossen werden. Die Auswahl der Methodik wurde motiviert, und die so erhaltenen Signale zeigen, daß die Rekonstruktion von sekundären Vertices ein wirksames Instrument zur Unterdrückung des Untergrunds bei der weiteren Suche nach Λ_c–Baryonen ist. Die Unterschiede in den Ergebnissen der Jahre 1994–1996 sind in den entscheidenden Punkten verstanden. Welche Auswirkungen diese Unterschiede auf die Auffindung von Λ_c–Baryonen haben, wird in Kapitel 5 besprochen.

5 Signale von Λ_c–Baryonen

Nachdem in den letzten Kapiteln die notwendigen Vorarbeiten geleistet wurden, sollen nun diese Ergebnisse angewandt werden, um nach Signalen von Λ_c–Baryonen zu suchen. Dabei werden zunächst die dazu notwendigen Methoden und Schnitte besprochen. Dann werden die Resultate für die Jahre 1994, 1995 und 1996 vorgestellt. Wie schon in Abschnitt 4.6 erläutert, unterscheiden sich die Daten aus den verschiedenen Jahren teilweise in ihren Eigenschaften. Deshalb werden die Ergebnisse zunächst getrennt betrachtet. In diesem Kapitel soll nur auf die Erlangung von Λ_c–Signalen hingearbeitet werden. Deren Auswertung in Hinsicht auf die Berechnung des Produktionswirkungsquerschnitts wird in Kapitel 6 vorgenommen.

5.1 Eigenschaften des Λ_c–Baryons

Das Λ_c ist das leichteste aller Baryonen mit Charm. Masse und mittlere Lebensdauer wurden bestimmt zu[1]:

$$m_{\Lambda_c} = (2284.9 \pm 0.6) MeV \tag{5.1}$$

$$\tau_0 = (0.206 \pm 0.012) \times 10^{-12} s \rightarrow c\tau_0 = 61.8 \mu m \tag{5.2}$$

Alle Zerfälle des Λ_c laufen unter Beteiligung der schwachen Wechselwirkung ab. Der im Verhältnis zu den V^0–Teilchen allerdings wesentlich kleinere Wert für $c\tau_0$ macht es aber unmöglich, den Zerfallsvertex des Λ_c mit Hilfe der zentralen Spurkammern aufzufinden. Ein Mikrovertexdetektor, der dies leisten könnte, war bei H1 bis einschließlich 1996 nicht im regulären Betrieb.

Das Λ_c–Baryon weist eine Vielzahl von exklusiven Zerfallsmoden auf, von denen keine eine relative Häufigkeit von mehr als 10% besitzt. In [BRO97] werden diese Moden und ihre Verwendbarkeit zum Λ_c–Nachweis bei H1 im Detail diskutiert. Ein Ergebnis dieser Arbeit ist, daß die beiden folgenden Zerfallskanäle im Hinblick auf die Beherrschbarkeit des Untergrundes am aussichtsreichsten erscheinen:

$$\Lambda_c \rightarrow K^0 p \qquad BR = (2.5 \pm 0.7)\% \tag{5.3}$$

$$\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi \qquad BR = (0.90 \pm 0.28)\% \tag{5.4}$$

[1] Alle Werte dieses Abschnitts stammen aus [PDG97].

Mit „BR“ ist hier das Verzweigungsverhältnis angegeben. Beim Zerfall 5.3 muß bedacht werden, daß das K^0 nur zur Hälfte als K_s^0–Meson zerfällt, das bei H1 beobachtbar ist (siehe Kapitel 4.1). Dadurch werden die effektiven Verzweigungsverhältnisse der beiden Moden sehr ähnlich. Zum Zerfall 5.4 ist noch anzumerken, daß der relative Fehler des Verzweigungsverhältnisses hier bei 31% liegt. Da dieser Wert bei jeder Berechnung eines Wirkungsquerschnitts eingeht, liegt hier eine unvermeidliche Unsicherheit.

Auf einen dritten Zerfallskanal soll hier aufgrund seiner Bedeutung eingegangen werden. Er ist der exklusive Kanal mit dem größten Verzweigungsverhältnis:

$$\Lambda_c \quad \rightarrow \quad pK\pi \qquad BR = (5.0 \pm 1.3)\% \tag{5.5}$$

Dieser Dreikörperzerfall ist heute der am besten vermessene Kanal. Bei H1 wurde er vom Autor dieser Analyse in [PAL94] untersucht. Als Hauptproblem stellte sich der kaum zu beherrschende Untergrund dar. Dies verhinderte zum Zeitpunkt der Arbeit die Beobachtbarkeit auf Basis von H1–Daten bis einschließlich des Jahres 1993. Allerdings gibt es bei H1 weiter Anstrengungen, in diesem Kanal zu einem Signal zu gelangen. Dabei sollen vor allem verfeinerte Methoden der Teilchenidentifikation mittels Energieverlustmessung zum Tragen kommen [STE97].

Bedeutung für die in dieser Arbeit untersuchten Zerfallsmoden erhält der Dreikörperzerfall durch die Tatsache, daß alle bisherigen Messungen der Verzweigungsverhältnisse BR($\Lambda_c \rightarrow K^0 p$) und BR($\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$) relativ zu ihm vorgenommen wurden. Eine Änderung des Literaturwertes BR($\Lambda_c \rightarrow pK\pi$) zieht also zwangsläufig eine Anpassung der beiden erstgenannten Verzweigungsverhältnisse nach sich.

Tatsächlich ist die Bestimmung dieses Wertes auch heute noch umstritten. In [PDG97] werden zwei Methoden dazu diskutiert, die beide aufgrund von modellabhängigen Annahmen zu Ergebnissen von $(4.14 \pm 0.91)\%$ bzw. $(7.7 \pm 1.5)\%$ gelangen. Die Particle Data Group mittelt diese Ergebisse unter Berücksichtigung der Modellunsicherheiten gewichtet zu dem oben genannten Wert. Dieser stellt eine signifikante Erhöhung gegenüber der Zahl aus früheren Veröffentlichungen dar. Abbildung 5.1 stellt diese Entwicklung in einen zeitlichen Rahmen. Hier erkennt man einen Aspekt der systematischen Unsicherheiten, die den heutigen Kenntnisstand bezüglich des Λ_c–Baryons bestimmen. Den folgenden Kapiteln vorgreifend kann hier schon angemerkt werden, daß die Ergebnisse dieser Arbeit eher zu einem höheren Wert des Verzweigungsverhältnisses tendieren.

5.2 Schnitte und Analysemethoden

5.2.1 Ereignisauswahl

Ereignisse mit Charm aus der Photoproduktion zeichnen sich im Rahmen der bei H1 zugänglichen Meßgrößen durch keine ad hoc feststellbaren Besonderheiten auf. Diese

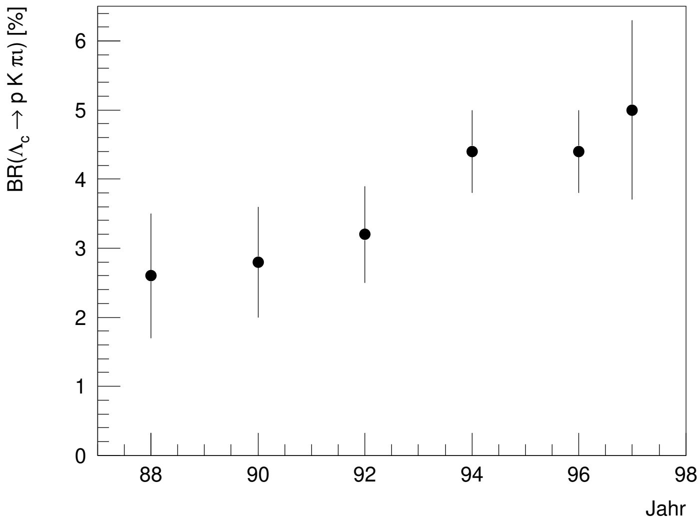


Abbildung 5.1: zeitliche Entwicklung des Literaturwertes für das Verzweigungsverhältnisses BR($\Lambda_c \to pK\pi$); die Daten stammen aus der Veröffentlichung der Particle Data Group aus dem jeweiligen Jahr

Analyse basiert deshalb auf einem möglichst unbeschränkten Datensatz. Aufgrund der entscheidenden Bedeutung für die Identifikation der gesuchten Teilchen wird lediglich das Vorhandensein von erkannten Spuren in den zentralen Kammern und ein aus ihnen rekonstruierter Hauptvertex gefordert. Dessen z-Koordinate muß dabei in einem Bereich von ± 33 cm um einen Mittelwert von 3.5 cm liegen. Durch diese Maßnahme werden Ereignisse, die aus der Kollision von sog. „satellite bunches" resultieren, verworfen. Satellite bunches entstehen bei H1 während der Vorbeschleunigung der Proton–Teilchenbündel und stellen kleinere Ballungen vor und hinter der Hauptansammlung von Teilchen dar (siehe [LEV95]). Der vorgenommene Schnitt berücksichtigt die aus der z–Verschmierung der Proton–Pakete resultierende gaußförmige Verteilung der z-Koordinate das Hauptvertex und entspricht einer Breite dieser Verteilung von ca. 3σ. Er muß bei der Luminositätsbestimmung berücksichtigt werden.

5.2.2 Spurauswahl

Die Problematik der Auswahl einer Fithypothese für eine rekonstruierte Spur in den zentralen Jetkammern wurde schon in Abschnitt 4.4.2 eingehend diskutiert. Ausgangspunkt dort waren die erhaltenen V^0–Signale. Da diese aber nur eine Vorstufe in der Rekonstruktion von Λ_c–Baryonen darstellen, kann die Entscheidung über das zu benutzende Kriterium zur Hypothesenauswahl nur hier fallen.

Von besonderer Bedeutung ist dabei das Wechselspiel zwischen Hypothesen, die vom

Hauptvertex stammen und solchen von einem sekundären Vertex. So könnte eine übermäßige Bevorzugung von Hypothesen von einem Zerfallsvertex z.B. dazu führen, daß weniger Spuren vom Hauptvertex übrig bleiben. Da bei den betrachteten Zerfallskanälen zu jedem V^0–Kandidat eine Spur vom primären Wechselwirkungspunkt kombiniert wird, könnte das in letzter Konsequenz eine verminderte Effizienz bezüglich der Auffindung von Λ_c–Baryonen bedeuten. Außerdem sind die Auswirkungen der unterschiedlichen Bedingungen in den Jahren 1994 bis 1996 zu berücksichtigen.

Um eine Bewertungsgrundlage zu erhalten, werden zunächst sechs Typen von Hypothesenketten definiert:

1. Ketten mit Hypothesen vom primären und solchen von einem oder mehreren sekundären Vertices (sog. „gemischte Ketten"), wobei eine Hypothese vom letzteren Typ ausgewählt wird
2. gemischte Ketten, bei denen eine Hypothese vom primären Vertex der „Gewinner" ist
3. Ketten, in denen nur Hypothesen von sekundären Vertices vorkommen, und folgerichtig auch eine solche ausgewählt wird
4. Ketten mit Hypothesen ausschließlich vom primären Vertex
5. Ketten, die nur einen Eintrag besitzen, der von einem sekundären Vertex stammt
6. Ketten mit einem Eintrag, der vom primären Vertex stammt

Kritisch bezüglich der Anzahl von V^0–Kandidaten und von Spuren vom Hauptvertex sind nur die Kettentypen 1 und 2. Bei allen anderen ist die Wahl des Spurtyps eindeutig.

Abbildung 5.2 visualisiert die Kettentypen und gibt einen Eindruck über ihre Häufigkeit in einem Ausschnitt der Daten von 1994 für die bereits früher eingeführten Hypothesenauswahlkriterien „Bruchteil nicht benutzter Treffer" und χ^2/dof. Wie zu erwarten ist, wirkt sich die Wahl des Kriteriums nur bei den ersten beiden Kettentypen aus. Die Benutzung des Wertes χ^2/dof bewirkt eine Umverteilung hin zu mehr ausgewählten Hypothesen von einem sekundären Vertex auf Kosten der vom Hauptvertex. Insgesamt steigt dadurch der Anteil der „Gewinner" dieses Typs von 2.6% auf 10.6%.

Das letztendlich benutzte Auswahlkriterium für die einzelnen Jahre der Datennahme wurde empirisch anhand der erzielten Ergebnisse bestimmt. Das 1994 optimale Kriterium „Bruchteil nicht benutzter Treffer" führt 1995 zu einer zu großen Reduktion der Zahl der rekonstruierten V^0, weshalb das χ^2/dof–Kriterium verwandt wird. Außerdem ist die Zuordnung zu einem Vertextyp in diesem Jahr schlechter. Deshalb werden auch „Verlierer"–Hypothesen berücksichtigt. Bei der Analyse des Datensatzes von 1996 konnten die Bedingungen von 1994 beibehalten werden.

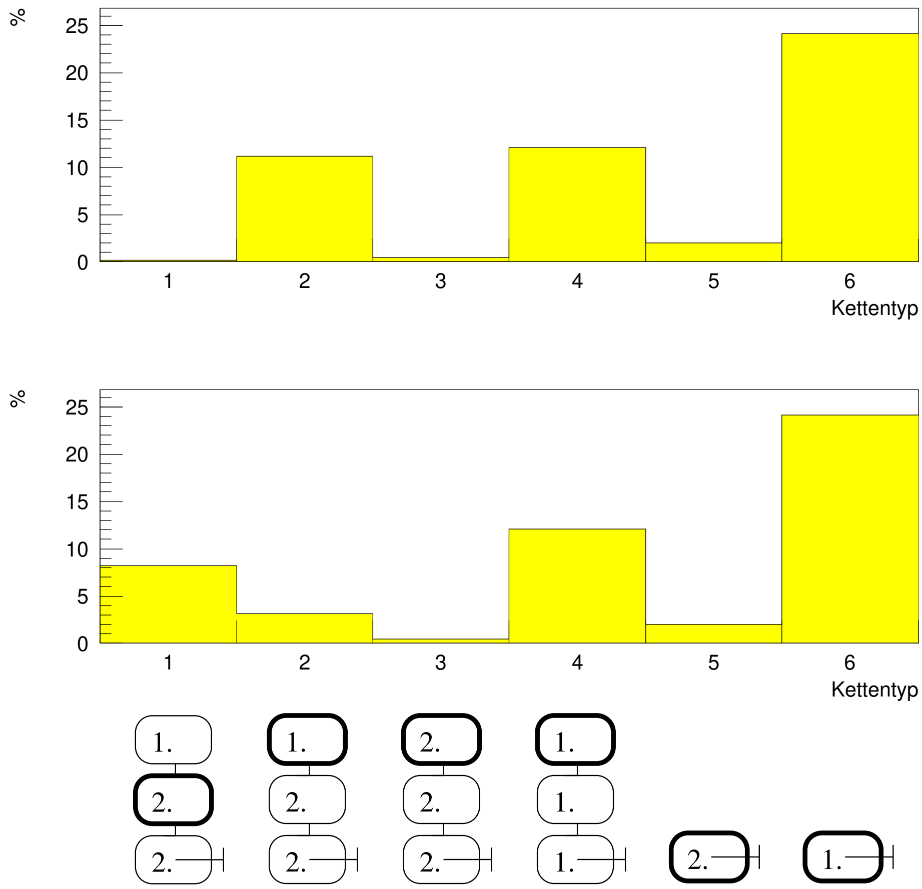


Abbildung 5.2: Verteilung der im Text definierten Kettentypen für Daten des Jahres 1994; oben: Auswahlkriterium „Bruchteil nicht benutzter Treffer“; unten: χ^2/dof

5.2.3 Teilchenidentifikation

In diesem Abschnitt soll die Möglichkeit der Teilchenidentifikation durch Energieverlustmessung in den zentralen Spurkammern von H1 vorgestellt werden. Der Autor hat dieses Thema ausführlich in [PAL94] untersucht. Da in der vorliegenden Arbeit außerdem nur eine vereinfachte Form der dort vorgestellten Methode verwandt wird, sollen im weiteren nur die wichtigsten Aspekte der Teilchenidentifikation behandelt werden. Eine tiefergehende Behandlung der Materie findet sich z.B. in [ALL80].

Der Energieverlust von geladenen Teilchen beim Durchqueren von Materie geschieht hauptsächlich durch die Ionisation von Atomen. Der spezifische Energieverlust pro Massenbelegung $\frac{dE}{dX}$ wird beschrieben durch die Bethe–Bloch–Formel:

$$-\frac{dE}{dX} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{5.6}$$

X : Massenbelegung des Mediums

r_e^2, m_e : klassischer Elektronenradius, Elektronenmasse

z : Ordnungszahl des Teilchens

Z, A : Ordnungszahl, Massenzahl der Atomkerne

I : Materialkonstante für die Ionisierbarkeit des Mediums

β, γ : relativistisches Maß für die Geschwindigkeit v des Teilchens

$$\beta = \frac{v}{c}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{5.7}$$

Danach hängt der Energieverlust nur von der Geschwindigkeit des Teilchens ab und nicht etwa von seiner Masse. Er fällt zunächst mit $\frac{1}{\beta^2}$ ab, um dann bei einem Wert für $\beta\gamma$ von ca. 4 ein Minimum anzunehmen. Dann steigt der spezifische Energieverlust wieder an mit der relativistischen Verbreiterung des transversalen elektrischen Feldes des Teilchens bis schließlich ein Plateau erreicht wird, welches von der Polarisation des Mediums herrührt. Relevant für die Teilchenidentifikation bei H1 ist allerdings nur der erste Bereich.

Man kann Gleichung 5.7 mittels der Beziehung $\beta\gamma = \frac{p}{mc}$ auf den Impuls p und die Masse m des durchfliegenden Teilchens umschreiben. Damit hängt der Energieverlust eines Teilchens bei festem Impuls von seiner Masse, also vom Typ des Teilchens ab. Zur Teilchenidentifikation nach diesem Prinzip benötigt man somit eine gleichzeitige Messung des Impulses und des Energieverlustes.

Beides ist bei H1 mit den zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2 möglich. Wie schon in Kapitel 1.2 beschrieben, wird der Impuls der Spuren aus ihrer Krümmung im Magnetfeld ermittelt. Die Energieverlustmessung geschieht mittels der auf jedem Draht der Driftkammern deponierten Ladung. Da die Kammern im Proportionalbereich betrieben werden, ist die Anzahl von Elektronen, die zum Nachweisdraht driften, direkt proportional zur Zahl der primär ionisierten Gasatome. Mit jedem getroffenen Draht wird also eine Messung des Energieverlustes vorgenommen.

Histogrammiert man die Ladungsdepositionen auf allen getroffenen Drähten einer Spur, so erhält man eine Landauverteilung. Für besonders hohe Werte sorgen sog. δ–Elektronen. Dabei handelt es sich um Hüllenelektronen, die so viel Energie vom durchfliegenden Teilchen erhalten haben, daß sie wiederum Atome ionisieren können.

Um den Mittelwert der Landauverteilung und damit den Energieverlust der beobachteten Spur festzulegen, bedient man sich bei H1 mehrerer Verfahren. Hier werden Ergebnisse der sog. $1/\sqrt{x}$–Methode verwandt. Dabei werden zunächst die höchsten Meßwerte des Energieverlustes dE/dx verworfen. Dann wird aus der annähernd normalverteilten Größe $1/\sqrt{dE/dx}$ der Mittelwert bestimmt. Die so erreichte Auflösung liegt nach [PRE92] bei

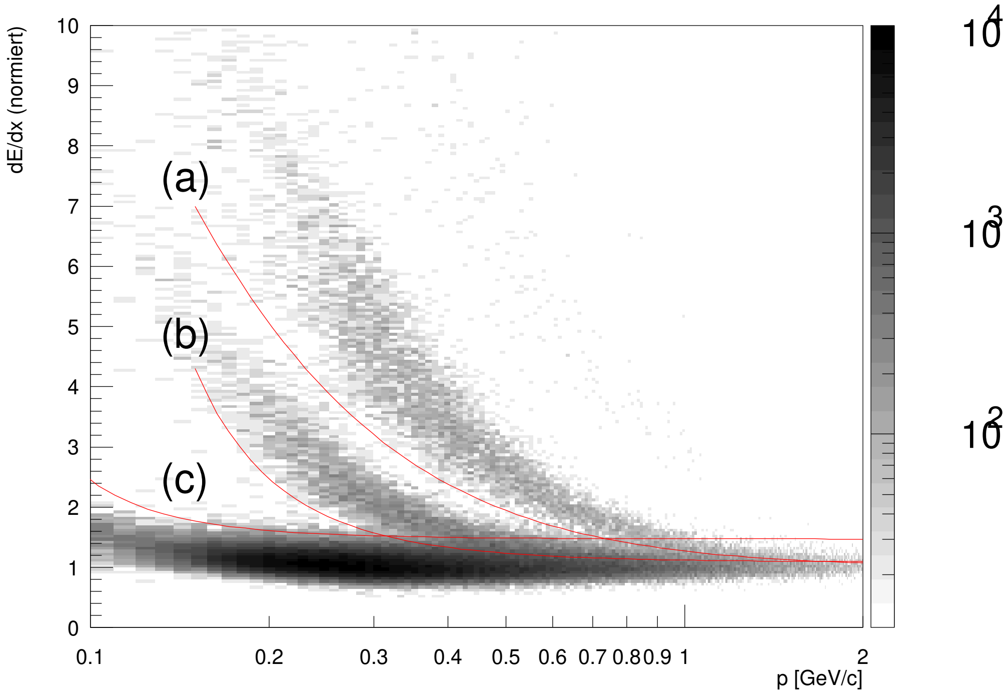


Abbildung 5.3: Energieverlust von Spuren im H1–Detektor, ermittelt mit Daten aus dem Jahr 1994; eingezeichnet sind die benutzten Schnittfunktionen, die mit Buchstaben gekennzeichnet wurden; die Grauwerte, die die Höhe der Bins repräsentieren, sind logarithmisch abgestuft (siehe Skala rechts)

ca. 10%. Der erhaltene Wert für den Energieverlust wird schließlich noch auf den von minimal ionisierenden Teilchen normiert.

