Leptonische Zerfälle von Hadronen mit Charm im H1–Experiment

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

von
Diplom–Physiker Andreas Wagener
aus Weidenau jetzt Siegen

Kurzfassung

Es werden Resultate für die Produktion schwerer Quarks in ep Kollisionen im H1–Experiment am Speicherring HERA vorgestellt. Paare von Charm– und Bottomquarks werden durch fast reelle Photonen ($Q^2 \approx 0$) erzeugt und durch ihre dileptonischen Zerfälle in Myonen oder Elektronen nachgewiesen. Die Daten wurden im Jahr 1994 genommen und entsprechen einer integrierten Luminosität von etwa 3 pb^{-1}. Erste Hinweise auf die $\Upsilon(9460)$ Resonanz im H1–Experiment werden gezeigt. In der Analyse von offenem Charm wird der totale Wirkungsquerschnitt für die direkte Produktion im Bereich $Q^2 < 4$ GeV^2 zu $\sigma_{tot}^{dir}(ep \to c\bar{c}X) = (1,40 \pm 0,41(stat.) \pm 0,31(sys.) \pm 0,55(mod.))$ μb bestimmt. Der dritte angegebene Fehler bezieht sich auf die modellabhängigen Unsicherheiten durch die Extrapolation auf den vollen kinematischen Bereich. Daraus ergibt sich ein γp–Wirkungsquerschnitt bei einer mittleren Schwerpunktsenergie $\langle W_{\gamma p} \rangle = 139$ GeV von $\sigma_{tot}^{dir}(\gamma p \to c\bar{c}X) = (7,80 \pm 2,28(stat.) \pm 1,73(sys.) \pm 3,36(mod.))$ μb. Die Resultate sind etwas höher als Erwartungen von NLO QCD Rechnungen.

Abstract

Results on the production of heavy quarks in ep collisions in the H1 experiment at HERA are presented. Pairs of charm and bottom quarks are produced by almost real photons ($Q^2 \approx 0$) and are detected by their dileptonic decays into muons or electrons. The data have been taken in 1994 and correspond to an integrated luminosity of about 3 pb^{-1}. First evidence for the $\Upsilon(9460)$ resonance in the H1 experiment is shown. In the analysis of open charm the total cross section for the direct production in the range $Q^2 < 4$ GeV^2 is measured to $\sigma_{tot}^{dir}(ep \to c\bar{c}X) = (1.40 \pm 0.41(stat.) \pm 0.31(sys.) \pm 0.55(mod.))$ μb. The third error accounts for model dependent uncertainties in the extrapolation to the full kinematical range. The γp cross section at $\langle W_{\gamma p} \rangle = 139$ GeV is determined to $\sigma_{tot}^{dir}(\gamma p \to c\bar{c}X) = (7.80 \pm 2.28(stat.) \pm 1.73(sys.) \pm 3.36(mod.))$ μb. The results are slightly higher than expectations from NLO QCD calculations.

Inhaltsverzeichnis

Einführung

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit den fundamentalen Bausteinen der Materie und den zwischen ihnen wirkenden Kräften. Die Ansicht darüber, was ein „fundamentaler Baustein“ ist, hat sich im Verlauf der Zeit häufig geändert. Demokrit beschrieb die Atome, die „Unteilbaren“, aus denen alle Stoffe bestehen sollten, und stellte damit als erster die Hypothese auf, daß die Materie sich nicht beliebig oft in kleinere Stücke aufteilen läßt. Der Atomismus konnte sich jedoch erst zu Beginn dieses Jahrhunderts in der Physik endgültig durchsetzen.

Schon bald darauf wurde klar, daß die Atome keineswegs unteilbar sind, sondern eine Struktur haben: einen winzigen, positiv geladenen Kern und eine negativ geladene Hülle. Dies ergab sich als Resultat der Streuversuche von Rutherford. In den zwanziger Jahren gelang dann mit Hilfe der Quantentheorie auch die theoretische Beschreibung des Aufbaus der Atome. Schließlich erreichte man ein sehr einfaches Modell der Materie: Es gab drei fundamentale Bausteine, Proton, Neutron und Elektron, und drei fundamentale Kräfte, die Gravitation, die elektromagnetische Kraft und die Kernkraft.

Aber nicht alle beobachteten Phänomene ließen sich damit erklären. Insbesondere die Radioaktivität fand in diesem Modell keinen Platz. Dies führte zu einer neuen Kraft, der „schwachen“ Wechselwirkung, und einem neuen Teilchen, dem Neutrino. In Experimenten wurden weitere Teilchen entdeckt: das Myon, das Pion, bis man sich einem ganzen „Zoo“ von Teilchen gegenüber sah. Hier ein Ausspruch von Enrico Fermi aus dieser Zeit:

> *Young man, if I could remember the names of all these particles, I would have been a botanist.*

Den Ausweg aus dieser unbefriedigenden Situation brachte die Entdeckung einer weiteren Substruktur der Teilchen. Wiederum durch Streuexperimente ergab sich, daß Proton und Neutron keineswegs die „fundamentalen Bausteine“ sind, sondern selbst aus „Partonen“ aufgebaut sind. Es stellte sich heraus, daß man den Aufbau *aller* bis dahin bekannten stark wechselwirkenden Teilchen mit Hilfe von drei sogenannten Quarks beschreiben konnte.

Im Jahr 1970 postulierten Glashow, Iliopoulos und Maiani aus theoretischen Überlegungen die Existenz einer weiteren Quarksorte, die sie „Charm“ nannten. Der experimentelle Nachweis gelang 1974 gleichzeitig am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) und am BNL (Brookhaven National Laboratory). Aufgrund seiner vergleichsweise hohen Masse von 1,5 GeV [1] wird das Charmquark als *schweres Quark* bezeichnet. Danach wurden noch zwei weitere schwere Quarks gefunden: 1977 das Bottomquark mit einer Masse von 5 GeV und 1995 das Topquark mit einer Masse von etwa 180 GeV.

Im heutigen Standardmodell der Elementarteilchenphysik gibt es zwölf fundamentale Bausteine der Materie: sechs Leptonen und sechs Quarks.

[1] In dieser Arbeit wird die in der Hochenergiephysik übliche Konvention $c = \hbar = 1$ verwendet.

	1. Generation	2. Generation	3. Generation
Leptonen	$\begin{pmatrix} e-Neutrino \\ Elektron \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu-Neutrino \\ Myon \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau-Neutrino \\ Tau \end{pmatrix}$
Quarks	$\begin{pmatrix} Up \\ Down \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Charm \\ Strange \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Top \\ Bottom \end{pmatrix}$

Es sind alles Teilchen mit Spin 1/2, die als *Fermionen* bezeichnet werden. Sie lassen sich in drei Teilchengenerationen unterteilen. Messungen am Speicherring LEP am Europäischen Kernforschungszentrum CERN haben ergeben, daß es genau drei Sorten von leichten Neutrinos gibt. Dies deutet darauf hin, daß es auch insgesamt nur drei Teilchengenerationen gibt und die Liste der Bausteine vollständig ist.

Zwischen den Teilchen gibt es drei verschiedene Arten von Wechselwirkungen: die Gravitation, die zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlichten elektromagnetischen und schwachen Kräfte und die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks, die in der Theorie der QCD (Quantenchromodynamik) beschrieben wird. Die Kräfte werden durch den Austausch von Bosonen, das sind Teilchen mit ganzzahligem Spin, beschrieben.

Wechselwirkung	**Austauschteilchen**
Gravitation	*Graviton*
Starke Wechselwirkung	*Gluon*
Elektroschwache Wechselwirkung	*Photon*, Z^0, $W^\pm$

Noch ungeklärt ist die Frage nach dem Ursprung der Massen aller Teilchen. Im Modell des Higgs–Mechanismus entsteht die Masse durch Kopplung an ein skalares Feld. Die Suche nach dem dazugehörigen Higgs–Teilchen ist eine wesentliche Motivation für den Bau neuer Beschleuniger, z.B. des LHC am CERN.

Am Elektron–Proton–Speicherring HERA am Deutschen Elektronensynchrotron DESY werden Streuexperimente durchgeführt, die den Aufbau des Protons untersuchen. Bei den hochenergetischen Stößen entstehen manchmal auch schwere Quarks (Charm und Bottom). Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Produktion dieser Quarks im H1–Experiment. Der Nachweis der schweren Quarks geschieht über ihre leptonischen Zerfälle in Myonen und Elektronen. Die bei HERA gemessenen Produktionsraten können mit störungtheoretischen Berechnungen verglichen werden und versprechen insbesondere Aufschluß über die Gluondichte des Protons.

In dieser Arbeit werden zunächst der Speicherring HERA und das Experiment H1 vorgestellt. Daran schließt sich ein Kapitel über die Physik schwerer Quarks an. Im dritten Kapitel werden NLO–Rechnungen zur Produktion schwerer Quarks bei HERA beschrieben. Das vierte Kapitel geht auf die Ereignisrekonstruktion mit dem H1–Detektor ein und erläutert die verwendeten Detektorkomponenten im Detail. In Kapitel 5 sind die für diese Analyse benutzten Monte Carlo Rechnungen dargestellt. Die anschließenden Kapitel 6 und 7 beschreiben die Methoden der Leptonidentifikation und die Rekonstruktion der kinematischen Größen der Ereignisse. In Kapitel 8 wird die Datenselektion von Ereignissen mit Leptonen aus der Datennahmeperiode 1994 erläutert. Die letzten beiden Kapitel 9 und 10 beinhalten die Auswertung der Daten und die Berechnung der Wirkungsquerschnitte.

Kapitel 1

HERA–Physik und das H1–Experiment

1.1 Der Speicherring HERA

Im Frühjahr 1992 begann der Experimentierbetrieb am Elektron–Proton–Speicherring HERA am DESY in Hamburg. HERA steht für Hadron–Elektron–Ringanlage, eine Übersicht zeigt Abb. 1.1. In einem 6,3 km langen unterirdischen Tunnel befinden sich zwei getrennte Speicherringe, je einer für Protonen (HERA–p) und für Elektronen (HERA–e). Die Teilchenstrahlen können an vier Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht werden.

Beim Bau von HERA war das mit flüssigem Helium gekühlte supraleitende Magnetsystem des Protonrings die technologisch größte Herausforderung. Die Dipolmagnete müssen

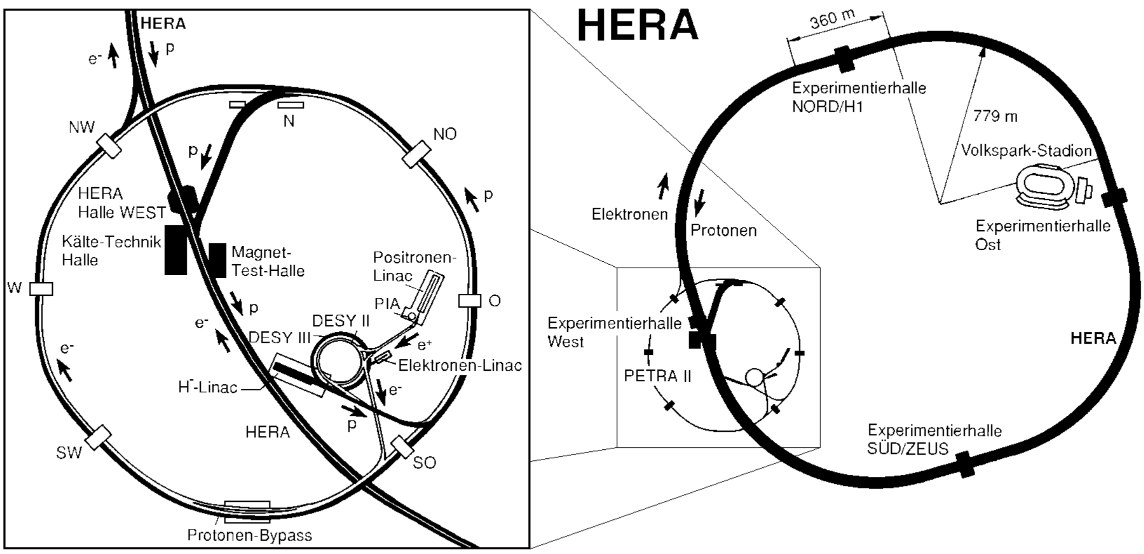


Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA in Hamburg. Rechts: Lageplan des 6,3 km langen Tunnels. Links: Vergrößerter Ausschnitt mit dem Vorbeschleunigersystem auf dem DESY–Gelände.

Tabelle 1.1: Parameter von HERA 1994 im Vergleich mit den Designwerten

		1994	**Design**
<u>HERA-p</u>			
Energie	[GeV]	820	820
Zahl der Teilchenpakete		170	210
mittlerer Strahlstrom	[mA]	41	163
<u>HERA-e</u>			
Energie	[GeV]	27,5	30
Zahl der Teilchenpakete		168	210
mittlerer Strahlstrom	[mA]	17	58
Schwerpunktsenergie	[GeV]	300,3	314
Zeit zwischen bunch–crossings	[ns]	96	96
mittlere Luminosität	[$10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$]	1,29	15
int. Luminosität (HERA physics)	[$\mathrm{pb}^{-1}\mathrm{a}^{-1}$]	5,6	100

ein Magnetfeld von 4,68 Tesla erzeugen, um die Protonen bei einer Nominalenergie von 820 GeV auf ihrer Umlaufbahn zu halten.

Die Elektronen[1] in HERA–e können auf eine Energie von 30 GeV beschleunigt werden. Dieser Wert ist durch die verfügbare Hochfrequenzleistung begrenzt, denn jedes Elektron verliert pro Umlauf 127 MeV durch Synchrotronstrahlung. Dieser Energieverlust muß durch Resonatoren mit einer Gesamtleistung von 13,2 MW ausgeglichen werden. Seit Sommer 1994 wird HERA–e mit Positronen betrieben.

HERA erzielt eine Schwerpunktsenergie von 314 GeV und liegt damit weit über den bisher in Lepton–Nukleon–Streuexperimenten erreichten Energien. Zum Vergleich: Bei einem Fixed–Target–Experiment wäre für die gleiche Schwerpunktsenergie ein Elektronenstrahl von 52 TeV notwendig. Die wichtigsten Parameter des Speicherrings HERA sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt.

Das Vorbeschleunigersystem besteht aus den Speicherringen DESY II, DESY III und PETRA II. Diese Anlagen aus den Vorläufergenerationen von HERA befinden sich auf und unter dem DESY–Gelände. Ein Blick auf Abb. 1.1 verdeutlicht, daß zum Erreichen von immer größeren Strahlenergien auch der Umfang der Speicherringe ansteigt.

Im Jahr 1994 waren zwei Detektoren zum Nachweis der Elektron–Proton–Kollisionen in Betrieb: In Halle Nord der H1–Detektor und in Halle Süd der Detektor des ZEUS–Experiments. Die von ihnen genommene Datenmenge konnte in den Jahren 1993 und 1994 gegenüber dem jeweils vorangegangenen Jahr etwa verzehnfacht werden. Sie bleibt jedoch immer noch hinter dem Designwert von 100 pb^{-1} zurück (Abb. 1.2).

1.2 Elektron–Proton–Streuung

Mit der Elektron–Proton–Streuung bei sehr hohen Energien setzt HERA die Physik der Lepton–Nukleon–Streuung in einem bislang nicht zugänglichen kinematischen Bereich fort.

[1]In dieser Arbeit wird der Begriff „Elektron“ in der Regel sowohl für e^- als auch für e^+ verwendet.

Die hier vorgestellte Physik der *Elektron*–Proton–Streuung gilt völlig analog auch für *Positron*–Proton–Streuung.

Abb. 1.3 zeigt das Feynman–Diagramm auf Born–Niveau einer Elektron–Proton–Wechselwirkung bei HERA. Zwischen dem Elektron und einem Quark des Protons wird ein virtuelles Photon ausgetauscht. Der hadronische Endzustand bildet zwei Jets aus, den *current jet*, der aus dem gestreuten Quark hervorgeht, und den *remnant jet*, der vom Protonrest gebildet wird. Da ein Großteil des *remnant jets* im Strahlrohr verbleibt und in der Regel nur der *current jet* im Detektor nachgewiesen werden kann, spricht man auch von einem (1+1)–Jet Ereignis.

Mit P,k und q, den Viererimpulsen des einlaufenden Protons, des einlaufenden Elektrons und des virtuellen Photons, definiert man folgende lorentzinvarianten Variablen zur Beschreibung der Kinematik des Ereignisses:

$$s \equiv (P+k)^2 \tag{1.1}$$

$$Q^2 \equiv -q^2 \tag{1.2}$$

$$y \equiv \frac{Pq}{Pk} \tag{1.3}$$

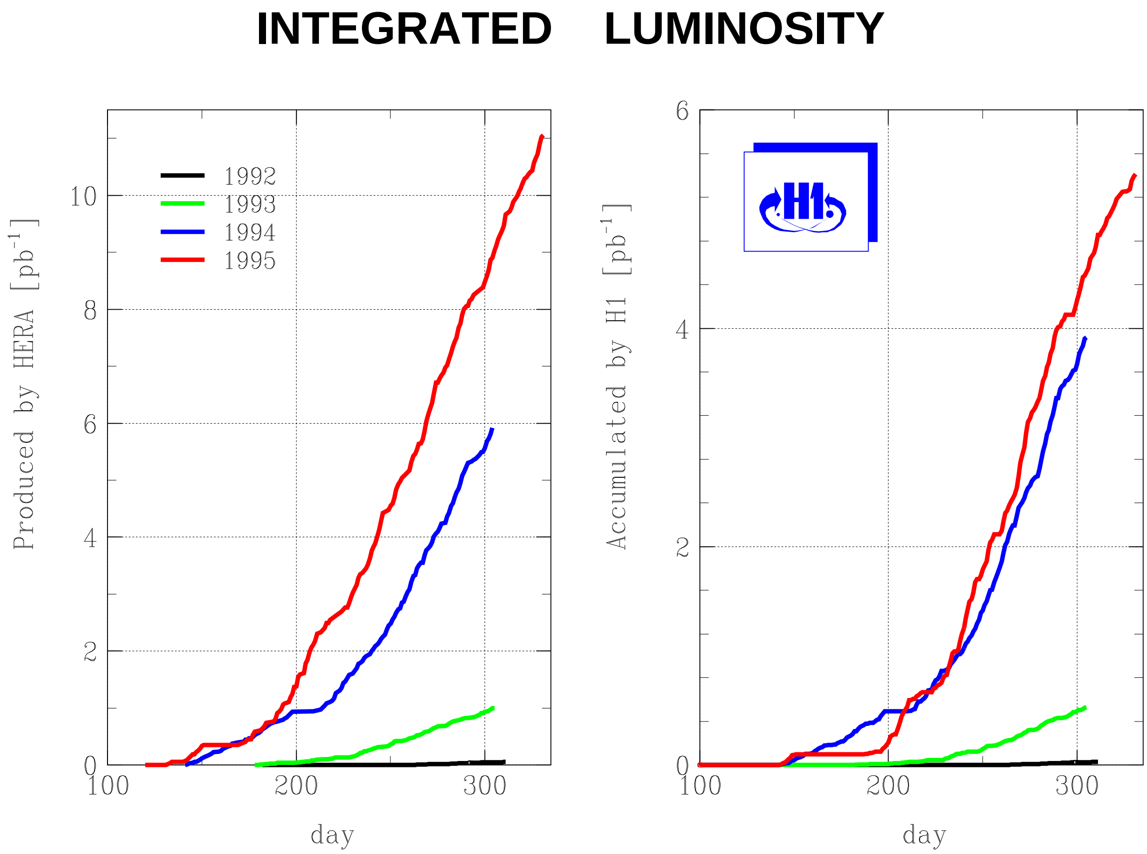


Abbildung 1.2: Integrierte Luminositäten 1992–1995, links die vom Speicherring HERA erzeugte, rechts die vom H1–Experiment gesammelte Luminosität. Es konnte in jedem Jahr eine Steigerung gegenüber dem Vorjahr erzielt werden.

$$x \equiv \frac{Q^2}{2Pq} \tag{1.4}$$

s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Elektron–Proton–Systems (bei HERA ist $\sqrt{s} = 314$ GeV). Q^2 gibt die Virtualität des Photons an. y ist der Energieübertrag im Proton-Ruhesystem skaliert auf den maximalen Energieübertrag ($0 < y < 1$) und x ist der Viererimpulsbruchteil des Protons, der vom streuenden Quark getragen wird ($0 < x < 1$). Diese Variablen sind nicht voneinander unabhängig, sondern es gilt bei Vernachlässigung der Teilchenmassen:

$$Q^2 = sxy \tag{1.5}$$

Bei festliegender Schwerpunktsenergie bleiben somit zwei unabhängige kinematische Variablen übrig. Diese können entweder aus der Energie E' des gestreuten Elektrons und dem Winkel θ zwischen einlaufendem Proton und gestreutem Elektron oder aus dem hadronischen Endzustand rekonstruiert werden. Je nach Kinematik des Ereignisses ist die eine, die andere oder eine Kombination von beiden Methoden von Vorteil. Mit $E =$ Energie des einlaufenden Elektrons gilt:

$$y = 1 - \frac{E'}{2E}(1 - \cos\theta) \tag{1.6}$$

$$Q^2 = 2EE'(1 + \cos\theta) \tag{1.7}$$

Für die Rekonstruktion aus dem hadronischen Endzustand eignet sich die Methode von Jacquet–Blondel:

$$y = \frac{1}{2E}\sum_i (E_i - p_{z,i}) \tag{1.8}$$

$$Q^2 = \frac{(\sum_i p_{x,i})^2 + (\sum_i p_{y,i})^2}{1 - y} \tag{1.9}$$

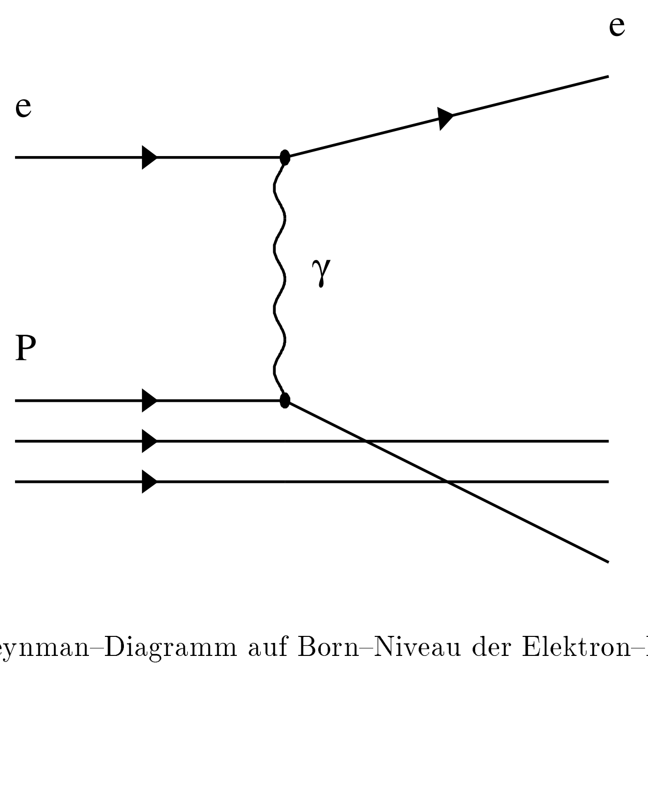


Abbildung 1.3: Feynman–Diagramm auf Born–Niveau der Elektron–Proton–Streuung

Hierbei laufen die Summen über alle Teilchen des hadronischen Endzustands. Der Protonrest ist in den Summen vernachlässigbar ($E - p_z \approx 0$, $p_x \approx p_y \approx 0$).

Das besondere Interesse gilt der Physik bei kleinem x und bei großem Q^2. Q^2 ist ein Maß für die Auflösung, mit der das Proton auf seine Substruktur hin untersucht werden kann (bei HERA etwa 10^{-16} cm). Kleine x–Werte eröffnen die Möglichkeit, die Partondichten des Protons bis hin zu sehr kleinen Impulsbruchteilen zu messen. Die erreichbaren Werte liegen mit $x \approx 10^{-4}$ bzw. $Q^2 \approx 40\,000$ GeV^2 um jeweils etwa zwei Größenordnungen unter bzw. über den von bisherigen Experimenten erzielten Werten.

Ausführliche Darstellungen der Physik bei HERA finden sich in den Proceedings der Workshops über HERA–Physik aus den Jahren 1987 ([PRO87]) und 1991 ([PRO91]). Eine zusammenfassende Übersicht bietet [WOL94]. In den folgenden zwei Abschnitten wird nur kurz auf die wichtigsten Gebiete eingegangen: die tief–inelastische Streuung und die Photoproduktion.

Tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung

Die tief–inelastische Elektron–Proton–Streuung zeichnet sich durch ein hohes Q^2 ($Q^2 \gtrsim 4$ GeV^2) aus. Das Elektron wird unter einem so großen Winkel gestreut, daß es im Zentraldetektor nachgewiesen werden kann.

Bei HERA wird der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ für die Elektron–Proton Streuung gemessen. Bei Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung und QCD–Effekten gilt:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2 x F_1(x) + (1-y)F_2(x)\right] \tag{1.10}$$

Hierbei sind F_1 und F_2 die Strukturfunktionen des Protons.

Im Quark–Parton–Modell des Protons streuen die Elektronen *elastisch* an einem Quark mit Spin 1/2 im Proton. Für diesen Fall gilt die Callan–Gross–Beziehung:

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \tag{1.11}$$

und es ist

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 \Big[x q_i(x) + x\bar{q}_i(x)\Big] \tag{1.12}$$

Die Summe läuft über alle Quarkflavours. $q_i(x)$ gibt die *Anzahldichte* der Quarksorte i mit einem Impulsbruchteil x im Proton an. Die *Messung* von $d^2\sigma/dx\,dQ^2$ erlaubt eine Bestimmung der Strukturfunktion F_2 und damit einen Rückschluß auf die Quarkdichten im Proton.

Bis jetzt wurde die Abhängigkeit der Strukturfunktionen von Q^2 noch nicht berücksichtigt. In erster Näherung hängen die Quarkdichten und damit auch F_2 *nicht* von Q^2 ab. Diese Beobachtung ist als *Bjorken scaling* bekannt. Sie war der erste experimentelle Hinweis auf eine punktförmige Substruktur im Proton. Eine genaue Messung von F_2 ergibt jedoch eine schwache (logarithmische) Abhängigkeit von Q^2. Sie hängt zusammen mit der Natur der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks, die in der Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben wird. So ist jedes Quark von einer „Wolke" aus virtuellen Quarks und Gluonen umgeben. Mit größer werdendem Q^2 wird immer mehr von dieser Wolke aufgelöst, und das virtuelle Photon „sieht" immer mehr Partonen bei immer kleinerem x. Die Quarkdichten werden somit bei großem x ($x \gtrsim 0,5$) mit steigendem Q^2 sinken, bei kleinem x ($x \lesssim 0,1$) mit steigendem Q^2 anwachsen. Diese sogenannte Skalenverletzung läßt sich in der QCD berechnen (Altarelli–Parisi–Gleichung).

Bei HERA ist die Bestimmung der Strukturfunktion F_2 bei kleinem x und bei großem Q^2 eines der wichtigsten Ziele (Abb. 1.4). Sie erlaubt eine genauere Vermessung der Struktur des Protons und der Eigenschaften der starken Wechselwirkung.

Ganz besonders interessant ist der Bereich bei kleinem x. Einerseits sind der Zahl der Quarks und Gluonen für $x \to 0$ nach oben keine Grenzen gesetzt. Andererseits ist jedoch das Proton endlich groß, daher muß für ein $x < x_{krit}$ ein Sättigungsverhalten zu

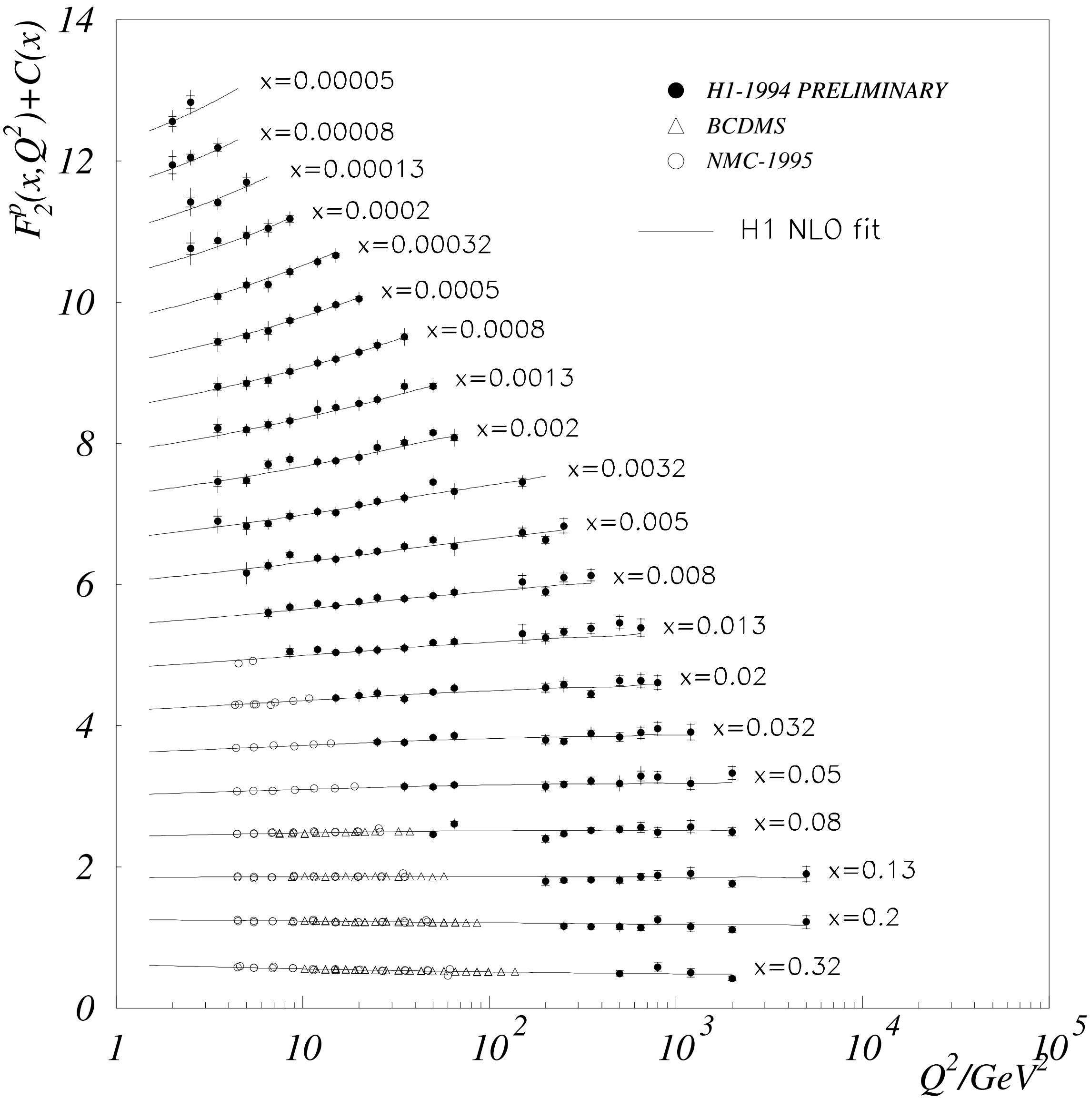


Abbildung 1.4: Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von Q^2 für verschiedene Werte von x. Die Messungen der H1–Kollaboration auf Grundlage der Daten von 1994 erweitern die Ergebnisse der bisherigen Fixed–Target–Experimente zu kleinem x und zu hohem Q^2.

beobachten sein, welches durch Rekombination von Partonen entsteht. Manche Modelle deuten die Möglichkeit an, daß dieser kritische Bereich gerade an der Grenze liegt, bis zu der bei HERA Messungen möglich sind.

Photoproduktion

Im Gegensatz zur tief–inelastischen Streuung sind die Ereignisse der Photoproduktion durch ein kleines Q^2 gekennzeichnet ($Q^2 \lesssim 4$ GeV^2). Das vom Elektron abgestrahlte Photon ist *quasireell*. Der Streuwinkel des Elektrons ist klein, und das Photon wird ebenfalls unter kleinem Winkel zum einlaufenden Elektron emittiert. Man kann daher den Elektronenstrahl als Photonquelle für einen Gamma–Proton–Collider betrachten. In der Weizsäcker–Williams–Approximation [W&W34] läßt sich der Elektron–Proton–Wirkungsquerschnitt als Produkt eines äquivalenten Photonflusses und des γp–Wirkungsquerschnitts darstellen:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dy\,dQ^2} \approx \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1}{Q^2}\frac{1+(1-y)^2}{y}\sigma_{\gamma p} \qquad (1.13)$$

Bei HERA ist die mittlere Schwerpunktsenergie des Gamma–Proton–Systems $\langle W_{\gamma p}\rangle \approx$ 200 GeV. Zum Vergleich: Bisherige Experimente erreichten lediglich $\langle W_{\gamma p}\rangle \approx 20$ GeV.

Die Ereignisselektion und die Rekonstruktion der Ereigniskinematik ist einfach, falls das gestreute Elektron im Elektrontagger nachgewiesen werden kann. Aus der gemessenen

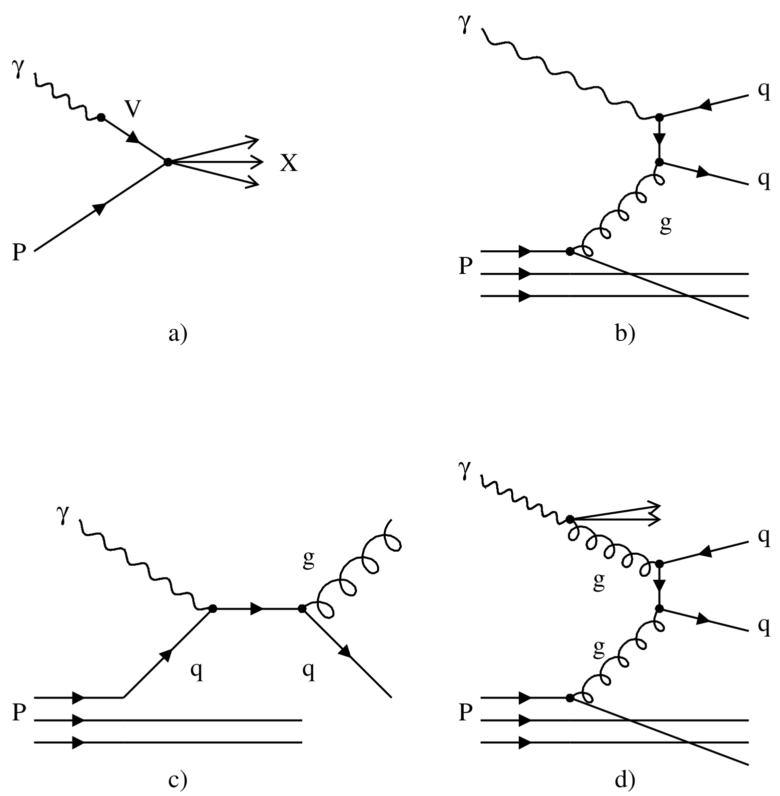


Abbildung 1.5: Feynman–Graphen der Photoproduktion

Energie des Elektrons E' läßt sich y rekonstruieren:

$$y = 1 - \frac{E'}{E} \tag{1.14}$$

Hier hat y eine sehr anschauliche Interpretation: y ist der Energiebruchteil des einlaufenden Elektrons, der vom Photon getragen wird. Ein Beispiel: Für $y = 0,4$ ist $E_\gamma = 12$ GeV und damit $W_{\gamma p} = 200$ GeV.

Die Wechselwirkungen zwischen Photon und Proton sind vielfältig. Typische Feynman–Graphen für Prozesse der Photoproduktion zeigt Abb. 1.5. Im Vektor–Dominanz–Modell (VDM) fluktuiert das Photon in ein Vektormeson (ρ^0, ω, ϕ), welches dann hadronisch mit dem Proton wechselwirkt (Abb. 1.5a).

Das Photon kann auch direkt an ein Parton aus dem Proton koppeln. Diese sog. *direkten* oder *punktförmigen* Prozesse zeigen Abb. 1.5b (Gamma–Gluon–Fusion) und Abb. 1.5c (QCD–Compton–Prozeß).

Durch QCD–Prozesse höherer Ordnung kann das Photon vor der Wechselwirkung mit dem Proton in ein Quark–Antiquark–Paar und durch weitere Gluonabstrahlung in ein

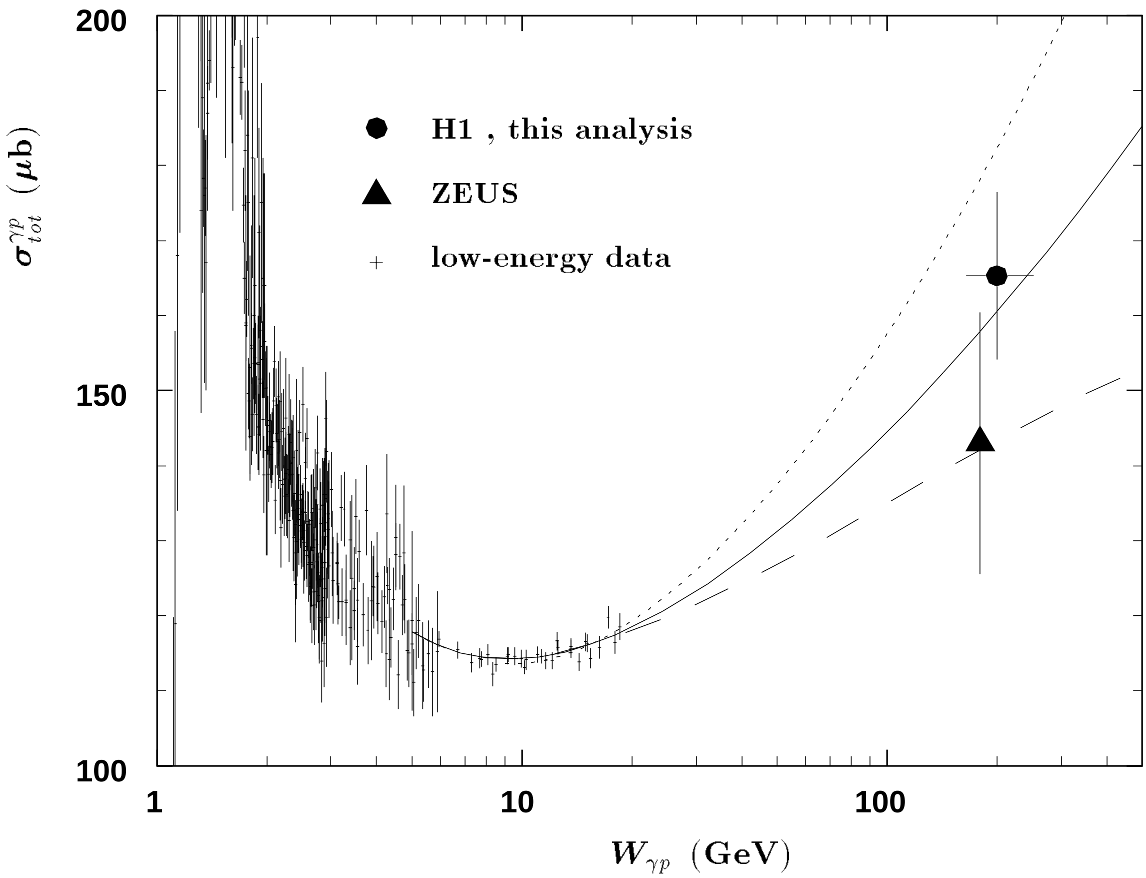


Abbildung 1.6: Messungen des totalen γp–Wirkungsquerschnitts bei HERA im Vergleich mit früheren Fixed–Target Experimenten. (Aus der Veröffentlichung [H195c], die im Bild mit „this analysis“ bezeichnet wird.)

hadronähnliches Objekt aufspalten, aus welchem dann wiederum nur ein Parton am eigentlichen harten Prozeß teilnimmt. Abb. 1.5d zeigt einen solchen sog. *resolved*–Photon–Prozeß. Das Photon wird hier durch Strukturfunktionen völlig analog wie beim Proton beschrieben. Die Grenze zu den harten Prozessen des VDM–Modells ist fließend.

Der totale γp–Wirkungsquerschnitt ist von H1 und von ZEUS gemessen worden (siehe Abb. 1.6). Das wesentliche Ergebnis ist, daß der Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu Messungen bei kleinerem $W_{\gamma p}$ nicht signifikant ansteigt, wie einige Modelle voraussagten.

Das Auftreten von Ereignissen mit einer klaren 2–Jet–Struktur bei großen Transversalimpulsen belegen das Vorkommen von harten Prozessen. Durch Analyse von 2–Jet–Ereignissen konnte außerdem die Existenz von *direct*– und *resolved*–Photon–Prozessen nachgewiesen werden. Die *resolved*–Photon–Prozesse eröffnen die Möglichkeit, die Photon–Struktur in Form von Parton–Dichten zu messen.

1.3 Das H1–Experiment

Der Aufbau des H1–Detektors ist in Abb. 1.7 dargestellt. In diesem Abschnitt werden nur die wichtigsten Komponenten kurz vorgestellt, eine detailliertere Beschreibung der für diese Analyse benötigten Bauteile erfolgt in den entsprechenden Kapiteln. Sehr ausführlich wird der H1–Detektor in [H193a] behandelt.

Der Elektronenstrahl (von links kommend) und der Protonenstrahl (von rechts kommend) durchqueren den Detektor durch das Strahlrohr $\boxed{1}$. Der Wechselwirkungspunkt wird von den zentralen Spurkammern $\boxed{2}$ umgeben, die nach dem Jetkammerprinzip aufgebaut sind. Sie dienen zur Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen und zur Messung der Teilchenimpulse aus der Spurkrümmung im Magnetfeld. Dieses Magnetfeld mit einer Stärke von 1,16 Tesla wird von der supraleitenden Spule $\boxed{6}$ erzeugt. Vor den zentralen Spurkammern befinden sich die Vorwärtsspurkammern $\boxed{3}$. Sie bestehen aus drei identischen Supermodulen, die je aus einer radialen und einer planaren Driftkammer sowie aus einem Übergangsstrahlungsmodul aufgebaut sind. Die Aufgabe der Vorwärtsspurkammern ist die Messung von Teilchenspuren, die den Vertex unter kleinen Winkeln nach vorne verlassen. Aufgrund der unsymmetrischen Strahlenergien (820 GeV Protonen und 30 GeV Elektronen) ist die Spurdichte in dieser Richtung in der Regel besonders groß. Die in den Übergangsstrahlungsmodulen entstehende Übergangsstrahlung soll eine Elektron–Pion–Trennung in diesem Bereich ermöglichen.

Die Spurkammern sind von einem Flüssig–Argon–Kalorimeter $\boxed{4}$ + $\boxed{5}$ umgeben, das sich im Kryostaten $\boxed{15}$ befindet. Es ist ein sogenanntes Sampling–Kalorimeter, das abwechselnd aus Schichten von flüssigem Argon als aktivem Material und Absorberschichten aus Stahl bzw. Blei besteht. Die Energie der im Kalorimeter aufschauernden Teilchen läßt sich aus der gemessenen Ladung rekonstruieren. Im Rückwärtsbereich des Detektors wird das Flüssig–Argon–Kalorimeter durch ein warmes elektromagnetisches Kalorimeter $\boxed{12}$ ergänzt. Für Teilchen, die unter sehr kleinem Winkel nach vorne fliegen, gibt es zusätzlich ein Vorwärtskalorimeter $\boxed{13}$.

Außerhalb der Spule befindet sich das instrumentierte Eisen $\boxed{10}$ mit den Myon–Kammern $\boxed{9}$. Das instrumentierte Eisen hat zwei Funktionen. Zum einen dient es als Rückflußjoch für das Magnetfeld, zum anderen erweitert es das Flüssig–Argon–Kalorimeter als sogenanntes Tailcatcher–Kalorimeter. Die Myonkammern bestehen im Zentralbereich aus Streamerröhren, die sich zwischen den Eisenplatten des instrumentierten Eisens be-

Tabelle 1.2: Die Parameter der wichtigsten Komponenten des H1–Detektors (aus [H193a])

Flüssig–Argon–Kalorimeter		
	elektromagn. Teil	hadronischer Teil
Granularität	10 bis 100 cm^2	50 bis 2000 cm^2
Tiefe (Zahl der Kanäle)	20 bis 30 X_0 (30784)	4,7 bis 7 λ_{abs} (13568)
Auflösung $\sigma(E_{e,h})/E_{e,h}$	$12\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$	$\approx 50\%/\sqrt{E_h} \oplus 2\%$
Rauschen pro Kanal	10 bis 30 MeV	
Winkelbereich – tote Kanäle	$4° < \theta < 153°$	$< 0,3\%$
Zentrale Spurkammern		
Akzeptanzbereich: θ–r	$25° < \theta < 155°$	150 mm < r < 850 mm
Jetkammern: räuml. Auflösung	$\sigma_{r\phi} = 170\,\mu$m	$\sigma_z = 22,0$ mm
z–Kammern: räuml. Auflösung	$\sigma_{r\phi} = 25$ u. 58 mm	$\sigma_z \approx 350\,\mu$m
Impuls – dE/dx Auflösung	$\sigma_p/p^2 < 0,01\,\mathrm{GeV}^{-1}$	$\sigma(dE)/dE = 10\%$
Spule: Radius – Feld	3 m	$B = 1,15$ T
Zentrales Myonsystem		
Winkelbereich – Gesamtfläche	$4° < \theta < 171°$	4000 m^2
Zahl der Kanäle	wires: 103700, strips: 28700, pads: 4000	
räumliche Auflösung:	σ_{wire} =3–4 mm	σ_{strip} =10–15 mm
Winkel– und Impulsauflösung	$\sigma_\theta(\sigma_\phi) = 15(10)$ mr	$\sigma_p/p \approx 0,35$
Gesamtdetektor		
Größe (x, y, z) und Gewicht	$12 \times 15 \times 10\,\mathrm{m}^2$	2800 t

finden. Sie erlauben die Spurrekonstruktion von Myonen. Im Vorwärtsbereich ist das Myonsystem mit einem Toroidmagneten $\boxed{11}$ ausgestattet, so daß die Impulsbestimmung von hochenergetischen Myonen möglich ist.

Nicht auf der Abbildung zu sehen ist das Luminositätssystem. Es besteht aus einem Elektron–Detektor und einem Photon–Detektor 33 m bzw. 103 m hinter dem Detektor. Es weist die beim Bethe–Heitler–Prozeß entstehenden Photonen in Koinzidenz mit dem gestreuten Elektron nach. Außerdem dient der Elektron–Detektor in *Anti*–Koinzidenz mit dem Photon–Detektor zum Nachweis von Photoproduktions–Ereignissen.

Tabelle 1.2 faßt die wichtigsten Kenngrößen des H1–Detektors zusammen.

