Elektron-Proton-Streuung bei hohen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA

Dissertation
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
BURKARD REISERT
aus Margetshöchheim
bei Würzburg

angefertigt am
Max-Planck-Institut für Physik
— Werner-Heisenberg-Institut —

München
29. Dezember 2000

1. Gutachter: Prof. Dr. Christian Kiesling

2. Gutachter: Prof. Dr. Dorothee Schaile

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Mai 2001

Abstract

Inclusive e^-p single and double differential cross sections for neutral current processes are measured with the H1 detector at HERA, in the range of four-momentum transfer squared Q^2 between 100 and 30000 GeV^2, and Bjorken x between 0.0013 and 0.65. The data were taken in 1998 and 1999 with a center-of-mass energy of 320 GeV and correspond to an integrated luminosity of 16.4 pb^{-1}.

The data are compared with recent measurements of the inclusive neutral current e^+p cross sections. Clear evidence is observed for an asymmetry between e^-p and e^+p neutral current scattering and the structure function $x\tilde{F}_3$ is extracted. The data are found to be in good agreement with Standard Model predictions.

The contribution of the proton structure function F_2 to the measured cross section at high inelasticity y is determined from a recent NLO QCD fit, and the longitudinal proton structure function F_L is extracted from the data for $y = 0.75$ in the range in Q^2 from 100 to 800 GeV^2. The data are well described by the QCD prediction for F_L.

Kurzfassung

Messungen der einfach und doppelt differentiellen inklusiven e^-p Wirkungsquerschnitte für Prozesse des neutralen Stroms werden vorgestellt. Die Wirkungsquerschnitte werden für Impulsüberträge Q^2 zwischen 100 und 30000 GeV^2 und Bjorken x von 0.0013 bis 0.65 gemessen. In die Messung gehen Daten ein, die 1998/99 mit dem H1-Detektor bei HERA bei einer Schwerpunktsenergie von 320 GeV aufgezeichnet wurden. Die integrierte Luminosität des Datensatzes entspricht 16.4 pb^{-1}.

Die Daten werden mit den kürzlich veröffentlichten Messungen der inklusiven e^+p Wirkungsquerschnitte verglichen. Der Unterschied der Wirkungsquerschnitte von e^-p und e^+p Streuprozessen des neutralen Stroms ist offensichtlich und ermöglicht die Extraktion der Strukturfunktion $x\tilde{F}_3$. Die Vorhersagen des Standardmodells stimmen sehr gut mit der Messung überein.

Der Beitrag der Protonstrukturfunktion F_2 zum gemessenen Wirkungsquerschnitt bei hohen Inelastizitäten y wird aus einem kürzlich veröffentlichten NLO QCD Fit ermittelt. Die longitudinale Protonstrukturfunktion F_L wird für $y = 0.75$ und Q^2 zwischen 100 und 800 GeV^2 aus den Daten extrahiert. Die QCD-Vorhersage für F_L gibt eine gute Beschreibung der Messung.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Im Anfang schuf Gott Himmel und Erde, die Welt aber war wüst und wirr, Finsternis lag über dem Abgrund ...

Die Bibel, Genesis, 1+2

Scheinbar ist Farbe, scheinbar Süßigkeit, scheinbar Bitterkeit: wirklich nur Atom und Leeres.

Demokrit, Fragment 125

Daß ich erkenne, was die Welt
Im Innersten zusammenhält, ...

Faust I, 1. Akt, Vers 382f
J.W.v.Goethe

Einleitung

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik faßt unser derzeitiges Wissen über die elementaren Bausteine der Materie und ihre fundamentalen Wechselwirkungen (WW) zusammen. Danach besteht Materie aus Fermionen, Teilchen mit halbzahligem [1] Eigendrehimpuls (Spin = $\frac{1}{2}$). Wechselwirkungen zwischen diesen Teilchen werden als Austausch von Teilchen mit ganzzahligem Eigendrehimpuls (Spin = 1) verstanden. Diese Teilchen werden Eichbosonen genannt und sind die Feldquanten von Kraftfeldern, die durch Quantenfeldtheorien beschrieben werden.

Das Feldquant der elektromagnetischen Kraft ist das Photon γ, das masselos und elektrisch neutral ist. Die schwache Kraft, die Ursache des radioaktiven β-Zerfalls ist, wird durch die schweren Eichbosonen W^+, W^- und Z° vermittelt. Träger der starken Kraft, die die Nukleonen in den Kernen zusammenhält, sind die Gluonen g. Eine quantenfeldtheoretische Beschreibung der Gravitation und ihre Einbettung in das Standardmodell sind Gegenstand aktueller theoretische Forschung. Träger der Gravitation könnte ein masseloses, Graviton genanntes Teilchen mit Spin 2 sein.

Damit das Eichboson eines Kraftfeldes an ein Teilchen koppeln kann, also diese Kraft auf ein Teilchen wirkt, muß das Teilchen eine entsprechende Ladung tragen. Man kennt drei Arten von Ladungen, die elektromagnetische Ladung, die schwache Ladung und die Farbladung der starken Wechselwirkung.

Man unterscheidet zwei Klassen von Fermionen, die Farbladung tragenden Quarks und die farbneutralen Leptonen. Man kennt drei geladene Leptonen, Elektron e, Myon μ und Tauon τ, denen drei elektrisch neutrale Neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ zugeordnet sind. Den insgesamt sechs Leptonen stehen ebenfalls sechs Quarks gegenüber: up u, down d, strange s, charm c, bottom b und top t. Zu jedem Fermion gibt es ein Antiteilchen genau gleicher Masse, das in seiner Ladung und übrigen Quanteneigenschaften seinem Teilchen genau entgegengesetzt ist. Eine Eigenheit der Quarks ist es, daß sie nicht als freie Teilchen existieren. Sie treten nur in Hadronen auf als Bindungszustände von drei Quarks (Baryonen) oder von Quark und Antiquark (Mesonen).

Das Standardmodell ist ein Erfolg physikalischer Grundlagenforschung der letzten 100 Jahre. Als J.J.Thomson 1897 den korpuskularen Charakter der Kathodenstrahlen erkannte [1], war der erste Baustein des SM, das Elektron entdeckt. Gut 100 Jahre später gelang es Forschern am Fermilab, als letzte noch fehlende Teilchen das top-Quark [2] und das Tau-Neutrino ν_τ direkt nachzuweisen [3]. Dazwischen liegen eine Reihe von erfolgreichen Experimenten und Fortschritten der theoretischen Physik, die sich wechselseitig befruchtend zur Entdeckung der elementaren Teilchen und Entwicklung des Standardmodells der Teilchenphysik führten (siehe zum Beispiel [4–6]).

[1] Es wird die in der Teilchenphysik übliche Konvention $\hbar = c = 1$ verwendet.

Eine sehr wesentliche Rolle spielten dabei Streuexperimente, bei denen ein hochenergetischer Teilchenstrahl auf ein feststehendes Materie-„Ziel“ geschossen (engl.: fixed target experiment) oder der Teilchenstrahl mit einem zweiten Teilchenstrahl zur Kollision gebracht wird (engl.: colliding beam experiment). In den 50er Jahren führten Hofstadter und seine Mitarbeiter in Stanford Streuexperimente von Elektronen mit Energien von mehreren 100 MeV an Kernen durch, die ergaben, daß die Nukleonen, Protonen und Neutronen, ausgedehnte Objekte sind. Die innere Struktur des Protons konnte 1969 durch die Streuung von Elektronen mit Energien bis an die 20 GeV an einem Wasserstofftarget untersucht werden. Es zeigte sich, daß das Proton aus punktförmigen Konstituenten, Partonen genannt, aufgebaut sind. Diese Partonen konnten mit den Quarks identifiziert werden, die aus theoretischen Überlegungen postuliert wurden, um das komplexe Spektrum der Hadronen zu erklären. Seit Inbetriebnahme des HERA Speicherrings [7] und der Detektoren der H1- [8,9] und Zeus-Kollaboration [10] stehen Instrumente zur Verfügung, mit denen Elektron-Proton-Streuereignisse bei wesentlich höheren Energien im Elektron-Proton-Schwerpunktssystem untersucht werden können.

Die Struktur des Protons wird durch drei Strukturfunktionen beschrieben. Die Strukturfunktion F_2 ist hauptsächlich auf die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Elektron und Quarks im Proton zurückzuführen. Die Strukturfunktion xF_3 ist eine Konsequenz der schwachen Wechselwirkung. Die Tatsache, daß die longitudinale Strukturfunktion F_L von Null verschieden ist, ergibt sich aus dem Vorhandensein von Gluonen im Proton. Mit den bisher von den Detektoren der H1- und Zeus-Kollaboration aufgezeichneten Daten wurden der inklusive Wirkungsquerschnitt der Positron-Proton-Streuung gemessen und daraus die Strukturfunktionen F_2 sowie F_L bei niedrigen Impulsüberträgen bestimmt [11–24].

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, den inklusiven Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms für Elektron-Proton-Streuung bei hohen Impulsüberträgen präzise zu messen, die drei Strukturfunktionen F_2, xF_3 und F_L zu extrahieren und die Ergebnisse mit Vorhersagen des Standardmodells zu konfrontieren. Das erste Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die theoretischen Grundlagen. Im zweiten Kapitel wird mit dem Beschleuniger und dem Detektor das experimentelle Instrumentarium vorgestellt. Kapitel 3 beschreibt die Simulation von Signal- und Untergrundprozessen sowie die Simulation der Detektorantwort. Das Kapitel 4 ist dem Trigger gewidmet, der die Aufzeichnung der hier untersuchten Elektron-Proton-Kollisionsereignisse auslöst. Eine wesentliche Rolle dabei spielt der Flüssig-Argon-Kalorimeter-Trigger. In Kapitel 5 wird ein detailliertes Verständnis der Detektorkalibration und -effizienzen erarbeitet, die für präzise Messungen der e^-p-Ereignisse notwendig ist. Kapitel 6 beschreibt die Selektion der Elektron-Proton-Streuereignisse. Kapitel 7 zeigt auf, wie aus der Anzahl selektierter Ereignisse die Wirkungsquerschnitte der Elektron-Proton-Streuung ermittelt werden. Resultate der Messung und ihre Interpretation werden in Kapitel 8 dargestellt.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Die Streuung eines hochenergetischen Leptons an einem Nukleon bewirkt meist eine inelastische Reaktion. Hierbei wird die Struktur des Nukleons aufgelöst und eine Vielzahl stark wechselwirkender Teilchen, meist Mesonen ($\pi^{\pm,0}$, $K^{\pm}$, etc.) als hadronischer Endzustand produziert. Dieser Prozeß wird als tief inelastische Streuung („deep inelastic scattering“, DIS) bezeichnet.

Dieses Kapitel behandelt die theoretischen Grundlagen zum Verständnis dieses Prozesses, den man als elastische Streuung an Teilchen, Partonen genannt, auffaßt, aus denen sich das Proton aufbaut. Zunächst werden der grundlegende Streuprozeß und die kinematischen Variablen zu seiner Beschreibung eingeführt. Anschließend folgt eine Diskussion des Wirkungsquerschnitts und seiner Verbindung zu Struktur des Protons. Für eine ausführliche theoretische Abhandlung sei auf die einschlägige Literatur verwiesen, z.B. [4–6].

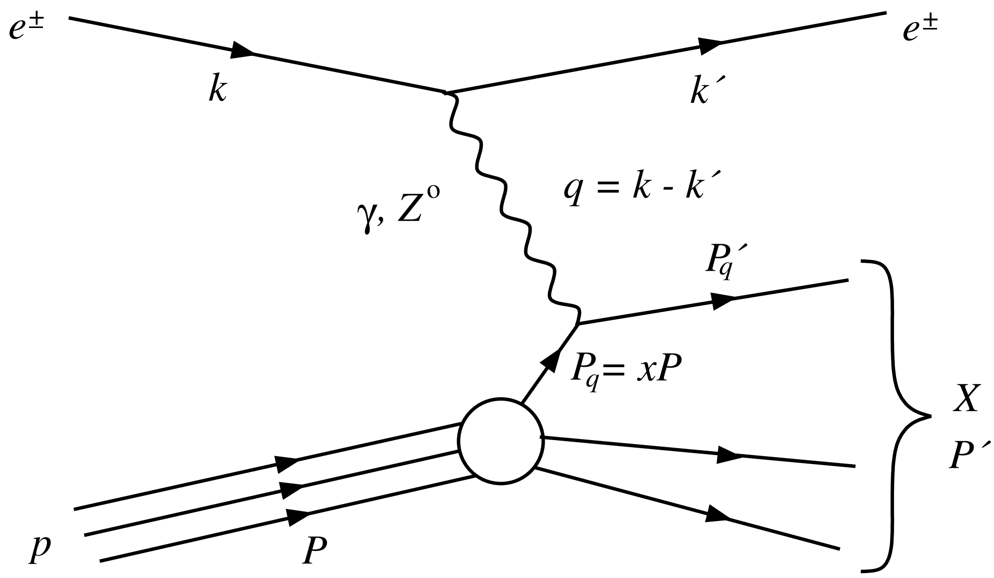


Abbildung 1.1: Feynmangraph der tiefinelastischen Elektron-Quark-Streuung.

1.1 Elektron-Proton-Streuung

Die Wechselwirkung zwischen dem hochenergetischen Elektron und dem einlaufenden Proton wird durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. Wird ein neutrales Eichboson, γ oder Z° ausgetauscht, bleibt das Elektron im Endzustand erhalten. Dieser Austausch wird als Prozeß des neutralen Stroms („neutral current", NC) bezeichnet. Bei Prozessen des geladenen Stroms („charged current", CC) werden die geladenen Eichbosonen $W^{\pm}$ ausgetauscht. Im Endzustand tritt statt des gestreuten Elektrons ein Neutrino ν_e auf. Prozesse des geladenen Stroms sind nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit und werden daher im folgenden nicht näher erläutert.

Abbildung 1.1 zeigt den Austausch-Prozeß des neutralen Stroms als Feynmangraph niedrigster Ordnung (Bornsche Näherung). Dabei bezeichnen k, k', P, P' und $q = k - k'$ die Viererimpulse des einlaufenden und auslaufenden Elektrons, des einlaufenden Protons und auslaufenden hadronischen Systems X, sowie des ausgetauschten Photons. Zur Beschreibung der Kinematik des tief inelastischen Streuprozesses werden folgende lorentzinvariante Größen verwendet:

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie s:

$$s = (k + P)^2 = 4E_eE_p + m_e^2 + M_p^2 \approx 4E_eE_p \tag{1.1}$$

  Die Energie von einlaufenden Elektron E_e und Proton E_p sind durch die Strahlenergien des Speicherring HERA festgelegt.

- Der Betrag des quadrierten Viererimpulsübertrags Q^2:

$$Q^2 := -q^2 = -(k' - k)^2 \tag{1.2}$$

  Im folgenden wird Q^2 vereinfachend als Impulsübertrag bezeichnet.

- Die Bjorken Skalenvariable x:

$$x := \frac{Q^2}{2P \cdot q} \tag{1.3}$$

  Im Rahmen des Quark-Parton-Modells (QPM, Abschnitt 1.4) kann x als Impulsanteil des Partons am Gesamtimpuls des Protons interpretiert werden.

- Die Inelastizität y:

$$y := \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \tag{1.4}$$

  y ist der relative Energieübertrag des Elektrons auf das hadronische System, betrachtet im Ruhesystem des einlaufenden Protons.

Unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Elektron und Proton gilt die Beziehung $Q^2 = sxy$. Bei bekannter Schwerpunktsenergie s genügen also zwei der drei Variablen Q^2, x, y, um die Kinematik des Streuprozesses festzulegen.

1.2 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Zwei der kinematischen Variablen, zum Beispiel x und Q^2, reichen aus, um den inklusiven tief inelastischen Streuprozeß zu beschreiben. Bei Ereignissen des neutralen Stroms kann das gestreute Lepton und der hadronische Endzustand rekonstruiert werden. Somit liegt redundante Information vor, aus der sich nach verschiedenen Methoden die Ereigniskinematik ableiten läßt. Die Wahl der Rekonstruktionsmethode bestimmt die Größe der Akzeptanz- und Strahlungskorrekturen (siehe Abschnitt 1.8) sowie die Genauigkeit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen.

Elektron-Methode

In der sogenannten Elektron-Methode (e-Methode) [25] werden die kinematischen Variablen aus der Energie $E_e^{'}$ und dem Polarwinkel[1] θ_e des gestreuten Elektrons bestimmt:

$$Q_e^2 = 4E_eE_e^{'}\cos^2\frac{\theta_e}{2} \qquad x_e = \frac{E_e^{'}E_e\cos^2\frac{\theta_e}{2}}{E_p(E_e - E_e^{'}\sin^2\frac{\theta_e}{2})} \qquad y_e = 1 - \frac{E_e^{'}}{2E_e}(1-\cos\theta_e) \tag{1.5}$$

Die Auflösung in x und Q^2 in Abhängigkeit von der Energie und dem Polarwinkel des gestreuten Elektrons ist gegeben durch [26]:

$$\frac{\mathrm{d}x_e}{x_e} = \frac{1}{y}\frac{\mathrm{d}E_e^{'}}{E_e^{'}} + tan\frac{\theta_e}{2}(x\frac{E_p}{E_e} - 1)\mathrm{d}\theta_e \qquad \frac{\mathrm{d}Q_e^2}{Q_e^2} = \frac{\mathrm{d}E_e^{'}}{E_e^{'}} - tan\frac{\theta_e}{2}\mathrm{d}\theta_e \tag{1.6}$$

Daraus ergibt sich, daß x nur für y nahe bei 1 mit hinreichender Genauigkeit gemessen werden kann. Wegen der $1/y$ Abhängigkeit nimmt die x-Auflösung zu kleinen y hin signifikant ab, jede Fehlkalibration der Elektronenergie führt zu großen Fehlern. Die Auflösung in Q^2 hingegen ist über den gesamten kinematischen Bereich, kleine Streuwinkel ausgenommen, ausgezeichnet.

Hadron-Methode

Für den hadronischen Endzustand werden die kinematischen Hilfsgrößen Sigma Σ und transversaler Impuls $P_{T,h}$ sowie der inklusive hadronische Winkel γ_h – dieser kann im QPM (Abschnitt 1.4) mit dem Streuwinkel des Partons identifiziert werden – eingeführt, die wie folgt definiert sind:

$$\Sigma = \sum_i (E_i - P_{z,i}) \qquad P_{T,h} = \sqrt{(\sum_i P_{x,i})^2 + (\sum_i P_{y,i})^2} \qquad \tan\frac{\gamma_h}{2} = \frac{\Sigma}{P_{T,h}}. \tag{1.7}$$

Dabei steht E_i für die Energie des Teilchens i, $P_{z,i}$, $P_{x,i}$ und $P_{y,i}$ für die longitudinale bzw. die transversalen Komponenten des Teilchenimpulses im H1-Laborsystem. Die Summation läuft über alle Teilchen des Endzustandes außer dem gestreuten Elektron. Aus diesen Hilfsgrößen werden die kinematischen Variablen wie folgt abgeleitet:

$$y_h = \frac{\Sigma}{2\ E_e} \qquad Q_h^2 = \frac{P_{T,h}^2}{1-y_h} \qquad x_h = \frac{Q_h^2}{s\ y_h}. \tag{1.8}$$

[1]Der Streuwinkel wird im H1-Koordinatensystem (siehe Abschnitt 2.2 Abb. 2.2) relative zur Richtung des Protonstrahls gemessen. Ein Polarwinkel von $\approx 180°$ entspricht einer geringen Ablenkung.

Die Hadron-Methode (h-Methode) [27] findet ihre Anwendung in der Rekonstruktion der Kinematik von Ereignissen des geladenen Stroms. Für die Messung von NC-Ereignissen spielt sie keine Rolle, da mit zunehmenden y die Auflösung in Q^2 abnimmt:

$$\frac{\delta Q_h^2}{Q_h^2}|_{P_{T,h}} \propto \delta P_{T,h} P_{T,h} \qquad \frac{\delta Q_h^2}{Q_h^2}|_{\Sigma} \propto \frac{\delta \Sigma}{1-y} \tag{1.9}$$

Mit zunehmenden y wird der $1/(1-y)$-Term groß und beeinflußt empfindlich die Auflösung in Q^2 und folglich auch in x (wegen $Q^2 \propto x$).

Σ-Methode

Die Σ-Methode [28] verwendet sowohl Größen des gestreuten Elektrons als auch des hadronischen Endzustandes:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{E - P_z} \qquad Q_\Sigma^2 = \frac{(E_e^{'} \sin\theta_e)^2}{1 - y_\Sigma} \qquad x_\Sigma = \frac{Q_\Sigma^2}{s\ y_\Sigma} \tag{1.10}$$

mit $E - P_z \equiv \Sigma + E_e^{'}(1 - \cos\theta_e)$. In einem völlig hermetischen Detektor wäre $E - P_z$ genau gleich zweimal die Energie des einlaufenden Elektrons. Die Rekonstruktion von y und Q^2 sind in dieser Methode unabhängig von der Energie des einlaufenden Elektrons und somit weniger empfindlich gegen Photonabstrahlung vom einlaufenden Elektron vor der Wechselwirkung.

Elektron-Σ-Methode

Da die Q^2-Auflösung der e-Methode von der Σ-Methode nicht übertroffen wird [29], wird die $e\Sigma$-Methode eingeführt. Diese kombiniert Q_e^2 der e-Methode und x_Σ aus der Σ-Methode.

$$Q_{e\Sigma}^2 = Q_e^2 \qquad x_{e\Sigma} = x_\Sigma \qquad y_{e\Sigma} = \frac{Q_e^2}{x_\Sigma s} \tag{1.11}$$

Die $e\Sigma$-Methode hat eine gute Auflösung über den gesamten bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich und ist relativ unabhängig gegen den Einfluß von Strahlungseffekten.

Doppel-Winkel-Methode

Eine alternative Methode zur Rekonstruktion der Kinematik von NC-Ereignissen ist die Doppel-Winkel-Methode (DA-Methode[2]) [25], bei der nur die Winkel des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustands verwendet werden:

$$y_{DA} = \frac{\sin\theta_e \cdot (1 - \cos\gamma_h)}{\sin\gamma_h + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \gamma_h)} \qquad Q_{DA}^2 = \frac{4 \cdot E_e^2 \cdot \sin\gamma_h (1 + \cos\theta_e)}{\sin\gamma_h + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \gamma_h)} \tag{1.12}$$

und $x_{DA} = Q_{DA}^2/(s \cdot y_{DA})$. Das Auflösungsvermögen in x und Q^2 verhält sich wie $\frac{\delta\theta_e}{\sin\theta_e} \oplus \frac{\delta\gamma_h}{\sin\gamma_h}$. Sowohl zu kleinen als auch bei großen Streuwinkeln des Elektrons und des hadronischen Endzustands verschlechtert sich die Auflösung. Sie ist jedoch gut im Bereich

[2] engl.: double angle

mittlerer y, wenn alle Teilchen im Zentraldetektor nachgewiesen werden. Diese Methode ist besonders nützlich zur Kalibration des Kalorimeters, da sie in erster Ordnung unabhängig von der Energiemessung im Kalorimeter ist. Die Energie des gestreuten Elektrons ist gegeben durch

$$E_{DA} = \frac{2E_e \sin\gamma_h}{\sin\gamma_h + \sin\theta_e - \sin(\gamma_h + \theta_e)}. \tag{1.13}$$

Dies wird zur Kalibration der Elektronenergie genutzt (Abschnitt 5.4).

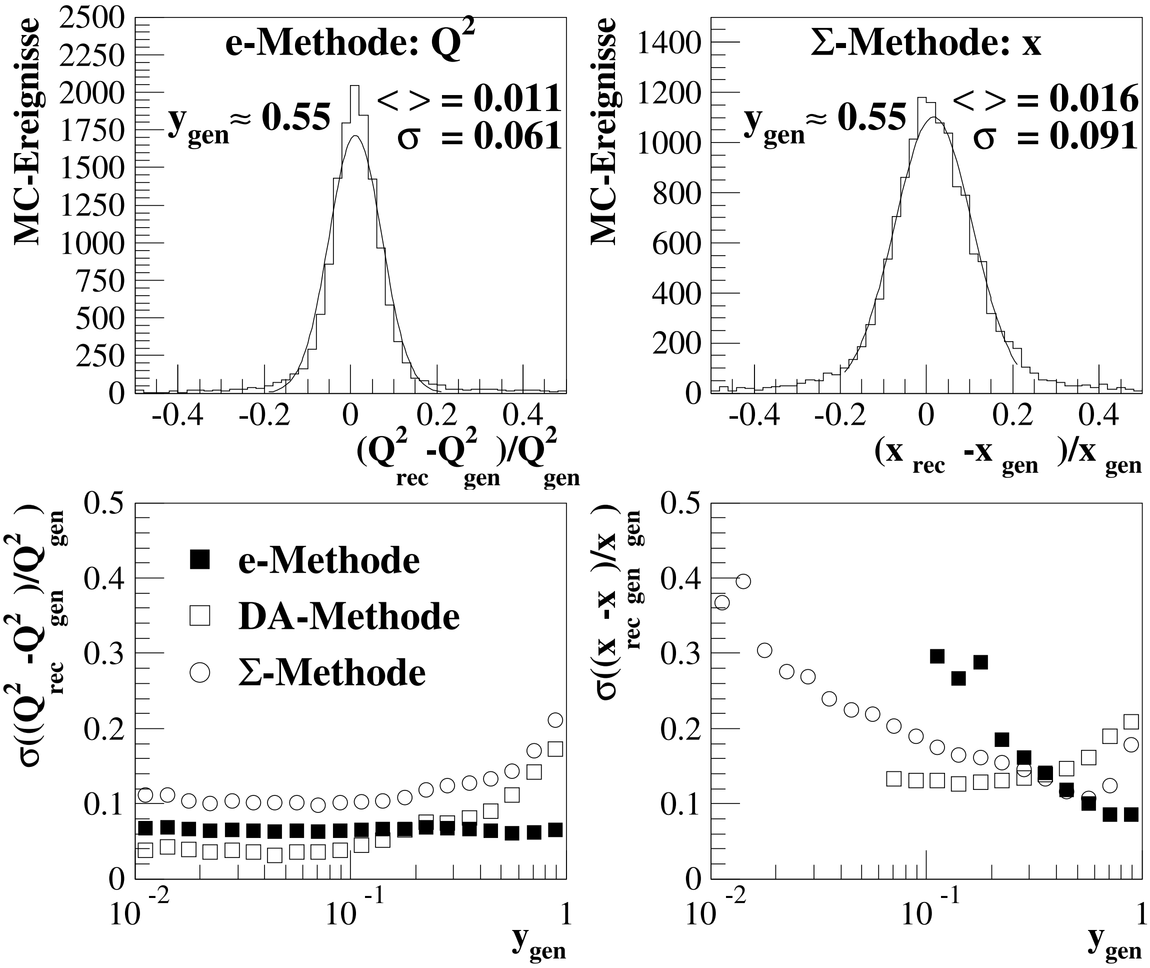


Abbildung 1.2: Auflösung in x und Q^2 als Funktion von y. Für jede der Rekonstruktionsmethode wird nur der Bereich gezeigt, in dem der Mittelwert der rekonstruierten, kinematischen Variablen x bzw. Q^2 weniger als 10% vom Mittelwert der generierten Variablen x bzw. Q^2 abweicht.

Abbildung 1.2 zeigt die Auflösung in Q^2 und x für Elektron-, Doppel-Winkel- und Σ-Methode. In vorliegender Analyse wird hauptsächlich die $e\Sigma$-Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen verwendet. Eine Ausnahme stellt der Bereich $Q^2 < 900$ und $y > 0.63$ dar. Dort ist die Elektronmethode unübertroffen.

1.3 Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Der Wirkungsquerschnitt der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung kann in der elektroschwachen Theorie allgemein als Produkt des leptonischen Tensors $L_{\mu\nu}$ und des hadronischen Tensors $W^{\mu\nu}$ ausgedrückt werden.

$$\mathrm{d}\sigma \propto L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \tag{1.14}$$

Der leptonische Tensor beschreibt die Wechselwirkung des Elektrons mit dem ausgetauschten Boson. Im Falle unpolarisierter Teilchen hängt er nur von den Vierervektoren des Elektrons vor und nach der Streuung ab und kann im Rahmen der elektroschwachen Theorie, in der das Elektron als punktförmiges Dirac-Teilchen behandelt wird, exakt berechnet werden. In der Quantenelektrodynamik (QED) hat der leptonische Tensor $L_{\mu\nu}$ folgende Form:

$$L_{\mu\nu} = 4(k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu}(k \cdot k')) \tag{1.15}$$

Der hadronische Tensor ist mit der a priori unbekannten Struktur des Protons verknüpft und kann nicht aus ersten Prinzipien berechnet werden. Der hadronische Tensor wird daher nach Kovarianten zerlegt, die aus Produkten der Vierervektoren am hadronischen Vertex p und q sowie dem metrischen Tensor $g^{\mu\nu}$ bestehen:

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{M_p^2} p^\mu p^\nu + \frac{W_4}{M_p^2} q^\mu q^\nu + \frac{W_5}{M_p^2}(p^\mu q^\nu + q^\mu p^\nu) \tag{1.16}$$

Aus der Erhaltung des elektromagnetischen Stroms am hadronischen Vertex folgt

$$q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0 \tag{1.17}$$

und es gelten daher die folgenden Beziehungen zwischen den W_i:

$$W_5 = -\frac{p \cdot q}{q^2} W_2 \quad \text{und} \quad W_4 = \left(\frac{p \cdot q}{q^2}\right)^2 W_2 + \frac{M^2}{q^2} W_1$$

Übrig bleiben zwei[3] Funktionen W_1 und W_2 die von zwei der drei lorentzinvarianten Variablen z.B. x und Q^2 abhängen. Die W_i stellen eine Parametrisierung der unbekannten Struktur des Protons dar und werden demzufolge als Strukturfunktionen bezeichnet. Statt der W_i hat sich in der Literatur folgende Notation für die Strukturfunktionen durchgesetzt:

$$F_1(x, Q^2) = M_p W_1(x, Q^2) \tag{1.19}$$

$$F_2(x, Q^2) = \frac{p \cdot q}{M_p} W_2(x, Q^2) \tag{1.20}$$

Mit den zwei Strukturfunktionen wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für Prozesse des neutralen Stroms in Elektron(Positron)-Proton-Streuung wie folgt ausgedrückt:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{NC}^{\pm}}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[\frac{y^2}{2} 2xF_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2)\right] \tag{1.21}$$

[3]Eigentlich drei: Die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung (Z°-Austauschs) erfordert einen antisymmetrischen Term $i\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\frac{p_\rho q_\sigma}{M_p^2}W_3$. Der Beitrag des Z°-Austausch soll jedoch erst an späterer Stelle diskutiert werden.

Die Kopplungsstärke des ausgetauschten Photons an die elektrische Ladung des Elektrons geht über die Feinstrukturkonstante α in den Wirkungsquerschnitt ein.

Im Bild des Ein-Photon-Austauschs kann die inelastische $ep \to eX$ Streuung auch als Absorption eines virtuellen Photons γ^* durch das Proton interpretiert werden: $\gamma^* p \to X$. Das virtuelle Photon ist massiv ($Q^2 > 0$) und kann daher alle drei Helizitätszustände einnehmen, $\lambda = 0, \pm 1$. Für den totalen Absorptionsquerschnitt gilt:

$$\sigma_{tot}^{\gamma^* p}(\lambda) = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \cdot \epsilon^{\mu *} \epsilon_\lambda^{\nu *} W_{\mu\nu}. \tag{1.22}$$

Dabei bezeichnet ϵ^μ den Polarisationsvektor des virtuellen Photons. K ist der Photon-Fluß-Faktor nach der Konvention von Hand [30].

Die Wirkungsquerschnitte für transversal ($\lambda = \pm 1$) und longitudinal ($\lambda = 0$) polarisierte Photonen lauten:

$$\sigma_T^{\gamma^* p} = \frac{1}{2}\left(\sigma_{\lambda=+1}^{\gamma^* p} + \sigma_{\lambda=-1}^{\gamma^* p}\right) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} \cdot 2xF_1 \tag{1.23}$$

$$\sigma_L^{\gamma^* p} = \sigma_{\lambda=0}^{\gamma^* p} = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} \cdot (F_2 - 2xF_1) \tag{1.24}$$

Man definiert ferner als longitudinale Strukturfunktion

$$F_L = F_2 - 2xF_1, \tag{1.25}$$

die mit dem Wirkungsquerschnitt für longitudinal polarisierte Photonen $\sigma_T^{\gamma^* p}$ (Gleichung 1.24) direkt verknüpft ist.

1.4 Das Quark-Parton Modell

Um das komplexe Spektrum der in den 50er und 60er Jahren entdeckten Hadronen zu beschreiben, schlug M. Gell-Mann vor [31], daß Hadronen aus Quarks zusammengesetzt sind. Dieses Quark-Modell ist in der Lage, die statischen Eigenschaften wie Ladung und Spin der Hadronen zu erklären. Um Wechselwirkungen mit Hadronen zu beschreiben, wurde das auf dem Quark-Modell aufbauende Quark-Parton-Modell entwickelt. In dieses Modell gehen folgende Annahmen ein

- Das Proton besteht wie alle Hadronen aus Quarks.
- Die Quarks bewegen sich parallel zueinander in Richtung des Protonimpulses.
- Die Quarks haben drittelzahlige Ladungen, gemessen in Einheiten der Elementarladung e. Das Proton besteht aus zwei u-Quarks mit der Ladung $+\frac{2}{3}e$ und einem d-Quark der Ladung $-\frac{1}{3}e$.
- Die Quarks besitzen den Spin $\frac{1}{2}$.
- In der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung wird das Elektron elastisch an einem Quark gestreut.

Mit diesen Annahmen ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für die tief inelastische Elektron-Proton-Streuung als die inkohärente Summe der Wirkungsquerschnitte für die elastische Elektron-Quark-Streuung. Für die Strukturfunktionen erhält man [32]:

$$F_1(x) = \frac{1}{2x}\sum_i e_i^2 x q_i(x) \tag{1.26}$$

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x q_i(x) \tag{1.27}$$

Dabei ist e_i die Ladung des Quarks i in Einheiten der Elementarladung e, $q_i(x)\mathrm{d}x$ die Wahrscheinlichkeit, das Quark i mit einem Protonimpulsanteil aus dem Intervall $[x, x + \mathrm{d}x]$ zu finden.

Aus der Annahme, daß die tief inelastische Elektron-Proton-Streuung eine elastische Streuung des Elektrons an den strukturlosen Quarks ist, folgt, daß die Strukturfunktionen nicht vom Impulsübertrag Q^2, sondern allein von der dimensionslosen Größe x abhängen. Diese Vorhersage des Quark-Parton-Modells konnte durch Streuexperimente bei verschiedenen Werten von Q^2 bei $x \approx 0.25$ am SLAC bestätigt werden [33, 34] und wird als Skaleninvarianz bezeichnet.