Abbildung 5.3 zeigt den so ermittelten spezifischen Energieverlust von Spuren aus den zentralen Jetkammern, aufgetragen über ihrem Impuls. Es wurden nur solche Spuren berücksichtigt, bei denen der Energieverlust aus mindestens 20 Einzelwerten bestimmt wurde. Deutlich erkennt man drei Bänder. Diese rühren von den drei häufigsten Teilchensorten her, die im H1–Detektor beobachtet werden: Protonen (oberes Band), Kaonen (mittleres Band) und Pionen (unteres Band). Im Band der Pionen befinden sich auch Elektronen und Myonen, die nicht weiter aufgelöst werden können.

Bei den in Abbildung 5.3 eingezeichneten Kurven (a), (b) und (c) handelt es sich um Schnittfunktionen, die die dE/dx-p–Ebene in mehrere Bereiche unterteilen. Diese lassen dann die Zuordnung zu einer Teilchenklasse zu. Dieses Verfahren wird ausführlich in [PAL94] beschrieben.

In der vorliegenden Arbeit wird die Energieverlustmessung zur Identifikation des Protons im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ verwandt. Dazu wird lediglich Schnittfunktion (a) benötigt. Sie wurde durch einen Fit an Punkte zwischen Proton– und Kaonband ermittelt. Die

Fitfunktion P orientiert sich am nichtrelativistischen Teil der Bethe–Bloch–Formel:

$$P = \frac{S_1}{(p/GeV - S_3)^2} + S_2 \tag{5.8}$$

Die Anpassungsrechnung ergibt:

$$S_1 = 0.32;\ S_2 = 1.0;\ S_3 = 0.081 \tag{5.9}$$

Um als Proton identifiziert zu werden, muß eine Spur mit einem Impuls unter 2 GeV einen dE/dx–Wert oberhalb der Schnittfunktion (a) aufweisen. Spuren mit höherem Impuls können nicht identifiziert werden, da die Auflösung der Messung bei H1 keine Trennung der Bänder mehr zuläßt.

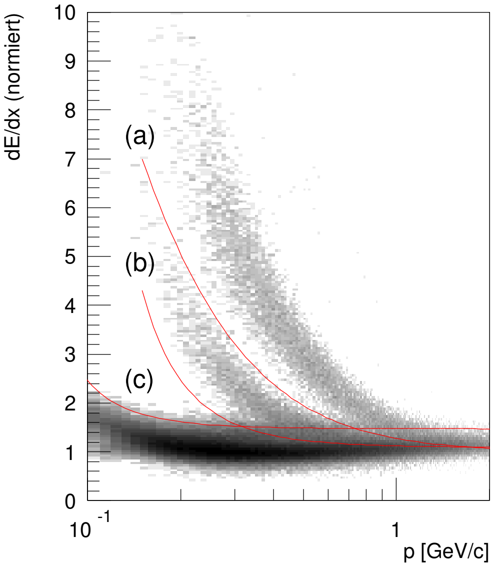
Wie eine Monte–Carlo–Studie zeigt, werden von 1921 Protonen 1616 oder 84% nach dieser Methode als solche erkannt. Von 8035 Pionen und Kaonen werden nur 15 (0.2%) fälschlicherweise als Proton identifiziert. Allerdings muß dazu angemerkt werden, daß die Beschreibung der Energieverlustmessung in der H1–Detektorsimulation die Daten nur schlecht beschreibt. Dies äußert sich in einer Verschiebung der Teilchenbänder hin zu höheren dE/dx–Werten, so daß die mit H1–Daten ermittelten Schnittfunktionen bei den Monte–Carlo–Verteilungen nur noch teilweise dem Übergang zwischen den Teilchensorten folgen. Eine genaue Effizienzbestimmung ist deshalb mit den oben genannten Werten nicht möglich. Trotzdem zeigen sie, daß die vorgestellte Methode funktioniert.

Durch veränderte Kalibrationskonstanten und Laufbedingungen ändert sich die Lage der dE/dx–Bänder in den in dieser Arbeit betrachteten Jahren der Datennahme bei H1. Wie Abbildung 5.4 zeigt, beschreibt die Schnittfunktion (a) aber auch 1995 und 1996 den Übergang von Proton– zum Kaonband ausreichend, so daß keine Neuanpassung der Parametrisierung vorgenommen wurde.

5.2.4 Schnitte zur V^0–Selektion

Die V^0–Kandidaten werden nach den in Abschnitt 4.4.3 vorgestellten Methoden selektiert. Es wird lediglich zusätzlich gefordert, daß ihre berechnete invariante Masse in einem Fenster um den Literaturwert liegt. Dieses Fenster hat im Fall der K_s^0–Mesonen eine volle Breite von 30 MeV. Bei den Λ–Baryonen beträgt der Wert 10 MeV. Verglichen mit den Verteilungen in Abbildung 4.14 entspricht das ca. 2σ der kombinierten Gaußverteilung (siehe Tabelle 4.3).

Die in Abschnitt 5.2.3 besprochene Möglichkeit der Teilchenidentifikation wird hier nicht ausgenutzt. Im Fall der K_s^0–Mesonen ist eine Selektion auf Pionen nicht sinnvoll. Zum einen stellen diese ohnehin den Großteil aller Spuren, und es ist deshalb nur mit einem geringen Effekt zu rechnen. Zum anderen ist das K_s^0–Signal schon von ausreichender Reinheit.



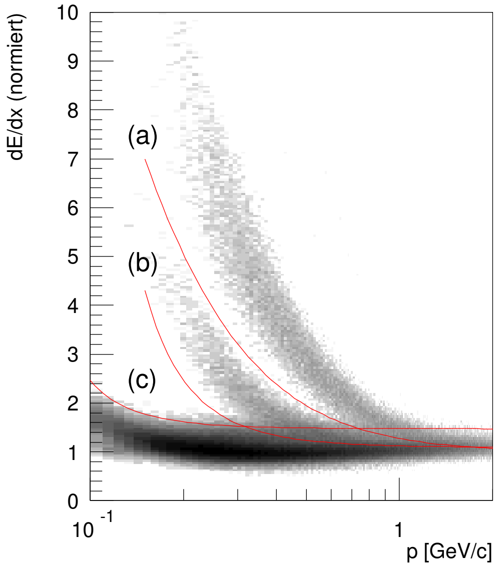


Abbildung 5.4: Energieverlust von Spuren im H1–Detektor mit Daten von 1995 (links) und 1996 (rechts) ermittelt; eingezeichnet sind die benutzten Schnittfunktionen, die mit Buchstaben gekennzeichnet wurden; die Grauwerte, die die Höhe der Bins repräsentieren sind logarithmisch abgestuft

Bei den Λ–Baryonen würde die Identifikation des Protons die Reinheit des Signals verbessern. Sie wird in der Λ_c–Analyse jedoch nicht benutzt, da dieser Schnitt die Zahl der gefundenen Teilchen zu stark dezimiert und die Rekonstruktionseffizienz drückt.

5.2.5 Schnitte zur Λ_c–Selektion

Mit der berechneten V^0–Masse und dem aus den Tochterteilchen ermittelten Impuls wird nun unter Hinzunahme einer dritten Spur eine invariante Masse gemäß Formel 4.15 berechnet. Diese dritte Spur muß vom Hauptvertex stammen. Der Impuls des Teilchens, das sie erzeugte, ist gemessen, und als Masse wird je nach betrachtetem Zerfallskanal der Literaturwert für das Pion bzw. Proton benutzt. In der so entstehenden Verteilung der invarianten Masse sollte sich im Bereich der Λ_c–Masse eine Häufung bilden. Der durch die Kombination mit vielen „falschen“ Spuren entstehende Untergrund macht allerdings die Anwendung weiterer Schnitte notwendig. Diese sollen zunächst vorgestellt werden.

Dazu sind in Abbildung 5.5 die fraglichen Größen dargestellt: Punkte mit Fehlerbalken repräsentieren Daten aus dem Jahre 1994 mit einer integrierten Luminosität von 50 nb^{-1}. Das grau gefüllte Histogramm zeigt die Ergebnisse mit nicht weiter selektierten Monte–Carlo–Ereignissen der Photoproduktion normiert auf die Daten. Das schraffierte Histogramm wurde mit Spuren erstellt, die nach Generatorinformationen eindeutig aus einem Λ_c–Zerfall stammen. Die Anzahl der Einträge pro Bin wurde hier um den Faktor 100 angehoben, um die Diagramme besser vergleichbar zu machen. Die Daten sollten vom unselektierten Monte–Carlo beschrieben werden, während mit Hilfe der selektierten Λ_c–Zerfälle Schnittgrenzen gefunden werden können. Diese sind für die Analyse des Zerfallskanals $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ exemplarisch in den Verteilungen eingezeichnet.

Die benutzten Schnitte lauten:

- Transversalimpuls des dritten Teilchens: Dieser Wert muß größer als 0.2 GeV sein. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte–Carlo in Abbildung 3.3 ist ausreichend.

- radiale Spurlänge des dritten Teilchens: Sie muß größer als 12 cm sein. Die in den Verteilungen auftretenden Spitzen bei 20 cm und 60 cm stammen von Spuren, die nur in der CJC1 oder in beiden Jetkammern nachgewiesen wurden. Die Beschreibung der Daten durch das Monte–Carlo ist gut.

- Rang des dritten Teilchens bezüglich p_t: Alle noch nicht verwendeten Spuren werden gemäß ihres Transversalimpulses geordnet. Der Rang einer Spur gibt dann die Position in dieser Hierarchie an. Es wird Platz 1 gefordert. Das Monte–Carlo beschreibt die Daten nur in der Tendenz.

- Impuls des dritten Teilchens bezüglich der Flugrichtung des rekonstruierten Λ_c ($p_\perp$): Diese Größe wurde schon für den Fall des V^0–Zerfalls in Abschnitt 4.4.3 beschrieben. Aus den Massen der beteiligten Teilchen ergibt sich ein Maximalwert von 862.9 MeV für den Zerfallskanal $\Lambda\pi$ und 872.1 MeV für $K_s^0 p$. Eine Spur wird ab einem Wert von 700 MeV benutzt. Monte–Carlo und Daten stimmen zufriedenstellend überein.

- Transversalimpuls des rekonstruierten Λ_c: Hier wird bei 1.5 GeV geschnitten. Das Monte–Carlo beschreibt die Daten nur unvollkommen. Das Spektrum der Teilchen aus den generierten Ereignissen ist zu weich. Trotzdem ist deutlich zu erkennen, daß der Schnitt Λ_c–Baryonen anreichert.

- Polarwinkel bzw. Pseudorapidität des rekonstruierten Λ_c: Hier zeigen die Spurkombinationen aus tatsächlichen Λ_c–Zerfällen einen deutlich flacheren Verlauf als die aus nicht selektierten Daten. Besonders unterrepräsentiert sind die Λ_c–Baryonen im Vorwärtsbereich, was an dem kleinen Impulsübertrag (Q^2) in der Photoproduktion liegt. Es wird deshalb ein asymmetrischer Schnitt zwischen 50^o und 150^o gewählt. Die Θ–Verteilung der generierten Ereignisse liegt im Vorwärtsbereich unterhalb der der Daten. Diese Verteilung wird durch die geometrische Ausdehnung der zentralen Jetkammern beschnitten.

Schnitt	Verworfen (Daten) [%]	Verworfen (MC) [%]	Behalten (MC) [%]
p_t des dritten Teilchens	24.1 ± 0.1	27.8 ± 0.5	99.7 ± 4.4
rad. Spurlänge des dritten Teilchens	19.3 ± 0.1	19.2 ± 0.4	100 ± 4.4
p_t–Rang des dritten Teilchens	87.3 ± 0.3	85.8 ± 1.0	39.6 ± 2.3
$p_\perp$ des dritten Teilchens	89.4 ± 0.2	92.5 ± 1.0	65.8 ± 3.2
p_t des Λ_c	89.1 ± 0.2	94.2 ± 1.0	36.0 ± 2.2
Θ des Λ_c	59.9 ± 0.2	54.6 ± 0.7	64.8 ± 3.2

Tabelle 5.1: Auswirkungen der gemachten Schnitte zur Λ_c–Rekonstruktion

Die letzten beiden Größen definieren den sichtbaren kinematischen Bereich, in dem Λ_c–Baryonen mit dieser Analyse rekonstruiert werden können. Er wird später bei der Berechnung eines Wirkungsquerschnitts von Bedeutung sein.

Mit Hilfe der Verteilungen in Abbildung 5.5 kann der Erfolg der einzelnen Schnitte beurteilt werden. Ein Kriterium dabei ist der Anteil an Spurkombinationen, die man in vom Untergrund dominierten Ereignissen verwirft und im Signal behält. Diese Werte sind in Tabelle 5.1 angegeben. Da die Übereinstimmung der Verteilungen für Daten und Monte–Carlo nicht immer gut ist, sind die Ergebnisse von beiden Ereignissorten in der Tabelle angegeben.

Schließlich kann man speziell im Falle des Zerfallskanals $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ ausnutzen, daß nicht alle denkbaren Ladungskombinationen der drei Tochterteilchen physikalisch erlaubt sind. Aus dem Valenzquarkinhalt der beteiligten Teilchen folgt, daß das Λ_c^+ nur in ein Λ (und nicht in ein $\overline{\Lambda}$) und dieses wiederum nur in ein positiv geladenes Proton zerfallen kann. Es sind also nur die Kanäle

$$\begin{aligned} \Lambda_c^+ &: \Lambda^0(p^+\pi^-)\pi^+ \\ \Lambda_c^- &: \overline{\Lambda}^0(p^-\pi^+)\pi^- \end{aligned}$$

möglich, während die Kombinationen

$$\begin{aligned} &\Lambda^0(p^+\pi^-)\pi^- \\ &\overline{\Lambda}^0(p^-\pi^+)\pi^+ \end{aligned}$$

nur zum kombinatorischen Untergrund beitragen. Dies wird in der Analyse ausgenutzt. Im Signal kann die Höhe des Untergrundes halbiert werden. Die Massenverteilung der

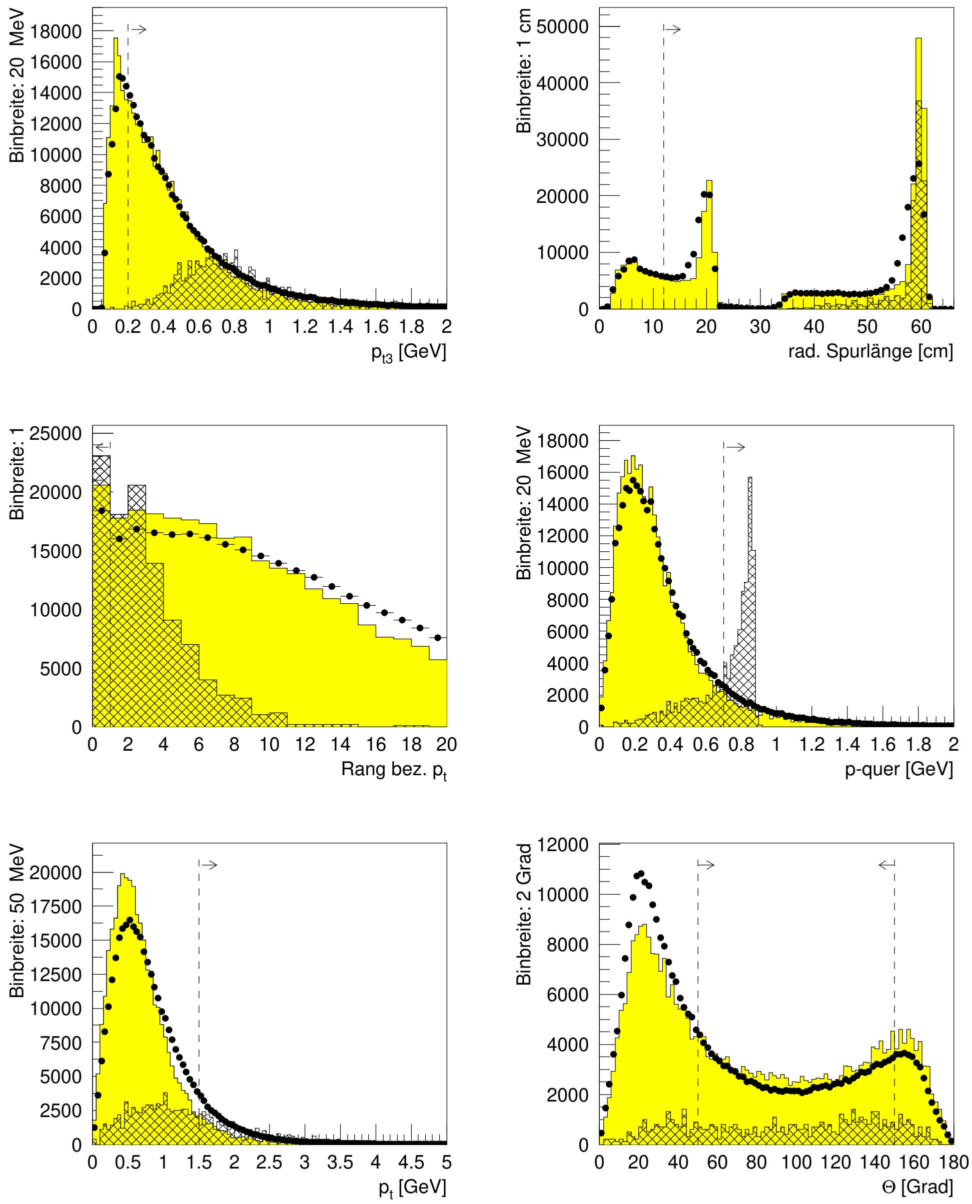


Abbildung 5.5: Verteilung der Größen, auf die Schnitte zur Λ_c–Rekonstruktion angewandt werden: Punkte: Daten; grau: unselektiertes MC; schraffiert: Λ_c aus Monte–Carlo–Ereignissen

falschen Ladungskombinationen darf kein Signal aufweisen und erlaubt eine Beschreibung des Untergrundes. Diese Möglichkeiten bietet der Kanal $\Lambda_c \rightarrow Kp$ prinzipbedingt nicht.

Damit sind die grundlegenden Schnitte vorgestellt. Die Ergebnisse ihrer Anwendung zeigen die nächsten Abschnitte getrennt für die drei benutzten Jahre der Datennahme bei H1.

5.3 Ergebnisse aus dem Jahr 1994

5.3.1 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$

Analyseparameter

In den letzten Abschnitten wurden alle in dieser Arbeit benutzten Analysemethoden und Schnitte vorgestellt. Zur Erlangung eines Signals von Λ_c–Baryonen im Zerfallskanal $\Lambda\pi$ aus den H1–Daten von 1994 wurde folgende Vorgehensweise gewählt:

- Spurhypothesen werden nach dem Kriterium „Bruchteil nicht benutzter Treffer“ ausgewählt.
- Nur „Gewinner“–Hypothesen finden Verwendung.
- Auffindung von sekundären Vertices mit dem H1–Standard–Vertexfinder
- Schnitte zur Optimierung des Λ–Signals:
  - radiale Spurlänge der Tochterteilchen $\geq$ 18 cm, Bruchteil nicht benutzter Treffer $\leq 30\%$
  - radiale Zerfallslänge des $\Lambda \geq 1.5$ cm
  - $p_\perp$ der Tochterteilchen bezüglich des $\Lambda \geq 50$ MeV
  - Transversalimpuls des $\Lambda \geq 500$ MeV
  - Winkel Ψ (Formel 4.18) liegt nicht im Bereich von 70^o bis 100^o
- Es werden Λ–Kandidaten in einem Massenbereich von $\pm$5MeV um den Literaturwert (Formel 4.8) berücksichtigt
- Schnitte auf das zum Λ kombinierte Pion:
  - Transversalimpuls $\geq$ 200 MeV, radiale Spurlänge $\geq$ 12 cm
  - $p_\perp$ bezüglich des rekonstruierten $\Lambda_c \geq 700$ MeV
- Transversalimpuls des rekonstruierten $\Lambda_c \geq 1.5$ GeV
- Polarwinkel des Λ_c im Bereich von 50^o bis 150^o

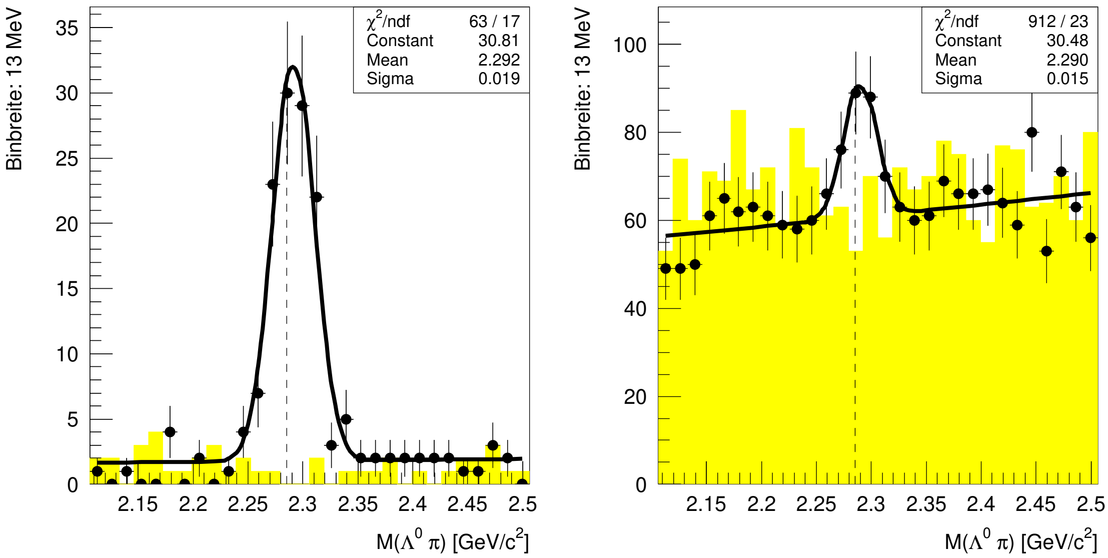


Abbildung 5.6: Verteilung der invarianten Masse 1994 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$; links: MC, rechts: Daten; der Literaturwert für die Λ_c–Masse ist gestrichelt eingezeichnet; das graue Histogramm gibt die Verteilung für falsche Ladungskombinationen an.