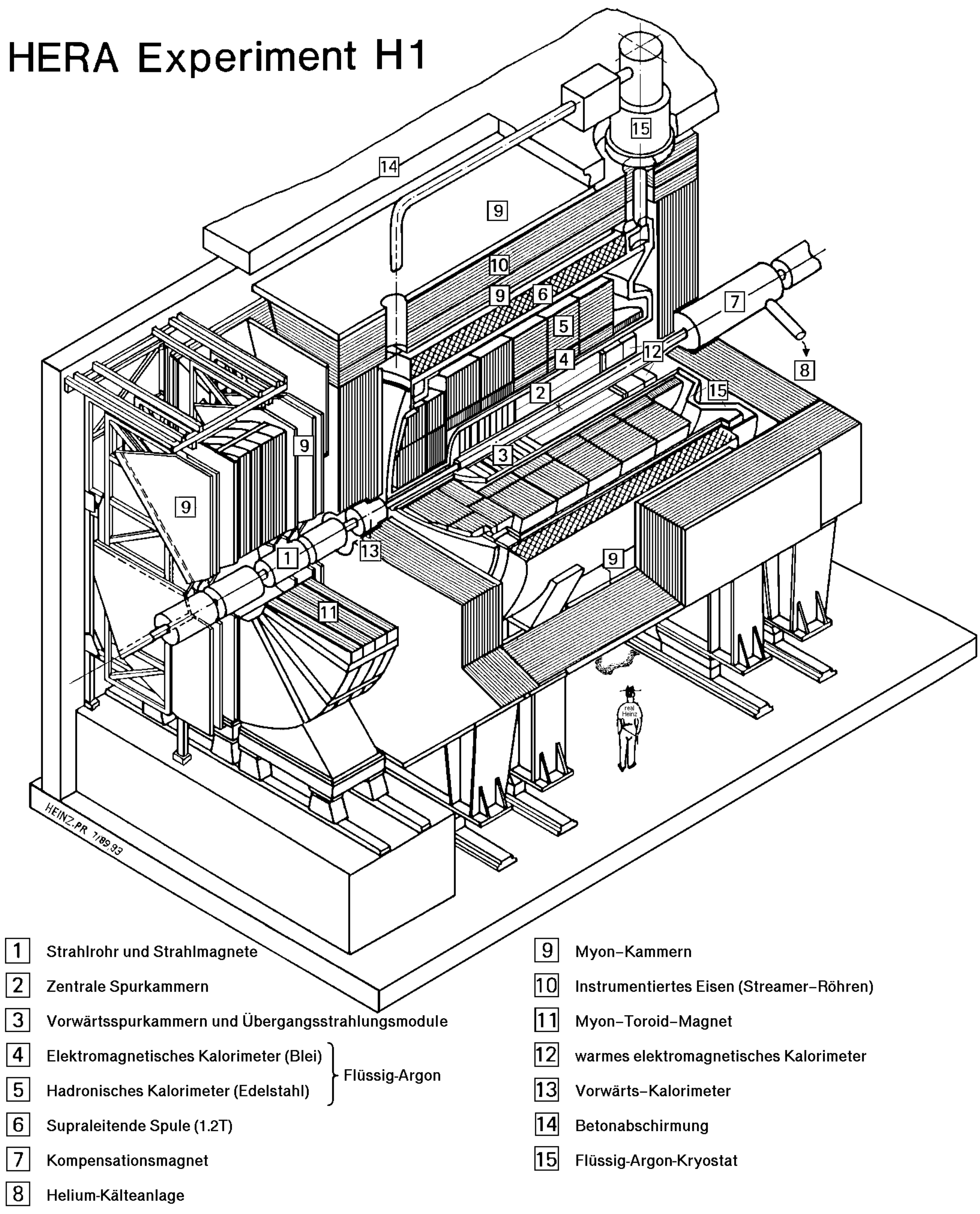


Abbildung 1.7: Aufbau des H1–Detektors

Kapitel 2

Schwere Quarks bei HERA

Als *schwere* Quarks werden die Quarks mit den Flavours Charm (c), Bottom (b) und Top (t) bezeichnet. Den *Proceedings of the HERA Workshop* aus dem Jahr 1987 [PRO87] kann man entnehmen, daß damals noch eine gewisse Hoffnung bestand, das Top–Quark bis zu einer Masse von etwa 70 GeV bei HERA zu entdecken. Seit dem direkten Nachweis des Top–Quarks am FERMILAB im Jahr 1995 [FER95] und der Bestimmung der Top–Masse auf etwa 180 GeV ist jedoch sicher, daß die Physik schwerer Quarks bei HERA auf Charm und Bottom beschränkt bleiben wird. In diesem Kapitel werden die Produktionsmechanismen beschrieben und erste Ergebnisse vorgestellt.

2.1 Produktionsmechanismen

Die Produktion schwerer Quarks bei HERA wird vom Prozeß der *Gamma–Gluon–Fusion* dominiert (Abb. 1.5b):

$$\gamma g \to Q\bar{Q}$$

Die Virtualität des Photons ist in den meisten Fällen klein, und die Ereignisse fallen in den Bereich der Photoproduktion. In führender Ordnung Störungsrechnung ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{ep\to Q\bar{Q}}(s) = \int dx_g \int dy\ f_\gamma^e(y)\ G(x_g,\mu^2)\ \hat{\sigma}_{\gamma g\to Q\bar{Q}}(\hat{s} = x_g y s, \mu^2) \tag{2.1}$$

Hier gibt $f_\gamma^e(y)$ die Anzahldichte der Photonen mit Impulsbruchteil y im Elektron an. $G(x_g,\mu^2)$ ist die Anzahldichte der Gluonen mit Impulsbruchteil x_g im Proton (bei der Faktorisierungsskala μ^2).

Die Wirkungsquerschnitte in führender Ordnung Störungsrechnung *(Leading Order, LO)* zur Photoproduktion von Charm wurden bereits 1978 von Jones und Wyld veröffentlicht [J&W78]. Der angegebene Wert $\sigma(\gamma p \to c\bar{c})$ von 0,7 μb für Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} > 30$ GeV zeigt, daß die Photoproduktion eine zum Gluon–Gluon–Fusionsprozeß der Hadro–Produktion vergleichbare Charm–Produktionsrate aufweist. Auch wurde schon hier erkannt, daß der Wirkungsquerschnitt stark von der Charm–Masse abhängt.

Erste Berechnungen in höherer Ordnung Störungsrechnung *(Next to Leading Order, NLO)* der bei HERA zu erwartenden Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Charm und Bottom wurden von Ellis und Nason durchgeführt [E&N89]. Sie berücksichtigen Strahlungskorrekturen bis zur Ordnung $\alpha_s^2\alpha_{em}$ der Form:

$$\begin{aligned}\gamma g &\rightarrow Q\bar{Q}g \\ \gamma q &\rightarrow Q\bar{Q}q\end{aligned}$$

Der *resolved*–Photon–Anteil (Abb. 1.5d) wurde mit < 30 % abgeschätzt. Die Resultate für $\sqrt{s} = 314$ GeV, berechnet in der Weizsäcker–Williams–Näherung, lauten:

$$\begin{aligned}\sigma(ep \rightarrow b\bar{b}X) &= 6 \pm 1,1 \text{ nb} \qquad (m_b = 4,75 \text{ GeV}) \\ \sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X) &= 0,68^{+0,26}_{-0,18}\ \mu\text{b} \qquad (m_c = 1,5 \text{ GeV})\end{aligned}$$

Bei Variation der Charm–Masse auf 1,2 GeV (1,8 GeV) verändert sich der Charm–Wirkungsquerschnitt auf 1,24 μb (0,41 μb).

Neuere Berechnungen der Produktionsquerschnitte und des *resolved*–Photon–Anteils, die auch eine verbesserte Form der Weizsäcker–Williams–Näherung verwenden, finden sich in [FRI95a]. In Kapitel 3 der vorliegenden Arbeit wird ausführlich auf den Beitrag der Strahlungskorrekturen und des *resolved*–Photon–Anteils zur Produktion schwerer Quarks eingegangen.

Zusammenfassend ergeben sich folgende Werte bei HERA:

$$\begin{aligned}\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X) &= \mathcal{O}(1\ \mu\text{b}) \\ \sigma(ep \rightarrow b\bar{b}X) &= \mathcal{O}(10 \text{ nb})\end{aligned}$$

Bei einer integrierten Jahresluminosität von 100 pb^{-1} entspricht dies 10^8 $c\bar{c}$–Paaren und 10^6 $b\bar{b}$–Paaren. Diese Zahlen gaben vor dem Beginn der HERA–Experimente Anlaß zu großem Optimismus. Beispielsweise gab es Studien, um $B^0 - \bar{B}^0$–Oszillationen und seltene Zerfälle von D–Mesonen zu beobachten [PRO87], [PRO91]. Diese Hoffnungen haben sich nicht erfüllt. Die für die physikalische Auswertung zur Verfügung stehende Luminosität betrug im Jahr 1994 ca. 3 pb^{-1}, und sie wird in den kommenden Jahren wohl nicht wesentlich über 10 pb^{-1} zu steigern sein. Ein großer Anteil der entstehenden Hadronen mit schweren Quarks verläßt den Vertex unter einem sehr kleinen Winkel in Vorwärtsrichtung und ist somit nicht im Detektor nachzuweisen. Außerdem sind die Verzweigungsverhältnisse in einen bestimmten rekonstruierbaren Zerfallskanal (z.B. $D^{*+} \rightarrow \pi^+K^-\pi^+$) recht klein.

Neben der bisher besprochenen Produktion von *offenem* Charm bzw. Bottom werden bei HERA auch die *gebundenen* Zustände J/ψ ($c\bar{c}$) und Υ ($b\bar{b}$) erzeugt. Bei der *elastischen* Produktion

$$\gamma + p \rightarrow J/\psi + p$$

fluktuiert das Photon in ein virtuelles Vektormeson, welches dann durch den Stoß mit dem Proton reell wird. Außer dem elastischen Prozeß gibt es noch eine Vielzahl von inelastischen Produktionsmechanismen [PRO91]. Die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist daher stark modellabhängig, und die theoretischen Unsicherheiten sind größer als bei offenem Charm. Der totale Wirkungsquerschnitt für die J/ψ–Produktion bei HERA wird abgeschätzt mit:

$$\sigma(ep \rightarrow J/\psi\ X) = 10 - 20 \text{ nb}$$

Neben der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die Produktion schwerer Quarks in ep–Stößen ist man an der Gluondichte im Proton interessiert. Da der Produktionsmechanismus die Gamma–Gluon–Fusion ist, geht die Gluondichte $G(x_g)$ direkt in den Wirkungsquerschnitt ein. In führender Ordnung gilt:

$$\frac{d\sigma}{dx_g}(ep \to c\bar{c}X) \sim G(x_g) \tag{2.2}$$

2.2 Nachweis und erste Resultate

Offener Charm

Für den Nachweis von offenem Charm bei HERA werden zwei unterschiedliche Methoden verwendet:

- Rekonstruktion des exklusiven Zerfallskanals eines D–Mesons
- leptonische Zerfälle

Der aussichtsreichste Zerfallskanal eines Hadrons mit Charm ist der Zerfall eines angeregten D–Mesons:

$$D^{*\pm} \to D^0\pi^\pm \to (\pi^\pm K^\mp)\pi^\pm$$

Durch den geringen Massenunterschied zwischen $D^{*\pm}$ und D^0 von 145,42 ± 0,05 MeV [1] steht für das erste Pion in der Zerfallskette nur ein sehr kleiner Phasenraum zur Verfügung. In der Rekonstruktion der Massendifferenz

$$\Delta m = m(\pi^\pm K^\mp \pi^\pm) - m(\pi^\pm K^\mp)$$

befindet sich daher unter dem Signal nur ein geringer kombinatorischer Untergrund. Weiterhin ist die Massenauflösung bei der Rekonstruktion von Δm besser, als bei der Rekonstruktion der D^0–Masse selber, welche von der Impulsauflösung des Detektors bestimmt wird (Abb. 2.1).

Der erste Hinweis auf offenen Charm bei H1 wurde jedoch im Zerfallskanal

$$D^{*\pm} \to D^0\pi^\pm \to (K^0_S\pi^+\pi^-)\pi^\pm$$

entdeckt [SAH94]. Die Rekonstruktion des neutralen Kaons geschah über den Nachweis eines sekundären Vertex: $K^0_S \to \pi^+\pi^-$.

Die zweite Möglichkeit, schwere Quarks nachzuweisen, ist die Suche nach leptonischen Zerfällen. Bedingt durch die Masse der schweren Quarks können die Zerfallsleptonen einen hohen Transversalimpuls erhalten. In [KRU94] wurde in den H1–Daten von 1993 nach Ereignissen mit mindestens einem Myon mit $p_T > 1,5$ GeV gesucht. Der angegebene Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Quarks ist $\sigma(ep \to Q\bar{Q}X) = 1,21 \pm 0,22 \pm 0,5\ \mu$b. Die Suche nach Ereignissen, in denen beide schwere Quarks leptonisch zerfallen, sogenannte *dileptonische* Zerfälle, ist Gegenstand dieser Arbeit.

[1] Soweit nicht anders vermerkt, sind im folgenden alle Teilcheneigenschaften [PDG94] entnommen.

Gebundene Zustände

Eine im Vergleich zum bisher besprochenen *offenen* Charm sehr viel klarere Signatur entsteht beim Zerfall der *gebundenen* Zustände von schweren Quarks. Abb. 2.2 zeigt zwei entgegengesetzt geladene Myonen mit der invarianten Masse des J/ψ im H1–Detektor. In der ersten Veröffentlichung der Heavy Flavour Working Group der H1–Kollaboration wird die J/ψ–Analyse auf der Grundlage der Daten von 1993 vorgestellt [H194a]. Der angegebene Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma(ep \to J/\psi X) = (8,8 \pm 2,0 \pm 2,2) \text{ nb}$$

gilt im Bereich 30 GeV $\leq W_{\gamma p} \leq$ 180 GeV, $Q^2 <$ 4 GeV^2 für Ereignisse, in denen genau zwei Myonen oder zwei Elektronen im Detektor zu beobachten sind. Neben den elastischen Ereignissen tragen auch solche inelastischen Ereignisse zu dem gemessenen Wirkungsquerschnitt bei, in denen ein Teil des hadronischen Endzustands in der Strahlröhre verbleibt.

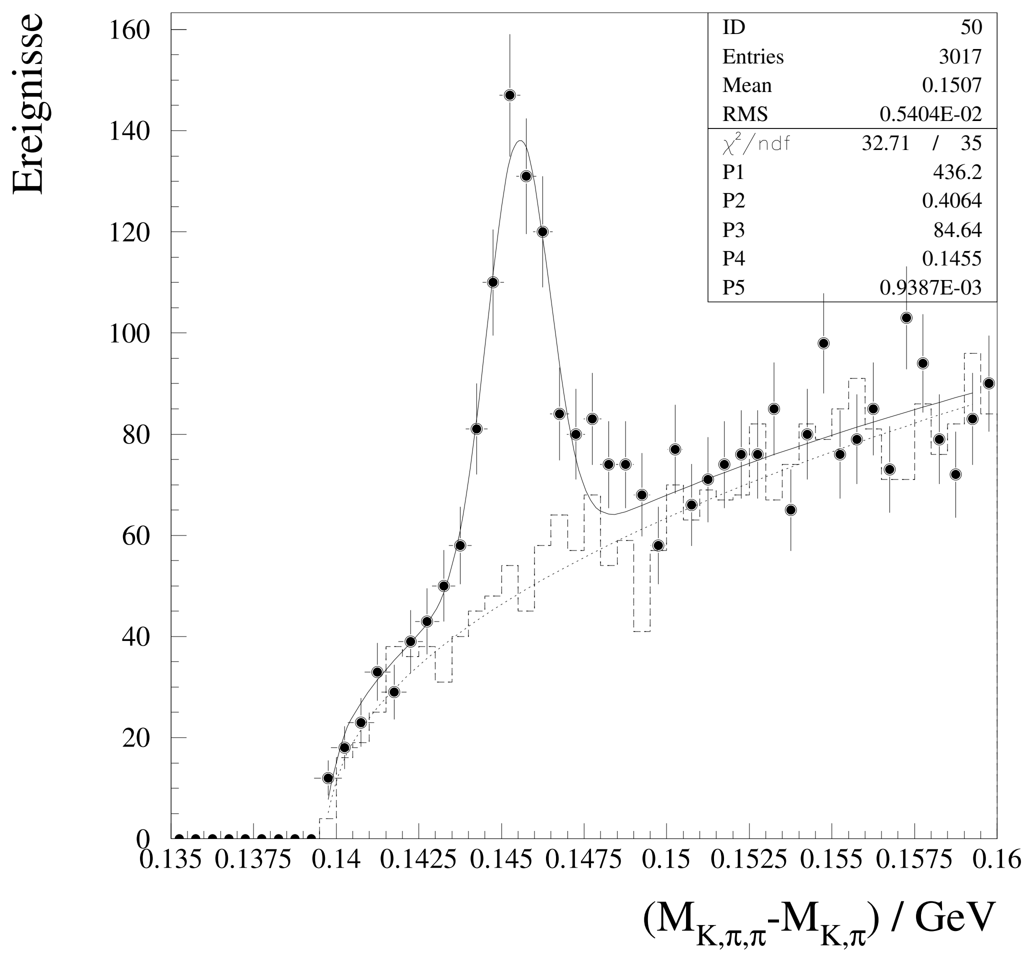


Abbildung 2.1: Rekonstruktion der Massendifferenz $\Delta m = m(D^*) - m(D^0)$, Punkte: H1–Daten 1994, Histogramm: Untergrundabschätzung aus Kombinationen mit falscher Ladung (aus [WIN96])

Der erste Hinweis auf Bottom in Form der Υ–Resonanz am H1–Experiment wurde im Rahmen dieser Arbeit gefunden (siehe Kapitel 8).

In der H1–Kollaboration angefertigte Dissertationen zu schweren Quarks bei HERA sind [GEL94],[SAH94],[LEY94],[RIE95],[KRU94] und [SEL95]. Publikationen der H1–Kollaboration sind [H194a], [H196a], [H196b] und [H196c], Publikationen der ZEUS–Kollaboration sind [ZE95a] und [ZE95b].

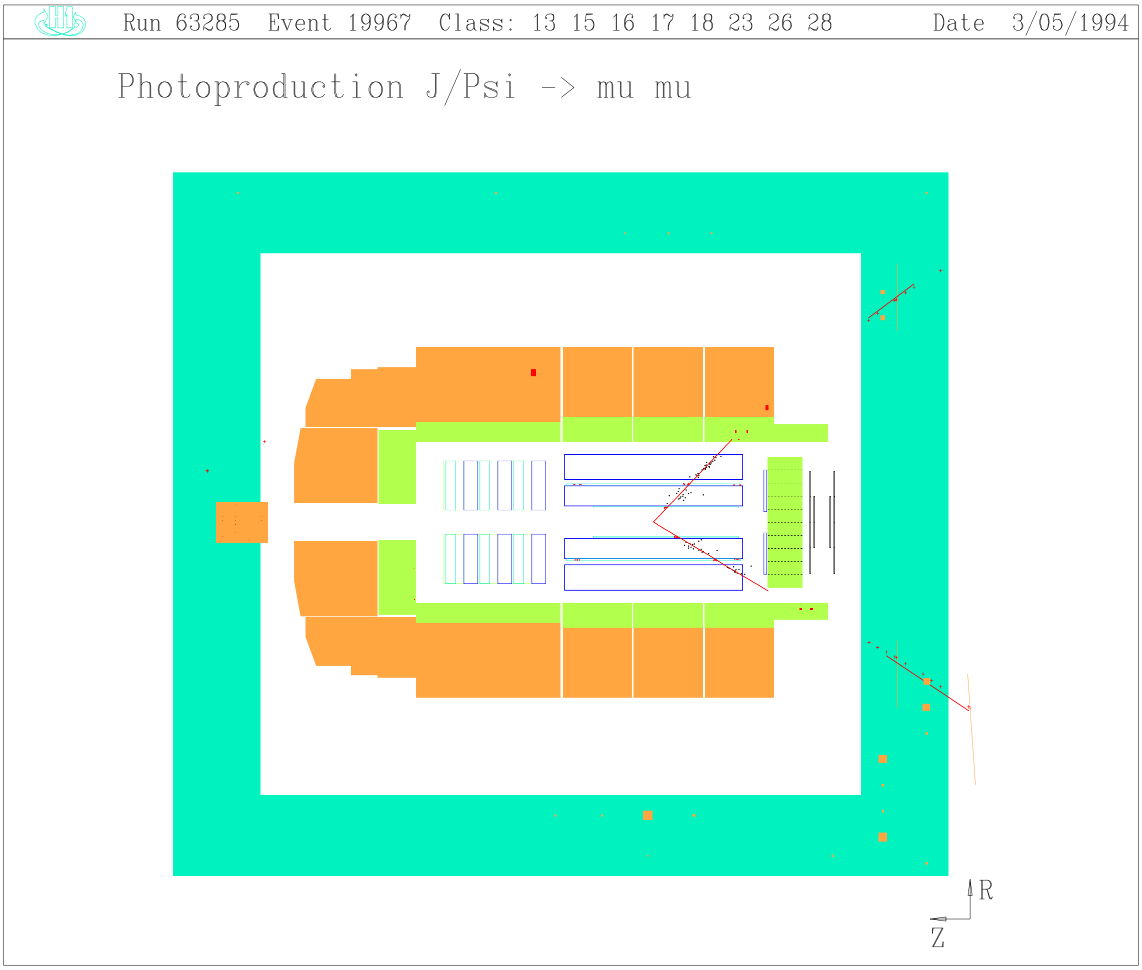


Abbildung 2.2: Zerfall eines J/ψ in zwei Myonen im H1–Detektor

Kapitel 3

NLO–Rechnungen

Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten und die Extraktion der Gluondichte im Proton sind wichtige Ziele der Physik schwerer Quarks bei HERA. Sie erfordern eine genaue Kenntnis der Produktionsmechanismen und der mit den theoretischen Berechnungen verbundenen Unsicherheiten. Weiterhin ist der *resolved*–Photon Anteil von Interesse. Bei der Produktion schwerer Quarks dominiert zwar der *direkte* Anteil, aber der *resolved* Anteil hat ebenfalls eine nicht zu vernachlässigende Größe.

Zu all diesen Fragen wurden Untersuchungen angestellt. Wichtiges Hilfsmittel war dabei ein Computerprogramm (im folgenden FMNR genannt) einer italienischen Theoretikergruppe zur Berechnung von differentiellen Wirkungsquerschnitten in *Next to Leading Order (NLO)*. Die in diesem Kapitel beschriebenen Ergebnisse wurden in Zusammenarbeit mit Michael Wins erzielt und sind in ausführlicherer Form in seiner Diplomarbeit [WIN96] nachzulesen.

3.1 NLO–Rechnungen

Das verwendete Programm FMNR geht aus Untersuchungen des Autorenteams zur Hadro– und Photoproduktion schwerer Quarks hervor [FRI94]. Die Berechnungen sind in *LO* und *NLO*, sowohl für den *direkten* als auch für den *resolved*–Photon Anteil möglich. Die Wirkungsquerschnitte können total oder auch differentiell nach dem Transversalimpuls der schweren Quarks ($d\sigma/dp_T$) bzw. deren Rapidität ($d\sigma/d\hat{y}$) angegeben werden. In den Rechnungen wird eine speziell für die Produktion schwerer Quarks modifizierte Form der Weizsäcker–Williams–Approximation verwendet [FRI93b].

Der Benutzer hat die Möglichkeit, folgende Parameter des Programms einzustellen:

- Produktion von Charm oder Bottom
- *direct* oder *resolved* Anteil
- *LO* und *NLO* Berechnungen
- totaler, differentieller oder doppelt differentieller (nach den kinematischen Größen von *beiden* schweren Quarks) Wirkungsquerschnitt
- Schwerpunktsenergie des *ep*–Systems
- Masse der schweren Quarks

Tabelle 3.1: Wirkungsquerschnitte für die direkte Produktion von Charm und Bottom. **fett**: NLO, (in Klammern): LO, Protonstrukturfunktion: GRV-HO, Massen: $m_c = 1{,}5$ GeV, $m_b = 4{,}8$ GeV, Schwerpunktsenergie: $\sqrt{s} = 300{,}3$ GeV (HERA 1994), $\mu_0^2 = M^2 + (p_{t,1}^2 + p_{t,2}^2)/2$ (aus [WIN96])

Charm (dir. photon)				**Bottom** (dir. photon)			
		μ_R/μ_0				μ_R/μ_0	
μ_F/μ_0	1/2	1	2	μ_F/μ_0	1/2	1	2
1/2	**685 nb** (299 nb)	**473 nb** (217 nb)	**366 nb** (172 nb)	1/2	**5134 pb** (3584 pb)	**4493 pb** (2955 pb)	**3985 pb** (2522 pb)
1	**800 nb** (570 nb)	**638 nb** (409 nb)	**529 nb** (322 nb)	1	**5177 pb** (4048 pb)	**4649 pb** (3336 pb)	**4191 pb** (2845 pb)
2	**743 nb** (787 nb)	**691 nb** (561 nb)	**611 nb** (441 nb)	2	**5116 pb** (4334 pb)	**4688 pb** (3571 pb)	**4280 pb** (3045 pb)

- Renormierungs– und Faktorisierungsskala (μ_R, μ_F)
- Wahl der Strukturfunktionen für Proton und Photon
- Λ_{QCD}

Von Michael Wins wurden folgende Erweiterungen erarbeitet:

- Es wurde ein Interface zur PDFLIB [PDF94] geschrieben, die Parametrisierungen einer Vielzahl von aktuellen Proton–und Photon–Strukturfunktionen enthält.
- Der Wirkungsquerschnitt wird zusätzlich differentiell nach x_g (Argument der Gluondichtefunktion des Proton) ausgegeben.

Die Ergebnisse für die Produktion von Charm und Bottom in *LO* und *NLO* für den *direkten* Anteil sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Zu erkennen ist, daß die Korrekturen höherer Ordnung keineswegs klein sind, sondern im Fall der Charmproduktion rund 50 % betragen. Um den Fehler durch die Unsicherheiten der perturbativen QCD abzuschätzen, wurden die Faktorisierungsskala μ_F und die Renormierungsskala μ_R jeweils um den Faktor 2 variiert.

Ändert man die Masse der schweren Quarks innerhalb der bekannten Genauigkeit, so ergibt sich ebenfalls ein beträchtlicher Einfluß auf die Wirkungsquerschnitte. In Abb. 3.1 sind die totalen Wirkungsquerschnitte in *LO* und *NLO* in Abhängigkeit von den Quarkmassen dargestellt. Fernerhin sieht man, daß die *NLO*–Korrekturen der Form $\gamma q \to Q\bar{Q}q$ zu vernachlässigen sind. Die direkte Produktion von schweren Quarks ist also gluoninduziert. Dieses Ergebnis ist wichtig für die Extraktion der Gluondichte im Proton.

3.2 Vergleich mit PYTHIA

Der bei H1 für die Monte Carlo Produktion von Ereignissen mit schweren Quarks verwendete Generator ist PYTHIA 5.7 [BEN87] mit JETSET 7.4 [SJÖ87]. PYTHIA beschreibt den eigentlichen harten Prozeß der Gamma–Gluon–Fusion, während JETSET die anschließende

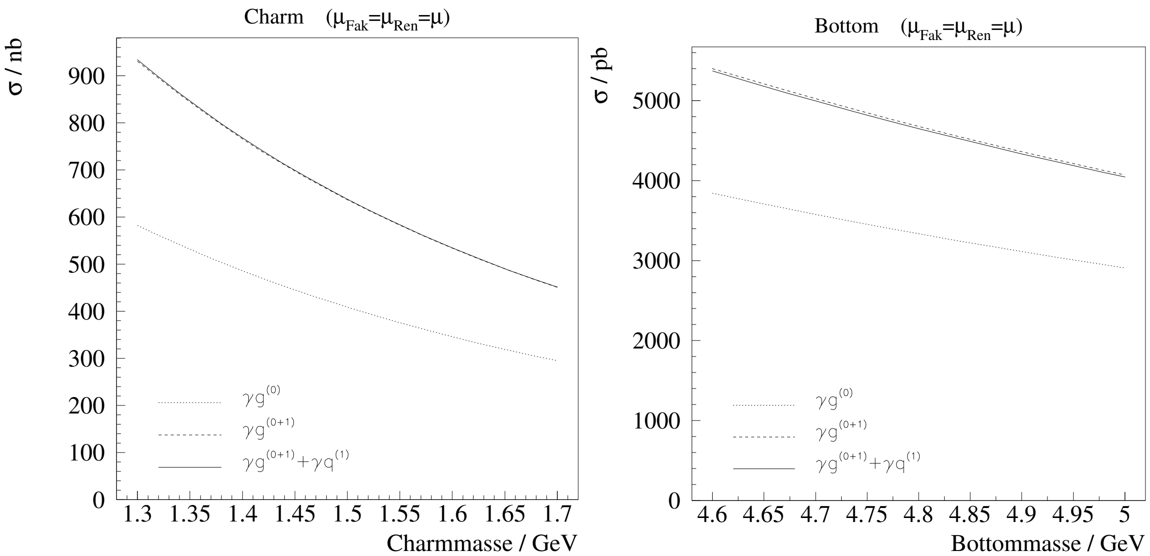


Abbildung 3.1: Massenabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte: gepunktet: LO-Anteil, gestrichelt: LO + NLO gluoninduzierter Anteil, durchgezogen: volle NLO Wirkungsquerschnitte (aus [WIN96])

Hadronisation und den Zerfall kurzlebiger Teilchen (z.B. $D^* \to D^0\pi$) entsprechend den Verzweigungsverhältnissen generiert.

Die Berechnung der Produktion schwerer Quarks erfolgt bei PYHTIA nur über ein LO–Matrixelement. Um trotzdem den Einfluß höherer Ordnungen auf die Ereigniskinematik zu berücksichtigen, wird das Konzept der *Initial and Final State Parton Shower* verwendet. Ein gemäß den Strukturfunktionen aus dem Proton ausgewähltes Parton kann *vor* dem harten Prozeß ein weiteres Parton abstrahlen. Ebenso können die aus dem harten Prozeß auslaufenden Teilchen wiederum Partonen abstrahlen.

Das im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Programm FMNR eröffnet die Möglichkeit, von PYTHIA generierte Verteilungen mit den in NLO berechneten zu vergleichen. Abb. 3.2 zeigt die entsprechenden Verteilungen für die Größen x_p = Impulsbruchteil des Gluons im Proton, p_T = Transversalimpuls des Charmquarks, $\hat{y}$ = Rapidität des Charmquarks. Während die p_T–Verteilungen sehr gut übereinstimmen, zeigt PYTHIA in der x_p und in der damit eng korrelierten $\hat{y}$–Verteilung eine Tendenz zu kleineren Werten. Insgesamt ergibt der Vergleich eine zufriedenstellende Übereinstimmung der beiden Methoden.

Eine neuere Veröffentlichung der Autorengruppe [FRI95b] stellt einen Vergleich von FMNR mit dem Monte Carlo Generator HERWIG vor. Die Resultate bestätigen die hier beschriebenen: Sehr gute Übereinstimmung im p_T–Sektrum, leichte Abweichungen im η–Spektrum.

3.3 Der resolved–Photon Anteil

Neben den *direkten* oder auch *punktförmigen* Prozessen (Abb. 1.5b) gibt es den *resolved* oder auch *hadronischen* Anteil zur Produktion schwerer Quarks (Abb. 1.5d). Hierbei können die Partonen aus Proton und Photon entweder zwei Gluonen sein:

$$gg \to Q\bar{Q}$$

oder zwei leichte Quarks:

$$q\bar{q} \to Q\bar{Q}$$

Die Anzahldichte der Partonsorte i mit Impulsbruchteil x_γ im Photon wird durch die Photonstrukturfunktionen $f_i^\gamma(x_\gamma)$ beschrieben. Da der *resolved*–Anteil zur Produktion

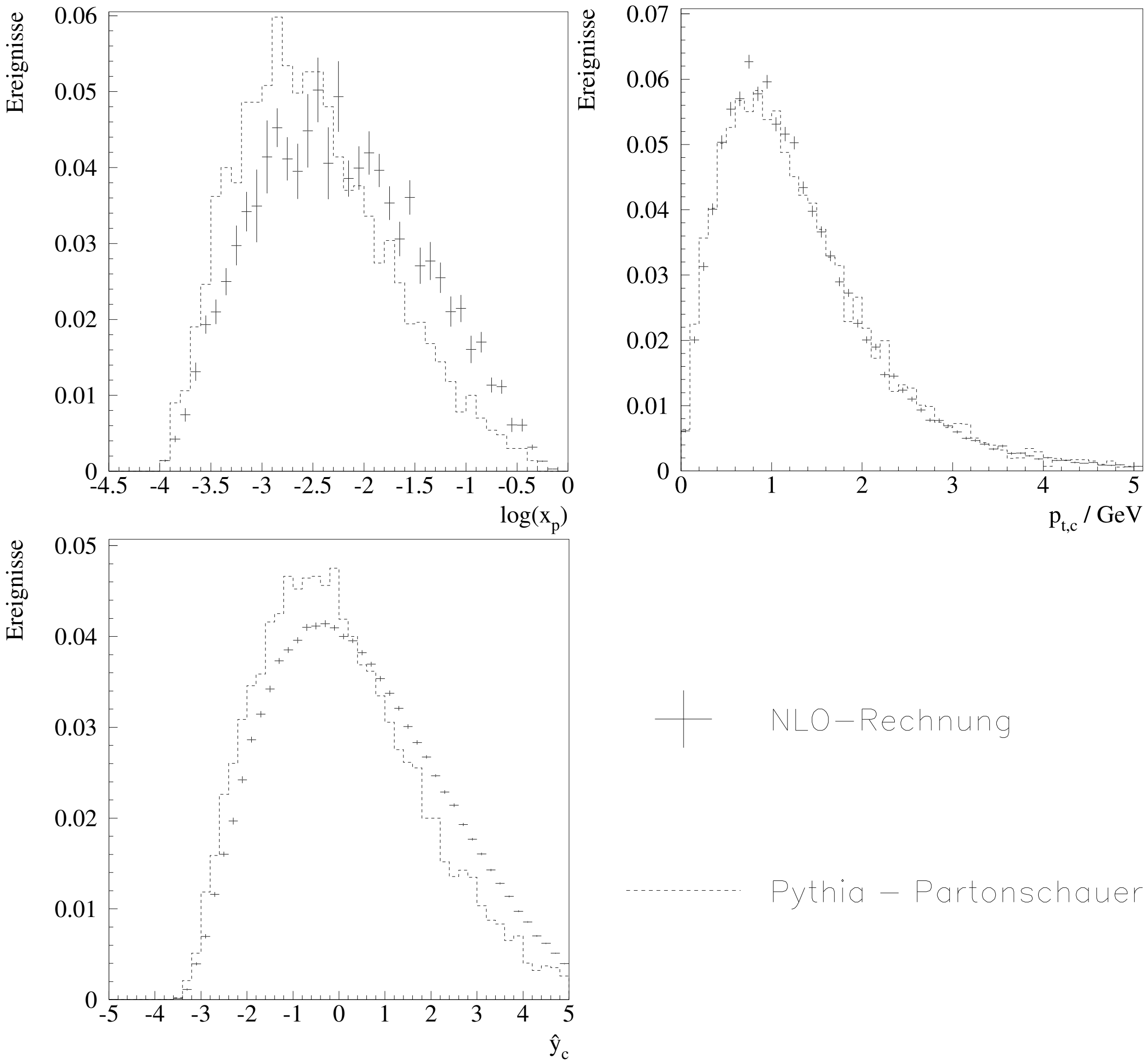


Abbildung 3.2: Vergleich von PYTHIA mit NLO–Rechnungen (aus [WIN96])

schwerer Quarks von der Gluon–Gluon–Fusion dominiert wird, ist für eine Berechnung von Wirkungsquerschnitten die Kenntnis der Gluondichte im Photon $f_g^\gamma(x_\gamma)$ notwendig. Diese ist jedoch nur für große x_γ hinreichend genau bekannt. Bild 3.3 zeigt verschiedene Parametrisierungen der Gluondichte, die für kleine x_γ stark unterschiedliche Werte voraussagen.

Eine experimentelle Bestimmung von $f_g^\gamma(x_\gamma)$ der H1–Kollaboration aus der Produktionsrate von 2–Jet Ereignissen bis hinunter zu Werten von $x_\gamma \simeq 0{,}04$ ist in Abb. 3.4 zu sehen. Die Messung favorisiert eine zu kleinen x_γ hin nur leicht ansteigende Gluondichte.

Die Wirkungsquerschnitte für den *resolved*–Photon Anteil hängen wegen der beschriebenen Unsicherheiten stark vom Satz der verwendeten Strukturfunktionen $f_i^\gamma(x_\gamma)$ ab. Für den Photon–Proton–Wirkungsquerschnitt ergibt sich:

$$\sigma(\gamma p \to Q\bar{Q}X) = \sum_i \int dx_\gamma \; f_i^\gamma(x_\gamma) \; \sigma(ip \to Q\bar{Q}X) \tag{3.1}$$

Daraus erhält man den Elektron–Proton–Wirkungsquerschnitt durch Faltung mit der Photondichte im Elektron (Weizsäcker–Williams–Näherung). Die im Rahmen der Diplomarbeit von Michael Wins mit FMNR berechneten Werte sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

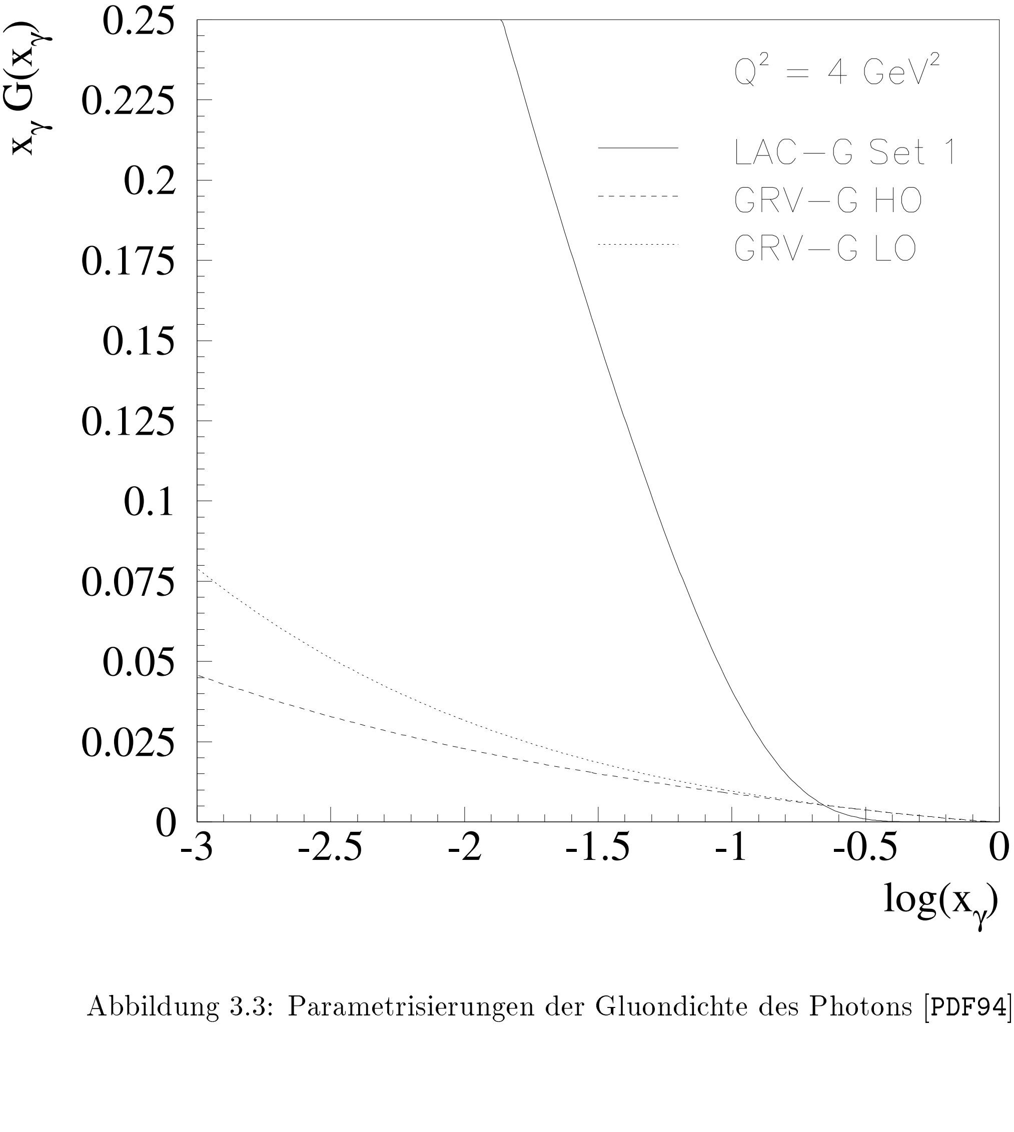


Abbildung 3.3: Parametrisierungen der Gluondichte des Photons [PDF94]

Tabelle 3.2: Wirkungsquerschnitte für die *resolved* Produktion von Charm. **fett**: NLO, (in Klammern): LO, Protonstrukturfunktion: GRV-HO, Charmmasse: $m_c = 1{,}5$ GeV, Schwerpunktsenergie: $\sqrt{s} = 300{,}3$ GeV (HERA 1994), $\mu_0^2 = M^2 + (p_{t,1}^2 + p_{t,2}^2)/2$ (aus [WIN96])

Charm (res. photon GRV)		μ_R/μ_0	
μ_F/μ_0	1/2	1	2
1/2	**103 nb** (35 nb)	**52 nb** (18 nb)	**32 nb** (11 nb)
1	**146 nb** 72 nb)	**82 nb** (36 nb)	**53 nb** (22 nb)
2	**167 nb** (103 nb)	**102 nb** (51 nb)	**68 nb** (31 nb)

Charm (res. photon LAC1)		μ_R/μ_0	
μ_F/μ_0	1/2	1	2
1/2	**889 nb** (355 nb)	**456 nb** (177 nb)	**285 nb** (109 nb)
1	**1003 nb** (464 nb)	**533 nb** (228 nb)	**338 nb** (139 nb)
2	**1055 nb** (489 nb)	**558 nb** (238 nb)	**354 nb** (145 nb)

Im Vergleich mit Tabelle 3.1 sieht man, daß bei einer extremen Wahl der Gluondichte wie LAC1 der *resolved*–Photon Anteil zum Wirkungsquerschnitt die gleiche Größenordnung erreicht wie der direkte Anteil.

Neben den Berechnungen der totalen Wirkungsquerschnitte wurden zusätzliche Untersuchungen zur Separation des direkten und des resolved Anteils durchgeführt, da es Befürchtungen gab, daß ein großer *resolved*–Photon Anteil die Extraktion der Gluondichte im *Proton* aus der Messung des direkten Anteils unmöglich machen würde [RIE92].

Schließt man den gesamten hadronischen Endzustand, der aus dem System der *beiden* Charmquarks hervorgeht, in die Analyse mit ein, so ist es möglich, x_γ zu rekonstruieren

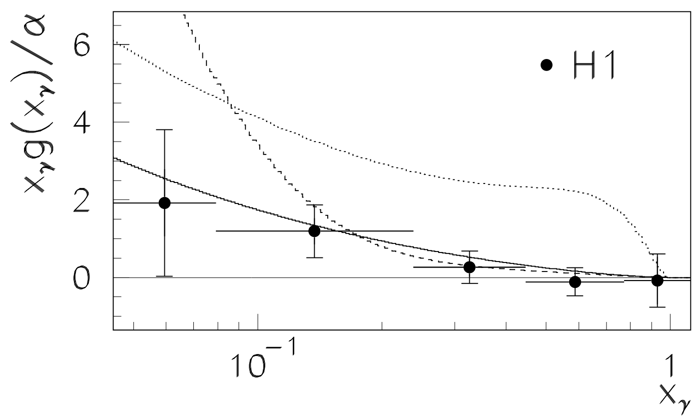


Abbildung 3.4: Die Gluondichte im Photon geteilt durch die Feinstrukturkonstante $\alpha = 1/137$ (Daten: Punkte) bei einer Skala $\langle p_t \rangle^2 = 75$ GeV^2. Zum Vergleich sind die GRV-LO (durchgezogene Linie), die LAC1 (gestrichelt) und die LAC3 Parametrisierung (gepunktet) eingezeichnet. (aus [H195b])

(Gluon–Gluon–Fusion, Abb. 1.5d):

$$\frac{(E-p_z)_{c\bar{c}}}{2yE_e} = \frac{(E-p_z)_{gg}}{2yE_e} = \frac{2x_\gamma yE_e}{2yE_e} = x_\gamma \tag{3.2}$$

x_γ ist der Energiebruchteil des Photons, der in den harten Prozeß eingeht. Für *direkte* Produktion ist $x_\gamma = 1$, für den *resolved*–Anteil ist $x_\gamma \ll 1$. Bild 3.5 zeigt die Rekonstruktion der Größe $z(D, Hadron)$ in einer Monte Carlo Studie auf Generatorniveau. $z(D, Hadron)$ gibt den Bruchteil der Photonenergie an, der im D–Meson und in dem Hadron mit dem höchsten p_T in der entgegengesetzten ϕ–Richtung steckt, und ist in guter Näherung proportional x_γ. Selbst bei der extremen LAC1–Parametrisierung kann mit einem Schnitt von $z \gtrsim 0,2$ der *resolved*–Anteil fast vollständig abgetrennt werden.

3.4 Die Gluondichte im Proton

Durch die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für schwere Quarks ist eine Extraktion der Gluondichte im Proton $G(x_g)$ bis hin zu sehr kleinen Werten von x_g möglich. Abb. 3.6 zeigt verschiedene Parametrisierungen von $G(x_g)$, wobei es theoretische Modelle gibt, die eine flache ($x_g G(x_g) \sim const$) bzw. eine zu kleinen Werten von x_g ansteigende Gluondichte ($x_g G(x_g) \sim x_g^{-1/2}$) favorisieren.

Eine erste *direkte* Bestimmung der Gluondichte bei H1 aus 2-Jet Ereignissen in tief–inelastischer Streuung ist in Abb. 3.7 zu sehen. Das gleiche Bild enthält auch die Ergebnisse einer *indirekten* Bestimmung aus der Skalenverletzung von F_2 [H195e]. Insgesamt deuten alle Messungen auf eine eher ansteigende Gluondichte hin.