Eine weitere Vorhersage des Quark-Parton-Modells erhält man aus dem Vergleich der Strukturfunktionen F_1 und F_2:

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \tag{1.28}$$

Diese Relation ist als Callen-Cross-Beziehung [35] bekannt und folgt aus der Annahme, daß die Quarks Teichen mit Spin $\frac{1}{2}$ sind. Eine Konsequenz dieser Beziehung ist, daß im Quark-Parton-Modell für die longitudinale Strukturfunktion (Gleichung 1.25) gilt:

$$F_L(x) = F_2 - 2xF_1(x) = 0 \tag{1.29}$$

Dies bedeutet, daß longitudinal polarisierte Photonen nicht zur Wechselwirkung beitragen. Auch diese Vorhersage konnte zunächst experimentell bestätigt werden [36].

Durch Erhöhung der Meßgenauigkeit und Erweiterung des zugänglichen kinematischen Bereichs wurde in späteren Messungen deutlich, daß die Skaleninvarianz nicht strikt erfüllt ist. Darüber hinaus stellt man fest, daß die Quarks nur etwa 50% des Protonimpulses tragen, was ein Hinweis darauf ist, daß es neben den Quarks noch andere Teilchen im Proton gibt, die dann auch einen Teil des Protonimpulses tragen müssen. Diese Teilchen sind die Gluonen, die die Kräfte zwischen den Quarks vermitteln.

1.5 Quanten-Chromo-Dynamik

Die Wechselwirkung zwischen den Quarks, starke Kraft genannt, wird durch die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) [37–39] beschrieben. In der QCD tragen die Quarks neben der elektrischen Ladung eine weitere, als Farbe bezeichnete Ladung. Im Gegensatz zu der einen elektrischen Ladung (+/-) der Quanten-Elektro-Dynamik (QED) gibt es in der QCD jedoch drei verschiedene Farbladungsarten (rot/antirot, gelb/antigelb, blau/antiblau). Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen, die im Gegensatz zu den elektrisch neutralen Photonen der QED ebenfalls eine Farbladung tragen. Dies führt zu einer Reihe besonderer Eigenschaften der QCD.

Confinement und asymptotische Freiheit

Eine Konsequenz der Tatsache, daß Gluonen Farbladung tragen, ist es, daß sie – anders als die Photonen der QED – untereinander wechselwirken. Im Gegensatz zur elektrischen Ladung, die mit zunehmenden Abstand durch virtuelle Teilchen-Antiteilchen-Paare abgeschirmt wird (engl: screening), bildet sich um eine Farbladung eine Farbladungswolke aus. Die effektive Kopplungsstärke der starken Kraft α_s nimmt daher mit zunehmenden Abstand zu. Die Farbladung tragenden Quarks können daher nicht als freie Teilchen existieren, sondern sind in Hadronen eingeschlossen (engl: confined), die nach außen farbneutral sind. Es gilt

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(Q^2/\Lambda^2_{QCD})} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\ln^2(Q^2/\Lambda^2_{QCD})}\right). \tag{1.30}$$

Dabei bezeichnet Λ_{QCD} einen experimentell zu bestimmenden Parameter und n_f die Anzahl der aktiven Quarksorten[4]. Für $Q^2 \to \Lambda^2_{QCD}$ geht α_s gegen unendlich und spätestens hier versagt der störungstheoretische Ansatz, der zu Gleichung 1.30 führte.

Für $Q^2 \to \infty$ gilt dagegen $\alpha_s \to 0$. Dieses Verhalten wird als asymptotische Freiheit bezeichnet und rechtfertigt nachträglich das QPM, nach dem die Partonen (bei hohen Q^2) als quasi freie Teilchen mit dem Elektron wechselwirken. Aufgrund der Relation $\lambda_c = 1/\sqrt{Q^2}$ entspricht das Verhalten für große Werte von Q^2 dem Verhalten bei kleinen Abständen der Wechselwirkung.

Partonevolution: Die DGLAP-Gleichungen

Die Partondichten $q(x, Q^2)$ selbst können nicht unmittelbar aus ersten Prinzipien der QCD abgeleitet werden. Da aber wegen der asymptotischen Freiheit die Kopplung $\alpha_s(Q^2)$ bei größeren Q^2 klein wird, kann die Störungstheorie angewandt werden, um Vorhersagen über die Änderungen der Verteilungsfunktionen $q_i(x, Q^2)$ zu höheren Q^2 zu treffen.

Die Entwicklung der Quark- und Gluondichte zu höheren Q^2 ist in der pQCD durch die DGLAP[5]-Gleichung gegeben [40–43]:

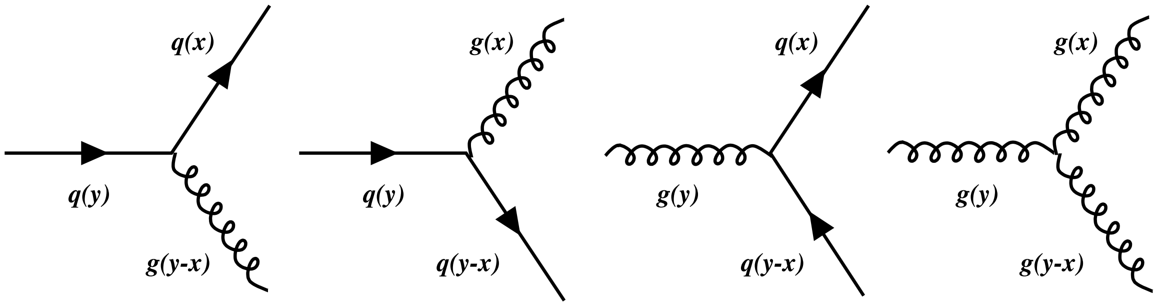
$$\frac{\partial q(x,t)}{\partial t} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y}\left[q(y,t)P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,t)P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)\right] \tag{1.31}$$

$$\frac{\partial g(x,t)}{\partial t} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y}\left[q(y,t)P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,t)P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)\right] \tag{1.32}$$

Dabei ist $t = \ln(Q^2/\Lambda^2_{QCD})$. Die Verzweigungsfunktionen $P_{ab}\left(\frac{x}{y}\right)$ geben die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung eines neuen Partons a mit Impulsanteil x aus einem Ausgangsparton b mit Impulsanteil y ($y > x$)an, während die Skala von Q^2 nach $Q^2 + \mathrm{d}\ln Q^2$ variiert. Abbildung 1.3 veranschaulicht die vier verschiedenen Grundprozesse, die zu Partonentwicklungen führen. Jedem Diagramm ist eine Verzweigungsfunktion P_{ab} zugeordnet.

[4]Ein Quarksorte f ist aktiv, falls $M_f^2 < Q^2$ gilt. Im kinematischen Bereich vorliegender Arbeit sind dies u,d,s,c und b.

[5]Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi



$P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)$ $P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right)$ $P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)$ $P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)$

Abbildung 1.3: Darstellung der Verzweigungsprozesse, die zur Partonentwicklung führen

Die longitudinale Strukturfunktion F_L in QCD

Obwohl die Gluonen bei Streuprozessen mit Leptonen nicht beteiligt sind, beeinflussen sie doch indirekt die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen Elektron bzw. Positron und Proton. Im naiven QPM ist es für longitudinal polarisierte Photonen nicht möglich, Helizität H und Drehimpuls J am hadronischen Vertex gleichzeitig zu erhalten. Daher erlaubt das QPM nur Wechselwirkungen mit transveral polarisierten Photonen (siehe Abb. 1.4 links). In Anwesenheit eines Gluons stellt die gleichzeitig Erhaltung von Helizität und Drehimpuls keine Schwierigkeit dar (siehe Abb. 1.4 rechts). Dies führt im Rahmen der QCD zur Verletzung der Callan-Cross-Beziehung (Gleichung 1.28), was eine nicht verschwindenden longitudinalen Strukturfunktion zur Folge hat [44, 45]:

$$F_L(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{4\pi} x^2 \int_x^1 \frac{\mathrm{d}z}{z^3} \left[\frac{16}{3} F_2(z, Q^2) + 8 \sum_i e_{q_i}^2 (1 - \frac{x}{z}) \cdot zg(z, Q^2) \right] \tag{1.33}$$

wobei $g(x, Q^2)$ die Gluondichteverteilung bezeichnet. Bei kleinem x dominiert der Gluon-Term und eine Messung von F_L könnte somit zur Extraktion der Gluon Dichte genutzt werden [46, 47].

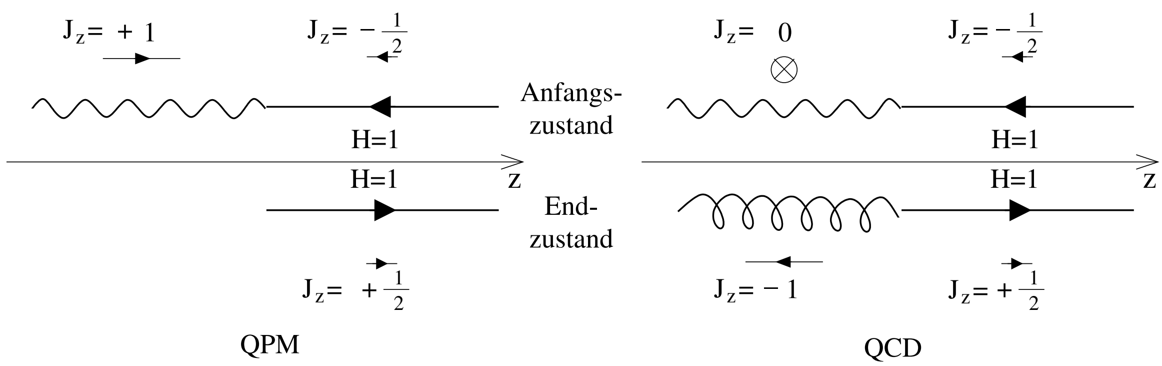


Abbildung 1.4: Helizitäts- und Drehimpulserhaltung am hadronische Vertex im Quark-Parton-Modell (QPM) und Quanten-Chromo-Dynamik (QCD).

Für massive Teilchen ist die Helizität keine exakte Erhaltungsgröße, was zu einem Beitrag zu F_L aufgrund der Quark-Massen („target mass“, TM) führt [45, 48]:

$$F_L^{TM}(x,Q^2) = 4\frac{M_p^2}{Q^2}x^3\int_x^1 \frac{\mathrm{d}z}{z^2}F_2(z,Q^2) - 2\frac{M_p^2}{Q^2}x^2F_2(x,Q^2) \tag{1.34}$$

Bei hohem Q^2 ist dieser Beitrag jedoch vernachlässigbar.

Koppelt das Photon nicht an ein einzelnes Quark sondern an ein Konglomerat von Partonen, ist es ebenfalls möglich, in Wechselwirkungen mit longitudinal polarisierten Photonen Helizität und Drehimpuls gleichzeitig zu erhalten. Dieser Beitrag zu F_L, „higher twist“ (HT) genannt, nimmt mit zunehmenden Auflösungsvermögen des ausgetauschten Photons, d.h. bei hohen Impulsüberträgen ab [45, 48]:

$$F_L^{HT}(x,Q^2) = 8\frac{\kappa^2}{Q^2}F_2(x,Q^2) \tag{1.35}$$

mit $\kappa \approx 0.03\mathrm{GeV}^2$ [48].

1.6 Strukturfunktionen und Partondichten

Bisher wurde der Beitrag der schwachen Wechselwirkung vernachlässigt, was gerechtfertigt ist, solange der Impulsübertrag Q^2 klein ist gegen das Massenquadrat des Z°-Bosons (siehe Abb. 1.1). Die elektroschwachen Theorie („electro weak“, EW) [49, 50] berücksichtigt auch die Beiträge des Z°-Austauschs. Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^\pm p \to e^\pm X$ für unpolarisierte Teilchen wird durch die generalisierten Strukturfunktionen $\tilde{F}_2$, $\tilde{F}_3$ und $\tilde{F}_L$ ausgedrückt [51]:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^\pm_{NC}}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[Y_+\tilde{F}_2 \mp Y_- x\tilde{F}_3 - y^2\tilde{F}_L\right] \tag{1.36}$$

wobei α die Feinstrukturkonstante ist $\alpha \equiv \alpha(Q^2 = 0)$. Die Faktoren $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$ enthalten die Helizitätsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitts.

Fast im gesamten, bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich ist der dominierende Beitrag zum Wirkungsquerschnitt auf die elektromagnetische Strukturfunktion F_2 zurückzuführen. Der xF_3-Term wird durch den zusätzlichen Z°-Austausch erzeugt und trägt mit positivem (negativem) Vorzeichen zum Wirkungsquerschnitt der Elektron(Positron)-Proton-Streuung bei. Wegen des Vorzeichenwechsels sind Auswirkungen der Strukturfunktion xF_3 im Vergleich der Elektron- und Positron-Proton-Wirkungsquerschnitte direkt beobachtbar. Der Beitrag der longitudinalen Strukturfunktion F_L ist nur bei hohem y signifikant.
Die Strukturfunktionen $\tilde{F}_2$ und $x\tilde{F}_3$ setzen sich wie folgt zusammen [51]:

$$\tilde{F}_2 \equiv F_2 - v_e\frac{\kappa_w Q^2}{(Q^2+M_Z^2)}F_2^{\gamma Z} + (v_e^2+a_e^2)\left(\frac{\kappa_w Q^2}{Q^2+M_Z^2}\right)^2 F_2^Z \tag{1.37}$$

$$x\tilde{F}_3 \equiv -a_e\frac{\kappa_w Q^2}{(Q^2+M_Z^2)}xF_3^{\gamma Z} + (2v_e a_e)\left(\frac{\kappa_w Q^2}{Q^2+M_Z^2}\right)^2 xF_3^Z, \tag{1.38}$$

wobei M_Z die Masse des Z° bezeichnet. $\kappa_w = 1/(4\sin^2\theta_w\cos^2\theta_w)$ ist eine Funktion des Weinberg-Winkels θ_w, v_e und a_e sind die Vektor- und Axial-Vektor-Kopplung des Elektrons ans Z^0. Für die Kopplungskonstanten gilt:

$$a_e = I_{3,e} = -\frac{1}{2} \tag{1.39}$$

$$v_e = I_{3,e} - 2e_e\sin^2\theta_W = -\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W \tag{1.40}$$

wobei $I_{3,e}$ der schwache Isospin des Elektrons ist.

Die elektromagnetische Strukturfunktion F_2 ist allein auf den Photon-Austausch zurückzuführen. Die Funktionen F_2^Z und xF_3^Z sind Beiträge zu F_2 und xF_3 aufgrund des Z^0-Austauschs. Die Funktionen $F_2^{\gamma Z}$ und $F_3^{\gamma Z}$ stellen die Beiträge der γZ^0-Interferenz dar.

Im Quark-Parton-Modell sind die Strukturfunktionen F_2, $F_2^{\gamma Z}$ und F_2^Z mit der Summe der Quark- und Antiquarkdichten verknüpft

$$[F_2, F_2^{\gamma Z}, F_2^Z] = x\sum_q [e_q^2, 2e_q v_q, v_q^2 + a_q^2]\{q + \bar{q}\} \tag{1.41}$$

und die Strukturfunktionen $xF_3^{\gamma Z}$ und xF_3^Z mit den Differenzen der Quark- und Antiquarkdichten

$$[xF_3^{\gamma Z}, xF_3^Z] = x\sum_q [2e_q a_q, 2v_q a_q]\{q - \bar{q}\}. \tag{1.42}$$

Der Summationsindex q läuft jeweils über die aktiven Quarksorten. e_q ist die Ladung des Quarks q in Einheiten der Elektronladung Die Vektor und Axial-Vektorkopplungen sind gegeben durch

$$v_q = I_{3,q} - 2e_q\sin^2\theta_W, \qquad a_q = I_{3q} \tag{1.43}$$

wobei $I_{3,q}$ der Schwache Isospin des Quarks ist.

Häufig wird der Wirkungsquerschnitt in der Form des reduzierten Wirkungsquerschnitts angegeben. Dieser ergibt sich aus dem Bornschen Wirkungsquerschnitt, indem man die führende Q^2-Abhängigkeit des Propagatorterms und die Kopplungsterme ausdividiert:

$$\tilde{\sigma}_{NC}(x, Q^2) \equiv \frac{1}{Y_+}\frac{Q^4\,x}{2\pi\alpha^2}\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{NC}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} \tag{1.44}$$

$$= \tilde{F}_2 \pm \frac{Y_-}{Y_+}\tilde{F}_3 - \frac{y^2}{Y_+}\tilde{F}_L \tag{1.45}$$

Fast im gesamten bei HERA zugaänglichen kinematischen Bereich entspricht der reduzierte Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{NC}$ der elektromagnetische Strukturfunktion F_2. Um aus dem gemessenen reduzierten Wirkungsquerschnitt F_2 zu extrahieren, wird folgender Ausdruck verwendet:

$$\tilde{\sigma}_{NC} = F_2(1 + \Delta_{F_2} + \Delta_{F_3} + \Delta_{F_L}) = F_2(1 + \Delta_{all}). \tag{1.46}$$

Die Korrekturterme Δ_{F_2}, und Δ_{F_3} enthalten die Beiträge des reinen Z°-Austauschs und der Photon-Z°-Interferenz zu den Strukturfunktionen F_2 und xF_3. Der Korrekturterm Δ_{F_L} berücksichtigt den Beitrag der longitudinalen Strukturfunktion F_L.

1.7 Standardmodell-Rechnungen und Partonverteilungen

In Vergleiche des Standardmodells mit Messungen der Wirkungsquerschnitte und Strukturfunkten gehen sowohl direkte Vorhersagen über Wechselwirkung zwischen Elektron und Quark ein sowie Annahmen über den Partongehalt des Protons. Die Parameter der elektroschwachen Theorie sind experimentell präzise gemessen und werden in den Standardmodell-Rechnungen, die in dieser Arbeit gezeigt werden, auf die Weltdurchschnittswerte gesetzt [52]. Die Partonverteilungsfunktonen (PDFs), die die Partonstruktur des Protons beschreiben, werden von der Quanten-Chromo-Dynamik nicht vorhergesagt. Sie werden in sogenanten QCD-Fits aus den Daten bestimmt. Gängige Parametrisierungen sind z.B. [53, 54].

Standardmodell-Rechnungen für diese Arbeit verwenden die Partonverteilungen des in [19] beschriebenen QCD-Fits. Dieser Fit, im folgenden „H1 97 PDF Fit“ genannt verwendet Daten der „fixed target“-Experimente BCDMS [55] und NMC [56] sowie H1-Messungen auf Positron-Proton-Daten der Jahre 1994 bzw. 1994-97 bei niedrigen [14] und hohen [19] Impulsüberträgen. Die Parametrisierungen der Partonverteilungen haben die folgende funktionale Form:

$$\text{u}-\text{Valenzquark}: \quad xu_v(x,Q_0^2) = A_{u_v}x^{B_{uv}}(1-x)^{C_{uv}}(1+D_{u_v}x^{E_{uv}}) \tag{1.47}$$

$$\text{d}-\text{Valenzquark}: \quad xd_v(x,Q_0^2) = A_{d_v}x^{B_{dv}}(1-x)^{C_{dv}}(1+D_{d_v}x^{E_{dv}}) \tag{1.48}$$

$$\text{Seequarks}: \quad xS\,(x,Q_0^2) = A_S x^{B_S}(1-x)^{C_S} \tag{1.49}$$

$$\text{Gluon}: \quad xg\,(x,Q_0^2) = A_g x^{B_g}(1-x)^{C_g} \tag{1.50}$$

Die Entwicklung der Partonverteilungen in Q^2 wird durch den DGLAP-Formalismus beschrieben.

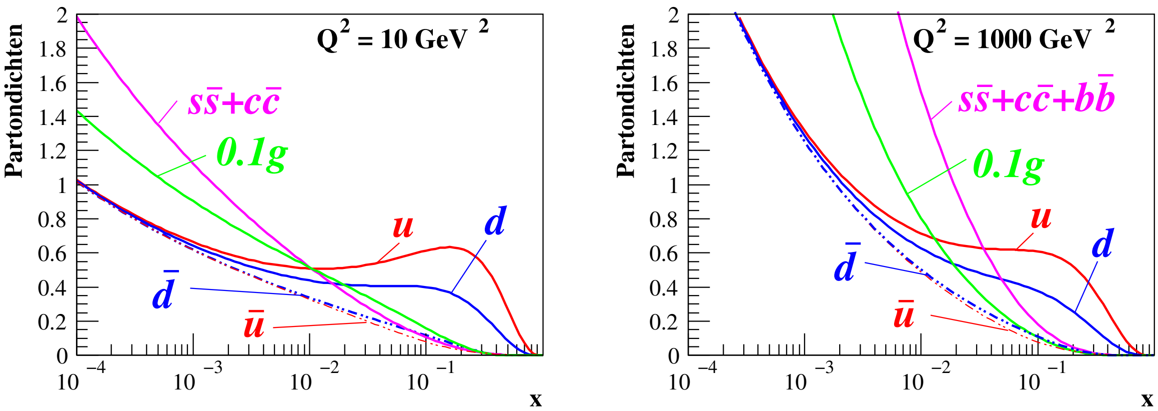


Abbildung 1.5: Proton-Partonverteilungen bei kleinem Impulsübertrag (links) und hohem Impulsübertrag (rechts). Die Quarkdichten u und d fassen die Beiträge der Valenzquarks und der u- und d-Quarks des Quark-Antiquark-Sees zusammen.

1.8 Strahlungskorrekturen in der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung

Bisher wurde der Prozeß der tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung in der niedrigsten[6] Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ der elektroschwachen Störungstheorie betrachtet. Zum meßbaren Wirkungsquerschnitt $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}|_{Mess}$ tragen jedoch auch alle Prozesse höherer Ordnung bei. Es wurde gezeigt, daß deren Beiträge nicht vernachlässigt werden können [57, 58]. Daher wird ein Strahlungskorreturfaktor δ^{RC} eingeführt, der in einen elektromagnetischen Beitrag δ^{QED} und einen Beitrag der schwachen Wechselwirkung δ^{weak} aufgeteilt werden kann [59]:

$$\left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\right|_{Mess} = \left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\right|_{Born}(1+\delta^{RC}) \tag{1.51}$$

$$\text{mit} \quad 1+\delta^{RC} = (1+\delta^{QED})(1+\delta^{weak}) \tag{1.52}$$

Abbildung 1.6 zeigt die Feynmangraphen der Prozesse der nächst höheren Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^3)$ (engl.: next to leading order, NLO) der Störungstheorie. Hierbei wird ein reelles Photon vom Elektron oder vom Quark abgestrahlt, so daß im Endzustand ein zusätzliches Photon auftritt.

Der dominante Anteil der Strahlungskorrekturen ist auf die Abstrahlung von hochenergetischen Photonen vom ein- bzw. auslaufenden Elektron zurückzuführen ($\delta^{QED} \gg \delta^{weak}$). Strahlt das Elektron vor der Wechselwirkung ein Photon ab („initial state radiation", ISR), verringert sich die Elektron-Proton-Schwerpunktsenergie, was eine veränderte Kinematik des eigentlichen Streuprozesses zur Folge hat. Bei der Messung des Wirkungsquerschnitts ist es daher wichtig, den Anteil von ISR-Ereignissen klein zu halten. Die Abstrahlung des Photons vom Elektron erfolgt meist unter einem sehr kleinem Winkel, so daß bei Photon-Abstrahlung nach der Wechselwirkung („final state radiation", FSR) experimentell das Photon im Allgemeinen nicht vom Elektron separiert werden kann. Die Photonabstrahlung von den Quarks ist wegen der im Vergleich zum Elektron großen Quarkmassen unterdrückt.

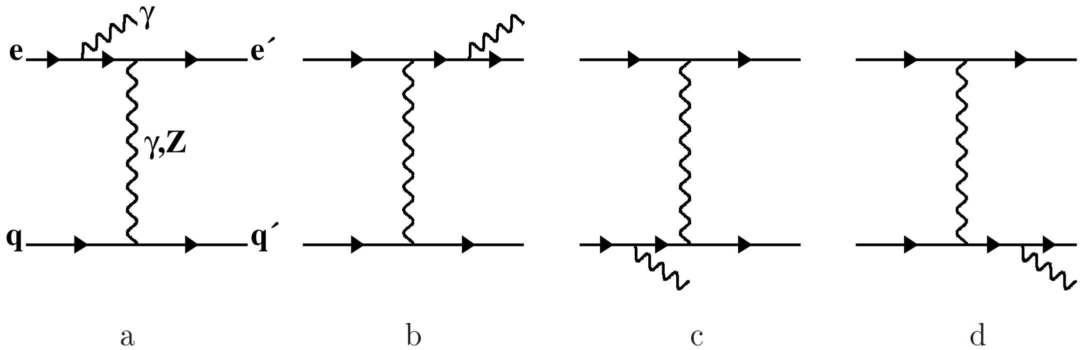


Abbildung 1.6: Feynmangraphen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^3)$, die die Abstrahlung eines reellen Photons beschreiben (nach [59]).

[6] auch führender Ordnung, LO (engl.: leading order), oder Bornsche Näherung genannt

Abbildung 1.7 zeigt die virtuellen Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^4)$ zur Elektron-Proton-Streuung. Es handelt sich dabei um Prozesse, bei denen zusätzlich zum Austausch eines Vektorbosons der niedrigsten Ordnung entweder ein weiteres Vektorboson emittiert und wieder absorbiert wird oder eine Fermionschleife auftritt.

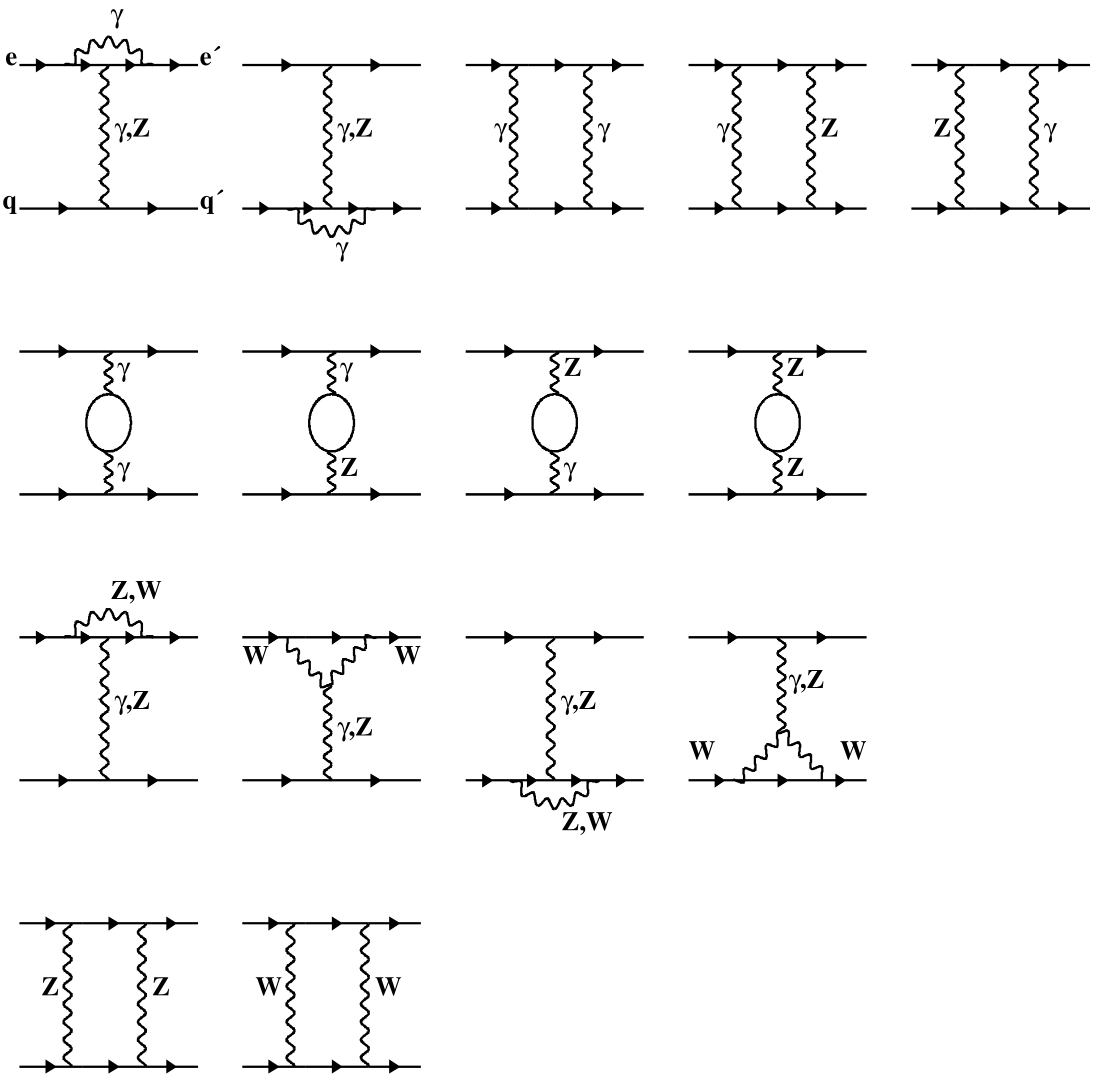


Abbildung 1.7: Virtuelle Korrekturen zur tief inelastischen Elektron-Proton-Streuung in der Einschleifennäherung (nach [59]). Zu jedem Graphen, in dem zwischen Elektron und Quark zwei Eichbosonen ausgetauscht werden, gibt es einen korrespondierenden Graphen, in dem sich die Eichbosonen überkreuzen (nicht dargestellt).

Die Größe der Strahlungskorrekturen hängt von der Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen und von den Analyse-Schnitten ab. Abbildung 1.8 zeigt als Beispiel die Strahlungskorrekturen bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 500\ \mathrm{GeV}^2$ als Funktion der Inelastizität y. In ISR-Ereignissen fehlt bei der Summation der kinematischen Hilfsvariablen $E - P_z$ der Beitrag des vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photons, so daß diese durch den Schnitt $E - P_z > 35$ GeV wirksam unterdrückt werden und die Strahlungskorrekturen klein sind. Die systematische Unsicherheit der Strahlungskorrekturen wird aus dem Vergleich von verschiedenen Modellrechnungen abgeschätzt. Eine weiterführende Diskussion von Strahlungskorrekturen bei Analysen von H1-NC-Ereignissen ist zum Beispiel [60] zu entnehmen.

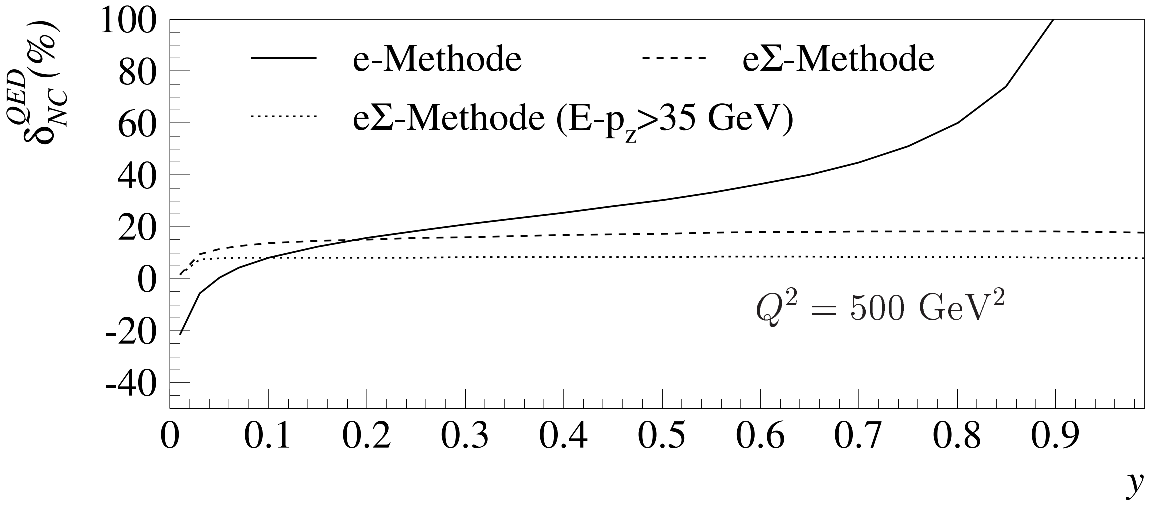


Abbildung 1.8: Strahlungskorrekturen für NC Elektron-Proton-Streuung als Funktion von y bei $Q^2 = 500$ GeV^2. Die Korrektur wird gezeigt für die Elektron-Methode (durchgezogene Linie), die $e\Sigma$-Methode ohne Schnitt auf die kinematische Hilfsvariable $E - p_z$ (gestrichelte Linie) und mit in dieser Analyse angewandten Schnitt von $E - P_z > 35$ GeV (gepunktete Linie). (Darstellung nach [60])

Kapitel 2

Beschleuniger und Detektor

2.1 Der Elektron Proton Speicherring HERA

Nach siebenjähriger Bauzeit nahm die Stiftung Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY) 1992 die Hadron-Elektron-Ring-Analage HERA [7] in Betrieb. In zwei unabhängigen Speicherringen, die in einem 6.4 km langen Tunnel installiert sind, werden Elektronen und Protonen gegenläufig beschleunigt und in zwei Wechselwirkungszonen zur Kollision gebracht, wobei eine Schwerpunktsenergie von 320 GeV umgesetzt wird. Um diese Schwerpunktsenergie zu erreichen, müßte ein Festtargetexperiment mit einer Elektronstrahlenergie von 50.6 TeV betrieben werden.

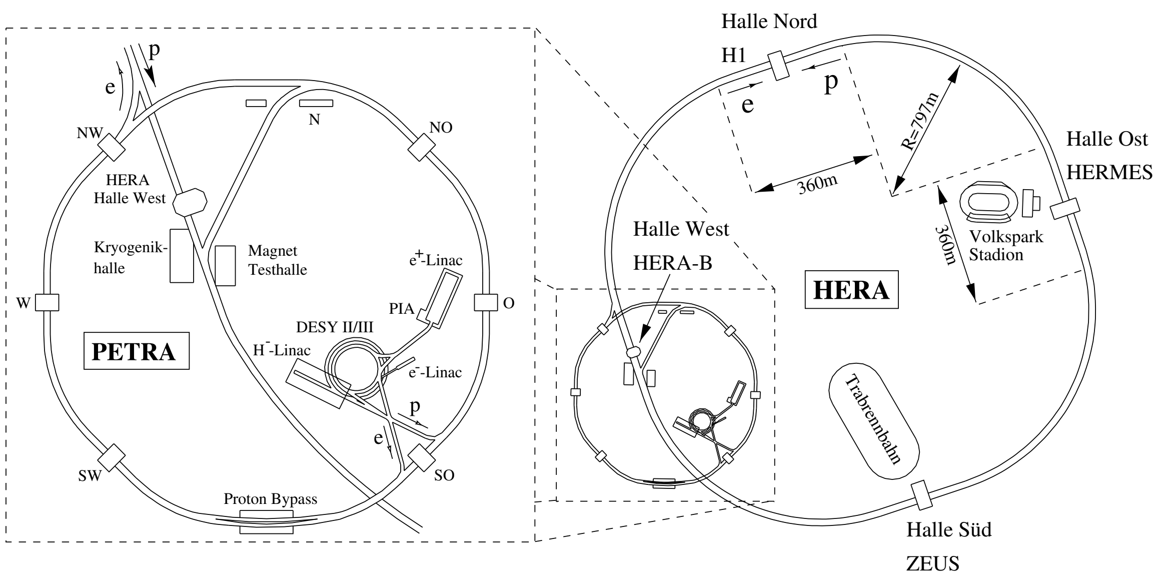


Abbildung 2.1: Der Elektron-Proton-Speicherring HERA (rechts) mit Vorbeschleunigern (links). Ebenfalls eingezeichnet sind die beiden Experimente zur Untersuchung der *ep*-Kollisionen: H1 im Norden des Rings und Zeus im Süden.