Monte–Carlo–Abschätzung

Angewandt wird die Analyse zunächst auf einen voll simulierten und rekonstruierten Monte–Carlo–Datensatz des Generators AROMA. In jedem Ereignis befindet sich ein Λ_c–Zerfall im untersuchten Kanal. Es ergibt sich die in Abbildung 5.6 links dargestellte Verteilung der aus den Tochterteilchen berechneten invarianten Massen. Wie auf diesen stark selektierten MC–Ereignissen zu erwarten war, ergibt sich ein eindeutiges Signal an der Stelle der Λ_c–Masse. An die Verteilung wurde die Summe einer Gaußfunktion und eines Polynoms ersten Grades angepaßt. Wie auch in der Abbildung abzulesen ist, ergibt der Fit einen Mittelwert der Gaußglocke von 2.292 GeV. Ihre Halbwertsbreite beträgt 19 MeV.

Subtrahiert man die Zahl von Einträgen in der Signalregion aus falschen Ladungskombinationen von der aus richtigen, so kommt man auf die Zahl der gefundenen Λ_c–Baryonen. Diese beträgt hier 112±11. Bei der Berechnung des Fehlers wurde angenommen, daß die Zahl von Kombinationen im Signal und im Untergrund normalverteilt ist. Die Subtraktion der beiden Werte wurde durch Anwendung der Fehlerfortpflanzung berücksichtigt. Verglichen mit der Zahl der generierten Λ_c im kinematisch sichtbaren Bereich ergibt das eine Effizienz von 9.4%.

Da man außerdem die integrierte Luminosität kennt, die der Monte–Carlo–Datensatz aufweist, kann man an dieser Stelle eine erste einfache Abschätzung der Zahl von Λ_c–Baryonen N_{hyp} treffen, die man auf der Grundlage von H1–Daten sehen sollte:

$$N_{hyp} = \frac{\mathcal{L}_{dat}}{\mathcal{L}_{MC}} \cdot BR(\Lambda_c \to \Lambda\pi) \cdot N_{MC} \tag{5.10}$$

Dabei stehen $\mathcal{L}_{dat}$ und $\mathcal{L}_{MC}$ für die Luminosität der verwendeten Datensätze. Im Fall der generierten Ereignisse geht darin die theoretische Vorhersage für den Wirkungsquerschnitt der Boson–Gluon–Fusion ein, hier 574 nb. N_{MC} ist dann die Zahl der Λ_c–Baryonen, die in Monte–Carlo–Ereignissen gefunden wird. Die Korrektur mittels des Verzweigungsverhältnisses $BR(\Lambda_c \to \Lambda\pi)$ ist notwendig, da der MC–Generator so manipuliert wurde, daß ein Λ_c nur im gewünschten Kanal zerfällt. Im vorliegenden Fall lauten die Werte: $\mathcal{L}_{dat} = 2.6\ pb^{-1}$, $\mathcal{L}_{MC} = 0.26\ pb^{-1}$ und $N_{MC} = 112$ (s.o.). Damit erwartet man ca. 10 Λ_c–Baryonen im Datensatz von 1994. Neuere Messungen (z.B. [H196]) deuten allerdings eher auf einen Wert für den Erzeugungswirkungsquerschnitt von Charmquarks in e-p–Kollisionen von ca. 1000 nb. Das entspricht einer erwarteten Menge von 18 Λ_c–Baryonen.

Das Signal in H1–Daten

Das Ergebnis der Analyse aller Positron–Proton–Ereignisse von 1994 mit nominellem Hauptvertex zeigt Abbildung 5.6 rechts. Für den Fit wurde die gleiche Funktion wie schon zuvor bei den Monte–Carlo–Ereignissen verwendet. Der Mittelwert von 2290 MeV und die Breite von 14.7 MeV der an das Signal angepaßten Gaußglocke sind vereinbar mit den Ergebnissen der Monte–Carlo–Analyse. Nach Abzug des Untergrundes und Berechnung des Fehlers analog zur Behandlung der Monte–Carlo–Ereignisse befinden sich 71±29 Λ_c–Baryonen im Signal. Hier wurden allerdings noch keine Schnitte angewandt, die dem Ausschluß von DIS–Ereignissen dienen (siehe Kapitel 6.3). Tut man dies, so verbleiben noch 36±27 Λ_c–Kandidaten.

Diese Zahl liegt immer noch um mindestens einen Faktor zwei über der Vorhersage des Monte–Carlos, obwohl die Zahlen in ihren Fehlergrenzen vereinbar sind. Allerdings wurde bei beiden Verteilungen in Abbildung 5.6 kein spezieller Trigger gefordert. Ein direkter Vergleich setzt also die korrekte Beschreibung der Subtrigger in der Detektorsimulation voraus. Wie Abschnitt 6.3.4 aber noch zeigen wird, ist dies nicht der Fall. Die beobachtete Diskrepanz von erwarteter und gesehener Zahl von Λ_c–Baryonen ist also nicht als Hinweis auf eine Fehlinterpretation der Massenverteilung in Abbildung 5.6 zu deuten. Trotzdem soll das Signal nun noch einigen Standardtests unterzogen werden.

Test des Signals

Ein technisches Problem, das stets bei der Kombination vieler Spuren zu beachten ist, ist die Möglichkeit der künstlichen Anhäufung von Einträgen bei einer invarianten Mas-

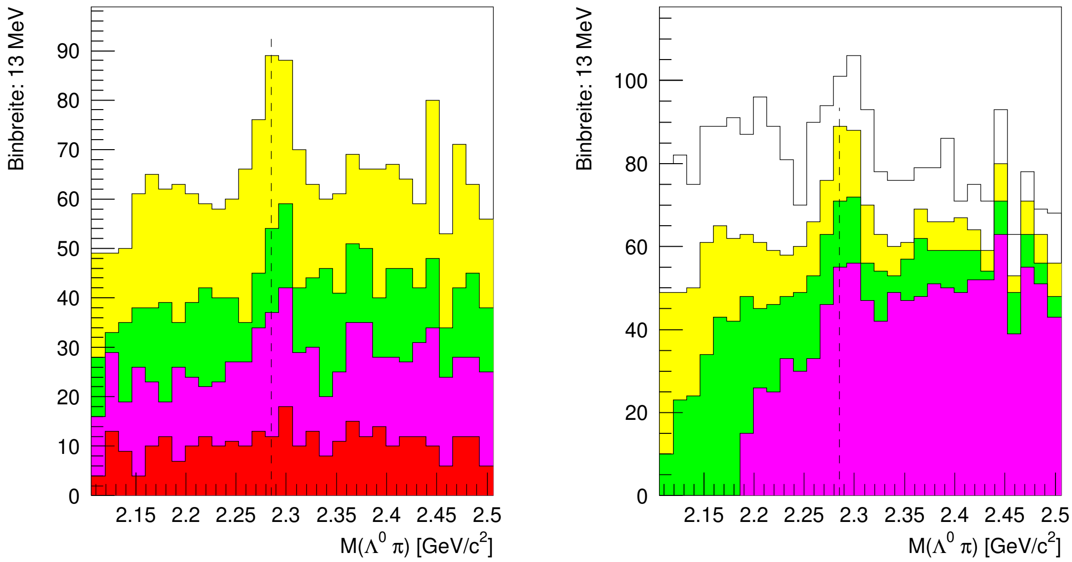


Abbildung 5.7: Λ_c–Signal 1994 unter Variation der Schnitte; links: p_t des $\Lambda_c > 1.5$ GeV, 1.75 GeV, 2.0 GeV, 2.5 GeV; rechts: $p_\perp$ des dritten Teilchens > 0.6 GeV, 0.7 GeV, 0.75 GeV, 0.8 GeV; die gestrichelte Linie deutet den Literaturwert für die Λ_c–Masse an

se durch Ereignisse mit sehr vielen Spuren. Es ist dann denkbar, daß zu einem V^0–Kandidaten viele Spuren mit sehr ähnlichem Impuls kombiniert werden, die alle nahezu die selbe berechnete invariante Masse des Mutterteilchens ergeben. Bei den hier vorliegenden Zahlen von Einträgen pro Bin könnte ein solches Ereignis schon die Höhe des Signals verändern.

Deshalb wurde untersucht, wieviele Einträge — wenn überhaupt — pro Ereignis im Signalbereich von Abbildung 5.6 liegen. In einer Umgebung von ca. 3σ um den Mittelwert des Fits, machen 559 Ereignisse genau einen Eintrag und 26 Ereignisse zwei Einträge. Höhere Multiplizitäten kamen nicht vor. Damit ist die oben genannte mögliche Erklärung der hohen Anzahl von beobachteten Λ_c–Baryonen auszuschließen.

Ein weiterer Standardtest, um die Stabilität eines Signals zu prüfen, ist die Variation der benutzten Schnitte. In Abbildung 5.7 links erkennt man das Verhalten des Signals, wenn der Schnitt auf den Transversalimpuls des Λ_c von dem bisher benutzten Wert von 1.5 GeV auf 1.75 GeV, 2.0 GeV und 2.5 GeV gesteigert wird. Rechts wird der Schnitt auf den Querimpuls des dritten Teilchens bezüglich des Λ_c–Baryons verändert. Dabei sind die Histogramme übereinander gelegt und nicht etwa gestapelt. In beiden Fällen erkennt man eine Resistenz des Signals gegen diese Variationen, wenn auch die statistische Signifikanz wie erwartet leidet.

Schließlich soll hier noch untersucht werden, ob das Monte–Carlo wenn schon nicht die

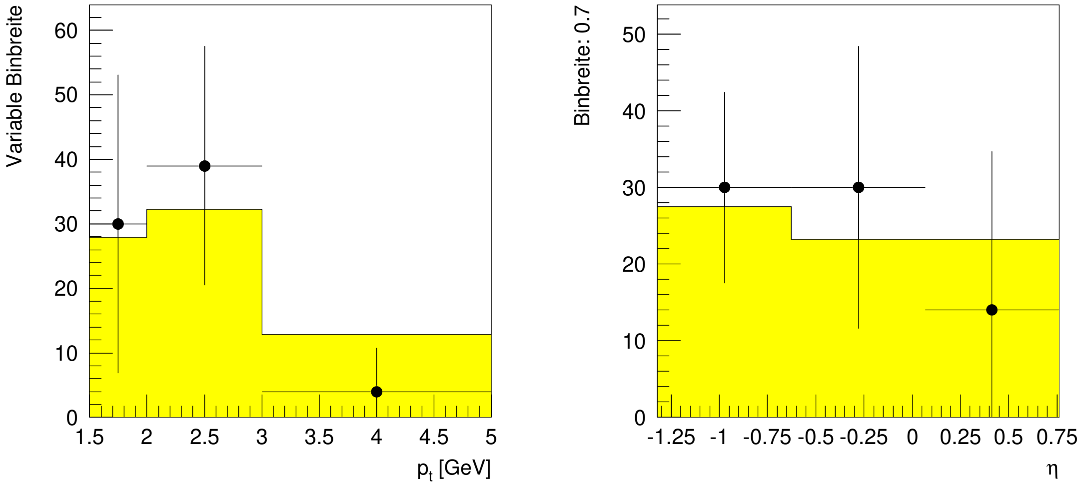


Abbildung 5.8: Verteilung von Transversalimpuls (links) und Pseudorapidität (rechts) des Λ_c–Baryons; Punkte: Subtraktionshistogramm für Daten, Linien: Monte–Carlo

Anzahl, so doch die Verteilung von kinematischen Größen der Λ_c–Baryonen beschreibt. Da es dem Signal auf der Basis von Daten an der notwendigen Reinheit fehlt, wird folgendes Verfahren verwendet, um diese Verteilungen zu erhalten: Es werden Histogramme für falsche und richtige Ladungskombinationen aus dem Signalbereich erstellt. Diese werden dann unter Berücksichtigung der Fehler voneinander abgezogen.

In Abbildung 5.8 sind die Ergebnisse dieses Vorgehens für den Transversalimpuls p_t des Λ_c und seine Pseudorapidität η (siehe Formel 2.8) dargestellt. Diese Größen sind von besonderem Interesse bezüglich der späteren Korrektur auf den gesamten kinematischen Bereich (siehe Abschnitt 6.5). Die Monte–Carlo Verteilungen sind auf die der Daten normiert.

Die Einträge in den aus den Daten gewonnenen Verteilungen weisen allerdings zu große statistische Fehler auf, um eine physikalisch relevante Aussage treffen zu können. Es ist lediglich festzuhalten, daß die Verteilungen aus Monte–Carlo–Ereignissen mit denen aus Daten vereinbar sind.

Nachdem die beschriebenen Tests die physikalische Relevanz des Signals bestätigt haben, erscheint es gerechtfertigt, es einer weiteren Analyse zur Erlangung eines Erzeugungswirkungsquerschnitts zu unterwerfen (siehe Kapitel 6). Letztendlich muß diese Untersuchung zeigen, ob die erhaltenen Werte mit bisher gemachten Messungen verträglich sind.

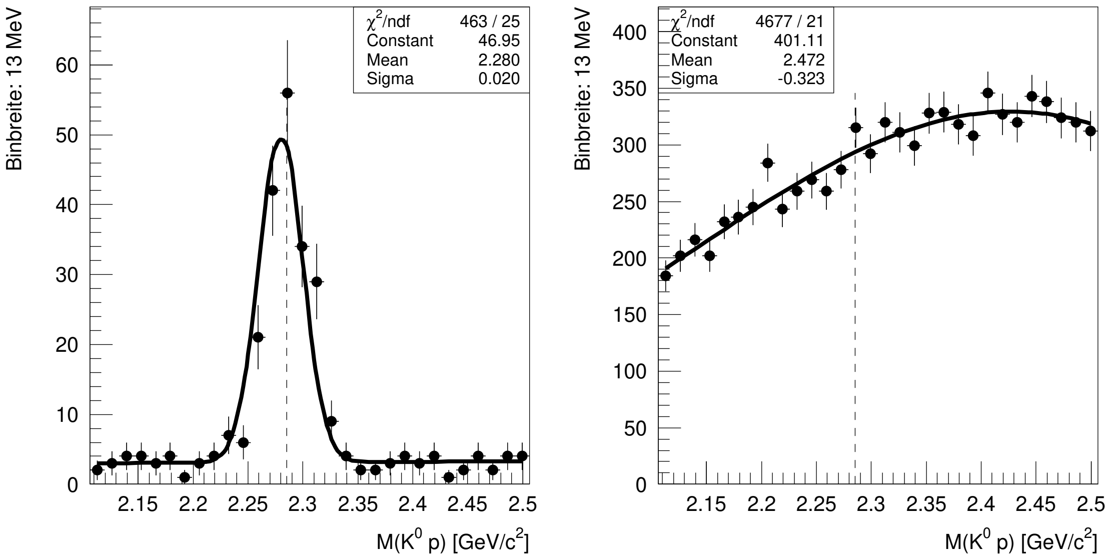


Abbildung 5.9: Verteilung der invarianten Masse 1994 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow K^0p$ mit unveränderten Schnittparametern; links: MC, rechts: Daten; der Literaturwert für die Λ_c–Masse ist gestrichelt eingezeichnet

5.3.2 Der Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow K^0p$

Analyseparameter

Die Analysemethoden in den beiden untersuchten Zerfallskanälen des Λ_c–Baryons sind identisch. Lediglich die speziellen Schnitte auf das V^0 sind gemäß Kapitel 4 zu beachten. Wendet man diese Analyse, die ansonsten nicht gegenüber der für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ verändert wurde, auf Monte–Carlo–Ereignisse und Daten von 1994 an, so ergeben sich die in Abbildung 5.9 dargestellten Massenverteilungen. Aus der Monte–Carlo–Abschätzung erwartet man, in den Daten ca. 15–27 Λ_c–Baryonen zu finden. Der zu hohe Untergrund in Abbildung 5.9 rechts läßt allerdings die Identifizierung eines Signals nicht zu.

Deshalb wurden zwei neue Schnitte eingeführt. Gegenüber der Aufstellung der Analyseparameter in Abschnitt 5.3.1 sind folgende Punkte verändert worden:

- $p_\perp$ der Tochterteilchen bez. des $\mathrm{K}^0 \geq 110$ MeV
- Es werden K^0–Kandidaten in einem Massenbereich von ± 15MeV um den Literaturwert (Formel 4.1) berücksichtigt.
- Das dritte Teilchen muß den größten Transversalimpuls aller verbleibenden Spuren tragen.

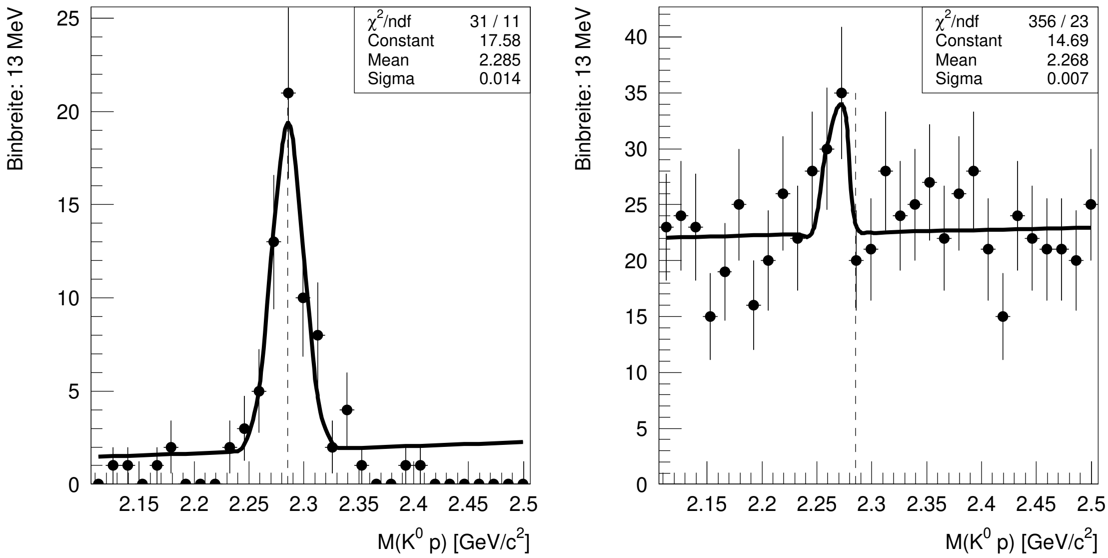


Abbildung 5.10: Verteilung der invarianten Masse 1994 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ mit angepaßten Schnittparametern; links: MC, rechts: Daten; der Literaturwert für die Λ_c–Masse ist gestrichelt eingezeichnet

- Das dritte Teilchen darf nach der oben beschriebenen Methode der Teilchenidentifikation kein Pion oder Kaon sein.

Der Schnitt auf den Rang des dritten Teilchens bezüglich seines Transversalimpulses im Ereignis wurde bereits in Abschnitt 5.2.4 vorgestellt. Er motiviert sich aus dem Umstand, daß das Proton direkt aus dem Zerfall des Λ_c–Baryons stammt, welches wiederum ein Quark des harten Prozesses trägt. Im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ läßt sich dieser Schnitt nicht einsetzen, da er die Effizienz der Analyse zu stark beeinträchtigt (siehe Tabelle 5.1). Die größere Anzahl von identifizierten K^0–Mesonen läßt dagegen eine Anwendung zu.

Der Einsatz der Teilchenidentifikation bietet sich im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ an, da das zum V^0 kombinierte Proton in einem bestimmten Impulsbereich leicht von Pionen zu trennen ist, die den Hauptanteil an allen geladenen Spuren im H1–Detektor bilden. Die Teilchenidentifikation wurde bereits in Abschnitt 5.2.3 behandelt.

Monte–Carlo–Abschätzung

Abbildung 5.10 zeigt die Ergebnisse dieser Analyse auf der Basis von Monte–Carlo–Ereignissen und H1–Daten von 1994. Da hier keine Untergrundabschätzung mit falschen Ladungskombinationen zur Verfügung steht, wird die angepaßte Gaußfunktion benutzt, um die Anzahl von Λ_c–Kandidaten im Signal zu bestimmen. Im Falle der Monte–Carlo–Ereignisse sind dies 45±7. Wie im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ kann man nun auch hier mittels Formel 5.10 die Zahl der in den Daten gefundenen Λ_c–Baryonen abschätzen. Zu beachten ist lediglich, daß man das Verzweigungsverhältnis BR($\Lambda_c \rightarrow K^0 p$) aus Formel 5.3 noch halbieren muß, da der Monte–Carlo–Generator so beeinflußt wurde, daß K^0–Mesonen nur in K_s^0 zerfallen. Nach der Abschätzung erwartet man bei einem angenommenen Produktionswirkungsquerschnitt für Charmquarks von 570 nb (1000 nb) ca. 4(7) Λ_c in H1–Daten zu entdecken.