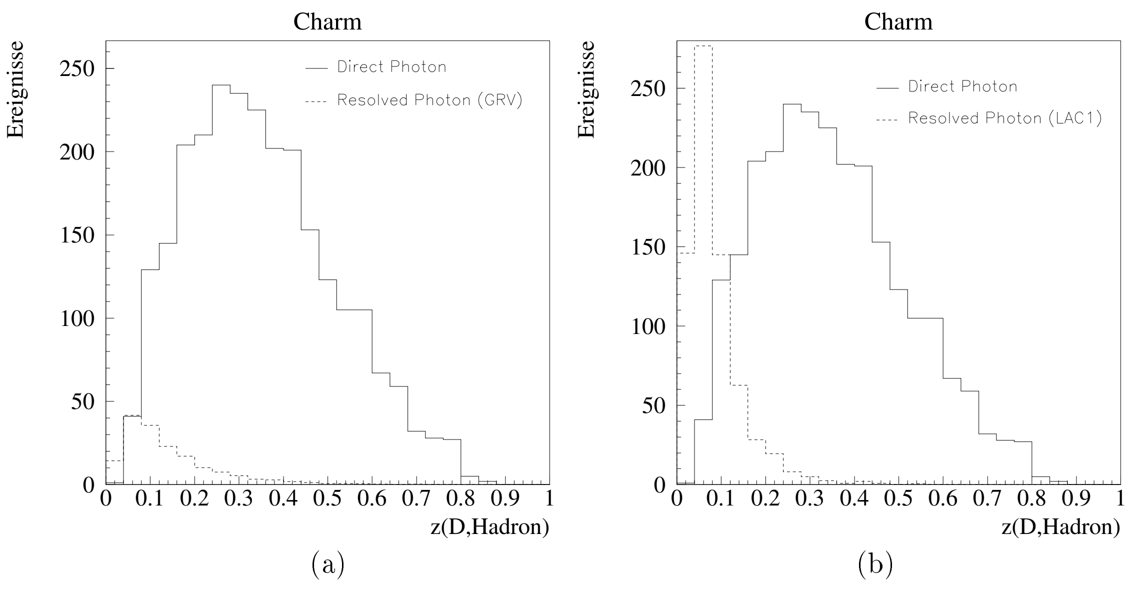


Abbildung 3.5: Charm: z-Verteilungen nach Gewichtung gemäß den Wirkungsquerschnitten. Beide Teilchen liegen im Bereich $20^o < \Theta < 160^o$. (a) zeigt GRV-LO-, (b) LAC1-*Resolved-Photon*-Anteile. (aus [WIN96])

Die Produktion schwerer Quarks ist ein weiterer Prozeß, in den die Gluondichte im Proton *direkt* eingeht. In *Leading Order* dominiert die Photon–Gluon Fusion:

$$\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$$

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß der *resolved*–Photon Anteil separierbar ist. Offensichtlich ist der differentielle Wirkungsquerschnitt proportional zur Gluondichte im Proton:

$$\frac{d\sigma}{dx_g} \sim G(x_g) \tag{3.3}$$

x_g kann aus dem $c\bar{c}$–System rekonstruiert werden:

$$\frac{(E+p_z)_{c\bar{c}}}{2E_p} = \frac{(E+p_z)_{\gamma g}}{2E_p} = \frac{2x_g E_p}{2E_p} = x_g \tag{3.4}$$

Wenn der Zusammenhang zwischen einer vorgegebenen Gluondichte und einem meßbaren Wirkungsquerschnitt über eine Monte Carlo Studie bekannt ist, dann läßt sich die

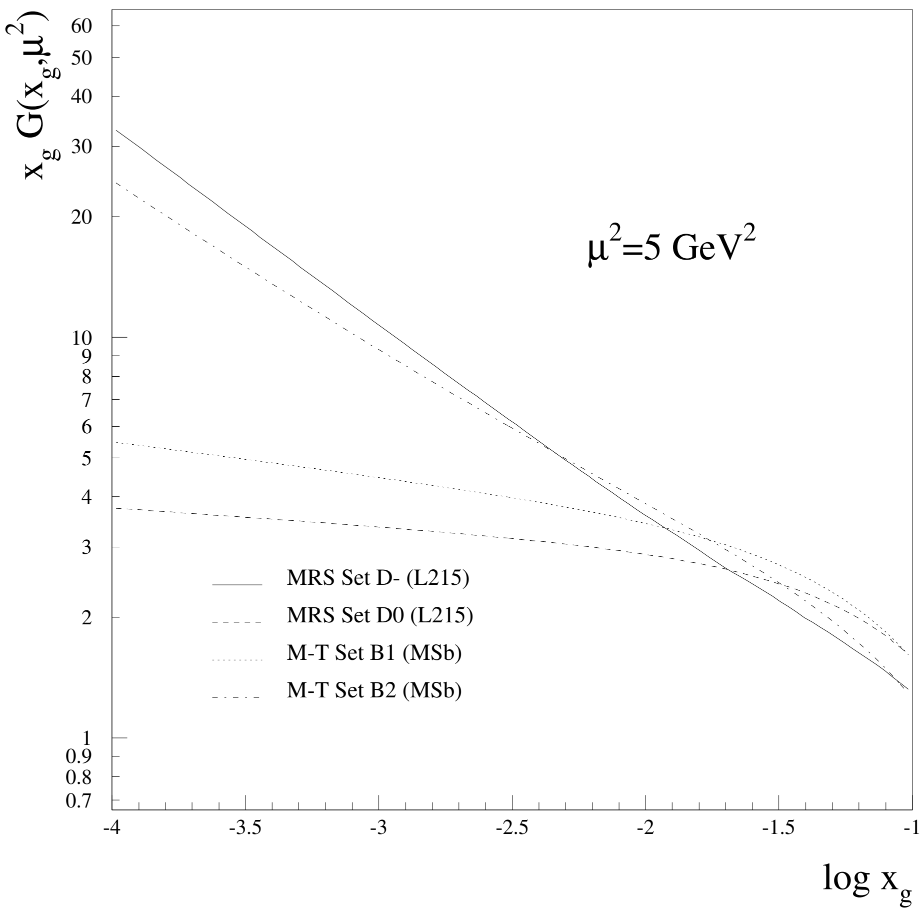


Abbildung 3.6: Verschiedene Parametrisierungen der Gluondichte im Proton bei einer Skala von 5 GeV^2

Gluondichte im Proton rekonstruieren [PRO91]:

$$G(x_g) = \frac{(d\sigma/dx_g)_{Data}}{(d\sigma/dx_g)_{MC}} G(x_g)_{MC} \tag{3.5}$$

Dieses einfache *LO*–Verfahren berücksichtigt jedoch nicht die Korrekturen höherer Ordnung, die bei der Produktion von Charm ca. 50 % betragen. Um *NLO*–Korrekturen mit einzubeziehen, sind *NLO*–Rechnungen nötig, die bei einer vorgegebenen Gluondichte den Wirkungsquerschnitt ermitteln. Dies ist mit FMNR möglich und im Rahmen der Diplomarbeit von Michael Wins durchgeführt worden. Ein wichtiges Ergebnis ist, daß auch in *NLO* der Wirkungsquerschnitt *gluoninduziert* ist, also der quarkinduzierte Anteil vernachlässigt

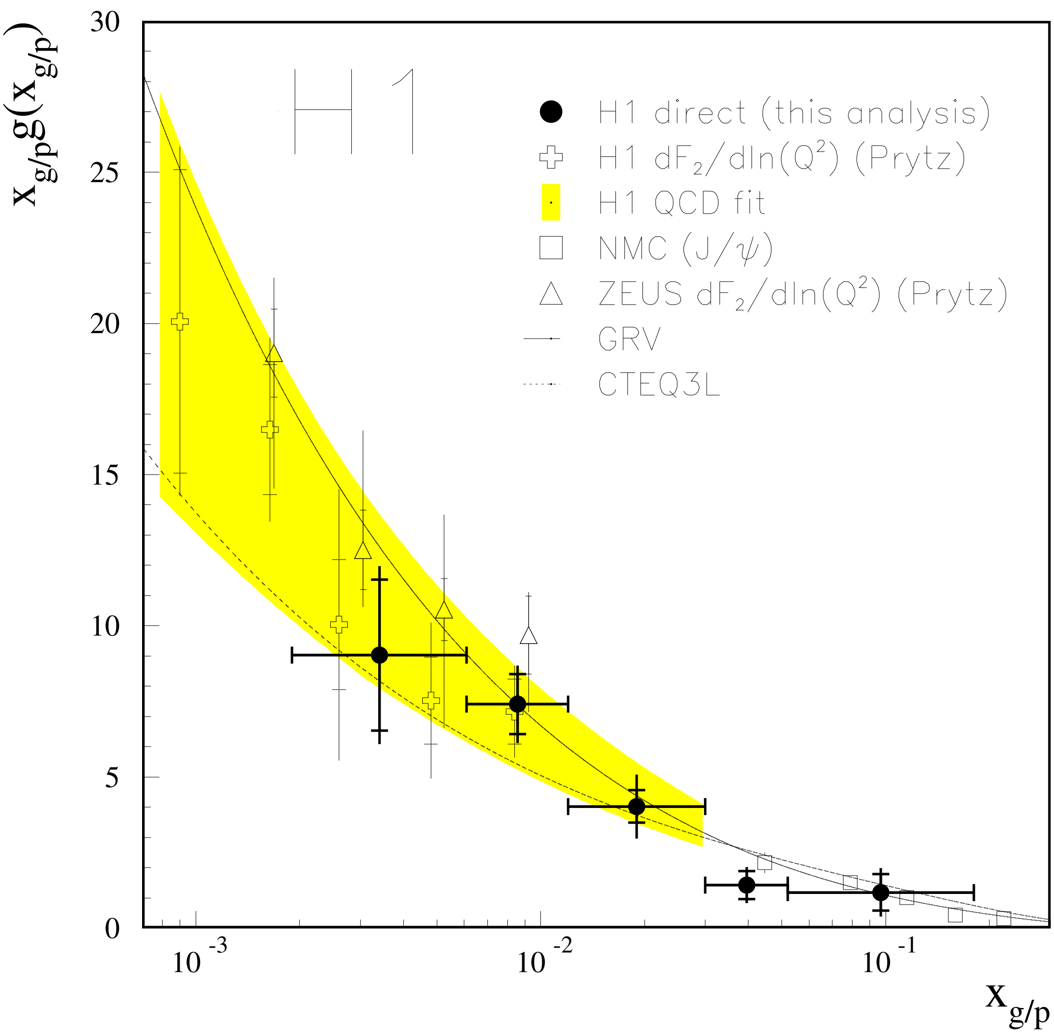
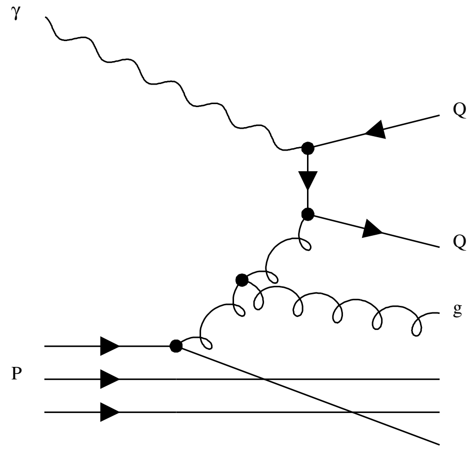


Abbildung 3.7: Messungen der Gluondichte des Protons (aus [H195d])

werden kann (Abb. 3.1). Deshalb gilt auch in NLO:

$$\frac{d\sigma}{dx_g} \sim G(x_g)$$

Nun ergibt sich aber folgendes Problem: Die Variable x_g ist nicht mehr aus dem $c\bar{c}$–Endzustand zu rekonstruieren. Das verdeutlicht folgender Feynman–Graph:



Hier wird von dem ursprünglichen Gluon mit der Energie $x_g E_p$ vor dem harten Prozeß ein weiteres Gluon abgestrahlt, welches z.B. in der Strahlröhre verbleibt. Das in die harte Reaktion eingehende Gluon hat daher eine Energie $E < x_g E_p$. Auch bei anderen NLO–Feynmangraphen ergibt sich eine Verfälschung des rekonstruierten x_g. Ein Verfahren zur Extraktion der Gluondichte des Protons, das auch die Strahlungskorrekturen berücksichtigt, ist in [FRI93a] zu finden.

Zusammenfassung

- Korrekturen höherer Ordnung zum Wirkungsquerschnitt von schweren Quarks betragen ca. 50 %.
- Auch in NLO ist die Produktion schwerer Quarks gluoninduziert.
- Ein Vergleich von NLO–Rechnungen mit dem Ereignisgenerator PYTHIA ergibt zufriedenstellende Übereinstimmung in den vorgestellten Spektren.
- Der in NLO berechnete *resolved*–Photon Anteil erreicht bei einer extremen Wahl der Photonstrukturfunktionen die gleiche Größenordnung wie der direkte Anteil.
- In einer Monte Carlo Studie mit voller Detektorsimulation wurde gezeigt, daß durch Rekonstruktion der Größe x_γ der *resolved*–Anteil separierbar ist.
- Ein wichtiges Ziel ist die Extraktion der Gluondichte des Proton bei kleinem x_g.

Kapitel 4

Ereignis–Rekonstruktion

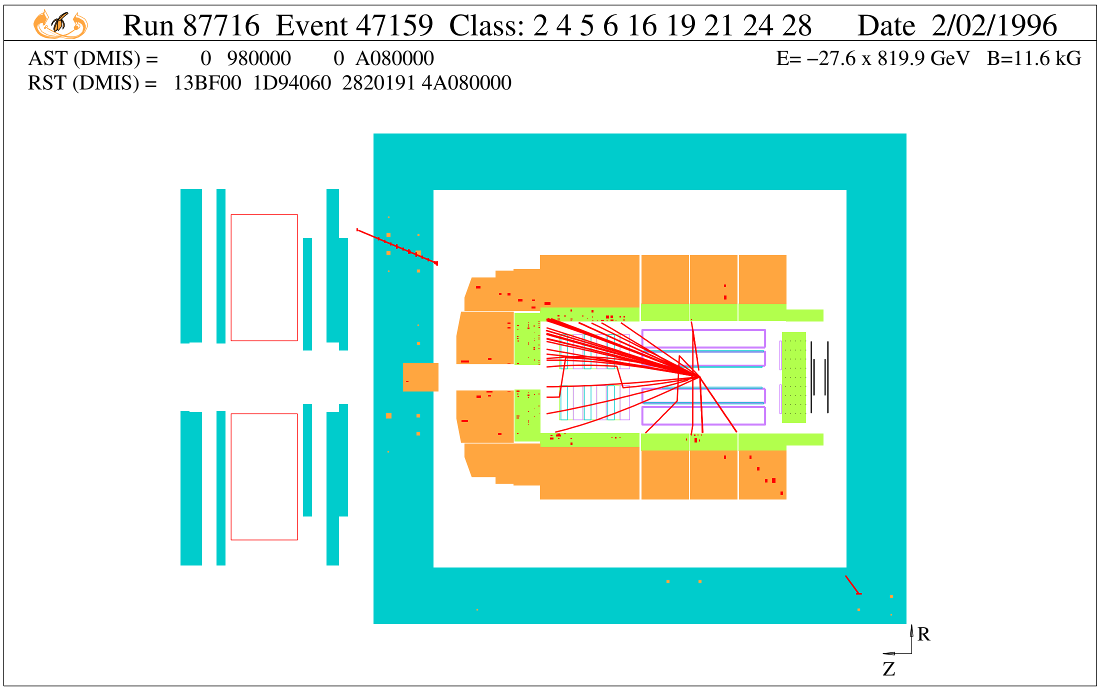


Abbildung 4.1: Ein Ereignis im H1–Detektor

Die obige Abbildung zeigt ein Ereignis aus der Datennahmeperiode 1994 im H1–Detektor. Es zeichnet sich durch eine hohe Spurmultiplizität, relativ geringe Aktivität im Kalorimeter und zwei Spuren im instrumentierten Eisen aus. Damit ist es ein Kandidat für einen leptonischen Zerfall von einem Paar von schweren Quarks mit zwei Myonen im Endzustand.

In diesem Kapitel wird die Ereignisrekonstruktion der im Jahr 1994 vom H1–Experiment genommenen Daten vorgestellt. Dies beinhaltet eine Beschreibung der wichtigsten für diese Analyse benötigten Detektorkomponenten, des Triggersystems und des Verlaufs der Datennahme von den Rohdaten bis zur Selektion für die physikalische Analyse.

4.1 Die wichtigsten Detektorkomponenten

4.1.1 Die Spurenkammern

Das Spurkammersystem des H1–Detektors ist in Abb. 4.2 dargestellt. Es hat die Aufgabe, die Spuren geladener Teilchen zu rekonstruieren, und liefert außerdem Informationen für den Trigger und zur Teilchenidentifikation.

Ein Teilchen, das den Wechselwirkungspunkt rechtwinklig zur Strahlachse verläßt, durchquert von innen nach außen:

- die innere Vieldrahtproportionalkammer (CIP),
- die innere z–Kammer (CIZ),
- die erste Jetkammer (CJC1),
- die äußere z–Kammer (COZ),
- die äußere Vieldrahtproportionalkammer (COP)
- und schließlich die zweite Jetkammer (CJC2).

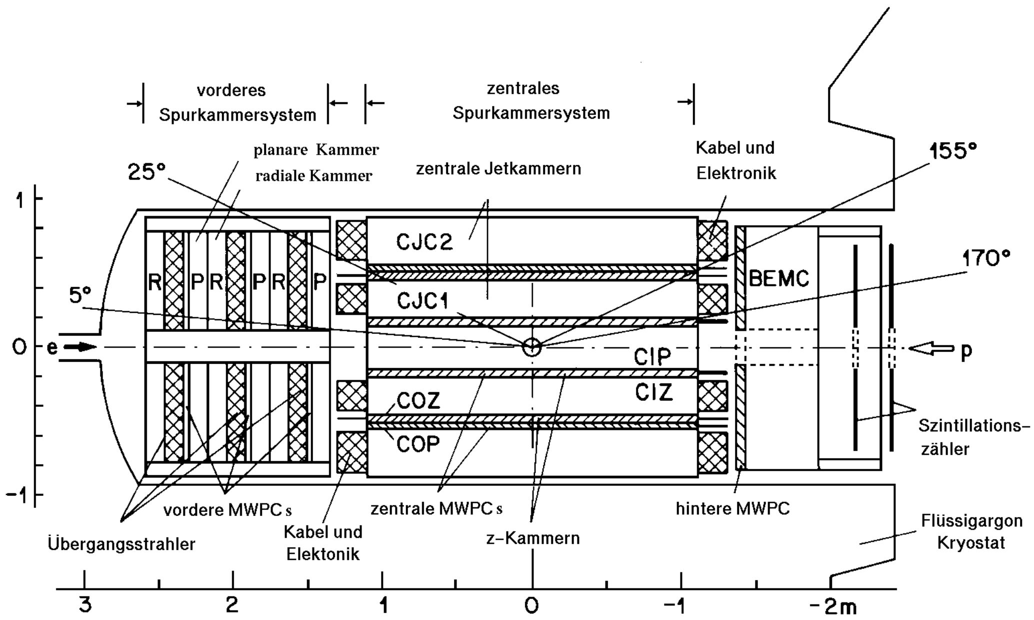


Abbildung 4.2: Das Spurkammersystem des H1–Detektors

Die Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) liefern ein schnelles Signal, das für den Spurtrigger benötigt wird. Die z–Kammern (CIZ und COZ) sind dünne Driftkammern mit den Signaldrähten senkrecht zur Strahlachse. Sie erlauben eine Bestimmung der z–Koordinate der durchlaufenden Teilchen mit einer Genauigkeit von etwa 300 μm.

In einer typischen Elektron–Proton–Wechselwirkung bei HERA verlassen viele Teilchen den Vertex unter kleinen Winkeln nach vorne. Deshalb wird das zentrale durch ein vorderes Spurkammersystem ergänzt. Es besteht aus drei baugleichen Supermodulen. In jedem dieser Module erreicht das Teilchen zunächst drei planare Driftkammern. Deren Drahtebenen sind jeweils um 60° gegeneinander verdreht, um eine exakte Messung des Polarwinkels θ zu erhalten. Daran schließt sich eine Vieldrahtproportionalkammer an, deren Signal für den Trigger verwendet wird. Das Ende eines jeden Moduls bilden ein Übergangsstrahlungselement und eine radiale Driftkammer, die neben der Teilchenspur auch die entstandene Übergangsstrahlung mißt. Diese beim Übergang eines geladenen Teilchens

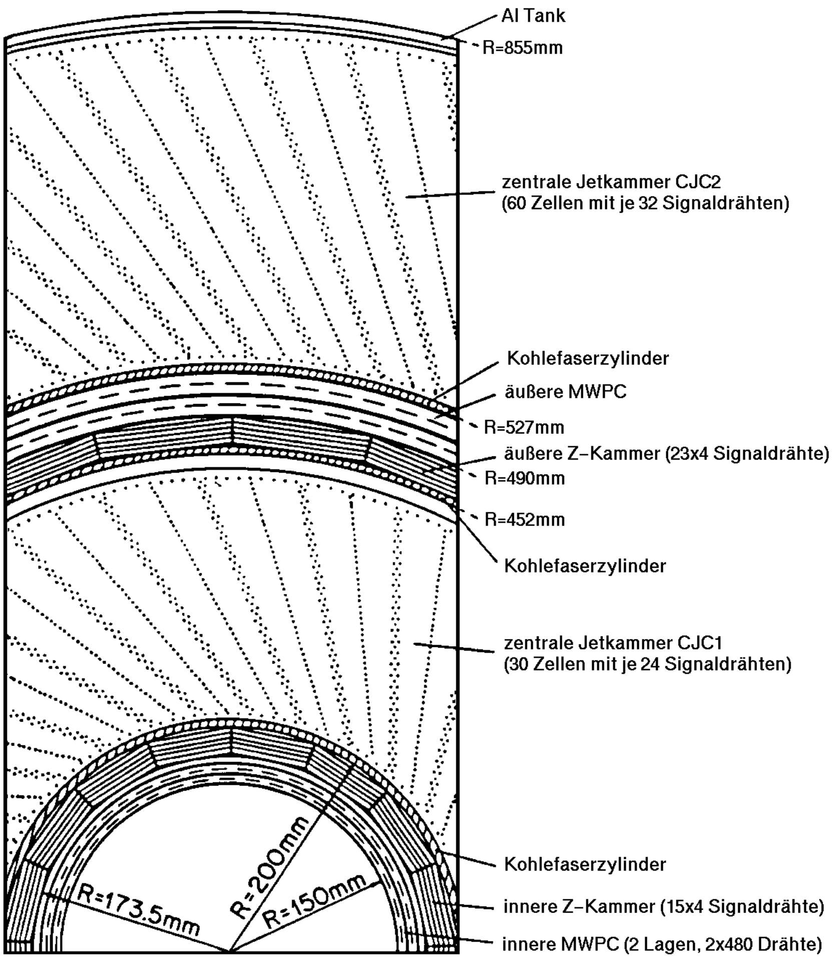


Abbildung 4.3: Radiale Ansicht des zentralen Spurkammersystems

zwischen zwei Medien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten erzeugte Strahlung ist proportional $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ und ermöglicht daher eine Trennung von Elektronen und Pionen bei hohen Impulsen.

Die wichtigsten Komponenten des Spurkammersystems sind die zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2. Abb. 4.3 zeigt eine radiale Ansicht. Die CJC1 besteht aus 30 Driftzellen mit je 24 Signaldrähten, die CJC2 aus 60 Zellen mit je 32 Signaldrähten. Beide arbeiten mit einem Argon/CO_2/Methan Gasgemisch. Die Zellen sind um den Lorentzwinkel von 30° gegenüber der radialen Richtung geneigt. Die bei der Ionisation entstandenen Elektronen driften unter dem Einfluß des elektrischen Driftfeldes und des magnetischen Feldes *senkrecht* zu einer in radialer Richtung verlaufenden Teilchenspur zur Signaldrahtebene. Bei der Spurrekonstruktion ist es dann leicht, Mehrdeutigkeiten zu unterdrücken, die dadurch entstehen, daß die Richtung, aus der die Driftelektronen den Signaldraht erreichen, nicht bekannt ist.

Die Bestimmung der z–Koordinate entlang der Spur geschieht über das Verhältnis der an beiden Enden der Signaldrähte ausgelesenen Ladungen. Mit diesem Verfahren wird eine Genauigkeit von 2,2 cm erreicht. Eine bessere z–Bestimmung erfolgt anschließend durch Kombination mit den z–Kammer Informationen.

Aus der Summe der an beiden Enden eines Signaldrahts gemessenen Ladung errechnet sich ein Wert für den Energieverlust dE/dx. Durch Mittelung über alle angesprochenen Signaldrähte einer Spur kann jedem Teilchen ein mittleres dE/dx zugeordnet werden. Bei niedrigen Impulsen (< 0,7 GeV) ist damit eine Trennung von wenig ionisierenden Teilchen (Elektronen, Myonen, Pionen), Teilchen mit mittleren Werten von dE/dx (Kaonen) und stark ionisierenden Teilchen (Protonen, Deuteronen) möglich. Die wichtigsten Parameter der zentralen Jetkammern sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

An jede der in der CJC gefundenen Spuren wird eine Helix angepaßt. Das Resultat des Fits liefert die Spurparameter:

κ: Krümmung der Kurve ($\kappa = \pm 1/r$, das Vorzeichen von κ ist positiv für negativ geladene Teilchen)

d_{ca}: *distance of closest approach*, der kleinste Abstand der Helix zur z-Achse

ϕ: Azimutwinkel am Punkt des kleinsten Abstands

θ: Polarwinkel am Punkt des kleinsten Abstands

z: z–Koordinate am Punkt des kleinsten Abstands

Für Spuren, die vom Hauptvertex kommen, lassen sich die Parameter verbessern, indem die Position des Wechselwirkungspunktes als Randbedingung im Fit verwendet wird. Diese Position ist in der $x-y$–Ebene innerhalb eines Runs mit einer Genauigkeit von wenigen 100 μm stabil und kann aus einem Fit an gute Spuren in demselben Run bestimmt werden. Die Lage des „run–vertex“ wird in der Datenbasis gespeichert und später bei der Rekonstruktion der Spuren für den Fit verwendet. Die z–Position des Hauptvertex ist für jedes Ereignis verschieden und wird jeweils aus den guten Spuren berechnet. Eine weitere Verbesserung der Genauigkeit im Polarwinkel θ wird durch Einbeziehung der z–Kammmer–Information erreicht.

Für Teilchen, die unter kleinem Polarwinkel nach vorne laufen ($\theta \approx 25°$), werden die in den Vorwärtsspurkammern gemessenen Spursegmente mit denen aus der CJC verbunden.

Tabelle 4.1: Parameter der zentralen Jetkammern (aus [H193a])

	Einheit	CJC1	CJC2
aktive Länge Δz	mm	2200	
innerer Radius R_i	mm	203	530
äußerer Radius R_o	mm	451	844
Zahl der Zellen		30	60
Zahl der Signaldrähte pro Zelle		24	32
Abstand der Signaldrähte	mm	10,16	
maximale Driftstrecke bei R_i	mm	22,9	28,5
maximale Driftstrecke bei R_o	mm	44,5	43,1
Material der Signaldrähte		W-Rh(3%)	
Widerstand der Signaldrähte	kΩ/m	0,3	
Durchmesser der Signaldrähte	μm	20	
Spannung der Signaldrähte	N	0,65	
Gasgemisch: Ar/C_2H_6	%	50/50	
Potential der Signaldrähte	V	1170	
Feldgradient	V/mm	120	
Driftgeschwindigkeit	mm/μs	≈ 50	
$\sigma_{r\phi}(\sigma_\phi)$	μm (°)	170 (0,1)	
$\sigma_z(\sigma_\theta)$	cm (°)	2,2 (1,2)	
σ_κ	cm^{-1}	3×10^{-5}	
σ_{DCA}	μm	420	
$\sigma_{dE/dx}$	%	10	

Spuren mit sehr kleinem Polarwinkel ($\theta \approx 7° - 20°$) können nicht von den zentralen sondern nur von den vorderen Spurkammern gemessen werden.

Zusätzlich zu den Helixparametern liefert ein Fit an alle gemessenen Driftzeiten einer Spur einen Wert für den Zeitpunkt der ep–Wechselwirkung t_0. Dadurch läßt sich jede Spur eindeutig einer bestimmten Kreuzung zweier Teilchenpakete zuordnen.

4.1.2 Das Flüssig–Argon–Kalorimeter

Voraussetzung für die Untersuchung leptonischer Zerfälle von schweren Quarks ist eine gute Leptonidentifikation. Elektronen zeichnen sich durch eine sehr lokale Energiedeposition im Flüssig–Argon–Kalorimeter aus und können so von hadronisch wechselwirkenden Teilchen getrennt werden. Auch Myonen hinterlassen im Kalorimeter eine charakteristische minimal–ionisierende Spur (siehe Abb. 4.1).

Eine Seitenansicht des Kalorimeters ist in Abb. 4.4 zu sehen. Es besteht aus acht in z–Richtung hintereinander angeordneten Rädern (wheels), die wiederum jeweils aus acht Oktanden aufgebaut sind. In den elektromagnetischen Kalorimetermodulen (IF1E – BBE) befinden sich abwechselnd 2,4 mm dicke Absorberplatten aus Blei und 2,35 mm dicke Schichten aus flüssigem Argon als aktivem Material. Die hadronischen Module (IF2H – CB1) bestehen aus 19 mm dicken Stahlplatten mit 2,4 mm dicken Schichten aus flüssigem Argon dazwischen. Auf beiden Seiten einer Absorberplatte sind kupferbelegte Platinen aufgeklebt. Die Hochspannungsplatinen liegen auf einem Potential von -1500 V. Die Ausleseplatinen sind geerdet und bestimmen durch ihre Segmentation in sogenannte *pads* die Größe der Auslesezelle.

Das gesamte Kalorimeter überdeckt einen Polarwinkelbereich von $4^\circ - 153^\circ$. Das Absorptionsvermögen des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt 20 – 30 Strahlungslängen, das des hadronischen Teils 4 – 8 nukleare Wechselwirkungslängen.

Die in den Elektron–Proton–Stößen entstehenden hochenergetischen Sekundärteilchen schauern im Kalorimeter auf. Die geladenen Teilchen im Schauer ionisieren das flüssige Argon und aus der gemessenen Ladung wird die in der jeweiligen Zelle deponierte Energie ermittelt. Die Kalibrationskonstanten betragen ca. 4 GeV/pC. Benachbarte getroffene Zellen werden zu Clustern zusammengefaßt, deren Gesamtenergie der Energie des auftreffenden Teilchens entspricht.

Das H1–Kalorimeter ist ein nicht kompensierendes Kalorimeter, d.h. die Ladungsantwort auf ein hadronisches Teilchen ist ca. 30 % geringer als auf ein elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen derselben Energie. In einem hadronischen Schauer wird ein Teil der Energie nicht durch Ionisation abgegeben (Neutronen, Neutrinos, Bindungsenergieverlust beim Aufbruch von Kernen). Dies führt auch zu einer Verschlechterung der Energieauflösung, da die Fluktuationen des elektromagnetischen Anteils in einem hadronischen Schauer zu Fluktuationen in der gemessenen Energie führen. Diese Effekte werden durch eine Software–Methode, dem sogenannten *Wichten*, teilweise wieder kompensiert. Hierbei werden hohe Energieeinträge in einzelnen Zellen, die wahrscheinlich aus einer elektromagnetischen Wechselwirkung stammen, mit geeigneten Wichtungsfaktoren verkleinert. Insgesamt erhält man für hadronische Teilchen eine Energieauflösung von ca. $50\ \%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$. Die Energieauflösung für elektromagnetische Teilchen beträgt etwa $12\ \%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$. Die wichtigsten Parameter des Flüssig–Argon–Kalorimeters sind in Tabelle 1.2 zu finden.

Hochenergetische Myonen wechselwirken kaum mit Materie und können das Kalorimeter fast ungehindert durchdringen. Sie hinterlassen dabei durch Ionisation eine typische Ladungsspur. Durch die feine Segmentierung des Kalorimeters ist es möglich, den Durchgang eines Myons durch das Kalorimeter zu rekonstruieren. Bei Myonenergien von weniger als 1,5 GeV erreichen diese das instrumentierte Eisen nicht. In diesem Fall ist das Kalo-

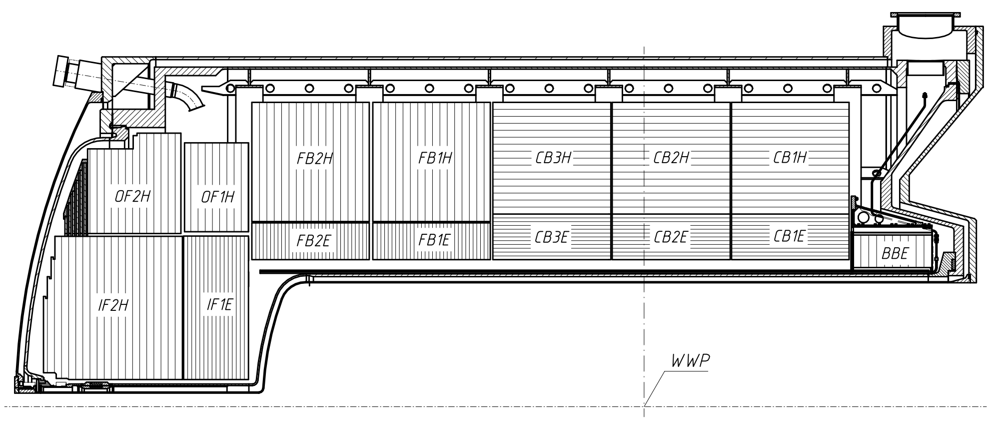


Abbildung 4.4: Seitenansicht des Flüssig–Argon–Kalorimeters

rimeter die einzige Möglichkeit, die Myonen zu identifizieren.

4.1.3 Das zentrale Myonsystem

Bei einer Mindestenergie von ca. 1,5 GeV durchdringen die Myonen das Kalorimeter und gelangen in das instrumentierte Eisen (Abb. 1.7). Dieses erfüllt mehrere Aufgaben:

1. Es dient als Rückflußjoch für das Magnetfeld.
2. Es hat eine kalorimetrische Funktion: Teile von hadronischen Schauern, die über das Flüssig–Argon–Kalorimeter hinausgehen, können gemessen werden.
3. Es enthält das zentrale Myonsystem, dessen Aufgabe es ist, die Spuren von Myonen zu rekonstruieren.

Einen Querschnitt durch das instrumentierte Eisen zeigt Abb. 4.5. Vom Wechselwirkungspunkt kommend durchquert das Myon nacheinander zehn je 75 mm dicke Eisenplatten. In den Schlitzen und jeweils vor und hinter der ersten bzw. letzten Eisenplatte sind Lagen aus Streamerröhren angebracht. Jede der Röhren hat einen quadratischen Querschnitt von 10×10 mm^2. Sie bestehen aus Luranyl, einem speziellen, halogenfreien Kunststoff. Die Innenseiten der Streamerröhren sind mit einem Graphitanstrich überzogen und liegen auf einem Potential von –4500 V. Die auf Masse liegende Anode besteht

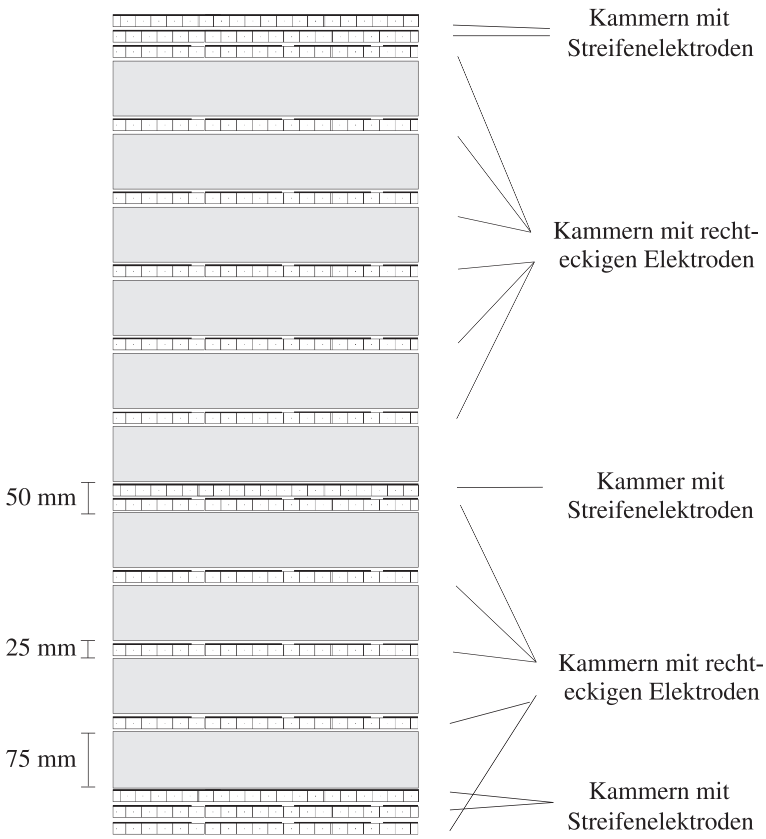


Abbildung 4.5: Querschnitt durch das instrumentierte Eisen

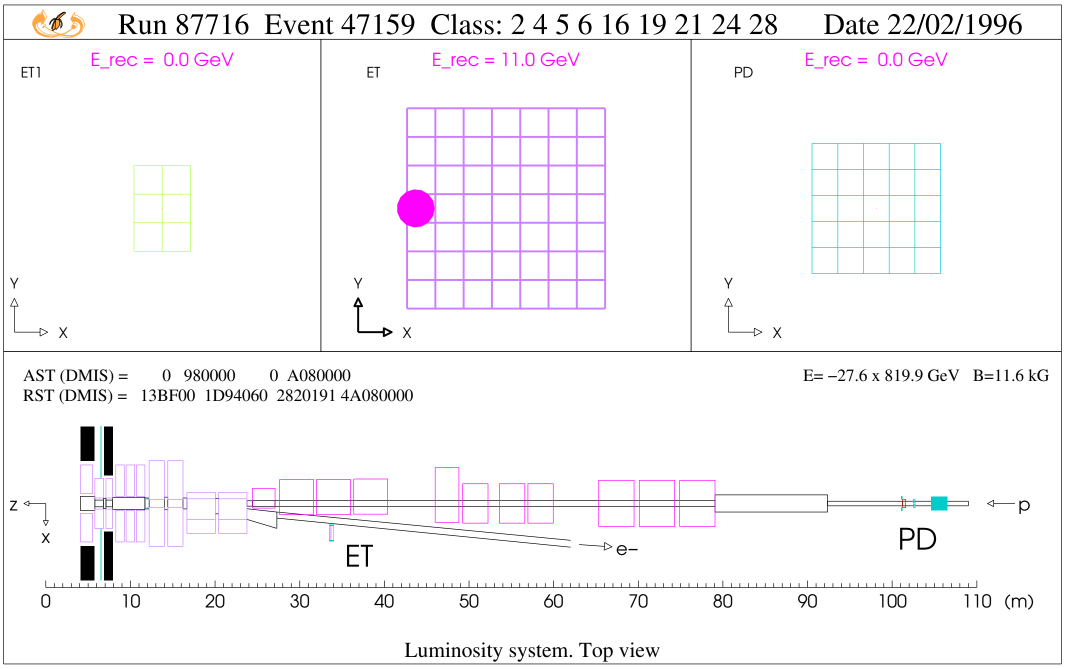


Abbildung 4.6: Das Luminositätssystem

aus einem 100 μm dünnen mit Silber überzogenem Cu-Be–Draht. Als Zählgas wird ein Gemisch von CO_2, Argon und Isobutan im Verhältnis 88 : 2,5 : 9,5 verwendet.

Insgesamt gibt es 16 Lagen von Streamerröhren. Die Lagen 1,2,7,14 und 15 enthalten auf der Außenseite zusätzliche Kathodenstreifen, die senkrecht zu den Drähten verlaufen. Die restlichen Lagen enthalten sogenannte Kathoden–Pads mit Größen von 30×30 cm^2 bis 50×40 cm^2. Die Ortsauflösung der Kathoden–Streifen beträgt 10–15 mm, die der Drähte 3–4 mm. Beide Informationen zusammen erlauben die Rekonstruktion einer dreidimensionalen Spur im Eisen.

Schon vor Beginn des HERA–Experimentierbetriebs wurde der H1–Detektor ausgiebig mit kosmischen Myonen getestet. Im zentralen Myonsystem beträgt die Ansprechwahrscheinlichkeit einer einzelnen Lage von Streamerröhren etwa 80 %. Beim Durchgang durch alle Lagen werden Myonen mit einer Wahrscheinlichkeit von 89 % rekonstruiert.

4.1.4 Das Luminositätssystem

Einen Überblick über das Luminositätssystem des H1–Detektors zeigt Abb. 4.6. Es besteht aus dem Photondetektor (PD) und dem Elektrontagger (ET), die sich 103 m bzw. 33 m hinter dem Detektor befinden. Das System erfüllt zwei wichtige Aufgaben:

1. Die Messung der Luminosität.

Tabelle 4.2: Parameter des Luminositätssystems (aus [H193a])

	Einheit	ET	PD
Energie: Akzeptanzbereich, $y = E_\gamma / E_e$		0,2 – 0,8	0,004 – 1,0
Polarwinkel: Akzeptanzbereich	mrad	0 – 5	0 – 0,45
mittl. Akzeptanz für Bethe–Heitler–Ereignisse	%	48	98
mittl. Akzeptanz für Photoproduktion	%	36	–
sichtbarer $ep \to ep\gamma$ Wirkungsquerschnitt	mb	28	174
Luminositätsrate für $E > 4$ GeV	MHz	0,4	1,3
Rate für Photoproduktion	Hz	20 – 30	–
Apertur	mm^2	154 × 154	100 × 100
laterale Granularität		7 × 7	5 × 5
chemische Zusammensetzung		TlCl(78%) + TlBr(22%)	
Strahlungslänge, X_0	cm	0,93	
Moliere–Radius, R_m	cm	2,10	
Kristall–Länge	cm	20	
Strahlungshärte	Rad	$> 6 \cdot 10^7$	
Energieauflösung, σ_E / E	%	$1 \oplus 10/\sqrt{E}$, (E in GeV)	
Ortsauflösung, $\sigma_x = \sigma_y$	mm	0,3 – 1,2	
Zeitauflösung, σ_τ	ns	< 3	

2. Die Bestimmung der Energie des gestreuten Elektrons in Photoproduktions–Ereignissen. Gleichzeitig wird ein Triggersignal erzeugt.

Die Bestimmung der Luminosität erfolgt über die Messung der Rate der Bethe–Heitler–Ereignisse $ep \to ep\gamma$. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ist groß und gut berechenbar. Das gestreute Elektron und das entstandene Photon verlassen den Detektor beide unter sehr kleinen Ablenkwinkeln. Da das Elektron Energie verloren hat, wird es in einem speziellen Ablenkmagneten aus dem Strahl herausgelenkt. Es verläßt die Strahlröhre durch ein Austrittsfenster und trifft dann auf den Elektrontagger. Das entstandene Photon läuft noch ca. 90 m geradeaus mit dem Protonenstrahl mit, bevor es durch ein Fenster die abknickende Strahlröhre verläßt und den Photondetektor erreicht.

Beide Detektoren sind total absorbierende Cerenkov–Kalorimeter. Vor dem Photondetektor befindet sich ein zwei Strahlungslängen dicker Bleifilter, der die Synchrotronstrahlung abfängt. Der nachfolgende Wasser–Cerenkov–Zähler wirkt als Veto, damit nur solche Photonen gemessen werden, die im Bleifilter noch nicht aufgeschauert sind. Die wichtigsten Parameter des Luminositätssystems sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

Für ein Bethe–Heitler–Ereignis wird das gleichzeitige Ansprechen des Elektrontaggers und des Photondetektors verlangt. Die Summe der beiden gemessenen Energien muß die Energie des Elektronenstrahls ergeben. Etwa 10 % dieser Ereignisse sind Untergrund aus Reaktionen der Elektronen mit Restgasmolekülen im Strahlrohr: $eA \to eA\gamma$. Dieser Beitrag wird durch die Elektron–Pilot–Bunche, das sind Elektronpakete ohne Stoßpartner auf der Protonseite, bestimmt und anschließend abgezogen.

Für Photoproduktionsereignisse wird das Ansprechen des Elektrontaggers in Antikoinzidenz mit dem Photondetektor verlangt. Abb. 4.6 zeigt die Signatur des ganz zu Beginn dieses Kapitels schon gezeigten Ereignisses im Luminositätssystem. Aus der gemessenen Energie von 11 GeV ergibt sich $y = 1 - 11/27,5 = 0,6$. Die Akzeptanz des Elektrontaggers erstreckt sich über den kinematischen Bereich $0 < Q^2 < 0,01$ GeV und $0,2 < y < 0,8$. Das gleichzeitig gelieferte Triggersignal ist der wichtigste Trigger für die Photoproduktion.

4.2 Der Trigger

Das Triggersystem des H1–Detektors hat die Aufgabe, aus der sehr großen Zahl von Wechselwirkungen diejenigen herauszusuchen, die für die spätere Analyse gespeichert werden sollen. Es besteht aus fünf Stufen, den sog. Triggerleveln L1 – L5, die ein Ereignis nacheinander durchlaufen muß. In jeder Stufe wird das Ereignis entweder akzeptiert und an die nächste Stufe weitergegeben, oder es wird verworfen. Nur Ereignisse, die alle Triggerlevel durchlaufen haben, stehen später für die physikalische Analyse zur Verfügung.

4.2.1 L1

Alle 96 nsec findet am Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors ein bunch crossing statt. Die Wahrscheinlichkeit, daß dabei eine Elektron–Proton–Wechselwirkung stattfindet, ist klein (ca. 10^{-3}), die *ep*–Wechselwirkungsrate ist sogar kleiner als die Rate der Untergrundereignisse. Zum Untergrund tragen hauptsächlich drei Typen von Ereignissen bei:

1. Vom Elektronenstrahl erzeugte Synchrotronstrahlung.

2. Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit den in der Strahlröhre immer noch vorhandenen Restgasmolekülen.

3. Teilchenschauer, hervorgerufen von Protonen, die kurz vor dem Detektor die Strahlröhre treffen.

Der L1–Trigger muß alle 96 nsec = 1 BC (bunch crossing) entscheiden, ob eine *ep*–Wechselwirkung stattgefunden hat, dabei schon möglichst viel Untergrund unterdrücken und sollte wenig Totzeit haben. Die Auslese mancher Detektorkomponenten und die elektronische Auswertung benötigen aber deutlich mehr Zeit als 1 BC. Jede Komponente muß daher ihre gemessenen Daten in einer elektronischen *Pipeline* zwischenspeichern. Die Entscheidung des L1–Triggers steht an der zentralen Triggerlogik nach 24 BC zur Verfügung. Ist sie positiv, so wird ein Signal an die Detektorkomponenten verteilt, um die weitere Datennahme zu stoppen und die zwischengespeicherten Daten auszulesen. Die Pipelinelängen betragen zwischen 27 und 35 BC. Durch die Verwendung des Pipelinesystems ist der Level 1 Trigger totzeitfrei.