HERA nutzt die Linear- (LINACs) und Kreisbeschleuniger (DESY III und PETRA) des DESY als Vorbeschleuniger (siehe Abb. 2.1). Die Protonen (Elektronen) werden mit einer Energie von 40 GeV (12 GeV) in HERA eingeschossen und dort auf ihre endgültige Energie beschleunigt. Seit 1995 beträgt die Strahlenergie des Elektronstrahls 27.6 GeV und ist durch den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung begrenzt. Ein Elektron strahlt pro Umlauf im Mittel eine Energie von etwa 150 MeV ab. Normal- und supraleitende Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren mit einer Leistung von insgesamt 13 MW gleichen diesen Energieverlust aus. Die erreichbare Energie des Protonstrahls ist durch die Stärke des magnetischen Führungsfeldes begrenzt. Im Protonspeicherring werden supraleitende Magnete eingesetzt, die ein Magnetfeld von knapp 5 T erzeugen. Die Design-Protonstrahlenergie beträgt 820 GeV. In beiden Speicherringen können jeweils maximal 210 Teilchenbündel, sogenannte Bunche, umlaufen. Die Teilchendichte eines Elektron-Bunches folgt in den drei Raumrichtungen Gaußverteilungen mit den Breiten $\sigma_x \approx 280$ μm, $\sigma_y \approx 60$ μm transversal zur Strahlrichtung und $\sigma_z \approx 1$ cm in Strahlrichtung. Die Abmessungen eines Protonbündels sind $\sigma_x \approx 180$ μm, $\sigma_y \approx 60$ μm und $\sigma_z \approx 11$ cm. In zwei Experimentierhallen werden die Speicherringe zusammen geführt und die Teilchenbündel zur Kollision gebracht. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Bündeldurchdringungen (Bunch-Crossing, BC) beträgt 96 ns.

Wichtigste Kenngröße einer Beschleunigeranlage ist ihre Luminosität $\mathcal{L}$. Für Speicherringe gilt:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot f}{A} \tag{2.1}$$

Dabei ist N_1 bzw. N_2 die Teilchenzahl in einem Bunch, A die Querschnittsfläche eines Bunches und f die Umlauffrequenz der Teilchenpakete. Die integrierte Luminosität bestimmt die Anzahl N an beobachtbaren Ereignissen eines bestimmten Prozesses mit dem Wirkungsquerschnitt σ. Es gilt:

$$N = \int \mathcal{L}\mathrm{d}t \cdot \sigma \tag{2.2}$$

Die akkumulierte integrierte Luminosität für jedes Jahr seit der Inbetriebnahme von HERA ist in Tabelle 2.1 aufgeführt. Nach einer Anlaufphase mit Elektronen (e^-), wechselte HERA 1994 zu Positronstrahlen. Der Betrieb mit Positronen (e^+) wurde bis Ende 1997 beibehalten. Mit Energien von 27.6 GeV für Positronen und 820 GeV für Protonen erreicht man eine Schwerpunktsenergie von 300 GeV.

In Maschinenstudien konnte demonstriert werden, daß die supraleitenden Feldspulen des Protonrings mit einem um 10% erhöhten Strom sicher betrieben werden können. Dies ermöglichte die Erhöhung der Protonenergie auf 920 GeV und damit der Schwerpunktsenergie auf 320 GeV. Nach einer neunmonatigen Umrüstungsphase (Shutdown) nahm HERA wieder den Betrieb mit Elektronen auf. Bis zum Ende der Datennahmeperiode mit Elektronen im Juni 1999 lieferte HERA eine integrierte Luminosität von 24 pb^{-1}. Danach wechselte HERA erneut zum Betrieb mit Positronen.

Vorliegende Arbeit konzentriert sich auf die Auswertung der Elektrondaten aus den Jahren 1998/99. Mit der dort erzielten Luminosität ist es erstmals möglich, Elektron-Proton-Kollision zu untersuchen, bei denen Impulsüberträge Q^2 auftreten, die größer sind als die Massenquadrate der Schwachen Eichbosonen Z^0, $W^\pm$.

Betr. Jahr		Strahl-energie [GeV]	$\sqrt{s}$ [GeV]	mittl. Strahl-Strom [mA]	Teil-chen-pakete	Max. $\mathcal{L}$ [$\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$]	Max. Spez. $\mathcal{L}$ [$\mathrm{cm^{-2}s^{-1}mA^{-2}}$]	$\int\mathcal{L}\,\mathrm{dt}$ HERA gelief. [$\mathrm{pb^{-1}}$]	$\int\mathcal{L}\,\mathrm{dt}$ von H1 genutzt [$\mathrm{pb^{-1}}$]
Design	e^- p	30 820	314	58 163	210	$1.50 \cdot 10^{31}$	$4.0 \cdot 10^{29}$	100	100
1992	e^- p	26.7 820	296	1.4 1.1	9	$0.02 \cdot 10^{31}$	$4.2 \cdot 10^{29}$	0.06	0.03
1993	e^- p	26.7 820	296	7.7 10.8	84	$0.13 \cdot 10^{31}$	$6.7 \cdot 10^{29}$	0.88	0.53
1994e^-	e^- p	26.7 820	296	10.5 28.6	153	$0.24 \cdot 10^{31}$	$6.0 \cdot 10^{29}$	0.85	0.49
1994e^+	e^+ p	26.7 820	296	17.0 41.0	153	$0.43 \cdot 10^{31}$	$5.2 \cdot 10^{29}$	0.47	0.35
1995	e^+ p	27.6 820	300	18.4 54.0	174	$0.59 \cdot 10^{31}$	$6.2 \cdot 10^{29}$	8.6	5.5
1996	e^+ p	27.6 820	300	20.6 60.3	175	$0.84 \cdot 10^{31}$	$7.56 \cdot 10^{29}$	13.3	8.6
1997	e^+ p	27.6 820	300	28.2 73.5	175	$1.01 \cdot 10^{31}$	$6.00 \cdot 10^{29}$	32.4	23.7
1998	e^- p	27.6 920	320	15.5 63	175	$0.88 \cdot 10^{31}$	$16.3 \cdot 10^{29}$	7.2	4.7
1999e^-	e^- p	27.6 920	320	18.8 74.8	175	$1.21 \cdot 10^{31}$	$10.6 \cdot 10^{29}$	16.8	14.2
1999e^+	e^+ p	27.6 920	320	20 83	175	$1.26 \cdot 10^{31}$	$13.8 \cdot 10^{29}$	25.7	20.9
2000e^+	e^+ p	27.6 920	320	25 87	175	$1.79 \cdot 10^{31}$	$9.91 \cdot 10^{29}$	66.8	59.4

Tabelle 2.1: Einige Parameter des Speicherrings HERA für die Datennahmeperioden 1992 bis 2000.

2.2 Das H1 Experiment

Der H1-Detektor [8,9] ist in der nördlichen Experimentierhalle des HERA-Speicherrings aufgebaut. Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist der Ursprung des H1-Koordinatensystems. Die x-Achse zeigt zur Ringmitte, die y-Achse senkrecht nach oben, die z-Achse weist in Richtung des Protonstrahls. Die Richtung der positiven z-Achse wird im folgenden als Vorwärtsrichtung bezeichnet. Der Polarwinkel θ wird gegen die positive z-Achse gemessen, der Azimuthwinkel ϕ gegen die positive x-Achse (siehe Abbildung 2.2).

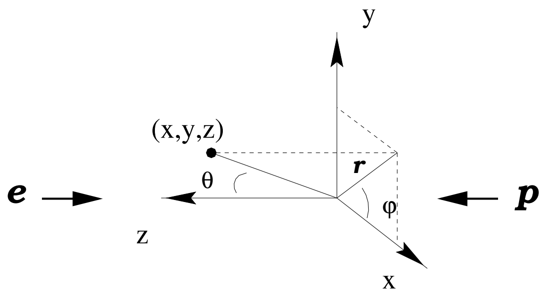


Abbildung 2.2: Das H1-Koordinatensystem. Verwendet werden kartesische (x, y, z), Zylinder- (r, φ, z) und Kugelkoordinaten (r, φ, θ).

Der H1-Detektor ist als Vielzweck-Apparat zur Untersuchung der hochenergetischen Elektron-Proton-Kollisionen bei HERA konzipiert. Hauptaugenmerk bei der Entwicklung des Detektors war die klare Identifikation des gestreuten Elektrons und eine möglichst vollständige Messung des Ereignisendzustands. Abbildung 2.3 zeigt die Komponenten im Zentralbereich des Detektors.

Wegen der stark unterschiedlichen Impulse von Elektron und Proton sind die meisten Teilchen des Endzustands in Protonrichtung geboostet. Der asymmetrische Aufbau des H1-Detektors ist an den erwarteten Teilchenfluß angepaßt. Der H1-Detektor ist konzentrisch um die Strahlachse aufgebaut und schließt die Wechselwirkungszone beinahe hermetisch ein. Die geometrische Akzeptanz für Endzustandsteilchen ist in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung nur durch das Strahlrohr begrenzt.

Spurkammersystem und Kalorimeter sind von einer supraleitenden Solenoidspule umgeben mit einer Länge von 5,75 m und einem Durchmesser von 6,08 m. Diese erzeugt im Innern des Detektors ein homogenes Magnetfeld parallel zur Strahlachse von 1.15 T. Aus der Krümmung der Spuren geladener Teilchen im Magnetfeld kann das Ladungsvorzeichen und der Transversalimpuls P_T bestimmt werden. Die Kalorimeter befinden sich innerhalb der Spule, um die Verfälschung der Energiemessung durch inaktives (sog. totes) Material vor den Kalorimetern zu minimieren. Im folgenden werden der Aufbau und die Aufgaben der Detektorkomponenten beschrieben, die in vorliegender Arbeit verwendet werden.

2.2.1 Die Kalorimeter

Aufgabe der Kalorimeter im Zentralbereich des H1-Detektors ist es, Elektronen, Myonen, neutrale Teilchen und hadronische Schauer mit hohen Teilchendichten zu identifizieren und deren Energie zu messen.

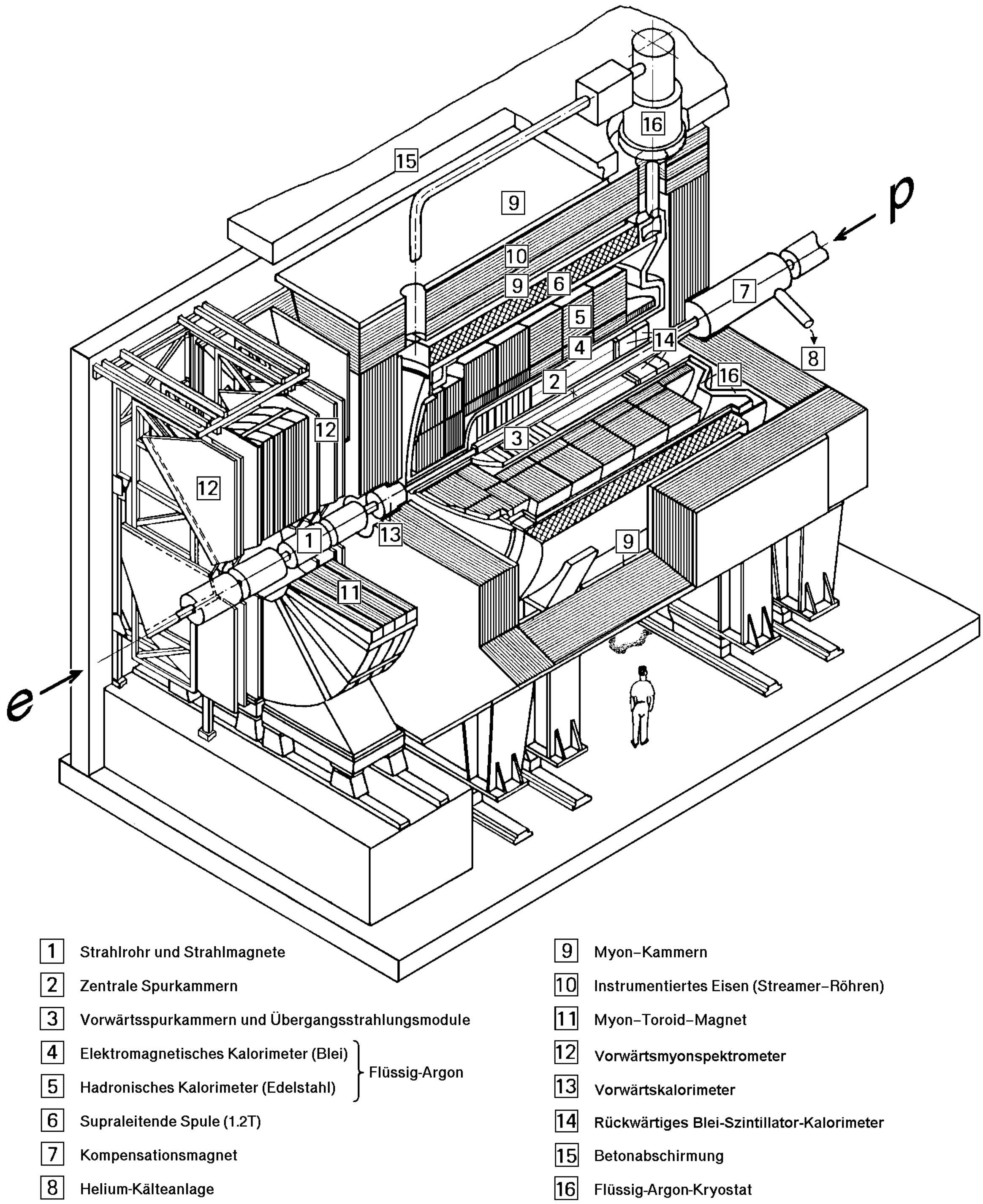


Abbildung 2.3: Schematische Ansicht des H1-Detektors.

Das Hauptkalorimeter ist ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LArC) [61]. Es überdeckt einen Winkelbereich von $4^\circ \leq \theta \leq 154^\circ$. In Rückwärtsrichtung, $151^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$, ist das Blei-Szintillator-Kalorimeter SpaCal [62] installiert. In der extremen Rückwärtsrichtung ermöglicht ein Wolfram-Szintillator-Kalorimeter (VLQ [63]) den Nachweis von mit geringem Impulsübertrag gestreuten Elektronen. Die Lücke zum Strahlrohr wird in Vorwärtsrichtung durch ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter (PLUG) [64] geschlossen. Die beiden letztgenannten Kalorimeter spielen in vorliegender Analyse keine Rolle.

2.2.1.1 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LArC) befindet sich in einem einzigen Kryostaten, der das flüssige Argon auf einer Betriebstemperatur von 90.2 K hält. Kennzeichnend für die Flüssig-Argon-Kalorimetrie ist die hohe Stabilität, die vergleichsweise einfache elektronische Kalibration, die feine Segmentierbarkeit und Homogenität [65]. Diese erlauben eine sehr gute Auflösung bei der Energie- und Ortsmessung der gestreuten Elektronen sowie eine gute Auflösung bei der Energieflußmessung der Hadronen. Das LArC ist die wichtigste Komponente der vorliegenden Arbeit.

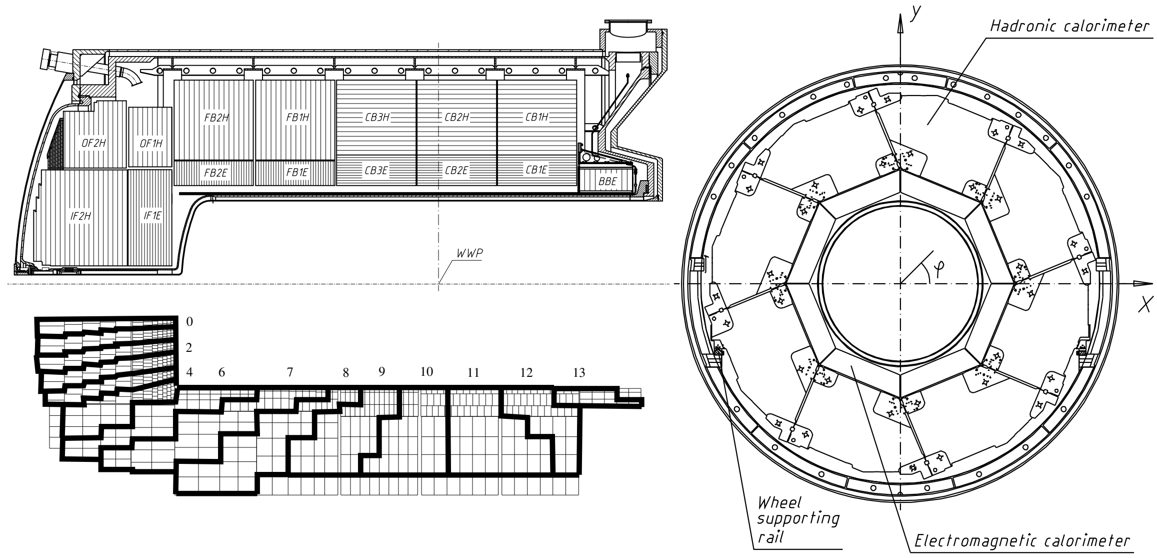


Abbildung 2.4: Längs- und Querschnitt des Flüssig-Argon-Kalorimeter. Die oberen Hälfte des Längsschnitts zeigt die Ausrichtung der Absorberplatten, in der unteren sind die projektiven Triggertürme hervorgehoben (siehe Abschnitt 4.2). Im Querschnitt ist die Struktur der Oktanten zu erkennen.

Aufbau des LAr-Kalorimeters

Das LArC ist entlang der Strahlachse in acht Räder, die sogenannten „Wheels", unterteilt. Für die Kalorimetermodule haben sich die folgenden englischen Bezeichnungen durchgesetzt: „Backward Barrel Electromagnetic" (BBE), drei Wheels im Zentralbereich „Central Barrel" (CB1, CB2, CB3), zwei Wheels im Vorwärtsbereich „Forward Barrel" (FB1, FB2) sowie das äußere und innere Vorwärtskalorimeter „Outer Forward" (OF) bzw. „Inner Forward" (IF).

Jedes Wheel ist azimuthal in acht identische Oktanten unterteilt. Bis auf das BBE, das nur aus einem elektromagnetischen Teil besteht und dem rein hadronischen OF, sind alle Module in einen inneren elektromagnetischen (E) und einen äußeren hadronischen Teil (H) unterteilt. Zwischen den einzelnen Modulen gibt es nicht sensitive Bereiche. Die Lücken zwischen den Wheels werden als z-Cracks bezeichnet, die zwischen den Oktanten als ϕ-Cracks.

Im elektromagnetischen Teil wechseln sich 2.4 mm starke Bleiplatten als Absorber mit 2.4 mm dicken Schichten flüssigen Argons als aktivem Medium ab. Im hadronischen Teil dienen 16 mm starke Edelstahlplatten als Absorber. Der elektromagnetische Teil hat eine Tiefe von 20-30 Strahlungslängen, das gesamte Kalorimeter entspricht 4-8 hadronischen Absorptionslängen. Die Aborberplatten sind horizontal oder vertikal zur Strahlachse so ausgerichtet, daß ein vom Wechselwirkungspunkt (WWP) kommendes Teilchen unter einem Winkel von mindestens 45° auftrifft.

Die Kalorimetermodule sind longitudinal (z), azimuthal (ϕ) und radial (r) in Auslesezellen („geometric pads", GP) unterteilt. Die Größen der Zellen variieren und sind für die Messung der longitudinalen und transversalen Ausdehnung elektromagnetischer Schauer optimiert. Der elektromagnetische Teil besteht aus 30784, der hadronische aus 13568 Auslesezellen. Diese hohe Granularität ermöglicht sowohl eine präzise Ortsmessung als auch eine gute Trennung elektromagnetischer und hadronischer Schauer.

Energiemessung mit dem LAr-Kalorimeter

Primäre Teilchen erzeugen in den Absorberplatten im wesentlichen durch Bremsstrahlung und Paarbildung sekundäre Teilchenschauer, die das flüssige Argon ionisieren. Die freigesetzten Elektronen werden nach dem Prinzip einer Ionisationskammer von Ausleseflächen aufgesammelt. In den Auslesezellen wird die im aktiven Medium deponierte Energie als Stichprobe des Gesamtschauers in Form von Ladung deponiert und nachgewiesen. Mit Hilfe von Testpulsmessungen wird eine Ladungskalibration der einzelnen Auslesezellen vorgenommen. Die Ladungswerte werden anschließend durch eine Energiekalibration in Teilchenenergien konvertiert. Dabei wird inaktives Material vor den Zellen berücksichtigt. Das elektronische Rauschen in den Zellen wird mit Hilfe von Algorithmen zur Rauschunterdrückung weitgehend eliminiert, ohne die Energiemessung für echte Teilchen nachhaltig zu beeinträchtigen. Die Energierekonstruktion faßt Gruppen von Zellen zu sogenannten Clustern zusammen. Diese entsprechen näherungsweise den Energiedepositionen einzelner Teilchen.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist ein nicht kompensierendes Kalorimeter. Bei gleicher Primärenergie erzeugt ein nur elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen, wie das gestreute Elektron, ein höheres Signal als ein hadronisches Teilchen. Die wahren Energien hadronischer Schauer können jedoch durch geeignete Gewichtungsverfahren rekonstruiert werden, die in hadronischen Schauern lokale elektromagnetische Schauer erkennen.

Die Energieauflösung des Kalorimeters ist durch die statistischen Schwankungen der Stichprobe dominiert. Die Auflösung wurde mit Hilfe von Teststrahlmessungen am CERN experimentell ermittelt. Für Elektronen und Photonen ergibt sich eine Auflösung von [66]

$$\sigma(E)/E = 12\%/\sqrt{E/GeV} \oplus 1\%$$

und für Hadronen von [67]

$$\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E/GeV} \oplus 2\%.$$

Die Endgültige Kalibration der Energiemessung des gestreuten Elektrons wird in Abschnitt 5.4 vorgenommen. Weitere Details zur hadronischen Energiemessung werden in Abschnitt 5.5 beschrieben.

2.2.1.2 Das SpaCal

Der rückwärtige Detektorbereich wird durch das SpaCal abgeschlossen, das sich zwischen $z = -151$ cm und $z = -244$ cm befindet. Es besteht aus einem elektromagnetischen und einem dahinterliegenden hadronischen Teil. Der innere Radius um das Strahlrohr beträgt 5.7 cm, der äußere Radius 80 cm. Das SpaCal deckt somit einen Winkelbereich von $151^\circ \leq \theta \leq 178^\circ$ ab.

Das SpaCal besteht aus gekerbten Bleiplatten, in die Szintillatorfasern parallel zur Strahlachse eingebettet sind Wegen der Geometrie der Fasern wird das rückwärtige Kalorimeter als „spaghetti calorimeter“, SpaCal, bezeichnet.

Der elektromagnetische Teil besteht aus 1192 Zellen mit einem Volumen von jeweils $4 \times 4 \times 25$ cm^3. Die Tiefe von 27.5 Strahlungslängen stellt sicher, daß die Energie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen vollständig im elektromagnetischen Teil des SpaCal enthalten ist. Die Energieauflösung beträgt $\sigma(E)/E = 7\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 1\%$.

Der hadronische Teil besteht aus 136 Zellen mit einem Volumen von $12 \times 12 \times 25$ cm^3.Der Querschnitt entspricht in etwa der lateralen Ausdehnung hadronischer Schauer. Elektromagnetischer und hadronischer Teil sind zusammen etwa zwei nukleare Absorptionslängen tief. Die hadronische Energieauflösung beträgt etwa $\sigma(E)/E = 30\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$.

Hauptzweck des rückwärtigen Kalorimeters ist die Energiemessung des gestreuten Elektrons in Ereignissen des neutralen Stroms bei Impulsüberträgen $Q^2 \leq 120$ GeV^2. In vorliegender Arbeit wird das SpaCal zur Messung hadronischer Aktivität im Rückwärtsbereich verwendet.

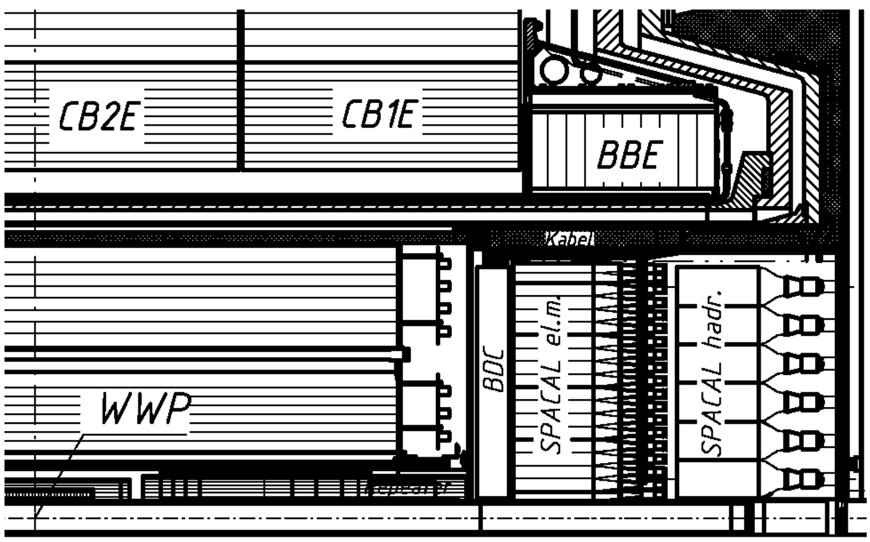


Abbildung 2.5: Der Rückwärtsbereich des H1-Detektors in der Seitenansicht. Es werden das Blei-Szintillator-Kalorimeter (SpaCal) sowie die Module BBE, CB1E und CB2E des LArC gezeigt. Innerhalb der Kalorimeter befindet sich das Spurkammersystem.

2.2.2 Das Spurkammersystem

Im Innern des Detektors befindet sich das Spurkammersystem. Es dient der Spurrekonstruktion, Vertexbestimmung, Impulsmessung und Teilchenidentifikation. Darüber hinaus werden Signale einzelner Komponenten als Trigger benutzt. Um über den gesamten Winkelbereich eine hohe Effizienz für den Trigger und die Spurrekonstruktion zu erreichen, ist das Spurkammersystem in zwei mechanisch unabhängige Module unterteilt, den Zentralen Spurdetektor (CTD[1]) und den Vorwärtspurdetektor (FTD[2]).

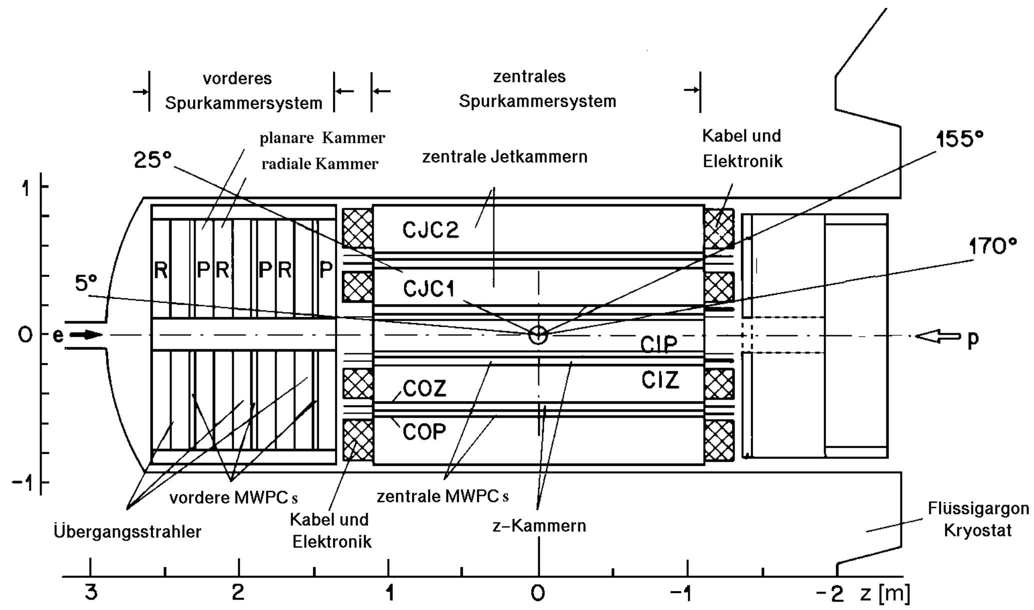


Abbildung 2.6: Seitenansicht des H1-Spurkammersystems.

2.2.2.1 Die Zentralen Spurkammern

Der CTD besteht aus sechs Spurkammern, die im Bereich von -110 cm $< z <$ $+110$ cm konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Hauptkomponenten des CTD sind die zentralen Jetkammern, **CJC1** und **CJC2** [68], Es handelt sich dabei um Driftkammern, deren 2640 Signaldrähte parallel zur Strahlröhre angeordnet sind. Die CJC1 besteht aus 30 Zellen, mit jeweils 24 Signaldrähten, die CJC2 aus 60 Zellen à 32 Drähten. Wie in Abbildung 2.7 zu sehen, sind die Driftzellen 30° gegenüber der radialen Richtung geneigt. Dadurch driften die Ionisationselektronen etwa rechtwinklig zu den hochenergetischen Spuren, was die Spurauflösung optimiert. Zusätzlich treten weniger Mehrdeutigkeiten auf. Es wird eine Ortsauflösung von etwa 170 μm in der xy-Ebene ($= r\varphi$-Ebene) und eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p^2 < 0{,}01$ GeV^{-1} erreicht. Mittels Ladungsteilung wird die z-Koordinate mit einer Genauigkeit von etwa 2 cm gemessen.

Eine präzisere Messung der z-Koordinate ist durch die innere uns äußere z-Kammer, **CIZ** und **COZ** [69], möglich. Diese Kammern sind ebenfalls Driftkammern, deren Drähte

[1]CTD: eng.: central tracking detector
[2]FTD: eng.: forward tracking detector

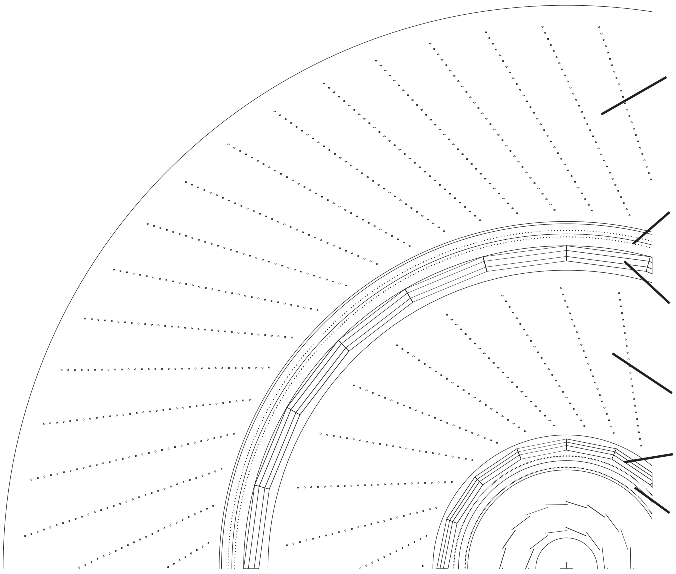


Abbildung 2.7: Radialer Ausschnitt des zentralen Spurdetektors.

jedoch senkrecht zur Strahlachse verlaufen. Jedes der 15 (CIZ) bzw. 24 (COZ) Module der z-Kammern besteht aus jeweils vier konzentrisch angeordneten Signaldrähten. Die Ortsauflösung der z-Kammern in Richtung der Strahlachse beträgt 0.26 mm (CIZ) bzw. 0.20 mm (COZ).

Die Zentralen Proportionalkammern, **CIP** und **COP** [70,71], sind Vieldrahtproportinalkammern[3], die ein schnelles Zeitsignal mit einer Auflösung von 21 ns zur Verfügung stellen. Diese Zeitauflösung erlaubt es, die Spuren eindeutig einer Teilchenkollision zuzuordnen. Die Kammern sind in ϕ in 8 (CIP) bzw. 16 (COP) Segmente unterteilt, in z in 60 (CIP) bzw. 18 (COP) Segmente. Kombinationen von Segmenten von CIP und COP werden zusammen mit den Vorwärtsproportionalkammern verwendet, um auf geladene Teilchen zu triggern die vom Wechselwirkungspunkt stammen.

2.2.2.2 Die Vorwärtsspurkammern

Der FTD [72, 73] besteht aus drei identischen Supermodulen, die hintereinander entlang der Strahlachse installiert sind. Jedes Supermodul besteht aus drei planaren Driftkammern, deren Auslesedrähte jeweils um 60° rotiert sind, einer Vieldrahtproportionalkammer für den Trigger und einer weiteren Driftkammer, deren Auslesedrähte radial ausgerichtet sind. Im FTD werden geladene Teilchen mit Polarwinkeln $5^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$ nachgewiesen. Aus der Spurinformation des FTD allein kann der Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden.

2.2.2.3 Spur- und Vertexrekonstruktion

Spuren der geladene Teilchen und der Wechselwirkungspunkt (Vertex) werden während der Ereignisrekonstruktion aus den Trefferpunkten (Hits) der Spurkammern rekonstruiert. Zunächst werden die Hits in CJC und FTD analysiert und Spursegmente gebildet. An jede

[3]engl.: multiwire proportional chamber, MWPC

Spur wird eine Helix angepaßt, deren Parameter die Spur charakterisieren: die Krümmung κ, der kleinste Abstand der Helix zur z-Achse d_{ca}(„distance of closest approache“), der Azimuthwinkel am Punkt des kleinsten Abstands ϕ, Polarwinkel am Punkt des kleinsten Abstands θ und die z-Koordinate für den Punkt des kleinsten Abstands. Für Spuren, die vom Ort der Wechselwirkung kommen, lassen sich die Parameter verbessern, indem ein erneuter Spurfits durchgeführt wird, der einen gemeinsamen Ursprung der Spuren fordert. Während dieser Anpassung werden die Hits der z-Kammern, die nahe am Durchstoßpunkt der Spur gefunden werden, der Spur zugeordnet und in die Spuranpassung miteinbezogen. Diese Spuren werden im folgenden als DTRA-Spuren bezeichnet. Für Spuren, die nicht dem gemeinsamen Vertex zugeordnet werden konnten, steht nur die Parametrisierung ohne Vertexrandbedingung zur Verfügung, die sogenannte DTNV-Spur.