Das Ergebnis für H1–Daten

In der in Abbildung 5.10 rechts gezeigten Verteilung der invarianten Masse auf der Basis von H1–Daten, kann leider kein statistisch signifikantes Signal gefunden werden. Die durch die eingezeichnete Ausgleichsfunktion hervorgehobene Anhäufung von Einträgen in drei Bins kann nicht als Basis einer genaueren Auswertung dienen. Falls diese als ein Anzeichen für Λ_c–Baryonen gedeutet werden sollten, bleibt noch festzustellen, daß der mit dem Fit erhaltene Mittelwert der angepaßten Gaußfunktion bei 2.268 GeV liegt. Das sind 17 MeV oder ca. 2 Standardabweichungen des Fits weniger, als der Literaturwert für die Λ_c–Masse erwarten ließe.

Aus diesen Beobachtungen wird für diese Arbeit der Schluß gezogen, keine weiteren Untersuchungen mit dem Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow K^0 p$ auf Basis von Daten aus dem Jahr 1994 vorzunehmen. Festzuhalten bleibt, daß diese Beobachtung im Einklang mit den Vorhersagen des Monte–Carlos steht. Ebenfalls findet sich kein Widerspruch mit dem vorgestellten Signal im alternativen Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$. Dort erwartet man aufgrund anderer Schnitte eine höhere Teilchenzahl im Signal. Bei gleichen Schnitten wiederum ist der Untergrund höher und läßt eine eindeutige Identifizierung von Λ_c–Baryonen nicht zu.

5.4 Ergebnisse aus dem Jahr 1995

Die grundlegende Vorgehensweise wurde in allen betrachteten Jahren beibehalten. Lediglich ein Anpassung der Hypothesenauswahl und der Schnitte an die veränderten Bedingungen der Datennahme mußte vorgenommen werden. Im folgenden werden deshalb nur die Veränderungen gegenüber der Analyse der Ereignisse von 1994 aufgeführt: Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$:

- Spurhypothesen werden nach dem Kriterium „χ^2/dof“ ausgewählt.
- Auch „Verlierer“–Hypothesen finden Verwendung.
- kein Schnitt auf den Querimpuls der Tochterteilchen bezüglich des Λ

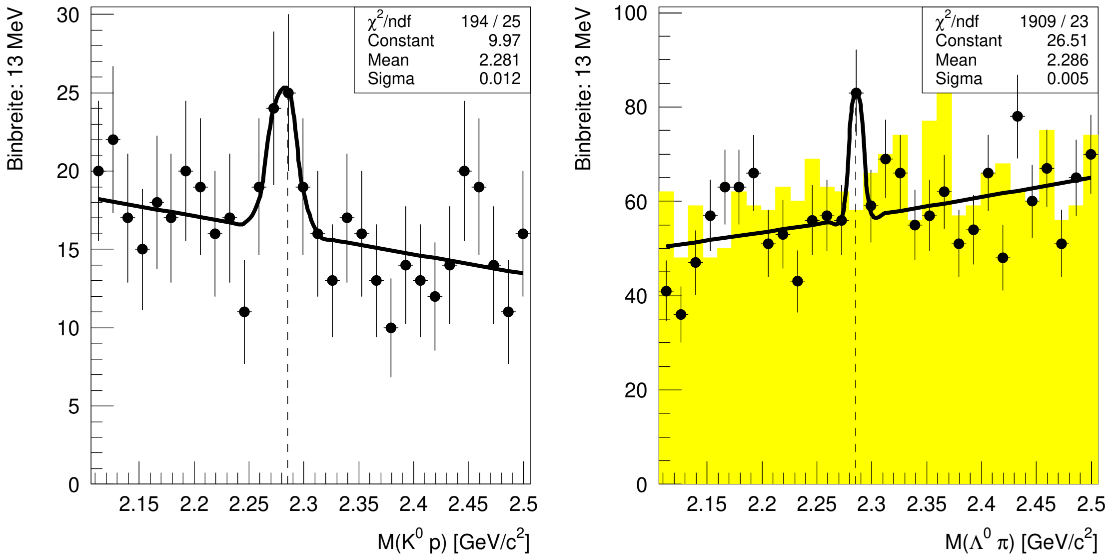


Abbildung 5.11: Verteilung der invarianten Masse 1995 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to Kp$ (links) und $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ (rechts); der Literaturwert für die Λ_c–Masse ist gestrichelt eingezeichnet

- kein Schnitt auf den Winkel Ψ
- kein Schnitt auf die radiale Spurlänge des dritten Teilchens
- Das dritte Teilchen muß den größten Transversalimpuls aller verbleibenden Spuren tragen.
- $p_\perp$ bez. des rekonstruierten $\Lambda_c \geq 600$ MeV
- Impuls des rekonstruierten $\Lambda_c \geq 1.5$ GeV
- Polarwinkel des Λ_c im Bereich 40.4^o bis 154.8^o

Für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to Kp$:

- Spurhypothesen werden nach dem Kriterium „χ^2/dof“ ausgewählt.
- Transversalimpuls des rekonstruierten $\Lambda_c \geq 2.0$ GeV
- Polarwinkel des Λ_c im Bereich 40.4^o bis 154.8^o

Die so erreichten Verteilungen sind in Abbildung 5.11 dargestellt. Im Zerfallskanal $\Lambda_c \to Kp$ ist deutlich eine Aktivität im Bereich der Λ_c–Masse zu erkennen. Deutet

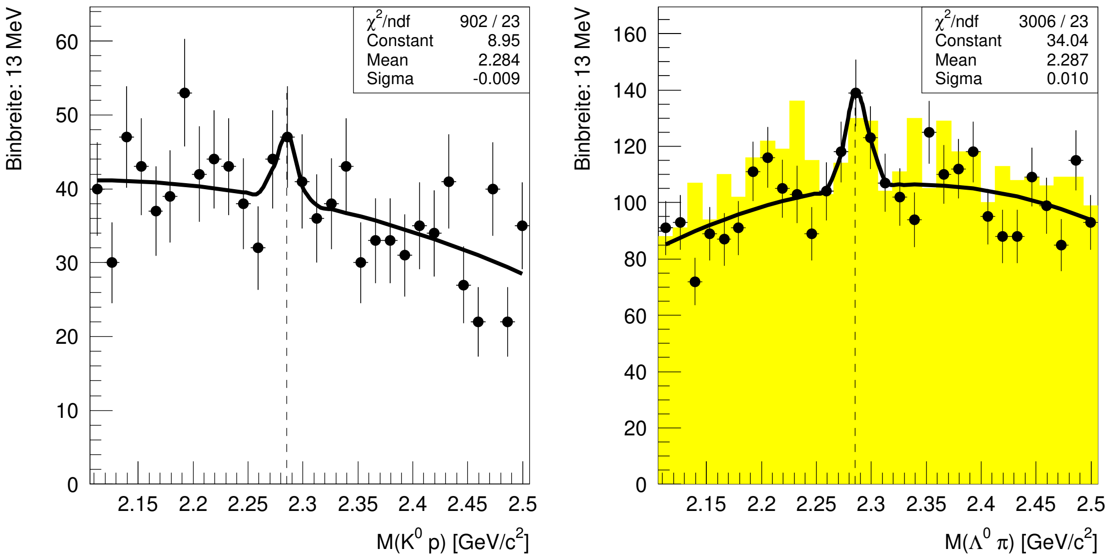


Abbildung 5.12: Verteilung der invarianten Masse 1996 für den Zerfallskanal $\Lambda_c \to Kp$ (links) und $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ (rechts); der Literaturwert für die Λ_c–Masse ist gestrichelt eingezeichnet

man diese als ein Signal, so findet man 20±5 Λ_c–Baryonen nach der Anpassung einer Gaußglocke. Dieses Ergebnis ist konsistent sowohl mit den Erwartungen aus Monte–Carlo–Untersuchungen als auch mit den Beobachtungen auf dem Datensatz von 1994. Auf die Ermittlung eines Wirkungsquerschnittes wird allerdings im Hinblick auf die niedrige statistische Signifikanz des Signals verzichtet. Diese würde weiter leiden, falls die notwendigen Schnitte zum Ausschluß von DIS–Ereignissen angewandt würden oder ein definierter Subtriggerbereich gefordert würde.

Das gilt in noch stärkerem Maße im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. Zeigt auch er zumindest die prinzipielle Möglichkeit des Nachweises von Λ_c–Baryonen im H1–Datensatz von 1995, so kann eine quantitative Auswertung jedoch keine relevanten Ergebnisse bringen.

5.5 Ergebnisse aus dem Jahr 1996

Läßt man die Schnitte für die Daten von 1996 unverändert gegenüber denen der Analyse für 1994, so erhält man im Kanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ die Verteilung aus Abbildung 5.12 rechts. Lediglich der Grenzwert des Schnittes auf den Transversalimpuls des Λ_c wurde auf 1.7 GeV angehoben. Von den Spurhypothesen werden wieder die „Gewinner“ nach dem Kriterium „Bruchteil nicht benutzter Treffer“ verwendet. Eine Auswertung der Massenverteilung wird in Abschnitt 6.7 durchgeführt.

Auch im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0\pi$ wurden die gleichen Analyseparameter wie 1994 benutzt, wobei ein Mindesttransversalimpuls von 2.0 GeV gefordert wurde. Wie die Verteilung in Abbildung 5.12 links zeigt, ist allerdings kein Signal zu identifizieren.

6 Wirkungsquerschnitte aus Signalen von Λ_c–Baryonen

In diesem Kapitel sollen nun die zuvor gezeigten Signale ausgewertet werden. Ziel dabei ist die Ermittlung des Produktionswirkungsquerschnitts für Charmquarks bei e-p– bzw. γ-p–Kollisionen im Rahmen der Photoproduktion. Dazu wird zunächst der sog. „sichtbare“ Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Λ_c–Baryonen ermittelt. Er ist nur gültig für den in der Analyse zugänglichen kinematischen Bereich im Transversalimpuls und im Polarwinkel des Teilchens. Dieser Wert wird dann mittels theoretischer Vorhersagen auf den gesamten kinematischen Bereich extrapoliert, um eine von den Schnitten der Analyse unabhängige Aussage zu gewinnen. Um das Ergebnis mit älteren Experimenten vergleichen zu können, wird schließlich noch der Wirkungsquerschnitt für die Charmproduktion in γ-p–Kollisionen ermittelt.

Im Mittelpunkt dieses Kapitels steht die Auswertung des Λ_c–Signals auf Basis der H1–Daten von 1994 im Zerfallskanal $\Lambda_c \to \Lambda\pi$. Aber auch die vorgestellten Ergebnisse aus anderen Jahren werden bewertet und falls möglich quantitativ ausgewertet. Am Ende des Kapitels steht eine Einordnung aller Resultate.

6.1 Bestimmung von y

Von großer Bedeutung für die Kinematik eines Ereignisses in der Photoproduktion ist der Energiebruchteil y des Elektrons, den das Photon trägt (siehe Abschnitt 2.2). Falls das Elektron im H1–Detektor direkt identifiziert wird, so kann y nach Formel 2.3 bestimmt werden. Bei der Photoproduktion kann dies nur bei sehr kleinen Streuwinkeln des Elektrons geschehen. Deshalb kommt als einzige Detektorkomponente für die Identifikation der Elektrontagger (siehe Abschnitt 1.3) in Frage. Über die direkte Messung der Energie des gestreuten Elektrons kann der Wert von y für Ereignisse der Photoproduktion gut bestimmt werden. Der Fehler in der Energiemessung mit dem Elektrontagger beträgt $(1 \oplus 10/\sqrt{E/GeV})\%$.

Allerdings beträgt die mittlere Akzeptanz für die gesuchten Ereignisse dabei nur ca. 50% und der Akzeptanzbereich erstreckt sich in y nur von 0.2 bis 0.8 (siehe Abbildung 4.3). Da eine gute Akzeptanz für die vorliegende Analyse kritisch ist, können nicht nur Ereignisse mit einem im Elektrontagger nachgewiesenen Elektron verwandt werden. Es muß also ein zweites Verfahren zur y–Bestimmung bemüht werden, die Jacquet–Blondel–Methode. Nach Formel 2.5 läßt sich y aus dem hadronischen Endzustand bestimmen.

Experimentell werden zunächst nur die Informationen des H1–Kalorimeters benutzt. Es wird angenommen, daß alle Energiedepositionen aus dem hadronischen Endzustand stammen. Außerdem werden unter Vernachlässigung der Teilchenmassen Impuls und Energie gleich behandelt. Aus der Ortsinformation der Kalorimeter läßt sich dann die z-Komponente des Impulses bestimmen. Damit ist die Summation aus Formel 2.5 ausführbar.

Der so berechnete Wert wird i.a. unter dem wahren y liegen, da das Kalorimetersystem nicht den gesamten Raumwinkelbereich abdeckt, Zonen mit verminderter Akzeptanz aufweist und erst ab einem Schwellenwert Energiedepositionen nachweisen kann. Deshalb werden in dieser Arbeit zusätzlich Spurkammerinformationen zur Berechnung von y herangezogen.

Ideal wäre dazu ein Verbinden von rekonstruierten Spuren und Energiedepositionen zu einem Objekt, dessen Impuls und Energie direkt gemessen wäre. Die bisher entwickelten Verfahren, die diese Absicht verfolgen, sind allerdings kompliziert. Hier wird das CLIM–Verfahren ([KNI96]) verwandt, das sehr einfach zu implementieren ist und befriedigende Ergebnisse liefert.

Dabei ergänzen Spuren mit einem Impuls kleiner als ein Grenzwert p_{CLIM} unverändert die Summation über den hadronischen Endzustand. Ihre Energie wird mit einer Pion–Massenhypothese aus dem gemessenen Impuls berechnet. Bei niederenergetischen Spuren ist mit keiner zusätzlichen Energiedeposition in einem Kalorimeter zu rechnen. Um Doppelzählungen zu vermeiden, werden Spuren mit einem größeren Impuls auf den Wert von p_{CLIM} beschränkt. Ihr Impuls wird also komponentenweise mit einem Faktor multipliziert, so daß er den Zahlenwert des Grenzimpulses annimmt. Die Flugrichtung ändert sich bei diesem Verfahren nicht. Anschließend wird die Summe aus Formel 2.5 auch auf diese Spuren ausgeweitet.

Der hier benutzte Wert für p_{CLIM} liegt bei 300 MeV. Es wurden nur Spuren benutzt, die mehr als 10 Treffer in den zentralen Spurkammern hinterließen.

Das so bestimmte y wird im weiteren als y_{jb} bezeichnet. Auf der Basis von H1–Daten kann es direkt mit dem aus Etaggerergebnissen ermitteltem y_{etag} verglichen werden. Einen weiteren Test der beschriebenen Methode stellt ein Vergleich mit dem generierten y_{MC} aus Monte–Carlo–Ereignissen dar. Abbildung 6.1 zeigt links den Korrelationsplot zwischen y_{MC} und y_{jb}. Man erkennt eine gute Übereinstimmung im gesamten y–Bereich. Rechts ist die Differenz der beiden Werte für den Bereich $0.1 < y_{MC} < 0.4$ histogrammiert.

Der Mittelwert der angepaßten Gaußfunktion liegt mit 0.006 wie gewünscht nahe bei Null. Seine Halbwertsbreite von 0.05 ist ein Maß für die Güte des Verfahrens. Im Bereich $0.4 < y_{MC} < 0.9$, der hier nicht gezeigt wird, lautet der Mittelwert 0.037, während

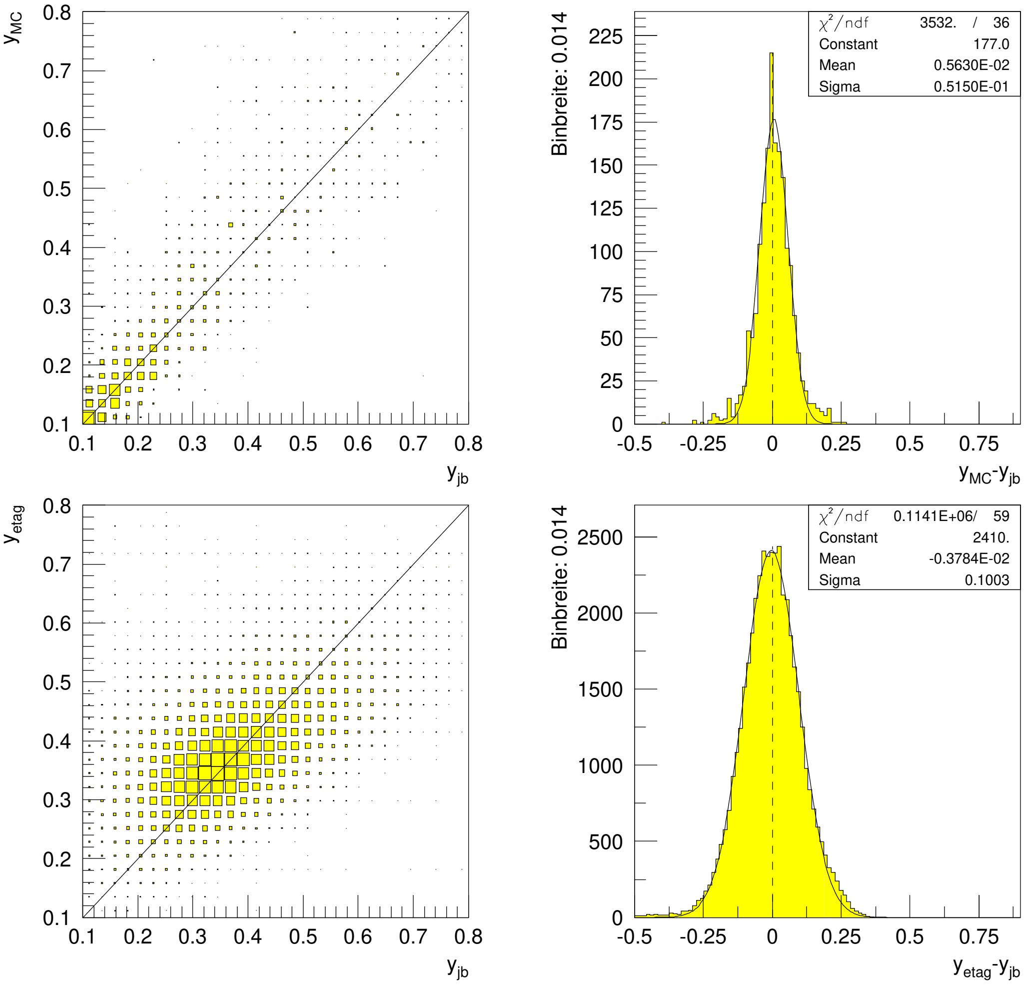


Abbildung 6.1: Vergleich des y_{jb} mit y_{MC} bzw. y_{etag}; oben links: Korrelation mit y_{MC} (Winkelhalbierende eingezeichnet), oben rechts: Differenz für $0.1 < y_{MC} < 0.4$ mit angepaßter Gaußfunktion, unten links: Korrelation mit y_{etag}, rechts unten: Differenz für $0.1 < y_{etag} < 0.4$ mit angepaßter Gaußfunktion

die Halbwertsbreite mit 0.13 deutlich angestiegen ist. Allgemein nimmt die Unsicherheit von y_{jb} bei größeren Werten des wahren y zu. Sie ist für die Zwecke dieser Analyse aber ausreichend gering. Die unteren Verteilungen in Abbildung 6.1 vergleichen auf die selbe Weise y_{etag} mit y_{jb} auf der Basis von H1–Daten. Die Halbwertsbreite der an die Differenzverteilung angepaßten Gaußfunktion ist mit 0.1 (0.14 im zweiten y–Intervall) deutlich größer als mit Monte–Carlo–Ereignissen bestimmt. Insgesamt zeigen die Verteilungen jedoch, daß das y nach Jacquet–Blondel die Kinematik der Ereignisse zuverlässig beschreibt.

6.2 Ereignisse mit aufgelöstem Photon

Als weitere Vorstudie soll in diesem Abschnitt der Anteil von Ereignissen im Signal abgeschätzt werden, bei denen das Photon in einen hadronischen Zustand fluktuiert, welcher dann in Wechselwirkung mit einem Konstituenten des Protons tritt (aufgelöstes Photon, siehe Abschnitt 2.4).

Dies geschieht wieder mit Monte–Carlo–Ereignissen. Dabei wurde der Generator PYTHIA benutzt, der die Basis des in Kapitel 3 vorgestellten Programms AROMA darstellt. Letzteres beherrscht aber nur den direkten Prozeß der Boson–Gluon–Fusion, weshalb auf PYTHIA zurückgegriffen wird.

Es wurden zwei Datensätze mit Λ_c–Baryonen aus Prozessen mit direktem bzw. aufgelöstem Photon erstellt. PYTHIA verwendet die Matrixelemente in erster Ordnung und kommt so auf ein Verhältnis der jeweiligen Wirkungsquerschnitte im gesamten kinematischen Bereich von ca. 24%. Abbildung 6.2 oben zeigt die Verteilung von Transversalimpuls und Pseudorapidität in den beiden Fällen ohne weitere Schnitte. Der Anteil der Λ_c–Baryonen aus Prozessen mit aufgelöstem Photon steigt im Vorwärtsbereich auf fast 40% an. Dies erklärt sich aus dem durch den „Zerfall“ des Photons geringen Impuls, der in den harten Subprozeß von der Elektronseite aus eingeht. Dies zeigt sich auch im höheren Anteil für kleine Transversalimpulse des Λ_c. Im sichtbaren kinematischen Bereich, der im nächsten Abschnitt definiert wird, bleibt der Anteil aber in allen Fällen unter 20%.

Diese auf Matrixelementen führender Ordnung basierenden Ergebnisse werden bestätigt von NLO–Rechnungen, die mit dem FMNR–Programmpaket durchgeführt wurden (Abbildung 6.2 unten). Die Abhängigkeit des Anteils von Prozessen mit aufgelöstem Photon vom Transversalimpuls und der Pseudorapidität ist nur wenig verändert zu den Ergebnissen aus der Analyse der PYTHIA–Ereignisse.