Das wichtigste Kriterium für eine schnelle Unterscheidung von *ep*–Ereignissen vom Untergrund ist die Rekonstruktion eines Vertex in der Nähe des nominalen Wechselwirkungspunkts bei $z \approx 0$. Für diese Entscheidung sind zwei Detektorkomponenten geeignet: der Flugzeitzähler (Time of Flight counter, ToF) und die Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) des zentralen Spurkammersystems.

Der Flugzeitzähler befindet sich bei $z \approx -2$ m und besteht aus zwei Ebenen von Plastikszintillationszählern. Spuren von protoninduziertem Untergrund, der vor dem Detektor entsteht, erreichen den ToF ca. 13 nsec früher, als Spuren von einem *ep*–Ereignis. Durch Setzen eines „Wechselwirkungsfensters“ in der Flugzeitverteilung läßt sich der Großteil dieser Untergrundereignisse unterdrücken.

Die Vieldrahtproportionalkammern liefern ein schnelles Spurensignal. Extrapoliert man jede gefundene Spur bis zur Strahlröhre, so häufen sich die rekonstruierten z–Koordinaten bei *ep*–Ereignissen am Hauptvertex. Eine signifikante Anhäufung bildet das Triggersignal `z-Vertex`.

Insgesamt liefern die Detektorkomponenten 128 verschiedene Triggersignale, sog. *Triggerelemente*. Sie werden an der zentralen Triggerlogik zusammengeführt, wo sie zu *Subtriggern*, logischen Kombinationen von Triggerelementen, verknüpft werden. Es können bis zu 128 Subtrigger gebildet werden. Das Ereignis wird ausgelesen, wenn mindestens einer davon anspricht.

Die Subtrigger sind einerseits Monitortrigger, um das Verhalten einzelner Komponenten zu überwachen, andererseits sind es Physiktrigger, die auf die ganz spezielle Signatur von Ereignissen abgestimmt sind. Für die Photoproduktion ist dies ein gestreutes Elektron im Elektrontagger und keine Energie im Photondetektor. Der wichtigste Subtrigger dafür ist Subtrigger 83 = `eTAG && DCRPh_TNeg`, der sich aus den Triggerelementen `eTAG` (Signal des Luminositätssystems) und `DCRPh_TNeg` (Signal der zentralen Spurkammer) zusammensetzt.

Für Ereignisse mit Myonen gibt es spezielle Myontrigger, z.B. Subtrigger 19 = `Mu_Bar && DCRPh_Ta` (eine Spur im Barrelbereich des zentralen Myonsystems und ein Signal der zentralen Spurkammern).

Um die Rate, mit der der `L1`–Trigger Ereignisse akzeptiert, zu steuern und an die jeweiligen Strahl– und Untergrundbedingungen anzupassen, kann jeder Subtrigger mit einem sog. *Prescale–Faktor* versehen werden. Beispielsweise wird bei einem Prescale–Faktor von 10 nur jedes 10. Ereignis, bei dem der Subtrigger anspricht, von `L1` akzeptiert. Diese Faktoren müssen später bei der Datenanalyse berücksichtigt werden. Eine typische Triggerrate des `L1`–Triggers war im Jahr 1994 etwa 50 Hz.

4.2.2 L2 und L3

Die beiden Triggerlevel `L2` und `L3` waren in der Runperiode 1994 noch nicht implementiert. Der `L2`–Trigger befindet sich zur Zeit in der Aufbauphase. Er benutzt dieselben Informationen wie der `L1`–Trigger und trifft anhand von Korrelationen zwischen den Triggerelementen seine Entscheidung. Dies ist ein ideales Einsatzgebiet für ein neuronales Netzwerk, da in sehr kurzer Zeit sehr viele Informationen parallel verarbeitet werden müssen. Die Verarbeitungszeit des `L2`–Triggers soll bei ca. 20 μs liegen, die des `L3`–Triggers bei ca. 100 μs.

4.2.3 L4

Der `L4`–Trigger ist eine sog. *Filter–Farm* aus 32 parallel laufenden Mikroprozessoren. Hier stehen nun die Rohdaten des gesamten Ereignisses zur Verfügung. Der `L4`–Trigger arbeitet asynchron mit der Datennahme, d.h. die Ereignisse werden auf die einzelnen Prozessoren verteilt, wobei jeder Prozessor ein Ereignis nur solange auswertet, bis eine Entscheidung über die Annahme oder Ablehnung getroffen werden kann. Zu diesem Zweck wurde für die Filter–Farm spezielle Software geschrieben, die auf eine möglichst kurze Rechenzeit optimiert ist.

Damit das Ereignis vom `L4`–Trigger akzeptiert wird, muß die vom `L1`–Trigger gefundene Signatur bestätigt werden. Zum Beispiel muß ein Ansprechen des `L1`–Myontriggers durch eine Spur im instrumentierten Eisen verifiziert werden.

Typische Ereignisraten für den L4–Trigger sind 50 Hz für den Input und etwa 8 Hz für den Output. Die vom L4–Trigger akzeptierten Ereignisse heißen „Rohdaten". Sie werden von der Filter–Farm, die sich in der Experimentierhalle des H1–Detektors befindet, ins DESY–Rechenzentrum übertragen, dort kurzfristig auf Platte zwischengespeichert und dann sofort auf Bändern archiviert.

4.2.4 L5

Der L5–Trigger ist kein Trigger im eigentlichen Sinn, sondern eine „Ereignisklassifizierung". Jedes Ereignis der Rohdaten wird nach der vollständigen Rekonstruktion in eine oder mehrere von Physik–Klassen wie „Tiefinelastisches Ereignis" oder „J/ψ–Kandidat" eingeteilt. Der L5–Trigger ist eine Sammlung von Fortran–Unterprogrammen, die von den mit der Datenanalyse beschäftigten Physikern erstellt wurden, um die jeweils für sie interessanten Ereignisse herauszufiltern. Er ist ein Trigger in dem Sinne, daß ein Ereignis, welches nicht klassifiziert wird, später auch nicht mehr für die Datenanalyse zur Verfügung steht.

Insgesamt gibt es 32 verschiedene Physik–Klassen. Die für diese Arbeit wichtigen heißen CSEMU (charm semileptonic decay to muon) und CSEEL (charm semileptonic decay to electron). In diese Klassen fallen Ereignisse, die einen Myon– bzw. einen Elektron–Kandidaten aufweisen. Hier, wie auch bei anderen Physik–Klassen, gibt es jeweils zwei verschiedene Qualitätskriterien. Werden die weniger scharfen Bedingungen erfüllt, so wird das rekonstruierte Ereignis auf Band gespeichert. Diese Daten heißen POT (Production Output Tape). Genügt ein Ereignis auch den schärferen Bedingungen, so wird es zusätzlich in einem reduzierten Datenformat auf Platte gespeichert. Diese Daten heißen DST (Data Summary Tape). Sie bilden die Basis für alle späteren Physikanalysen.

Auch im Rahmen dieser Arbeit wurde Programmcode für die Ereignisklassifizierung entwickelt, der aus den Daten des Jahres 1994 Kandidaten für den leptonischen Zerfall schwerer Quarks in die Klassen CSEMU und CSEEL einteilt. Auf die damit verbundenen Methoden der Leptonidentifikation und die Qualitätsbedingungen wird weiter unten eingegangen.

4.3 Die Datennahme 1994

Im Jahr 1994 konnten deutliche Verbesserungen sowohl in der Datenqualität als auch in der Datenmenge erzielt werden. Aufbauend auf den Erfahrungen der letzten Jahre wurden insbesondere die Spurrekonstruktion, die Energierekonstruktion des Flüssig–Argon–Kalorimeters und die Auswahl der Trigger optimiert.

Zu Beginn der Datennahme 1994 gab es Probleme mit dem Elektronenstrahl. Die maximal erreichbaren Strahlströme und die mittleren Lebensdauern blieben erheblich hinter den Erwartungen zurück. Als Ursache wurden schließlich die Vakuumpumpen des HERA-e Ringes ausgemacht. Hier entstanden positiv geladene Partikel, die vom elektrischen Feld in den Elektronenstrahl hineingezogen wurden. Durch Kollisionen mit diesen Partikeln verlor der Strahl merklich an Intensität. Aus diesem Grund wurde vom 18.–28. Juli der HERA-e Ring auf Positronenbetrieb umgerüstet. In Abb. 4.7 ist eine deutliche Verbesserung der genommenen Datenmenge nach dieser Umstellung zu sehen. Der mittlere Strahlstrom der

Positronen konnte auf 17 mA gesteigert werden. Damit wurde eine mittlere Luminosität von 10^{30} cm^{-2}s^{-1} erzielt.

Gegen Ende der Datennahmeperiode wurde für etwa eine Woche die Position des z–Vertex um 70 cm nach vorne verschoben, um einen weiteren kinematischen Bereich in der x, Q^2–Ebene zu erschließen. Die Summe der für die Physik nutzbaren Luminositäten aus Elektron– und Positron–Betrieb erreichte Ende 1994 ca. 4 pb^{-1} („`H1 physics`“ in Abb. 4.7).

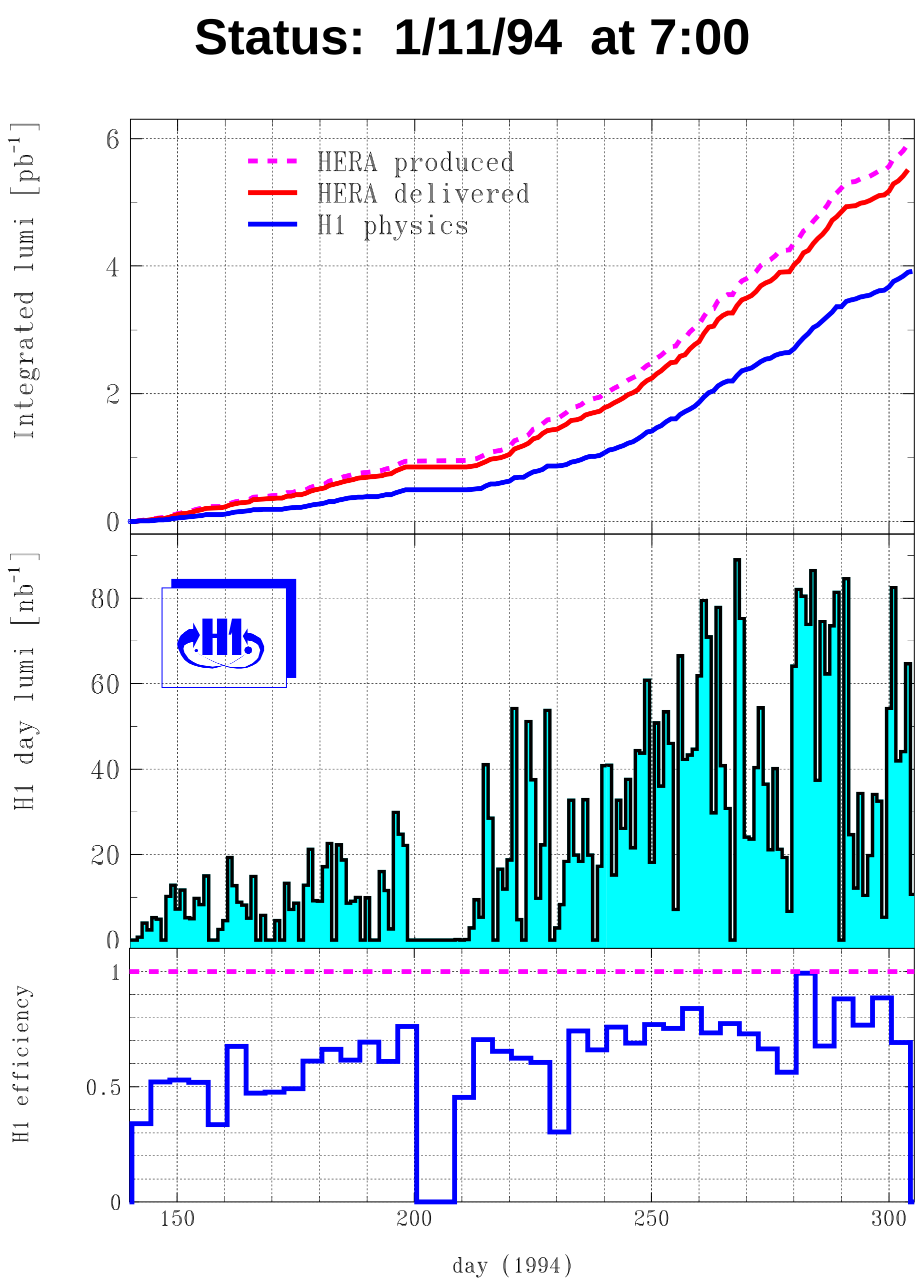


Abbildung 4.7: Datennahme 1994

In dieser Arbeit werden nur die Daten mit Positron–Proton–Kollisionen und nominaler Vertexposition ausgewertet. Nach der vollständigen Rekonstruktion und Ereignisklassifizierung stehen etwa 9 Millionen e^+p–Ereignisse für die physikalische Auswertung zur Verfügung. Davon wurden 938 082 in die Physikklassen CSEMU und CSEEL eingeordnet, d.h. sie enthalten mindestens einen Myon– oder Elektronkandidaten. Dieser Datensatz, im folgenden mit DST6 bezeichnet, ist der Ausgangspunkt der weiteren Analyse.

Kapitel 5

Monte Carlo

Monte Carlo Rechnungen sind notwendig, um die Programme einer Datenanalyse zu testen und um die in den Daten gefundenen Resultate und Verteilungen theoretischen Modellen gegenüberstellen zu können.

Die Erzeugung von simulierten Daten geschieht in drei Schritten. Zunächst wird mit Hilfe eines Generatorprogramms die Elektron–Proton–Wechselwirkung simuliert. Die Generatorprogramme sind in der Regel auf spezielle physikalische Prozesse spezialisiert. Die ausgegebenen Daten enthalten die Informationen über Art und Impulse der vom Wechselwirkungspunkt auslaufenden Teilchen.

Im zweiten Schritt ermittelt ein Detektorsimulationsprogramm, bei H1 heißt es H1SIM, die Signale der einzelnen Subdetektoren. H1SIM basiert auf dem im CERN entwickelten und in der Hochenergiephysik weit verbreiteten Paket GEANT [GEA93].

Diese Ergebnisse werden schließlich im dritten Schritt derselben Rekonstruktion unterworfen, wie die Daten des H1–Detektors. Das entsprechende Programm heißt H1REC.

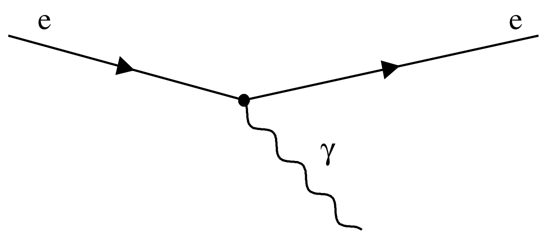
Daten	:	$\boxed{\text{ep–Ereignis}}$	$\rightarrow$	$\boxed{\text{H1–Detektor}}$	$\rightarrow$	$\boxed{\text{H1REC}}$
Simulation	:	$\boxed{\text{Generator}}$	$\rightarrow$	$\boxed{\text{H1SIM}}$	$\rightarrow$	$\boxed{\text{H1REC}}$

5.1 PYTHIA und JETSET

Für die Generierung von Photoproduktionsereignissen, in denen schwere Quarks erzeugt werden, wird bei H1 das Programm PYTHIA 5.7 [BEN87] zusammen mit JETSET 7.4 [SJÖ87] verwendet. PYTHIA beschreibt den eigentlichen Gamma–Gluon–Fusionsprozeß, JETSET die anschließende Hadronisierung. Das Programm läuft im Gamma–Proton–Modus, simuliert also die Wechselwirkung zwischen dem vom Elektron abgestrahlten Photon und dem Proton. Der Photonenfluß und die Kinematik des gestreuten Elektrons werden separat vom Programm IJRAY [ABT92] berechnet.

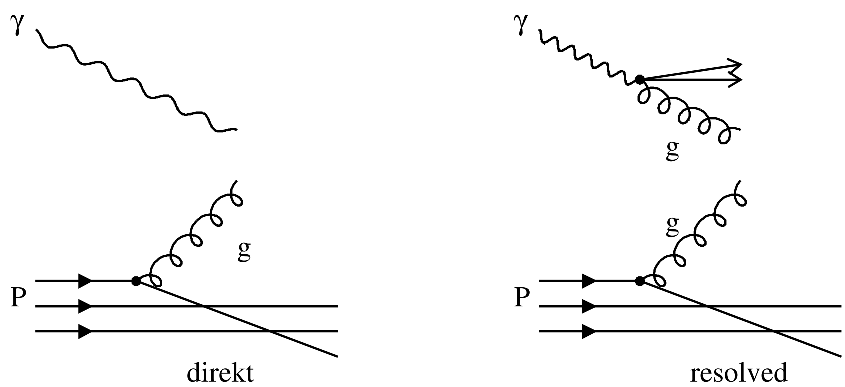
Die Simulation eines Elektron–Proton–Ereignisses erfolgt in mehreren Schritten:

1. IJRAY erzeugt ein Photon und ein gestreutes Elektron:

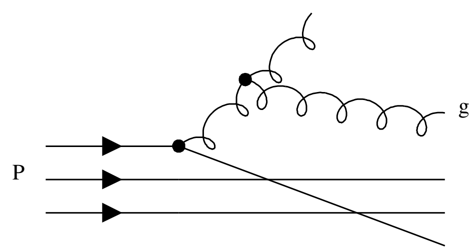


   Die kinematischen Variablen y und Q^2 werden entsprechend dem Photonfluß nach dem Zufallsprinzip ausgewählt.

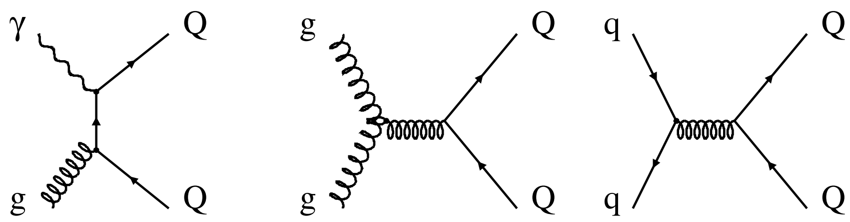
2. PYTHIA beschreibt die Photon–Proton–Wechselwirkung. Im allgemeinen Fall werden beide Strahlteilchen (hier: Photon und Proton) durch Strukturfunktionen charakterisiert, welche der PDFLIB [PDF94] entnommen werden. Aus jedem der beiden Strahlteilchen wird ein Parton ausgewählt. Die Häufigkeit wird aus den Partondichten ermittelt. Bei den *direkten* Prozessen wird nur vom Proton ein Parton ausgewählt, bei den *resolved* Prozessen auch vom Photon:



3. Strahlungskorrekturen werden durch das Konzept der „initial state parton shower“ berücksichtigt, d.h. die aus den Strahlteilchen ausgewählten Partonen können vor dem eigentlichen harten Prozeß weitere Partonen abstrahlen:



4. Die Wechselwirkung der Partonen wird simuliert. In folgenden Prozessen werden schwere Quarks erzeugt:



direkt resolved resolved

Die Häufigkeiten werden entsprechend den Wirkungsquerschnitten gewählt. Ihre Berechnung geschieht mit Hilfe von *Leading Order* Matrixelementen:

$$\begin{aligned}
\sigma_{direkt}(\gamma p \to Q\bar{Q}X) &= \int d\hat{t} \int dx_g \; f_g^p(x_g, \mu^2) \, \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g}}{d\hat{t}} \\
\sigma_{resolved,gluon}(\gamma p \to Q\bar{Q}X) &= \int d\hat{t} \int dx_g \int dx_\gamma \; f_g^p(x_g, \mu^2) \; f_g^\gamma(x_\gamma, \mu^2) \, \frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{d\hat{t}} \\
\sigma_{resolved,quark}(\gamma p \to Q\bar{Q}X) &= \int d\hat{t} \int dx_q \int dx_\gamma \; f_q^p(x_q, \mu^2) \; f_q^\gamma(x_\gamma, \mu^2) \, \frac{d\hat{\sigma}_{qq}}{d\hat{t}}
\end{aligned}$$

f_i^γ und f_j^p beschreiben die Partondichten im Photon bzw. Proton. Die QCD–Skala ist $\mu^2 = m_Q^2 + \hat{p}_t{}^2$. In $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ steckt die eigentliche Physik der Wechselwirkung. Für die Gamma–Gluon–Fusion $\gamma g \to Q\bar{Q}$ verwendet PYTHIA das Matrixelement aus [FON81], für die Prozesse $gg \to Q\bar{Q}$ und $qq \to Q\bar{Q}$ die Matrixelemente aus [COM79].

5. Analog zu 3. werden von JETSET die „final state parton shower", d.h. die von den beiden schweren Quarks im Endzustand ausgehenden reellen Strahlungskorrekturen, erzeugt.

6. Die farbladungstragenden Partonen des Endzustands fragmentieren zu farblosen Hadronen. Dieser Prozeß ist nicht mit perturbativer QCD berechenbar, sondern erfordert phänomenologische Modelle. JETSET verwendet hier das *Lund String Modell*. In diesem Modell wird der Farbfluß zwischen zwei Quarks durch einen dünnen Schlauch (String) mit etwa 1 fm Durchmesser beschrieben. In ihm steckt eine Energie von ca. 1 GeV pro fm, die linear mit dem Auseinanderlaufen der Quarks anwächst, bis der String schließlich unter Bildung von neuen Quark–Antiquark–Paaren aufbricht. Dieser Prozeß setzt sich solange fort, bis die gesamte Energie in den entstandenen Hadronen steckt. Die Produktion schwerer Quarks bei der Fragmentation ist stark unterdrückt:
$$u : d : s : c = 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11}$$

7. Der Zerfall kurzlebiger Teilchen, z.B. D–Mesonen, wird von JETSET simuliert. Hierfür stehen umfangreiche Tabellen mit den Verzweigungsverhältnissen von exklusiven Zerfallskanälen zur Verfügung. Die inklusiven leptonischen Verzweigungsverhältnisse $c \to l\nu_l X$ und $b \to l\nu_l X$ ergeben sich daraus durch Mittelung über viele generierte Ereignisse. Aus jeweils 10 000 Ereignissen wurden folgende Zahlen ermittelt:

BR($c \to l\nu_l X$)	BR($b \to l\nu_l X$)
$(9,23 \pm 0,15)\%$	$(9,26 \pm 0,15)\%$

Der Wert für Charm stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit neueren Messungen überein, der Wert für Bottom liegt etwas zu niedrig ([OPA96], Tabelle 8):

BR($c \to l\nu_l X$)	BR($b \to l\nu_l X$)
$(9,80 \pm 0,50)\%$	$(10,90 \pm 0,32 \mp 0,21)\%$

5.2 Ereigniskinematik

Zunächst ein paar Zahlen, die ein Gefühl für die Größenordnungen vermitteln sollen:

Die integrierte Jahresluminosität betrug 1994 ca. 4 pb^{-1}. Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Charm/Bottom betragen 1 μb/5 nb. Es sollten also im H1–Detektor etwa 4 000 000 Ereignisse mit Charm und 20 000 Ereignisse mit Bottom stattgefunden haben. Um diese in der sehr viel größeren Menge der Photoproduktionsereignisse ohne schwere Quarks und der Strahl–Gas–Untergrundereignisse durch kinematische Schnitte anzureichern, sind Monte Carlo Studien notwendig. Schon die Generatorinformationen über die Verteilungen der kinematischen Variablen sind hier hilfreich.

Es wurden jeweils 10 000 Ereignisse mit Charm bzw. Bottom mit dem Generator IJPYTH (IJRAY + PYTHIA + JETSET) erzeugt. Dabei wurden folgende Einstellungen gewählt:

- Strahlenergien: E_p = 820 GeV, E_e = 27,5 GeV
- *direkte* Produktion (Gamma–Gluon–Fusion)
- Quarkmassen: m_c = 1,5 GeV, m_b = 4,75 GeV
- Proton–Strukturfunktion: GRV Set LO

Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen einige Verteilungen. Die grauen Histogramme enthalten alle Ereignisse mit $Q^2 < 4$ GeV^2 (8912 bei Charm, 8564 bei Bottom). Die Ereignisse mit höherem Q^2 fallen nicht in den Bereich der Photoproduktion und werden deshalb nicht weiter betrachtet. Zudem läuft PYTHIA im Gamma–Proton–Modus, d.h. auch bei Ereignissen mit hohem Q^2 wird die Wechselwirkung zwischen einem *reellen* Photon und dem Proton simuliert, was zu unphysikalisch hohen Häufigkeiten in diesem Bereich führt. Die Voraussage von ca. 89 % Charm–Ereignissen mit $Q^2 < 4$ GeV^2 ist daher falsch. Mit schweren Quarks in tief–inelastischen Ereignissen beschäftigen sich andere Analysen unter Verwendung von anderen Ereignisgeneratoren.

Das *Bjorken y* gibt in der Photoproduktion den Energiebruchteil des Elektrons an, der vom Photon getragen wird. In der Verteilung für Charm ist der $1/y$–Abfall des Photonspektrums zu sehen, wie er sich aus der Weizsäcker–Williams–Approximation ergibt.

x_g ist der Energiebruchteil des Protons, der vom Gluon getragen wird. Da die Gluondichte im Proton erst bei kleinen Werten von x_g ansteigt, ist die Energie, die von der Protonseite in den Gamma–Gluon–Fusionsprozeß eingeht, meistens recht klein. Dies erklärt auch den Verlauf der Verteilung der Rapidität $\hat{y} = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$ des Charmquarks. Sie erreicht ihr Maximum bei *negativen* Werten von $\hat{y}$, d.h. die Energie des Photons ist meistens größer als die des Gluons und der Endzustand weist Spuren im Rückwärtsbereich des Detektors auf. Solche Ereignisse unterscheiden sich deutlich von Strahl–Gas–Untergrundreaktionen, deren Endprodukte ausschließlich in Vorwärtsrichtung laufen.

Typische Werte für die Transversalimpulse der erzeugten Charmquarks liegen unterhalb von 5 GeV. Ereignisse mit Charm weisen deshalb meistens keine Jets im Endzustand auf.

Der Nachweis von Charm geschieht durch Rekonstruktion von D^*–Mesonen oder durch das Auffinden von Zerfallsleptonen. In beiden Fällen müssen die Teilchen des Endzustands in der zentralen Spurkammer meßbar sein. Um eine grobe Abschätzung dafür zu erhalten, wieviele dieser Ereignisse mit dem H1–Detektor prinzipiell nachweisbar sind, sind in den doppelt schraffierten Histogrammen dieselben Verteilungen mit folgenden Schnitten gezeigt:

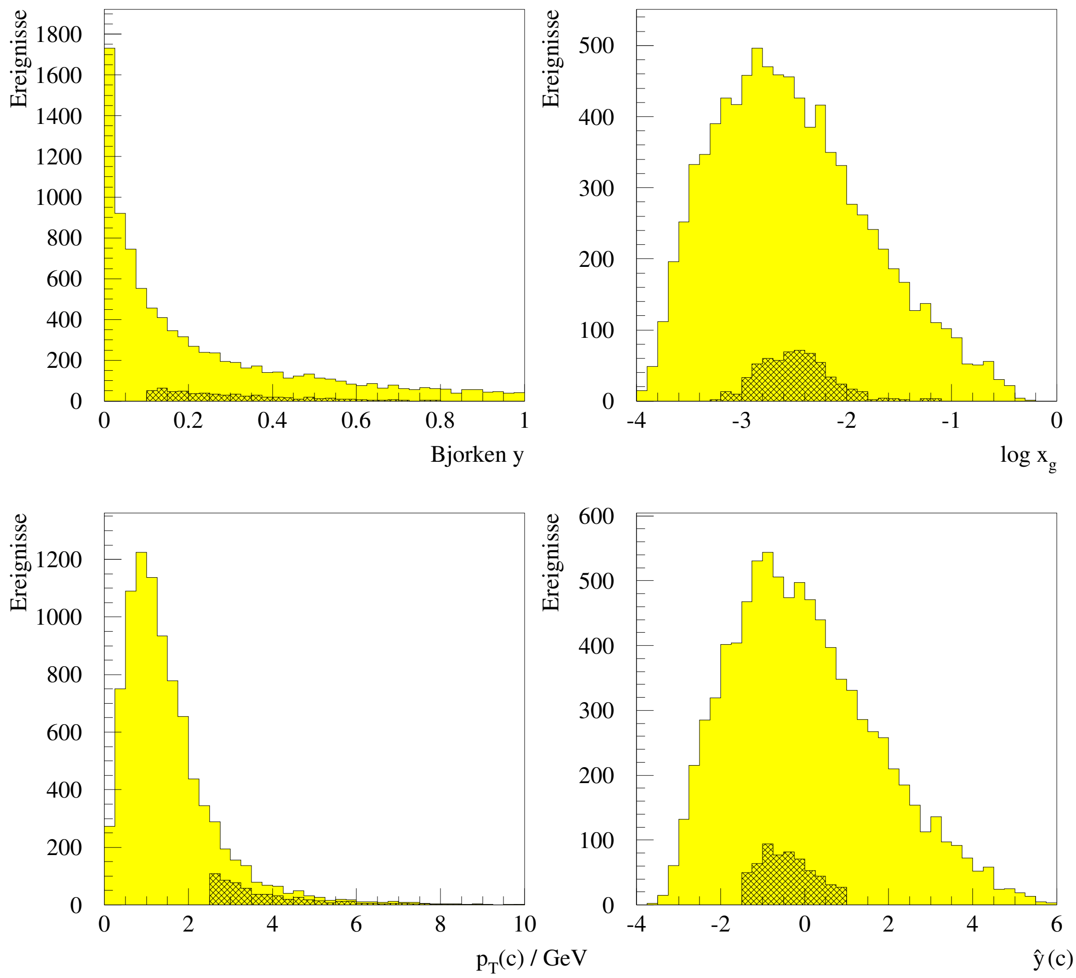


Abbildung 5.1: **Charm:** Von IJPYTH generierte Verteilungen einiger kinematischer Variablen. Grau: alle Photoproduktionsereignisse ($Q^2 < 4$ GeV^2). Doppelt schraffiert: Nach typischen Analyseschnitten verbleibender Bruchteil.

- $0,1 < y < 0,8$
- $p_T > 2,5$ GeV
- $-1,5 < \hat{y} < 1$

Sie stammen aus der Analyse [H196c], in der die p_T und $\hat{y}$–Schnitte für das rekonstruierte D^*–Meson gemacht wurden. Nur 593 (6,7 %) der generierten Charmereignisse erfüllen diese Schitte. Bei 4 000 000 Ereignissen mit Charm im H1–Detektor im Jahr 1994 bleiben also etwa 266 000. Berücksichtigt man weiterhin die Wahrscheinlichkeit, daß das c–Quark in ein D^{*+} fragmentiert, von ca. 30 % und ein Verzweigungsverhältnis von 2,7 % für den untersuchten Zerfallskanal $D^{*+} \to D^0\pi^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, so bleiben lediglich 2150 D^{*+}–Mesonen, die im besten Fall gefunden werden könnten. Durch weitere Schnitte z.B. auf die Spurqualität reduziert sich die Zahl schnell auf ein paar hundert D–Mesonen. Diese

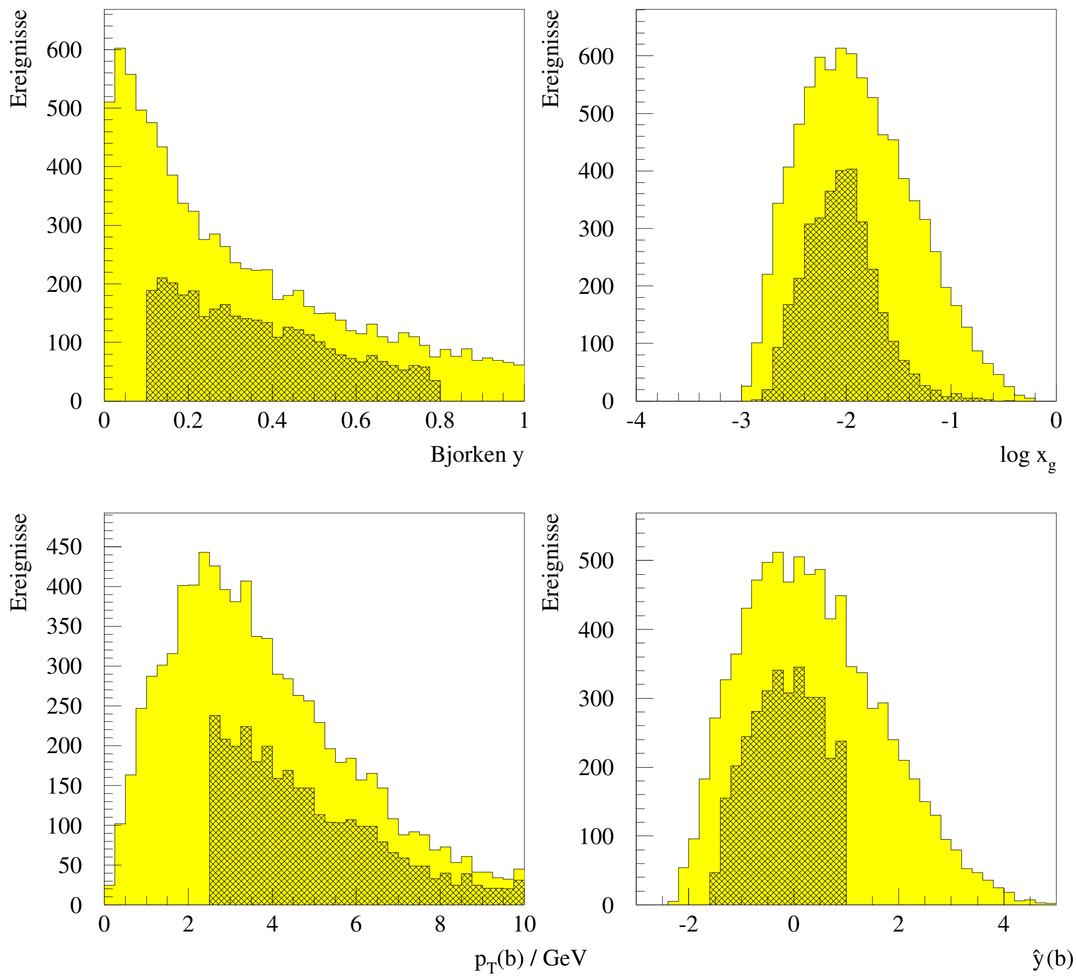


Abbildung 5.2: **Bottom:** Von IJPYTH generierte Verteilungen einiger kinematischer Variablen. Grau: alle Photoproduktionsereignisse ($Q^2 < 4$ GeV^2). Doppelt schraffiert: Nach typischen Analyseschnitten verbleibender Bruchteil.

einfachen Überlegungen mit Hilfe der generierten Ereignisse sollen verdeutlichen, daß die übertriebenen Erwartungen, die vor Beginn der HERA–Experimente geweckt wurden, sich bei genauerer Untersuchung nicht erfüllen konnten. (Zitate: „*... an increase by a factor of ten of the world statistics of D mesons is expected at HERA.*“ [PRO91] S. 461; „*With its nearly 10^8 D-mesons per year, HERA can contribute substantially to this field.*“ [PRO91] S. 781; „*...$\mathcal{O}(10^5)D^{*\pm}$ can be reconstructed annually*“ [PRO91] S. 745)

Die gezeigten Verteilungen für Bottom (Abb. 5.2) unterscheiden sich von denen für Charm, weil für die Erzeugung eines $b\bar{b}$–Paares eine invariante Masse von mindestens 10 GeV aufgebracht werden muß. Daher sind sowohl die y als auch die x_g–Verteilungen zu größeren Werten verschoben. Die Transversalimpulse der erzeugten Quarks sind im Mittel deutlich höher als bei Charm. Aus diesem Grund überlebt ein größerer Prozentsatz (38 %) die Detektorschnitte (doppelt schraffierte Histogramme). Trotz dieser Signatur bleiben wegen des geringeren Wirkungsquerschnitts im Verhältnis zu Charm nur wenige Ereignisse übrig, die gefunden werden könnten. Bis jetzt ist bei H1 noch kein Nachweis eines B–Mesons gelungen. Auch hierzu ein Zitat: „*The phenomenon of $B^0 - \bar{B}^0$ mixing is observable at HERA,...*“ [PRO87] S. 442.

5.3 Datensätze mit leptonischen Zerfällen

Das leptonische Verzweigungsverhältnis von schweren Quarks beträgt ca. 10 %. Damit ist die Wahrscheinlichkeit, daß *beide* schweren Quarks eines Ereignisses semileptonisch in Myonen zerfallen, nur 1 %. Verlangt man zusätzlich, daß beide Myonen im Detektor sichtbar sein sollen, so bleibt nur ein sehr kleiner Bruchteil der ursprünglich generierten Ereignisse übrig. Es ist daher sinnvoll, *vor* der rechenzeitaufwendigen Detektorsimulation nur solche Ereignisse auszuwählen, in denen die schweren Quarks leptonisch zerfallen und die Leptonen zusätzlich bestimmten kinematischen Schnitten genügen.

Tabelle 5.1 zeigt drei Datensätze der offiziellen Monte Carlo Produktion der *heavy flavour working group* der H1–Kollaboration. Der Datensatz CCBARDIR enthält Ereignisse mit direkter Produktion von Charm. Es wurden ursprünglich $6 \cdot 10^6$ Ereignisse generiert. Davon fallen etwa 89 % in den Bereich der Photoproduktion. Die erzeugte Statistik entspricht etwa 8,4 pb^{-1}, zum Vergleich: die Datenmenge des Jahres 1994 betrug ca. 4 pb^{-1}.

Von den $6 \cdot 10^6$ Ereignissen wurden solche selektiert, in denen entweder mindestens zwei Myonen oder mindestens ein Myon und mindestens ein Elektron/Positron mit folgenden

Tabelle 5.1: Monte Carlo Datensätze

	CCBARDIR	BBBARDIR	CCBARRES
Zahl der generierten Ereignisse	$6 \cdot 10^6$	10^5	$2 \cdot 10^6$
Anteil mit $Q^2 < 4$ GeV^2	89,1 %	85,6 %	85,0 %
Wirkungsquerschnitt	640 nb	4,65 nb	82 nb
integrierte Luminosität	8,4 pb^{-1}	18,4 pb^{-1}	20,7 pb^{-1}
Ereignisse mit zwei μ	10290	2223	2857
Ereignisse mit μ und e	24616	4268	—

Bedingungen erzeugt wurden:

$$p > 0,7 \text{ GeV}$$
$$5^\circ < \theta < 175^\circ$$

Dabei müssen die Leptonen nicht unbedingt aus dem Zerfall der schweren Quarks stammen. Nach dieser Auswahl verbleiben 10290 Ereignisse mit zwei Myonen und 24616 Ereignisse mit einem Myon und einem Elektron. Der zweite Wert ist etwa doppelt so groß, da es zwei Möglichkeiten gibt, wie die Leptonen im Endzustand entstehen können:

$$\begin{aligned} c\bar{c} &\rightarrow \mu^+ X e^- Y \\ c\bar{c} &\rightarrow e^+ X \mu^- Y \end{aligned}$$

während es bei zwei Myonen im Endzustand nur eine Möglichkeit gibt:

$$c\bar{c} \rightarrow \mu^+ X \mu^- Y$$

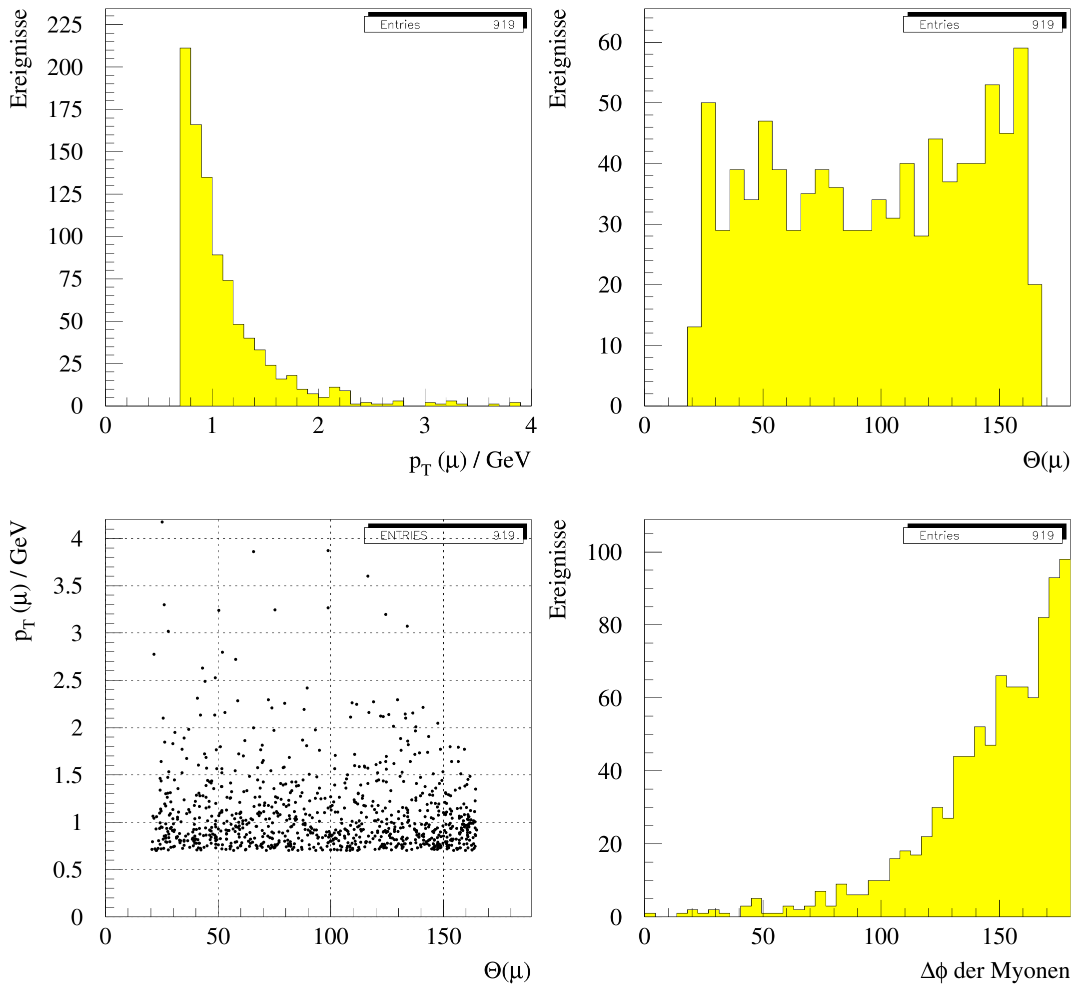


Abbildung 5.3: Kinematische Verteilungen der Zerfallsleptonen

Daß die Zahl der Ereignisse mit einem Myon und einem Elektron doch noch etwas mehr als doppelt so groß ist, als die Zahl der Ereignisse mit zwei Myonen, erklärt sich durch zusätzliche Zerfallskanäle, z.B.:

$$\pi^0 \to e^+ e^- \gamma$$

Weiterhin sind in Tabelle 5.1 die entsprechenden Zahlen für die direkte Produktion von Bottom (Datensatz BBBARDIR) und für die Produktion von Charm über den resolved–Photon Prozeß (Datensatz CCBARRES) dargestellt.

Um eine grobe Vorstellung davon zu erhalten, wieviele Ereignisse mit zwei Leptonen in den Daten des H1–Detektors zu erwarten sind, sind in Abb. 5.3 die kinematischen Verteilungen der Myonen aus dem Datensatz CCBARDIR dargestellt. Dabei wurden folgende Schnitte gemacht:

$$p_T(\mu) > 0,7 \text{ GeV}$$
$$20^\circ < \theta < 165^\circ$$

Der Schnitt auf den Transversalimpuls ist wichtig, um Myonen, die nicht aus dem Zerfall von schweren Quarks stammen, zu unterdrücken. Man sieht, daß die meisten Myonen ein $p_T < 2$ GeV haben. Jede weitere Erhöhung der p_T–Schnitts würde die Statistik erheblich reduzieren. Die θ–Verteilung der Myonen ist im Bereich der zentralen Spurenkammern $20^\circ < \theta < 165^\circ$ relativ flach. Es läßt sich keine Korrelation zwischen p_T und θ erkennen. Da die Mindestenergie eines Myons im Zentralbereich etwa 1,5 GeV sein muß, um das instrumentierte Eisen zu erreichen, ist eine Myonidentifikation mit dem Flüssig–Argon–Kalorimeter unverzichtbar für diese Analyse.

Die Verteilung des Winkels $\Delta\phi$ der beiden Myonen in der $r\phi$–Ebene zeigt erwartungsgemäß, daß die Myonen häufig Rücken an Rücken erzeugt werden. Dies legt nahe, in der Datenanalyse einen Schnitt auf $\Delta\phi > 90^\circ$ zu machen.

Insgesamt bleiben nach den Detektorschnitten 919 Monte Carlo Ereignisse übrig. Bei einer integrierten Luminosität von 4 pb^{-1} entspricht dies etwa 440 Ereignissen mit zwei Myonen in den Daten des Jahre 1994. Diese Zahl läßt die Suche nach leptonischen Zerfällen von schweren Quarks als aussichtsreich erscheinen.

Kapitel 6

Lepton–Identifikation

6.1 Myonen im instrumentierten Eisen

Die Spurrekonstruktion im instrumentierten Eisen wurde in Kapitel 4.1.3 beschrieben, sie liefert als Ergebnis folgende Parameter:

θ	Polarwinkel der Spur
ϕ	Azimutalwinkel der Spur
x, y, z bzw. r, ϕ, z	Ortskoordinaten des Spuranfangs im Endkappen– bzw. Barrelbereich
Q/p	Abschätzung für Ladung/Impuls

Im nächsten Schritt der Ereignisrekonstruktion wird versucht, jede gefundene Spur im Eisen mit einer Spur aus den zentralen Spurenkammern zu verbinden. Dazu werden zunächst alle zentralen Spuren ausgewählt, die zu einer vorgegebenen Spur im Eisen passen könnten, und unter Berücksichtigung des Energieverlustes im Detektormaterial auf einer Helix bis zum Beginn des instrumentierten Eisens extrapoliert. Ein χ^2–Verfahren vergleicht die im Eisen gemessenen Spurgrößen $\vec{x}_m$ und die extrapolierten Spurgrößen $\vec{x}_e$:

$$\chi^2 = (\vec{x}_e - \vec{x}_m)^T \, V^{-1} \, (\vec{x}_e - \vec{x}_m)$$

Hierbei werden im Barrel– und im Vorwärtsbereich des Eisen die Orts– und Winkelkoordinaten für $\vec{x}$ benutzt, im Bereich der hinteren Endkappe nur die Ortskoordinaten. V ist die Kovarianzmatrix zwischen den Größen.