2.2.3 Das Zentrale Myonsystem

Das Eisenjoch, das den magnetischen Fluß der Solenoidspule zurückführt, ist mit 16 Lagen Plastik-Streamerkammern instrumentiert. Die vier Komponenten („Forward Endcap“, „Forward Barrel“, „Backward Barrel“ und „Backward Endcap“ genannt) [74] überdecken zusammen den Polarwinkelbereich von $4° < \theta < 175°$. Aus der digitalen Trefferinformation der Drähte werden sogenannte Eisenspuren (iron tracks) rekonstruiert, die zur Identifikation von Myonen verwendet werden. Aus den analogen Signalen kann die Energie von hadronischen Teilchen bestimmt werden, die nicht im Flüssig-Argon-Kalorimeter absorbiert wurden. In vorliegender Analyse wird das Zentrale Myonsystem zur Identifikation von Untergrundereignissen verwendet.

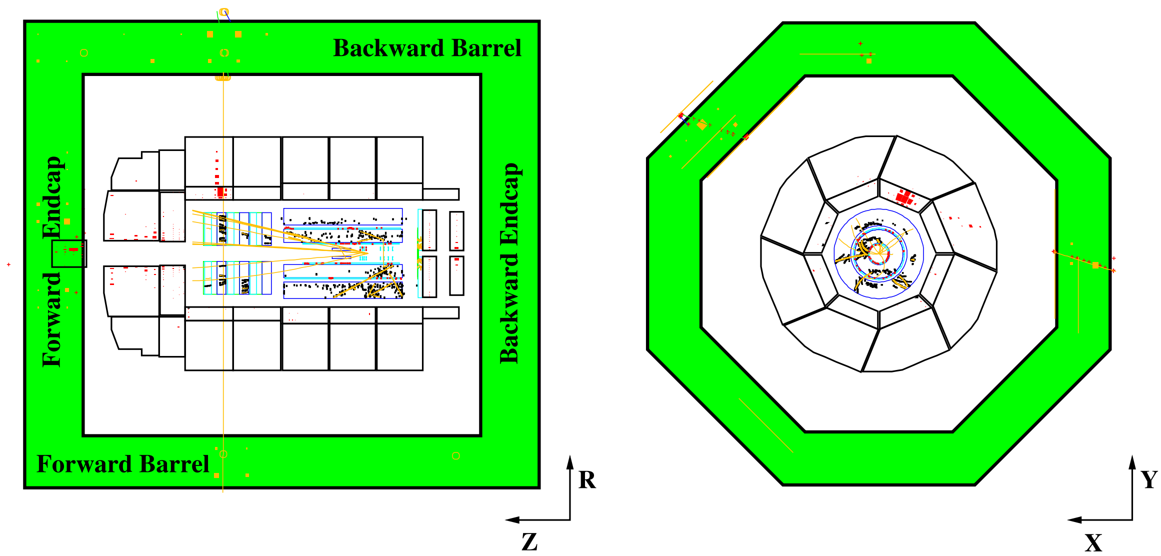


Abbildung 2.8: Das Zentrale Myonsystem im Längs- und Querschnitt, unterteilt in „Forward Endcap“, „Forward Barrel“, „Backward Barrel“ und „Backward Endcap“.

2.2.4 Das ToF-System

Das Flugzeit-System („time of flight“, ToF) besteht aus Szintillatoren, die in vier Stationen entlang des Strahlrohrs installiert sind. In Vorwärtsrichtung ist das FToF („forward ToF“) bei $z = 790$ cm zu finden, das PToF („Plug ToF“) bei $z = 540$ cm und das FIT („forward interaction timing“) bei $z = 260$ cm. Das rückwärtige ToF ist in den VLQ integriert („VLQ-ToF“). Zusätzlich sind zwei Szintillatorwände, die sogenannten Veto-Wände, bei $z = -810$ cm und $z = -650$ cm installiert. Alle diese Szintillatoren haben eine sehr hohe Zeitauflösung mit einer Präzision von 1 ns. Dies ermöglicht strahlinduzierten Untergrund, der nicht zum nominellen Zeitpunkt der Wechselwirkung registriert wird, bereits im Trigger zurückzuweisen.

2.2.5 Das Luminositätssystem

Die Luminositätsmessung basiert auf dem Nachweis von Bethe-Heitler Bremsstrahlungsprozessen $ep \to ep\gamma$ [75]. Da der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion sehr groß und genau bekannt ist, kann unter Berücksichtigung der Detektor Akzeptanz die Luminosität aus der Ereignisrate berechnet werden. Abbildung 2.9 zeigt einen Überblick über das Luminositätsystem.

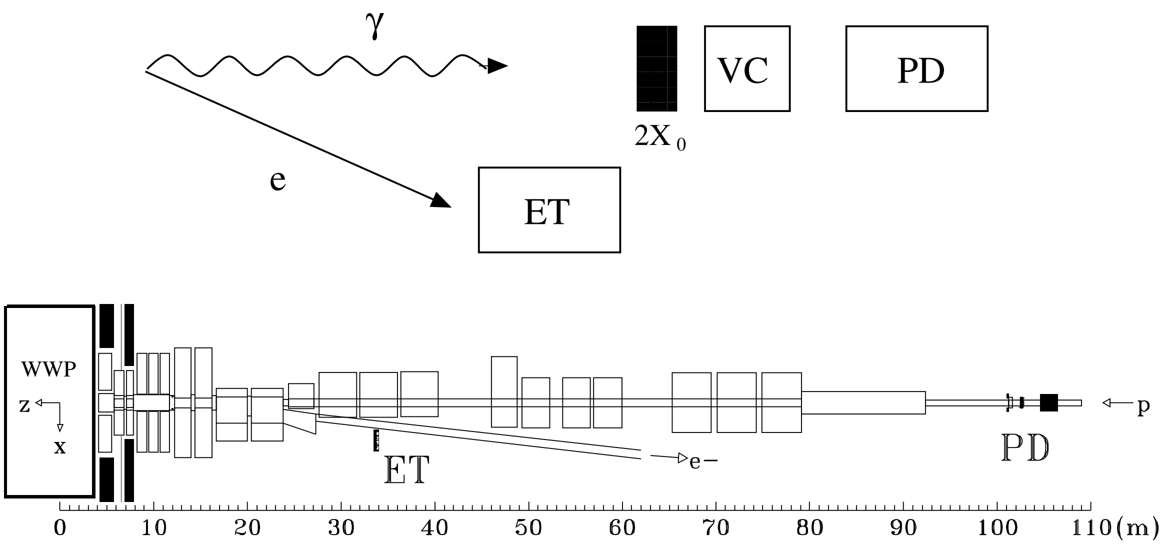


Abbildung 2.9: Das H1-Luminositätssystem, bestehend aus Elektrontagger (ET) und Photontagger (PD, Photondetektor). Oberhalb ist der Bethe-Heitler Bremsstrahlungsprozeß skizziert.

Das Luminositätsystem dient mehreren Zwecken [76, 77]:

- Online Luminositätsmessung mit der Koinzidenzmethode, bei der Elektron e und Photon γ gleichzeitig nachgewiesen werden.
- Offline Luminositätsmessung mit der Ein-Photon-Methode, die die Rate von Ereignissen mit einem Photon über einer bestimmten Schwelle auszählt.
- Überwachung des Elektronstrahls für die HERA-Maschine

- Energiemessung für gestreute Elektronen mit einem Impulsübertrag $Q^2 < 0.01\ GeV^2$ in sogenannten getaggten Photoproduktionsereignissen, wobei der Photondetektor als Veto gegen Bremsstrahlungsereignisse verwendet wird.

- Messung des von DIS-Ereignissen, bei denen vor der Wechselwirkung ein Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt wird, sogenannte ISR-Ereignisse

Das Luminositätssystem besteht aus zwei kleinen Elektromagnetischen Kalorimetern, dem Elektrontagger (ET) und dem Photon Detektor (PD). Beide Kalorimeter befinden sich im HERA-Tunnel, der ET bei $z = -34.4$ m, der PD bei $z = -102.9$ m. Elektronen mit einer Energie zwischen 10 GeV und 20 GeV werden von der Strahloptik abgelenkt, verlassen das Strahlrohr durch ein Austrittsfenster bei $z = -27.3$ m und treffen dann den ET. Die Winkelakzeptanz des ET beträgt etwa 5 mrad. Die Photonen verlassen das Protonstrahlrohr durch ein Austrittsfenster bei $z = -92.3$ m und treffen dann im PD auf. Die Winkelakzeptanz des PD beträgt etwa 0.45 mrad.

Kapitel 3

Ereignis- und Detektorsimulation

Bei der Messung von Wirkungsquerschnitten ist es erforderlich, Akzeptanz, Effizienz und Auflösung des Detektor-Systems zu korrigieren. Monte-Carlo-(MC)-Programme haben sich als ein wichtiges Hilfsmittel etabliert, um diese Korrekturen zu bestimmen. Die Akzeptanzkorrekturen und Korrekturen aufgrund der Auflösung der kinematischen Variablen lassen sich nur sehr schwer aus den Daten direkt bestimmen, da verschiedene Effekte korreliert auftreten können. Die Akzeptanz zum Beispiel hängt von den Strahlungskorrekturen ab. Deshalb wird eine MC-Simulation verwendet, um von der gemessenen Anzahl der Ereignisse auf den Wirkungsquerschnitt zu entfalten. Falls die MC-Simulation die Daten in allen relevanten Aspekten korrekt beschreibt, kann die Entfaltung vereinfacht und eine sogenannte „bin-by-bin"-Korrektur verwendet werden (siehe dazu Abschnitt 7.3). Schwerpunkt vorliegender Analyse ist es, sicherzustellen, daß die Detektorantwort richtig modelliert ist. Die Effizienzen aller Selektionskriterien, Detektor-Kalibration und Auflösung werden direkt aus den Daten bestimmt. Sobald eine Abweichung der Simulation von den Daten auftritt, wird die Simulation angepaßt, so daß diese das Verhalten der Daten modelliert.

3.1 Simulation der DIS-Ereignisse

Ereignisse der tief inelastischen Streuung werden mit dem DJANGO-Programm [78] generiert. DJANGO basiert auf HERACLES [79], für die elektroschwache Wechselwirkung, und LEPTO [80]. LEPTO verwendet das Farb-Dipol-Modell in seiner Implementierung in ARIADNE [81], um die QCD Dynamik zu generieren. Die Hadron-Fragmentation wird mit dem JETSET [82]-Programm modelliert. Die Ereignisse werden mit den MRSH [53] Partonverteilungen (engl.: parton density function, PDF) erzeugt, und dann entsprechend dem Wirkungsquerschnitt, der unter Verwendung der PDFs eines NLO-QCD-Fits berechnet wird, umgewichtet. Dieser Fit [19], der auf Daten der „fixed target"-Experimenten NMC [56] und BCDMS [55] sowie den H1 e^+p Daten erfolgte, liefert eine gute Beschreibung der Daten und wird im folgenden als H1 97 PDF Fit bezeichnet. Graphische Darstellungen von tief inelastischen Elekron-Proton-Streuereignissen werden in Anhang B.1 gezeigt.

3.2 Simulation der Untergrundereignisse

Zur Messung des Wirkungsquerschnitts ist es außerdem erforderlich, den Einfluß von Ereignissen abzuschätzen, die das Signal eines tief inelastischen Streuprozesses im Detektor vortäuschen. Es werden die folgenden Prozesse berücksichtigt:

- Photoproduktion(γp)-Ereignisse sind die wichtigste Untergrundklasse. Diesem Prozeß liegt eine Elektron-Proton-Wechselwirkung mit sehr geringen Impulsübertrag Q^2 zugrunde, so daß das ausgetauschte Photon quasi reell ist. Das Elektron wird nur geringfügig abgelenkt und wird deshalb nicht im Zentraldetektor nachgewiesen. Photoproduktionsereignisse, in denen das Elektron im Elektrontagger nachgewiesen wird, werden als getaggte Photoproduktionsereignisse bezeichnet. Photoproduktionsereignisse werden mit PYTHIA [83] generiert, das die GRV Partonverteilungen in führender Ordnung für Photon und Proton [84] verwendet.

- Bei tief inelastischen Streuereignissen mit niedrigem Impulsübertrag $Q^2 \lesssim 60$ GeV^2 wird das Elektron unter kleinem Winkel gestreut, so daß es in der Regel im SpaCal nachgewiesen wird. Wird ein Teilchen des hadronischen Endzustands als Elektron mißidentifiziert, tragen diese Ereignisse zum Untergrund bei.

- Elastische QED-Compton-Ereignisse ($ep \to ep\gamma$ werden ebenfalls bei der Abschätzung des Untergrundes berücksichtigt. Obwohl durch das ausgetauschte Photon im allgemeinen nur ein geringer Viererimpuls Q^2 übertragen wird, können das Elektron und Photon des Endzustands ins LArC gestreut werden, wenn die Virtualität des intermediären Elektrons groß ist (siehe Abb. 1.6b). Diese Ereignisse werden zur Überprüfung der Kalibration bei niedrigen Energien eingesetzt, wobei LAr-LAr-Compton-Ereignisse von LAr-SpaCal-Compton-Ereignissen unterschieden werden. Bei ersteren werden sowohl Elektron als auch Photon im LArC nachgewiesen, bei letzteren ist eines der beiden Teilchen im LArC, das andere im SpaCal zu finden. Zur Simulation der QED-Compton-Ereignisse wird der MC-Generator COMPTON [85] verwendet.

- Ereignisse mit Lepton-Paar-Erzeugung tragen ebenfalls zum Untergrund bei, wenn das erzeugte Lepton-Paar ein e^-e^+-Paar ist, $e^-p \to e^-pe^-e^+$oder $e^-p \to e^-Xe^-e^+$. Ereignisse der Elektron-Paar-Erzeugung werden mit dem Generator LPAIR [86, 87] simuliert.

Den Untergrundereignissen muß nicht notwendigerweise eine Elektron-Proton-Kollision zugrunde liegen. Beispiele für die wichtigsten Ereignisklassen, die nicht auf Elektron-Proton-Kollisionen zurückzuführen sind, sind

- Wechselwirkungen des Protonstrahls mit der Strahlrohrwand und mit Teilchen des Restgases im Strahlrohr, sogenannter „Strahl-Wand-“ und „Strahl-Gas-Untergrund“,

- Ereignisse mit sogenannten Halo-Myonen, die in Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Reaktionen weit entfernt von der H1-Wechselwirkungszone erzeugt wurden und parallel zur Strahlachse den Detektor durchqueren,

- Wechselwirkungen von Myonen der Kosmischen Höhenstrahlung innerhalb des Detektors.

Diese Ereignisse brauchen nicht simuliert zu werden. Sie werden durch einfache Schnitte auf Ereignis-Vertex und -zeitpunkt aus dem Datensatz entfernt. Spezielle Suchalgorithmen (siehe Abschnitt 5.6.3) eliminieren die verbliebenen Ereignisse.

Beispiele für die hier genannten Untergrundereignisse sind in Anhang B.2 zu finden.

3.3 Simulation des H1-Detektors

Nachdem durch die oben genannten Ereignis-Generatoren die Endzustandsteilchen der Elektron-Proton-Kollisionen erzeugt sind, erfolgt die detaillierte Simulation der Detektorantwort. Dazu wird das H1SIM-Programm [88] verwendet, basierend auf der GEANT-Software [89] zur Beschreibung der Detektorgeometrie und der Wechselwirkung der Teilchen mit der Detektormaterie. Die Eingabe-Parameter zur Beschreibung der Materialeigenschaften und Kalibration der Detektorantwort wurden in Teststrahlmessungen bestimmt und mit den Daten aus Elektron-Proton-Kollisionen optimiert. Bei Simulation der Energieantwort der Kalorimeter wird die Entwicklung elektromagnetischer und hadronischer Schauer durch eine effektive Parametrisierung beschrieben [90, 91]. Die simulierten Ereignisse und Daten-Ereignisse durchlaufen die gleichen Rekonstruktionsprogramme und die gleiche Analysekette. Bei Vergleichen zwischen Daten und simulierten Ereignissen (MC), die in vorliegender Analyse gezeigt werden, sind die simulierten Spektren auf die integrierte Luminosität der Daten normiert. In den Abbildungen werden unter der Bezeichnung MC γp alle ep-induzierten Untergrundereignisse zusammengefaßt.

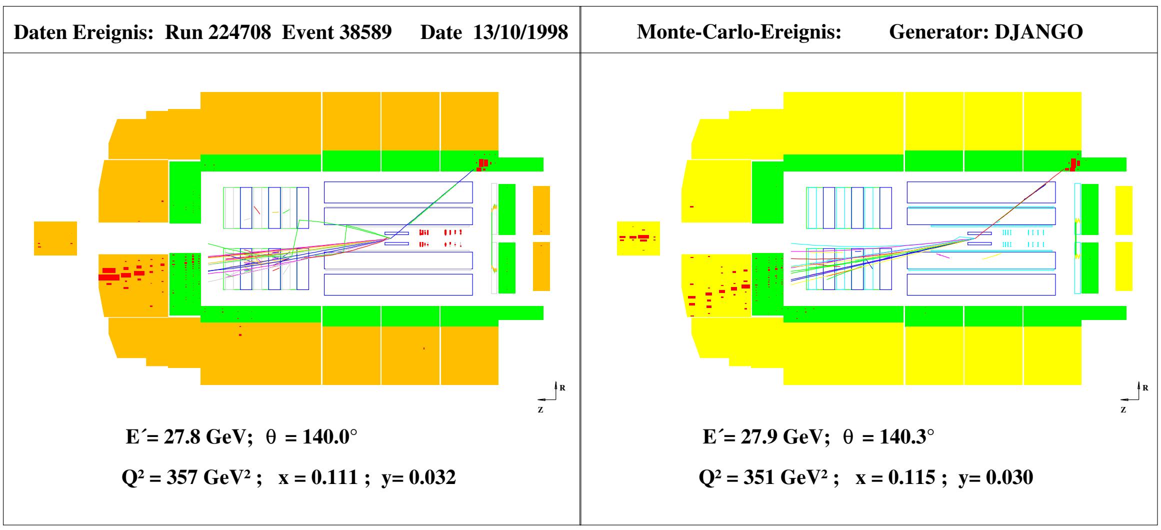


Abbildung 3.1: Gegenüberstellung von Daten-(links) und Monte-Carlo-Ereignis (rechts).

Kapitel 4

Trigger

Die Aufzeichnung der Signale der Detektorkomponenten wird durch das mehrstufige Triggersystem des H1-Experiments [92] ausgelöst. Die wichtigste Komponente zum Erkennen von Ereignissen des neutralen Stroms ist der Flüssig-Argon-Kalorimeter-Trigger (LArT) [93].

Dieses Kapitel beschriebt zunächst das H1-Triggersystem sowie den Flüssig-Argon-Kalorimeter-Trigger. Im Anschluß daran werden die Trigger für Ereignisse des neutralen Stroms diskutiert, und eine Parametrisierung der Triggereffizienz erarbeitet.

4.1 Das H1-Triggersystem

Die gesamte Detektorinformation wird über $2.7 \cdot 10^5$ elektronische Kanäle ausgelesen. Für ein einzelnes Ereignis ergibt sich ein Datenumfang von etwa 3 MByte, der durch Nullunterdrückung („zero-suppression") auf 50 bis 100 kByte komprimiert wird. Die Rate, mit der die Daten dauerhaft gespeichert werden, ist auf etwa 40 Hz festlegt, um die Rechen- und Datenzugriffszeiten für Rekonstruktion, Datenselektion und Analyse in einem handhabbaren Rahmen zu halten.

Alle 96 ns durchdringen sich Elektron- und Protonbündel. Daraus ergibt sich ein Rate von 10.4 MHz von möglichen Ereignissen. Elektron-Proton-Kollisionen, bei denen Teilchen in den Zentraldetektor gestreut werden, finden jedoch nur äußerst selten statt. Wesentlich häufiger sind Reaktionen der Protonen mit der Wand des Strahlrohrs oder mit Atomen des Restgases. Die Rate dieser Untergrundereignisse ist abhängig von der Fokusierung der Teilchenstrahlen sowie der Qualität des Vakuums im Strahlrohr und beträgt typischerweise 100 bis 200 kHz. Sie ist damit etwa 10^4mal größer als die Rate der Elektron-Proton-Wechselwirkungen.

Die Aufgabe, physikalisch interessante Ereignisse herauszufiltern und die Detektorauslese auszulösen, fällt dem Trigger zu. Die geforderte Ratenreduktion erreicht der Trigger in mehreren Schritten, den sogenannten Triggerstufen (engl: trigger level). Abbildung 4.1 gibt einen schematischen Überblick über diese Triggerstufen.

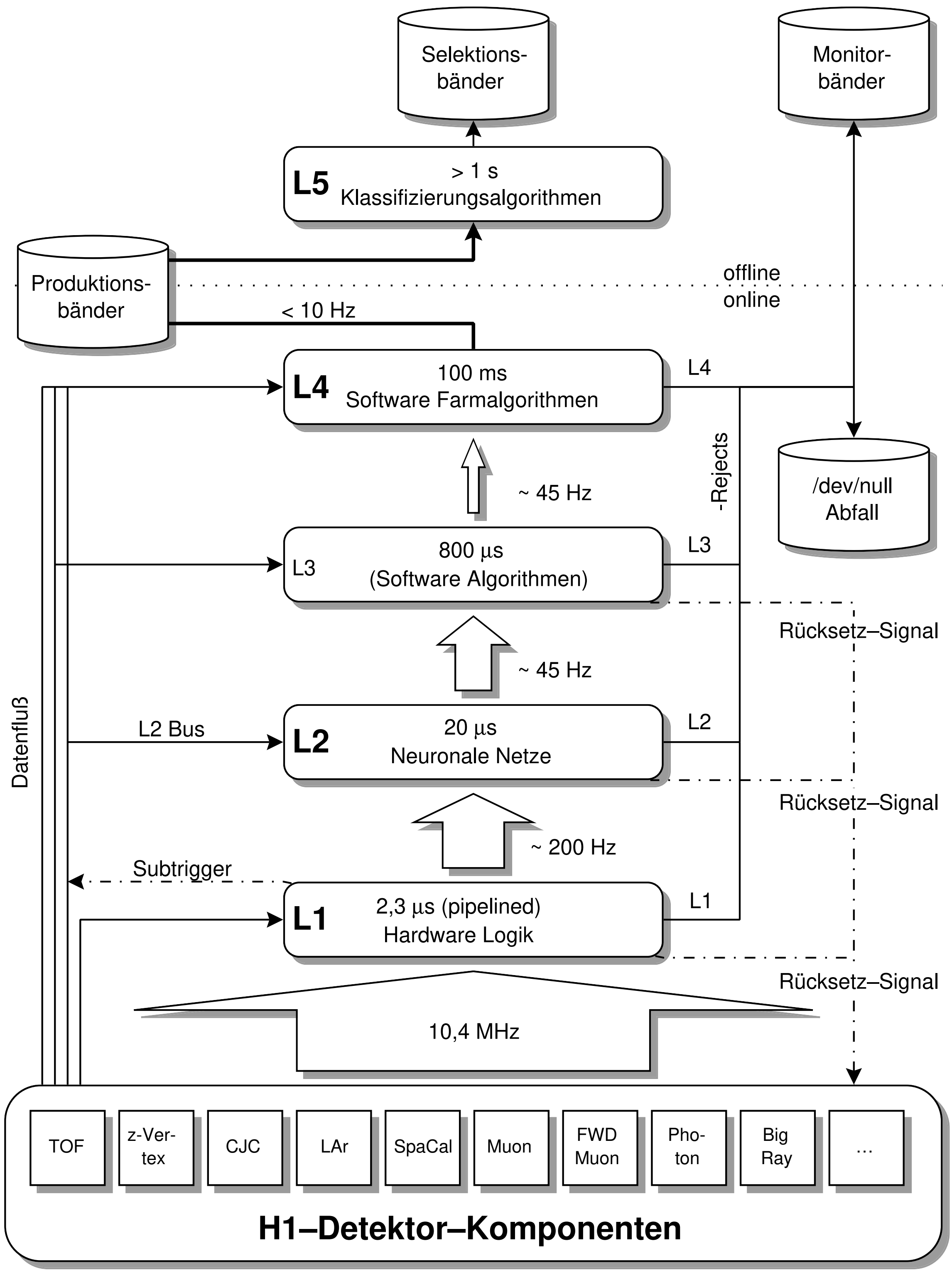


Abbildung 4.1: Das H1-Triggersystem. Dargestellt sind die Triggerstufen L1–L4 und deren maximale Eingangsrate und Verarbeitungszeit. Zur Vollständigkeit ist die erste „offline"-Verarbeitungsstufe (L5) dargestellt, die die auf Band geschriebenen Ereignisse klassifiziert. Seit 1997 wird diese Klassifikation bereits auf L4 durchgeführt.

4.1.1 Erste Triggerstufe – L1

Aufgabe der erste Triggerstufe ist es, für jede Bündeldurchdringung zu erkennen, ob ein Ereignis stattgefunden hat, und eine Vorauswahl potentiell interessanter Ereignisse zu treffen. Dazu werden aus den Triggersignalen einzelner Detektorkomponenten sogenannte Triggerelemente gebildet. Nicht alle Komponenten können ihre Signale innerhalb eines BC zur Verfügung stellen. Deswegen werden die Signale in einen Ringpuffer (Pipeline) gesendet und dort gehalten. Nach 24 BC (2.3 μs) liegen alle Triggerelemente vor. Die Zentrale Trigger-Logik (CTL) bildet aus den maximal 256 Triggerelementen durch logische Verknüpfungen 128 sogenannten Subtrigger. Ist mindestens eine der Subtriggerbedingungen erfüllt, wird die Pipeline angehalten, und die Signale können an die nächste Triggerstufe weitergegeben werden [94]. Ab diesem Zeitpunkt (L1-keep) können keine weiteren Ereignisse registriert werden, die Totzeit des Detektors beginnt. Hohe Raten einzelner Subtrigger werden durch sogenannte Prescale-Faktoren reduziert. Ein Prescale-Faktor n bedeutet, daß nur jedes n-te Ereignis durch diesen Subtrigger aufgezeichnet wird.

Die Triggerelemente und Subtrigger die in vorliegender Arbeit verwendet werden, werden in Abschnitt 4.3.1 beschrieben. Keiner der verwendeten Subtrigger ist mit einem Prescale-Faktor versehen.

4.1.2 Zweite Triggerstufe – L2

Da die Auslese eines Ereignisses etwa 1.5 ms benötigt, ist es sinnvoll, die von L1 getriggerten Ereignisse noch vor der Auslese einer genaueren Analyse zu unterziehen. Nach L1-keep klassifiziert die zweite Triggerstufe innerhalb von 20 μs die von L1 getriggerten Ereignisse als Untergrund- oder Physikkandidaten. L2 stehen zusätzlich zu den Triggerelementen auch detaillierte Informationen der als Trigger eingesetzten Detektorkomponenten zur Verfügung.

Es werden zwei Konzepte verfolgt: Der L2-Topo-Trigger [95] projiziert die Triggergrößen in $\theta - \phi$-Karten, mit denen topologische Relationen definiert werden. Aus diesen wird anschließend nach einem zuvor definierten Algorithmus ein „Abstand“ physikalischer Ereignisse zum Untergrund errechnet. Der L2-Neuronale-Netzwerk-Trigger [96] basiert auf künstlichen neuronalen Netzwerk-Algorithmen, die im hochdimensionalen Raum der Triggergrößen eine Mustererkennung durchführen.

Beide Systeme werden verwendet, um bestimmte L1-Subtrigger zu verifizieren und so eine hohe Rate dieser L1-Subtrigger herabzusetzten.

4.1.3 Dritte Triggerstufe – L3

Wird ein Ereignis von L2 akzeptiert (L2-keep), beginnen die zeitintensiven Ausleseoperationen wie die Nullunterdrückung der digitalen Driftkammersignale und die Digitalisierung der analogen Kalorimetersignale. Das ursprüngliche Triggerkonzept sieht vor, parallel zur Auslese weitere Untergrundereignisse herauszufiltern und gegebenenfalls die Auslese abzubrechen. Dem L3-Trigger stehen dazu maximal 800 μs zur Verfügung. Die dritte Triggerstufe wurde bisher nicht eingesetzt.

4.1.4 Vierte Triggerstufe – L4

Sobald die Datenauslese abgeschlossen ist, werden die Daten in einem Ereignispuffer zwischengespeichert und der Detektor zur weiteren Datennahme freigegeben. Die weitere Bearbeitung der Daten wird – asynchron zur HERA-Bunch-Crossing Frequenz – in etwa 30 parallel arbeitenden Mikroprozessoren vorgenommen. Jeder Prozessor bearbeitet ein zwischengespeichertes Ereignis, wobei zunächst die Spuren rekonstruiert und die Kalorimeterzellen zu Clustern zusammengefaßt werden. L4 verwirft Ereignisse, die auf Grundlage der vollständigen Detektorinformation als Untergrund klassifiziert werden.

4.2 Der Flüssig-Argon-Kalorimeter-Trigger

Im folgenden werden zunächst die wesentlichen Komponenten der Elektronik des LArT beschrieben. Durch eine Umrüstung der analogen Elektronik konnten die Energieschwellen des Triggers gesenkt werden.

4.2.1 Analoge und digitale Elektronik

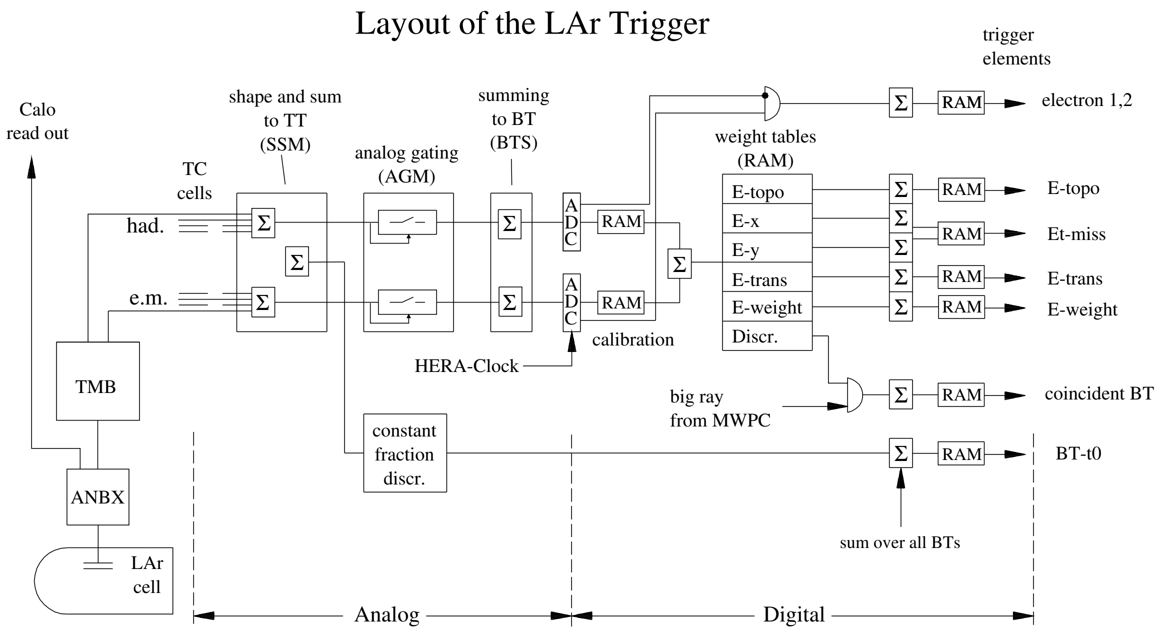


Abbildung 4.2: Schematisches Layout der LAr-Trigger-Elektronik

Der im folgenden beschriebene Informationsfluß in der Triggerelektronik [97] läßt sich in Abbildung 4.2 nachvollziehen. Das durch Ionisation in den Kalorimeterzellen erzeugte Signal wird über 10 m lange Kabel zu den **Analogboxen (ANBX)** übertragen, die auf dem Flüssig Argon Kryostaten montiert sind. Dort sind die **Analogkarten (ANCD)** zur Vorverstärkung der Signale installiert. Jede ANCD trägt Elektronik für 16 Kanäle. Für den Trigger werden auf der Analogkarte die Signale zu Triggerzellen summiert. Elektromagnetische Trigger-Zellen bestehen aus 16 Kanälen, hadronische aus vier Kanälen. Diese Summensignale werden zur Schaltwarte („trailor“) übertragen.

Auf dem **Trigger Merging Board (TMB)** werden die Triggerzellen zu Triggertürmen (TT) umgruppiert, die auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtet sind.

Die **Shaping and Summing Module (SSM)** verstärken die Signale der Triggerzellen mit kurzer Differenzierzeit. Verstärkung und Zeitpunkt des Signalmaximums können für jede Triggerzelle so eingestellt werden, daß bei der Summierung zu TT die Signalmaxima übereinander liegen. Wenn in einigen Trigger-Zellen z.B. Verunreinigung des flüssigen Argons oder Hochspannungsüberschläge zu anormal hohen Trigger-Signalen führen, können diese Zellen in den SSMs abgeschaltet werden. Die Summierung zu TT faßt bis zu vier elektromagnetische und bis zu sechs hadronische TC zusammen. Aus den SSMs werden die TT-Signale für den elektromagnetischen und hadronischen Teil sowohl getrennt als auch als Summe herausgeführt.

Die **Analog Gating Module (AGM)** vergleichen die TT-Signale mit einer Schwellenspannung und leiten nur Signale weiter, die diese Schwelle überschreiten. Durch die AGM-Schwelle wird schon sehr früh elektronisches Rauschen reduziert und somit weitgehend verhindert, daß Rauschen, insbesondere kohärentes Rauschen durch externe Störquellen, die Triggerentscheidung beeinflußt.