Insgesamt liegt der Anteil von Prozessen mit aufgelöstem Photon im durch p_t, η (Formel 6.1) und y (Formel 6.3) festgelegten Bereich ermittelt mit den Ereignissen des Generators PYTHIA bei 7.5%. Die NLO–Berechnungen ergeben einen Wert von 3.8%. Nach diesem Ergebnis wird die nachfolgende Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz und die Extrapolation vom sichtbaren auf den gesamten kinematischen Bereich mit dem Monte–Carlo–Generator AROMA an Ereignissen mit direktem Photon angestellt. Der Einfluß von Ereignissen mit aufgelöstem Photon wird vernachlässigt.

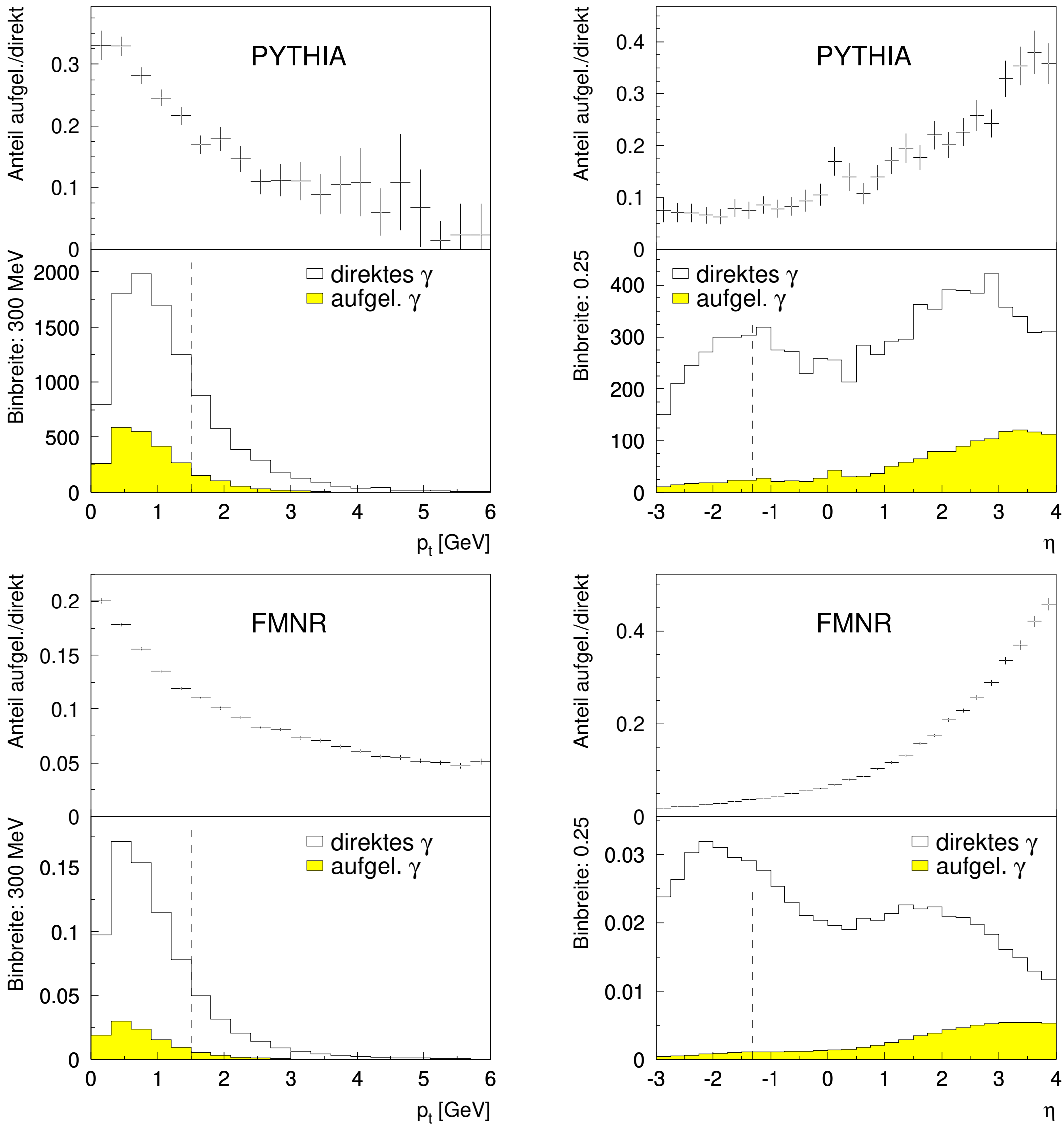


Abbildung 6.2: Transversalimpuls (links) und Pseudorapidität (rechts) des Λ_c für Ereignisse mit aufgelöstem und direktem Photon, ermittelt mit PYTHIA (oben) oder FMNR (unten); die obere Hälfte der Histogramme gibt den Anteil von Prozessen mit aufgelöstem Photon an; gestrichelt eingezeichnet sind die Grenzen des sichtbaren Bereichs

6.3 Der sichtbare Λ_c–Produktionswirkungsquerschnitt

Der sichtbare kinematische Bereich ist durch die Einschränkung des Λ_c–Transversalimpulses und –Polarwinkels gegeben. Für die Analyse der Daten von 1994 im Λ–Zerfallskanal lauten die Grenzen:

$$\begin{array}{ccll} p_t & \geq & 1.5\,GeV & \\ 50^o & \leq \Theta \leq & 150^o & (-1.32 \leq \eta \leq 0.76) \end{array} \tag{6.1}$$

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Λ_c–Baryonen berechnet sich aus:

$$\sigma_{vis}(ep \to \Lambda_c X) = \frac{N_{tr}}{\mathcal{L}_{gesamt}\ Br(\Lambda_c \to \Lambda\pi)\ \epsilon_{rec}\ \epsilon'_{TR}} \tag{6.2}$$

Dabei steht N_{tr} für die Anzahl der gefundenen Λ_c–Baryonen, $\mathcal{L}_{gesamt}$ für die gesamte benutzte Luminosität, $Br(\Lambda_c \to \Lambda\pi)$ für das entsprechende Zerfallsverzweigungsverhältnis, ϵ_{rec} für die Rekonstruktionseffizienz der Analyse und ϵ'_{TR} für die effektive Effizienz der benutzten Trigger. Die Bestimmung dieser Größen wird nun im einzelnen beschrieben.

6.3.1 Teilchenzahl im Signal

An das Signal aus Abbildung 5.6 müssen noch weitere Einschränkungen gestellt werden, um den Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion zu bestimmen. Zunächst ist es notwendig, einen definierten Triggersatz zur Ereignisselektion zu verwenden. Auf der Basis des so ausgewählten Datensatzes kann dann eine Triggereffizienz ermittelt werden. Hier wird die in Abschnitt 6.3.4 beschriebene Kombination von Subtrigger 53 und 83 benutzt.

DIS–Ereignisse müssen ausgeschlossen werden. Dazu wird gefordert, daß kein Elektronkandidat mit einer Energie von mehr als 10 GeV von der Standard H1–Rekonstruktion gefunden wurde. Für den nach der Jacquet–Blondel–Methode berechneten Wert von y (siehe Abschnitt 6.1) muß gelten:

$$0.2 < y_{jb} < 0.9 \tag{6.3}$$

Die Wirksamkeit dieser Schnitte wird in Abschnitt 6.3.2 untersucht.

Das mit diesen Einschränkungen erhaltene Signal ist in Abbildung 6.3 links dargestellt. Die geringe Zahl von Einträgen pro Bin und die daraus resultierende große Fluktuation erschwert die Bestimmung der untergrundbereinigten Zahl von Λ_c–Kandidaten im Signal. Es werden deshalb zunächst drei Verfahren zu diesem Zweck benutzt:

1. Benutzung des Gaußanteils der Fitfunktion; der Untergrund wird durch eine Gerade beschrieben; der Fehler resultiert aus der Variation der Fitparameter in ihren Fehlergrenzen und der Berücksichtigung unterschiedlicher Parametrisierungen des Untergrunds;

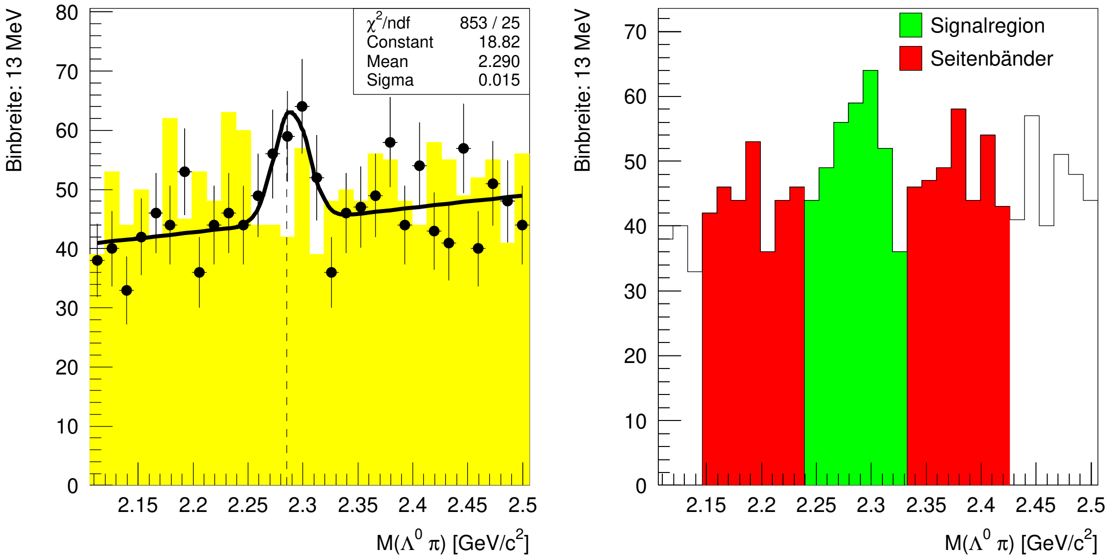


Abbildung 6.3: Verteilung der invarianten Masse 1994 nach Ausschluß von DIS–Ereignissen und unter Verwendung definierter Trigger; links: richtige (Punkte mit Fehlerbalken) und falsche (graues Histogramm) Ladungskombinationen, rechts: Definition der Bandregionen für richtige Ladungskombinationen

2. Subtraktion von Einträgen aus richtigen Ladungskombinationen und solchen aus falschen in einem gewissen Bereich um das Signal; der Fehler wird mittels Fehlerfortpflanzung aus den normalverteilten Größen berechnet

3. Betrachtung der Seitenbänder abseits des Signals; die Verteilung wird in drei gleichbreite Bereiche (linkes Seitenband–Signal–rechtes Seitenband) eingeteilt. Die gemittelte Zahl von Einträgen in den Seitenbändern subtrahiert von der in der Signalregion ergibt dann die gesuchte Menge der Λ_c–Kandidaten. Dieses Vorgehen ist in Abbildung 6.3 rechts illustriert. Den Fehler erhält man wieder aus den normalverteilten Ausgangszahlen.

Die Ergebnisse der drei Methoden auf dem in Abbildung 6.3 gezeigten Signal lauten: 1) 48±9, 2) 33±25, 3) 34±26. Positiv anzumerken ist, daß alle drei Vorgehensweisen innerhalb ihrer Fehler miteinander vereinbar sind. Negativ sind die großen Fehler einzustufen, die allerdings die aus der geringen statistischen Signifikanz des Signals resultierende Unsicherheit widerspiegeln. Die Fitmethode weist dabei den kleinsten Fehler auf. Die starken Fluktuationen in den einzelnen Bins der Massenverteilung machen allerdings eine Anpassungsrechnung schwierig. So kann die Berücksichtigung bzw. Ausschließung eines einzelnen Punktes den Fit und seine Ergebnisse stark beeinflussen. Die Methoden

2 und 3 leiden weniger unter diesen Fluktuationen, da bei ihnen über mehrere Bins summiert wird. Methode 2 zeigt allerdings unterschiedliche Ergebnisse bei der Variation des Massenbereichs, auf dem die Subtraktion durchgeführt wird. Deshalb werden im weiteren die Ergebnisse von Methode 3 benutzt, welche sich als sehr robust erweist.

6.3.2 Untergrundabschätzung

Neben der Beherrschung des kombinatorischen Untergrundes, auf den im letzten Abschnitt (6.3.1) eingegangen wurde, ist es wichtig, den Untergrund von Λ_c–Baryonen im Signal abzuschätzen, der nicht aus der Photoproduktion von Charmquarks stammt. Dabei gibt es im wesentlichen nur zwei Fälle zu betrachten: Λ_c aus Bottomquarks und in DIS–Ereignissen.

Λ_c aus Bottomquarks

Eine mögliche Quelle des Untergrundes ist die Erzeugung von Λ_c–Baryonen in der Folge der Produktion von Bottomquarks. Wie in Abschnitt 2.5 bereits geschildert, liegt deren Produktionswirkungsquerschnitt zwar zwei Größenordnungen unter dem von Charmquarks, besondere kinematische Eigenschaften könnten jedoch zu einer Anreicherung in dieser Analyse führen. Deshalb wurde mit dem Generator AROMA ein Datensatz erstellt, der nur Λ_c–Baryonen enthält, die infolge der Produktion von Bottomquarks entstanden. Ihr Transversalimpuls und Polarwinkel wird in Abbildung 6.4 verglichen mit der Kinematik von Λ_c–Baryonen aus Charmquarks.

Tatsächlich erkennt man ein härteres Transversalimpulsspektrum und eine größere Ansammlung in Zentralbereich des H1–Detektors bei den aus b-Quarks generierten Baryonen. Während 8.6% der generierten Λ_c–Baryonen aus Charm im sichtbaren Bereich für p_t und Θ liegen, sind es im Falle der b-Quarks 29.2%. Die vorgenommenen Schnitte auf Transversalimpuls und Polarwinkel reichern Ereignisse mit Bottomquarks also um ca. einen Faktor 3 an.

Damit liegt der Gesamtanteil aber immer noch bei nur ca. 3%. Das Signal aus Abbildung 6.3 enthält nach dieser groben Abschätzung ca. 1 Λ_c–Baryon, das über die Erzeugung von b-Quarks entstand. Dieser Anteil kann bei den vorliegenden statistischen und systematischen Unsicherheiten vernachlässigt werden.

DIS–Ereignisse

Einen weiteren Untergrund stellen Λ_c–Baryonen aus Ereignissen der tiefinelastischen Streuung (DIS) dar (siehe Abschnitt 2.3). Die Zahl von schweren Quarks, die in DIS–Prozessen erzeugt werden, ist zwar gegenüber der aus Photoproduktion klein, aber DIS–Ereignisse sind i.a. leichter zu triggern und werden damit überproportional häufig aufgenommen. Deshalb wurden Maßnahmen getroffen, um DIS–Ereignisse zu unterdrücken.

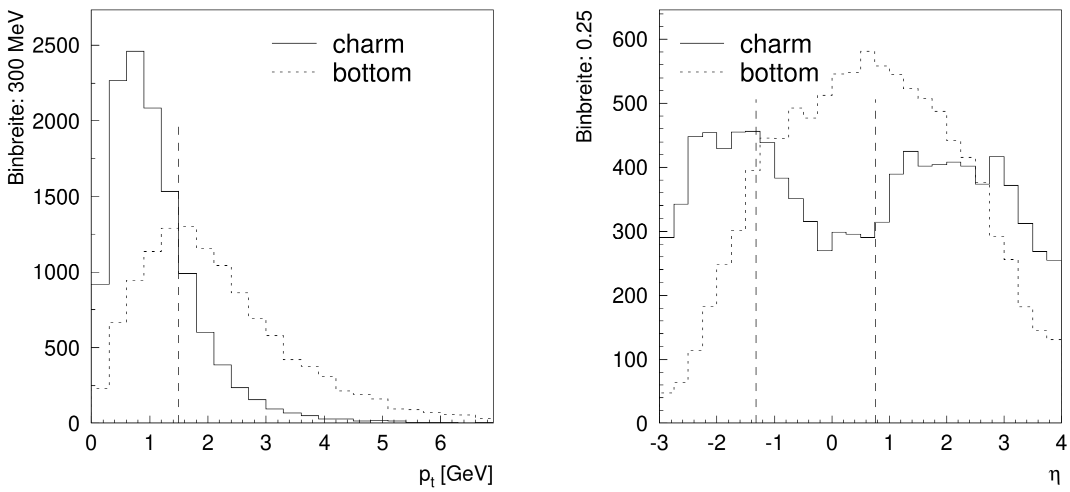


Abbildung 6.4: Vergleich von Transversalimpuls (links) und Pseudorapidität (rechts) von Λ_c–Baryonen aus Ereignissen mit Charm– oder Bottomquarks auf Generatorniveau; die Histogramme wurden aufeinander normiert; gestrichelt sind die Grenzen des sichtbaren Bereichs eingezeichnet

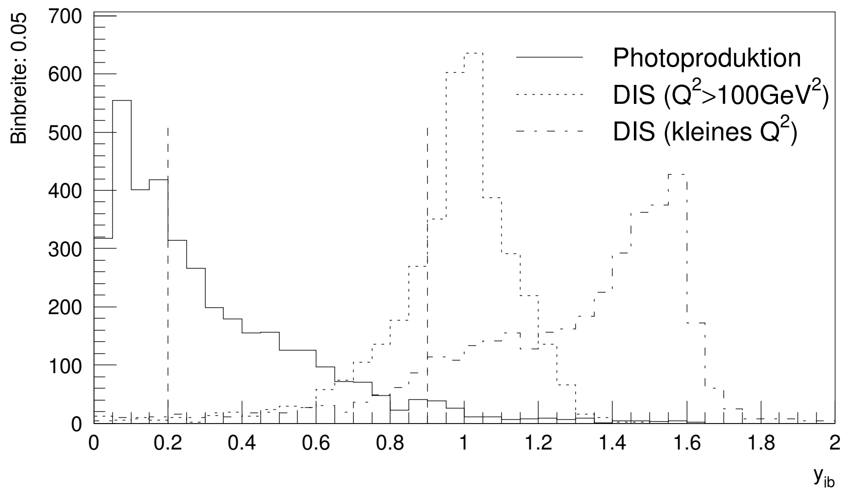


Abbildung 6.5: die kinematische Variable y, bestimmt nach der Jacquet–Blondel–Methode für vollständig rekonstruierte Monte–Carlo–Ereignisse der Photoproduktion und DIS; gestrichelt eingezeichnet sind die Schnittwerte der vorliegenden Analyse

Zur Kontrolle der DIS–Unterdrückung werden hier von der zuständigen Arbeitsgruppe erzeugte Monte–Carlo–Datensätze verwandt, die mit dem Generator DJANGO erzeugt und vollständig rekonstruiert wurden. Dabei wurde zunächst keine Einschränkung des Impulsübertrages Q^2 vorgenommen. Die so entstandenen Ereignisse weisen ein mittleres Q^2 von ca. 60 GeV^2 auf. Bei einem zweiten Datensatz wurden nur Q^2–Werte von über 100 GeV^2 generiert.

Die Analyse fordert, daß die H1–Standardrekonstruktion keinen Elektronkandidaten identifiziert, der eine Energie von mehr als 10 GeV aufweist, denn das gestreute Strahlelektron ist eine klare Signatur für DIS. Laut Monte–Carlo–Datensatz mit kleinen Q^2–Werten bleiben nach diesem Schnitt noch 17% der Λ_c–Kandidaten übrig. Von den Ereignissen mit hohem Q^2 verbleiben noch 23%.

Eine weitere Reduktion bringt der zuvor bereits vorgestellte Schnitt auf y, ermittelt nach der Jacquet–Blondel–Methode. Während dieser Wert in Ereignissen der Photoproduktion gemäß dem wahren y exponentiell abfallen sollte, kann er in DIS sogar größer als eins werden. Dies ist eine Folge der fälschlichen Einbeziehung des gestreuten Strahlelektrons in den hadronischen Endzustand, was zu einem zu großen Wert bei der Summation über alle Kalorimetercluster führt. Abbildung 6.5 zeigt die Verteilung von y_{jb} für Monte–Carlo–Ereignisse mit Λ_c–Kandidat der Photoproduktion, der tiefinelastischen Streuung mit kleinem Q^2 und für DIS–Ereignisse, die einen Q^2–Wert von über 100 GeV^2 aufweisen. In der vorliegenden Analyse wird y im Bereich von 0.2 bis 0.9 akzeptiert. Das führt zu einer weiteren Reduktion im DIS–Monte–Carlo mit Ereignissen mit kleinem Q^2 auf 9%. Im Datensatz mit hohen Q^2–Werten verbleiben 13%.

Wenn der Anteil von DIS– und Photoproduktionsereignissen in den Daten von H1 gleich groß wäre, so läge der Untergrund aus DIS im betrachteten Signal bei ca. 10%. Dies stellt eine obere Grenze dar, und es ist zu erwarten, daß der tatsächliche Anteil von DIS–Ereignissen in den H1–Daten deutlich geringer ist. Auch dieser Anteil wird in den weiteren Betrachtungen vernachlässigt, was angesichts der gegebenen Fehler gerechtfertigt scheint.

6.3.3 Luminositätsanalyse

In Abschnitt 1.3 wurde erläutert, wie bei H1 die Luminosität mittels der Identifikation des Elektrons und des Photons aus Bethe–Heitler–Prozessen bestimmt wird. Der so erhaltene Wert steht für jeden H1–Lauf (engl.: „run“) zur Verfügung. Addiert man also die Luminosität aller für diese Analyse benutzten runs auf, so erhält man den Gesamtwert für jedes Jahr. Allerdings sind daran noch zwei Korrekturen vorzunehmen:

Es muß berücksichtigt werden, daß nur solche runs zur Zahl der verfügbaren Ereignisse beitragen, bei denen die für die Analyse notwendigen Detektorkomponenten auch Daten liefern konnten. Technische Probleme können dies zeitweise verhindern. In dieser Arbeit wurde gefordert, daß das zentrale Spurkammersystem (also CJC1, CJC2, CIZ, COZ, CIP und COP), sowie das Flugzeit– und das Luminositätssystem einsatzbereit waren. Dadurch wird der Wert der effektiv zugänglichen Luminosität kleiner.