Zu jeder Spurverbindung wird ein $P(\chi^2)$ berechnet, welches die Wahrscheinlichkeit angibt, beim nächsten Ereignis ein größeres χ^2 zu erhalten. Für eine große Zahl von richtig verbundenen Spuren erwartet man im Intervall [0,1] eine Gleichverteilung für $P(\chi^2)$, während sich falsche Spurverbindungen bei sehr kleinen Werten von $P(\chi^2)$ häufen. Eine Verbindung wird nur dann akzeptiert und abgespeichert, wenn $P(\chi^2) > 0,001$ ist. Die anschließende Ereignisklassifizierung (L5–Trigger) wertet eine Spurverbindung nur dann als Myon–Kandidat, falls die Zahl der durchquerten Eisenlagen mindestens 6/2/3 in der vorderen Endkappe/im Barrelbereich/in der hinteren Endkappe beträgt.

Die linke Spalte von Abb. 6.1 zeigt $P(\chi^2)$ und die Zahl der Hits im Eisen für Myonen aus dem Monte Carlo Datensatz CCBARDIR, jeweils getrennt für Endkappen und Barrel. Die $P(\chi^2)$–Verteilungen sind im Intervall [0,1] gleichverteilt. Der Barrel–Bereich enthält insgesamt weniger Einträge, da hier das instrumentierte Eisen durch das Flüssig–Argon–Kalorimeter gegen niederenergetische Myonen abgeschirmt ist. Die Zahl der Hits im Eisen kann maximal 23 betragen (16 Drahtlagen, 3 Kathodenstreifenlagen, 4 Tower aus Padlagen). Myonen, die die Endkappen erreichen, haben dort im Mittel eine höhere Energie als die Myonen im Barrelbereich des instrumentierten Eisens. Sie haben daher eine größere Reichweite im Eisen und erzeugen im Mittel mehr Hits.

In der rechten Spalte sind die gleichen Verteilungen für elastische J/ψ–Kandidaten (Abb. 2.2) aus den Daten von 1994 (Datensatz DST6) aufgetragen. Nur Ereignisse mit genau zwei geladenen Teilchen im Detektor, deren invariante Masse zwischen 3,0 und 3,2 GeV liegt und wo beide Teilchen als Myonen identifiziert wurden, sind dargestellt. Diese Daten sind frei vom Untergrund, der von Pionen und Kaonen herrührt, die ebenfalls eine Spur im Eisen verursachen können. Zudem ist das p_T–Spektrum der Myonen aus dem J/ψ–Zerfall dem der Myonen aus dem Zerfall von offenem Charm sehr ähnlich. Diese

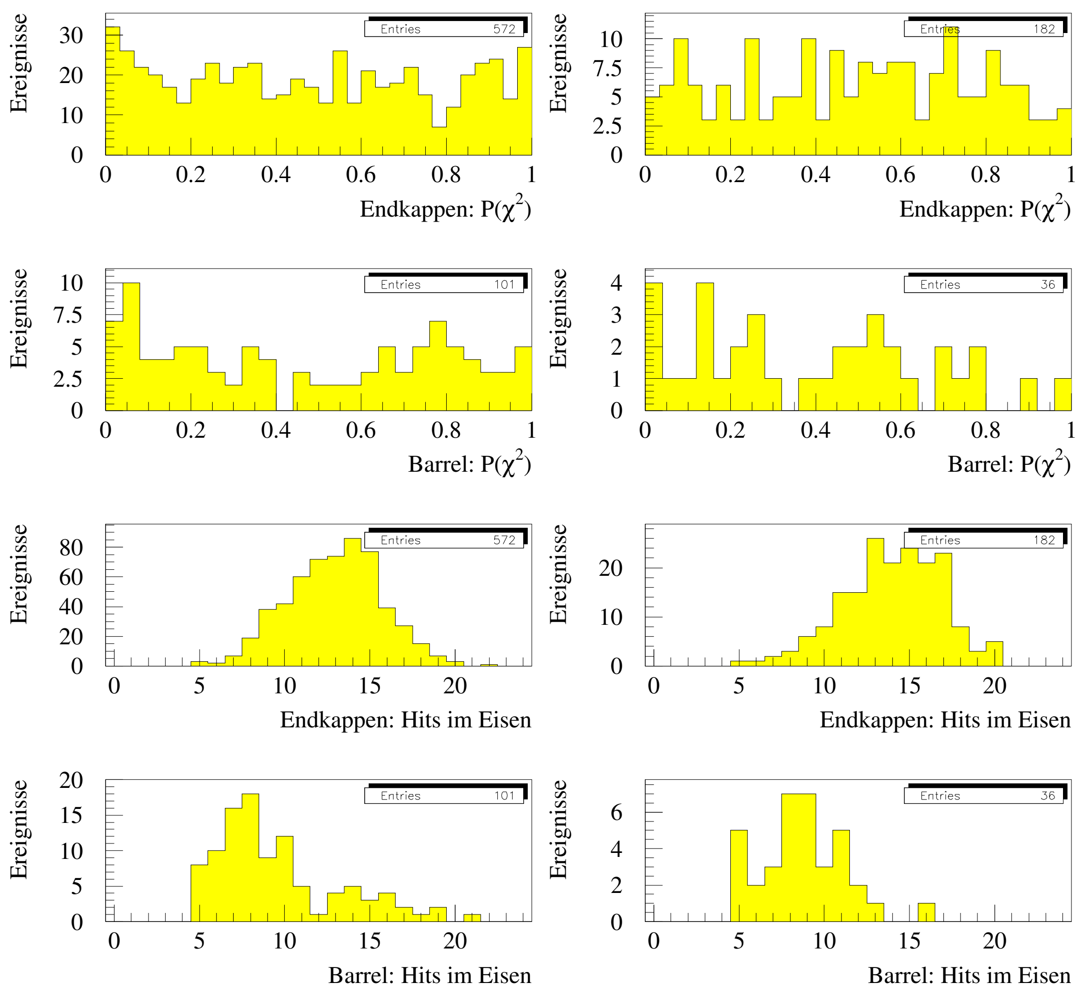


Abbildung 6.1: **links:** Monte Carlo, Myonen aus dem Zerfall von offenem Charm, **rechts:** Daten, Myonen aus dem Zerfall von J/ψ

Daten sind daher ideal geeignet, um die Signatur von Myonen im instrumentierten Eisen unabhängig von Monte Carlo Daten zu studieren.

Wie erwartet ist auch hier $P(\chi^2)$ im Intervall [0,1] gleichverteilt. Die Verteilungen der Zahl der Hits im Barrel und in den Endkappen zeigen, daß das Monte Carlo die Myonen im Eisen zufriedenstellend beschreibt.

6.2 Untergrund durch Hadronen

Nicht jedes Teilchen, welches eine Spur im instrumentierten Eisen erzeugt, ist ein Myon aus dem Zerfall von schweren Quarks. Neben Untergrundquellen wie kosmischen Myonen und elektromagnetischer Paarproduktion $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$, die anhand ihrer typischen Signatur leicht zu erkennen sind, wird der am schwierigsten abzutrennende Teil des Untergrunds von Pionen und Kaonen aus ep–Kollisionen verursacht. Sie können auf zwei verschiedene Arten eine Spur im Eisen verursachen:

1. Die Hadronen schauern im Kalorimeter erst sehr spät oder gar nicht auf und gelangen so in die Myonkammern. Diese Teilchen bezeichnet man als *Punchthrough*. Im Zentralbereich beträgt das Absorptionsvermögen des Flüssig–Argon–Kalorimeters zwischen 5 und 6 nuklearen Wechselwirkunglängen (λ). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Hadron im Kalorimeter die Strecke x ohne eine hadronische Wechselwirkung zurücklegt, ist:
$$P(x) = e^{-x/\lambda}$$
Daraus ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit, daß ein Hadron das Kalorimeter vollständig durchquert, von $P = 0{,}2\ \% - 0{,}7\ \%$. Im Rückwärtsbereich des H1–Detektors ist das instrumentierte Eisen nicht durch das Kalorimeter abgeschirmt. Dementsprechend ist hier der Anteil des Punchthrough deutlich höher.

2. Die Hadronen zerfallen schon in den Spurkammern in Myonen:
$$K/\pi \to \mu\nu_\mu$$
Die mittlere Zerfallslänge eines Pions beträgt $c\tau = 7{,}8$ m. Die Wahrscheinlichkeit, daß es innerhalb einer Strecke x zerfällt, ist:
$$P(x) = 1 - \exp\left(-\frac{x}{c\tau}\frac{mc}{p}\right)$$
Hier sind p der Impuls und $m = 139{,}57$ MeV$/c^2$ die Ruhemasse des Pions. Mit $p = 3$ GeV$/c$ und $x = 1$ m ergibt sich eine Zerfallswahrscheinlichkeit von 0,6 %. Der Öffnungswinkel zwischen dem Hadron und dem Myon ist im Mittel klein ($< 5°$). Der durch den Zerfall entstehende leichte Knick in der Spur wird vom Rekonstruktionsprogramm oft nicht erkannt.

Der von Hadronen verursachte Untergrund zum Zerfall von schweren Quarks in Myonen wurde ausführlich in der Diplomarbeit von Stephan Hundertmark [HUN95] untersucht. Es wurden einzelne Pionen und Kaonen generiert und deren Durchgang durch den H1–Detektor simuliert. Abb. 6.2 zeigt die Wahrscheinlichkeiten, daß ein Hadron ein Myonsignal im Detektor erzeugt. Die Verteilungen in der linken Spalte basieren auf Hadronen, die entweder direkt oder durch Zerfallsmyonen mindestens 3 Lagen Eisen durchquert haben. In der rechten Spalte wurden die Bedingungen auf 5 Lagen Eisen im Zentralbereich und auf 6 Lagen Eisen im Bereich der hinteren Endkappe verschärft.

Die Verteilung links oben zeigt eine Wahrscheinlichkeit von etwa 0,4 % – 0,5 % für den Zentralbereich des Detektors (bei $E_\mu > 3$ GeV). Dabei wird ungefähr die eine Hälfte von Punchthrough und die andere Hälfte von Zerfallsmyonen verursacht. Das Resultat stimmt größenordnungsmäßig mit den abgeschätzten Werten von 0,2 % – 0,7 % für Punchthrough und 0,6 % für den Pionzerfall überein. Das Bild unten links zeigt die Wahrscheinlichkeit für die hintere Endkappe. Die Werte liegen hier erwartungsgemäß viel höher, der Anteil

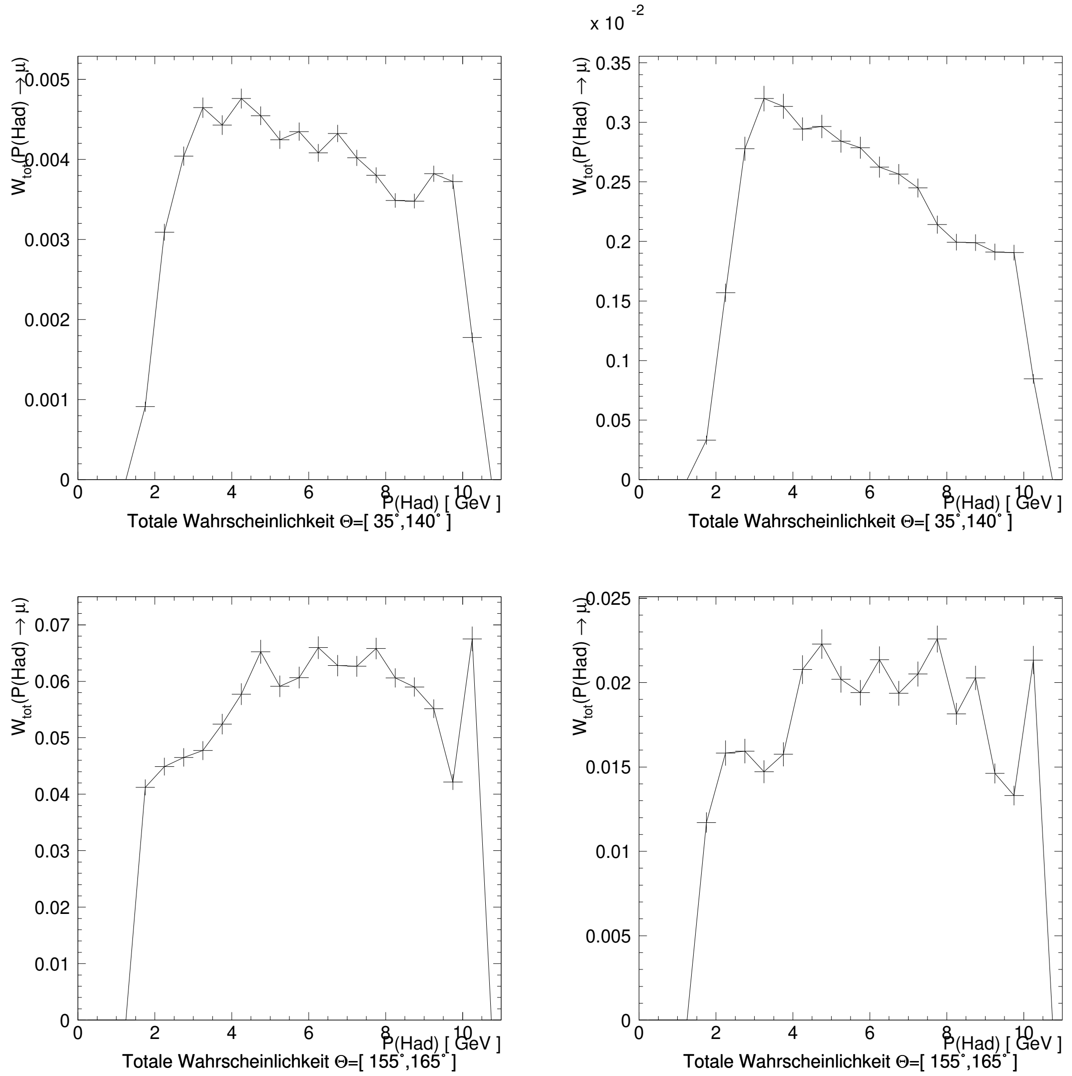


Abbildung 6.2: Wahrscheinlichkeiten, daß ein Hadron mit Impuls P(Had) eine Myonsignatur im Detektor hervorruft, **links:** falls 3 Lagen im Eisen verlangt werden, **rechts:** falls 5 Eisenlagen im Zentralbereich und 6 Eisenlagen im Rückwärtsbereich verlangt werden (aus [HUN95])

des Punchthrough beträgt etwa 90 %. Die beiden Abbildungen in der rechten Spalte zeigen eine deutliche Verringerung der Wahrscheinlichkeiten, wenn die Zahl der Eisenlagen erhöht wird.

Die Zahl der in *ep*–Kollisionen erzeugten Pionen und Kaonen ist viel größer, als die Zahl der Myonen durch Zerfälle von schweren Quarks. Trotz der Wahrscheinlichkeiten im Promille–Bereich stellen deshalb Ereignisse mit einer von Hadronen verursachten Myonsignatur im instrumentierten Eisen einen erheblichen Untergrund dar. Sie sind nicht durch einfache Schnitte zu unterdrücken.

6.3 Myonen und Elektronen im Kalorimeter

Myonen benötigen im Zentralbereich des Detektors eine Mindestenergie von etwa 1,5 GeV, um das Flüssig–Argon–Kalorimeter zu durchdringen und eine Spur im Eisen zu erzeugen. Viele der Myonen aus Zerfällen von schweren Quarks haben eine geringere Energie. In der Diplomarbeit von Guido Schmidt [SCH94] wurde ein Verfahren entwickelt, welches Myonen anhand ihrer charakteristischen minimalionisierenden Spur auch im Kalorimeter findet. Es ist Bestandteil des Rekonstruktionsprogramms H1REC. Jede in den zentralen Spurkammern rekonstruierte Teilchenspur wird entlang einer Helix durch das Kalorimeter extrapoliert. Um diese Spur werden zwei Zylinder mit den Radien $r_a = 15$ cm und $r_b = 30$ cm gelegt und die Energien der in den Zylindern gelegenen Kalorimeterzellen werden aufsummiert.

Myonen deponieren nur Energie durch Ionisation entlang ihrer Spur. Fast alle angesprochenen Zellen liegen in dem kleineren Zylinder mit Radius 15 cm. Pionen und Kaonen schauern im Kalorimeter auf. Die transversale Schauerausdehnung beträgt etwa 30 cm. Fast die gesamte deponierte Energie liegt im größeren Zylinder mit Radius 30 cm.

Die Myon–Pion–Trennung erfolgt nach folgenden Kriterien:

1. <u>kleine Teilchenimpulse ($p < 4$ GeV)</u>
   Die Pionen erreichen ihr Schauermaximum schon im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters (EMC) und deponieren nur wenig Energie im hadronischen Teil (HAC). Die Myonen hingegen hinterlassen vergleichsweise wenig Energie im EMC und erreichen das HAC. Für ein Myon wird deshalb eine Mindestzahl von Lagen im HAC und eine maximale Energie im EMC im Zylinder mit $r_a = 15$ cm verlangt. Die genauen Schnitte hängen von p und θ der Spur ab. Ein Beispiel: Im Zentralbereich und für 1 GeV $< p <$ 2 GeV muß gelten:

   - Zahl der Lagen im HAC ≥ 3
   - EMC-Energie in $r_a \leq 0{,}7$ GeV

2. <u>größere Teilchenimpulse ($p > 4$ GeV)</u>
   Die Myonen deponieren je nach Kalorimeterdicke nur zwischen 2 und 3 GeV im gesamtem Kalorimeter. Die Pionen hingegen werden im Kalorimeter gestoppt und geben hier ihre gesamte Energie ab. Der wichtigste Schnitt ist deshalb eine Begrenzung der Gesamtenergie im Zylinder mit Radius 30 cm auf etwa 3 GeV.

Abbildung 6.3 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit der Myonerkennung für kosmische und für simulierte Myonen. Sie liegt für Impulse $p > 2$ GeV zwischen 70 % und 80 %. Die Fehlidentifikationen von Pionen als Myonen sind in Abb. 6.4 dargestellt. Sowohl

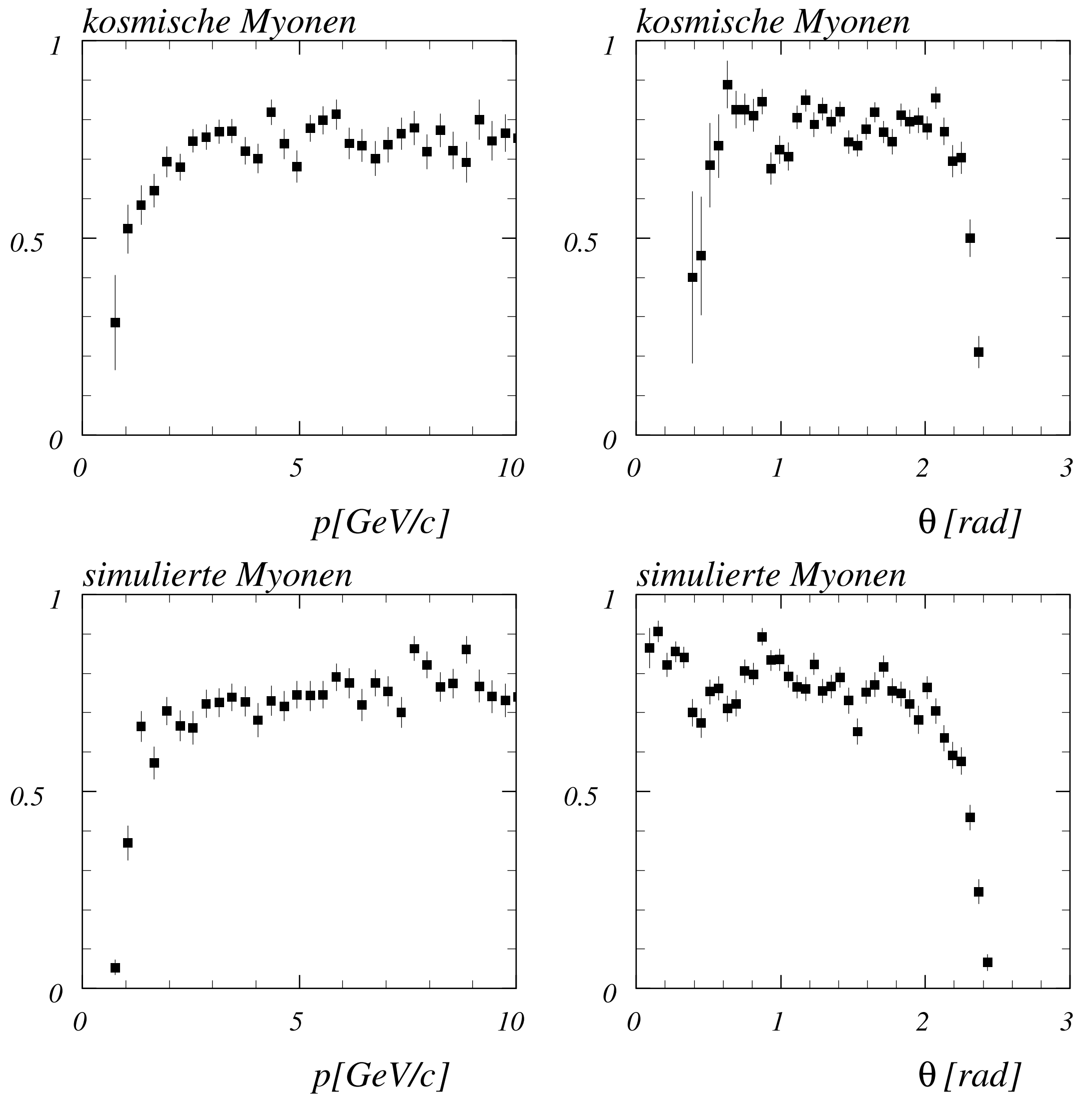


Abbildung 6.3: Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen im Kalorimeter (aus [SCH94])

simulierte Pionen als auch Pionen aus den H1–Daten, welche als Zerfallspionen von K^0–Mesonen identifiziert wurden, sind untersucht worden. Die Wahrscheinlichkeit für eine Fehlerkennung liegt bei wenigen Prozent.

Für eine Fehlidentifikation gibt es mehrere mögliche Ursachen:

- Die Energieauflösung des HAC beträgt $\sigma(E)/E = 0,55/\sqrt{E/\text{GeV}}$. Für $E = 1$ GeV beträgt der Fehler der Energiebestimmung also 55 %.
- Die Pionen schauern sehr spät oder gar nicht auf (*Punchthrough*).
- Die Pionen zerfallen noch in den Spurenkammern in Myonen.

Neben den bisher beschriebenen Bedingungen für ein „normales“ Myon gibt es verschärfte Bedingungen für ein „gutes“ Myon. Hier wird eine Lage mehr im HAC verlangt

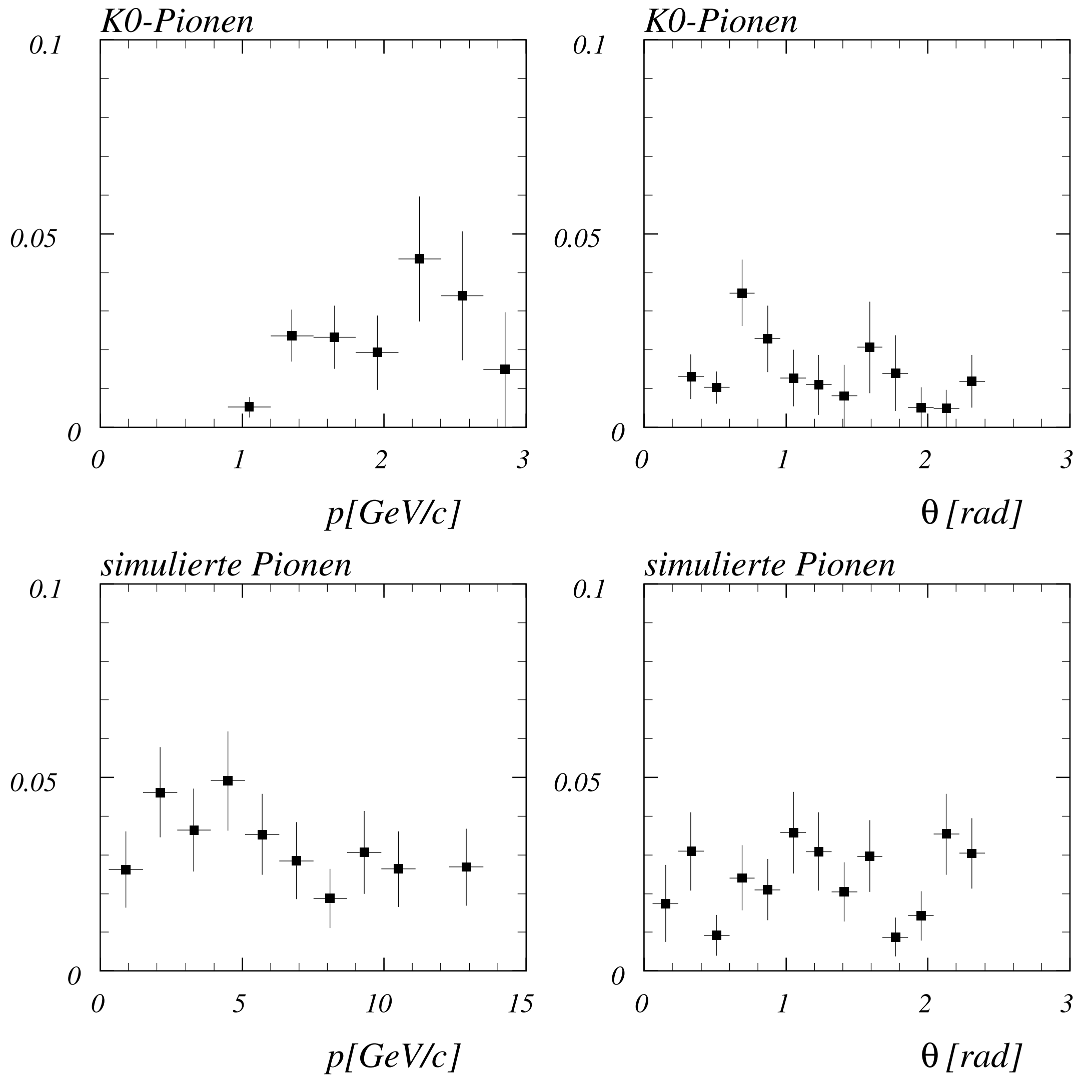


Abbildung 6.4: Wahrscheinlichkeiten für die Fehlerkennung von Pionen als Myonen (aus [SCH94])

und die Energieschnitte werden um 0,2 GeV gesenkt. Dadurch verringert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit von ca. 70 % auf etwa 45 %. Gleichzeitig sinkt die Wahrscheinlichkeit für die Fehlidentifikation eines Pions von ca. 1,5 % auf 0,5 %. Das Myon/Pion–Verhältnis wird somit um einen Faktor $\frac{45\%}{0{,}5\%}/\frac{70\%}{1{,}5\%} \approx 2$ verbessert.

Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, bilden Ereignisse mit fehlidentifizierten Hadronen den größten Teil des Untergrunds zu den myonischen Zerfällen von schweren Quarks. Deshalb wird in dieser Analyse ausschließlich die Myonqualität „gut“ für die Identifizierung eines Myons mit dem Flüssig–Argon–Kalorimeter verwendet.

Die Identifikation von Elektronen geschieht ebenfalls mit Hilfe des Kalorimeters. Elektronen mit Energien im GeV–Bereich wechselwirken mit Materie unter Aussendung von Bremsstrahlung. Sie lösen beim Auftreffen auf das Kalorimeter einen elektromagnetischen

Schauer aus. Die Energie der Elektronen nimmt innerhalb der Strahlungslänge X_0 des Materials im Mittel auf $1/e$ der Anfangsenergie ab. Das Absorptionsvermögen des EMC des H1–Kalorimeters beträgt etwa 20 X_0. Alle auftreffenden Elektronen werden daher schon im EMC gestoppt, die niederenergetischen schon in den ersten Lagen. Sie unterscheiden sich dadurch von Pionen. Diese dringen im Mittel weiter in das Kalorimeter ein und lösen einen hadronischen Schauer aus, der länger und breiter als ein elektromagnetischer Schauer ist. Die typische Längenskala hier ist die nukleare Wechselwirkungslänge λ. Das EMC hat ein Absorptionsvermögen von nur 1 λ. Ein wichtiger Schnitt für die Elektron/Pion–Trennung ist deswegen die *Schauerlänge*.

Ein weiteres Unterscheidungsmerkmal ist die deponierte Gesamtenergie. Bei gleichem Teilchenimpuls wird bei einem Pion weniger Energie im Kalorimeter sichtbar. In hadronischen Schauern geht Energie verloren durch:

- Bindungsenergieverlust durch den Aufbruch von Kernen,
- Neutrinos, die aus dem Detektor entweichen und Energie mitnehmen,
- Neutronen, die nur einen geringen Wechselwirkungsquerschnitt haben und ebenfalls entweichen.

Im Mittel betragen diese Verluste im H1–Kalorimeter etwa 1/3. In einem elektromagnetischen Schauer hingegen wird die gesamte Energie durch Ionisation ans Detektormaterial abgegeben. Ein weiterer wichtiger Schnitt für ein Elektron ist daher die Bedingung:

$$E/p > 0,8$$

wobei E die im Kalorimeter rekonstruierte Energie und p der in den Spurenkammern gemessene Impuls ist.

Auch nach diesen Schnitten bleibt ein großer Untergrund durch Pionen, die einen hohen elektromagnetischen Schaueranteil haben. Hier wird zu Beginn des Schauers viel Energie auf ein π^0–Meson übertragen, welches sehr schnell in zwei Gammas zerfällt und auf diese Weise einen elektromagnetischen Teilschauer auslöst. Pionen dieser Art sind von Elektronen im Kalorimeter kaum zu unterscheiden.

Der in dieser Analyse verwendete Algorithmus geht aus dem schon beschriebenen Verfahren zur Myonidentifikation im Kalorimeter hervor. Die Schnitte auf die Schauerlänge und auf das E/p–Verhältnis werden auf die Zahl der angesprochenen Lagen und die in den beiden Zylindern mit den Radien $r_a = 15$ cm und $r_b = 30$ cm gemessenen Energien übertragen. Es gibt zwei Gründe, dieses Verfahren zu verwenden. Zum einen ist es in der Standardrekonstruktion H1REC enthalten. Zum anderen ist es das einzige Verfahren, das in der Ereignisklassifizierung (L5–Trigger) der 1994'er Daten zusammen mit der Myon–Identifizierung im Kalorimeter gelaufen ist.

Kapitel 7

Rekonstruktion der Ereigniskinematik

In diesem Kapitel werden die Rekonstruktionsmethoden der kinematischen Variablen y (Energiebruchteil des Elektrons, den das Photon trägt), x_g (Energiebruchteil des Protons, den das Gluon trägt) und z (Energiebruchteil des Photons, der in den harten Prozeß eingeht) vorgestellt und die erreichbaren Auflösungen diskutiert.

7.1 Bjorken y

7.1.1 Rekonstruktion mit dem Elektron–Tagger

Bei Photoproduktionsereignissen mit kleinem Q^2 ($< 0{,}02$ GeV^2) ist der Ablenkwinkel des gestreuten Elektrons so gering, daß es in den Elektrontagger gelangen kann. Aus der dort gemessenen Energie E'_e ergibt sich das Bjorken y:

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e}$$

Hier ist E_e die Energie des Elektronenstrahls. An die Signatur des Elektrons werden folgende Schnitte gemacht:

$\lvert x\rvert < 6{,}5$ cm	Die x–Koordinate des Auftreffpunktes darf nicht am Rand des e–Taggers liegen.
6 GeV $< E'_e <$ 24 GeV	Unterdrückung von Untergrund und Bethe–Heitler–Ereignissen

Abbildung 7.1 (a) zeigt die Verteilung des rekonstruierten y von Ereignissen der 1994'er Daten (Datensatz DST6). Bei den meisten Ereignissen liegt y zwischen 0,2 und 0,7. Die Form der Verteilung ergibt sich im wesentlichen aus der Akzeptanz des e–Taggers (Abb. 7.1 (b)). Eine Monte Carlo Studie zeigt eine gute Korrelation über den gesamten meßbaren Bereich zwischen dem generierten y und dem mit Hilfe des e-Taggers rekonstruierten y (Abb. 7.1 (c)). Die experimentelle Auflösung ist sehr gut, sie beträgt $\sigma(y) \approx 0{,}02$ (Abb. 7.1 (d)).

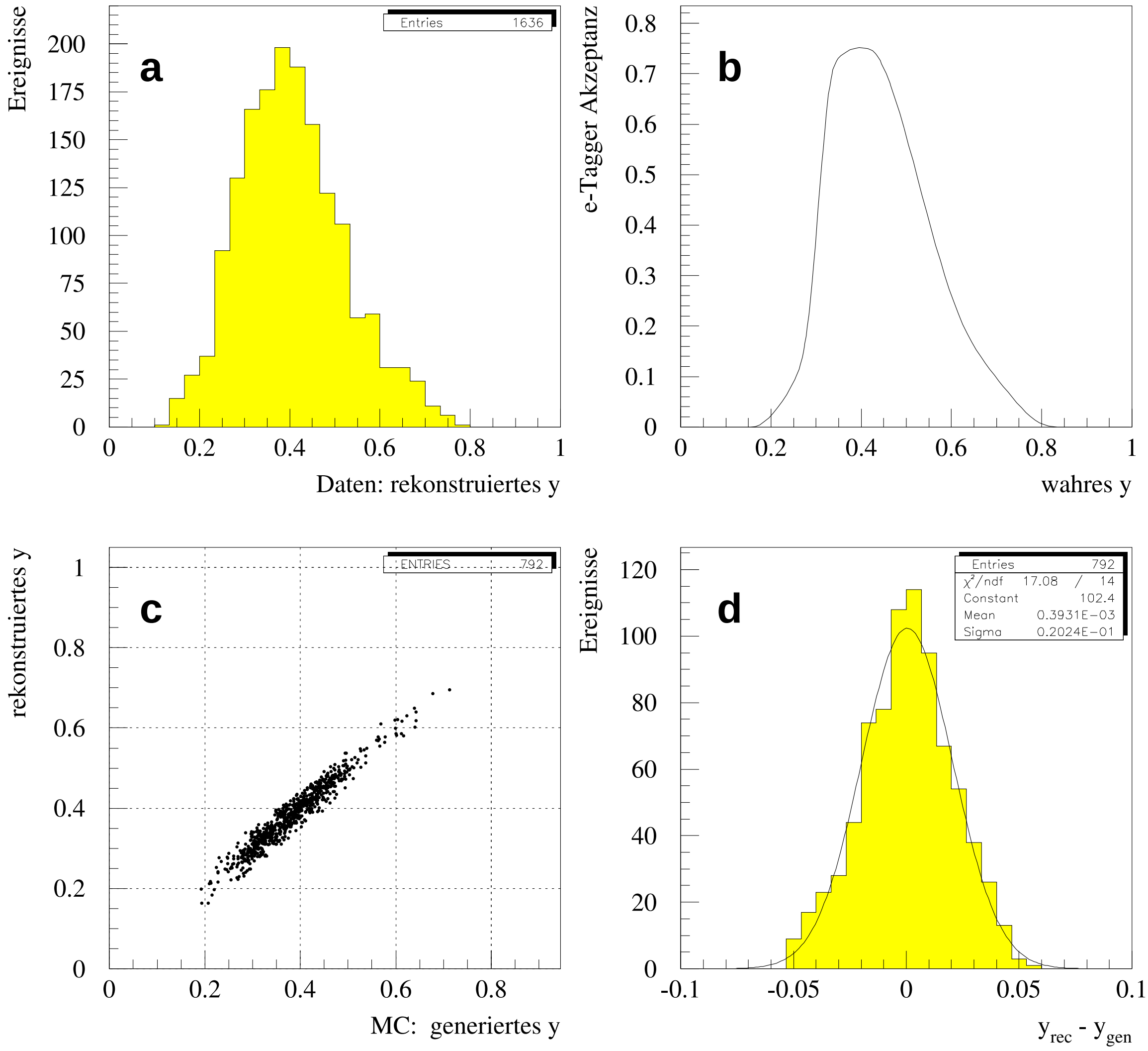


Abbildung 7.1: Rekonstruktion des Bjorken y mit dem e–Tagger

7.1.2 Die Methode von Jacquet–Blondel

Wenn das gestreute Elektron nicht nachgewiesen wird, ist die Rekonstruktion der Ereigniskinematik nur über den hadronischen Endzustand möglich. Das Bjorken y ergibt sich zu:

$$y = \frac{(E - p_z)_{had}}{2E_e}$$

Im Fall der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$) ist dies leicht einsichtig:

$$\frac{(E - p_z)_{had}}{2E_e} = \frac{(E - p_z)_\gamma + (E - p_z)_{Proton}}{2E_e} \approx \frac{(E - p_z)_\gamma}{2E_e} \approx \frac{2E_\gamma}{2E_e} = y$$

Auch der Protonrest gehört zum hadronischen Endzustand. Er verschwindet aber in der Strahlröhre und kann im Detektor nicht gemessen werden. Dies führt nicht zu einem Fehler bei der Bestimmung von y, da für den Protonrest $(E - p_z) \approx 0$ ist. Andererseits ist die

Methode sehr empfindlich gegen eine falsche Messung des Energieflusses im Rückwärtsbereich des Detektors. Ein Teilchen mit der Energie E_R, das den Wechselwirkungspunkt in $-z$–Richtung verläßt und nicht gemessen wird, führt zu einem Fehler in y von E_R/E_e.

Für die Berechnung von $(E - p_z)_{had}$ werden sowohl die in den zentralen und den Vorwärts–Spurkammern gefundenen Spuren als auch die Energieeinträge im Kalorimeter verwendet. Um Doppelzählung von Energie zu vermeiden, werden die Spuren ins Kalorimeter extrapoliert und die angrenzenden Zellen bei der Energiesumme nicht mit berücksichtigt. Abbildung 7.2 (a) zeigt das rekonstruierte y im Monte Carlo Datensatz CCBARDIR. Nur Ereignisse mit zwei Leptonkandidaten wurden verwendet. Die Methode nach Jacquet–Blondel erweitert den zugänglichen Bereich insbesondere zu kleinen y, wo viele Ereignisse liegen, aber die Akzeptanz des e-Taggers verschwindet. Abbildung 7.2 (b) zeigt die Korrelation zwischen dem generierten und dem rekonstruierten y. Sie ist gut für

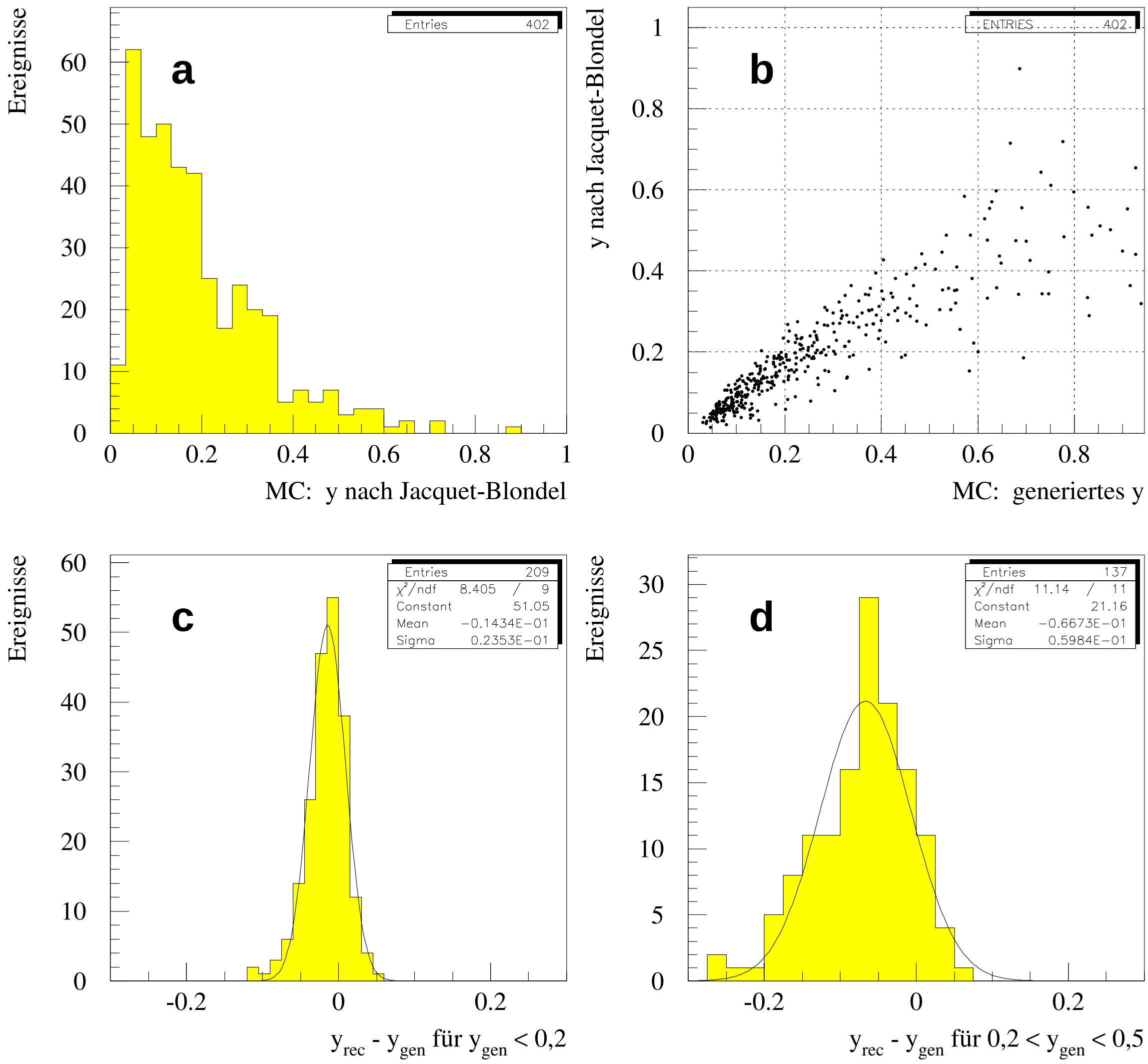


Abbildung 7.2: Rekonstruktion von y nach Jacquet–Blondel

kleine y und wird für große y schlechter. Ereignisse mit großem y haben einen größeren Energiefluß im Rückwärtsbereich. Die durch nicht gemessene Energie verursachten Verluste machen sich immer stärker bemerkbar. Das rekonstruierte y ist deshalb geringer als das generierte.

Im Bereich $y < 0{,}2$ beträgt die Auflösung $\sigma(y) \approx 0{,}024$ (Abb. 7.2 (c)). Sie wird im Bereich $0{,}2 < y < 0{,}5$ schlechter ($\sigma(y) = 0{,}060$) und der Mittelwert des rekonstruierten y ist um ca. 0,067 zu klein (Abb. 7.2 (d)). Hier ist aber die Akzeptanz des e-Taggers groß, und bei vielen dieser Ereignisse kann das y dadurch besser bestimmt werden. Für $y > 0{,}6$ ist die Auflösung sehr schlecht und die Verluste sind groß. Die Zahl der Ereignisse ist jedoch gering. Ereignisse mit einem rekonstruierten $y > 0{,}8$ werden in dieser Analyse nicht verwendet.

7.2 Rekonstruktion von x_g

Schwere Quarks bei HERA entstehen hauptsächlich durch die Gamma–Gluon–Fusion:

$$\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}$$

Das Gluon trägt den Energiebruchteil x_g des Protons. Er kann für Ereignisse mit kleinem Q^2 aus den Quarks über folgende Beziehung rekonstruiert werden:

$$\frac{(E+p_z)_{Q\bar{Q}}}{2E_p} = \frac{(E+p_z)_{\gamma g}}{2E_p} \approx \frac{(E+p_z)_g}{2E_p} \approx \frac{2x_g E_p}{2E_p} = x_g$$

Hier ist E_p die Energie des Protonstrahls. In dieser Analyse müssen Energie und Impuls der schweren Quarks aus ihren Zerfallsleptonen ermittelt werden. Beim leptonischen Zerfall eines Charmquarks entstehen drei Teilchen:

$$c \rightarrow s\ l\ \nu_l$$

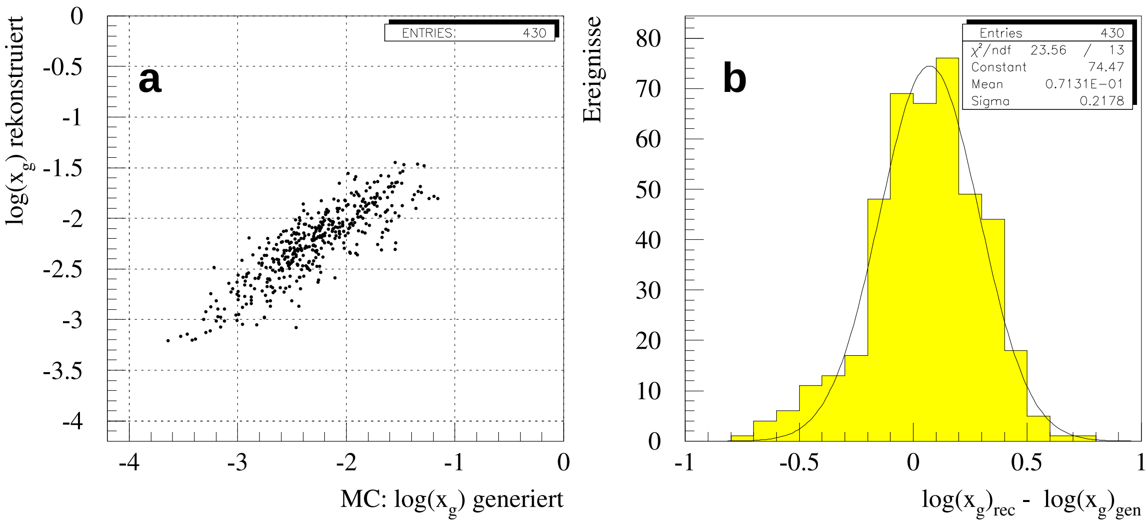


Abbildung 7.3: Rekonstruktion von x_g

Mit der Näherung $\vec{p}_c \approx 3\vec{p}_l$ und $E_c \approx 3E_l$ ergibt sich:

$$x_g \approx \frac{3(E+p_z)_{l^+l^-}}{2E_p}$$

Abbildung 7.3 (a) zeigt die Korrelation zwischen dem aus zwei Leptonen rekonstruierten x_g und dem generierten x_g. Sie ist über den zugänglichen Bereich von $10^{-1,5}$ bis 10^{-3} zufriedenstellend. Die Genauigkeit, mit der der Exponent p in $x_g = 10^{-p}$ bestimmt werden kann, beträgt $\sigma(p) \approx 0{,}22$ (Abb. 7.3 (b)).