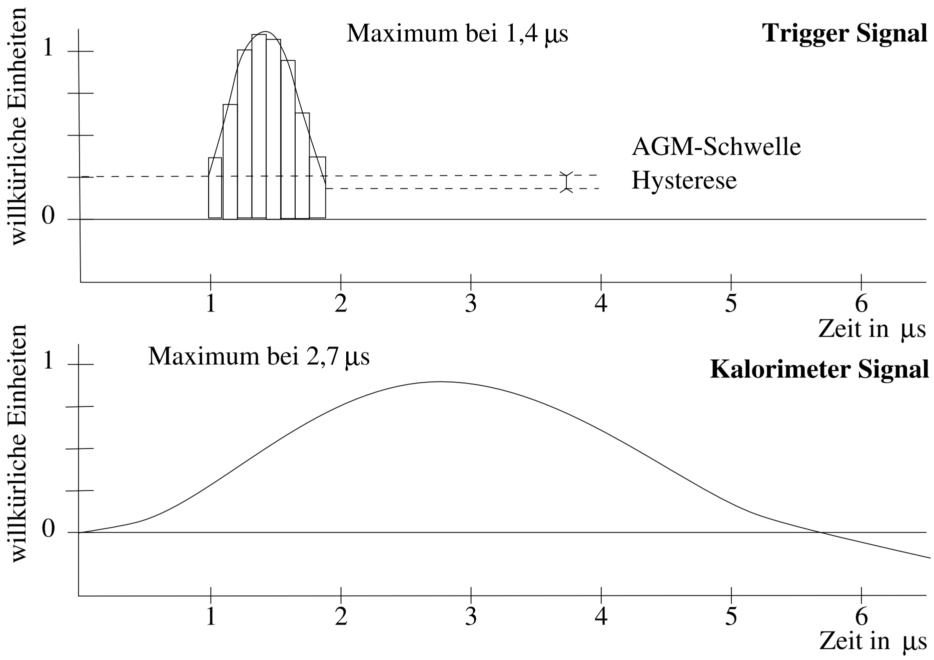


Abbildung 4.3: Vergleich der Signalformen des LAr-Triggers und der Kalorimeter-Auslese.

Liegt das Signal über der Schwelle, wird es bei der Addition zu sogenannten BigTowern (BT) berücksichtigt. Die **BigTower Summing units (BTS)** fassen bis zu vier TT zu einem BT zusammen, wobei elektromagnetische und hadronische Signale auch weiterhin getrennt behandelt werden. Insgesamt werden im Flüssig-Argon-Kalorimeter 240 BT in 14 θ-Bereichen gebildet.

Die elektromagnetische und hadronischen BT-Signale werden in 480 schnellen 8-Bit-Analog-Digital-Wandlern („flash analog digital converter“, **FADC**) synchron zur Frequenz der Bündeldurchdringungen von 10,4 MHz digitalisiert. Abbildung 4.3 oben skizziert das Trigger-Signal und das Ergebnis der Digitalisierung. Jeweils 16 weitere FADCs stehen zur Verfügung, um Triggersignale des Plug und SpaCal zu digitalisieren. Somit umfaßt das FADC-System des LAr-Kalorimeter-Triggers insgesamt 512 FADCs.

Der anschließende digitale Teil der Triggerelektronik, der sogenannte **Adder-Tree** („Summier-Baum“), berechnet mit der Taktfrequenz von 10,4 MHz aus den FADC-Einheiten die Flüssig-Argon-Triggerelemente (TE).

Das Elektron-Trigger-Bit eines BT wird gesetzt, sobald die Energie im Elektromagnetischen Teil des BT eine bestimmt Schwelle überschreitet und die Energie im hadronischen Teil unterhalb einer Veto-Schwelle liegt. Beide Schwellen können für jeden BT individuell eingestellt werden. Es stehen zwei Sätze voneinander unabhängiger Schwellen zur Verfügung (Electron_1 und Electron_2). Das TE Electron_1 bzw. TE Electron_2 wird aktiviert, wenn bei einer vorgegebenen Mindestzahl von BT ($\mathrm{NELEX}_{\mathrm{min}}$) das entsprechende Elektron-Trigger-Bit gesetzt ist.

Für die anderen Triggerelemente werden elektromagnetische und hadronische Energie abhängig von der BT-Adresse und der Energie selbst über eine frei programmierbare look-up table (FADC-RAM) gewichtet und zur Gesamtenergie des BT summiert. Über diese RAMs besteht die Möglichkeit, bereits in der ersten Triggerstufe die BT-Energien zu kalibrieren [98].

Die BT-Energie muß eine vorgegebene Schwelle (BT-Schwelle) überschreiten, um bei der Bildung der TE berücksichtigt zu werden. Diese Schwelle ist für jedes TE und jeden BT individuell einstellbar. Die BT-Energien werden wiederum über frei programmierbare lookup tables (BT-RAM) gewichtet. Durch Addition der gewichteten BT-Energien werden dann lokale (z.B. die Summe der Energie im IF) und globale Größen (z.B. die transversale Energie im gesamten Kalorimeter, E-trans) gebildet. Diese Energiesummen werden jeweils durch drei Schwellen (low, medium, high) diskriminiert und das entsprechende Triggerelement aktiviert.

Das TE LAr_T0 markiert das BC der Wechselwirkung. Die sogenannten T0-Module verzögern die Gesamtsummensignale der TT um 500 ns. Der Schnittpunkt des verzögerten mit dem ursprünglichen Signal legt den Ereigniszeitpunkt fest. Dies ermöglicht eine amplitudenunabhängige Bestimmung des Ereigniszeitpunkts („constant fraction discriminator“). Überschreitet der Puls eine für jeden TT einstellbare Schwelle (T0-Schwelle), führt dies zum Setzten des T0-Bit für das zugehörige BC Auch hierbei faßt man bis zu vier TT zu einem BT zusammen, wobei für das Setzen des T0-Bits eines BT das T0-Bit eines TT ausreicht.

Das TE LAr-BigRay, kurz LAr_BR, verlangt einen Spurkandidaten der Proportionalkammern (CIP,COP,FPC), BigRay genannt, der auf einen BT zeigt, dessen Energie über einer individuell einstellbaren Schwelle (BigRay-Schwelle) liegt. Die Anzahl der spurvalidierten BT wird abgezählt und von drei Schwellen diskriminiert.

Die Tabellen 4.1 und 4.2 geben eine Übersicht über alle Elemente des Adder-Tree. Die diskriminierten BT-Summen und BT-Bit-Zahlen gehen in die L1-Entscheidung der zentralen Trigger-Logik (CTL) ein. Die undiskriminierten BT-Summen und BT-Bit-Zahlen sowie die gesamte FADC-Information werden den L2-Systemen zur Verfügung gestellt.

Nr.	Name	Kurzbeschreibung	Werte	Nutzer
Topologische Summen:				
1	IFQ0		[0,255]	L2
2	IFQ1	Energiesummen der	[0,255]	L2
3	IFQ2	IF-Quadranten	[0,255]	L2
4	IFQ3		[0,255]	L2
5	IFTOT	IF-Gesamtenergie	[0,255]	L2
6	FTOT	Summe von IF und PLUG	[0,255]	L2
7	IFQUAD	diskrim. IF-Quadranten	[0,255]	intern
8	IFTOTD	diskrim. IF-Gesamtenergie	[0,3]	CTL
9	FTOTD	diskrim. IF+PLUG-Energie	[0,3]	CTL
10	PLUGQ0		[0,255]	L2
11	PLUGQ1	Energiesummen der	[0,255]	L2
12	PLUGQ2	PLUG-Quadranten	[0,255]	L2
13	PLUGQ3		[0,255]	L2
14	PLUGTOT	PLUG-Gesamtenergie	[0,255]	L2
15	PLUGQUAD	diskrim. PLUG-Quadranten	[0,255]	intern
16	PLUGTOTD	diskrim. PLUG-Energie	[0,3]	CTL
17	CBQ0		[0,255]	L2
18	CBQ1	Energiesummen der	[0,255]	L2
19	CBQ2	CB-Quadranten	[0,255]	L2
20	CBQ3		[0,255]	L2
21	CBTOT	CB-Gesamtenergie	[0,255]	L2
22	BCKTOT	Summe von CB und SpaCal	[0,255]	intern
23	CBQUAD	diskrim CB-Quadranten	[0,255]	intern
24	CBTOTD	diskrim CB-Gesamtenergie	[0,3]	CTL
25	BCKTOTD	diskrim CB+SpaCal-Energie	[0,3]	CTL
26	FBQ0		[0,255]	L2
27	FBQ1	Energiesummen der	[0,255]	L2
28	FBQ2	FB-Quadranten	[0,255]	L2
29	FBQ3		[0,255]	L2
30	FBTOT	FB-Gesamtenergie	[0,255]	L2
31	BARTOT	Summe von FB und CB	[0,255]	intern
32	FBQUAD	diskrim. FB-Quadranten	[0,255]	intern
33	FBTOTD	diskrim. FB-Gesamtenergie	[0,3]	CTL
34	BARTOTD	diskrim. FB+CB-Energie	[0,3]	CTL
35	SPACQ0		[0,255]	L2
36	SPACQ1	Energiesummen der	[0,255]	L2
37	SPACQ2	SpaCal-Quadranten	[0,255]	L2
38	SPACQ3		[0,255]	L2
39	SPACTOT	SpaCal Gesamtenergie	[0,255]	L2
40	SPACQUAD	diskrim. SpaCal-Quadranten	[0,255]	intern
41	SPACTOTD	diskrim. SpaCal-Energie	[0,3]	CTL
				Fortsetzung nächste Seite

Tabelle 4.1: Übersicht über den Adder-Tree des LAr-Triggers: Topologische Summen.

Nr.	Name	Kurzbeschreibung	Werte	Nutzer
Globale Summen				
42	EWEIGHT	frei programmierbar: $\sum_{BT} f(I_{\mathrm{BT}}, E_{\mathrm{BT}})$	[0,255]	L2
43	EWEIGHT	diskrim. EWEIGHT	[0,3]	CTL
44	ETRANS	trans. Energie: $\sum_{BT} E_{\mathrm{BT}} \sin\theta_{\mathrm{BT}}$	[0,255]	L2
45	ETRANSD	diskrim. trans. Energie	[0,3]	CTL
46	EX	x-Projektion: $\sum_{BT} E_{\mathrm{BT}} \sin\theta_{\mathrm{BT}} \cos\phi_{\mathrm{BT}}$	[0,255]*	L2
47	EXD	diskrim. EX	[0,255]*	intern
48	EY	y-Projektion: $\sum_{BT} E_{\mathrm{BT}} \sin\theta_{\mathrm{BT}} \sin\phi_{\mathrm{BT}}$	[0,255]*	L2
49	EYD	diskrim. EY	[0,255]*	intern
50	EMISSD	diskrim. EMISS=$\sqrt{EX^2 + EY^2}$	[0,3]	CTL
BigTower Bits				
51	ELE1	Anzahl der Electron_1-BT-Bits	[0,255]	L2
52	ELE1D	N_{BT}(Electron_1) > NELE1$_{\mathrm{min}}$	[0,1]	CTL
53	ELE2	Anzahl der Electron_2-BT-Bits	[0,255]	L2
54	ELE2D	N_{BT}(Electron_2) > NELE2$_{\mathrm{min}}$	[0,1]	CTL
55	BRT0	Anzahl der LAr_BigRay-BT-Bits	[0,255]	L2
56	BRT0D	diskrim. BRT0	[0,3]	CTL
57	BTT0	Anzahl durchgeschalteter BT-T0-Bits	[0,255]	L2
58	BTT0D	N_{BT}(T0) > NT0$_{\mathrm{min}}$	[0,1]	CTL
59	ANT0D	Anzahl aller BT-T0-Bits, sogenanntes analoges T0	[0,255]	intern

Tabelle 4.2: Übersicht über den Adder-Tree des LAr-Triggers: Globale Summen und BT-Bit-Zahlen. *Die Werte [-1,-128] werden auf das Intervall [128,255] abgebildet.

4.2.2 Umrüstung der Analogelektronik

Die Messung der Energiedeposition im Flüssig-Argon-Kalorimeter beruht auf der Messung der Ionisation in den Auslesezellen. Diese stellen somit eine kapazitive Ladungsquelle für die Vorverstärkerelektronik des LArC dar. In dieser Elektronik wird Rauschen zum Signal hinzuaddiert. Seit Inbetriebnahme des H1-Experiments wurden die Triggerschwellen, die das Rauschen unterdrücken, in mehren Schritten abgesenkt. Dies wurde dardurch möglich, daß externe Rauschquellen erkannt und eliminiert werden konnten.

Eine detaillierte Analyse [99] der Positron-Daten von 1994 ergab, daß für die Triggerschwellen das theoretische Limit erreicht wurde, das durch das interne elektronische Rauschen der Vorverstärker gegeben ist. Weiter konnte gezeigt werden, daß das interne Rauschen der Elektronik vom weißen Rauschen („white noise“) im Sperrschicht-Feldeffekttransistor („junction field effect transistor“, JFET) dominiert ist. Im Modell des weißen Rauschens [100] wird das Rauschen des JFET als eine Fluktuation σ^2 der Signalladung auf der Ausleseelektrode der Kalorimeterzelle aufgefaßt. Kennzeichnend für das weiße Rauschen ist die lineare Abhängigkeit des Rauschens σ von der Kapazität der Kalorimeterzelle C_D:

$$\sigma = a + bC_D \tag{4.1}$$

wobei die Parameter a und b gegeben sind durch

$$a = \sqrt{\frac{4kT}{g_m}} C_G \text{ und } b = \sqrt{\frac{4kT}{g_m}}, \tag{4.2}$$

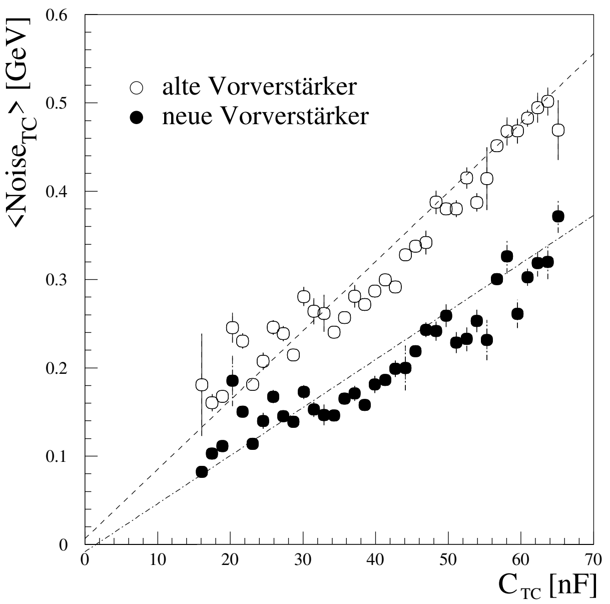


Abbildung 4.4: Verringerung des elektronischen Rauschens durch den Einsatz neuer Vorverstärkerelektronik

k steht für die Boltzmannkonstante, T für die Temperatur, C_G für die Kapazität zwischen Basis und Emitter des JFET, g_m für die Steilheit des Transistors.

Da die Kapazität C_D durch die Geometrie der Kalorimeterzelle festgelegt ist, kann eine Reduzierung des Rauschens [101] nur erreicht werden, indem man entweder die Elektronik bei kryogenen Temperaturen betreibt oder einen JFET mit größerer Steilheit wählt. Für die Elektronik des LArC wurde der zweite Weg vorgeschlagen [102] und in einer Vorserie erprobt [103, 104]. Während des Shutdowns 1997/98 wurden schließlich alle Kanäle aller Triggerzellen mit neuen Vorverstärkern ausgerüstet, falls die mittlere Kapazität der Kalorimeterzellen, die in der Triggerzelle zusammengefaßt werden, größer als 5 nF ist[1]. Abbildung 4.4 zeigt das elektronische Rauschen vor und nach der Umrüstung der Vorverstärkerelektronik als Funktion der Triggerzellkapazität C_{TC}. Dabei wird über Triggerzellen gleicher Kapazität gemittelt. Es konnte eine Rauschreduktion um bis zu einem Faktor 1.65 [105] erzielt werden.

Als weitere Quelle elektronischen Rauschens wurde ein serieller 20 Ω Widerstand erkannt, der dem ersten Vorverstärker vorgeschaltet ist, um diesen vor Hochspannungsüberschlägen in der Kalorimeterzelle zu schützen. Es konnte gezeigt werden, daß bereits die hochohmige Beschichtung der Hochspannungselektroden und die passive Impedanz der Signalkabel die Ausleseelektronik ausreichend schützen, um eine Beschädigung der Elektronik zu verhindern. Während des Wintershutdowns 1997/98 wurden die Schutzwiderstände durch kleinere Widerstände ersetzt bzw. überbrückt. Abbildung 4.5 zeigt die Zuordnung der modifizierten Elektronik zu den Kalorimeterzellen. Insgesamt wurden etwa 12000 Kalorimeterzellen im elektromagnetischen Teil des LArC mit neuen Vorverstärkern („new preamplifier") ausgerüstet. Die Schutzwiderstände aller dieser Kanäle wurden überbrückt. Für etwa 15000 Zellen in den Kalorimetermodulen CB3E, FB1E, FB1H, FB2E und FB2H mit Kapazitäten $\lesssim$ 5 nF wurden die Schutzwiderstände ebenfalls überbrückt („bridged resistors"). In den et-

[1] Da das Rauschen proportional zur Zellkapazität ist, könnte bei kleineren Kapazitäten nur eine geringe Rauschreduktion erzielt werden, und der technische Aufwand ist nicht gerechtfertigt.

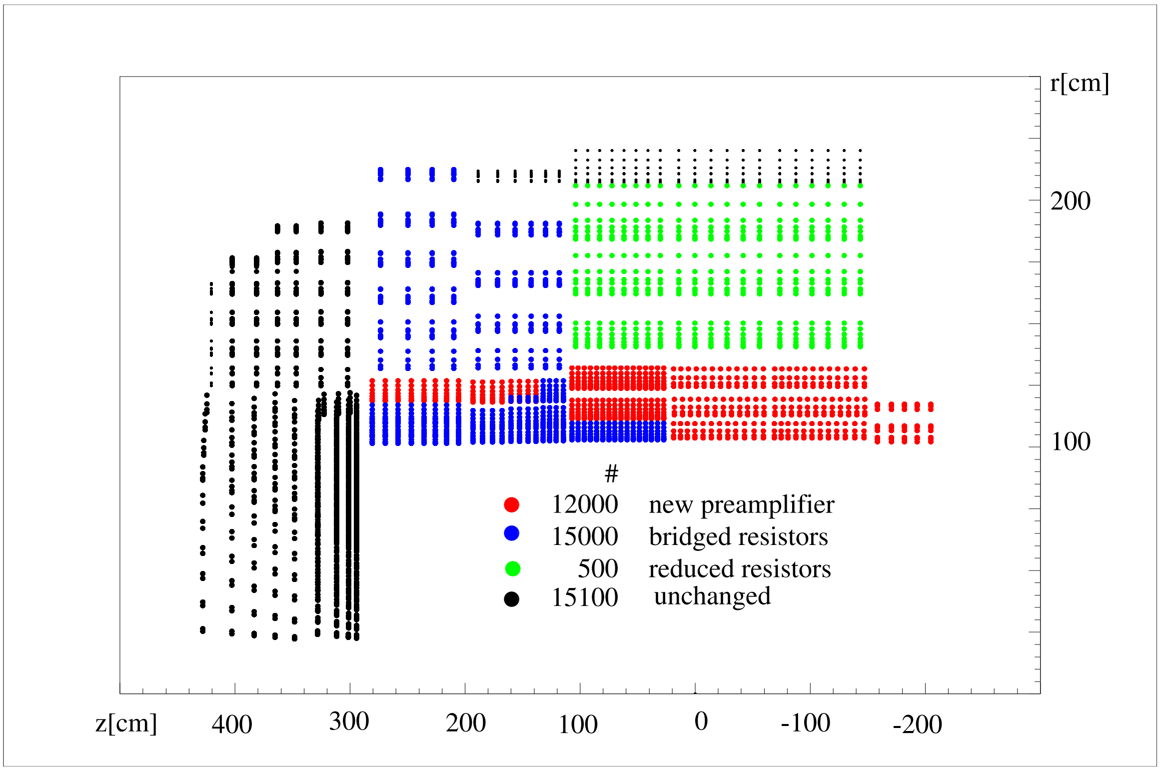


Abbildung 4.5: Zuordnung der Typen der Vorverstärkerelektronik zu den Kalorimeterzellen

wa 500 Auslesekanälen der hadronischen Bereiche des CB ersetzen 2 Ω Widerstände die 20 Ω Widerstände („replaced resistors“). Für die Kanäle im Vorwärtsbereich des Kalorimeters sind zur Unterdrückung des Untergrunds aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen hohe Triggerschwellen eingestellt. Die Reduzierung des elektronischen Rauschens könnte also nicht zum Absenken der Triggerschwellen führen. Die Modifizierung der Elektronik im Vorwärtsbereich ist daher nicht sinnvoll.

Um den vollen Nutzen aus den Modifikationen der Elektronik zu ziehen, wurden neue AGM-Module entwickelt, die elektromagnetische und hadronische TT-Signale getrennt diskriminieren. Mit dem Einsetzten der neuen AGM-Module ist der Umbau der Analogelektronik des LAr-Triggers abgeschlossen. Das Umbauprogramm wird mit einer Erweiterung der Digitalelektronik des Triggers, dem sogenannten Jettrigger [106], fortgesetzt.

4.2.3 Adjustierung und Kalibration

Die Eingriffe in die Verstärkerelektronik führen zu einer Veränderung der Zeitkonstanten der Triggersignale. Durch die Verringerung des Schutzwiderstands erreicht das Triggersignal schneller sein Maximum, die höhere Kapazität des neuen JFET verzögert das Triggersignal. Betrag und Richtung der Verschiebung des Signalmaximums wurde mit Hilfe des Kalibrationspulsersystems [107] des Kalorimeters gemessen. Abbildung 4.6 zeigt das Resultat dieser Messung. Die Verschiebungen bis zu einem halben BC werden durch die Adjustierung des Maximums der Triggerzellsignale auf den SSMs kompensiert.

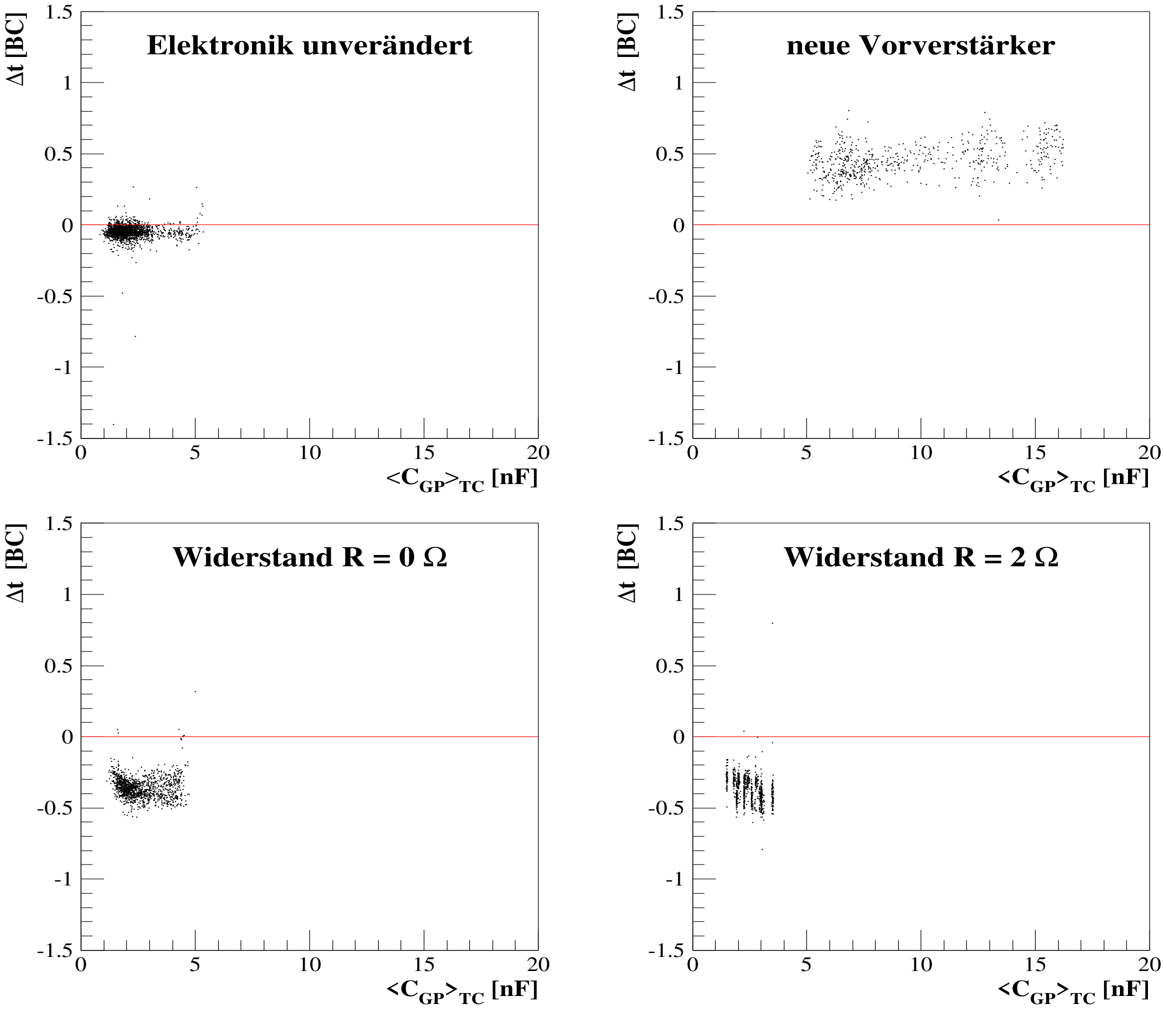


Abbildung 4.6: Verschiebung der Triggerzell-Signalmaxima durch den Einbau der modifizierten Elektronik vor der Readjustierung. Auch für Tiggerzellen, deren Vorverstärkerelektronik unverändert blieb, ist eine Verschiebung des Signalmaximums um etwa 0.1 BC $\sim$ 10 ns zu erkennen. Diese ist auf den Einbau der neuen AGM-Module zurückzuführen.

Bei der Readjustierung des Zeitpunkts des Signalmaximums wurde die Verstärkung des TC-Signals erhöht, für elektromagnetische Triggerzellen um 50%, für hadronische Triggerzellen um 25%. Die digitalen Schwellen des Triggers blieben unverändert. Die effektive Absenkung der Triggerschwelle ergibt sich also aus der größeren Signalverstärkung.

Abbildung 4.7 zeigt die Kalibration der FADCs am Beispiel von 16 FADCs aus dem FB. Bei Energien von etwa 30 GeV ist der dynamische Bereich der FADCs erschöpft. Die Kalibrationsfaktoren aller FADCs sind in Abbildung 4.8 (oben) als Funktion des BT-Θ-Index gezeigt. Mit den Kalibrationsfaktoren der elektromagnetischen FADCs können aus den digitalen Schwellen des Triggers die Schwellen der LAr-Trigger-Elemente berechnet werden (Abb. 4.8 unten). In FB und CB liegt die Schwelle für das Trigger TE LAr_electron_1 bei etwa 5 GeV, die des TE LAr_electron_2 bei 3.5 GeV. Im BBE ist für beide Triggerelemente eine Schwelle von 6 GeV eingestellt.

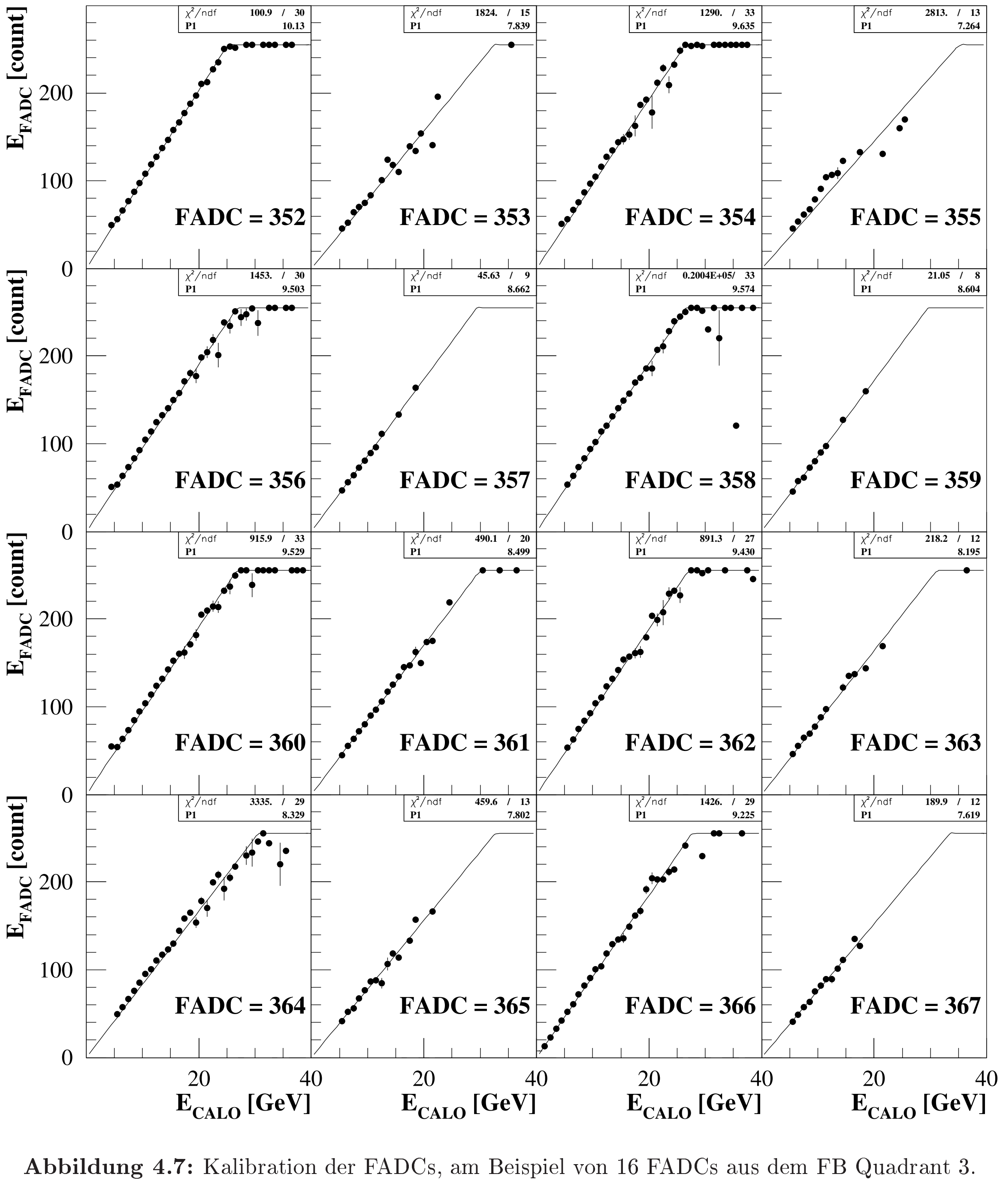


Abbildung 4.7: Kalibration der FADCs, am Beispiel von 16 FADCs aus dem FB Quadrant 3.

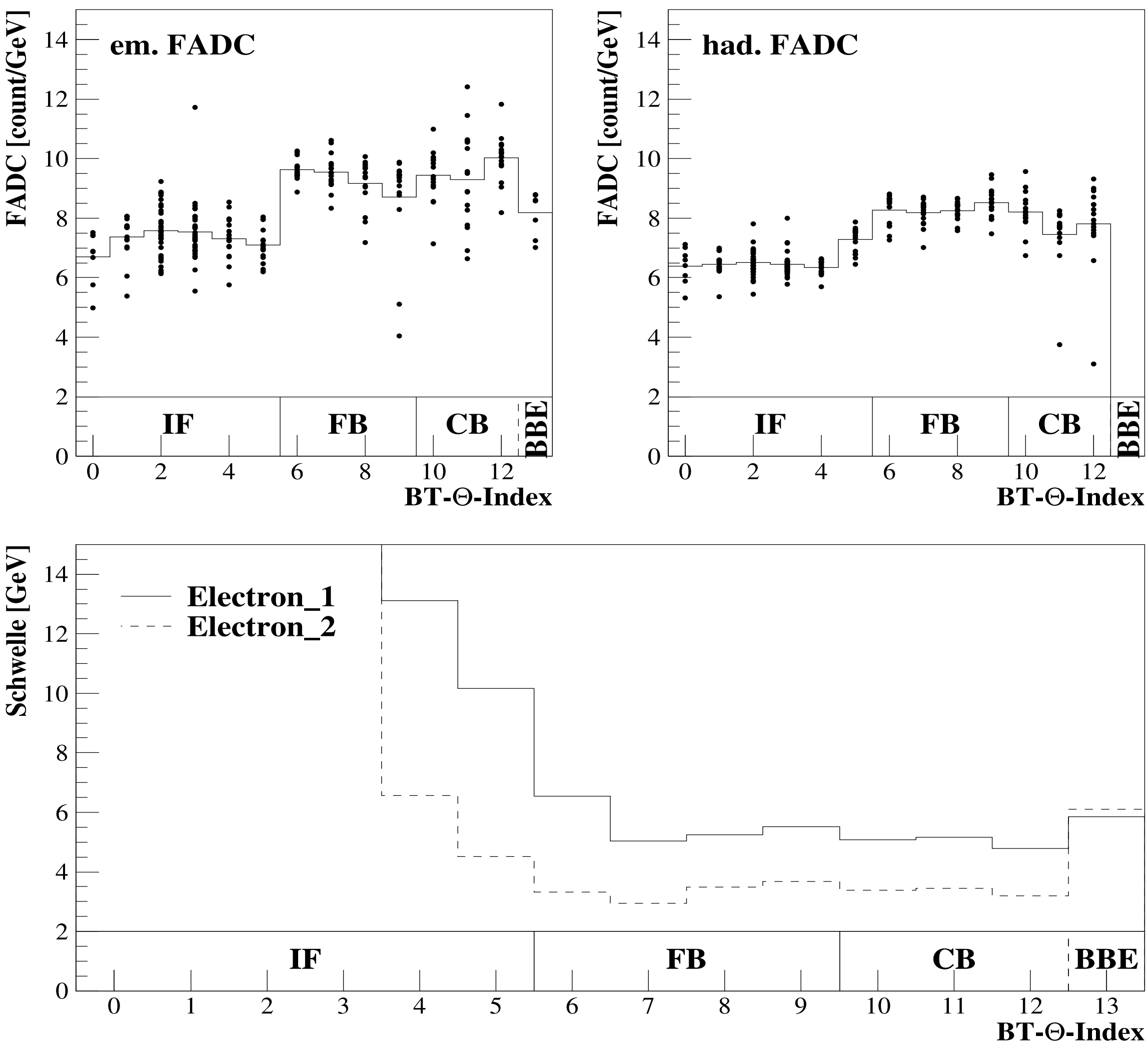


Abbildung 4.8: Kalibration der Schwellen der Elektronschwellen. Die beiden obere Abbildungen zeigen die Kalibrationsfaktoren für elektromagnetische (links) und hadronische(rechts) FADCs. Darunter sind die Kalibrierten Schwellen der Triggerelemente LAr_electron_1 und LAr_electron_2 als Funktion des BT-Θ-Index zu sehen.