Korrektur	$\mathcal{L}$ 1994 $[nb^{-1}]$	$\mathcal{L}$ 1995 $[nb^{-1}]$	$\mathcal{L}$ 1996 $[nb^{-1}]$
standard (siehe [GOG96])	3019±42	5062±54	9388±131
+ Detektoren an	2721±38	3772±40	7988±85
+ satellite bunches	2590±38	3636^{+72}_{-43}	7359^{+329}_{-123}

Tabelle 6.1: Luminositäten der benutzten Datensätze

Schließlich muß noch der bei allen Ereignissen gemachte Schnitt auf die Position des Hauptvertex in z–Richtung berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 5.2). Sog. „satellite bunches“ können Ereignisse mit einem Vertex außerhalb der hier benutzten Region von 33 cm um den nominellen Vertex zur Folge haben. Diese müssen also bei der Luminositätsberechnung ausgeschlossen werden.

Weitere Informationen zur Luminositätsbestimmung finden sich in [GOG96]. Dort wird die Genauigkeit der Messung 1994 mit 1.4% und 1995 mit 1.07% angegeben. Die Korrektur auf satellite bunches beträgt 1994 (4.80±0.44)%, 1995 $(3.6\pm0.4^{+1.6}_{-0.3})$% und 1996 $(8.7^{+4.0}_{-1.2})$%. Für 1996 wurden bezüglich der Fehler die Werte von 1995 benutzt. Die so resultierenden Luminositäten, die sich für die in dieser Arbeit untersuchten Datensätze von 1994, 1995 und 1996 ergeben, sind in Tabelle 6.1 angegeben.

6.3.4 Triggereffizienz

Prinzip der Effizienzbestimmung

Die gesuchte Triggereffizienz soll angeben, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Ereignis mit Λ_c–Baryon von einem der H1 Subtrigger im Durchschnitt angenommen wird. Das H1 Triggersystem wird in Abschnitt 1.4 beschrieben. Mit Hilfe eines vollständig simulierten und rekonstruierten Monte–Carlo–Datensatzes ließe sich dieser Wert leicht ermitteln, wenn das Triggersystem ausreichend gut beschrieben wäre. Davon ist jedoch nicht für jeden Trigger auszugehen, wie Abbildung 6.6 zeigt. Hier ist die Häufigkeit der angesprochenen Subtrigger in den zum Λ_c–Signal aus Abbildung 5.6 beitragenden Ereignissen dargestellt. Man erkennt deutlich, daß die relativen Häufigkeiten der Subtrigger in der Simulation nicht die Ergebnisse mit Daten beschreiben können. Außerdem fehlen alle Subtrigger, die Triggerelemente des Luminositätssystems enthalten. Dieses wurde von der benutzten Version der Detektorsimulation nicht modelliert.

Deshalb wird die Triggereffizienz direkt auf der Grundlage von H1–Daten ermittelt. Der Trigger, dessen Effizienz bestimmt werden soll, wird im weiteren auch als „Physiktrigger“ bezeichnet. Bei dieser Methode treten zwei Probleme auf. Zunächst sind bei den vorgestellten Signalen Ereignisse mit Λ_c nicht eindeutig von solchen ohne zu trennen. Dies ist jedoch unerheblich, da sich Ereignisse mit Charm topologisch nicht signifikant vom

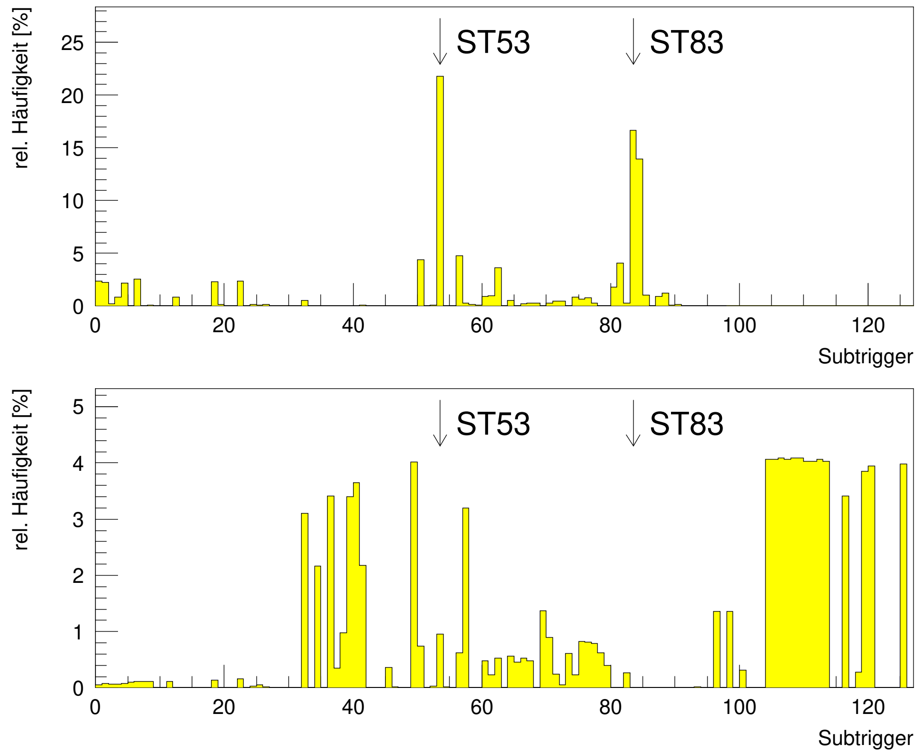


Abbildung 6.6: Häufigkeit des Ansprechens eines Subtriggers für Ereignisse von 1994, die Einträge in der Signalregion des Λ_c–Signals liefern; oben: H1–Daten, unten: Monte–Carlo–Ereignisse; die Pfeile markieren die in dieser Analyse benutzten Subtrigger

Untergrund unterscheiden. Eine Triggereffizienz für Ereignisse, die sich sehr ähnlich wie die gesuchten verhalten, ist also ausreichend. Zur Verbesserung der statistischen Aussagekraft werden sogar Einträge aus falschen Ladungskombinationen in der Signalregion verwandt.

Die zweite Komplikation besteht darin, daß Ereignisse, die keinen Subtrigger ansprechen ließen, erst gar nicht aufgezeichnet werden. Deshalb wird zunächst mittels eines sog. „Referenztriggers" eine Auswahl von Ereignissen erstellt. Es ist dabei entscheidend, daß der Referenztrigger statistisch unabhängig von dem zu untersuchenden ist. Dann gibt die Zahl der Ereignisse, bei denen zusätzlich zum Referenztrigger der zu untersuchende ansprach, direkt die Triggereffizienz:

$$\epsilon = \frac{N_{R \wedge P}}{N_R} \tag{6.4}$$

wobei $N_{R \wedge P}$ für die Zahl von Ereignissen mit einem Eintrag in der Signalregion der

Λ_c–Massenverteilung steht, bei denen Referenz– und Physiktrigger angesprochen haben und N_R für solche, bei denen lediglich der Referenztrigger gefordert wurde.

Benutzte Subtrigger

Als Physiktrigger kommen aufgrund der wenig spektakulären Kinematik der beobachteten Ereignisse mehrere Kandidaten in Frage. Für die Auswertung der Daten von 1994 werden in dieser Arbeit die Subtrigger 53 und 83 verwendet. Ersterer ist ein Spurtrigger, der einen rekonstruierten Vertex in der z-Richtung und Spuraktivität in den Jetkammern fordert. In der 1994 insgesamt vier Mal geänderten Konfiguration dieses Subtriggers wurde zusätzlich dazu ein Ansprechen von CIP und COP im rückwärtigen Bereich sowie kein Veto des Flugzeitsystems gefordert.

Auch Subtrigger 83 benutzt ein Triggerelement der zentralen Jetkammern. Zusätzlich fordert er einen Eintrag im Elektrontagger (siehe Abschnitt 1.2) ohne einen gleichzeitigen Treffer im Photondetektor. Dies ist ein relativ sicheres Zeichen, daß das Strahlelektron unter sehr kleinem Winkel gestreut wurde und ein Ereignis der Photoproduktion vorliegt.

Wie sich noch zeigen wird, beschneiden beide Physiktrigger das Signal recht stark und mindern seine Signifikanz. Deshalb wird auch eine Verknüpfung der beiden Subtrigger durch ein logisches „oder“ untersucht. Dadurch wird faktisch ein neuer Subtrigger geschaffen, dessen Effizienz nach dem oben beschriebenen Prinzip ermittelt wird.

Als Referenztrigger kamen vor allem solche zum Einsatz, die ein rekonstruiertes Myon fordern. Durch dieses Kriterium sollte die statistische Unabhängigkeit gewährleistet sein. Darunter fallen die Subtrigger 18 und 22. Ersterer benutzt auch ein Triggerelement der zentralen Jetkammern. Da sich allerdings alle Ereignisse mit einem Λ_c–Kandidaten in dieser Analyse durch hohe Aktivität in den zentralen Spurkammern auszeichnen, sollte dies die Untersuchung nicht beeinflussen. Subtrigger 22 ist ein reiner Myontrigger. Schließlich kam noch Subtrigger 6 zum Einsatz. Dabei handelt es sich um einen Trigger für DIS–Ereignisse, der Triggerelemente des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters (BEMC) benutzt.

Die Effizienz der Physiktrigger, getestet mit den verschiedenen Referenztriggern, ist in Tabelle 6.2 angegeben. Die Fehler ergeben sich unter Berücksichtigung der Binomialverteilung der in Formel 6.4 eingehenden Größen. Alle Ergebnisse sind im Rahmen ihrer Fehler miteinander vereinbar. In der letzten Zeile ist das gewichtete Mittel der drei Einzelergebnisse angegeben. Dieser Wert wird als Triggereffizienz im weiteren benutzt. Für die Auswertung des Λ_c–Signals wurde die Kombination der Subtrigger 53 und 83 verwandt.

Berücksichtigung der Prescalefaktoren

Subtrigger bei H1 können mit sog. „Prescalefaktoren“ P_{TR} belegt werden. Diese ganze Zahl gibt an, beim wievielten Ansprechen des Triggers das Ereignis tatsächlich weiter

Ref.-Trigger	ϵ_{ST53} [%]	ϵ_{ST83} [%]	$\epsilon_{ST53\vee ST83}$ [%]
18	73±4.0	24±3.8	82±3.4
22	66±4.1	28±3.9	79±3.6
06	68±6.0	34±6.1	90±3.9
gew. Mittel	69.3±2.6	27.3±2.5	83.2±2.1

Tabelle 6.2: Effizienz der verwandten Subtrigger

untersucht wird. Es ist nötig, diesen Parameter auf einen Wert größer als eins einzustellen, wenn die Rate des Triggers zu groß wird und so die Totzeit des Detektors ansteigt. Der Prescalefaktor jedes Subtriggers kann sich zwischen zwei Runs ändern.

Die oben angegebenen Effizienzen sind nur mit Runs ermittelt worden, bei denen alle beteiligten Trigger keine Unterdrückung erfahren haben. Auf die gesamte Datenmenge bezogen liegt die effektive Effizienz abhängig von den sich ändernden Einstellungen aber meist niedriger. Zur korrekten Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird deshalb ein mittlerer Prescalefaktor ermittelt. Dabei wird der Wert $\frac{1}{P_{TR}}$ über alle Runs, gewichtet nach deren Luminosität $\mathcal{L}_{run}$, gemittelt:

$$< P_{TR}^{-1} >= \frac{\mathcal{L}_{gesamt}}{\sum \mathcal{L}_{run} \frac{1}{P_{TR}}} \tag{6.5}$$

Der mittlere Prescalefaktor der benutzten Trigger ergibt sich so zu (in Klammern ist angegeben, wie oft der Prescalefaktor geändert wurde):

$$\begin{aligned} < P_{ST53}^{-1} > &= 1.150 \qquad \text{(216 Änderungen)} \\ < P_{ST83}^{-1} > &= 1.002 \qquad \text{(18 Änderungen)} \\ < P_{ST53\vee ST83}^{-1} > &= 1.107 \end{aligned}$$

Für die Kombination aus den beiden Subtriggern 53 und 83 werden die Prescalefaktoren der Einzeltrigger unter Berücksichtigung ihrer Effizienz gemittelt. Die effektiven Triggereffizienzen $\epsilon' = \epsilon \; / < P_{TR}^{-1} >$ lauten somit (der Fehler des mittleren Prescalefaktors wird vernachlässigt):

$$\begin{aligned} \epsilon'_{ST53} &= (60.3 \pm 2.3)\% \\ \epsilon'_{ST83} &= (27.7 \pm 2.5)\% \\ \epsilon'_{ST53\vee ST83} &= (75.2 \pm 1.9)\% \end{aligned}$$

6.3.5 Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktionseffizienz ϵ_{rec} gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Λ_c–Baryon, das in den untersuchten kinematischen Bereich fällt, von der Analyse als solches identifi-

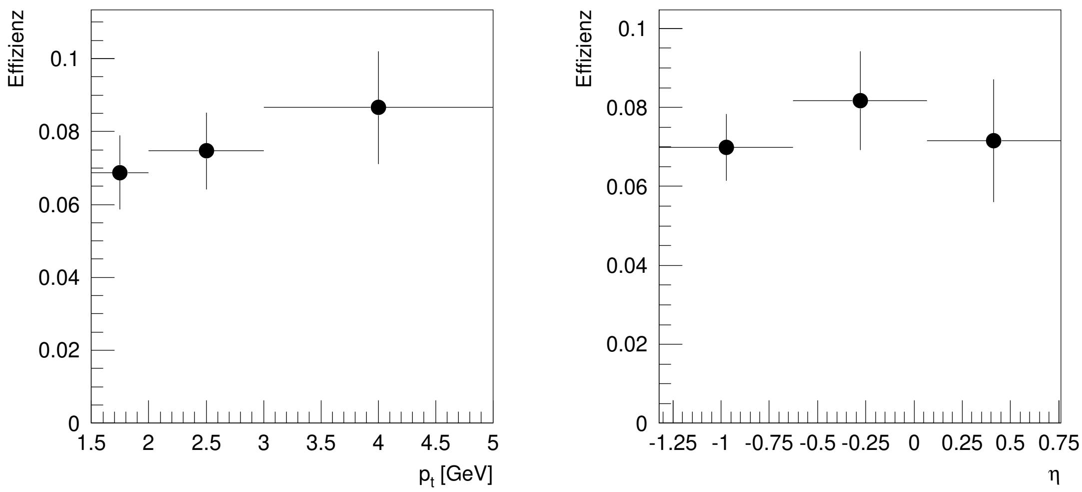


Abbildung 6.7: Verteilung der Rekonstruktionseffizienz im Transversalimpuls (links) und der Pseudorapidität (rechts)

ziert wird. Sie wird in dieser Arbeit mittels eines Monte–Carlo–Datensatzes des Generators AROMA bestimmt. Dieser enthält in jedem Ereignis mindestens einen der gesuchten Λ_c–Zerfälle. Als Protonstrukturfunktion wurde die MRSG–Parametrisierung benutzt.

Zur Berechnung der Rekonstruktionseffizienz wird die Zahl N_{gen} der im sichtbaren kinematischen Bereich (in p_t, Θ und y) generierten Λ_c–Baryonen geteilt durch die Anzahl der nach der Analyse im Signal befindlichen (N_{sig}). Der letztere Wert wird durch die Subtraktion von Einträgen in der Massenverteilung mit richtigen Ladungskombinationen und solchen mit falschen bestimmt, was beim Monte–Carlo–Signal unkritisch ist (siehe Abbildung 5.6). In Abbildung 6.7 ist die Rekonstruktionseffizienz differentiell in p_t und η dargestellt. Zu größeren Transversalimpulsen hin ist ein leichter Anstieg zu beobachten, was aus der besseren Auffindbarkeit der Einzelspuren herrührt. Über die Pseudorapidität aufgetragen kann die Rekonstruktionseffizienz für Λ_c–Baryonen im betrachteten Bereich dagegen als konstant angesehen werden. Insgesamt erhält man für die Analyse der Daten von 1994 im Λ–Kanal $N_{gen} = 2274$ und $N_{sig} = 165$ Der statistische Fehler von ϵ_{rec} folgt aus der Fehlerfortpflanzung:

$$\epsilon_{rec} = (7.3 \pm 0.6)\% \tag{6.6}$$

6.3.6 Ergebnis

Das Verzweigungsverhältnis für den betrachteten Zerfall wurde bereits in Formel 5.4 angegeben. Damit sind alle Größen aus Formel 6.2 bestimmt. Kombiniert man alle Ergebnisse und berücksichtigt die Einzelfehler nach dem Fortpflanzungsgesetz für Einzelfehler von unabhängigen Größen, so erhält man für den sichtbaren Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Λ_c–Baryonen in der Photoproduktion:

$$\sigma_{vis}(ep \to \Lambda_c X) = (27 \pm 21(stat.) \pm 4(syst.) \pm 9(BR))\ nb \tag{6.7}$$

Der statistische Fehler ergibt sich alleine aus der Unsicherheit bei der Bestimmung der Zahl von Λ_c–Baryonen im Signal. Der systematische Fehler ist quadratisch addiert aus den Fehlern von Luminosität, Rekonstruktionseffizienz und Triggereffizienz. Schließlich ist der Fehler im Verzweigungsverhältnis des benutzten Zerfallskanals noch einzeln aufgeführt, da dieser nicht Gegenstand dieser Analyse ist.

6.4 Der sichtbare Charm–Produktionswirkungsquerschnitt

Der erste Schritt der Verallgemeinerung des Ergebnisses 6.7 besteht darin, von der Hadron– auf die Partonebene zu schließen. Dazu wird die Wahrscheinlichkeit BR(c$\to \Lambda_c$) benötigt, mit der aus einem Charmquark in Laufe der Fragmentation ein Λ_c–Baryon entsteht. Wegen der schon in Kapitel 3 diskutierten theoretischen Unsicherheit bezüglich der Produktion von Hadronen kann dieser Wert nicht aus Monte–Carlo–Rechnungen ermittelt werden, sondern muß experimentell bestimmt werden.

Diese Arbeit stützt sich auf einen Wert aus der Dissertation von Sahak Khacheryan, die mit Daten des TPC/2γ–Experiments am PEP–Ring am SLAC[1] angefertigt wurde [KHA92]. Dabei wurden e^+e^-–Anihilationen bei einer Schwerpunktsenergie von 29 GeV ausgewertet. Die Ergebnisse stützen sich hauptsächlich auf die Beobachtung von Λ_c–Baryonen im Dreikörperzerfall $\Lambda_c \to pK\pi$.

Das Ergebnis der zitierten Arbeit alleine ist ein Wert von (13±6)% für BR(c$\to \Lambda_c$). Der Autor mittelt sein Resultat mit denen der Experimente Mark II, ARGUS und CLEO zu

$$BR(c \to \Lambda_c) = (9.1 \pm 1.3)\%\ . \tag{6.8}$$

Es ist der kombinierte statistische und systematische Fehler angegeben, ohne Berücksichtung der Unsicherheit für das Zerfallsverzweigungsverhältnis des Λ_c im beobachteten Kanal $\Lambda_c \to pK\pi$. Diese wird auch hier nicht benötigt, da sie bereits im Wert für BR($\Lambda_c \to \Lambda\pi$) aus Formel 6.2 enthalten ist.

Im Vergleich dazu kommt eine neuere Untersuchung der OPAL Kollaboration ([OPA96]) zu einem Ergebnis von:

$$BR(c \to \Lambda_c) = (5.6 \pm 2.5)\% \tag{6.9}$$

Die vorliegende Analyse benutzt den gewichteten Mittelwert aus den zuvor genannten fünf Experimenten:

$$BR(c \to \Lambda_c) = (8.4 \pm 1.2)\% \tag{6.10}$$

[1] Stanford Linear Accelerator Center

Zur Berechnung des Produktionswirkungsquerschnitts von Charmquarks in der Photoproduktion muß berücksichtigt werden, daß bei der Boson–Gluon–Fusion jeweils ein Quarkpaar erzeugt wird. Deshalb verdoppelt sich die Wahrscheinlichkeit, ein Λ_c im Endzustand vorzufinden:

$$\sigma_{vis}(ep \to c\overline{c}) = \frac{\sigma_{vis}(ep \to \Lambda_c X)}{2BR(c \to \Lambda_c)} \tag{6.11}$$

Unter Verwendung des Wertes aus Formel 6.10 erhält man:

$$\sigma_{vis}(ep \to c\overline{c}) = (160 \pm 123(stat) \pm 27(syst.) \pm 50(BR))\ nb \tag{6.12}$$

Die Unsicherheit für $BR(c \to \Lambda_c)$ wurde auf den systematischen Fehler angerechnet.

6.5 Der Gesamtwirkungsquerschnitt für die Charmproduktion in e-p Kollisionen

Bis zu diesem Punkt wurde stets ein sichtbarer Wirkungsquerschnitt für einen beschnittenen kinematischen Bereich ermittelt. Dieser soll nun auf den Wert für den Fall von nicht beschränktem Transversalimpuls oder Polarwinkel des Λ_c extrapoliert werden.