7.3 Rekonstruktion von z

Mit z oder auch x_γ wird der Energiebruchteil des Photons, der in den harten Prozeß eingeht, bezeichnet. Bei der *direkten* Produktion nimmt das Photon selbst an der Reaktion teil. In diesem Fall ist z gleich 1:

$$z = 1: \qquad \gamma g \to Q\bar{Q}$$

Bei den *resolved*–Photon Prozessen geht nur der Bruchteil $z = E_g/E_\gamma$, den das Gluon aus dem Photon trägt, in die Reaktion ein. Typischerweise ist dann z sehr viel kleiner als 1:

$$z \ll 1: \qquad gg \to Q\bar{Q}$$

Die Rekonstruktion von z ist für kleine Q^2 über folgende Beziehung möglich:

$$\frac{(E-p_z)_{Q\bar{Q}}}{2yE_e} = \frac{2zE_\gamma}{2yE_e} = \frac{2zyE_e}{2yE_e} = z$$

Dabei ist E_e die Energie des Elektronstrahls. Auch hier werden Energie und Impuls der schweren Quarks aus den Zerfallsleptonen rekonstruiert, und es ergibt sich für z die

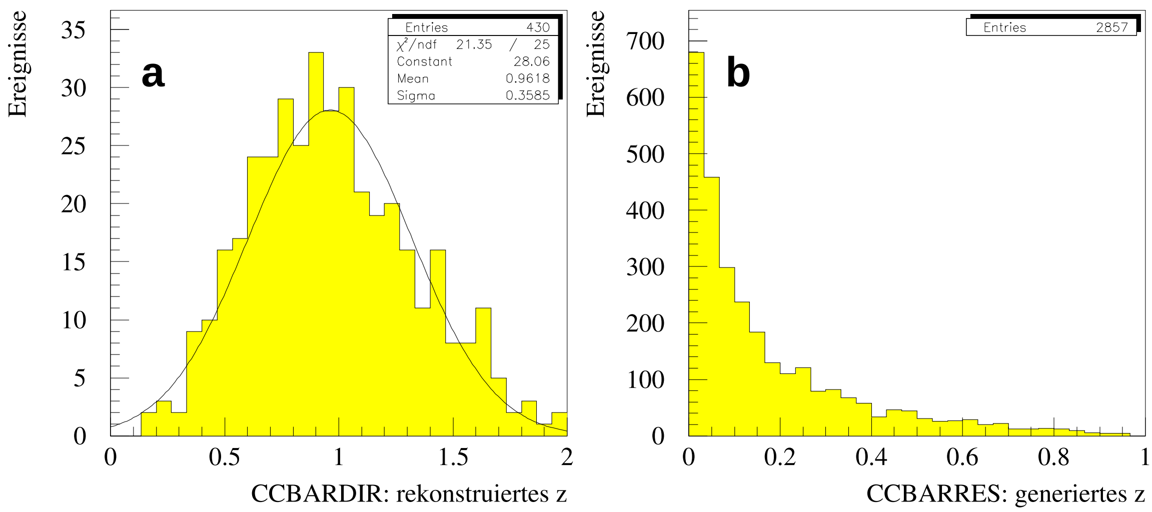


Abbildung 7.4: (a): Rekonstruktion von z bei der direkten Produktion von Charm, (b): generiertes z bei der Produktion von Charm durch den resolved–Photon Prozeß

Näherung:

$$z \approx \frac{3(E-p_z)_{l^+l^-}}{2yE_e} \tag{7.1}$$

Die Verteilung des aus dem Monte Carlo Datensatz CCBARDIR für die direkte Produktion von Charm rekonstruierten z ist in Abbildung 7.4 (a) zu sehen. Der Mittelwert liegt erwartungsgemäß bei 1. Die experimentelle Auflösung beträgt $\sigma(z) \approx 0{,}36$.

Bei den resolved–Photon Ereignissen ist $z \ll 1$. (Abb. 7.4 (b)). Die Energie, die vom einlaufenden Elektron in den harten Prozeß eingeht, ist entsprechend klein. Daher hat das Schwerpunktsystem der erzeugten schweren Quarks einen großen Impuls in $+z$–Richtung. Die meisten Zerfallsleptonen laufen unter kleinem Winkel nach vorne. Nur bei sehr wenigen Ereignissen können zwei Leptonen im Detektor nachgewiesen werden.

Kapitel 8

Datenselektion

8.1 Ereignisse mit zwei Myonen

8.1.1 Vorselektion

Der Datensatz DST6 mit Positron–Proton–Kollisionen bei nominaler Vertexposition bildet die Grundlage der Analyse. Er enthält etwa 9 Millionen Ereignisse, die aus den Rohdaten durch die Triggerstufen L1 bis L5 ausgewählt wurden. Davon fallen etwa 900 000 in die L5–Klasse 24, die Ereignisse mit mindestens einem Myon oder einem Elektron enthält. Im oberen Teil von Tabelle 8.1 sind die Qualitätskriterien aufgeführt, die ein Myon erfüllen muß, um durch L4 und L5–Trigger in den Datensatz DST6 zu gelangen. Die gewählten Schnitte für die Spurparameter und die Myonkriterien sind so großzügig gewählt, daß möglichst wenige Myonen verloren gehen.

Um zu einer handhabbaren Zahl von Ereignissen zu gelangen, wurde für diese Arbeit eine Vorselektion von Ereignissen mit mindestens zwei Myonkandidaten gemacht. Die Schnitte sind in Tabelle 8.1 unten dargestellt. Die Qualitätskriterien für Myonen sind gegenüber den L5–Schnitten verschärft. Der Schnitt auf den Transversalimpuls der Spur reichert Myonen an, die aus dem Zerfall von schweren Quarks stammen.

Nach der Vorselektion verbleiben 10 994 Ereignisse mit mindestens zwei Myonkandidaten. Mit diesen Daten wurden die Analyseschnitte für Myonen optimiert (Tabelle 8.2). Insbesondere die Zahl der Eisenlagen in den Endkappen sind deutlich erhöht, um Punchthrough von Hadronen zu unterdrücken. Bei Ereignissen mit zwei Myonen aus dem Zerfall von schweren Quarks liegen die Myonen meist „Rücken an Rücken“ (Abb. 5.3 (d)). Dies motiviert den Schnitt $\Delta\phi > 90°$. Es bleiben schließlich 1878 Ereignisse mit zwei ungleichgeladenen und 572 Ereignisse mit zwei gleichgeladenen Myonkandidaten.

8.1.2 2–prong Ereignisse

Sehr viele der nach der Vorselektion verbleibenden Ereignisse mit zwei ungleichgeladenen Myonen sind sog. *2–prong* Ereignisse, d.h. es wurden genau zwei vom Hauptvertex kommende Spuren rekonstruiert (Abb. 8.1). Hierbei handelt es sich hauptsächlich um:

- kosmische Myonen (Cosmics)
- J/ψ–Mesonen
- QED–Myonpaare

Tabelle 8.1: Schnitte der Vorselektion von Myonen

L4/L5 Schnitte	
Spurschnitte:	
ITYP_VE = 1	Spur vom Hauptvertex
$\|$ZDCA_TN$\|$ < 40 cm	z–Koordinate am Spuranfang
NHIT_TN ≥ 10	Zahl der Hits in CJC
RS_TN < 30 cm	Radius am Spurbeginn
COSMIC-CUT	Von der Spurkammer als Cosmic-Kandidaten identifizierte Teilchen, die mit einer Spur im Eisen verbunden sind, werden verworfen.
für Myonen im instrumentierten Eisen:	
NILAY ≥ 3/6/2	Zahl der Eisenlagen in der hinteren Endkappe / in der vorderen Endkappe / im Barrel
P(χ^2) > 0,001	χ^2–Wahrscheinlichkeit der Spurverbindung
für Myonen im Kalorimeter:	
MUQUAL = 2/3	Myonqualität „medium“ (2) oder „gut“ (3)
Vorselektion von Ereignissen mit mindestens zwei Myonkandidaten	
CLASS = 24	L5–Klassifizierung
p_T > 0,7 GeV	Transversalimpuls der Spur
P(χ^2) > 0,01	χ^2–Wahrscheinlichkeit der Spurverbindung für Myonen im Eisen
MUQUAL = 3	Myonqualität „gut“ für Myonen im Kalorimeter
Ereignisse mit mindestens zwei Myonkandidaten: 10 994	

Ein kosmisches Myon, das sehr nahe am nominalen Wechselwirkungspunkt durch den Detektor fliegt, wird als ein *Paar* von ungleichgeladenen Myonen rekonstruiert, die vom Hauptvertex kommen. Um sie von Myonpaaren aus ep–Wechselwirkungen zu unterscheiden, gibt es zwei Möglichkeiten:

1. Die von einem Cosmic in der CJC erzeugte Spur zeigt am Wechselwirkungspunkt keinen „Knick“. Es ist deshalb möglich, durch beide nicht auf den nominalen ep–Vertex angepaßten Spuren einen durchgehenden Fit zu legen. Dies geschieht schon in der Standardrekonstruktion H1REC. Abbildung 8.2 (a) und (b) zeigt $\Delta\phi$ und $\theta(\mu^-) + \theta(\mu^+)$ der 481 als CJC–Cosmics klassifizierten 2–prong Ereignisse.

2. Der Zeitpunkt des Durchgangs eines Cosmics durch die Spurkammern unterscheidet sich von dem der Myonpaare aus ep–Wechselwirkungen. Abbildung 8.2 (c) zeigt die *T0*–Information der CJC für Myonen der als CJC–Cosmics erkannten Ereignisse. In Abb. 8.2 (d) ist zum Vergleich das *T0* der Myonen aus 2–prong Ereignissen aufgetragen, die nicht als CJC–Cosmics klassifiziert wurden. Hier liegt das *T0* in einem schmalen, durch den Zeitpunkt der ep–Wechselwirkung bestimmten Fenster.

Tabelle 8.2: Analyseschnitte für Myonen

Analyseschnitte für Myonen	
1.) alle Schnitte der Vorselektion	
2.) HV–Schnitte	Alle wichtigen Detektorkomponenten waren eingeschaltet.
3.) Spurschnitte:	
0,7 GeV $< p_T <$ 10 GeV	Transversalimpuls der Spur
$20° < \theta < 165°$	Polarwinkel der Spur
L_NXT_TN = 0	keine Spur mit „Knick“
|Z_VE| < 33 cm	z–Koordinate des Hauptvertex
|DCA_TN| < 2 cm	DCA der Spur
TR_LN > 10 cm	radiale Spurlänge
CHI2V_TR < 10	χ^2/ndf des Vertex-Fits
QUAL_TR < 0,3	Anteil der beim Vertex-Fit nicht benutzten Hits
4.) für Myonen im instrumentierten Eisen:	
FWLAY $\leq$ 6	erste angesprochenen Drahtlage
$p_T >$ 1,4 GeV	für Myonen im Barrelbereich
NILAY $\geq$ 8/8/2	Zahl der Eisenlagen in der hinteren Endkappe / in der vorderen Endkappe / im Barrel
5.) für Ereignisse mit zwei Myonen:	
$\Delta\phi > 90°$	
Ereignisse mit zwei Myonkandidaten	
$\mu^+\mu^-$: 1878	$\mu^-\mu^-$ oder $\mu^+\mu^+$: 572

In der weiteren Analyse werden solche Myonpaare als kosmische Myonen verworfen, für die gilt:

1.) CJC–Cosmic **und** $\Delta\phi > 170°$ **und** $160° < \theta(\mu^-) + \theta(\mu^+) < 200°$

oder 2.) $T0 < 470$ **oder** $T0 > 520$ für eins der beiden Myonen

Bei den verbleibenden 2–prong Ereignissen handelt es sich hauptsächlich um elastisch erzeugte J/ψ's. Abbildung 8.3 (a) zeigt die Verteilung der invarianten Masse der beiden Myonen. Es ist ein deutliches Signal bei der nominalen J/ψ–Masse von 3,097 GeV zu erkennen. In Abb. 8.3 (b) ist in einem vergrößerten Ausschnitt eine Gaußkurve mit konstantem Untergrund an die Verteilung angepaßt. Der Mittelwert liegt bei 3,10 GeV, die durch die Detektorauflösung bestimmte Breite beträgt σ = 0,076 GeV. Die natürliche Breite der J/ψ–Resonanz von Γ = 88 keV spielt hier keine Rolle. Eine weitere Analyse

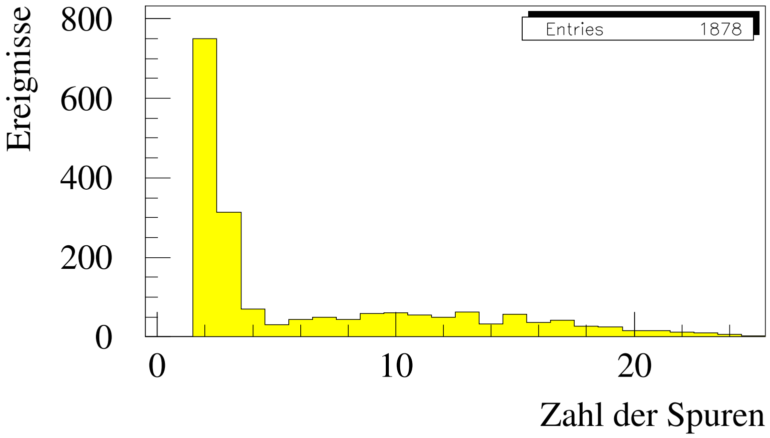


Abbildung 8.1: Zahl der rekonstruierten Spuren bei Ereignissen der Vorselektion

des J/ψ–Signals ist nicht Gegenstand dieser Arbeit. Die Ereignisse liefern aber wichtige Informationen für die Optimierung der Myonidentifikation, da sie praktisch frei von Untergrund durch Hadronen sind und im gleichen kinematischen Bereich liegen wie die Zerfallsleptonen aus Ereignissen mit offenem Charm.

In Abbildung 8.3 (c) ist ein vergrößerter Ausschnitt zu sehen, der den Bereich der $\Upsilon(9460)$–Resonanz erfaßt. Dort zeigt sich an der richtigen Stelle eine deutliche Anhäufung

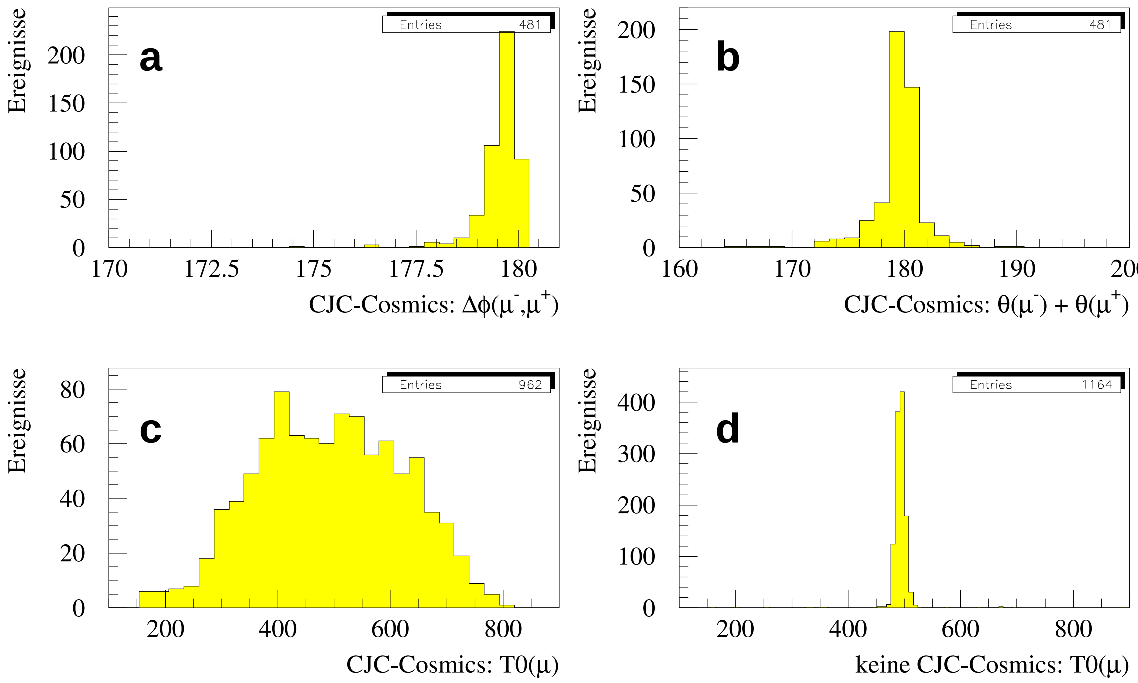


Abbildung 8.2: Kosmische Myonen

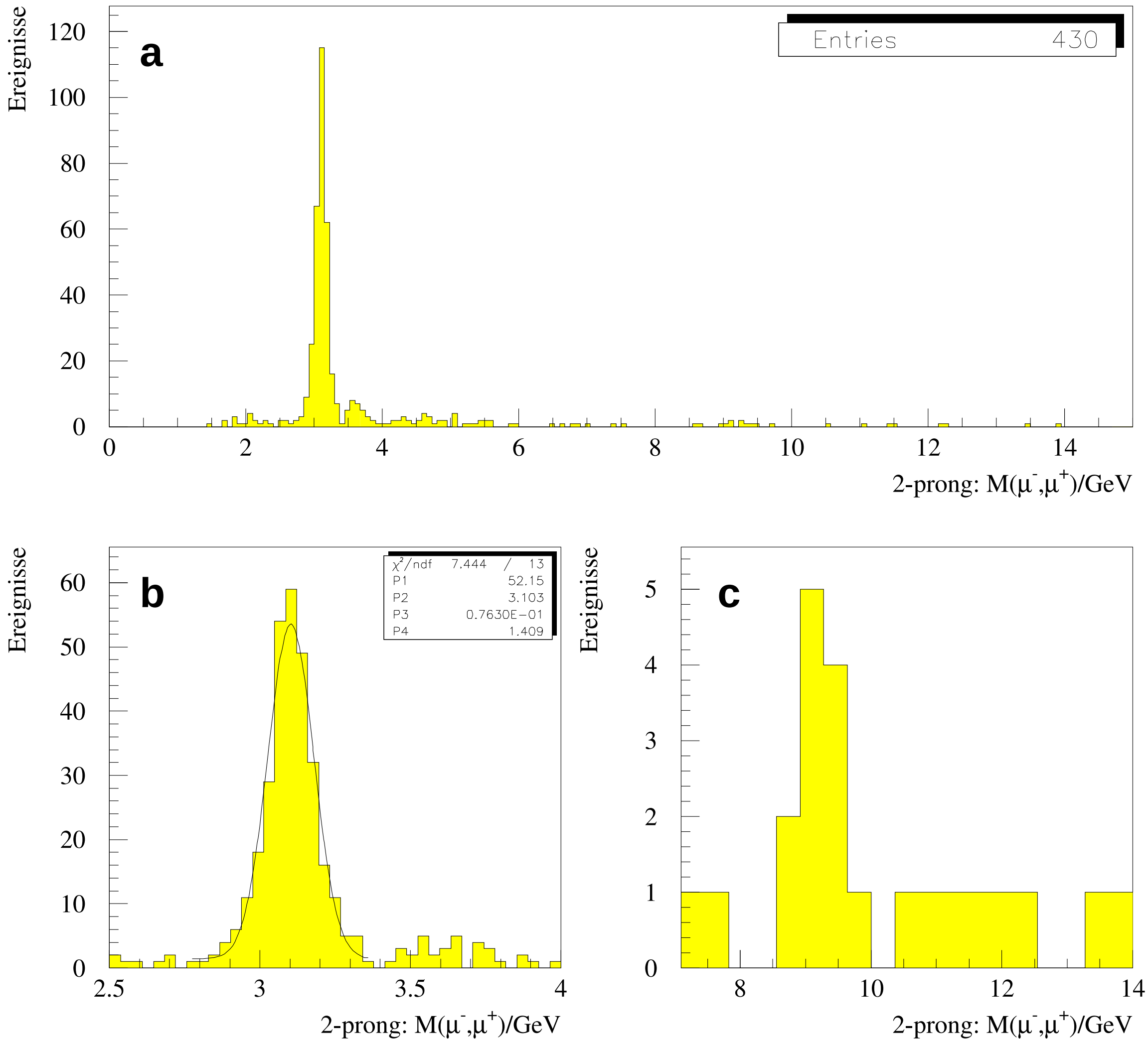


Abbildung 8.3: Invariante Masse der 2–prong Ereignisse

von Ereignissen. In Abbildung 8.4 ist ein Ereignis mit zwei Myonen dargestellt, deren invariante Masse 9,48 $\pm$ 0,11 GeV beträgt. Da beide Spuren die CJC in der gesamten radialen Länge durchqueren, ist die Rekonstruktion der Teilchenimpulse und damit der invarianten Masse bei diesem Ereignis besonders genau. Es ist daher ein Kandidat für den Zerfall $\Upsilon \rightarrow \mu^-\mu^+$.

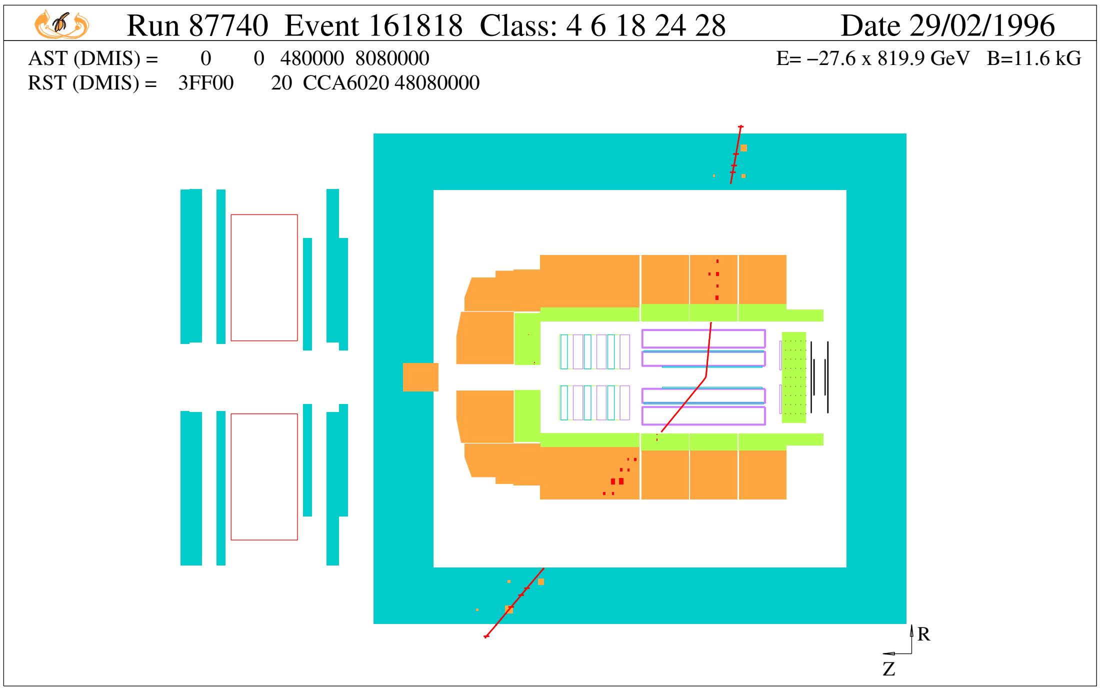


Abbildung 8.4: Ein Υ–Kandidat im H1–Detektor

8.1.3 Das Signal

In diesem Abschnitt wird das durch myonische Zerfälle von offenem Charm und Bottom verursachte Signal in den Daten durch weitere Schnitte herausgearbeitet. Es wird durch den Zerfall von Charm dominiert, dessen Produktionsquerschnitt wesentlich höher ist als der von Bottom. Das Charmquark zerfällt stets in ein positives Myon, das Anticharmquark in ein negatives Myon:

$$c\bar{c} \rightarrow \mu^- \mu^+ X$$

Ereignisse mit zwei *gleichgeladenen* Myonen können nicht aus dem Zerfall von offenem Charm stammen. Es handelt sich hauptsächlich um Ereignisse, in denen mindestens eins der beiden Myonen durch Punchthrough im Detektor vorgetäuscht wird oder durch den Zerfall von Pionen bzw. Kaonen entstanden ist. Hier erwartet man keine Korrelation der Ladungen der beiden Myonen. Bei Untergrund dieser Art entstehen im Mittel gleich viele Ereignisse mit ungleichgeladenen Myonen wie mit gleichgeladenen Myonen. Deshalb ist die Zahl der gefundenen Ereignisse mit einem gleichgeladenen Myonpaar eine Abschätzung für den Untergrund in der Datenselektion von Ereignissen mit einem ungleichgeladenen Myonpaar, der durch Punchthrough bzw. Zerfallsmyonen aus Pionen/Kaonen entsteht. Diese Art der Untergrundbestimmung aus den Daten selbst, anstatt mit Monte Carlo Rechnungen, hat den Vorteil, daß sie unabhängig ist von Annahmen über die Wahrscheinlichkeit für ein Hadron, durch Punchthrough oder Zerfall ein Myon vorzutäuschen.

Nach der Vorselektion und den Analyseschnitten für Myonen bleiben 1878 Ereignisse mit $\mu^-\mu^+$ und 572 Ereignisse mit $\mu^-\mu^-$ oder $\mu^+\mu^+$ (Tabelle 8.3). Wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde, sind die meisten der Ereignisse mit ungleichgeladenen Myonen entweder Cosmics oder elastisch erzeugte J/ψ's. Durch Schnitte auf die Zahl der rekonstruierten Spuren, auf die *T0*–Information der Myonen und den im letzten Abschnitt beschriebenen Cosmic–Schnitt reduzieren sich die Zahlen auf 707 bzw. 545.

Um tiefinelastische Ereignisse ($Q^2 > 4$ GeV^2) auszuschließen, wird ein Schnitt auf die Energie eines Kandidaten für das gestreute Elektron im BEMC oder im Flüssig–Argon–Kalorimeter und auf das rekonstruierte y gemacht. Nach einem weiteren Schnitt auf die im Photondetektor registrierte Energie bleiben 630 Ereignisse mit ungleichgeladenen Myonen und 484 Ereignisse mit gleichgeladenen Myonen. Diese Zahlen verdeutlichen den großen Anteil des Untergrunds und die damit verbundene Schwierigkeit, das durch den Zerfall von schweren Quarks erzeugte Signal aus den Daten zu extrahieren. Eine mögliche Ursache für Untergrundereignisse sind Stöße von Protonen mit den Restgasmolekülen im Strahlrohr in der Nähe des nominalen Wechselwirkungspunktes. Diese Ereignisse sind nur sehr schwer von ep–Reaktionen zu unterscheiden. Um eine Abschätzung für die Größe dieses Untergrunds zu ermöglichen, zirkulieren sowohl im HERA-p– als auch im HERA-e–Ring

Tabelle 8.3: Schnitte zur Herausarbeitung des Signals

		verbleibende Ereignisse $\mu^-\mu^+$	$\mu^-\mu^-/\mu^+\mu^+$
	Vorselektion und Analyseschnitte für Myonen	1878	572
NTRACKS $\geq$ 5	Schnitt gegen 2–prong Ereignisse		
kein CJC–Cosmic	Schnitt gegen kosmische Myonen		
470 < TZERO_TN < 520	*T0* der Myonen liegt im Wechselwirkungsfenster	707	545
E_EL < 10 GeV $\wedge$ y < 0,8	Schnitt gegen tiefinelastische Ereignisse	646	498
E_PHOT < 2 GeV $\wedge$ E_VETO < 1 GeV	wenig Energie im Photondetektor	630	484
0,7 < z < 2,0	rekonstruiertes z	236	131
keine J/ψ	Abzug von inelastischen J/ψ	205 $\pm$ 4	131

sog. *Pilotbunche.* Diese Teilchenpakete treffen im Detektor nicht auf ein entgegenkommendes Teilchenpaket. Die von ihnen verursachten Reaktionen entstehen hauptsächlich durch Stöße mit dem Restgas. In den nach den Schnitten gegen 2–prong Ereignisse und gegen kosmische Myonen verbliebenen Daten finden sich keine durch einen Pilotbunch hervorgerufenen Ereignisse mehr. Im weiteren wird deshalb der Untergrund durch Strahl–Gas–Ereignisse vernachlässigt.

Eine deutliche Verbesserung des Signal/Untergrund–Verhältnisses kann durch einen Schnitt auf das rekonstruierte z erreicht werden. Dieses liegt in Ereignissen mit direkter Produktion von schweren Quarks bei etwa 1 (Abb. 7.4 (a)). In Abbildung 8.5 ist das rekonstruierte z der nach den bisherigen Schnitten verbliebenen Ereignisse dargestellt. Für kleine Werte von z ($z < 0,7$) finden sich im Rahmen der Statistik gleichviele Ereignisse mit $\mu^-\mu^+$–Paaren wie mit $\mu^-\mu^-/\mu^+\mu^+$–Paaren. In diesem Bereich wird auch kein Überschuß an ungleichgeladenen Myonen aus schweren Quarks erwartet. Zudem liegt der Großteil des Untergrunds bei kleinen z. Dies legt einen Schnitt $z > 0,7$ nahe. Im nun verbleibenden Bereich ist ein signifikanter Überschuß an Ereignissen mit ungleich geladenen Myonen zu erkennen. Die sehr großen Werte von z ($z > 2$) werden hauptsächlich durch inelastische J/ψ's erzeugt, da hier die gesamte Energie der beiden schweren Quarks auf die Myonen übertragen wird, und nicht nur ca. 1/3 wie bei offenem Charm. Gemäß Gleichung 7.1 wird in diesem Fall z zu hoch rekonstruiert. Zum Vergleich: Vollständig elastische J/ψ's ergeben ein rekonstruiertes z von 3.

Nach dem Schnitt $0,7 < z < 2,0$ verbleiben 236 Ereignisse mit ungleichgeladenen und 131 Ereignisse mit gleichgeladenen Myonen. Abbildung 8.6 (a) zeigt die Verteilung der invarianten Masse der 236 Ereignisse mit einem $\mu^-\mu^+$–Paar. Hier ist zu erkennen, daß trotz des Schnitts $z < 2,0$ immer noch inelastische J/ψ's in den Daten enthalten sind. Diese werden nun statistisch abgezogen. In dem Bin von 3,0 bis 3,2 GeV, dessen Breite auf die experimentelle Auflösung angepaßt wurde, finden sich 31 ± 4 Einträge mehr, als

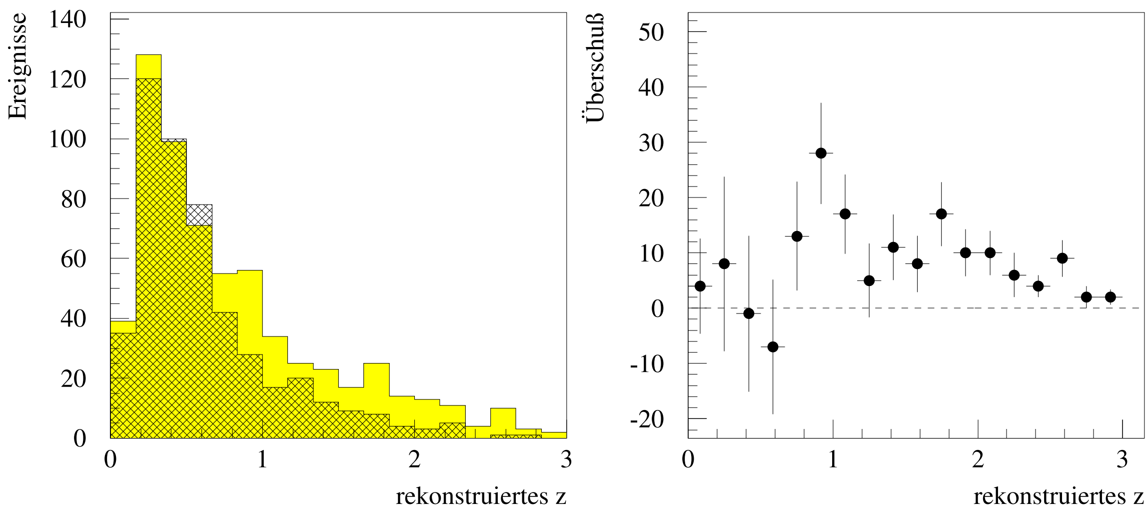


Abbildung 8.5: Rekonstruiertes z der Daten, **links:** 630 Ereignisse mit ungleichgeladenen Myonen (grau) und 484 Ereignisse mit gleichgeladenen Myonen (schraffiert), **rechts:** Überschuß der Ereignisse mit ungleichgeladenen Myonen

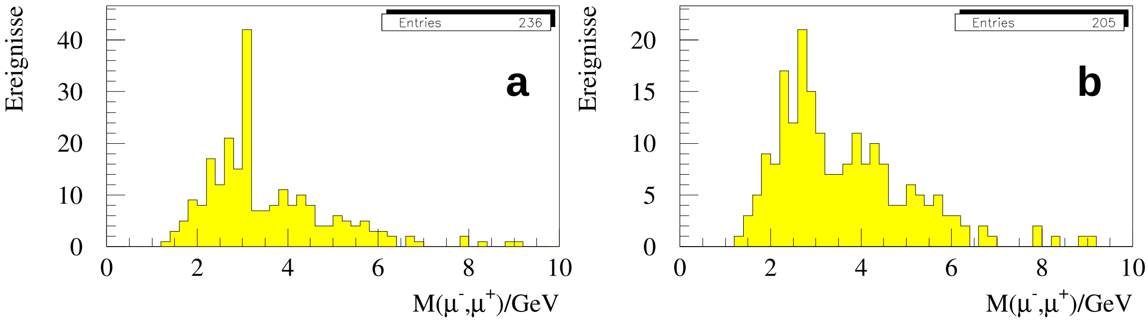


Abbildung 8.6: Subtraktion von inelastischen J/ψ. (a): $M(\mu^-, \mu^+)$ nach dem Schnitt auf z, (b): nach der Subtraktion

die Verteilung in der Umgebung dieses Bereichs erwarten läßt. Nach der Subtraktion bleiben 205 $\pm$ 4 Ereignisse mit ungleichgeladenen Myonen (Abb. 8.6 (b)) und 131 mit gleichgeladenen Myonen. Unter Berücksichtigung der statistischen Schwankungen ergibt sich eine Differenz von:

$$74 \pm 18,4 \text{ Ereignissen}$$

Dieser signifikante Überschuß ist das in den Daten gefundene „Signal“.

8.1.4 Auswahl der L1–Subtrigger

Um aus der Zahl der gefundenen Ereignisse, die bestimmte Schnitte erfüllen, einen Wirkungsquerschnitt zu berechnen, ist die Kenntnis der Effizienz des L1–Triggers nötig. Der L1–Trigger akzeptiert ein Ereignis nur dann, wenn mindestens einer der 128 verschiedenen Subtrigger angesprochen hat. Abbildung 8.7 zeigt, bei wieviel Prozent der 367 verbliebenen Ereignisse mit zwei Myonen die jeweiligen Subtrigger ein Signal geliefert haben. Die in dieser Analyse verwendeten Trigger sind schwarz hervorgehoben. Im einzelnen sind dies:

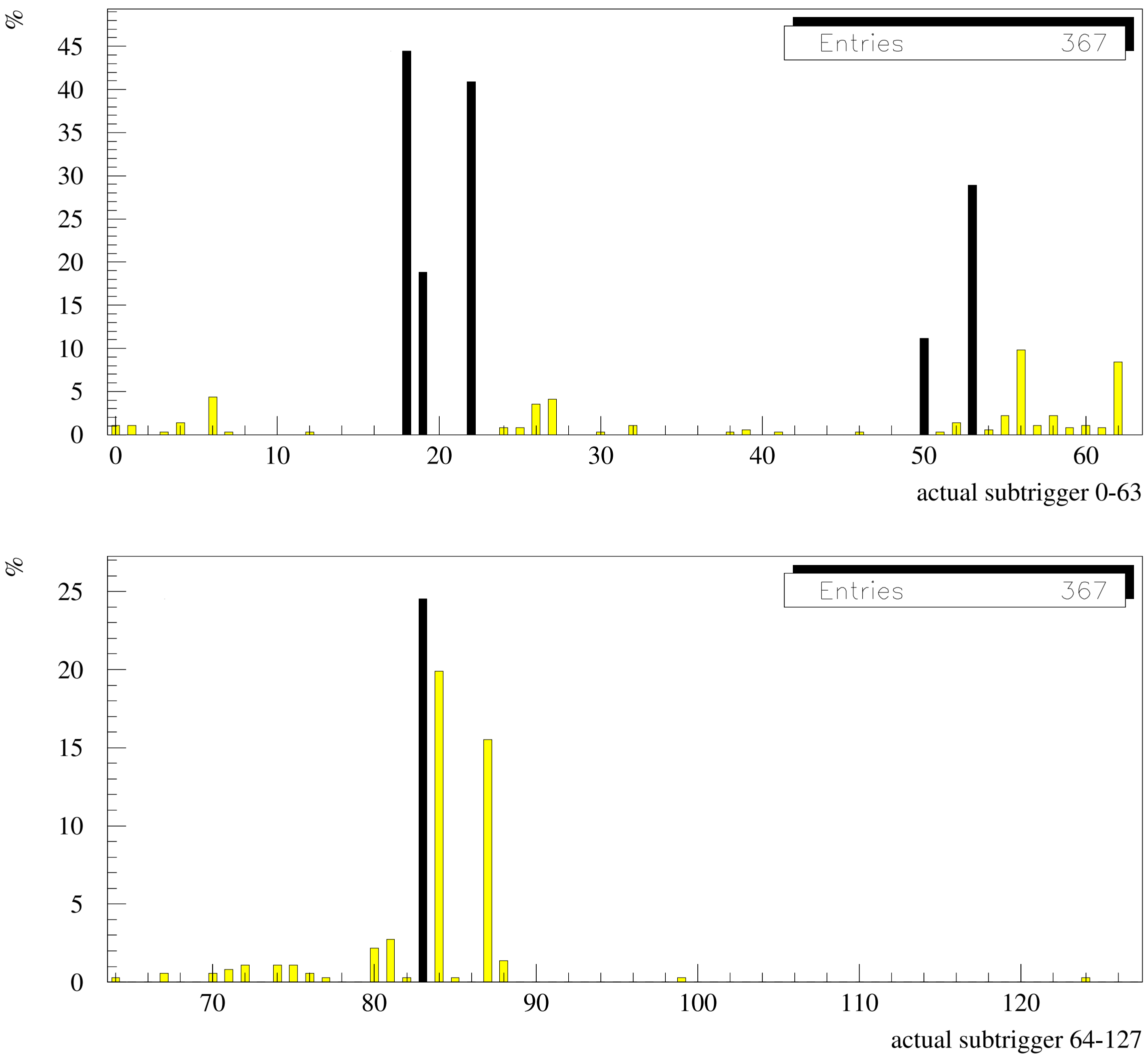


Abbildung 8.7: Prozentsatz der Ereignisse, bei denen die einzelnen Subtrigger angesprochen haben. Die in dieser Analyse verwendeten Subtrigger sind schwarz hervorgehoben.

18	`Mu_ECQ && DCRPh_Ta`	eine Spur in den Endkappen des instrumentierten Eisens und ein Signal der CJC
19	`Mu_Bar && DCRPh_Ta`	eine Spur im Barrelbereich des instrumentierten Eisens und ein Signal der CJC
22	`Mu_BEC`	eine Spur in der hinteren Endkappe des instrumentierten Eisens
50	`zVtx_sig1 && DCRPh_Ta && (LAr_BR>1)`	ein z–Vertex Signal und Signale der CJC und des Flüssig–Argon–Kalorimeters
53	`zVtx_sig1 && DCRPh_Tc && ToF1_Any_IA && Bwd_Br`	ein z–Vertex Signal und Signale der CJC, des Time–of–Flight Systems und des Backward Bigray Triggers (CIP und COP)
83	`eTAG && DCRPh_TNeg`	Signale von Luminositätssystem und CJC

Bei fast allen dieser Subtrigger war die Zusammensetzung aus den Triggerelementen über die gesamte Datennahmeperiode von 1994 stabil. Eine Ausnahme bildet der Subtrigger 53. Das oben aufgeführte Triggerelement `ToF1_Any_IA` des Time–of–flight Zählers wurde erst Mitte September beigefügt.

Es bleiben schließlich 215 Ereignisse mit ungleichgeladenen Myonen und 119 mit gleichgeladenen Myonen, bei denen mindestens einer der sechs vorgestellten Subtrigger angesprochen hat. Nach Abzug der inelastischen J/ψ verbleibt ein Signal von

$$68 \pm 17,6 \text{ Ereignissen.}$$

8.1.5 Vergleich mit Monte Carlo Rechnungen

In diesem Abschnitt wird die Annahme, daß der in den Daten gefundene Überschuß an Ereignissen mit ungleichgeladenen Myonen aus Zerfällen von schweren Quarks stammt, genauer untersucht. Hierzu wird zunächst eine Abschätzung der aufgrund von Monte Carlo Rechnungen zu erwartenden Größe des Signals gemacht. Auf die in Kapitel 5.3 beschriebenen Monte Carlo Datensätze werden dieselben Schnitte wie auf die Daten angewendet. Auch hier werden nur solche Ereignisse berücksichtigt, in denen mindestens einer der im letzten Abschnitt beschriebenen Subtrigger angesprochen hat.

In Tabelle 8.4 sind die vom Zerfall schwerer Quarks im Datensatz DST6 mit einer HV–korrigierten integrierten Luminosität von 2,56 pb^{-1} zu erwartenden Ereigniszahlen zusammengestellt. Den größten Anteil daran bildet erwartungsgemäß die direkte Produktion von Charm (Datensatz CCBARDIR). Die Ereignisse mit Charm aus den resolved–Photon Prozessen (Datensatz CCBARRES) sind demgegenüber zu vernachlässigen. Wie schon in Kapitel 3 erläutert, werden sie hauptsächlich durch den Schnitt auf z, den Energiebruchteil des Photons, der in die harte Reaktion eingeht, unterdrückt. Beim Datensatz mit Bottom (BBBARDIR) fällt die vergleichsweise hohe Zahl der Ereignisse mit gleichgeladenen Myonen auf. Sie kommt zustande, weil in der Zerfallskette $b \to c \to s$ auch Teilchen

Tabelle 8.4: Signalabschätzung durch Monte Carlo Rechnungen

Datensatz	$\int \mathcal{L}/\mathrm{pb}^{-1}$	$N(\mu^-,\mu^+)$	$N(\mu^-,\mu^-)$ $+N(\mu^+,\mu^+)$	ΔN	ΔN in 2,56 pb^{-1}
CCBARDIR	8,4	88	3	85	25,9
CCBARRES	20,7	10	2	8	1,0
BBBARDIR	18,4	70	41	29	4,0
					30,9

mit Charm auftreten, die ihrerseits leptonisch zerfallen können. Beispielsweise entstehen beim Zerfall

$$b\bar{b} \to \mu^- X \; \bar{c}Y \to \mu^- X \; \mu^- Y'$$

zwei negative Myonen. Der Beitrag von Ereignissen mit Bottom zum *Überschuß* an ungleichgeladenen Myonen wird dadurch verringert.

Insgesamt ergibt diese grobe Monte Carlo Abschätzung etwa 31 zu erwartende Ereignisse. Das in den Daten gefundene Signal von 68 ± 17,6 liegt zwar in der gleichen Größenordnung, aber höher als erwartet. Dafür gibt es mehrere mögliche Ursachen:

1. Neben dem Zerfall schwerer Quarks gibt es einen oder mehrere weitere Prozesse, die ebenfalls zu einem Überschuß an ungleichgeladenen Myonen führen, aber bisher nicht berücksichtigt wurden.

2. Die Rekonstruktions– und Triggereffizienzen des H1–Detektors sind in der Simulation nicht genau genug beschrieben. Dies wird in Kapitel 9 ausführlicher untersucht.

3. Der in NLO berechnete Produktionsquerschnitt für Charm in ep–Kollisionen ist mit großen Unsicherheiten behaftet (siehe Kapitel 3). Die für die Abschätzung hier verwendeten 640 nb sind ein mittlerer Wert. Bei einer zu kleinem x_g hin stärker ansteigenden Gluondichte im Proton oder bei einer kleineren Charmquarkmasse kann der Wert deutlich höher liegen. Die Messung des Wirkungsquerschnitts $\sigma(ep \to c\bar{c}X)$ in Photoproduktion [H196c] aus der Produktionsrate von D^*–Mesonen bei H1 liefert $941 \pm 160^{+142}_{-120}$ nb.

Fazit: Das in den Daten gefundene Signal ist zumindest konsistent mit der Monte Carlo Erwartung. Im weiteren Verlauf der Analyse wird deshalb die Annahme gemacht, daß der Überschuß an Ereignissen mit ungleichgeladenen Myonen ausschließlich aus dem Zerfall von schweren Quarks stammt. Um diese Annahme weiter zu unterstützen, sind in Abbildung 8.8 die Verteilungen einiger kinematischer Größen dargestellt. Die Datenpunkte in jedem Bin ergeben sich jeweils aus der Zahl der Ereignisse mit ungleichgeladenen Myonen abzüglich der Untergrundabschätzung durch die Zahl der Ereignisse mit gleichgeladenen Myonen und der J/ψ–Kandidaten. Sie erhalten durch die statistische Subtraktion recht große Fehlerbalken. Die Zahl der Monte Carlo Ereignisse ist auf die Daten normiert.

Der Vergleich der Verteilungen zeigt keine deutlichen Abweichungen, die auf andere Prozesse schließen lassen würden. Vielmehr ist auch hier der Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo konsistent mit der Annahme, daß das gemessene Signal wirklich von den Zerfällen schwerer Quarks stammt.