4.3 Der Trigger für NC-Ereignisse

NC-Ereignisse können im Trigger an einer lokalisierten Energiedeposition oder einer hohen globalen Energiesumme erkannt werden. Alternativ dazu kann man mit den Triggerelementen der Proportional- und Driftkammern auf Ereignisse triggern, für die auf Triggerebene ein Vertex und/oder Spuren rekonstruiert wurden. Wichtiger Bestandteil jedes Triggers ist ein Zeit-Kriterium (T0), das das Bunch-Crossing festlegt, zu dem der Detektor ausgelesen wird. Dieses stimmt im Idealfall mit den Bunch-Crossing überein, zu dem die Wechselwirkung tatsächlich stattgefunden hat. Durch zusätzliche Veto-Bedingungen wird bereits auf Triggerniveau Nicht-*ep*-Untergrund unterdrückt. Zwei der in dieser Analyse verwendeten L1-Subtrigger werden durch Algorithmen des L2TT verifiziert.

In vorliegende Analyse gehen nur Ereignisse ein, die von einem der in Tabelle 4.3 aufgeführten Subtrigger getriggert wurden. Tabelle 4.4 erklärt die Triggerelemente, aus denen die Subtrigger für NC-Ereignisse zusammengesetzt werden.

4.3.1 Auswahl der Subtrigger

Die Entscheidung des **ST67** basiert auf dem Erkennen einer lokalen Energiedeposition durch das LAr_electron_1 Triggerelement. Wegen der hohen Schwelle dieses TEs ist seine Rate klein und erlaubt ein sehr loses Zeitkriterium, eines der T0-Triggerelemente von Flüssig-Argon-Kalorimeter, zentralen oder Vorwärtsspurkammern. Die zentralen Proportionalkammern haben eine bessere Zeitauflösung als der Flüssig-Argon-Trigger. Das Zeitkriterium des LArC ist nur dann gültig, wenn die zentralen Proportionalkammern nicht das nächste Bunch-Crossing als tatsächlichen Ereigniszeitpunkt erkennen. Diese Verifizierung des LAr_T0 zur Unterdrückung zu früher Trigger des LArT wurde während der Datennahmeperiode 1998/99 mit Run 237994 eingeführt.

Der **ST75** kombiniert das TE LAr_electron_2, das im Zentralbereich eine niedrigere Schwelle aufweist als LAr_electron_1, mit der Bedingung, daß mindestens eine Spur mit hohem Transversalimpuls gefunden wird. Die Schwelle für den Transversalimpuls des Spur-

ST67:	LAr-Elektron-1 Trigger		
	L1:	(LAr_electron_1)&&	Energie-Kriterium
		((zVtx_T0||FwdRay_T0)||(LAr_T0&&!zVtx_T0_nextbc))&&	Zeit-Kriterium
		(!VLQToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG)&&	Veto-Optionen
		(FToF_IA||!FToF_BG)	
ST75:	LAr-Elektron-2 Trigger		
	L1:	(LAr_electron_2&&DCRPh_THig)&&	Energie und Spur
		(zVtx_T0)&&	Zeit-Kriterium
		((!RZ_non_vtx||RZ_sig1))&&	Veto-Optionen
		(!VLQToF_BG&&!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG)&&	
		(FToF_IA||!FToF_BG)	
	L2:	(LAr_electron) L2[27]	L2-Bedingung
ST71:	LAr-BigRay-Trigger		
	L1:	(LAr_BR&&DCRPh_Tc&&(zVtx_sig>1))&&	Spur-Kriterium
		(DCRPh_T0&&(zVtx_T0||FwdRay_T0))&&	Zeit-Kriterium
		(!SPCLh_AToF_E_1&&!SPCLe_AToF_E_1&&	Veto-Optionen
		!CIPB_noSPCLe_T_E1&&!VLQToF_BG&&	
		!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG)&&	
		(FToF_IA||!FToF_BG)	
	L2:	(LAr_BigT_miss) L2[31]	L2-Bedingung
ST77:	LAr-fehlende-Transversalenergie Trigger		
	L1:	(LAr_Etmiss>1)&&	Energie-Kriterium
		((zVtx_T0||FwdRay_T0))&&	Zeit-Kriterium
		((!RZ_non_vtx||RZ_sig1))&&	Veto-Optionen
		(!VLQToF_BG)&&	
		(FToF_IA||!FToF_BG)	

Tabelle 4.3: Definition der Subtrigger für NC-Ereignisse während der Elektron-Datennahmeperiode 1998/99 nach [108]

Triggerelemente des Flüssig-Argon-Kalorimeter [97] (siehe Abschnitt 4.2):	
LAr_electron_1	Die Energie in mindestens einem FADC liegt über der Electron_1-Schwelle.
LAr_electron_2	Die Energie in mindestens einem FADC liegt über der Electron_2-Schwelle.
LAr_Etmiss>1	Die aus den BT-Energien berechnete fehlende Transversalenergie liegt über der mittleren Schwelle: $\sqrt{\sum_{BT} E^2_{BT,x} + \sum_i E^2_{BT,y}} \gtrsim 6$ GeV.
LAr_BR	In den MWPCs (CIP/COP und FPC) wird ein Spurkandidat (BigRay) gefunden, der auf einen BT des LArT zeigt, dessen Energie über der BigRay-Schwelle liegt. In CB und FB ist eine Schwelle von etwa 1 GeV eingestellt.
LAr_T0	Der LArT liefert ein Zeitsignal: In mindestens einem BT des LArT ist das T0_Bit gesetzt.
Triggerelemente des Spurkammersystems [109, 110]:	
zVtx_T0	Die MWPCs (CIP und COP) liefern ein Zeitsignal: Es wurde mindestens ein Spurkandidat gefunden.
zVtx_T0_nextbc	Die MWPCs (CIP und COP) liefern ein Zeitsignal im nächsten BC.
zVtx_sig>1	Aus den Spurkandidaten der MWPCs kann ein Vertex rekonstruiert werden.
DCRPh_THig	Es spricht mindestens eine Trigger-Maske der Driftkammern an, die zu einer Spur mit einem Transversalimpuls größer als 800 MeV paßt.
DCRPh_Tc	Mindestens drei Spur-Masken der Driftkammern sprechen an.
DCRPh_T0	Die Driftkammern liefern ein Zeitsignal: Mindestens eine Spur-Maske spricht an.
FwdRay_T0	Die Vorwärtsproportionalkammern liefern ein Zeitsignal.
Triggerelemente der Veto-Bedingungen:	
VETO_inner_BG VETO_outer_BG	Die Veto-Wände erkennen ein Untergrundereignis.
FToF_IA	Das Forward-ToF erkennt ein *ep*-Ereignis.
FToF_BG	Das Forward-ToF erkennt eine Untergrundereignis.
VLQToF_BG	Das VLQ-ToF erkennt eine Untergrundereignis.
RZ_sig1	Aus den Hits in CIZ und COZ kann ein Vertex rekonstruiert werden.
RZ_non_vtx	Aus CIZ- und COZ-Hits werden Spuren rekonstruiert, die nicht in den Bereich um den nominellen Vertex zeigen.
SPCLe_AToF_E_1 SPCLh_AToF_E_1	Im elektromagnetischen (hadronischen) SpaCal wird zu einem Zeitpunkt Energie deponiert, der nicht in das für *ep*-Wechselwirkungen zulässige Zeitfenster paßt.
CIPB_noSPCLe_T_E1	Das „CIP backward veto and no SpaCal Energie“ erkennt Ereignisse, in denen keine Energie im SpaCal jedoch eine hohe Spurmultiplizität im rückwärtigen Viertel der inneren Proportionalkammer (CIP) registriert wird.
Triggerelemente des L2TT [111]:	
TE27 LAr_electron	Der Topologische Trigger findet einen Elektronkandidaten im LArC
TE31 LAr_BigT_miss	Dieses TE des Topologischen Triggers spricht an, wenn im Zentralbereich des Kalorimeters ein einziger BT-Cluster bzw. zwei in ϕ benachbarte BT-Cluster gefunden werden.

Tabelle 4.4: Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten Triggerelemente

kandidaten der Driftkammer liegt mit 0.8 GeV weit unter der für diese Analyse interessanten Transversalimpulsen des Elektrons. Als Zeitkriterium wird nur das zVtx_T0 verwendet. ST75 wird durch den LAr_electron-Algorithmus des L2TT verifiziert. ST75 wurde während der e^-p-Datennahmeperiode 1998/99 als spezieller Trigger für Elektronen niedriger Energie eingeführt und ist in dieser Form seit Run 226732 aktiv.

Der **ST71** kann als reiner Spur und Vertex Trigger betrachtet werden, da die Energieschwelle von 1 GeV, ab der ein Spurkandidat der Proportionalkammern durch einen LAr-BT verifiziert wird, weit unter der für diese Analyse interessanten Elektronenergien liegt. Die Voraussetzung dafür, daß das TE zVtx_sig>1 gesetzt ist, besteht darin daß in den zentralen Proportionalkammern Spurkandidaten gefunden werden. Bereits ein gefundener Spurkandidat führt zum Setzten des TE zVtx_T0. Somit ist in allen Ereignissen, die von ST71 getriggert werden, das zVtx_T0 gesetzt. ST71 und ST75 sind in ihrem Zeit-Kriterium zu 100% korreliert. ST71 wird ebenfalls durch einen Algorithmus des L2TT verifiziert.

Obwohl **ST77** auf dem Erkennen von fehlender Transversalenergie durch TE LAr_Etmiss>1 basiert, ist er ein effizienter Trigger für NC-Ereignissen. Hohe lokale Energiedepositionen, zum Beispiel die des gestreuten Elektrons, überschreiten den dynamischen Bereich des LArT FADC Systems, was als fehlende Transversalenergie interpretiert wird. Das Zeitkriterium ist ein Oder der T0-Bits der Vorwärts- und zentralen Proportionalkammern.

Im H1-Trigger-System werden eine Vielzahl von globalen Veto-Bedingungen verwendet, um Untergrundereignisse aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen zu unterdrücken. Die Korrelation der Subtrigger aufgrund gemeinsamer Veto-Bedingungen wird bei der Parametrisierung der Triggereffizienz nicht berücksichtigt. Der dabei gemachte Fehler geht in die Abschätzung der systematischen Unsicherheit der Triggereffizienz ein.

Die meisten Ereignisse werden von ST67 getriggert, von ST71 und ST75 werden zusätzliche Ereignisse vor allem bei niedrigen Elektronenergien getriggert. ST77 ist wegen der Unterschiede in den Veto-Optionen interessant.

Für alle Datenruns, die in der Runselektion akzeptiert werden, wurden auf diese Subtrigger keine Prescale-Faktoren angewandt. Eine Gewichtung der Ereignisse entfällt deshalb.

4.3.2 Bestimmung der Triggereffizienz

Um die Triggereffizienz der Kombination der NC-Trigger zu erhalten, werden zunächst die Effizienzen der einzelner Triggerelemente beziehungsweise von Kombinationen von Triggerelementen bestimmt. Diese werden in geeigneter Weise parametrisiert und zur Gesamteffizienz der NC-Trigger kombiniert, wobei Korrelationen zwischen den Subtriggern berücksichtigt werden.

Die Triggereffizienz eines Triggerelements TE (bzw. einer Kombination von Triggerelementen) wird wie folgt definiert

$$\epsilon_{\mathrm{TE}} = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse getriggert durch MT und TE}}{\text{Anzahl der Ereignisse getriggert durch MT}}, \tag{4.3}$$

wobei MT, gleich Monitortrigger, einen Subtrigger bezeichnet, der unabhängig vom untersuchten Triggerelement zum Aufzeichnen des Ereignisses führt. Die Standardwahl der Monitortrigger zu den Triggerelementen ist in Tabelle 4.5 aufgeführt.

Schwellen Trigger auf LAr Energie	
LAr_electron_1	ST71 nach L2
LAr_electron_2	ST71 nach L2
LAr_emiss>1	ST71 nach L2
T0-Kriterien	
LAr_T0	ST67 && (zVtx_T0 || FwdRay_T0)
zVtx_T0	ST67 && (LAr_T0 || FwdRay_T0)
FwdRay_T0	ST67 && (zVtx_T0 || LAr_T0)
Kombinationen von Triggerelementen	
ST71Rest_L2:	
ST71 nach L2 ohne zVtx	ST67 && zVtx
ST75Rest_L2:	
ST75 nach L2 ohne zVtx,LAr_electron_2	ST71 && zVtx && LAr_electron_2

Tabelle 4.5: NC-Triggerelemente und die Standardwahl ihrer Monitortrigger .

Als Alternativen zur Bestimmung der TE-Effizienzen kommen in Betracht: erstens die SpaCal Subtrigger ST0, ST1, ST2, ST3 und ST9 als Monitortrigger zu verwenden, und zweitens alle - ohne Anwendung der Triggerselektion - endgültig selektierten Ereignisse als Monitortrigger aufzufassen. Beide Möglichkeiten werden zum Studium der systematischen Unsicherheit der Triggerparametrisierung verwendet.

Bestimmung des Trigger-Akzeptanzvolumens

Hauptsubtrigger der vorliegenden Analyse ist ST67. Das Triggerelement, das die Energieschwelle festlegt, ab der das gestreute Elektron nachgewiesen werden kann, ist das TE LAr_electron_1. Die digitale Schwelle des Triggers ist im Zentralbereich auf 5 GeV im BBE auf 6 GeV eingestellt. Trotzdem werden lokalisierte Regionen im LArC gefunden, in denen die Effizienz des LAr_electron_1 für Elektronenergien größer als 11 GeV unter 100% liegt, siehe Abbildung 4.9. Ursache dafür sind: deaktivierte Triggerzellen, die wegen hohen Rauschens die Rate dominieren würden; Defekte in der Signalverstärkungskette, die zur Sättigung des Signals führen, bevor dieses die Triggerschwelle überschreitet; Probleme in der Signalübertragung in der analogen Trigger-Hardware. Zur Untersuchung dieser Ineffizienzen unterteilt man die Ebene, die vom Elektron-Auftreffpunkt im LArC z_{LAr} und dem Elektron-Azimuthwinkels ϕ_e aufgespannt wird, in Intervalle von 22.5° in ϕ_e und 10 cm in z_{LAr}. Bereiche, in denen zwei benachbarte Intervalle eine Effizienz von $< 95\%$ aufweisen, werden aus dem Detektor-Akzeptanzvolumen ausgeschlossen. Die so definierten Bereiche sind in Tabelle 4.6 aufgeführt.

Für Elektronenergien $E_e^{'} < 11$ GeV erweist es sich als notwendig, die ineffizienten Regionen im BBE auszudehnen, um eine von ϕ_e unabhängige Triggerschwelle zu erhalten. Der Übergangsbereich der BT des BBE zu BT des CB wird für Energien < 11 GeV ausgeschlossen, um Effizienzverluste zu vermeiden, die dadurch auftreten, daß sich der elektromagnetische Schauer des Elektrons auf mehrere BT aufteilt.

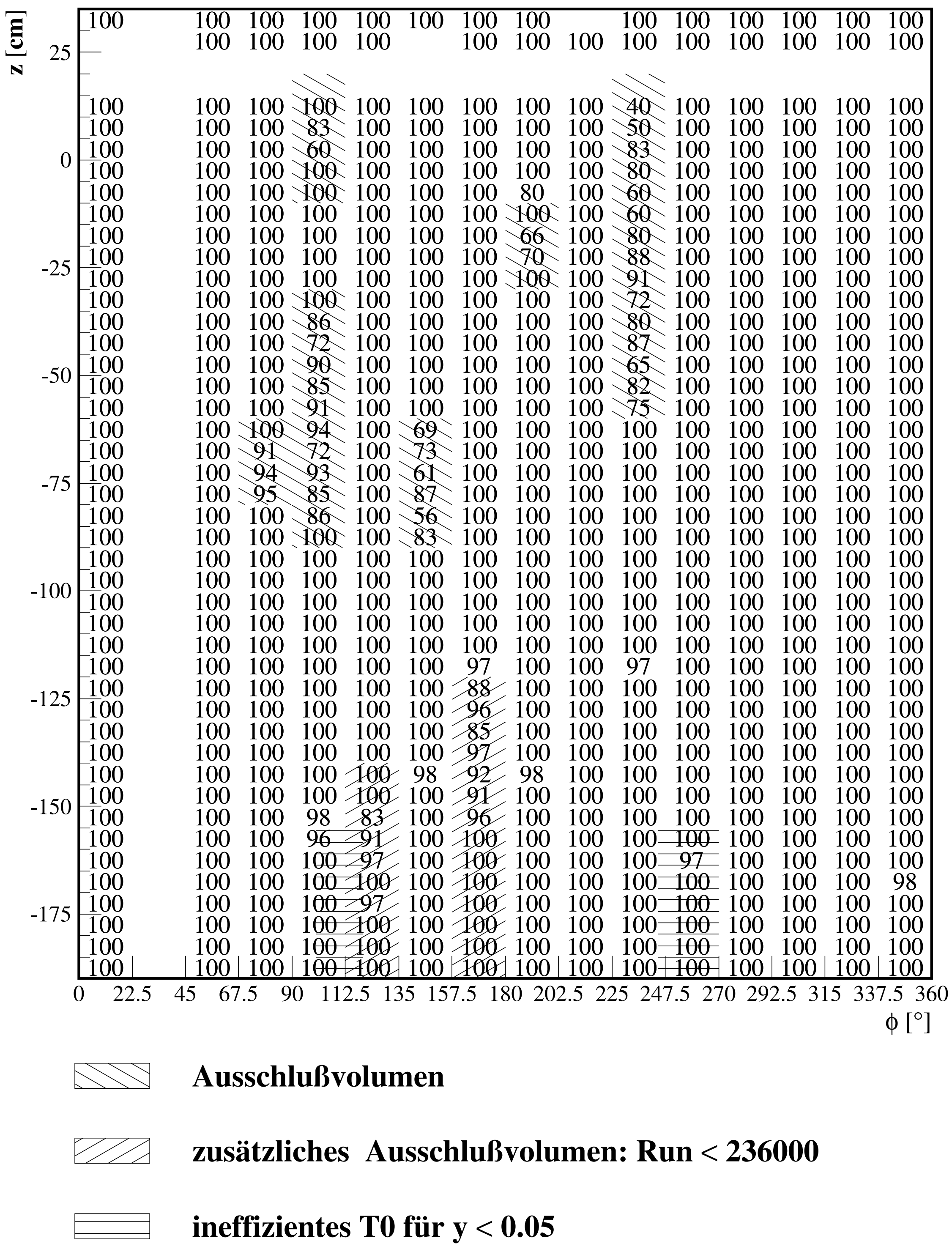


Abbildung 4.9: Triggerausschlußvolumina.

Beschreibung	ϕ_{min} [°]	ϕ_{max} [°]	z_{min} [cm]	z_{max} [cm]
Trigger-Ausschluß-volumina	135	157.5	-90	-60
	67.5	90	-80	-60
	90	112.5	-90	-30
	90	112.5	-10	20
	225	247.5	-60	20
	180	202.5	-30	-10
zusätzlich für Run<23600	157.5	180		-120
	112.5	135		-140
$y_{kin} < 0.05$	100	120		-155
	244.5	270		-55
$E_{el} < 11$ GeV	80	145		-120
	BT-Grenzen		-120	-115

Tabelle 4.6: Triggerauschlußvolumina

Effizienz des Zeitkriteriums

Die T0-Kriterien weisen dem Ereignis ein Bunch-Crossing zu, zu dem die Detektorauslese für dieses Ereignis stattfindet. In den in dieser Analyse verwendeten Subtriggern werden bis zu drei unterschiedliche T0-Kriterien kombiniert: das LAr_T0, das zVtx_T0 und das FwdRay_T0. Die Kombination aus zVtx_T0 und FwdRay_T0 wird als Ray_T0 bezeichnet. Die Effizienz des LAr_T0 ist eine Funktion der Energie des gestreuten Elektrons. Die Effizienzen von zVtx_T0 und FwdRay_T0 variieren mit der Spurmultiplizität in den Akzeptanzbereichen der Proportionalkammern und hängen daher von der Inelastizität y ab. Die Effizienz des Ray_T0 liegt bei etwa 98% und nimmt zu niedrigen y hin ab, wo der hadronische Endzustand nicht im Zentraldetektor nachgewiesen wird. Die Effizienz des LAr_T0 nimmt zu hohen y ab, entsprechend der niedrigen Elektronenergien bei hohen Inelastizitäten. Die kombinierte Effizienz der Zeitkriterien erhält man aus

$$\epsilon_{\mathrm{T0}} \equiv \epsilon(\mathrm{LAr\_T0}||\mathrm{zVtx\_T0}||\mathrm{FwdRay\_T0}) = 1-(1-\epsilon_{\mathrm{LAr\_T0}})\cdot(1-\epsilon \mathrm{zVtx\_T0})\cdot(1-\epsilon \mathrm{FwdRay\_T0})$$

unter der Annahme, daß LAr_T0, zVtx_T0 und FwdRay_T0 voneinander unabhängig sind. Zusätzliche Trigger-Akzeptanzschnitte bei niedrigen Inelastizitäten $y < 0.05$ stellen sicher, daß die Effizienz des T0-Kriteriums im ganzen zugängliche kinematischen Bereich über 99.75% liegt.

Globale Veto-Optionen

Im H1-Trigger-System werden globale Veto-Optionen verwendet, die in Tabelle 4.4 beschrieben sind. Einige dieser Veto-Bedingungen werden in allen ausgewählten Subtriggern angewandt und müssen aus speziellen Datenruns ermittelt werden, in denen diese Veto-Bedingungen nicht angewandt werden. Diese sind VLQToF_BG und (FToF_IA||!FToF_BG). Die anderen Veto-Optionen können mit höherer Präzision untersucht werden, da sie nur in einigen Subtriggern zum Einsatz kommen. Alle Ineffizienzen sind in Tabelle 4.7 aufgeführt. Die Ineffizienzen Aufgrund von RZ-Veto und CIP_noSPCL sind signifikant. Die Subtrigger mit diesen Veto-Bedingungen dienen lediglich als Hilfstrigger zum Hauptsubtrigger ST67,

System	Veto-Bedingung	Subtrigger	Ineff. (%)
Veto-Wall	!VETO_inner_BG&&!VETO_Outer_BG	ST67, ST71, ST75	0.10 ± 0.02
Forward-ToF	FToF_IA||!FToF_BG	ST67, ST71, ST75, ST77	0.01 ± 0.01
VLQ-ToF	!VLQToF_BG	ST67, ST71, ST75, ST77	0.01 ± 0.01
RZ-Veto	!RZ_non_vtx||RZ_sig1	ST75, ST77	3.23 ± 0.08
CIP_noSPCL	!CIPB_noSPCLe_T_E1	ST71	1.46 ± 0.05
SpaCal-ToF	!SPCLh_AToF_E_1&&!SPCLe_AToF_E_1	ST71	0.14 ± 0.02

Tabelle 4.7: Ineffizienzen der globalen Veto-Optionen, die in den NC-Triggern angewandt werden.

in dem diese Veto-Optionen nicht angewandt werden. Wegen der großen Zahl der NC-Subtrigger mit unterschiedlichen Veto-Bedingungen, die untereinander teilweise korreliert sind, ist es sehr schwierig, einen globalen Korrekturfaktor zu ermitteln. Da die Ineffizienzen der Veto-Bedingungen sehr klein sind und nur in einigen Subtriggern angewandt werden, ist es bei der in dieser Analyse erreichten Präzision gerechtfertigt, die Ineffizienz zu vernachlässigen. Als systematische Unsicherheit aufgrund der Triggereffizienz wird eine systematische Unsicherheit von 0.5% angenommen.

Nach Anwendung der Trigger-Akzeptanzschnitte ist die Triggereffizienz des ST67 für Elektronenergien $E_e^{'} > 11$ GeV innerhalb des angegebenen systematischen Fehlers verträglich mit 100%.

4.3.3 Triggereffizienz bei niedrigen Elektronenergien

Um die Triggereffizienzen für Energien zwischen 6 GeV und 11 GeV zu erhalten, werden die Effizienzen der Triggerelemente bzw. der Kombinationen von Triggerelementen in der in Tabelle 4.5 ermittelt. Dies geschieht in drei Bereichen in z_{LAr}: dem Zentral Bereich CB $z_{LAr} > -120$ cm, dem Bereich des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters BBE $z_{LAr} < -157$ cm und dem Übergangsbereich zwischen CB und BBE -120 cm> $z_{LAr} > -157$ cm, in dem das Elektron in Kalorimeterzellen gefunden wird, die dem CB angehören, deren Signale im Trigger jedoch dem BBE zugerechnet werden.

Die energieabhängigen Triggerelemente des Flüssig-Argon-Trigger werden durch eine Schwellenfunktion parametrisiert

$$\epsilon(E_e^{'}) = \left[1 + exp\left(\frac{-E_e^{'} + A}{B}\right)\right]^{-1} \tag{4.4}$$

wobei A die Energie ist, bei der eine Effizienz von 50% erreicht wird. B ist ein Maß für die Steilheit der Schwelle. Die anderen TE sind unabhängig von der Energie (siehe Abb. 4.10) und können innerhalb der drei Bereiche in z_{LAr} als konstant in ϕ_e und z_{LAr} angesehen werden. Die durch eine Anpassung an die Daten gewonnenen Parameter sind in Tabelle 4.8 aufgeführt.

Die so gewonnen Parametrisierungen der Triggereffizienzen werden unter weitgehender Berücksichtigung der Korrelationen zwischen den Subtriggern zur Gesamteffizienz kombiniert.

Im rückwärtigen Bereich $z_{LAr} < -120$ cm ist die Schwelle des LAr_electron_2 (ST75) höher als die des LAr_electron_1 (ST67). ST75 hat schärfere Veto-Optionen und ein

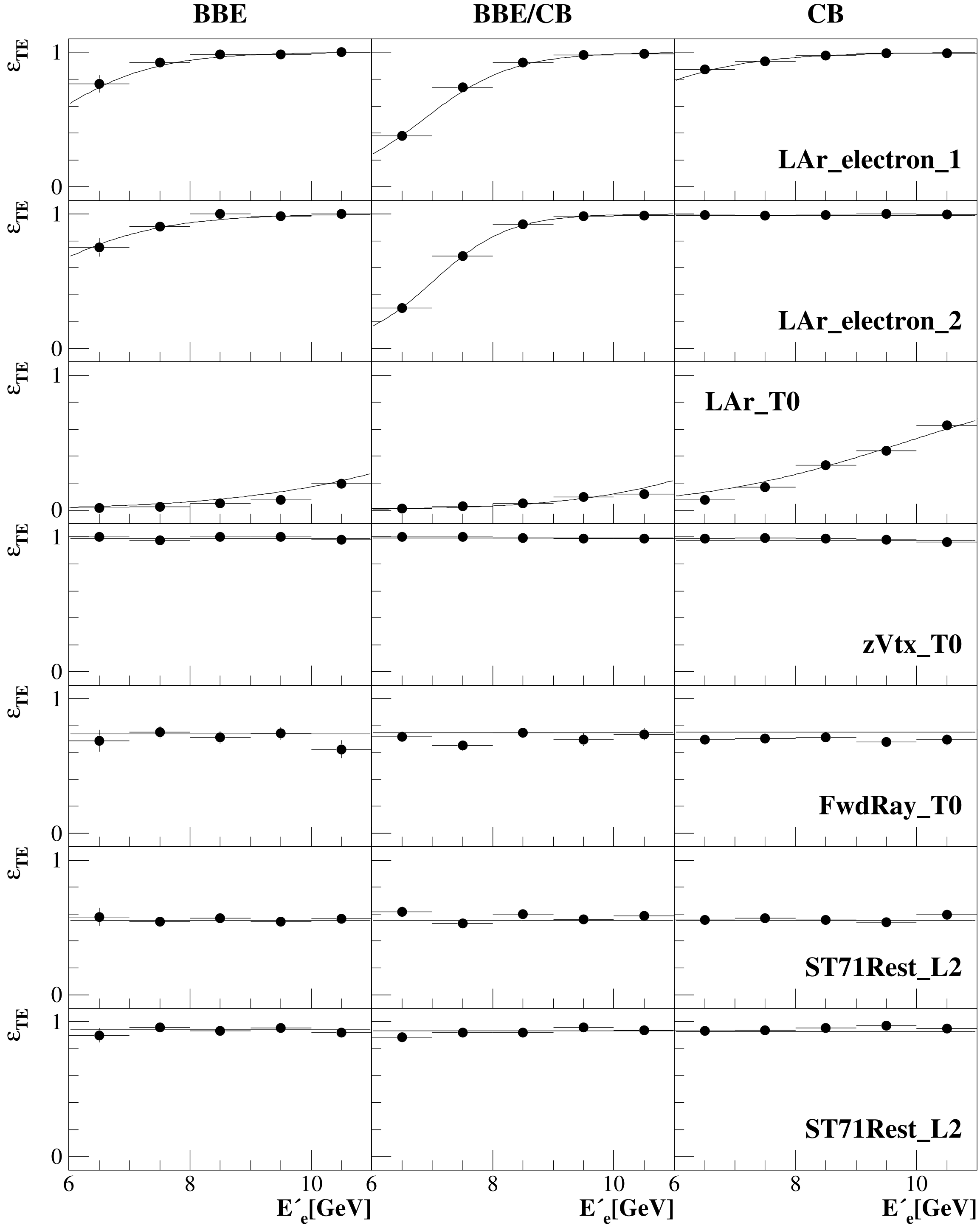


Abbildung 4.10: Effizienzen der Triggerelemente als Funktion der Energie des gestreuten Elektrons.

Trigger-element	Kalorimeterregion BBE	BBE/CB	CB
LAr_electron_1	$A = 5.591$	$A = 6.850$	$A = 4.600$
	$B = 0.874$	$B = 0.733$	$B = 1.060$
LAr_electron_2			$C = 0.989$
LAr_T0	$A = 12.71$	$A = 11.97$	$A = 9.780$
	$B = 1.734$	$B = 1.777$	$B = 1.744$
zVtx_T0	$C = 0.990$	$C = 0.994$	$C = 0.977$
FwdRay_T0	$C = 0.738$	$C = 0.748$	$C = 0.752$
ST71_Rest_L2	$C = 0.550$	$C = 0.550$	$C = 0.550$
ST75_Rest_L2			$C = 0.930$
Parametrisierung:			
Schwellenfunktion	Parameter A und B		
Konstante	Parameter C		

Tabelle 4.8: Parameter zur Modellierung der Triggereffizienz.

strengeres Zeitkriterium, so daß im rückwärtigen Bereich ST75 nicht signifikant zur Gesamteffizienz beiträgt. Für $z_{LAr} > -120$ cm ist der Beitrag von ST75 zu berücksichtigen, wobei die 100%ige Korrelation in den T0-Kriterien von ST71 und ST75 zu beachten ist.

Die Gesamteffizienz wird in folgender Weise zusammengesetzt:

Fall 1: i = BBE, BBE/CB

$$\begin{aligned} \epsilon_{\mathrm{ST67}} &= \epsilon^{i}_{\mathrm{LAr\_elec\_1}}(E_e^{'}) \cdot \epsilon^{i}_{\mathrm{T0}}(E_e^{'}) \\ \epsilon_{\mathrm{ST71}} &= \epsilon_{\mathrm{zVtx\_T0}} \cdot \epsilon_{\mathrm{ST71Rest\_L2}} \\ \epsilon_{\mathrm{Total}} &= 1 - (1 - \epsilon_{\mathrm{ST67}}) \cdot (1 - \epsilon_{\mathrm{ST71}}) \end{aligned}$$

Fall 2: i = CB

$$\begin{aligned} \epsilon_{\mathrm{ST67}} &= \epsilon^{i}_{\mathrm{LAr\_elec\_1}}(E_e^{'}) \cdot \epsilon^{i}_{T0}(E_e^{'}) \\ \epsilon_{\mathrm{ST71,ST75}} &= \epsilon_{\mathrm{zVtx\_T0}} \cdot (1 - (1 - \epsilon_{\mathrm{ST71Rest\_L2}}) \cdot \\ &\qquad (1 - \epsilon_{\mathrm{ST75Rest\_L2}} \cdot \epsilon^{i}_{\mathrm{LAr\_elec\_2}})) \\ \epsilon_{\mathrm{Total}} &= 1 - (1 - \epsilon_{\mathrm{ST67}}) \cdot (1 - \epsilon_{\mathrm{ST71,ST75}}) \end{aligned}$$

Um die systematische Unsicherheit der Triggereffizienz abzuschätzen, wurden die Effizienzen der TE durch alternative Methoden bestimmt, auf der Gesamtzahl der Ereignisse und auf Ereignissen, die durch SpaCal-Trigger getriggert wurden. In Abbildung 4.11 ist die Gesamteffizienz in den drei Bereichen in z_{LAr} dargestellt. Jede Kurve stellt eine mögliche Kombination der durch unterschiedliche Methoden gewonnenen TE-Effizienzen dar. Zu kleineren Energien nimmt die Gesamteffizienz ab und variiert stärker mit der jeweiligen Wahl des Parametersatzes.

Die Parametrisierung der Gesamteffizienz wird verwendet, um die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, mit der ein Zufallsgenerator simulierte Ereignisse verwirft. Als Standardparametrisierung werden die auf den in der Tabelle 4.5 genannten MT, gewonnen TE-Effizienzen verwendet. Über die Energieabhängigkeit ist die Korrektur eine Funktion der kinematischen Variablen x und Q^2.

Um die systematische Unsicherheit in der Messung des Wirkungsquerschnitts abzuschätzen, werden die Einhüllenden der Kurvenscharen in Abbildung 4.11 bestimmt, und

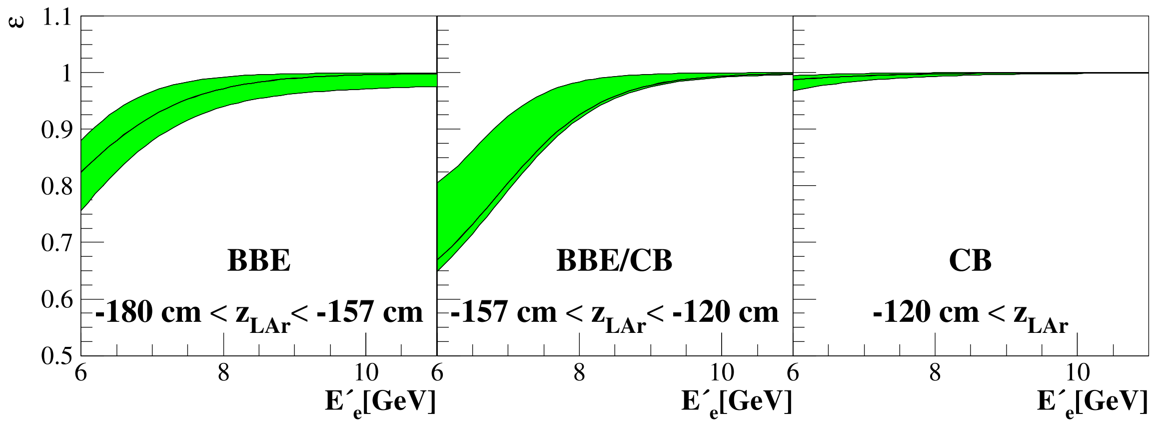


Abbildung 4.11: Parametrisierung der Triggereffizienz.

die Variation der Anzahl von simulierten Ereignissen in den in Abschnitt 7.1 festzulegenden x-Q^2-Bereichen betrachtet. Tabelle 4.9 zeigt die Triggereffizienzen in diesen Bereichen für die Standardparametrisierung $\epsilon_{Stand.}$ sowie für die obere ϵ_{max} bzw. untere Einhüllende ϵ_{max}. Nur für $Q^2 < 300$ GeV variiert die Triggereffizienz um mehr als die globale systematische Unsicherheit der Triggereffizienz von 0.5%.