Dazu werden die Ergebnisse von Monte–Carlo–Generatoren benutzt. Dieses Vorgehen ist nur dann sinnvoll, wenn die Verteilung der zu extrapolierenden Größen in den Daten vom Monte–Carlo ausreichend gut beschrieben wird. Abbildung 5.8 aus Abschnitt 5.3.1 zeigt den Vergleich der beiden Verteilungen. Aufgrund der nur geringen Zahl von Λ_c–Kandidaten, die nach der Untergrundbereinigung verbleibt, kann nur festgestellt werden, daß kein direkter Widerspruch vorliegt und die Verteilungen tendenziell übereinstimmen. Deshalb werden im weiteren die Ergebnisse von verschiedenen theoretischen Vorhersagen betrachtet und verglichen.

Der Extrapolationsfaktor wird mit Ereignissen des Monte–Carlo–Generators AROMA bestimmt. Dazu wird die Anzahl von generierten Λ_c–Baryonen mit unbeschnittenem Transversalimpuls p_t und Polarwinkel Θ (N_{MCall}) durch die Anzahl im sichtbaren Bereich von p_t >1.5 GeV und $50^o \leq \Theta \leq 150^o$ (N_{MCvis}) geteilt. Dann gilt für den Gesamtwirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Charm in der Photoproduktion bei e-p–Kollisionen:

$$\sigma(ep \to c\overline{c}) = \sigma_{vis}(ep \to c\overline{c})\ \frac{N_{MCall}}{N_{MCvis}} \tag{6.13}$$

Um die Unsicherheit, die bei der Verwendung von unterschiedlichen Parametrisierungen der Partondichten und verschiedener Massen des Charmquarks auftreten, abschätzen zu können, werden diese Vorgaben variiert. Die mit dem Generator AROMA gewonnenen Ergebnisse sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Die erhaltenen Extrapolationsfaktoren zeigt Tabelle 6.3. Dort erkennt man, daß die größte Unsicherheit aus der Variation

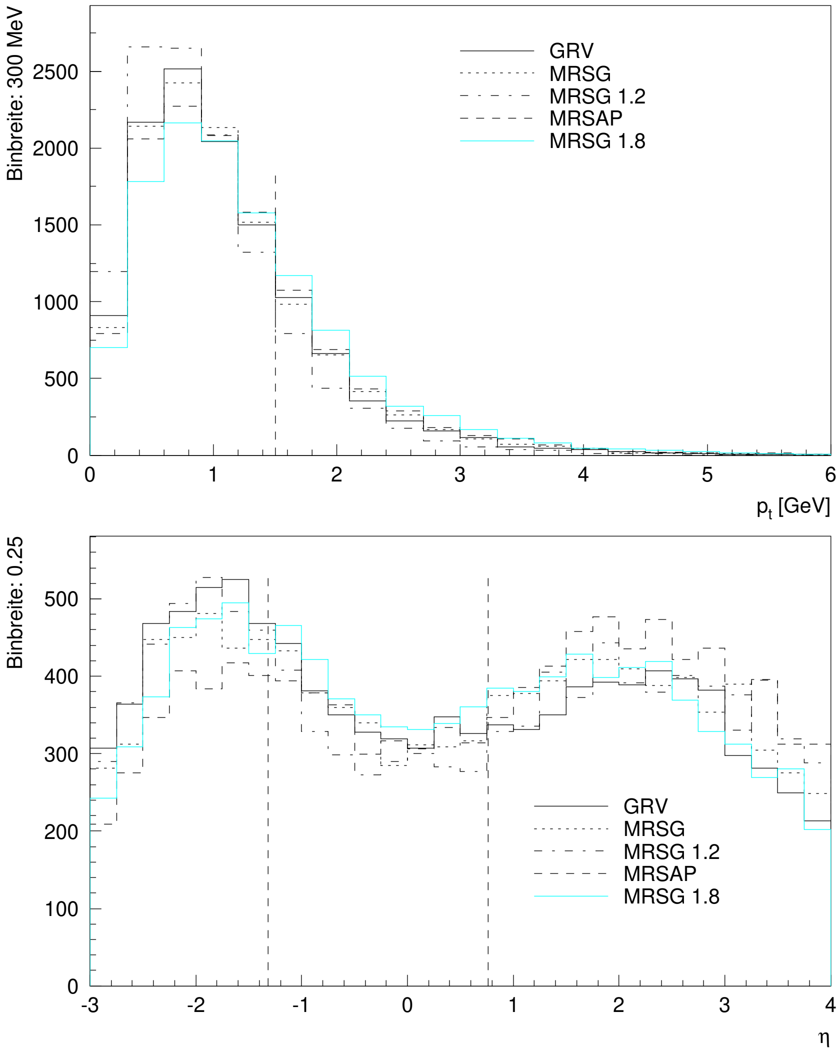


Abbildung 6.8: Zur Extrapolation benutzte Verteilungen auf der Basis von Ereignissen des Monte–Carlo–Generators AROMA; es wurden verschiedene Parametrisierungen der Gluondichte im Proton und Quarkmassen benutzt; oben: Transversalimpuls der generierten Λ_c–Baryonen, unten: Polarwinkel; gestrichelt eingezeichnet sind die Grenzen des sichtbaren Bereichs

der Quarkmasse resultiert, während die drei untersuchten Parametrisierungen sich nur relativ gering unterscheiden. Als Extrapolationsfaktor wird deshalb der mit der MRSG–Strukturfunktion bei einer c–Masse von 1.5 GeV gewonnene Wert verwandt. Die Ergebnisse mit unterschiedlichen Quarkmassen bestimmen den Fehler.

MC	Parametrisierung der Partondichten	Charmquarkmasse [GeV]	Extrapolationsfaktor
AROMA	MRSG	1.2	16.4
	MRSG	**1.5**	**10.3**
	MRSG	1.8	7.9
	MRSAP	1.5	9.9
	GRV	1.5	10.4
HERWIG	MRSG	1.5	16.5
FMNR (nur dir)	MRSG	1.5	12.1
FMNR (dir+res)	MRSG+GRV-HO	1.5	13.4

Tabelle 6.3: Extrapolationsfaktoren bei Variation der Parametrisierung der Partondichten und der Charmquarkmasse für die drei benutzten Monte–Carlo–Generatoren; der fett hervorgehobene Wert wurde zur Extrapolation verwandt

Es ergibt sich für den Extrapolationsfaktor E:

$$E = 10.3^{+6.1}_{-2.4} \tag{6.14}$$

Die Unsicherheit bei der Bestimmung des Faktors geht in den systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts ein.

Zur Kontrolle der mit AROMA erhaltenen Ergebnisse wird der Generator HERWIG und das Programm der Gruppe Frixione, Mangano, Nason und Ridolfi (siehe Kapitel 3) verwandt. Bei Anwendung des Programms HERWIG wurde festgestellt, daß die Kinematik der resultierenden Hadronen stark von einem Parameter beeinflußt wird, der den minimalen Transversalimpuls der Partonen in der hadronischen Jetproduktion festlegt. Dieser Parameter wurde wie die entsprechende Größe in AROMA zur Ermittlung des Extrapolationsfaktors auf Null gesetzt, was verglichen mit den Ergebnissen von AROMA zu einem weicheren Spektrum im Transversalimpuls führt. Ein Abschneideparameter von 1.0 GeV reproduziert die mit AROMA gewonnenen Verteilungen besser.

Bei den auf NLO–QCD Rechnungen der FMNR–Gruppe basierenden Resultaten sind sowohl die Ergebnisse aus Prozessen nur mit direktem Photon als auch solche angegeben, die zusätzlich aufgelöste Photonen berücksichtigen. Man erkennt, daß der Extrapolationsfaktor im letzteren Fall etwas höher liegt, da die Charmquarks aus Wechselwirkungen mit aufgelösten Photonen sich bevorzugt in die Vorwärtsrichtung bewegen und nicht in den in dieser Analyse sichtbaren Bereich gelangen. Der Effekt ist mit ca. 10% aber klein und rechtfertigt die Verwendung der AROMA–Ergebnisse, die ausschließlich auf Ereignissen mit direktem Photon basieren.

Festzustellen bleibt, daß die Schwankungsbreite der Extrapolationsfaktoren durch die

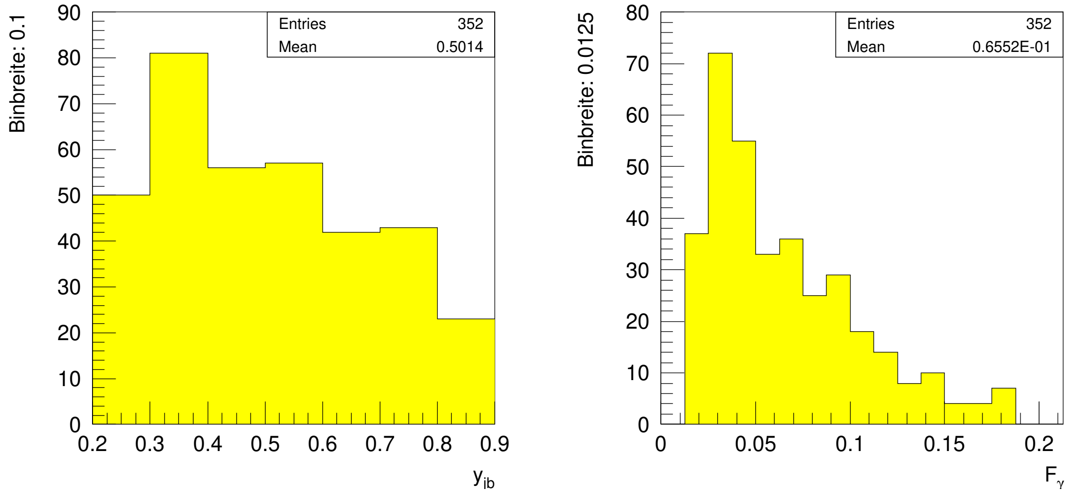


Abbildung 6.9: Verteilung der Größen y (links) und F_γ (rechts) in Ereignissen, die zum Λ_c–Signal beitragen

Verwendung alternativer Monte–Carlo–Generatoren nicht größer ist als schon bei der Variation der Charmquarkmasse beobachtet.

Unter Verwendung von Formel 6.13 ergibt sich folgender Wert für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma(ep \to c\bar{c}) = (1.6 \pm 1.3(stat.)^{+1.0}_{-0.5}(syst.) \pm 0.5(BR))\ \mu b \tag{6.15}$$

6.6 Der Wirkungsquerschnitt für die Charmproduktion in γ-p Kollisionen

In einem letzten Schnitt wird nun die Wahrscheinlichkeit, daß das einlaufende Elektron ein Photon abstrahlt, aus $\sigma(ep \to c\bar{c})$ eliminiert, da dieser QED–Effekt genau bekannt ist. Was übrig bleibt entspricht dem Wirkungsquerschnitt für die Charmproduktion an einem hypothetischen γ-p–Collider.

Für quasireelle γ der Photoproduktion ist die Abstrahlungswahrscheinlichkeit im Rahmen der der Weizsäcker–Williams–Näherung bereits in Formel 2.14 als Flußfaktor $F_\gamma(y)$ vorgestellt worden. Wählt man als obere Grenze für Q^2_{max} einen Wert von 4 GeV^2, so hängt dieser Faktor unter Verwendung von Formel 2.13 nur noch von y ab. Abbildung 6.9 zeigt die Verteilung von y und die des Flußfaktors für Ereignisse, die zum Λ_c–Signal beitragen. Der aus dieser Verteilung gemittelte Flußfaktor beträgt

$$\overline{F_\gamma} = 0.066 \pm 0.020 \tag{6.16}$$

Der Fehler wurde folgendermaßen abgeschätzt: Die größte Unsicherheit bei der Bestimmung des Flußfaktors resultiert aus dem Fehler der y–Bestimmung nach der Jacquet–Blondel–Methode. Nach Abbildung 6.1 beträgt dieser ca. 0.1. Durch Fehlerfortpflanzung läßt sich die Auswirkung dieser Unsicherheit auf die Bestimmung des Flußfaktors berechnen. Danach beträgt der relative Fehler von F_γ bei einem y von 0.2 66% und bei y=0.9 21%. Beim mittleren y von 0.50 lautet er 31%. Diese Unsicherheit wurde beim mittleren Flußfaktor berücksichtigt.

Damit lautet der gesuchte Wirkungsquerschnitt für y im Bereich von 0.2 bis 0.9:

$$\sigma(\gamma p \to c\bar{c}) = (25 \pm 19(stat.)^{+17}_{-10}(syst.) \pm 8(BR))\ \mu b \tag{6.17}$$

Eine bewertende Einordnung dieser Ergebnisse folgt am Ende dieses Kapitels. Zunächst sollen die Ergebnisse aus dem Jahr 1996 ausgewertet werden.

6.7 Auswertung der Ergebnisse von 1996

6.7.1 Intention dieses Abschnitts

Abbildung 5.12 aus Kapitel 5 stellte bereits die Ergebnisse der Analyse für die Daten von 1996 dar. Im Zerfallskanal $\Lambda_c \to K^0 p$ zeigt sich kein Signal. Viele Aspekte der Datennahme von 1996 werden zum Zeitpunkt der Niederschrift dieser Arbeit noch analysiert. Die hier folgende Analyse dieses Datensatzes kann nur vorläufigen Charakter haben. Auf dieser Basis wird auf eine nähere Untersuchung des Zerfallskanals $\Lambda_c \to K^0 p$ hier verzichtet. Die Verteilung der invarianten Masse für die zweite untersuchte Zerfallsart $\Lambda_c \to \Lambda\pi$ zeigt dagegen Hinweise auf die Beobachtbarkeit des Λ_c–Baryons. Dabei mußten die 1994 verwandten Analyseparameter lediglich im Falle des minimalen Λ_c–Transversalimpulses angepaßt werden. Dieser Umstand legt es nahe, mit der in diesem Kapitel vorgestellten Systematik ebenfalls für das Jahr 1996 einen Erzeugungswirkungsquerschnitt für Charmquarks abzuleiten.

Allerdings gibt es zwei Probleme technischer Art, die dieses Vorhaben erschweren. Zum einen gibt es zum Zeitpunkt der Anfertigung dieser Arbeit noch keine an die Laufbedingungen von 1996 angepaßte Detektorsimulation. Besonders die für diese Analyse kritische Beschreibung der zentralen Spurkammern konnte noch nicht angepaßt werden. Gerade CJC1 und CJC2 zeigten 1996 aber eine sinkende Effizienz, weshalb auch in der Winterpause der Jahre 1997 und 1998 sämtliche Drähte der Driftkammern ausgetauscht wurden. Damit ist eine korrekte Ermittlung der Rekonstruktionseffizienz mit einem vollständig simulierten Monte–Carlo–Datensatz wie für die Daten von 1994 hier nicht möglich.

Das zweite Hindernis stellen die gegenüber 1994 stark veränderten Triggereinstellungen dar. Im Jahr 1995 wurde im H1–Detektor das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) durch das Spacal ersetzt, welches über eine höhere Granularität und

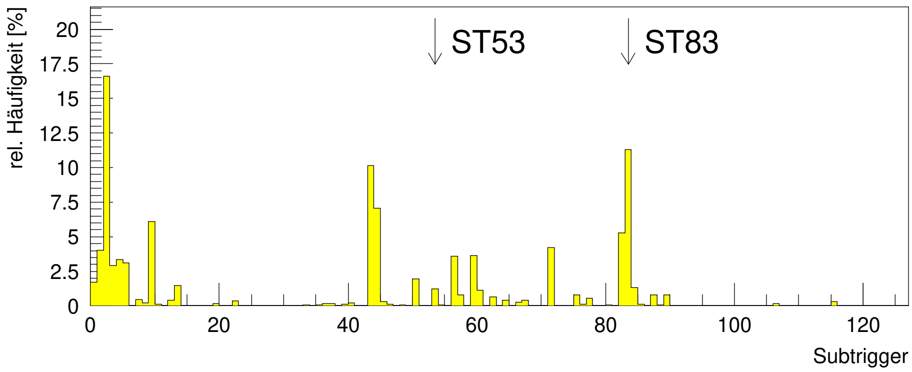


Abbildung 6.10: Häufigkeit des Ansprechens eines Subtriggers für Ereignisse von 1996, die Einträge in der Signalregion des Λ_c–Signals liefern; die Pfeile markieren die in dieser Analyse benutzten Subtrigger

einen zusätzlichen hadronischen Teil verfügt (siehe Abschnitt 1.2). Damit mußten auch viele Trigger umgestellt werden, deren Grundlage die Messung des Energieflusses in der rückwärtigen Region ist. Hinzu kam die 1996 gegenüber 1994 enorm gestiegene Datenmenge, die eine neue Triggerphilosophie nötig machte. Es wurden hauptsächlich Ereignisse aufgenommen, die eindeutige Hinweise auf „harte Physik“ enthielten, wie ein hoher Wert für Q^2 oder eine große fehlende Energie. Eher unauffällige Ereignisklassen, wie die in dieser Arbeit untersuchte, mußten auf Triggerstufe 4 teilweise explizit rekonstruierte Zerfallskanäle aufweisen, um aufgezeichnet zu werden. Die in dieser Arbeit untersuchten Zerfallskanäle wurden dabei berücksichtigt.

Diese grundlegenden Änderungen zeigen sich in der Häufigkeit der verschiedenen Subtrigger, die Abbildung 6.10 wiedergibt. Im Vergleich mit den Verhältnissen von 1994 (Abbildung 6.6) erkennt man, daß der 1994 auf allgemeine Aktivität in den Spurkammern ausgelegte Subtrigger 53 im Jahre 1996 so gut wie nicht mehr vertreten ist, weil sein mittlerer Prescalefaktor bei 10.6 liegt. Trigger, die auf ein rekonstruiertes Elektron sensitiv sind, sind dagegen überproportional vertreten (z.B. Subtrigger 3). Ebenfalls eine hohe Rate können Trigger aufweisen, die einen Treffer des Etaggers fordern, wie Subtrigger 44 oder 83.

Aufgrund dieser Probleme und angesichts der geringen statistischen Signifikanz des Signals sollte die nun folgende Betrachtung nicht als Messung eines Wirkungsquerschnitts verstanden werden. Vielmehr soll sie zeigen, ob die Auswertungsmethode, die für Daten von 1994 gewählt wurde, auch 1996 noch sinnvoll ist und ob die Ergebnisse vereinbar mit anderen Messungen sind. Dies würde das mit Daten von 1994 erhaltene Resultat stützen.

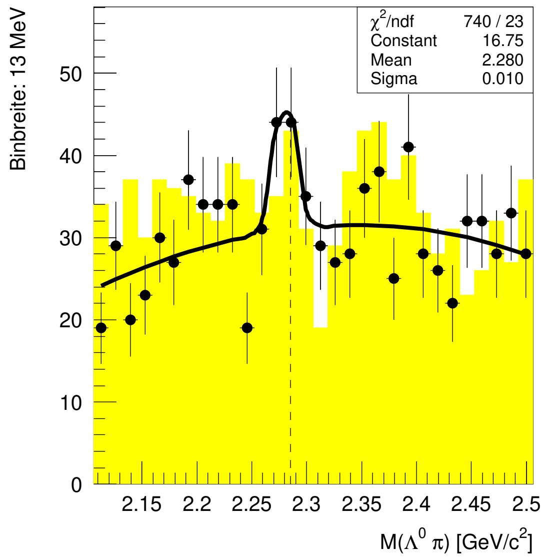


Abbildung 6.11: Verteilung der invarianten Masse 1996 nach Ausschluß von DIS–Ereignissen und unter Verwendung definierter Trigger; richtige (Punkte mit Fehlerbalken) und falsche (graues Histogramm) Ladungskombinationen

6.7.2 Ergebnisse

Zunächst werden wieder Ereignisse mit einem Kandidaten für ein gestreutes Strahlelektron mit einer gemessenen Energie oberhalb 10 GeV ausgeschlossen und der Bereich des nach der Jacquet–Blondel–Methode berechneten Wertes für y_{jb} auf 0.2 bis 0.9 eingeschränkt, um DIS–Ereignisse auszuschließen. Nach den Ergebnissen aus Abbildung 6.10 wird Subtrigger 83 gefordert. Dieser enthält auch 1996 die Forderung nach einem Treffer im Elektron–Tagger und in wechselnden Kombinationen Vertex–, Spur– und Flugzeittrigger. Seine physikalische Bedeutung hat sich gegenüber 1994 nicht geändert.

Abbildung 6.11 zeigt die Massenverteilung aus den verbleibenden Ereignissen. Nach dem eingezeichneten Fit befinden sich 28±7 Λ_c–Kandidaten im Signal. Subtraktions– und Seitenbandmethode ergeben eine Zahl von 8±20 Kandidaten. Diese Zahl erscheint zu niedrig, was sich aus den starken statistischen Fluktuationen in den Verteilungen aus richtigen und falschen Ladungskombinationen erklärt. Schenkt man dem Ergebnis der Anpassungsrechnung mehr Vertrauen und vergrößert den Fehler auf den Wert der Subtraktions– und Seitenbandmethode, so erhält man: N_{TR}=28±20.

Die Luminosität des betrachteten Datensatzes von 1996 wurde bereits in Abschnitt 6.3.3 ermittelt (siehe Tabelle 6.1).

Die Triggereffizienz wird wieder mit Hilfe eines Referenztriggers auf Basis von Daten

Größe	Bezeichnung	Einheit	Wert
Zahl der Λ_c–Kandidaten	N_{tr}		28±20
Luminosität	$\mathcal{L}_{gesamt}$	nb^{-1}	7988±112
eff. Triggereffizienz	ϵ'_{TR}	%	35±7.1
Rekonstruktionseffizienz	ϵ_{rec}	%	7.3±1.83
Extrapolationsfaktor	E		$13.0^{+9.0}_{-3.4}$

Tabelle 6.4: Eingangsgrößen zur Abschätzung des Wirkungsquerschnitts auf Basis der Daten von 1996

ermittelt. Dafür wird Subtrigger 22 verwandt, der auf den Nachweis von Myonen sensitiv ist. Es ergibt sich eine Triggereffizienz von (36±7.3)%. Der mittlere Prescalefaktor des Subtriggers 83 lag im Jahr 1996 bei 1.021.