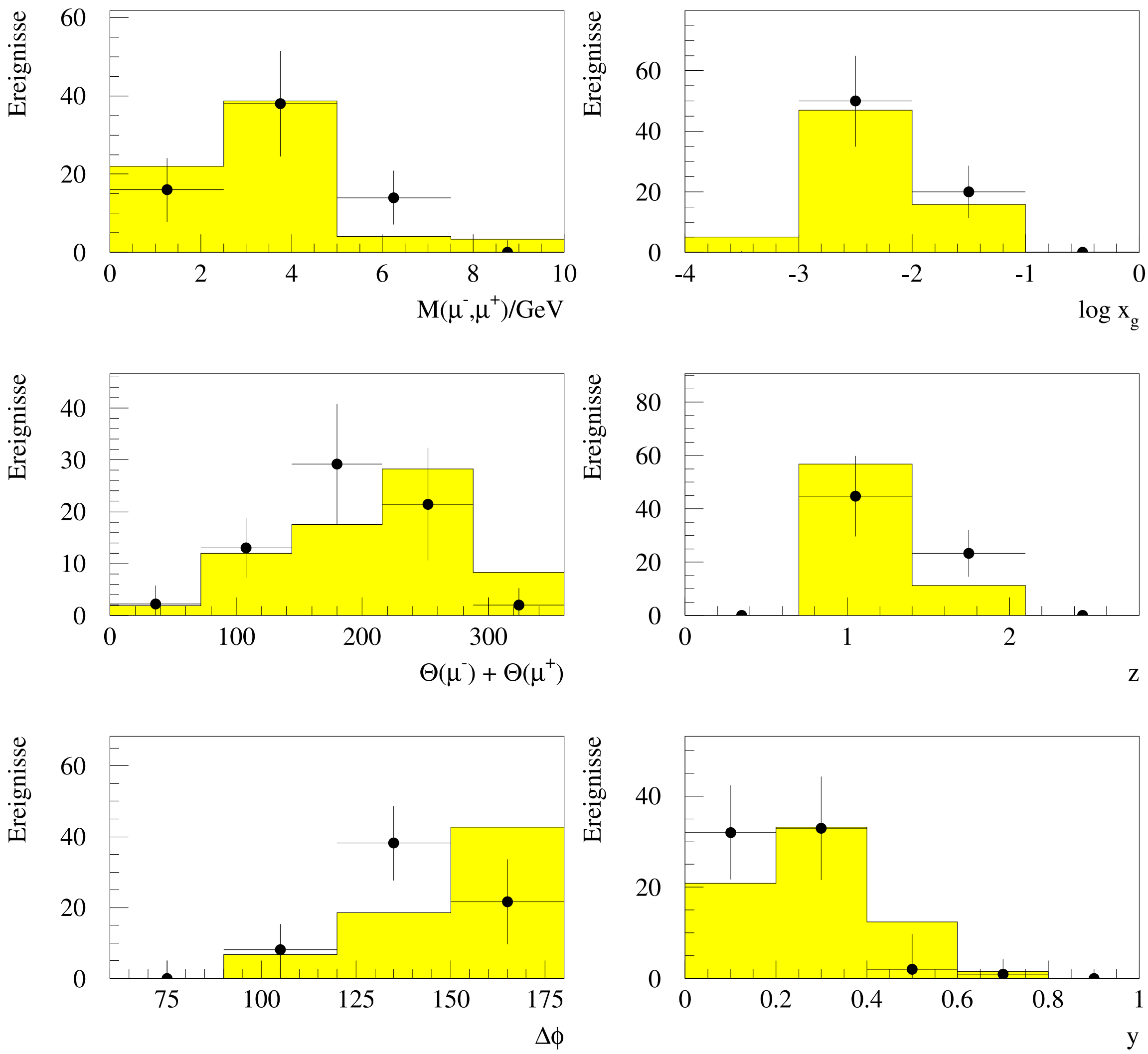


Abbildung 8.8: Verteilungen einiger kinematischer Größen. Punkte mit Fehlerkreuzen: Überschuß an Ereignissen mit ungleichgeladenen Myonen in den Daten, graue Histogramme: Monte Carlo (auf die Daten normiert)

8.2 Ereignisse mit einem Myon und einem Elektron

In diesem Abschnitt wird nach einem Signal von Zerfällen schwerer Quarks in ein Myon und ein Elektron gesucht. Auch hier dominiert der Zerfall von Charmquarks:

$$
\begin{aligned}
c\bar{c} &\rightarrow e^+\mu^- X \\
c\bar{c} &\rightarrow \mu^+ e^- X
\end{aligned}
$$

Es gibt offensichtlich zwei Möglichkeiten, wie ein Ereignis mit einem Elektron und einem Myon im Endzustand entstehen kann. Im Vergleich zum Zerfall in zwei Myonen ($c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^- X$) werden deshalb hier doppelt so viele Ereignisse erwartet. Außerdem gibt es

Tabelle 8.5: Schnitte der Myon + Elektron Selektion

	verbleibende Ereignisse	
	$e^-\mu^+/e^+\mu^-$	$e^-\mu^-/e^+\mu^+$
Vorselektion (Tab. 8.1)	5087	
Analyseschnitte (Tab. 8.2)	796	685
weitere Schnitte (Tab. 8.3)	194	150
Trigger–Schnitte	168	126

bei dieser Signatur keinen Untergrund von J/ψ–Mesonen. Zunächst scheint somit die Untersuchung dieses Zerfallskanals sehr vielversprechend. In den weiteren Abschnitten wird jedoch gezeigt, daß aufgrund des hohen Untergrunds bei der Elektronidentifikation und der geringeren Triggereffizienz das gefundene Signal schlechter ist im Vergleich zu den Ereignissen mit zwei Myonen im Endzustand.

Auch in diesem Fall wurde eine Vorselektion aus dem Datensatz DST6 durchgeführt. Wegen des hohen durch Hadronen verursachten Untergrunds wird ein Teilchen nur dann als Elektronkandidat akzeptiert, falls es aufgrund seiner Signatur im Flüssig–Argon–Kalorimeter als „gutes Elektron“ (ELQUAL = 3) eingestuft wurde. Die weiteren Schnitte der Datenselektion bis zur Auswahl der Trigger sind identisch denen im vorangegangenen Unterkapitel. Auch die Methode der Abschätzung des Untergrunds aus der Zahl der Ereignisse mit gleichgeladenen Leptonpaaren ist völlig analog. In Tabelle 8.5 sind die Zahlen der jeweils verbleibenden $e^-\mu^+/e^+\mu^-$– und $e^-\mu^-/e^+\mu^+$–Ereignisse zusammengestellt. Vor der Triggerauswahl ergibt sich ein Überschuß von

$$194 - 150 = 44 \pm 18,5 \text{ Ereignissen.}$$

Auch hier zeigt sich der hohe Anteil an Untergrundereignissen. Durch die statistische Subtraktion wird der Fehler des Signals recht groß, so daß man nicht mehr von einem *signifikanten* Überschuß reden kann.

Der Prozentsatz der Ereignisse, bei denen die jeweiligen Subtrigger angesprochen haben, ist in Abbildung 8.9 zu sehen. Im Vergleich zu Abbildung 8.7 fällt auf, daß der relative Anteil der mit dem Elektrontagger getriggerten Ereignisse etwa konstant geblieben ist, während die Bedeutung der Myontrigger zurückgeht und der Spurtrigger 53 etwas häufiger anspricht. Nach der Triggerauswahl bleibt ein Signal von

$$168 - 126 = 42 \pm 17,1 \text{ Ereignissen.}$$

Auf dieser Ebene können die Daten wiederum einer Monte Carlo Abschätzung gegenübergestellt werden. In Tabelle 8.6 sind die zu erwartenden Ereigniszahlen aufgelistet. Der Anteil der resolved–Photon Prozesse wird hier vernachlässigt. In der den Daten entsprechenden integrierten Luminosität wird ein Überschuß von 14,3 Ereignissen erwartet. Auch in diesem Fall liegt der in den Daten gefundene Überschuß von Ereignissen mit ungleichgeladenen Leptonen höher. Die Diskussion aus Kapitel 8.1.5 gilt hier entsprechend.

In Abbildung 8.10 sind die Verteilungen einiger kinematischer Größen der Daten (Punkte) der Monte Carlo Erwartung (Histogramme) gegenübergestellt. Die Zahl der Monte Carlo Ereignisse wurde auf die Zahl der Ereignisse in den Daten normiert. Bedingt durch die geringe Statistik sind die Fehlerbalken der Daten sehr groß. Im Rahmen der begrenzten

Aussagekraft der Verteilungen soll verdeutlicht werden, daß keine signifikanten Abweichungen zwischen Daten und Monte Carlo nachzuweisen sind. Im weiteren Verlauf der Analyse wird deshalb auch hier die Annahme gemacht, daß das in den Daten gefundene Signal aus den Zerfällen schwerer Quarks stammt.

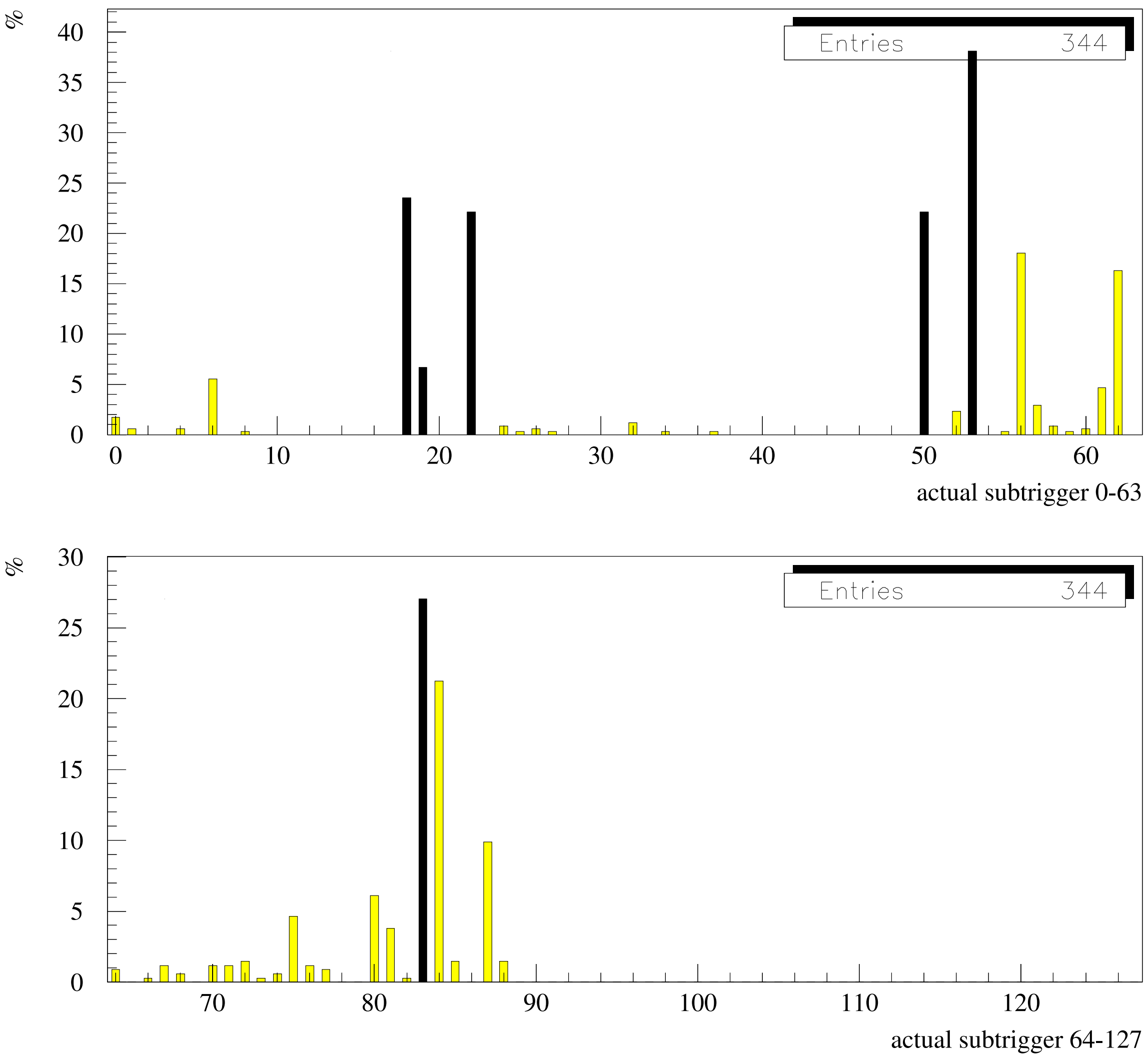


Abbildung 8.9: Prozentsatz der Ereignisse, bei denen die einzelnen Subtrigger angesprochen haben. Die in dieser Analyse verwendeten Subtrigger sind schwarz hervorgehoben.

Tabelle 8.6: In den Monte Carlo Datensätzen zu erwartende Zahl von Ereignissen

Datensatz	$\int \mathcal{L}/\mathrm{pb}^{-1}$	$N(e^-,\mu^+)$ $+N(e^+,\mu^-)$	$N(e^-,\mu^-)$ $+N(e^+,\mu^+)$	ΔN	ΔN in 2,56 pb^{-1}
CCBARDIR	8,4	48	7	41	12,5
BBBARDIR	18,4	57	44	13	1,8
					14,3

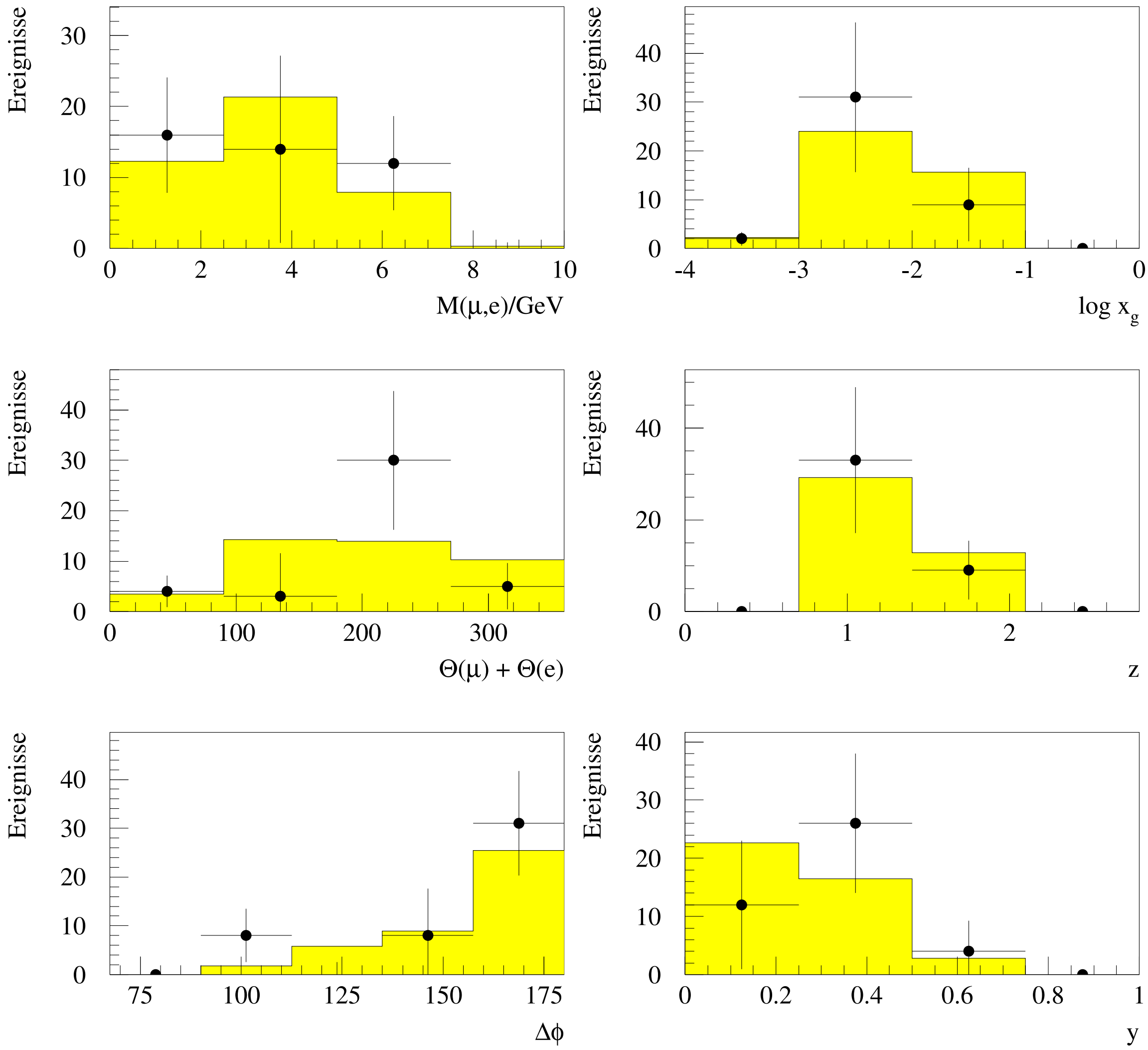


Abbildung 8.10: Verteilungen einiger kinematischer Größen. Punkte mit Fehlerkreuzen: Überschuß an Ereignissen mit ungleichgeladenen Leptonen in den Daten, graue Histogramme: Monte Carlo (auf die Daten normiert)

Kapitel 9

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt

9.1 Ereignisse mit zwei Myonen

9.1.1 Akzeptanzbereich

Als *sichtbarer Wirkungsquerschnitt* σ_{vis} wird der Wirkungsquerschnitt für den *Überschuß* an Ereignissen mit zwei ungleichgeladenen Myonen gegenüber Ereignissen mit zwei gleichgeladenen Myonen in folgendem kinematischen Akzeptanzbereich definiert:

$$\begin{array}{rcl} 0,7\ \mathrm{GeV} & < & p_T(\mu) \ < \ 10\ \mathrm{GeV} \\ 20^\circ & < & \theta(\mu) \ < \ 165^\circ \\ Q^2 & < & 4\ \mathrm{GeV}^2 \\ \Delta\phi & > & 90^\circ \end{array}$$

Der Schnitt $p_T > 0{,}7$ GeV reichert Myonen aus dem Zerfall von schweren Quarks in den selektierten Daten an. Eine obere Grenze von 10 GeV wird gewählt, weil für größere Transversalimpulse die Ladungsbestimmung aus dem Vorzeichen der Spurkrümmung unsicher wird. In diesem Bereich sind außerdem kaum Myonen von schweren Quarks zu erwarten (Abb. 5.3 (a)).

Die Winkelschnitte $20^\circ < \theta(\mu) < 165^\circ$ ergeben sich im wesentlichen aus dem Akzeptanzbereich der zentralen Spurkammer CJC. Der obere Schnitt bei 165° wird recht hoch gewählt, die Teilchen durchqueren hier nur einen Teil der CJC und die Impulsauflösung ist etwas schlechter. Andererseits wird im hinteren Teil des Detektors das instrumentierte Eisen nicht durch das Flüssig–Argon–Kalorimeter verdeckt und somit ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen besonders groß. Zudem liegen hier die besonders interessanten Ereignisse mit kleinem x_g.

Der Schnitt $\Delta\phi > 90^\circ$ reduziert den Untergrund, da bei Ereignissen mit schweren Quarks die beiden Myonen meist „Rücken an Rücken“ erzeugt werden (Abb. 5.3 (d)).

In dieser Analyse werden nur Photoproduktionsereignisse betrachtet. Die Grenze zu den tiefinelastischen Ereignissen wählt man üblicherweise bei $Q^2 = 4$ GeV^2.

Alle Schnitte des definierten kinematischen Akzeptanzbereichs sind schon auf Generatorebene anwendbar. Für ein Monte Carlo Ereignis läßt sich daher eindeutig entscheiden, ob es im Akzeptanzbereich liegt oder nicht.

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, daß in den H1–Daten von 1994 ein signifikanter Überschuß von Ereignissen mit zwei ungleichgeladenen Myonen zu beobachten ist:

$$\Delta N = 68 \pm 17,6 \tag{9.1}$$

Für den sichtbaren Wirkungsquerschnitt im definierten Akzeptanzbereich ergibt sich damit:

$$\sigma_{vis} = \frac{\Delta N}{\mathcal{L}\ \epsilon_R\ \epsilon_T} \tag{9.2}$$

Hier ist $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität der bei der Datenselektion verwendeten e^+p–Runs, ϵ_R ist die Rekonstruktionseffizienz des Detektors für Ereignisse mit zwei Myonen im betrachteten Akzeptanzbereich und ϵ_T ist die Triggereffizienz. Diese drei Größen werden in den folgenden Abschnitten bestimmt.

9.1.2 Luminosität

Grundlage der Datenselektion sind alle e^+p–Runs mit nominalem Vertex, die in Form des Datensatzes DST6 zur Verfügung stehen. Die integrierte Luminosität dieser Runs beträgt insgesamt 3030,3 nb^{-1}. In dieser Analyse werden nur solche Ereignisse untersucht, in denen alle benötigten Detektorkomponenten aktiv waren (HV–Schnitte, Tabelle 8.2). Dadurch reduziert sich die Luminosität auf 2688,5 nb^{-1}.

Weiterhin muß auf sogenannte „satellite bunches“ des Protonstrahls korrigiert werden. Die z–Verteilung der Protonpakete ist in guter Näherung gaußförmig mit $\sigma_z \approx 11$ cm. Bei Injektion und Vorbeschleunigung entstehen aber auch Ausläufer, eben die „satellite bunches“, welche von dem Hauptpaket $\tau = 19{,}2$ ns und $\tau = 4{,}8$ ns (entsprechend 576 cm und 144 cm) entfernt sind. Diese tragen auch zur Luminosität bei, die Ereignisse werden aber durch den Analyseschnitt auf den z–Vertex des Ereignisses verworfen. Bei einem z–Vertex–Schnitt von $3\sigma_z = 33$ cm ergibt sich eine Korrektur auf die Luminosität von $-4,8$ % [LEV95]. Detaillierte Untersuchungen bei H1 haben einen gesamten systematischen Fehler bei der Bestimmung der Luminosität, einschließlich der satellite bunch–Korrektur, von 1,48 % ergeben. Die in dieser Analyse untersuchte Luminosität beläuft sich damit auf:

$$\mathcal{L} = 2559,5 \pm 37,9 \text{ nb}^{-1} \tag{9.3}$$

9.1.3 Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktionseffizienz ϵ_R gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Ereignis, das im Akzeptanzbereich liegt, auch wirklich rekonstruiert wird, d.h. alle Analyseschnitte überlebt. Beispielsweise müssen *beide* Myonen eine Spur in der CJC erzeugen, die den in Tabelle 8.2 beschriebenen Qualitätskriterien genügt, und sie müssen zusätzlich entweder im Flüssig–Argon–Kalorimeter oder im instrumentierten Eisen als Myon erkannt werden.

Die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz geschieht mit Hilfe von Monte Carlo Ereignissen, die dieselbe Rekonstruktions– und Analysekette durchlaufen, wie die Daten. Da die offiziellen Monte Carlo Datensätze der H1–Kollaboration für diese Untersuchung eine zu geringe Statistik aufweisen (siehe Tabelle 8.4), wurden speziell für diese Analyse eigene Monte Carlo Datensätze mit leptonischen Zerfällen von Charm erzeugt. Dazu wurden schon auf Generatorniveau die Verzweigungsverhältnisse der charmtragenden Hadronen so

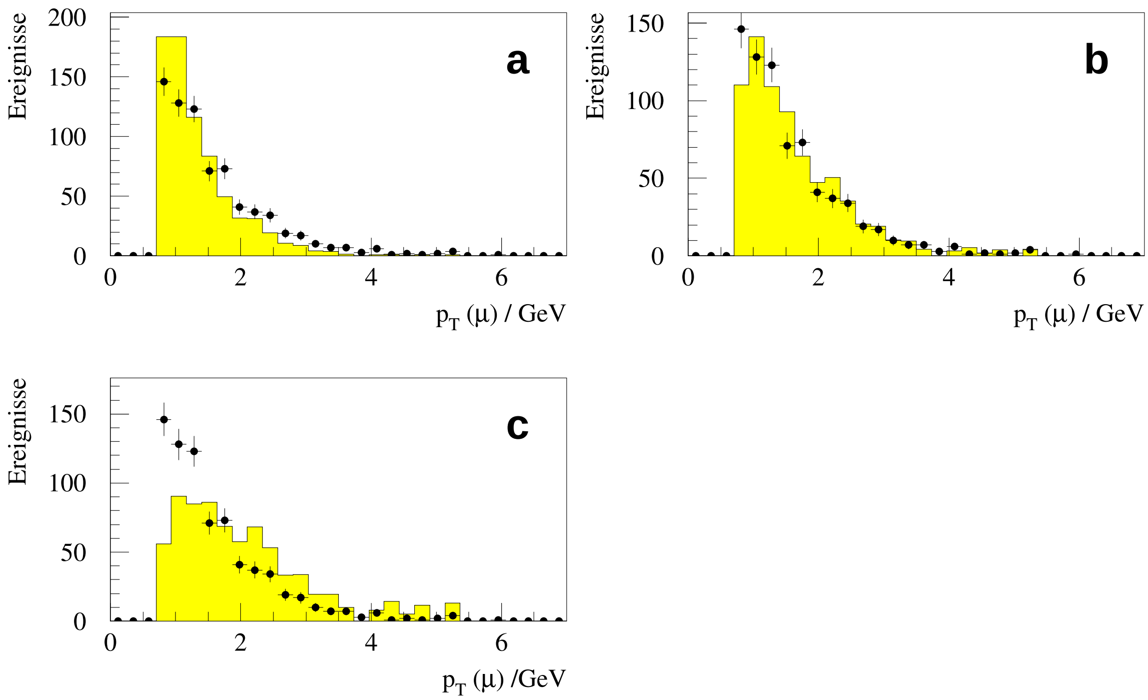


Abbildung 9.1: Vergleich der p_T–Spektren von Daten (Punkte) und Monte Carlo (Histogramm). Die Verteilungen sind auf gleiche Ereigniszahlen normiert. (a): ohne Wichtung des Monte Carlo, (b): nach Umwichten des Monte Carlo, um die Daten gut zu beschreiben, (c): bei noch stärkerem Umwichten

verändert, daß *jedes* Charmquark semileptonisch in ein Myon zerfällt. Außerdem müssen beide Myonen im Bereich

$$\begin{aligned} p_T(\mu) &> 0,65\ \text{GeV} \\ 15^\circ < &\ \theta < 170^\circ \end{aligned}$$

liegen, der etwas größer ist, als der weiter oben definierte Akzeptanzbereich der Analyse. Dies berücksichtigt Migrationseffekte, die dadurch entstehen, daß z.B. ein Myon mit $p_T = 0,69$ GeV als ein Myon mit $p_T = 0,71$ GeV rekonstruiert werden kann.

Die Rekonstruktionseffizienz ergibt sich zu

$$\epsilon_R = \frac{N_{rek}}{N^A_{gen}} \tag{9.4}$$

wobei N_{rek} die Zahl der rekonstruierten Monte Carlo Ereignisse ist und N^A_{gen} die Zahl der *im Akzeptanzbereich* generierten Ereignisse. Die rekonstruierten Monte Carlo Ereignisse (N_{rek}) müssen nicht notwendigerweise auch im Akzeptanzbereich generiert worden sein. Dies berücksichtigt die eben erwähnten Migrationseffekte.

Die größte Unsicherheit, die den systematischen Fehler dominiert, ist ein leicht verändertes p_T–Spektrum der Myonen. Abbildung 9.1 (a) zeigt die p_T–Verteilung der Myonen aus dem Monte Carlo Datensatz (graues Histogramm) im Vergleich zu den Daten (Punkte).

Die Ereigniszahlen sind aufeinander normiert. Wegen der geringen Statistik in den Daten werden hier sowohl die Ereignisse mit zwei ungleichgeladenen als auch die Ereignisse mit zwei gleichgeladenen Myonen verwendet. Das p_T–Spektrum der Daten ist etwas härter im Vergleich zum Monte Carlo. Hier ist ϵ_R = 14,1 %.

In Abb. 9.1 (b) sind die Monte Carlo Ereignisse so umgewichtet, daß sie das p_T–Spektrum der Daten gut beschreiben. Damit ergibt sich ein ϵ_R von 16,7 %. In Abb. 9.1 (c) ist das Monte Carlo so gewichtet, daß das p_T–Spektrum deutlich härter ist. Hier wird ϵ_R = 20,2 %.

Für die weitere Analyse wird der mittlere Wert von ϵ_R = 16,7 % verwendet, die Abweichung zwischen den Daten und dem ungewichteten Monte Carlo wird dem systematischen Fehler zugeschlagen:

$$\epsilon_R = (16,7 \pm 0,55(stat.) \pm 2,6(sys.))\%$$

Weiterhin reagiert ϵ_R empfindlich auf die absolute Kalibration des Flüssig–Argon–Kalorimeters. Wie in Kapitel 6.3 beschrieben, darf für Myonen, die im Kalorimeter nachgewiesen werden, die deponierte Energie im EMC einen maximalen Wert nicht überschreiten. Die Rekonstruktion der Monte Carlo Ereignisse einschließlich der Myon–Identifikation wurde mit einer um 5 % höheren bzw. niedrigeren Energieskala für das Flüssig–Argon–Kalorimeter wiederholt. Der Einfluß auf ϵ_R beträgt ± 0,57 % (absolut).

Insgesamt ergibt sich damit:

$$\epsilon_R = (16,7 \pm 2,7)\% \tag{9.5}$$

9.1.4 Triggereffizienz

Wegen der geringen Statistik der nach der Datenselektion verbliebenen Ereignisse ist es in dieser Analyse notwendig, mehrere Subtrigger zu kombinieren. Die Auswahl der Subtrigger wurde in Kapitel 8.1.4 vorgestellt. Die Triggereffizienz ϵ_T gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß bei einem Ereignis, das die Kriterien der Datenselektion erfüllt, mindestens einer der sechs hier verwendeten Subtrigger anspricht.

ϵ_T wird in diesem Abschnitt sowohl aus Monte Carlo Rechnungen, als auch aus den Daten mit Hilfe unabhängiger Subtrigger bestimmt. Von den Daten werden wegen der geringen Statistik Ereignisse mit ungleichgeladenen Myonen und Ereignisse mit gleichgeladenen Myonen verwendet. Der Monte Carlo Datensatz ist der speziell für diese Analyse erzeugte mit myonischen Zerfällen von Charm. Die Triggersimulation wurde auf die Bedingungen der 1994'er e^+p–Daten angepaßt, d.h. Änderungen der Definitionen von Triggerelementen und Subtriggern sowie Variationen von Triggerschwellen sind genau so wie in den Daten berücksichtigt.

Im Monte Carlo ist die Bestimmung von Triggereffizienzen zunächst sehr einfach. Ist N^{MC} die Zahl der Ereignisse, die die Kriterien der Datenselektion erfüllen, und N_i^{MC} die Zahl der Ereignisse, bei denen auch Subtrigger S_i anspricht, so ist die Effizienz dieses Subtriggers:

$$\epsilon_i^{MC} = \frac{N_i^{MC}}{N^{MC}}$$

Zusätzlich müssen noch die Prescale–Faktoren berücksichtigt werden. Viele Subtrigger waren in manchen Runs der Datennahme mit einem Prescale–Faktor p versehen (siehe Kapitel 4.2.1), so daß nur jedes p–te Ereignis, bei dem der jeweilige Subtrigger angesprochen hatte, auch wirklich akzeptiert wurde. Die mit der Luminosität der einzelnen Runs gewichteten und über die gesamte Datennahme gemittelten Prescale–Faktoren der hier verwendeten Trigger sind in der zweiten Spalte von Tabelle 9.1 zusammengefaßt. Die Effizienz der Subtrigger verringert sich dadurch um den Faktor $\langle p \rangle$:

$$\epsilon_i^{korr} = \frac{\epsilon_i^{MC}}{\langle p_i \rangle}$$

Diese so aus dem Monte Carlo ermittelten und korrigierten Effizienzen sind in Abbildung 9.2 als graue Histogramme dargestellt. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Statistik der Monte Carlo Ereignisse.

In den Daten sind die Triggereffizienzen der Subtrigger völlig analog definiert. Ist N^{Data} die Zahl der Ereignisse, die die Kriterien der Datenselektion erfüllen, und N_i^{Data}

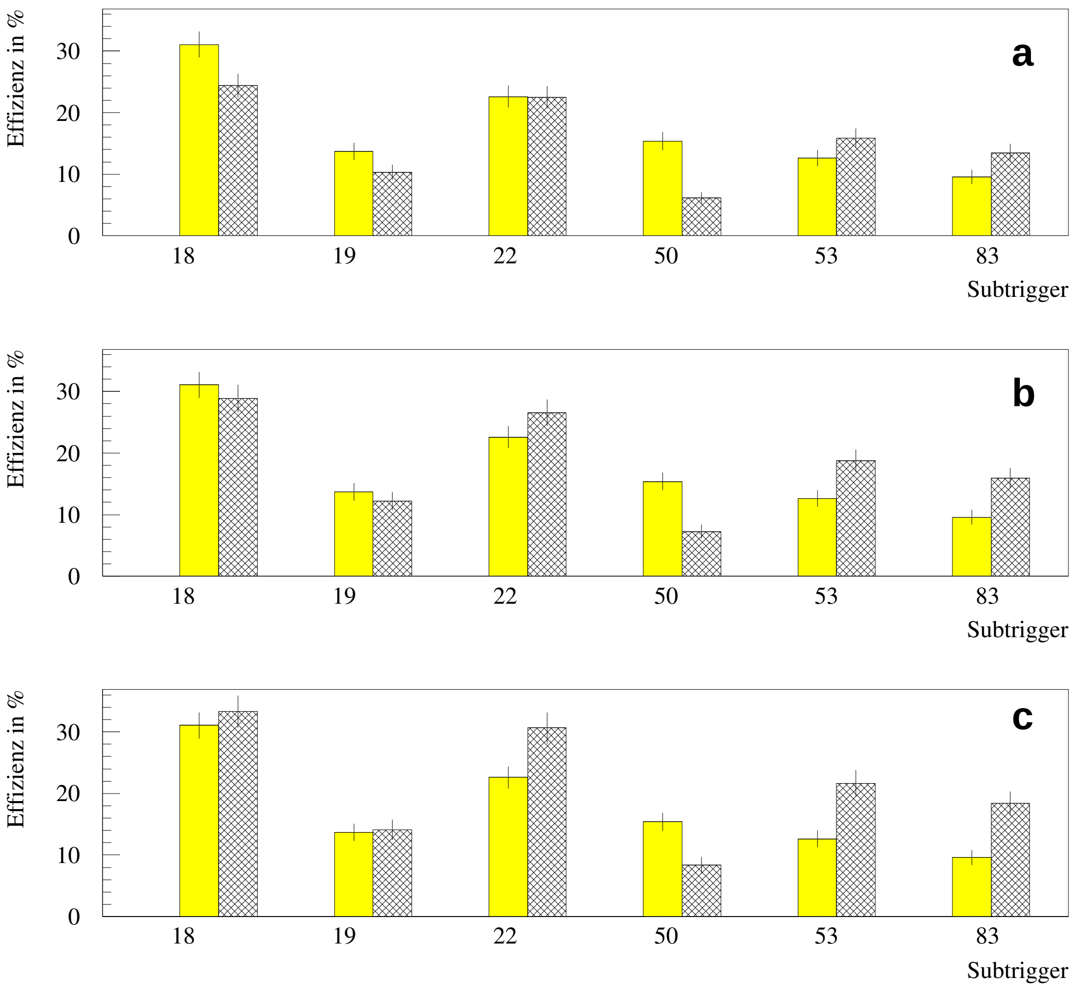


Abbildung 9.2: Effizienzen der Subtrigger. Graue Histogramme: Monte Carlo, doppelt schraffierte Histogramme: Daten, mit drei unterschiedlichen Gewichtungen (a) – (c)

die Zahl der Ereignisse, bei denen auch Subtrigger S_i anspricht, so gilt:

$$\epsilon_i^{Data} = \frac{N_i^{Data}}{N^{Data}}$$

Die totale Triggereffizienz ergibt sich zu:

$$\epsilon_T = \epsilon_T^{Data} = \frac{N_T^{Data}}{N^{Data}}$$

wobei N_T^{Data} die Zahl der Ereignisse ist, bei denen mindestens einer der sechs verwendeten Subtrigger angesprochen hat. Die Zahl N^{Data} ist natürlich unbekannt, da in den Daten nur solche Ereignisse ausgelesen werden, in denen mindestens ein Subtrigger anspricht. Deshalb werden Monte Carlo Rechnungen zur Bestimmung der ϵ_i verwendet.

Wenn das Monte Carlo die Daten gut beschreibt, so sollte

$$\epsilon_i^{Data} \approx \epsilon_i^{MC}$$

für *alle* der hier betrachteten Subtrigger S_i gelten. Es sollte sich daher eine Zahl N^{Data} finden lassen, für die die Triggereffizienzen aller Subtrigger im Rahmen der statistischen Fehler zwischen Daten und Monte Carlo übereinstimmen. Die doppelt schraffierten Histogramme in Abbildung 9.2 (a–c) zeigen die Triggereffizienzen der Daten $\epsilon_i^{Data} = N_i^{Data}/N^{Data}$ für drei verschiedene angenommene N^{Data}. Es gelingt aber nicht, *alle* ϵ_i zur Übereinstimmung zu bringen.

Die Ursache dafür liegt an Subtriggern, die in der Simulation fehlerhaft oder nur mit großer Unsicherheit beschrieben werden. Der kalorimetrische Trigger (S50) hängt sehr empfindlich von den gesetzten Energieschwellen ab und wird daher nur ungenau simuliert. Der Spurtrigger (S53) enthält das Triggerelement `ToF1_Any_IA` des Flugzeitzählers, welches in der Simulation eine zu geringe Ansprechwahrscheinlichkeit hat. Der Trigger für das gestreute Elektron im Elektrontagger (S83) kann bei Ereignissen mit $Q^2 > 0,02$ GeV^2 nicht ansprechen, da der Streuwinkel zu groß ist. Wegen des fehlerhaften Q^2–Spektrums der Monte Carlo Ereignisse (siehe Kapitel 5.2) spricht der Subtrigger 83 in der Simulation mit einer zu geringen Häufigkeit an.

Für die Bestimmung von Triggereffizienzen aus dem Monte Carlo werden daher nur die in der Simulation gut verstandenen Myontrigger S18, S19 und S22 verwendet. Abb. 9.2 (a) zeigt den Fall, wo die Myontrigger in den Daten im Rahmen der statistischen Fehler mit einer zu geringen Häufigkeit ansprechen. Abb. 9.2 (b) zeigt eine gute Übereinstimmung für die Myontrigger und Abb. 9.2 (c) eine in den Daten zu hohe Effizienz der Myontrigger. Tabelle 9.1 faßt die Triggereffizienzen der einzelnen Subtrigger und die totale Triggereffizienz zusammen. Insgesamt ergibt sich:

$$\epsilon_T = (59,2 \pm 9,1)\%$$

Dieses Ergebnis wird nun durch ein anderes Verfahren überprüft. Die Triggereffizienzen zweier *unabhängiger* Subtrigger lassen sich aus den Daten selbst bestimmen. Zwei Subtrigger S_i und S_j sind unabhängig, wenn die Wahrscheinlichkeit, daß S_i anspricht, unabhängig davon ist, ob S_j ebenfalls anspricht. Aus der Zahl N_i der Ereignisse, bei denen S_i angesprochen hat, der Zahl N_j, bei denen S_j angesprochen hat, und der Zahl N_{ij},

Tabelle 9.1: Mittlere Prescale–Faktoren und Effizienzen der Subtrigger

Subtrigger	$\langle p \rangle$	$\epsilon_i^{Data}(a)$ in %	$\epsilon_i^{Data}(b)$ in %	$\epsilon_i^{Data}(c)$ in %
S18	1,084	24,4 ± 1,9	28,9 ± 2,3	33,3 ± 2,6
S19	1,130	10,3 ± 1,2	12,2 ± 1,5	14,1 ± 1,7
S22	1,116	22,5 ± 1,8	26,6 ± 2,2	30,7 ± 2,5
S50	1,127	6,1 ± 1,0	7,2 ± 1,1	8,4 ± 1,3
S53	1,145	15,9 ± 1,5	18,8 ± 1,8	21,7 ± 2,1
S83	1,002	13,5 ± 1,4	15,9 ± 1,7	18,4 ± 1,9
Total		50,1 ± 2,7	59,2 ± 3,2	68,3 ± 3,7

bei denen beide Subtrigger angesprochen haben, lassen sich dann die Effizienzen *beider* Subtrigger ermitteln:

$$\epsilon_i = \frac{N_{ij}}{N_j} \qquad \epsilon_j = \frac{N_{ij}}{N_i}$$

Offensichtlich bilden nicht alle möglichen Kombinationen ein Paar von unabhängigen Triggern. Zum Beispiel sind S18 und S19 nicht unabhängig. Wenn ein Myon in einer Endkappe nachgewiesen wird und S18 anspricht, dann ist die Wahrscheinlichkeit, daß in diesem Ereignis auch noch ein Myon im Barrelbereich des instrumentierten Eisens gefunden wird, kleiner als im Durchschnitt aller Ereignisse. Auch S83 (Elektrontagger) und S22 (hintere Endkappe des instr. Eisens) sind nicht unabhängig, da der Akzeptanzbereich des Elektrontaggers Ereignisse mit kleinem y ausschließt, deren Energiefluß in die Vorwärtsrichtung geht, und damit Ereignisse mit Aktivität im Rückwärtsbereich bevorzugt. Weiterhin wurden für die Bestimmung der Triggereffizienzen aus zwei unabhängigen Subtriggern nur Runs verwendet, in denen beide Trigger nicht mit einem Prescale–Faktor versehen waren. Die so bestimmten Effizienzen wurden anschließend mit dem mittleren Prescale–Faktor $\langle p \rangle$ korrigiert.

Mögliche Kombinationen von annähernd unabhängigen Subtriggern und die sich daraus ergebenden Triggereffizienzen sind:

Subtrigger	Effizienzen in %	
19/83	S19: 11,1 ± 3,7	S83: 14,5 ± 4,8
50/83	S50: 4,5 ± 2,2	S83: 9,7 ± 4,9
53/83	S53: 15,5 ± 4,1	S83: 13,4 ± 3,6
50/53	S50: 6,8 ± 2,4	S53: 17,5 ± 6,2

Die statistischen Fehler sind recht groß, da die Zahl der Ereignisse, in denen zwei Subtrigger ansprechen (N_{ij}), in der Regel klein ist. Die Effizienzen liegen im Bereich der durch Anpassung an das Monte Carlo ermittelten Werte (Tabelle 9.1). Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird folgende Triggereffizienz verwendet:

$$\epsilon_T = (59,2 \pm 9,1)\% \tag{9.6}$$

9.1.5 Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit zwei Myonen

Mit Formel 9.2 ergibt sich als sichtbarer Wirkungsquerschnitt für den Überschuß an Ereignissen mit zwei ungleichgeladenen Myonen im definierten Akzeptanzbereich:

$$\sigma_{vis} = (269 \pm 70(stat.) \pm 60(sys.)) \text{ pb} \tag{9.7}$$

9.2 Ereignisse mit einem Myon und einem Elektron

Die Bestimmung des sichtbaren Wirkungsquerschnitts für den Überschuß an Ereignissen mit einem ungleichgeladenen Myon–Elektron–Paar gegenüber Ereignissen mit einem gleichgeladenen Myon–Elektron–Paar erfolgt völlig analog zu dem im vorangegangenen Unterkapitel vorgestellten Verfahren für Ereignisse mit zwei Myonen. Der dort definierte kinematische Akzeptanzbereich ist auf die Identifikation von Myonen optimiert. Für Elektronen ist er etwas zu groß, da diese im Flüssig–Argon–Kalorimeter nur bis zu einem maximalen Winkel von $\theta = 145°$ und einem minimalen Impuls von $p = 0{,}8$ GeV identifiziert werden können. Daher sollte in der Analyse von Ereignissen mit Elektronen der Akzeptanzbereich etwas kleiner gewählt werden. Trotzdem wird auch hier derselbe Akzeptanzbereich verwendet. Die Tatsache, daß der Detektor zwischen 145° und 165° keine Elektronen nachweisen kann, geht in die Rekonstruktionseffizienz ein, die in diesem Bereich verschwindet. Der entscheidende Vorteil dieses Vorgehens ist, daß die Resultate für die ermittelten sichtbaren Wirkungsquerschnitte direkt vergleichbar sind. Mit der Annahme, daß schwere Quarks gleichhäufig semileptonisch in Myonen und in Elektronen zerfallen, ergibt sich die Vorhersage:

$$\sigma_{vis}(\mu e) = 2 \cdot \sigma_{vis}(\mu\mu)$$

Im folgenden wird der sichtbare Wirkungsquerschnitt $\sigma_{vis}(\mu e)$ ermittelt. Der Überschuß an Ereignissen mit ungleichgeladenen Myon–Elektron–Paaren beträgt (siehe Kapitel 8.2):

$$\Delta N(\mu e) = 42 \pm 17,1 \tag{9.8}$$

Die untersuchte Luminosität ist dieselbe wie in der Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen (siehe Abschnitt 9.1.2):

$$\mathcal{L} = 2559,5 \pm 37,9 \text{ nb}^{-1} \tag{9.9}$$

Für die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz ϵ_R wurden ebenfalls speziell für diese Analyse Ereignisse mit Zerfällen von $c\bar{c}$–Paaren in ein Myon und ein Elektron simuliert. In Abbildung 9.3 sind die p_T–Spektren der Leptonen aus den Daten (Punkte) mit den p_T–Spektren der Leptonen im Monte Carlo (graue Histogramme) verglichen. Abb. 9.3 (a) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung im p_T–Spektrum der Elektronen, das p_T–Spektrum der rekonstruierten Myonen ist in den Daten jedoch etwas härter (Abb. 9.3 (b)). Um den Einfluß auf ϵ_R zu ermitteln, wurde das Monte Carlo so umgewichtet, daß es die Daten gut beschreibt (Abb. 9.3 (c)), bzw. sogar noch härter ist als in den Daten (Abb. 9.3 (d)). Die Abweichungen zwischen Daten und Monte Carlo werden dem systematischen Fehler zugeschlagen. Für ϵ_R ergibt sich:

$$\epsilon_R = (6,23 \pm 0,28(stat.) \pm 0,63(sys.))\% \tag{9.10}$$

Auch hier wurde die Leptonidentifikation mit einer um 5 % höheren bzw. niedrigeren Energieskala des Flüssig–Argon–Kalorimeters wiederholt. Der Einfluß auf ϵ_R beträgt 0,69 % (absolut). Insgesamt ergibt sich:

$$\epsilon_R = (6,23 \pm 0,98)\% \tag{9.11}$$

Bei der Bestimmung der Triggereffizienz ϵ_T wird dasselbe Verfahren wie in Abschnitt 9.1.4 verwendet. Abbildung 9.4 zeigt die aus dem Monte Carlo ermittelten Effizienzen (graue Histogramme) im Vergleich zu den Daten (doppelt schraffierte Histogramme). In Abb. 9.4 (a) wurde N^{Data} so gewählt, daß die Myontrigger S18, S19 und S22 in den Daten mit einer etwas zu geringen Häufigkeit ansprechen. Abb. 9.4 (b) zeigt eine im Rahmen der statistischen Fehler gute Übereinstimmung bei den Myontriggern und in Abb. 9.4 (c) sprechen die Myontrigger in den Daten zu häufig an. Die weiteren Subtrigger werden im Monte Carlo nicht korrekt beschrieben und die für sie aus dem Monte Carlo berechneten Effizienzen werden hier nicht benutzt. Die auf diese Weise aus dem Monte Carlo bestimmten Triggereffizienzen für die Daten sind in Tabelle 9.2 zusammengestellt.