Q^2 [GeV^2]	100	120	150	200	250	300	400	500 650 800
ϵ_{max} [%]	98.7	99.6	99.9	99.9	99.9	99.9	99.9	100.0
ϵ_{min} [%]	95.2	98.0	99.2	99.6	99.1	99.7	99.5	100.0
$\epsilon_{Stand.}$ [%]	97.5	98.9	99.7	99.9	99.6	99.7	99.8	100.0

Tabelle 4.9: Variation Triggereffizienz in den in Abschnitt 7.1 festzulegenden x-Q^2-Bereichen durch die Wahl verschiedener Parametrisierungen. Es werden die Triggereffizienzen für die Standardparametrisierung $\epsilon_{Stand.}$ sowie für die obere ϵ_{max} bzw. untere Einhüllende ϵ_{max} gezeigt.

Als weiterer Test der Parametrisierung, wurden für Elektronenergien kleiner als 11 GeV nur von ST67 getriggerte Ereignisse berücksichtigt und die Anzahl der Ereignisse durch eine Gewichtung entsprechend der Triggereffizienz $(1/\epsilon(E_e^{'}, z_{LAr})$ korrigiert. Innerhalb der angegebenen Variationsbreite der Einhüllenden um die Standardparametrisierung stimmen die korrigierten Anzahlen der Ereignisse in den x-Q^2-Bereichen in beiden Ansätzen (ST67||ST71||ST75||ST77 bzw. nur ST67) miteinander überein. Im gesamten kinematischen Bereich, in dem die Parametrisierung zur Anwendung kommt, wird als systematische Unsicherheit der Triggereffizienz eine Fehler von 1% angesetzt.

Kapitel 5

Präzise Vermessung des NC-Endzustandes

Im folgenden Kapitel wird zur Vorbereitung der Selektion (Kapitel 6) und der Messung der Wirkungsquerschnitte (Kapitel 7) die Methoden zur präzisen Vermessung und zur detailgetreuen Simulation der Ereignisse des neutralen Stroms beschrieben. Der Elektron-Suchalgorithmus identifiziert das tief inelastisch gestreute Elektron und legt damit die Topologie der NC-Ereignisse fest. Die genaue Rekonstruktion der Kinematik der Ereignisse setzt die genaue Beschreibung des Vertex, die präzise Messung der Winkel und der Energie des gestreuten Elektrons sowie der Energie des hadronischen Endzustands voraus.

Kalibrationsfaktoren und Effizienzen der Schnittkriterien der Ereignisselektion werden aus den Daten selbst bestimmt. Die Kriterien der endgültigen Selektion – ein Überblick wird in Abschnitt 6.9 gegeben – werden zur Bestimmung der Kalibrationsfaktoren in geeigneter Weise verschärft. Bei der Bestimmung der Effizienzen der Schnittkriterien kommt der kinematischen Hilfsvariablen $E - P_z = E_e(1 - \cos\theta_e) + \sum_h E_h(1 - \cos\theta_h)$ besondere Bedeutung zu. Der Erwartungswert in NC-Ereignissen für $E - P_z$, auch longitudinale Impulsbilanz genannt, liegt für einen perfekten Detektor bei 55 GeV, dem Zweifachen der Energie des einlaufenden Elektrons. Ist diese Bilanz nicht erfüllt, ist es wahrscheinlich, daß das Ereignis aus einer Untergrundklasse stammt. Da in Ereignissen des neutralen Stroms der Transversalimpuls des gestreuten Elektrons durch den Transversalimpuls des hadronischen Endzustands kompensiert wird, kann die transversale Impulsbalance $R = P_{T,h}/P_{T,e}$ ebenfalls dazu verwendet werden, Untergrund zurückzuweisen.

Ein weiterer Schwerpunkt dieses Kapitels ist die Kontrolle des Untergrunds. Besondere Bedeutung kommt dieser im Bereich niedriger Energien des gestreuten Elektrons zu, der durch den Umbau der Elektronik des LAr-Kalorimeter-Triggers zugänglich wurde.

5.1 Elektronidentifikation

In der vorliegenden Analyse wird ausschließlich im Flüssig-Argon-Kalorimeter nach dem gestreuten Elektron gesucht, da für Ereignisse des neutralen Stroms bei hohen Q^2 das Elektron in den Polarwinkel-Akzeptanzbereich des LArC gestreut wird.

5.1.1 Identifizierung im Flüssig-Argon-Kalorimeter

Die Elektronidentifikation basiert auf dem erwarteten Verhalten eines hochenergetischen Elektrons im LArC, das sich durch einen isolierten und kompakten elektromagnetischen Schauer mit hohem Transversalimpuls auszeichnet. Der Algorithmus zur Elektronsuche basiert auf dem Elektronfinder QECFWD [112]. Zum kalorimetrischen Cluster eines Elektronkandidaten tragen alle Energiedepositionen in den Kalorimeterzellen des elektromagnetischen LArC und der ersten Lage des hadronischen LArC bei, die innerhalb eines Kegels liegen, dessen Spitze der Ereignis-Vertex bildet. Der Öffnungswinkel dieses Kegels beträgt 7.5°. Energie-Cluster werden als Elektronkandidaten identifiziert, wenn diese gewisse Form- und Isolationskriterien erfüllen, die im folgenden beschrieben werden.

Den Cluster eines Elektrons erkennt man an einem hohen Energieanteil in den vorderen Kalorimeterlagen: Estimator EAEM. Der Schauer konzentriert sich auf wenige Zellen, die einen hohen Bruchteil der gesamten Energiedeposition des Schauers enthalten: Estimator EAHN. Weiter zeichnet sich der Schauer des Elektrons durch eine geringe transversale Ausdehnung aus: Estimator EATR . Um zu überprüfen, daß der elektromagnetische Cluster nicht Teil eines hadronischen Schauers ist, werden alle Energien innerhalb eines sogenannten Isolationskonus[1] mit Radius $R_{isol} = 0.25$ um den Elektronkandidaten summiert. Das tief inelastisch gestreute Elektron erkennt man daran, daß der Cluster des Elektrons annähernd die gesamte Energie im Isolationskonus enthält: Estimator EAIF.

Estimator	Beschreibung	Schnittkriterium
ETOT	Gesamtenergie des Clusters	ETOT > 3 GeV
NCEL	Anzahl der Kalorimeterzellen, die zum Cluster des Elektronkandidaten zusammengefaßt werden	NCELL > 3
EAEM	Energiebruchteil in den ersten zwei (im IF drei) Lagen des em. LArC, bezogen auf die Gesamtenergie	EAEM $> 0.94 + 0.05\cos(2\theta_e)$ (siehe Abb. 5.1 links)
EAHN	Energiebruchteil der vier Zellen, mit den größten Energiedepositionen, bezogen auf die Energie in den vorderen Lagen	EAHN $> f_{\mathrm{EAHN}}(\theta_e)$ (siehe Abb. 5.1 mitte)
EATR	Transversale Dispersion der Energiedeposition, ein Maß für die energiegewichtete transversale Ausdehnung des Clusters	EATR $< f_{\mathrm{EATR}}(\theta_e)$ (siehe Abb. 5.1 rechts)
EAIF	Energiebruchteil der Energiedeposition ETOT bezogen auf die Gesamtenergie im Isolationskonus mit $R = 0.25$	EAIF > 0.98 oder EAIF > 0.95 und $E_{had}^{Konus} < 300$ MeV

Tabelle 5.1: Der Elektron-Suchalgorithmus. Die Estimatoren beschreiben Kompaktheit und Isoliertheit des kalorimetrischen Clusters, die Schnittkriterien führen zur Identifikation des Elektrons.

Die Verteilungen der Cluster-Estimatoren werden in Abbildung 5.2 gezeigt. Als gestreutes Elektron wird der Cluster identifiziert, der alle in Tabelle 5.1 aufgeführten Kriterien erfüllt. Die Schnitt-Kriterien sind Funktionen des Polarwinkels des Elektrons (siehe Abb. 5.1 und Tab. 5.1), die an die Geometrie des LArC optimal angepaßt sind [112].

[1]Der Isolationskonus wird in der η-ϕ-Ebene definiert: $R = \sqrt{(\eta_{clus} - \eta_{cell})^2 + (\phi_{clus} - \phi_{cell})^2}$, mit der Pseudorapidität $\eta = -ln \tan\frac{\theta}{2}$ und dem Azimuthwinkel ϕ.

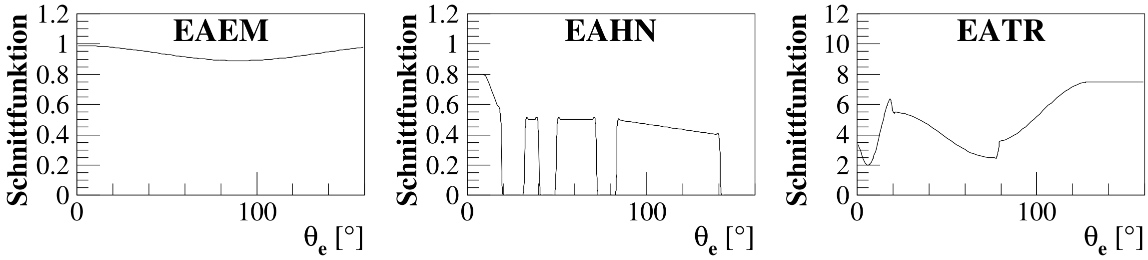


Abbildung 5.1: Die Schnittkriterien des Elektron-Suchalgorithmus. Die Schnitte auf die Estimatoren EAEM, EAHN, EATR sind Funktionen des Polarwinkels θ_e.

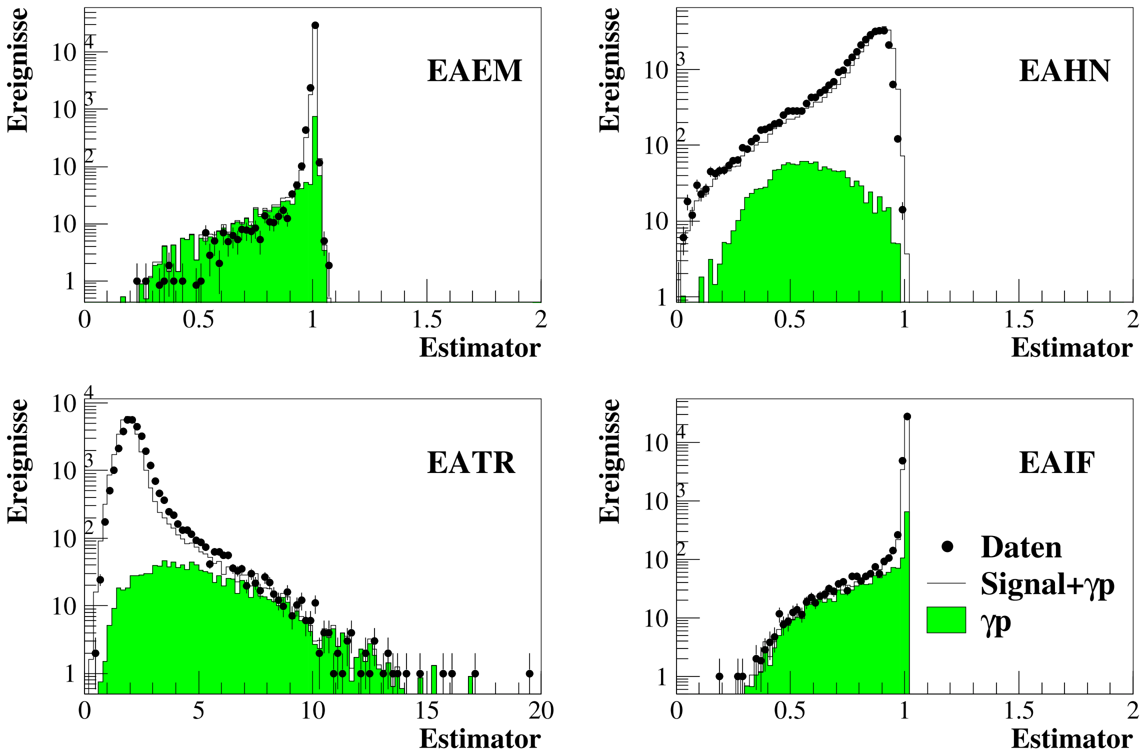


Abbildung 5.2: Form- und Isolations-Estimatoren der kalorimetrischen Elektronkandidaten. Das Schnittkriterium auf den jeweiligen Estimator wurde bei der Darstellung der Estimator-Verteilung nicht angewandt.

Werden in einem Ereignis mehrere Elektronkandidaten gefunden, so wird der mit dem höchsten Transversalimpuls mit dem gestreuten Elektron identifiziert.

5.1.2 Effizienz der Elektronidentifikation

Abbildung 5.3 (oben) zeigt das Energiespektrum der als gestreute Elektronen identifizierten Cluster. Weiter wird das Energiespektrum der Elektronkandidaten gezeigt, die allein aufgrund eines einzigen Kriteriums des oben beschriebenen Elektron-Suchalgorithmus verworfen werden. Der Beitrag von Untergrundereignissen wurde dabei durch die in Abschnitt 5.7 zu beschreibende statistische Subtraktion eliminiert.

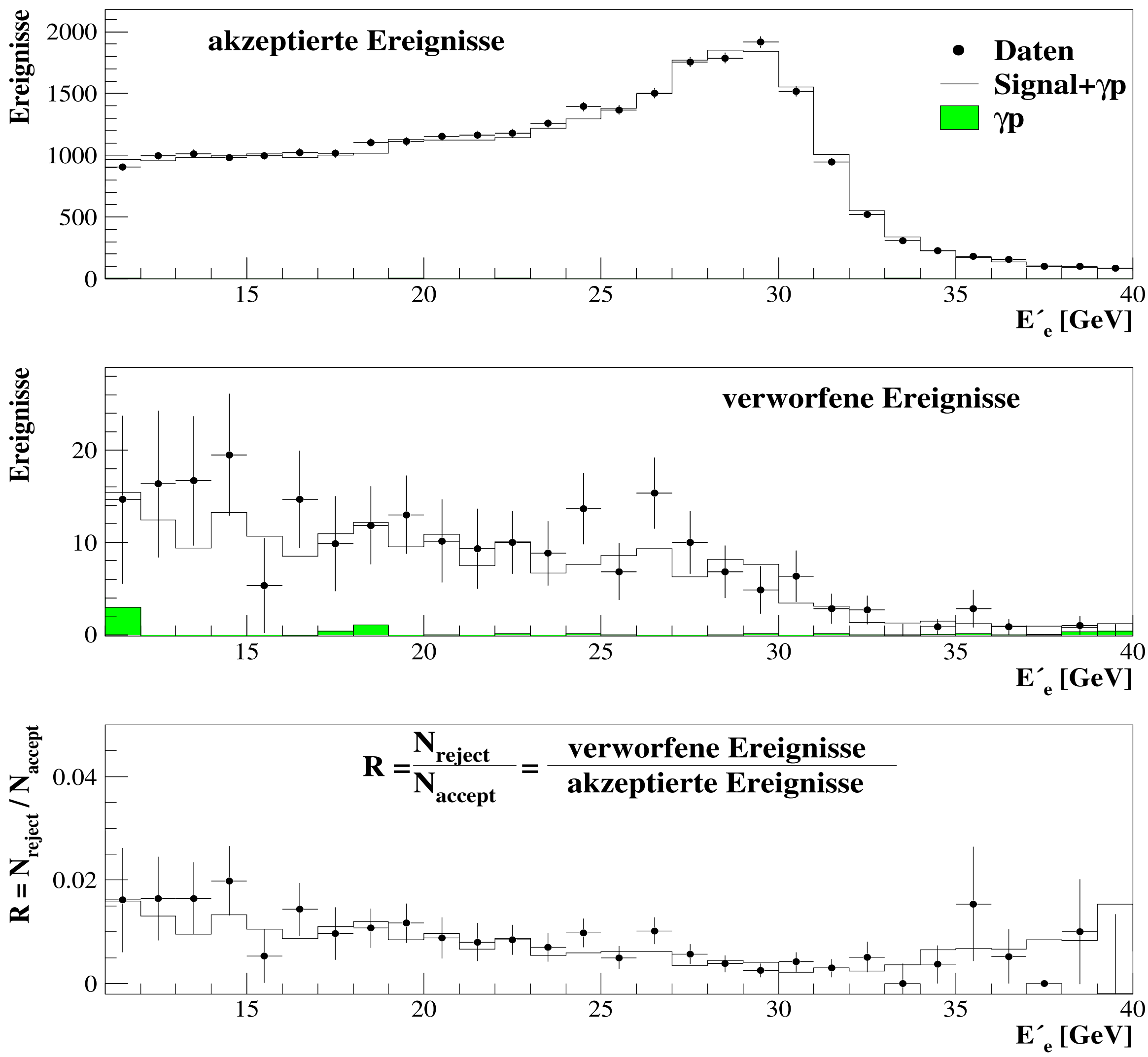


Abbildung 5.3: Energiespektren der Cluster, die als gestreutes Elektron akzeptiert (oben), bzw. die durch genau ein Schnittkriterium zurückgewiesen (unten) werden. Die Cluster-Energiespektren und ebenso das Verhältnis von akzeptierten zu zurückgewiesenen Ereignissen als Funktion der Cluster-Energie werden durch die Detektorsimulation ausgezeichnet beschrieben.

Die Detektorsimulation liefert eine gute Beschreibung des Energiespektrums der akzeptierten Elektronen wie auch der zurückgewiesenen Elektronkandidaten. Somit wird auch das Verhältnis von verworfenen zu akzeptierten Ereignissen korrekt beschrieben. Nur etwa 1.5% der NC-Ereignisse werden durch die Kriterien des Elektron-Suchalgorithmus verworfen. Daten und Simulation stimmen mit einer Präzision von besser als 0.5% überein. Dies weist auf die hohe Effizienz des Elektron-Suchalgorithmus und ihre korrekte Beschreibung in der Simulation hin.

Die Effizienz des Elektron-Suchalgorithmus wurde auf dem Datensatz der Positron-Datennahmeperiode 1994-97 im Detail untersucht [60]. Mit einem alternativen Elektron-Suchalgorithmus, der auf der isolierten Spur des Elektrons beruht, wurde die Effizienz des hier verwendeten Elektron-Suchalgorithmus direkt aus den Daten bestimmt. Diese Studie belegte die hohe Effizienz der Elektronidentifikation und die gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation bei einer systematischen Unsicherheit der Effizienz des Suchalgorithmus von 2%. Dieses Resultat wird auf den Elektrondatensatz übertragen.

Die Effizienz des Suchalgorithmus und die Wahrscheinlichkeit einer Fehlidentifizierung können der Simulation entnommen werden. Die Effizienz ist der Bruchteil der Ereignisse, in denen ein Elektron gefunden wird. Die Wahrscheinlichkeit einer Fehlidentifizierung ist der Bruchteil der Ereignisse, in denen zwar ein Elektron erkannt wird, dieses aber nicht innerhalb eines Konus mit Radius $R = 0.25$ mit dem generierten Elektron übereinstimmt. Es werden alle Ereignisse berücksichtigt, in denen die Energie des gestreuten Elektrons $E_{e,gen}$ größer 6 GeV und die Inelastizität $y_{gen} < 0.9$ ist. Ereignisse mit höherem y sind experimentell schwierig wegen des hohen Beitrags des Untergrunds aus Photoproduktionsereignissen. Außerdem sind die Strahlungskorrekturen in diesem kinematischen Bereich groß. Durch den y-Schnitt werden im extremen Vorwärtsbereich große Elektron-Energien verlangt. Weiter wird verlangt, daß der extrapolierte Auftreffpunkt des gestreuten Elektrons im Kalorimeter bei $z_{LAr} > -190$ cm liegt, so daß das Elektron direkt ins BBE gelangt, ohne vorher das Rückwärtskalorimeter SpaCal zu durchqueren.

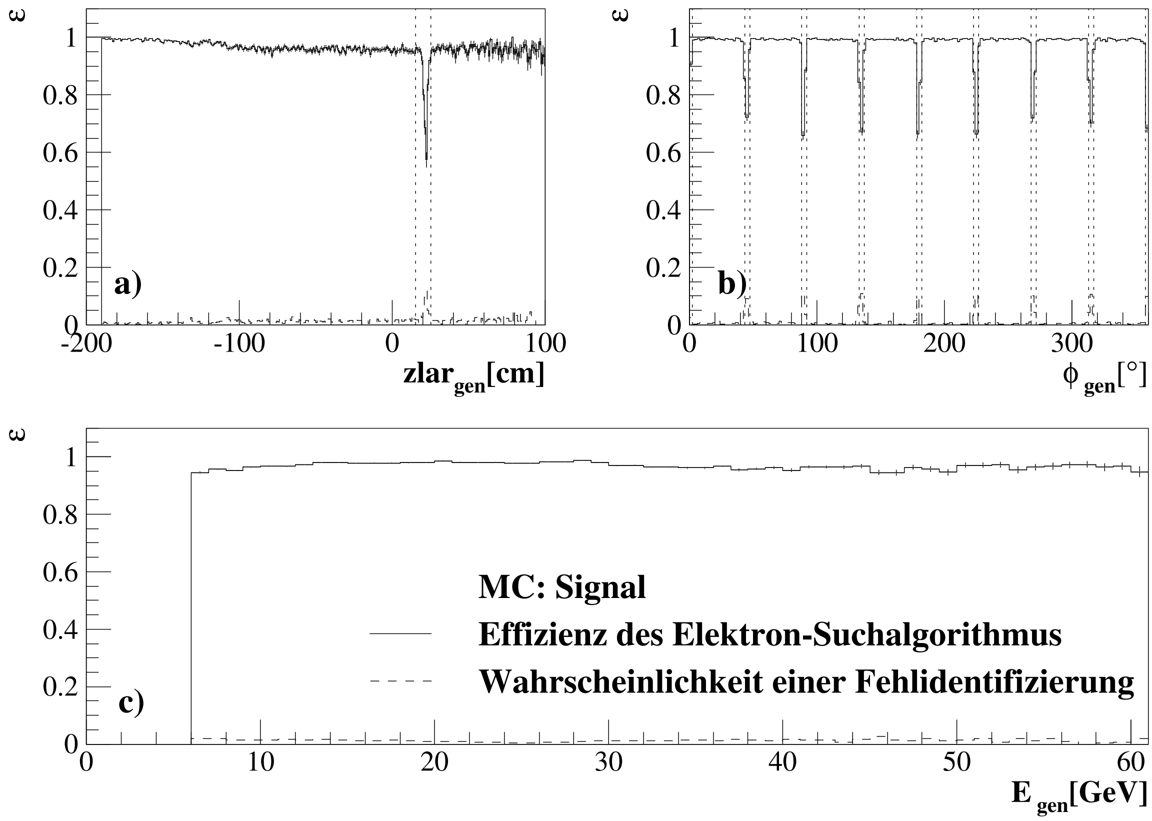


Abbildung 5.4: Effizienz des Elektron-Suchalgorithmus als Funktion des Elektron-Auftreffpunkts im LAr-Kalorimeter, des Azimuthwinkel ϕ und der Elektronenergie $E_e^{'}$. Deutlich erkennt man die geringere Effizienz in den Spalten zwischen den Kalorimetermodulen.

Abbildung 5.4 zeigt die Effizienz des Elektron-Suchalgorithmus als Funktion des Elektron-Auftreffpunkts im LArC, des Azimuthwinkels sowie der Energie des gestreuten Elektrons. In den Übergangsbereichen zwischen den Oktanten (Abb. 5.4b sowie zwischen den Kalorimeter-Wheels CB2 und CB3 (Abb. 5.4a ist eine geringere Effizienz des Elektron-Suchalgorithmus zu beobachten. Ein Schauer, der sich über einen Spalt ausbreitet, ist weniger kompakt, so daß der kalorimetrische Cluster die Formkriterien des Elektron-Suchalgorithmus häufig nicht erfüllt. Die Übergangsbereiche zwischen den Kalorimetermodulen werden aus dem Detektor-Akzeptanzvolumen ausgeschlossen (siehe Abschnitt 6.7).

5.1.3 Spurvalidierung des Elektron-Clusters

Das Elektron hinterläßt als geladenes Teilchen eine Ionisationsspur in den Spurkammern, die zur Verifikation der Elektronidentifikation herangezogen werden kann. Für die Positron-Datennahmeperiode 1994-97 wurden die Zuordnung der Teilchenspur zum kalorimetrischen Cluster im Detail untersucht [60]. Hier sollen nur die wesentlichen Schritte zur Spurfindung und zur Bestimmung der Effizienz der Cluster-Spur-Zuordnung vorgestellt werden. Der auf den Positrondaten optimierte Algorithmus zur Spurfindung wird auf die Elektron-Datennahmeperiode 1998/99 übertragen. Um mögliche Änderungen der Spurkammereffizienzen durch Alterung und neu auftretende Defekte zu berücksichtigen, muß jedoch die Effizienz der Spurfindung aus dem Elektrondatensatz neu bestimmt werden.

Algorithmus der Spur-Cluster-Zuordnung

Zunächst wird unter allen Spuren, die dem Vertex zugeordnet sind, den sogenannte DTRA-Spuren, diejenige ermittelt, deren Extrapolation in das Kalorimeter sich am nächsten an den Schwerpunkt des kalorimetrischen Clusters annähert. Ist der Abstand der geringsten Annäherung d_{ca} kleiner als 12 cm, wird diese Spur dem Cluster zugeordnet. Läßt sich dem Cluster keine DTRA-Spur zuordnen, wird unter allen DTNV diejenige mit dem kleinsten $d_{ca,\mathrm{DTNV}}$ gesucht, wobei $d_{ca,\mathrm{DTNV}}$ der geringste Abstand des Schwerpunkts des kalorimetrischen Clusters zur Verbindungsgeraden vom Vertex zum Endpunkt der DTNV-Spur ist. Ist dieser Abstand kleiner als 20 cm, wird diese Spur dem Cluster zugeordnet.

Effizienz der Spurfindung

Die Anzahl der Cluster, denen eine Spur zugeordnet werden konnte, normiert auf die Gesamtzahl aller Cluster, gibt die Spureffizienz an. Wichtig ist dabei, daß in die Gesamtzahl der Cluster nur Cluster von geladenen Teilchen eingehen, so daß überhaupt die Chance besteht, eine Spur in den Driftkammern zu rekonstruieren.

Die Effizienz der Spur-Cluster-Zuordnung wird mit Hilfe der gestreuten Elektronen der NC-Ereignissen bestimmt. Die Schwierigkeit besteht darin, einen möglichst untergrundfreien Datensatz zu erhalten, ohne von der Verifizierung des Elektron-Clusters durch eine auf ihn zeigende Spur Gebrauch zu machen. Dies erreicht man, indem man in der Standardselektion (siehe Abschnitt 6.9) ohne Spurkriterium die Schnitte auf longitudinale und transversale Impulserhaltung verschärft ($45 < E - P_z < 80$ GeV, $0.5 < P_{T,h}/P_{T,e} < 1.2$) und kein Ereignis akzeptiert, das einer der topologischen Ereignis-Klassifizierungs-Algorithmen (siehe Abschnitt 5.6.3) als Untergrundkandidat identifiziert. Um den Anteil an mißidentifizierten Elektronen zu minimieren, wird zunächst zusätzlich verlangt, daß die Energie des gestreuten

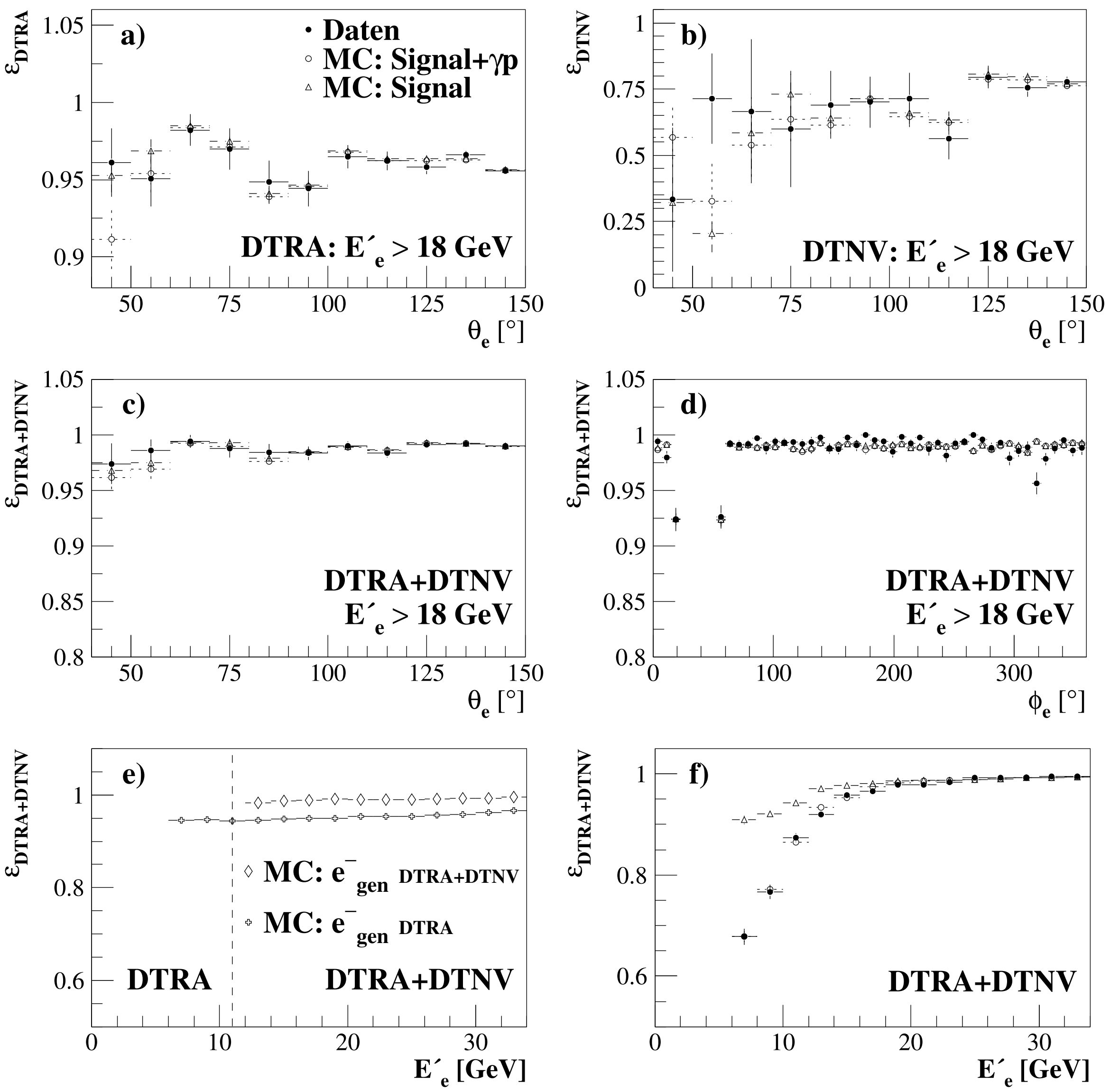


Abbildung 5.5: Effizienz der Spurfindung für das Elektron. DTRA-Effizienz (a) und DTNV-Effizienz (b) in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ_e. Die Kombinierte Effizienz von DTRA und DTNV-Spuren als Funktion des Polarwinkels θ_e und des Azimuthwinkels ϕ_e (c und d). Diskusion der scheinbaren Energieabhängigkeit (e und f, siehe Text).

Elektrons größer als 18 GeV ist. Die Energieabhängigkeit der Spureffizienz wird später gesondert betrachtet.

Abbildung 5.5a zeigt die Effizienz, eine DTRA-Spur zu einem Elektron zu finden, als Funktion von θ_e. Die DTNV-Spureffizienz auf Ereignissen, in denen keine DTRA-Spur gefunden wird, ist in Abbildung 5.5b zu sehen. Beide Effizienzen müssen in der Simulation, die von einer zu hohen Effizienz des Spurkammersystems ausgeht, angepaßt werden. Die Effizienz der Spurfindung als Kombination von DTRA- und DTNV-Spuren liegt über einen weiten Bereich in θ_e bei 99% und fällt in Vorwärtsrichtung mit abnehmender Akzeptanz der

Zentralen Spurkammern auf etwa 95% ab (siehe Abb. 5.5c). Als Funktion von ϕ_e fällt die Effizienz zwischen 22° und 53° dramatisch ab (siehe Abb. 5.5d). Dies ist auf einen gerissenen Draht in der äußeren Driftkammer CJC2 zurückzuführen, der ein Spurkammersegment unbrauchbar macht. Ereignisse, deren gestreutes Elektron in diesem Winkelbereich liegt, werden in der endgültigen Selektion verworfen.

Auch bei den niedrigsten Elektronenergien dieser Analyse von 6 GeV hat das Elektron einen so großen Transversalimpuls, daß seine Flugbahn in guter Näherung durch eine Gerade beschrieben wird. Man erwartet daher keine Abhängigkeit der Spurfindungseffizienz von der Energie des gestreuten Elektrons. Für simulierte Ereignisse, in denen sichergestellt wurde, daß das gestreute Elektron korrekt identifiziert wurde, trifft diese Erwartung zu. Abbildung 5.5e) zeigt, daß die Effizienz, eine DTRA-Spur zu finden, für alle Energien konstant bei etwa 95% liegt. Für Elektronenergien größer als 11 GeV verifizieren zusätzlich DTNV-Spuren das Elektron, wodurch sich die Spureffizienz, unabhängig von der Energie, auf nahezu 100% erhöht. Bei Energien kleiner 11 GeV soll das Ladungsvorzeichen der Spur zur Untergrundreduktion ausgenutzt werden, weshalb die DTNV-Spur nicht verwendet werden kann (siehe Abschnitt 5.7).

Bei Energien kleiner 18 GeV nimmt für Untergrund- wie auch für Signalereignisse die Wahrscheinlichkeit zu, daß ein Teilchen des hadronischen Endzustands als Elektron mißidentifiziert wird. Häufig ist dies ein neutrales Teilchen, z.B ein π^0, dessen beide Zerfallsphotonen als ein elektromagnetischer Cluster im LArC nachgewiesen werden und keine Spuren in den Spurkammern hinterlassen. Bei niedrigen Energien können neutrale Teilchen nicht mehr vollständig aus der Gesamtzahl aller Cluster eliminiert werden. Das Verhältnis der Cluster mit zugeordneter Spur zur Gesamtzahl der Cluster nimmt ab, so daß die Spureffizienz scheinbar von der Energie abhängt. Die Kombination von simulierten Signal- und Untergrundereignissen reproduziert jedoch sehr gut diese scheinbare Energieabhängigkeit der Spurfindungseffizienz in den Daten (Abb. 5.5f).