Wie bereits erwähnt, läßt sich die Rekonstruktionseffizienz 1996 aufgrund fehlender Monte–Carlo–Datensätze nicht nach der bisher benutzten Methode bestimmen. Als beste qualifizierte Schätzung wird deshalb das Ergebnis der Analyse der Daten von 1994 benutzt und ein relativer Fehler von 25% angenommen.

Die Abschätzung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung von Λ_c–Baryonen in e-p–Kollisionen wird mittels Formel 6.2 vorgenommen. Alle für die Analyse der Daten von 1996 spezifischen Größen sind in Tabelle 6.4 zusammengefaßt. Die Umrechnung von der Λ_c– auf die Charmquarkproduktion (Formel 6.11), die Extrapolation auf den vollen kinematischen Bereich in p_t und Θ (Formel 6.13) und die Ermittlung des Wirkungsquerschnitts in γ-p–Kollisionen (Formel 2.14) geschieht analog zur Auswertung der Daten von 1994. Aufgrund der Änderung des Schnitts auf den minimalen Transversalimpuls von 1.5 GeV auf 1.7 GeV muß man lediglich einen angepaßten Extrapolationsfaktor benutzen. Unter Verwendung von MRSG als Parametrisierung der Gluondichte im Proton bei einer Charmquarkmasse von 1.5 GeV erhält man einen Faktor von 14.9. Damit ergeben sich folgende Resultate:

$$\sigma_{vis}(ep \to \Lambda_c X) = (17 \pm 12(stat.) \pm 5(syst.) \pm 5(BR))\ nb \tag{6.18}$$
$$\sigma_{vis}(ep \to c\bar{c}) = (98 \pm 70(stat.) \pm 35(syst.) \pm 31(BR))\ nb \tag{6.19}$$
$$\sigma(ep \to c\bar{c}) = (1300 \pm 900(stat.)^{+1000}_{-600}(syst.) \pm 400(BR))\ nb \tag{6.20}$$
$$\sigma(\gamma p \to c\bar{c}) = (26 \pm 18(stat.)^{+20}_{-11}(syst.) \pm 8(BR))\ \mu b \tag{6.21}$$

6.8 Einordnung der Ergebnisse

Abbildung 6.12 zeigt eine Einordnung des auf Basis der Daten von 1994 gemessenen Wirkungsquerschnitts der Charmerzeugung in γ-p–Kollisionen in den Kontext anderer Mes-

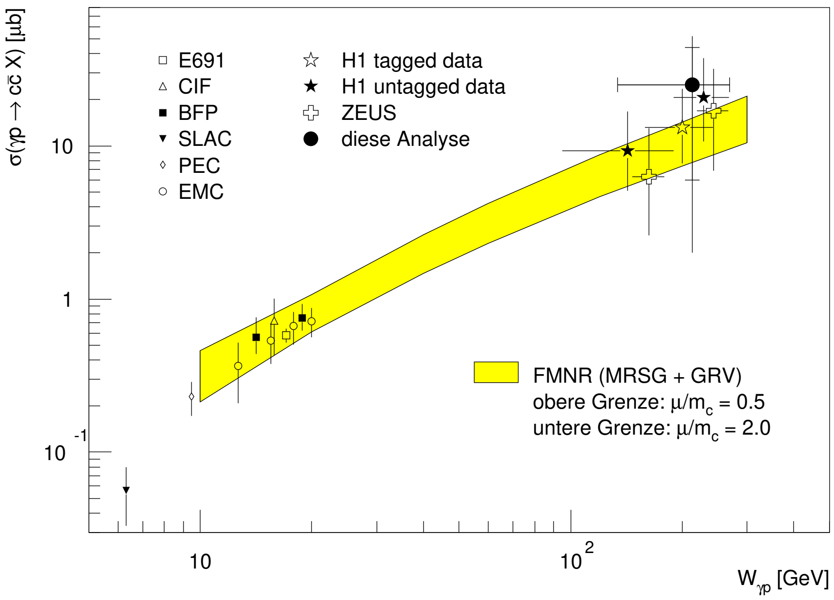


Abbildung 6.12: Vergleich des Ergebnisses dieser Arbeit für $\sigma(\gamma p \to c\bar{c})$ mit denen anderer Publikationen; das graue Band zeigt die NLO–QCD–Vorhersage

sungen ([FIX], [ZEU95], [H196]). Die Ergebnisse bei kleinen Schwerpunktsenergien wurden durchgängig bei Experimenten mit einem ruhenden Ziel gewonnen, die hauptsächlich am Fermilab in den USA und am CERN in der Schweiz durchgeführt wurden. In den meisten Analysen werden Ereignisse mit Charm wie auch in dieser Arbeit durch die vollständige Rekonstruktion von charmtragenden Hadronen identifiziert.

Bei der Einzeichnung des in dieser Arbeit gemessenen Datenpunktes wird zur Berechnung der Schwerpunktsenergie im γ-p–System (W, siehe Formel 2.11) der mittlere Betrag von y in den zum Signal beitragenden Ereignissen verwandt (Abbildung 6.9). Der Fehler in W resultiert aus dem gesamten betrachteten Bereich in y. Die inneren Fehlerbalken für den Wirkungsquerschnitt repräsentieren den statistischen Fehler der Messung, der mit dem systematischen Fehler quadratisch zum Gesamtfehler addiert wurde.

Weiterhin eingezeichnet ist die NLO–QCD Vorhersage aus [FRI94]. Dabei wurde als Parametrisierung der Partondichten im Proton MRSG und im Photon GRV-HO benutzt. Die theoretischen Unsicherheiten wurden durch eine Variation der Renormierungsskala μ/m_c zwischen 0.5 und 2.0 berücksichtigt.

Wie man der Abbildung entnehmen kann, liegt der in dieser Arbeit gemessene Wert sowohl über der theoretischen Vorhersage als auch über den vergleichbaren Werten anderer Analysen. Die genaue Fehlerbetrachtung zeigt allerdings, daß das Ergebnis schon innerhalb seiner statistischen Fehler mit allen anderen Resultaten voll vereinbar ist. Die Abweichung könnte also eine reine Fluktuation darstellen.

Eine andere Interpretation des gemessenen Zahlenwertes könnte sich ergeben, wenn man die in die Analyse eingegangenen Größen hinterfragt. Als Ansatzpunkt bietet sich hier das Verzweigungsverhältnis des gemessenen Zerfallskanals BR($\Lambda_c \to \Lambda\pi$) an. Der dieser Zahl zugrundeliegende Wert wird in [PDG97] aus zwei Gruppen von Messungen gemittelt, die zunächst innerhalb ihrer Fehler nicht kompatibel sind und auf verschiedenen Modellannahmen basieren. Die Einzelwerte ergeben Verzweigungsverhältnisse im hier untersuchten Kanal von (1.39±0.37)% [BR2] bzw. (0.75±0.21)% [BR1]. Die damit berechneten Zahlen für den Wirkungsquerschnitt lauten $(17\pm^{18}_{16})$ nb bzw. $(31\pm^{34}_{29})$ nb. Die großen Unsicherheiten der Messung, die vor allem statistischer Natur sind, verhindern also leider eine eindeutige Aussage darüber, welcher Wert vorzuziehen ist. Man kann allerdings feststellen, daß die vorliegende Analyse unter der Fragestellung nach der Größe von BR($\Lambda_c \to \Lambda\pi$) eher zu höheren Werten tendiert.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit untersucht Möglichkeiten zur Rekonstruierbarkeit des Λ_c–Baryons in zwei Zerfallskanälen und auf der Basis von drei Jahren der Datennahme bei H1. Aufgrund der unterschiedlichen Laufbedingungen des H1–Detektors mußten die Datensätze der Jahre 1994 bis 1996 getrennt analysiert werden. Dabei zeigte sich im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ ein Signal für die Daten von 1994. Dies stellt die erste Messung von Λ_c–Baryonen im Rahmen des H1–Experiments dar.

Aufbauend auf diesem Ergebnis wurde eine vollständige Auswertung durchgeführt, deren Ziel die Erlangung des Produktionswirkungsquerschnitts für Charmquarks war. Der erhaltene Wert für e-p–Kollisionen lautet:

$$\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}) = (1.7 \pm 1.3(stat.)^{+1.2}_{-0.7}(syst.))\ \mu b$$

Umgerechnet auf die Kollision von Photonen und Protonen im Bereich $0.2 < y < 0.9$ (134 GeV $< W_{\gamma p} < 269$ GeV) ergibt sich:

$$\sigma(\gamma p \rightarrow c\bar{c}) = (26 \pm 20(stat.)^{+20}_{-14}(syst.))\ \mu b$$

Die Analyse der Daten von 1995 unterstützt das Signal von 1994, auch wenn die Ergebnisse aus statistischen Gründen keine quantitative Auswertung erlauben. Schließlich wurde für Daten des Jahres 1996 im Zerfallskanal $\Lambda_c \rightarrow \Lambda\pi$ eine Abschätzung des Wirkungsquerschnitts vorgenommen, die leider aus technischen Gründen nicht endgültig sein kann. Diese Untersuchung bestätigt jedoch die gemessenen Werte aus dem Jahr 1994.

Die präsentierten Ergebnisse für den Produktionswirkungsquerschnitt von Charmquarks können bezüglich ihrer Fehler nicht mit früheren Messungen bei HERA konkurrieren, die auf der Rekonstruktion von D^*–Mesonen basieren. Dies war auch nicht zu erwarten, da diese Analysen auf eine höhere Zahl identifizierbarer Teilchen, eine vorteilhafte Kinematik und genauer bestimmte Ausgangsgrößen zurückgreifen können.

Vielmehr ergänzt diese Arbeit frühere Ergebnisse in der Art, daß eine neue Klasse von Teilchen mit Charm explizit rekonstruiert werden kann. Dies ist besonders wichtig im Hinblick auf die kommenden Jahre der Datennahme, in denen hohe Ereignisraten erwartet werden. Deshalb ist vorgesehen, nur noch Ereignisse aufzuzeichnen, die eine auffällige Kinematik aufweisen oder explizit rekonstruierte Teilchen von Interesse beinhalten. Die hier untersuchten Zerfallskanäle sind bereits in die bestehende Ereignisklassifikation integriert. Damit sollte es möglich sein, in der weiteren Laufzeit von H1 eine Vielzahl von Λ_c–Baryonen zu rekonstruieren. Dies würde interessante Vergleiche mit den Produktionsmechanismen von Mesonen erlauben. Zusammen mit den erweiterten Möglichkeiten, die aus dem Einsatz des Mikrovertexdetektors erwachsen, bleibt die Suche nach Baryonen mit Charm ein interessantes Teilgebiet der Physik bei H1.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[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

[BER92] CH. BERGER
Teilchenphysik–eine Einführung, Springer–Verlag, Berlin 1992

[BR1] ARGUS KOLLABORATION
Phys. Lett. B207 (1988) 109;
CLEO KOLLABORATION
Phys. Rev. D45 (1992) 752;
ARGUS KOLLABORATION
Zeitschr. für Phys. C56 (1992) 1

[BR2] CLEO KOLLABORATION
Phys. Rev. D43 (1991) 3599;
ARGUS KOLLABORATION
Phys. Lett. B269 (1991) 234;
CLEO KOLLABORATION
Phys. Lett. B323 (1994) 219;
ARGUS KOLLABORATION
Phys. Rep. (Phys. Lett. C) 276 (1996) 223

[BRO97] H.–B. BRÖKER
Untersuchungen zur Rekonstruierbarkeit des Λ_c–Baryons am H1 Experiment bei HERA, Diplomarbeit, Aachen 1997

[FIX] E691 KOLLABORATION
Photon–Gluon–Fusion Analysis of Charm Photoproduction, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 2503;
CIF KOLLABORATION
Evidence for the High–Energy Photoproduction of Charmed Mesons, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 414;
BFP KOLLABORATION
Cross–Section Measurement for Charm Production by 209 GeV Muons, Phys.

Rev. Lett. 45 (1980) 682;
SLAC HFP Kollaboration
Charm Photoproduction at 20 GeV, Phys. Rev. D 30 (1984) 1;
PEC Kollaboration
Cross Sections and some Features of Charm Photoproduction at γ Energies of 20–70 GeV, Phys. Lett. B 187 (1987) 437;
EMC Kollaboration
Production of Charmed Particles in 250 GeV μ^+–Iron Interactions, Nucl. Phys. B 213 (1983) 31

[FRI94] Frixione, Mangano, Nason, Ridolfi
Nucl. Phys. B412 (1994) 225

[FRI95] Frixione, Nason, Ridolfi
Differential Distribution for Heavy Flavour Production at HERA, CERN-TH/95–143, 1995

[GOG96] N. Gogitidze and S. Levonian
An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p Data, H1–Note H1-02/96-471, Hamburg 1996

[H193] H1–Kollaboration
The H1 Detector at HERA, DESY 93–103, ISSN 0418–9833, Hamburg 1993; Nucl. Instrum. Meth. A 386 (1997) 310–347, Nucl. Instrum. Meth. A 386 (1997) 348–396

[H194] H1–Kollaboration
Photoproduction of J/Ψ mesons at HERA, Phys. Lett. B 338 (1994) 507–518

[H196] H1–Kollaboration
Photoproduction of $D^{*\pm}$ mesons in electron–proton collisions at HERA, Nucl. Phys. B 472 (1996) 32-51

[H196b] H1–Kollaboration
A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function F2(x,Q2) at HERA, DESY-96-39 / Nucl.Phys. B470 (1996) 3

[H197b] H1 Spacal Gruppe
Nucl. Instrum. Meth. A386(1997) 397

[H197] H1–Kollaboration
A Measurement of the Proton Structure Function F2(x,Q2) at low x and low Q2 at HERA, DESY-97-042 / Nucl.Phys. B497 (1997) 3

[HEN96] S. Hengstmann
Erzeugung von phi Mesonen in der Photoproduktion im H1-Detektor bei HERA, Univ. Hamburg 10/96

[H-M83] F. Halzen, A.D. Martin
Quarks & Leptons, John Wiley & Sons, Durham 1983

[ING96b] Ingelmann, Edin, Rathsman
LEPTO 6.5, program manual, DESY 96–057, Hamburg 1996

[ING96] Ingelmann, Rathsman, Schuler
AROMA 2.2 – A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions, DESY 96–058, ISSN 0418-9833, Hamburg 1996

[JOH96] K. Johannsen
Measurement of Strangeness Production in γp Interactions at HERA with the H1 Detector, Internal Report DESY FH1-96-01, Hamburg 1996

[KHA92] S. Khacheryan
Lambda(c) and Sigma(c) Baryons Production in e^+e^- Annihilation at $\sqrt{s} = 29$ GeV, UCLA–HEP–92-007

[KNI96] G. Knies
private Mitteilungen

[LEV95] S.Levonian, A.Panitch
Treatment of the Proton Satellite Bunches in 1994 Data, H1–Note H1-09/95-454

[LEY94] C. Ley
Untersuchungen zur Rekonstruktion des radiativen D^{*0}–Zerfalls im H1–Experiment, Aachen 1994, PITHA 94/55

[LUC92] R. Luchsinger, Ch. Grab
Vertex Recontsruction by Means of the Method of Kalman Filter, THZ-IMP PR/92-7

[MAR84] G. Marchesini, B.R. Webber
Simulation of QCD Jets Including Soft Gluon Interference, Nucl. Phys. B238 (1984) 1

[MAR92] Marchesini, Webber, Abbiendi, Knowles, Seymor and Stanco, Comp. Phys. Comm. 67 (1992) 465

[MIL72] G. Miller et al
Inelastic Electron–Proton Scattering at Large Momentum Traansfers and the Inelastic Structure Functions of the Proton, Phys. Rev. D5 (1972) 528

[OUL91] F. Ould–Saada
Prospects for Charm Physics with the H1 Detector at HERA, DESY 91–138, Hamburg 1991

[OPA96] OPAL Kollaboration
A study of charm hadron production in $Z^0 \to c\bar{c}$ and $Z^0 \to b\bar{b}$ decays at LEP, CERN-PPE/96-51

[PAL94] P. Palmen
Monte–Carlo–Studien zu nichtleptonischen Zerfällen des Λ_c–Baryons, Aachen 1994, PITHA 94/35

[PAW95] P. Palmen, H. Pawletta
Die inklusive Produktion von K_s^0–Mesonen bei HERA, Vortrag beim Seminar des Graduiertenkollegs in Bad Honnef 1995

[PAW98] H. Pawletta
private Mitteilungen, Dissertation in Vorbereitung

[PET83] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt und P. Zerwas
Scaling violations in inclusive e^+ e^- annihilation spectra, Phys. Rev. D27 (1983) 105

[PRE92] S. Prell
Z–Kalibration und dE/dx–Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1–Detektors, DESY FH1T-92-04, Hamburg 1992

[PIT97] Daniel Pitzl
private Mitteilungen

[PDF95] H. Plothow–Besch
PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and α_s Calculations, CERN-PPE 1995.03.15 (1995)

[PDG97] R.M. Barnett et al.
Physical Review D54, 1 (1996) und die auf den neuesten Stand gebrachte Ergänzung von 1997 für die Ausgabe von 1998, erhältlich auf der WWW–Seite der PDG (URL: http://pdg.lbl.gov/)

[PER90] D.H. Perkins
Hochenergiephysik, Verlag Addison–Wesley, Bonn 1990

[RIE95] M. Rietz
Untersuchungen zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm anhand von Zerfällen der $D_s^\pm$ und $D^{*\pm}$ Mesonen bei H1, Aachen 1995, PITHA 95/5

[SAH92] N. Sahlmann
Reconstruction of Λ and K_s^0 with the H1-Detector, H1–Report H1-04/93-281

[SAH94] N. Sahlmann
Untersuchungen zum Nachweis von Hadronen mit Charm im H1–Detektor, Aachen 1994, PITHA 94/32

[SAH95] N. Sahlmann
The inclusive production of K_s^0 mesons at HERA, H1–Note H1-03/95-431

[SJÖ88] T. Sjöstrand
Status of Fragmentation Models, International Journal of Modern Physics A, Vol. 3, No. 4 (1988) 751–823

[SJÖ93] T. Sjöstrand
PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, CERN-TH.7112/93

[STE97] Jörn Steinhart
private Mitteilungen

[LIN95] F. Linsel
Erzeugung von K^0–Mesonen in der Photoproduktion bei einer Schwerpunkts-energie von 190 GeV am HERA–Speicherring, Dissertation, Hamburg 1995

[ZEU95] ZEUS–Kollaboration
Study of $D^*(2010)^{\pm}$ Production in ep Collisions at HERA, DESY 95-013, Hamburg 1995

[ZEU96] ZEUS–Kollaboration
Measurement of the F_2 Structure Function in Deep Inelastic e^+p Scattering using 1994 Data from the ZEUS Detector at HERA, DESY 96-076 (Juni 1996) / Zeitschrift f. Physik C72 (1996) 399-424

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Günter Flügge für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit an seinem Institut. Ebenso gilt Mein Dank Herrn Prof. Dr. W. Braunschweig, der freundlicherweise das Korreferat übernahm.

Meinen Mitstreitern am III. Institut danke ich für eine wohltuende Arbeitsatmosphäre und unzählige erhellende und interessante Diskussionen. Genannt seien hier (in zufälliger Reihenfolge) Jan Theißen, Peter Uelkes, Andreas Wagener, Dirk Macke, Sebastian Bachmann, Jörg Bechtluft, Hans–Bernhard Bröker, Peter Höting und Michael Hilgers.

Ein besonderer Dank geht an meinen Bürogenossen Hardy Pawletta. Von ihm erhielt ich viele Anregungen und technische Hilfe. Zu zweit ließ sich auch so manche organisatorische Hürde besser nehmen.

Eine Grundvoraussetzung für die moderne Analyse von Daten der Hochenergiephysik ist eine funktionierende und leistungsfähige Rechnerumgebung. Garant für beides war während meiner Arbeit stets der Leiter des Physik–Rechenzentrums, Herr Dr. R. Steinberg. Dafür und für die schnelle und unbürokratische Behebung der selten auftretenden Probleme gilt ihm und seinen Mitarbeitern mein Dank.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Herbert Gräßler, Dr. Jan Theißen, Markus Wobisch, Georg und Anette Schöke und meinem Vater Gerd Palmen für das kritische Lesen dieser Arbeit.

Während der gesamten Promotionszeit wurde ich in vielerlei Hinsicht unterstützt von meinen Eltern Brigitte und Gerd Palmen sowie meiner Freundin Gönül Kisoglu — Danke!

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

Die vorliegende Arbeit wurde finanziell gefördert durch ein Stipendium nach dem dem Gesetz zur Förderung des wissenschaftlichen und künstlerichen Nachwuchses des Landes Nordrhein–Westfalen.

> “It was fun — Oh my…“
>
> — *Cpt. James T. Kirk*

Lebenslauf

pers. Angaben	
16.06.1968	geboren in Würselen
	Eltern: Gerhard Palmen u. Brigitte Palmen, geb. Brendler
Schulbildung	
1974–1978	Grundschule Schaufenberg in Alsdorf bei Aachen
1978–1987	Gymnasium der Stadt Baesweiler
	Abschluß: Abitur
Bundeswehr	
10.1987–12.1988	Wehrpflichtiger
Studium	
10.1988	Beginn des Physikstudiums an der RWTH Aachen
10.1990	Vordiplom
1.1993–8.1994	Diplomarbeit am III. Physikalischen Institut B (Prof. Dr. G. Flügge) im Rahmen der H1–Kollaboration
11.1994	Diplom
Promotion	
seit 4.1995	Stipendium nach dem Graduiertenförderungsgesetz des Landes NRW
	Promotion am III. Physikalischen Institut B (Prof. Dr. G. Flügge) im Rahmen der H1–Kollaboration