Auch hier wurden zur Überprüfung die Triggereffizienzen für einzelne Subtrigger direkt aus den Daten mit Hilfe von unabhängigen Subtriggern ermittelt:

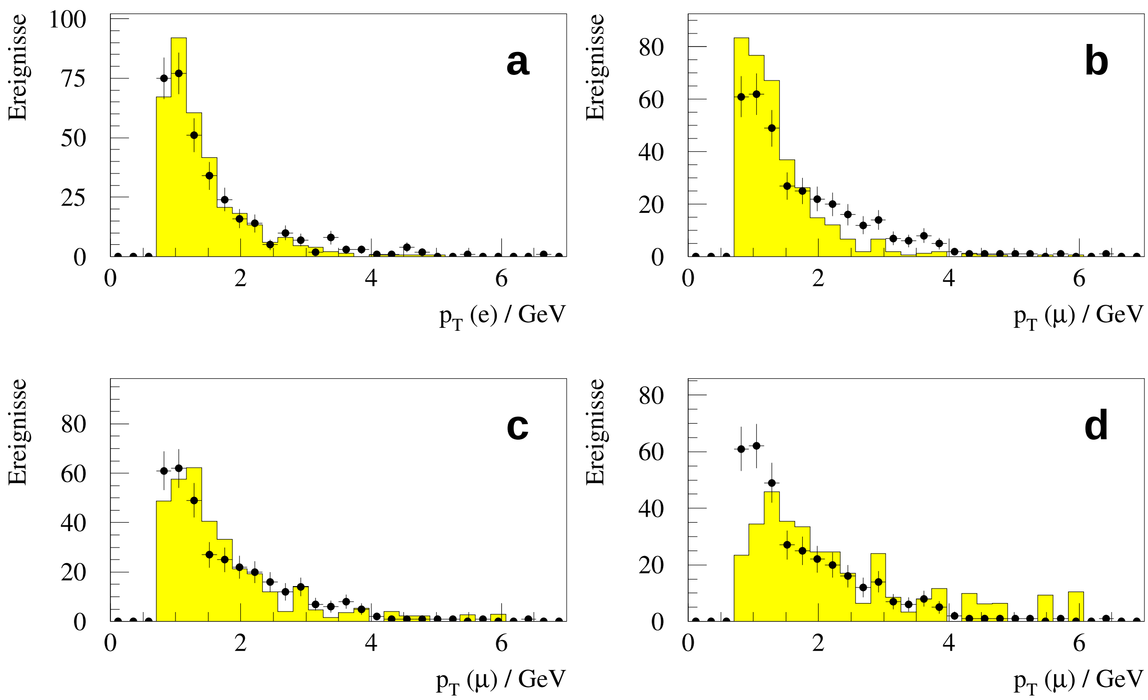


Abbildung 9.3: Vergleich der p_T–Spektren zwischen Daten (Punkte) und Monte Carlo (graue Histogramme). Die Verteilungen sind auf gleiche Ereigniszahlen normiert. (a): Elektronen, (b): Myonen, (c): Myonen nach Umgewichten des Monte Carlo, um die Daten gut zu beschreiben, (d): Myonen, nach noch stärkerem Umgewichten des Monte Carlo

Subtrigger	Effizienzen in %	
19/83	— zu geringe Statistik —	
50/83	S50: 14,3 ± 3,8	S83: 19,1 ± 5,1
53/83	S53: 19,3 ± 4,4	S83: 14,5 ± 3,3
50/53	S50: 10,2 ± 2,6	S53: 18,4 ± 4,8

Der Vergleich mit Tabelle 9.2 zeigt, daß diese Werte im Bereich der aus dem Monte Carlo bestimmten Ergebnisse liegen. Interessant ist auch der Vergleich der Tabellen 9.1 und 9.2. Bei den Ereignissen mit einem Myon und einem Elektron sind die Effizienzen der Myontrigger erwartungsgemäß geringer, die Effizienz des kalorimetrischen Triggers S50 ist höher und die Effizienz des Triggers S83 ist in etwa gleich hoch.

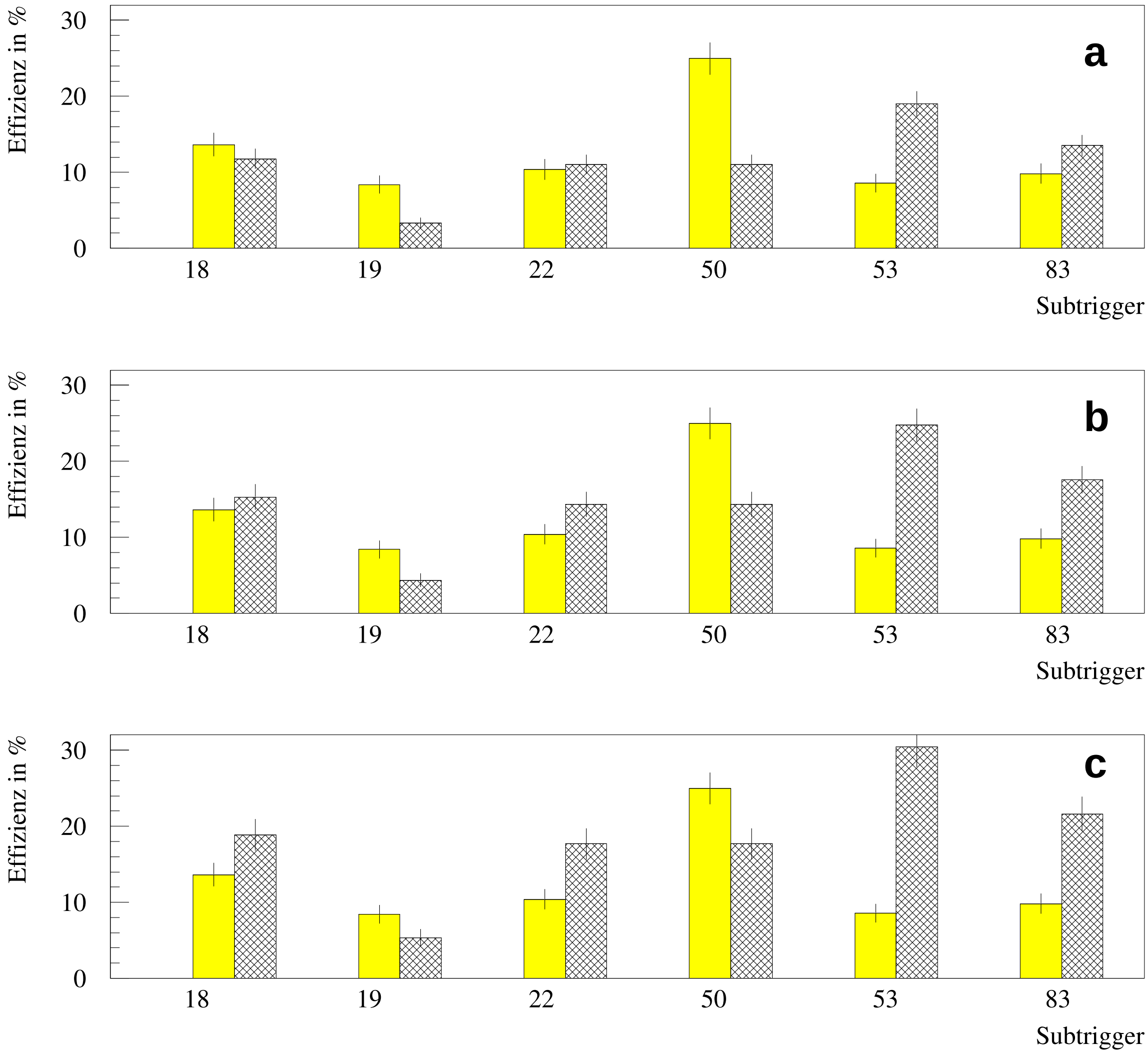


Abbildung 9.4: Effizienzen der Subtrigger bei Ereignissen mit einem Myon und einem Elektron. Graue Histogramme: Monte Carlo, doppelt schraffierte Histogramme: Daten, mit drei unterschiedlichen Gewichtungen (a) – (c)

Tabelle 9.2: Mittlere Prescale–Faktoren und Effizienzen der Subtrigger bei Ereignissen mit einem Myon und einem Elektron

Subtrigger	$\langle p \rangle$	$\epsilon_i^{Data}(a)$ in %	$\epsilon_i^{Data}(b)$ in %	$\epsilon_i^{Data}(c)$ in %
S18	1,084	11,8 ± 1,3	15,3 ± 1,7	18,8 ± 2,1
S19	1,130	3,3 ± 0,7	4,3 ± 0,9	5,3 ± 1,1
S22	1,116	11,0 ± 1,3	14,3 ± 1,6	17,7 ± 2,0
S50	1,127	11,0 ± 1,3	14,3 ± 1,6	17,7 ± 2,0
S53	1,145	19,0 ± 1,7	24,8 ± 2,2	30,5 ± 2,7
S83	1,002	13,5 ± 1,4	17,6 ± 1,8	21,6 ± 2,2
Total		42,7 ± 2,5	55,6 ± 3,2	68,4 ± 4,0

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitt wird folgender Wert verwendet:

$$\epsilon_T = (55,6 \pm 12,9)\% \tag{9.12}$$

Damit ergibt sich für den sichtbaren Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{vis}(\mu e) = (474 \pm 193(stat.) \pm 133(sys.))\ \mathrm{pb} \tag{9.13}$$

Sowohl der statistische als auch der systematische Fehler ist hier sehr groß. Im Rahmen dieser Ungenauigkeit wird die zu Beginn dieses Abschnitts gemachte Voraussage

$$\sigma_{vis}(\mu e) = 2 \cdot \sigma_{vis}(\mu\mu)$$

bestätigt. Dies ist ein weiterer Hinweis dafür, daß die gemessenen Überschüsse an Ereignissen mit zwei ungleichgeladenen Leptonen aus Zerfällen von schweren Quarks stammen.

Kapitel 10

Produktion von Charm

In den Daten des H1–Experiments von 1994 ist sowohl bei Ereignissen mit zwei Myonen als auch bei Ereignissen mit einem Myon und einem Elektron ein Überschuß an ungleichgeladenen Leptonpaaren zu beobachten. Die gefundenen Überschüsse stimmen größenordnungsmäßig mit einer Abschätzung aus Monte Carlo Rechnungen zur Produktion schwerer Quarks überein, auch der Vergleich einiger kinematischer Größen zwischen Daten und Monte Carlo läßt keine signifikante Abweichung erkennen (siehe Kapitel 8). Untergrundereignisse, die durch falsch identifizierte Leptonen oder Leptonen aus Zerfällen von leichten Quarks stammen, tragen nicht zum Überschuß bei, da hier keine Korrelation zwischen den Ladungen der beiden Leptonen zu erwarten ist. Die im letzten Kapitel ermittelten sichtbaren Wirkungsquerschnitte sind konsistent mit der Vorhersage $\sigma_{vis}(\mu e) = 2 \cdot \sigma_{vis}(\mu\mu)$. Die gefundenen Überschüsse werden daher so interpretiert, daß sie aus leptonischen Zerfällen von schweren Quarks stammen.

In diesem Kapitel wird der totale Wirkungsquerschnitt für die direkte Produktion von Charm ermittelt. Dazu wird zunächst der Anteil von Bottom und aus den resolved–Photon Prozessen abgeschätzt und von dem beobachteten Überschuß abgezogen. Es werden hier nur Ereignisse mit zwei Myonen verwendet, da bei Ereignissen mit einem Myon und einem Elektron der statistische und der systematische Fehler deutlich größer sind.

10.1 Anteil von Bottom und von resolved–Photon Prozessen

Der im letzten Kapitel berechnete sichtbare Wirkungsquerschnitt für den Überschuß an Ereignissen mit ungleichgeladenen Myonen setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen:

$$\sigma_{vis} = \sigma_{vis}(c\bar{c}, direkt) + \sigma_{vis}(b\bar{b}, direkt) + \sigma_{vis}(c\bar{c}, resolved) + \sigma_{vis}(b\bar{b}, resolved)$$

Die direkte Produktion von Charm ist dominierend. Der von Bottom zu erwartende Anteil läßt sich aus Monte Carlo Rechnungen abschätzen. Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts für Bottom in NLO ergibt $4,65 \pm 0,50$ pb (siehe Kapitel 3). Die theoretischen Unsicherheiten, im wesentlichen durch die Variation von QCD–Skalen und der b–Masse verursacht, sind deutlich geringer als bei Charm. Auch die Abhängigkeit von der Gluondichte des Protons bei kleinem x_g ist gering, da das x_g bei Ereignissen mit Bottom im Mittel nicht allzu klein ist. Der Beitrag zum Überschuß von Bottom ergibt sich durch Analyse des Monte Carlo Datensatzes BBBARDIR (siehe Tabelle 8.4) zu:

$$4,0 \pm 1,5 \text{ Ereignissen}$$

Der Anteil durch resolved–Photon Prozesse zur Produktion von Charm ist nicht so gut bekannt. Der totale Wirkungsquerschnitt schwankt je nach Gluondichte der *Photons* zwischen $\mathcal{O}(100)$ nb und $\mathcal{O}(500)$ nb (siehe Kapitel 3). Um dieser Unsicherheit Rechnung zu tragen, wird er hier mit 300 ± 200 nb angenommen. Die Zahl der Ereignisse in der Datenselektion mit zwei Myonen sollte jedoch gering sein, da der Schnitt auf das rekonstruierte z die meisten der resolved–Photon Ereignisse verwirft. Durch die Analyse des Datensatzes CCBARRES (Tabelle 8.4) ergibt sich ein Anteil am beobachteten Überschuß von:

$$3,6 \pm 2,4 \text{ Ereignissen}$$

Dieser Wert liegt etwas höher als der in Tabelle 8.4, da der totale Wirkungsquerschnitt hier großzügiger abgeschätzt wird. Der Anteil durch die resolved–Photon Produktion von Bottom ist vernachlässigbar.

Aus dem in den Daten beobachteten Überschuß von

$$\Delta N = 68 \pm 17,6 \text{ Ereignissen}$$

ergibt sich nach Abzug der Anteile von Bottom und der resolved–Photon Produktion von Charm:

$$\Delta N(c\bar{c}, direkt) = 60,4 \pm 17,8 \text{ Ereignisse} \tag{10.1}$$

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt wird damit zu:

$$\sigma_{vis}^{dir}(ep \to c\bar{c}X \to \mu^+\mu^-X') = 239 \pm 70(stat.) \pm 53(sys.) \text{ pb} \tag{10.2}$$

10.2 Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Charm

Der im vorangegangenen Abschnitt ermittelte sichtbare Wirkungsquerschnitt gilt für myonische Zerfälle von Charm in einem ganz bestimmten Akzeptanzbereich, der zu Beginn des Kapitels 9 definiert wurde. Er wird nun auf den totalen Wirkungsquerschnitt für die direkte Produktion von Charm im Bereich der Photoproduktion extrapoliert:

$$\sigma_{tot}^{dir}(ep \to c\bar{c}X, Q^2 < 4 \text{ GeV}^2) = \frac{\sigma_{vis}^{dir}(ep \to c\bar{c}X \to \mu^+\mu^-X')}{A \cdot BR^2(c \to \mu\nu_\mu X)}$$

Hier ist A die Detektorakzeptanz und $BR(c \to \mu\nu_\mu X)$ das inklusive myonische Verzweigungsverhältnis von Charm.

Die Extrapolation auf den vollen kinematischen Bereich in p_T, θ und $\Delta\phi$ geschieht mit Hilfe von Monte Carlo Rechnungen. Dazu wurden mit dem Generator IJPYTH (siehe Kapitel 5) Ereignisse im Bereich $Q^2 < 4$ GeV^2 erzeugt. Die Verzweigungsverhältnisse in JETSET wurden so verändert, daß *jedes* Charmquark myonisch zerfällt. Der Anteil der Ereignisse, bei dem die beiden Myonen des $c\bar{c}$–Paares im hier untersuchten Akzeptanzbereich liegen, gibt die Detektorakzeptanz an:

$$A = \frac{N_A^{gen}}{N_{tot}^{gen}}$$

N_{tot}^{gen} ist die Gesamtzahl der generierten Ereignisse und N_A^{gen} die Zahl der Ereignisse, die in den Akzeptanzbereich fallen. Es ergibt sich:

$$A = \frac{1776}{10^5} = (1,78 \pm 0,04(stat.))\%$$

Diese Extrapolation ist natürlich mit modellabhängigen Unsicherheiten behaftet. Die Ereignisse wurden mit den Protonstrukturfunktionen GRV–HO und einer Charmmasse von 1,5 GeV erzeugt. Um den Einfluß der Gluondichte im Proton zu ermitteln, wurde A auch mit einer flacheren (MRS Set D0) und einer steileren (MRS Set D–) Gluondichte berechnet (Abb. 10.1). Die steilere Gluondichte führt zu einer geringeren Akzeptanz A, da viele Ereignisse mit kleinem x_g entstehen. Die Gesamtenergie des hadronischen Endzustands ist dadurch im Mittel geringer und somit das p_T der Myonen kleiner. Umgekehrt führt die flachere Gluondichte zu einer größeren Akzeptanz.

Ganz ähnlich wirkt sich eine Variation der Charmmasse aus. Eine kleinere Charmmasse von 1,2 GeV führt zu mehr Ereignissen bei kleinem x_g, da jetzt die Schwelle für die Erzeugung eines $c\bar{c}$–Paares von 3,0 GeV auf 2,4 GeV gesunken ist (Abb. 10.2, durch-

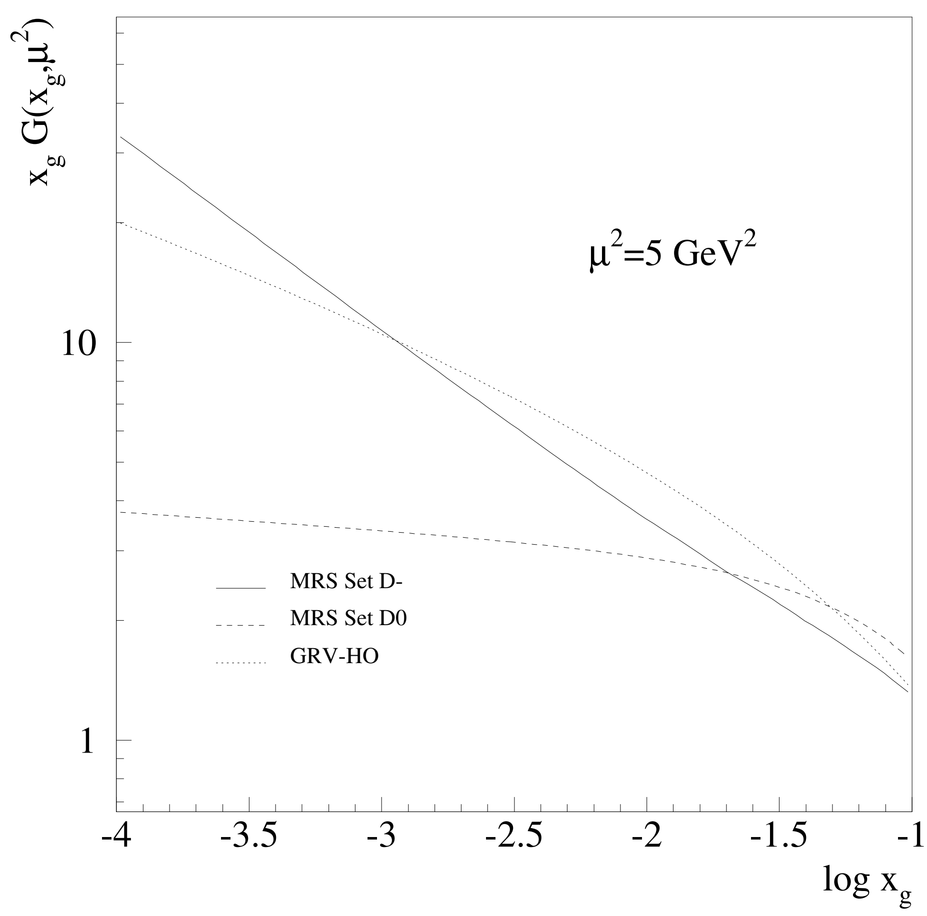


Abbildung 10.1: Verschiedene Parametrisierungen der Gluondichte des Protons (aus [PDF94])

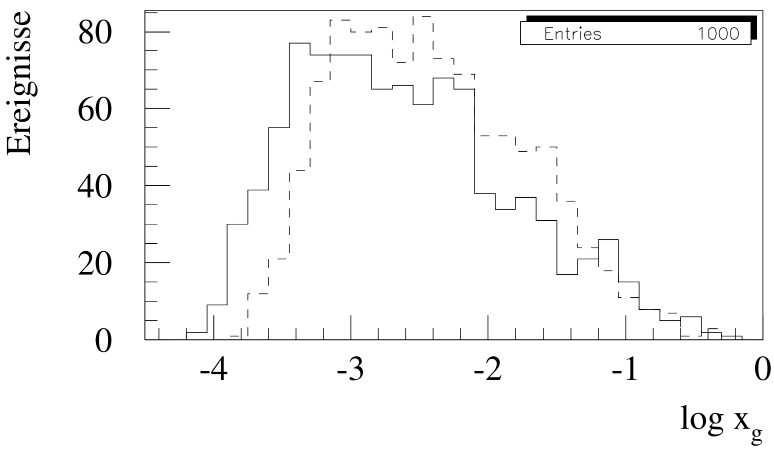


Abbildung 10.2: x_g–Verteilungen von $c\bar{c}$–Ereignissen bei einer Charmmasse von 1,2 GeV (durchgezogene Linie) und bei 1,8 GeV (gestrichelte Linie)

gezogene Linie). Umgekehrt führt eine größere Charmmasse von 1,8 GeV zu weniger Ereignissen bei kleinem x_g (Abb. 10.2, gestrichelte Linie). Insgesamt ergibt sich:

$$A = (1,78 \pm 0,04(stat.) \pm 0,20(Gluondichte) \pm 0,64(m_c))\% \qquad (10.3)$$

Das inklusive myonische Verzweigungsverhältnis von Charm ist ([OPA96], Tabelle 8):

$$BR(c \to \mu\nu_\mu X) = (9,80 \pm 0,50)\% \qquad (10.4)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt für die direkte Produktion von Charm ergibt sich damit zu:

$$\sigma_{tot}^{dir}(ep \to c\bar{c}X, Q^2 < 4\ \mathrm{GeV}^2) = (1,40 \pm 0,41(stat.) \pm 0,31(sys.) \pm 0,55(mod.))\ \mu\mathrm{b} \qquad (10.5)$$

Der durch Modellunsicherheiten bei der Extrapolation verursachte Fehler wird separat angegeben.

10.3 Photoproduktions–Wirkungsquerschnitt

In diesem Abschnitt wird aus dem gemessenen ep–Wirkungsquerschnitt für die direkte Produktion von Charm ein γp–Wirkungsquerschnitt ermittelt. Diese hängen über folgende Beziehung zusammen:

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2\ f_\gamma^e(y,Q^2)\ \sigma_{\gamma^* p}(y,Q^2) \qquad (10.6)$$

Hier ist σ_{ep} der im Bereich zwischen $[y_{min}, y_{max}]$ und $[Q^2_{min}, Q^2_{max}]$ gemessene ep–Wirkungsquerschnitt, f_γ^e der differentielle Photonenfluß und $\sigma_{\gamma^* p}$ der Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung eines *virtuellen* Photons mit dem Proton. Da f_γ^e mit wachsendem Q^2

stark abfällt, kann $\sigma_{\gamma^* p}$ in guter Näherung mit dem Photoproduktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ identifiziert werden. Die kinematischen Grenzen für Q^2 sind hier:

$$Q^2_{min} = m_e^2 \frac{y^2}{1-y} \qquad Q^2_{max} = 4 \text{ GeV}^2$$

Der differentielle Photonfluß für transversale Photonen ist [BUD74]:

$$f_\gamma^e(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{Q^2} \left(\frac{1 + (1-y)^2}{y} - \frac{2m_e^2 y}{Q^2} \right)$$

Damit gilt:

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \, \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{1 + (1-y)^2}{y} \ln \frac{Q^2_{max}}{Q^2_{min}} + 2m_e^2 y \left(\frac{1}{Q^2_{max}} - \frac{1}{Q^2_{min}} \right) \right] \sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p} = \sqrt{ys})$$

Wegen der geringen Statistik der Daten wird nur ein Bin zwischen y_{min} und y_{max} betrachtet und ein mittlerer Wert für $\sigma_{\gamma p}$ berechnet:

$$\sigma_{\gamma p}(\langle W_{\gamma p} \rangle) = \sigma_{ep} / \Phi_\gamma^e$$

Φ_γ^e ist der integrierte Photonfluß.

Aus Monte Carlo Rechnungen ergibt sich ein Mindestwert für y von 0,02, damit ein Ereignis in den hier untersuchten Akzeptanzbereich fallen kann. Alle gemessenen Ereignisse liegen daher im Bereich:

$$y_{min} = 0,02 \qquad y_{max} = 1$$

Völlig analog wie im letzten Abschnitt wird der gemessene sichtbare Wirkungsquerschnitt auf diesen Bereich extrapoliert:

$$\sigma_{tot}^{dir}(ep \to c\bar{c}X, Q^2 < 4 \text{ GeV}^2, y > 0,02) = (1,13 \pm 0,33(stat.) \pm 0,25(sys.) \pm 0,49(mod.)) \ \mu\text{b}$$

Der Photonfluß zwischen $y = 0,02$ und $y = 1$ wird numerisch berechnet:

$$\Phi_\gamma^e = 0,145$$

Aus Monte Carlo Ereignissen ergibt sich die mittlere Photon–Proton–Schwerpunktsenergie zu:

$$\langle W_{\gamma p} \rangle = 139 \text{ GeV}$$

Damit ist der Photoproduktionswirkungsquerschnitt für die direkte Produktion von Charm:

$$\sigma_{\gamma p}(\langle W_{\gamma p} \rangle = 139 \text{ GeV}) = (7,80 \pm 2,28(stat.) \pm 1,73(sys.) \pm 3,36(mod.)) \ \mu\text{b} \qquad (10.7)$$

10.4 Diskussion

Der in dieser Arbeit ermittelte Elektron–Proton–Wirkungsquerschnitt für die direkte Produktion von Charm bei HERA im Bereich $Q^2 < 4$ GeV^2 ist:

$$\sigma_{tot}^{dir}(ep \to c\bar{c}X, Q^2 < 4 \text{ GeV}^2) = (1,40 \pm 0,75)\ \mu\text{b}$$

Der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Ereignisse ($Q^2 > 4$ GeV^2) ist sehr viel geringer, deshalb gilt in guter Näherung:

$$\sigma_{tot}^{dir}(ep \to c\bar{c}X, Q^2 < 4 \text{ GeV}^2) \approx \sigma_{tot}^{dir}(ep \to c\bar{c}X, alle\ Q^2)$$

Der hier gemessene Wert kann mit NLO–Rechnungen (siehe Kapitel 3) verglichen werden. Für $m_c = 1,5$ GeV, $\sqrt{s} = 300,3$ GeV und die Protonstrukturfunktionen GRV-HO ergibt sich:

$$\sigma_{tot}^{dir}(ep \to c\bar{c}X) = (638 \pm 162)\text{ nb}$$

Der angegebene Fehler ist eine Abschätzung der Unsicherheiten der perturbativen QCD durch Variation der Renormierungsskala μ_R um den Faktor 2 bzw. 1/2. Der gemessene Wert liegt deutlich über dem Resultat der NLO–Rechnung, allerdings ist diese Aussage wegen des großen experimentellen Fehlers nicht signifikant. Bei einer etwas geringeren Charmmasse liegen die NLO–Rechnungen im selben Bereich. Für $m_c = 1,2$ GeV und $\mu_R = m_c$ liefern sie [FRI95a]:

Strukturfunktion	$\sigma_{tot}^{dir}(ep \to c\bar{c}X)$
MRSA	1113 nb
CTEQ2MF	923 nb
MRSD-'	1713 nb
CTEQ2ML	1250 nb

Bisherige Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts für Charm bei HERA haben folgende Werte ergeben:

Veröffentlichung	Methode / Jahr der Datennahme	$\sigma_{tot}(ep \to c\bar{c}X)$
[KRU94] (H1)	„single muon" '93	$(1210 \pm 220 \pm 500)$ nb
[GEL94] (H1)	D^* '93	(1100 ± 900) nb
[H196c] (H1)	D^* '94	$(941 \pm 160\ ^{+142}_{-120})$ nb
[ZE95a] (ZEUS)	D^* '93	$(450 \pm 110\ ^{+370}_{-220})$ nb
diese Analyse	„double muon" '94	(1400 ± 750) nb (nur direkt)

Bis auf das Resultat der ZEUS–Kollaboration liegen alle Ergebnisse oberhalb der NLO–Rechnungen. Der in der vorliegenden Arbeit ermittelte Wert ist im Rahmen der Fehler mit den anderen konsistent.

Der berechnete γp–Wirkungsquerschnitt beträgt:

$$\sigma_{\gamma p}(\langle W_{\gamma p}\rangle = 139 \text{ GeV}) = (7,80 \pm 4,41)\ \mu\text{b}$$

Er wird ebenfalls mit NLO–Rechnungen und mit Resultaten von Fixed–Target–Experimenten bei kleineren Schwerpunktsenergien $W_{\gamma p}$ verglichen (Abb. 10.3). Der erwartete Anstieg des Wirkungsquerschnitts um etwa eine Größenordnung wird bestätigt. Die durchgezogenen Linien sind NLO–Rechnungen für die direkte Photoproduktion von Charm für $\mu_R = 2\mu_0$ und $\mu_R = \mu_0/2$. Auch hier liegt der ermittelte Wert etwas oberhalb der Erwartungen.

10.5 Ausblick

Eine präzisere Messung des Charm–Wirkungsquerschnitts bei HERA ist sehr wünschenswert. Eine erhebliche Verbesserung ist durch mehr Luminosität möglich. In der vorliegenden Arbeit wurden etwa 2,6 pb^{-1} ausgewertet — der Designwert von HERA ist 100 pb^{-1} pro Jahr. Dieser Wert ist recht hoch angesetzt, aber eine Verbesserung der Datenstatistik um einen Faktor 10 ist eventuell zu erreichen. Nicht nur der statistische, sondern auch der systematische Fehler der Analyse ließen sich dadurch deutlich verkleinern. Die Unsicherheit in der Triggereffizienz kann auf wenige Prozent heruntergedrückt werden, wenn nur der gut verstandene Photoproduktionstrigger verwendet wird. Dies hat zudem den Vorteil, daß durch das im Elektrontagger nachgewiesene e^- die Ereigniskinematik besser

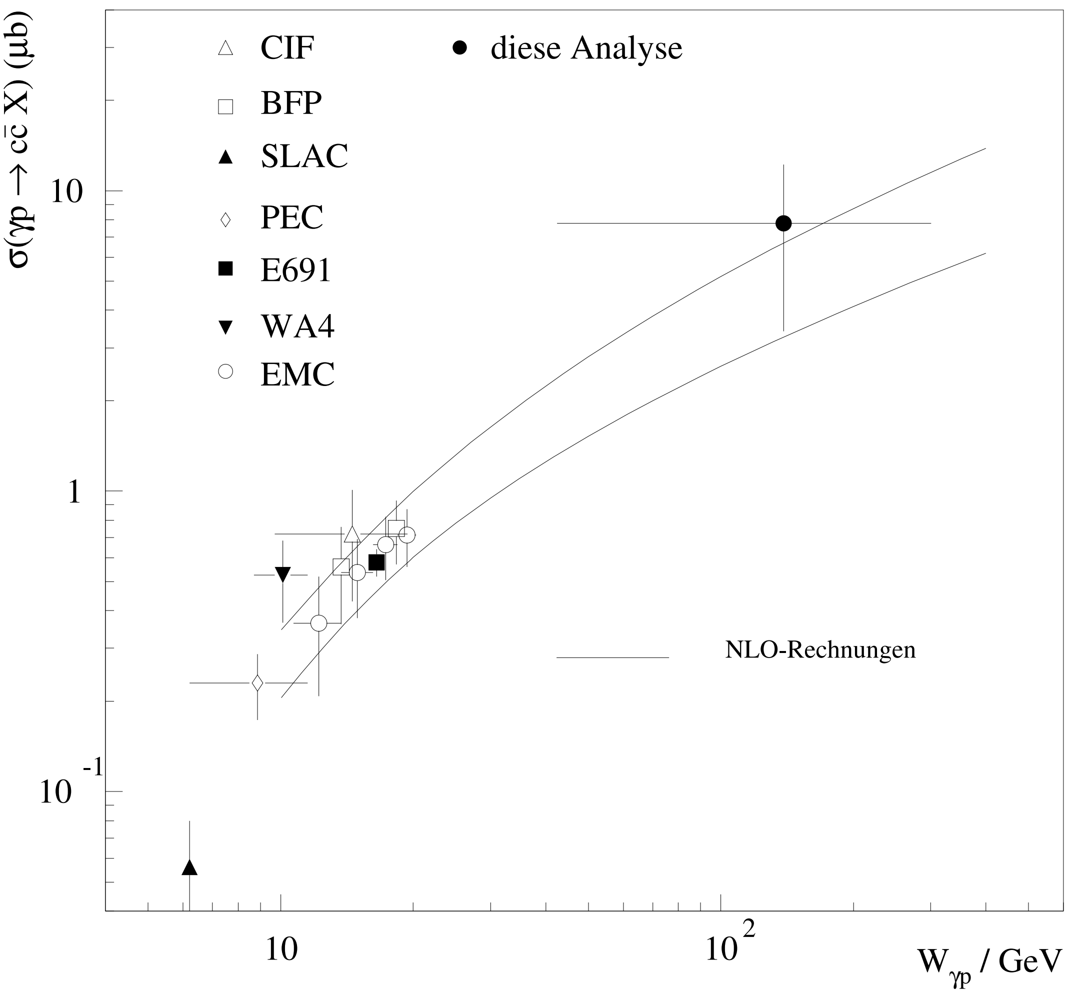


Abbildung 10.3: Vergleich des ermittelten γp–Wirkungsquerschnitts mit Resultaten aus Fixed–Target–Experimenten ([EXP]) und NLO–Rechnungen für die direkte Photoproduktion von Charm mit $m_c = 1{,}5$ GeV, Strukturfunktion: GRV-HO, $\mu_R = 2\mu_0$ (untere Linie) $\mu_R = \mu_0/2$ (obere Linie)

rekonstruierbar wird. Die ebenfalls recht großen Unsicherheiten durch die Extrapolation auf den gesamten kinematischen Bereich lassen sich vermeiden, indem die p_T– und η–Spektren von rekonstruierten D–Mesonen im analysierten Akzeptanzbereich direkt mit NLO–Rechnungen verglichen werden.

Auch eine Erweiterung des H1–Detektors ist vorgesehen. Durch einen Silizium–Spurdetektor nahe an der Strahlröhre können die beim Zerfall von schweren Quarks entstehenden sekundären Vertices nachgewiesen werden. Dadurch wird sowohl bei der Analyse von D–Mesonen als auch bei leptonischen Zerfällen der Untergrund stark reduziert.

Von ganz besonderem Interesse ist die Möglichkeit, bei ausreichender Datenstatistik den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx_g$ zu bestimmen, der die Extraktion der Gluondichte des Protons erlaubt. Dies wird eines der wichtigsten Ziele der Physik schwerer Quarks bei HERA in den nächsten Jahren sein.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des H1–Experiments. Sie untersucht die Erzeugung und den Zerfall schwerer Quarks in Elektron–Proton–Stößen am Speicherring HERA bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV. Die Produktion von Charm und Bottom wird durch den Prozeß der Gamma–Gluon–Fusion dominiert. Ein vom Elektron abgestrahltes, fast reelles Photon und ein Gluon aus dem Proton bilden ein $c\bar{c}$– oder $b\bar{b}$–Paar.

Zu Beginn dieser Arbeit werden die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Charm und Bottom bei HERA mit Hilfe eines Computerprogramms einer Theoretikergruppe in NLO berechnet. Dies geschah in Zusammenarbeit mit Michael Wins [WIN96]. Hauptunsicherheiten hierbei sind die Gluondichte im Proton bei kleinem x_g, die nicht exakt bekannten Quarkmassen und Ungenauigkeiten durch die perturbative QCD, die durch Variation der Renormierungsskala abgeschätzt werden. Mit $\sqrt{s} = 300$ GeV, $m_c = 1{,}5$ GeV und der Protonstrukturfunktion GRV-HO ergibt sich (638 ± 162) nb für die direkte Produktion von Charm und $(4,6 \pm 0,5)$ nb für die direkte Produktion von Bottom. Neben den direkten Prozessen gibt es den resolved–Photon Anteil zum Wirkungsquerschnitt. Er erreicht je nach Gluondichte im *Photon* die gleiche Größenordnung wie der direkte Anteil. Es wird in Monte Carlo Studien gezeigt, daß durch Rekonstruktion der Größe x_γ dieser Anteil separierbar ist.

In der Datenanalyse werden die Positron–Proton–Daten des H1–Experiments aus dem Jahr 1994 mit einer integrierten Luminosität von 2,6 pb^{-1} ausgewertet. Ereignisse mit schweren Quarks werden durch ihre dileptonischen Zerfälle in zwei Myonen oder in ein Myon und ein Elektron nachgewiesen. Die Identifikation der Myonen geschieht mit Hilfe des instrumentierten Eisens und des LAr–Kalorimeters, die der Elektronen ausschließlich mit dem LAr–Kalorimeter. Für die Optimierung der Myonidentifikation sind 2–prong–Ereignisse sehr hilfreich. Dies sind hauptsächlich elastisch erzeugte J/ψ–Mesonen und kosmische Myonen, die als $\mu^+\mu^-$–Paar rekonstruiert werden. Bei der Analyse dieser Ereignisse ergeben sich auch deutliche Hinweise auf die Υ–Resonanz und damit die erstmalige Beobachtung von Bottom im H1–Experiment.

Beim Nachweis von offenem Charm und Bottom über ihre Zerfallsleptonen sind die Hauptuntergrundquelle Hadronen, die ein Myon bzw. ein Elektron vortäuschen, oder die in ein Myon oder Elektron zerfallen. Die Abschätzung dieses Untergrunds geschieht über das Ladungsvorzeichen der beiden Leptonen. Zwei Leptonen aus dem Zerfall eines $c\bar{c}$–Paares haben immer eine entgegengesetzte Ladung. In den Daten wird deswegen der *Überschuß* an Ereignissen mit ungleichgeladenen Leptonen gemessen. Er beträgt nach allen Analyseschnitten bei Ereignissen mit zwei Myonen $74 \pm 18,4$ Ereignisse, bei Ereignissen mit einem Myon und einem Elektron $44 \pm 18,5$ Ereignisse.

Diese Überschüsse werden in sichtbare Wirkungsquerschnitte im Akzeptanzbereich (0,7 GeV $< p_T <$ 10 GeV, $20^\circ < \theta < 165^\circ$, $Q^2 < 4$ GeV^2, $\Delta\phi > 90^\circ$) umgerechnet. Es ergibt sich $\sigma_{vis}(\mu\mu) = (269 \pm 70(stat.) \pm 60(sys.))$ pb und $\sigma_{vis}(\mu e) = (474 \pm 193(stat.) \pm 133(sys.))$ pb. Die Erwartung $\sigma_{vis}(\mu e) = 2 \cdot \sigma_{vis}(\mu\mu)$ wird im Rahmen der Fehler bestätigt.

Aus dem sichtbaren Wirkungsquerschnitt für den Überschuß an Ereignissen mit zwei Myonen wird der totale Wirkungsquerschnitt für die direkte Produktion von Charm bei HERA ermittelt:

$$\sigma_{tot}^{dir}(ep \to c\bar{c}X, Q^2 < 4 \text{ GeV}^2) = (1,40 \pm 0,41(stat.) \pm 0,31(sys.) \pm 0,55(mod.))\ \mu\text{b}$$

Die Umrechnung in einen γp–Wirkungsquerschnitt bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von $\langle W_{\gamma p} \rangle = 139$ GeV ergibt:

$$\sigma_{tot}^{dir}(\gamma p \to c\bar{c}X) = (7,80 \pm 2,28(stat.) \pm 1,73(sys.) \pm 3,36(mod.))\ \mu\text{b}$$

Diese Werte liegen etwas oberhalb der Erwartung aus NLO–Rechnungen, fallen aber bei einer Charmmasse von 1,2 GeV in den Bereich der theoretischen Voraussagen. Der Anstieg des γp–Wirkungsquerschnitts gegenüber Fixed–Target–Experimenten um etwa eine Größenordnung wird bestätigt.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[ABT92] I. Abt u. J.R. Smith, *MC Upgrades to Study Untagged Events*, H1-10/92-249 (1992)

[BEN87] H.-U. Bengtsson, Computer Physics Commun. 46 (1987) 43

[BUD74] V.M. Budnev et al., Phys. Rep. C15 (1974) 181

[COM79] B.L. Combridge, Nucl. Phys. B151 (1979) 429

[E&N89] R.K. Ellis u. P. Nason, *QCD Radiative Corrections to the Photoproduction of Heavy Quarks*, Nucl. Phys. B 312 (1989) 551

[EXP] CIF Kollaboration, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 414
BFP Kollaboration, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 682
SLAC HFP Kollaboration, Phys. Rev. D30 (1984) 1
EMC Kollaboration, Nucl. Phys. B213 (1983) 31
PEC Kollaboration, Phys. Lett. B187 (1987) 437
E691 Kollaboration, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 2503
WA4 Kollaboration, Phys. Lett. B94 (1980) 113

[FER95] CDF Kollaboration, *Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions*, FERMILAB-PUB-95/022-E (1995)
D0–Kollaboration, *Observation of the Top Quark*, FERMILAB-PUB-95/028-E (1995)

[FON81] M. Fontannaz, B. Pire und D. Schiff, Z. Phys. C11 (1981) 211

[FRI93a] S. Frixione et al., *On the Determination of the Gluon Density of the Proton from Heavy–Flavour Production at HERA*, CERN-TH.6864/93 (1993)

[FRI93b] S. Frixione et al., *Improving the Weizsäcker–Williams approximation in electron–proton collisions*, Phys. Lett. B 319 (1993) 339-345

[FRI94] S. Frixione et al., Nucl. Phys. B 412 (1994) 225
M. Mangano et al., Nucl. Phys. B 373 (1992) 295

[FRI95a] S. Frixione et al., *Total Cross Sections for Heavy Flavour Production at HERA*, Phys. Lett. B 348 (1995) 633–645

[FRI95b] S. Frixione et al., *Differential distributions for heavy flavour production at HERA*, Nucl. Phys. B 454 (1995) 3-24

[GEA93] *GEANT – Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993)

[GEL94] A. Gellrich, *Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron–Proton–Streuung mit dem H1–Detektor*, Dissertation, DESY FH1T 94-02 (1994)

[H193a] I. Abt et al., *The H1 Detector at HERA*, H1 Kollaboration, DESY 93–103 (1993)

[H194a] T. Ahmed et al., *Photoproduction of J/ψ mesons at HERA*, H1–Kollaboration, Phys. Lett. B 338 (1994) 507–518

[H195a] T. Ahmed et al., *A measurement of the proton structure function $F_2(x,Q^2)$*, H1 Kollaboration, Nucl. Phys. B 439 (1995) 441–502

[H195b] T. Ahmed et al., *Inclusive parton cross sections in photoproduction and photon structure*, H1 Kollaboration, Nucl. Phys. B 445 (1995) 195-215

[H195c] S. Aid et al., *Measurement of the total photon proton cross section and its decomposition at 200 GeV centre of mass energy*, H1 Kollaboration, Z. Phys. C 69 (1995) 27-38

[H195d] S. Aid et al., *A direct determination of the gluon density in the proton at low x*, H1 Kollaboration, Nucl. Phys. B 449 (1995) 3-21

[H195e] S. Aid et al., *The gluon density of the proton at low x from a QCD analysis of F_2*, H1 Kollaboration, Phys. Lett. B 354 (1995) 494-505

[H196a] S. Aid et al., *Elastic Electroproduction of ρ and J/ψ Mesons at large Q^2 at HERA*, H1 Kollaboration, DESY 96-023 (1996), eingereicht bei Nucl. Phys.

[H196b] S. Aid et al., *Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA*, H1 Kollaboration, DESY 96-037 (1996), eingereicht bei Nucl. Phys.

[H196c] S. Aid et al., *Photoproduction of $D^{*\pm}$ Mesons in Electron-Proton Collisions at HERA*, H1 Kollaboration, DESY 96-055 (1996), eingereicht bei Nucl. Phys.

[HUN95] S. Hundertmark, *Simulation von Myonen aus Pionen- und Kaonenzerfällen bei H1*, Diplomarbeit, Institut für reine und angewandte Kernphysik, Universität Kiel, unveröffentlicht

[J&W78] L.M. Jones and H.W. Wyld, *Charmed-particle production by photon-gluon fusion*, Phys. Rev. D 17 (1978) 759

[KRU94] U.P. Krueger, *Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1–Detektor bei HERA*, Dissertation, DESY F11/F22 94-02 (1994)

[LEV95] S. Levonian u. A. Panitch, *Treatment of the Proton Satellite Bunches in 1994 Data*, H1-09/95-454 (1995)

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

[OPA96] G. Alexander et. al., *Measurement of heavy quark forward-backward asymmetries and average B mixing using leptons in multihadronic events*, OPAL–Kollaboration, Z. Phys. C 70 (1996) 357-369

[PDF94] H. Plothow-Besch, *PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and α_s Calculations*, CERN-PPE 1994.03.11 (1994)

[PDG94] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D 50 (1994)

[PRO87] *Proceedings of the HERA Workshop*, Vol. 1 & 2, DESY (1987)

[PRO91] *Physics at HERA*, Vol. 1 & 2, DESY (1991)

[RIE92] J. Riemersma et al., *Difficulties in the determination of the gluon distribution function from electroproduction of charmed quarks*, Phys. Lett. B 282 (1992) 171-176

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

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

[SCH94] G. Schmidt, *Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter*, Diplomarbeit, H1-02/94-341 (1994)

[SEL95] R. Sell, *Untersuchung der J/ψ–Produktion über den Zerfall $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ am e-p-Speicherring HERA*, Dissertation, DESY F11/F22 95-02 (1995)

[SJÖ87] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. 39 (1986) 347
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Computer Physics Commun. 43 (1987) 367

[W&W34] C.F.v. Weizsäcker, Z. Phys. 88 (1934) 612
E.J. Williams, Phys. Rev. 45 (1934) 729

[WIN96] M. Wins, *Produktionsmechanismen schwerer Quarks am H1–Experiment bei HERA*, Diplomarbeit, PITHA 96/6 (1996)

[WOL94] G. Wolf, *HERA Physics*, DESY 94–022 (1994)

[ZE95a] M. Derrick et al., *Study of D^*(2010) plus/minus Production in ep Collisions at HERA*, ZEUS–Kollaboration, Phys. Lett. B 349 (1995) 225-237

[ZE95b] M. Derrick et al., *Measurement ot the Cross Section for the Reaction Gamma p –> J/Psi p with the ZEUS Detector at HERA*, ZEUS–Kollaboration, Phys. Lett. B 350 (1995) 120-134