5.2 Beschreibung des Vertex in der Simulation

Ausgehend vom Vertex, dem Ort, an dem die Wechselwirkung stattgefunden hat, werden die Winkel des gestreuten Elektrons gemessen. Daher benötigt man zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik eine möglichst genaue Kenntnis des Vertex. Es ist wichtig, daß die z-Verteilung des Vertex durch die Simulation gut beschrieben wird, da sich diese durch Detektor- und Trigger-Akzeptanzschnitte indirekt auf die gemessene bzw. simulierte Ereignisrate auswirkt. Die Effizienz der Vertexrekonstruktion wirkt sich direkt auf die Ereignisrate aus. Es ist daher sicherzustellen, daß die Simulation die Effizienz, mit der der Vertex in den Daten rekonstruiert wird, detailgetreu reproduziert.

5.2.1 Anpassung der Vertexposition

Die HERA-Maschine wird so betrieben, daß die Elektron-Proton-Kollisionen im Bereich um den nominellen Wechselwirkungspunkt stattfinden. Der Kollisionspunkt kann sich jedoch innerhalb einer Toleranz von einigen Zentimetern von Luminositätsfill zu Luminositätsfill verschieben (siehe Abb. 5.6a). Die z-Verteilung des Vertex aller Ereignisse der e^-p-Datennahmeperiode ist daher eine Überlagerung vieler, gegeneinander verschobener, annähernd gaußförmiger Verteilungen.

Der Simulation liegt eine einzige Gaußverteilung mit zuvor gewähltem Mittelwert und zuvor gewählter Breite zugrunde. Wie in Abbildung 5.6 (unten links) zu sehen, ist die Beschreibung der z-Position des Vertex erwartungsgemäß zunächst nicht zufriedenstellend.

Zur Anpassung der z-Verteilung des Vertex wird für jede Elektronfüllung die mittlere z-Position des Vertex ermittelt. Elektronfüllungen, deren mittlere z-Position des Vertex in einem Intervall $[n \cdot 2\text{cm}, (n-1) \cdot 2\text{cm}[$ mit $n = -4, -3, \ldots, +5$ liegt, werden zu je einer Klasse zusammengefaßt. Für jede Klasse bestimmt man die integrierte Luminosität der in ihr enthaltenen Datenruns. Aus einer Anpassung von Gaußkurven an die z-Verteilungen jeder Klasse erhält man deren Mittelwerte und Breiten (Abb. 5.6b). Die simulierten Ereignisse werden nun entsprechend dem Verhältnis der auf 1 normierten Gaußverteilungen der z-Vertexklasse und der generierten z-Vertexverteilung umgewichtet, wobei die Häufigkeit mit der die Parameter einer Klasse verwendet werden, dem Luminositätsanteil der Klasse entspricht. Nach der Umgewichtung beschreibt die Simulation sowohl die Form als auch die absolute Normierung der z-Vertexverteilung (Abb. 5.6 unten rechts).

5.2.2 Bestimmung und Anpassung der Vertexeffizienz

In der Regel kann aus den Spuren der zentralen Driftkammern der Ereignis-Vertex, der sogenannte zentrale Vertex, rekonstruiert werden. Bei Ereignissen mit geringer Spurmultiplizität im Zentralbereich – dies ist für NC-Ereignisse bei kleinem y (= großes x) der Fall – ist anzunehmen, daß die Effizienz einen zentralen Vertex zu finden, abnimmt. Aus den Spurinformationen der Vorwärtsspurkammern kann aber ein sogenannter Vorwärts-Vertex rekonstruiert werden. Die Effizienz der Kombination von zentralen und Vorwärtsspurkammern sollte unabhängig von der Kinematik des Ereignisses sein.

Die Effizienz für die Rekonstruktion eines zentralen Vertex und für die Kombination von zentralem und Vorwärts-Vertex kann aus den NC-Ereignissen dieser Analyse ermittelte werden, die durch die im Abschnitt 6.9 beschriebene Selektion ohne Spezifikation des Vertex-Typs ausgewählt werden. Da in Ereignissen, für die kein Vertex rekonstruiert wurde, der nominelle Wechselwirkungspunkt als Vertex ($z_{vtx} = 0$) angenommen wird, kann man den Schnitt auf die z-Position des Vertex ($|z_{vtx}| < 35$ cm) beibehalten. Um ohne Spezifikation des Vertex-Typs einen möglichst untergrundfreien Datensatz zu erhalten, werden die Schnitte auf longitudinale und transversale Impulserhaltung ($52 < E - P_z < 58$ GeV, $0.85 < P_{T,h}/P_{T,e} < 1.2$) verschärft. Außerdem werden alle Ereignis verworfen, die einer der topologischen Ereignis-Klassifizierungs-Algorithmen (Abschnitt 5.6.3) als Untergrundkandidat identifiziert.

Abbildung 5.7 zeigt die Effizienz, einen zentralen Vertex zu rekonstruieren, als Funktion der Inelastizität y. Über einen weiten Bereich liegt die Effizienz bei 100%. Bei kleinem y ist, wie erwartet, einen Verringerung der Effizienz zu beobachten. Diese Verringerung ist in den Daten ausgeprägter als in der Simulation.

Bei Ereignissen mit kleinem y (= großes x) ist der hadronische Endzustand stark in Vorwärtsrichtung geboostet, so daß die Rekonstruktion des zentralen Vertex häufig allein auf der Spur des gestreuten Elektrons basiert. Die Simulation überschätzt die Effizienz, für das Elektron eine dem Vertex zugeordnete Spur (DTRA) zu finden. In Abschnitt 5.1.3 wurde die Spureffizienz des Simulation dadurch angepaßt, daß für einen Teil der Ereignisse die Spurinformation der DTRA-Spur gelöscht und durch Informationen der DTNV-Spur ersetzt werden. Enthält das Ereignis neben der Spur des gestreuten Elektrons keine weiteren

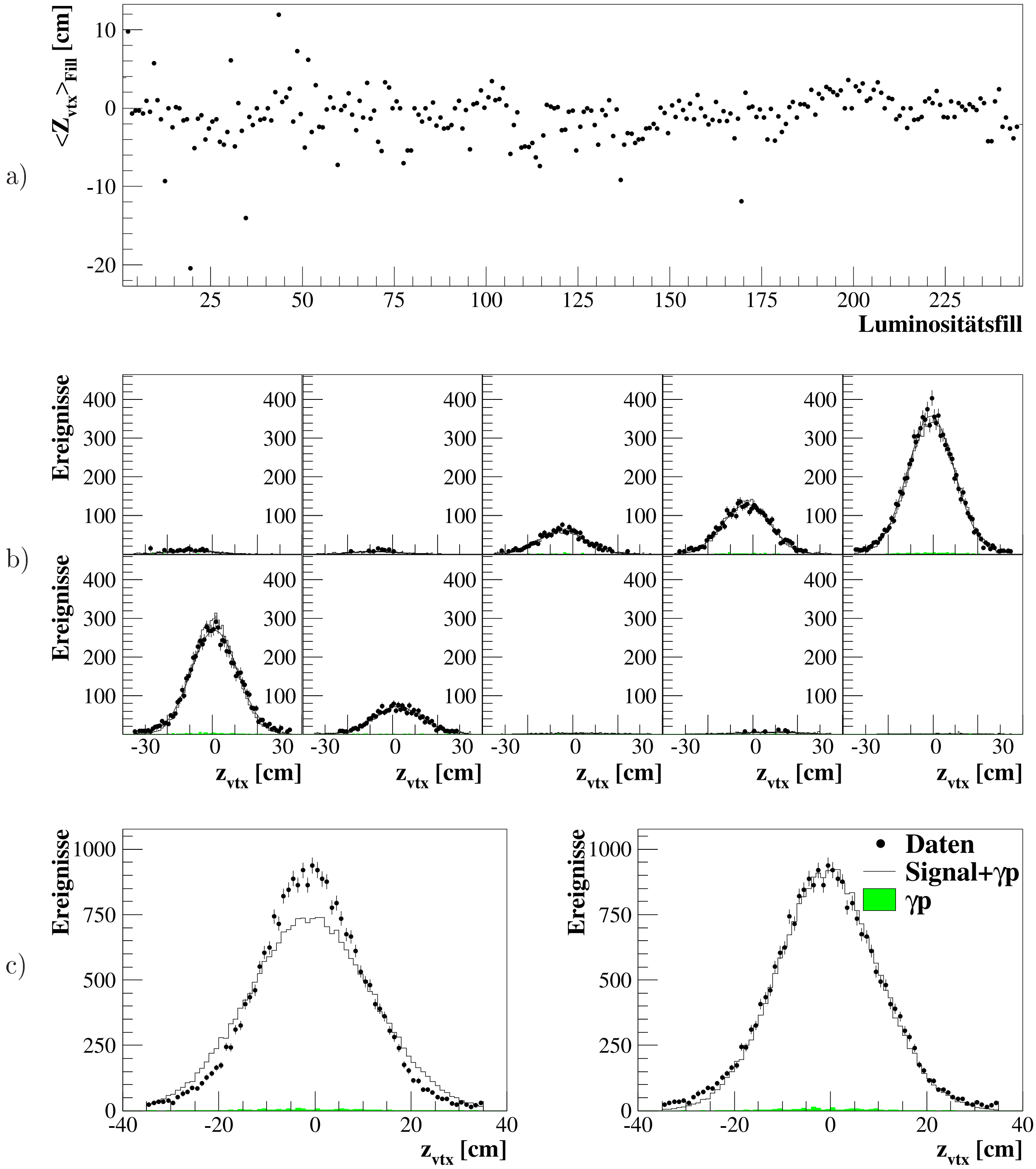


Abbildung 5.6: Anpassung der Vertexposition: Variation der über die Luminositätfills gemittelten z-Position des Vertex als Funktion der laufenden Nummer des Luminositätfills (oben). Die Vertexverteilungen der Ereignisse, klassifiziert nach der über den Luminositätsfill gemittelten z-Position des Vertex (mitte). z-Vertexverteilungen vor bzw. nach Anwenden der Gewichtungsfaktoren (unten links bzw. rechts).

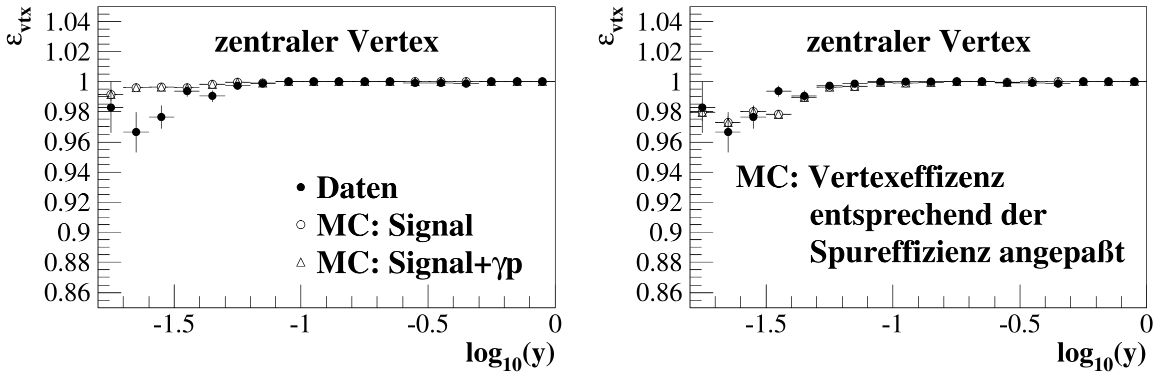


Abbildung 5.7: Anpassung der Effizienz der Rekonstruktion des zentralen Vertex

Spuren im Zentralbereich, hätte der zentrale Vertex nicht rekonstruiert werden können. Findet man in der Vorwärtsspurkammer dem Vertex zugeordnete Spuren, wird der Vertex als Vorwärts-Vertex beibehalten, anderenfalls eliminiert. Wie Abbildung 5.8a zeigt, kann auf diese Weise die Effizienz des zentralen Vertex über den gesamten Wertebereich von y mit hinreichender Genauigkeit modelliert werden.

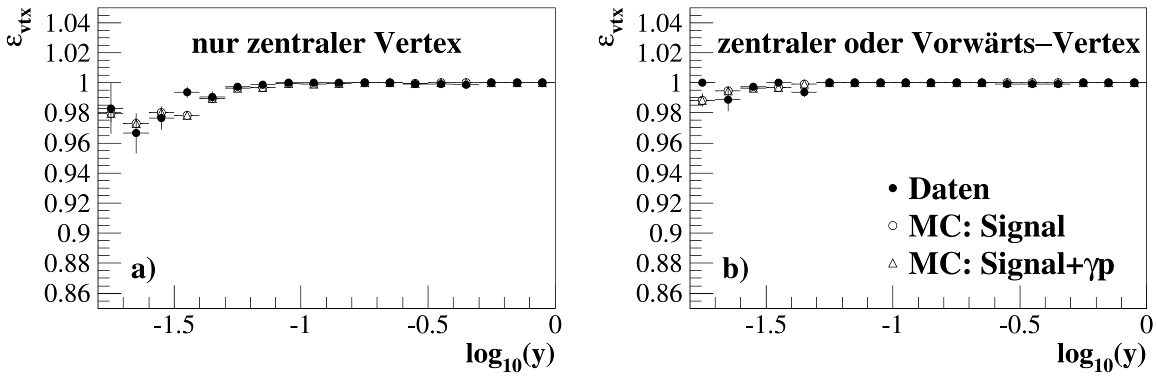


Abbildung 5.8: Effizienz für den zentralen Vertex nach Anpassung der DTRA-Effizienz (a) und die Effizienz der Kombination von zentralem und Vorwärts-Vertex (b).

Abbildung 5.8b zeigt die Effizienz der Kombination von zentralem und Vorwärts-Vertex. Wie erwartet kompensiert der Vorwärts-Vertex die Verringerung der Effizienz des zentralen Vertex. Über den gesamten Wertebereich von y wird eine Effizienz von nahezu 100% erreicht.

5.3 Winkelmessung des Elektrons

Polar- und Azimuthwinkel des gestreuten Elektrons werden relativ zum Vertex der Elektron-Proton-Kollision gemessen. Den Vertex bestimmt man aus den in den Driftkammern gemessenen Teilchenspuren der Kollisionsprodukte (siehe obige Abschnitte). Damit definiert das Spurkammersystem den Ursprung und die Ausrichtung des H1-Koordinatensystems. Alle anderen Detektorkomponenten werden relativ zu den Spurkammern ausgerichtet. Ausgehend vom Ereignisvertex können die Winkel des Elektrons sowohl aus den Parametern der

Driftkammerspur als auch aus der Position des kalorimetrischen Clusters bestimmt werden. Um eine konsistente Winkelmessung zu erhalten, ist die relative Ausrichtung des LArC zur zentralen Spurkammer zu überprüfen. Die Größe der systematischen Unsicherheit bestimmt die Wahl der Detektorkomponente zur Winkelmessung.

5.3.1 Ausrichtung des Kalorimeters

Um zu überprüfen, wie gut die relative Ausrichtung von LArC zu zentraler Spurkammer in Daten und Simulation übereinstimmt, vergleicht man die Projektionen des kalorimetrischen Clusters und der Driftkammerspur des Elektrons auf eine Referenzfläche.

Diese Referenzfläche ist weitgehend an die tatsächliche Oberfläche des LArC angepaßt. Die Begrenzung der Oberfläche in der x-y-Ebene entspricht einem regelmäßigen Oktogon mit einem innerem Radius $R_{Okt} = 105$ cm, für $z < -157$ cm einem Hexadekagon mit dem selben Radius, um die Unterteilung der Oktanten des BBE besser anzunähern. In Vorwärtsrichtung ist die Begrenzung der Referenzfläche durch eine Ebene senkrecht zur z-Achse bei $z = 292$ cm gegeben. Die Projektion der Cluster-Position ist der Durchstoßpunkt einer Geraden vom Vertex zum Schwerpunkt des Clusters durch die Referenzebene. Die Spur wird unter Berücksichtigung der Krümmung im Magnetfeld auf die Referenzfläche extrapoliert.

Um die Meßgenauigkeit der Spur in der z-Koordinate zu verbessern, werden nur Ereignisse ausgewählt, bei denen der Elektronspur mindestens jeweils ein Treffer in der inneren und äußeren z-Kammer (CIZ und COZ) zugeordnet wurde. Für die Vergleiche von Daten und Simulation wird die Effizienz dieses Trefferkriteriums in der Simulation angepaßt.

Im folgenden werden drei wesentliche Aspekte der Ausrichtung des Flüssig-Argon-Kalorimeter genauer diskutiert.

Thermische Schrumpfung des LArC

Die Abmessungen des LArC wurden bei Raumtemperatur („warm") bestimmt, und müssen auf die Maße bei der Betriebstemperatur des flüssigen Argons (LAr) von 72 K („kalt") übertragen werden. Aus Symmetriegründen ist diese Korrektur nur in der z-Koordinate notwendig, sie beträgt bis zu etwa 1 cm.

Aus den bei Raumtemperatur vermessenen und den auf LAr-Temperatur extrapolierten Zellpositionen ergibt sich für die Daten eine lineare Stauchung entlang der z-Achse mit folgender Parametrisierung:

$$z_{kalt} = 23.67 \text{ cm } + \ (z_{warm} - 23.67 \text{ cm}) \cdot (1 - 0.0027)$$

Drehung und Verschiebung des LArC

Während des Winter-Shutdowns 1997/98 wurde das Spurkammersystem aus dem H1-Detektor entnommen, um durch Alterung ineffizient gewordene Drähte auszutauschen. Bei der Remontage könnte das Spurkammersystem gegen das LAr-Kalorimeter verschoben und/oder verdreht eingesetzt worden sein. Da die Spurkammern das H1-Koordinatensystem festlegen, muß gegebenenfalls die relative Position des LArC adjustiert werden. Studien dazu wurden von mehreren Analysegruppen vorgelegt [113]. Für vorliegende Analyse wurde die in Tabelle 5.2 angegebene Parametrisierung gewählt.

Globale Verschiebung in z:	$\Delta z_{glob} = 0.25$ cm
Rotation um x-Achse:	$\alpha = -0.12$ mrad
Rotation um y-Achse:	$\beta = -0.24$ mrad
Rotation um z-Achse:	$\gamma = +1.90$ mrad
Verschiebung in x:	$\Delta x = -0.0770$ cm
Verschiebung in y:	$\Delta y = -0.0087$ cm
Verschiebung in z:	$\Delta z = -0.0500$ cm
Zusätzliche Verschiebungen in z:	
CB2: $-60.0 < z \leq 25.0$:	$\Delta z_{CB2} = -0.25$ cm
CB3: $-25.0 < z < 110.0$:	$\Delta z_{CB3} = +0.11$ cm

Tabelle 5.2: Parametrisierung zur Ausrichtung des LArC

Diese Parametrisierung wird auf dem vorliegenden Datensatz verifiziert, indem die z-Koordinate und der Azimuthwinkel ϕ der Projektionen von Cluster (Index LAr) und Spur (Index $Spur$) des gestreuten Elektrons sowohl auf Daten als auch in der Simulation miteinander verglichen werden. Nach Anwendung der oben genannten Korrektur ergibt sich eine Abweichung $\Delta z = z_{LAr} - z_{Spur}$, deren Größe und Vorzeichen von der z-Position des Auftreffpunkts im LArC z_{LAr} abhängt. Die verbleibende Abweichung wird jedoch von der Simulation sehr gut beschrieben (siehe Abbildung 5.9).

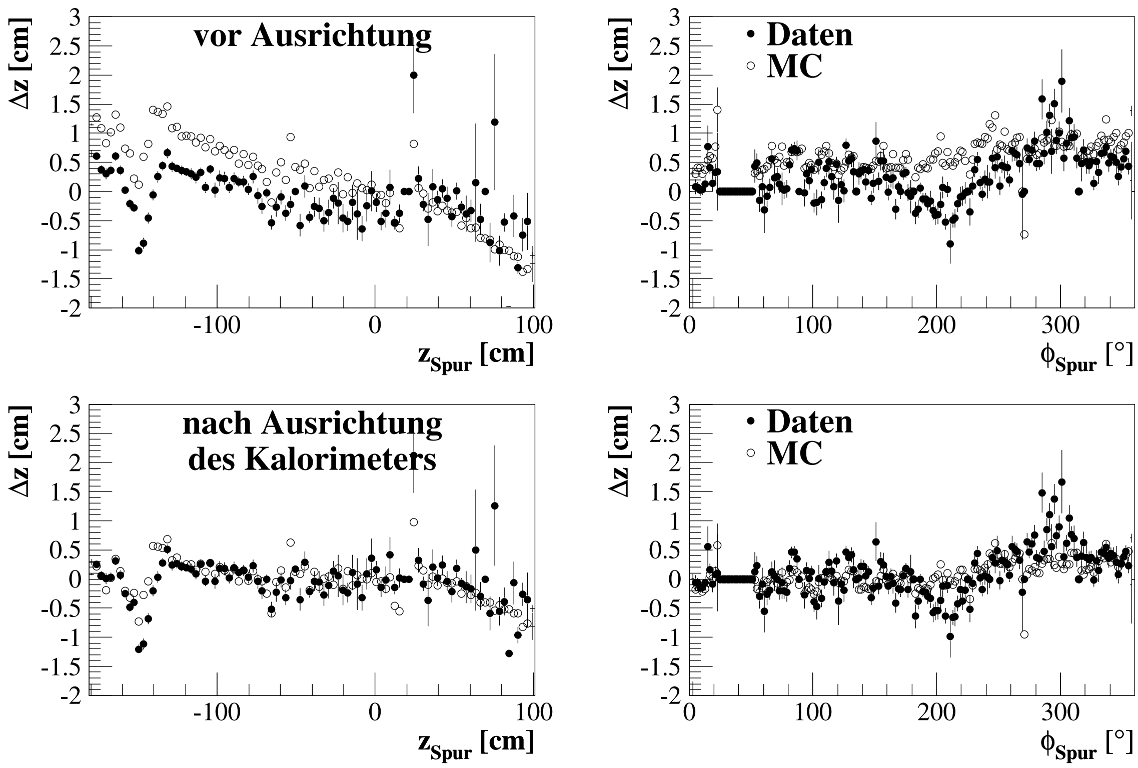


Abbildung 5.9: Verifikation der Parametrisierung zur Ausrichtung des LArC.

Korrektur der Polarwinkelmessung

Um eine bestmögliche Übereinstimmung des mit dem LArC gemessenen mit dem tatsächlichen Polarwinkel zu erhalten, wird sowohl in den Daten als auch in der Simulation das Kalorimeter so gestreckt, daß der Polarwinkel im LAr-Kalorimeter mit dem generierten Polarwinkel übereinstimmt. Die angewandte Korrektur ist:

$$z_{LAr,final} = z_{LAr} \cdot 1.006$$

Abbildung 5.10 zeigt die Abweichung $\Delta\theta = \theta_{LAr} - \theta_{gen}$ nach Anwendung aller Korrekturen. Die systematische Unsicherheit der Polarwinkelmessung im LArC ergibt sich aus der Breite der Verteilung in Abbildung 5.10 zu etwa 3 mrad.

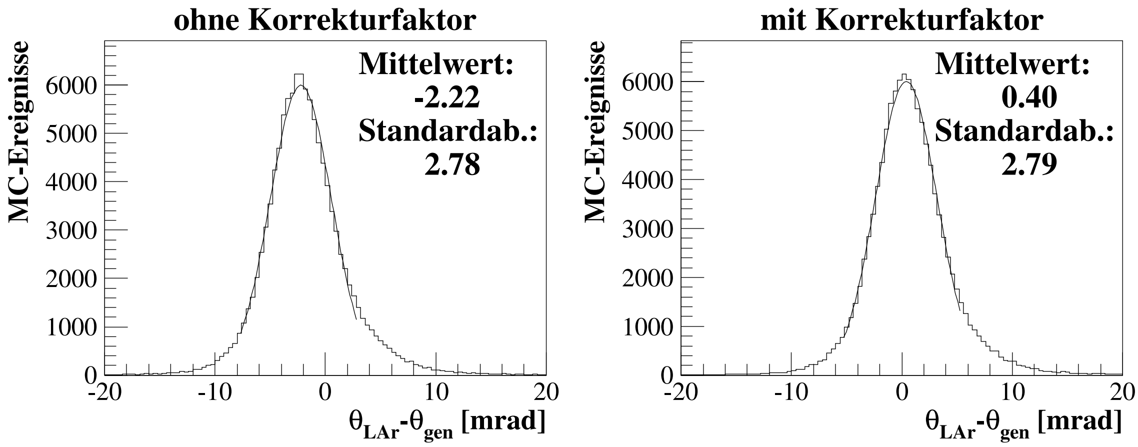


Abbildung 5.10: Korrektur der Polarwinkelmessung.

5.3.2 Polar- und Azimuthwinkel des Elektrons

Der Polar- θ_e und Azimuthwinkel ϕ_e des gestreuten Elektrons kann sowohl aus den Parametern der Ionisationsspur als auch aus den Koordinaten des Schwerpunkts des kalorimetrischen Clusters bestimmt werden.

In den Daten der Elektrondatennahme 1998/99 wurde eine systematische Verschiebung der Polarwinkelmessung beobachtet, wenn die Driftkammerspur nur unzureichend durch Spurpunkte der z-Kammern eingeschränkt ist [114]. Die Größe dieser Verschiebung hängt von der Anzahl der Spurpunkte in innerer und äußerer z-Kammer sowie vom Azithmuthwinkel ϕ ab.

Abbildung 5.11 zeigt die Verschiebung des Auftreffpunkts der Spur auf der Kalorimeterreferenzfläche gemittelt über alle Spuren (links) bzw. über alle Spuren, denen jeweils mindestens ein Treffer in CIZ und COZ (rechts) zugeordnet ist. Als Referenz dient in beiden Fällen der Projektionspunkt des kalorimetrischen Clusters. Wegen dieser systematischen Verschiebung kommt in vorliegender Analyse die Polarwinkelmessung mittels der Spurkammern nicht zur Anwendung.

Der Polarwinkel des gestreuten Elektrons θ_e wird aus den Koordinaten des Cluster-Schwerpunkts ermittelt. Wird für das Elektron eine dem Vertex zugeordnete Spur gefunden,

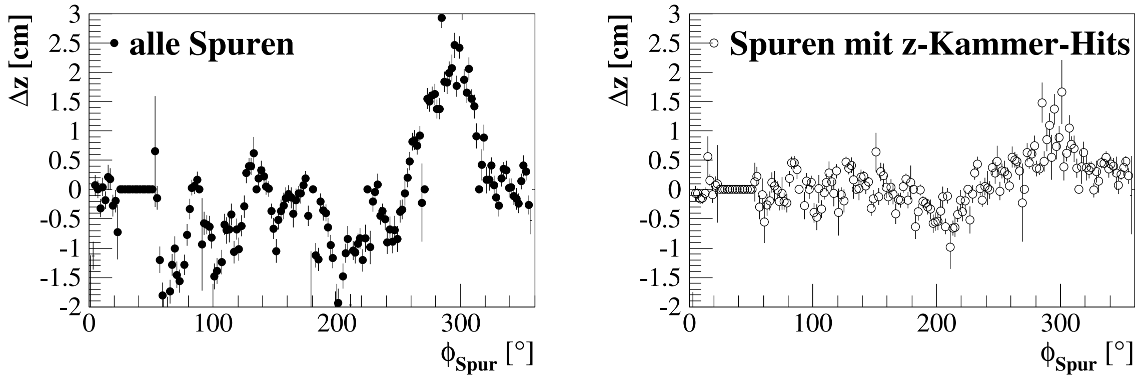


Abbildung 5.11: Systematische Verschiebung des Spur-Auftreffpunkts. Die Verschiebung wird als Funktion des Azimuthwinkels gezeigt und hängt von der Anzahl der Spurpunkte in den z-Kammern ab.

gibt deren Azimuthwinkel den Azimuthwinkel des Elektrons ϕ_e an. Anderenfalls wird der Azimuthwinkel des kalorimetrischen Clusters verwendet.

Die ep-Strahlachse fällt nicht exakt mit der z-Achse des Detektors zusammen, sondern ist unter einem kleinen Winkel gegen diese geneigt. Dieser Winkel hängt von den Operationsbedingungen des Beschleunigers ab, wird für jeden Run gemessen und ist in der Regel innerhalb eines Luminositätsfills konstant.

Abbildung 5.12 zeigt die Neigungswinkel der Strahlachse in x- und y-Richtung als Funktion des Luminositätsfills. Die Neigung beträgt im Mittel etwa 1 mrad. Bei Messung des Polarwinkels θ_e wird diese Verkippung berücksichtigt.

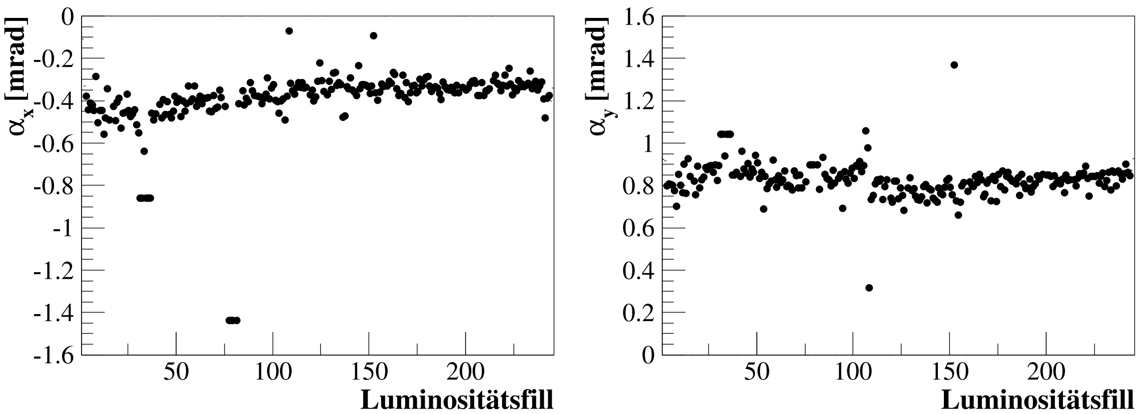


Abbildung 5.12: Verkippung der Strahlachse gegen die z-Achse des Detektors in x-Richtung (links) und y-Richtung (rechts).

5.4 Elektronenergiekalibration

In vorliegender Analyse werden sowohl das gestreute Elektron als auch der hadronische Endzustand hauptsächlich im LArC gemessen. Die Genauigkeit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen hängt damit weitgehend von der Präzision der Energiemessung im LAr-Kalorimeter ab. Um die systematische Unsicherheit aufgrund der Elektronenergiemessung möglichst gering zu halten, wird eine präzise Kalibration durchgeführt. Sie wendet die für die e^+p-Datennahmeperiode 1994-97 entwickelten Verfahren [19, 60, 115] auf die neuen Daten der e^-p-Datennahmeperiode 1998/99 an.

5.4.1 Kalibrationsgrundlagen

Ausgangspunkt für die Elektronkalibration sind die Kalibrationsfaktoren aus der Analyse der e^+p-Streuungen 1994-97 bei hohen Impulsüberträgen [19]. Vor der Datennahmeperiode 1998 wurde für das elektromagnetische und hadronische Kalorimeter die modifizierte Auslese-Elektronik installiert (siehe Abschnitt 4.2.2). Wie zu erwarten, liefert die 1994-97er Kalibration kein perfektes Ergebnis für die neuen Daten 1998/99 (siehe Abb. 5.13 und Abb. 5.14). Es muß also eine neue Kalibration auf den Elektrondaten durchgeführt werden.

Dazu werden Ereignisse ausgewählt, die kinematisch überbestimmt sind, so daß die kalorimetrische Energiemessung mit einer unabhängigen Vorhersage verglichen werden kann. In vorliegender Analyse werden NC-Ereignisse verwendet, um die Kalibrationsfaktoren zu bestimmen (dieser Abschnitt). Mit QED-Compton-Ereignissen werden die gewonnenen Kalibrationsfaktoren überprüft (Abschnitt 5.4.5).

In NC-Ereignissen können Energie und Winkel des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustands gemessen werden. Die Strahlenergien sind exakt bekannt. Die Elektronenergie kann daher nach der Doppel-Winkel-Methode rekonstruiert werden (siehe Gleichung 1.13), die von der kalorimetrisch gemessenen Energie des Elektrons unabhängig ist. Zur Kalibration werden die Ereignisse der endgültigen Selektion (Abschnitt 6.9) verwendet, die zusätzlich die folgenden Kriterien erfüllen:

- $\gamma_h > 10°$: Der hadronische Endzustand ist weitgehend im LArC enthalten, so daß der inklusive hadronische Winkel γ_h zuverlässig rekonstruiert werden kann.

- $y_\Sigma < 0.3 (< 0.5)$ für $\theta_e \geq 80° (< 80°)$: Dieses Kriterium stellt eine genau Rekonstruktion und eine gute Auflösung der nach der Doppel-Winkel-Methode bestimmten Elektronenergie sicher.

- 14 GeV $< E_e^{'} <$ 300 GeV: Dieser Schnitt legt den Energiebereich fest, für den die Kalibration bestimmt wird. Indirekt wird so auch ein minimaler transversaler Impuls des hadronischen Endzustands verlangt, was bei der Rekonstruktion des inklusiven hadronischen Winkels γ_h von Vorteil ist.

Auf diese Weise wird eine möglichst genaue Rekonstruktion der Ereigniskinematik und somit der Elektronenergie nach der Doppel-Winkel-Methode sicher gestellt. Eine detaillierte Diskussion der Selektion von NC-Ereignissen zur Kalibration der Elektronenergie ist zum Beispiel in [60] und [116] zu finden.

5.4.2 Bestimmung der Kalibrationsfaktoren

Für die Elektronenergiekalibration wird die kalorimetrisch gemessene Elektronenergie E_{CL} mit der von der Doppel-Winkel-Methode vorhergesagten Energie E_{DA} verglichen. Abbildung 5.13 zeigt das Verhältnis beider Energien am Beispiel von Elektronen, die im ersten Oktanten des BBE nachgewiesen werden. Zur Ermittlung der Kalibrationsfaktoren werden nur Ereignisse verwendet, für die das Energieverhältnis E_{CL}/E_{DA} zwischen 0.8 und 1.2 liegt. Dadurch wird der Einfluß statistischer Schwankungen in den Ausläufern der Verteilung eliminiert. Im Wertebereich $0.8 < E_{CL}/E_{DA} < 1.2$ berechnet man den Mittelwert der Verteilung. Der Korrekturfaktor ist das Inverse dieses Mittelwertes. Alle Kalibrationsfaktoren werden sowohl für die Daten als auch für die simulierten Ereignisse ermittelt, um systematische Verschiebungen durch die Rekonstruktionsprozedur zu korrigieren.

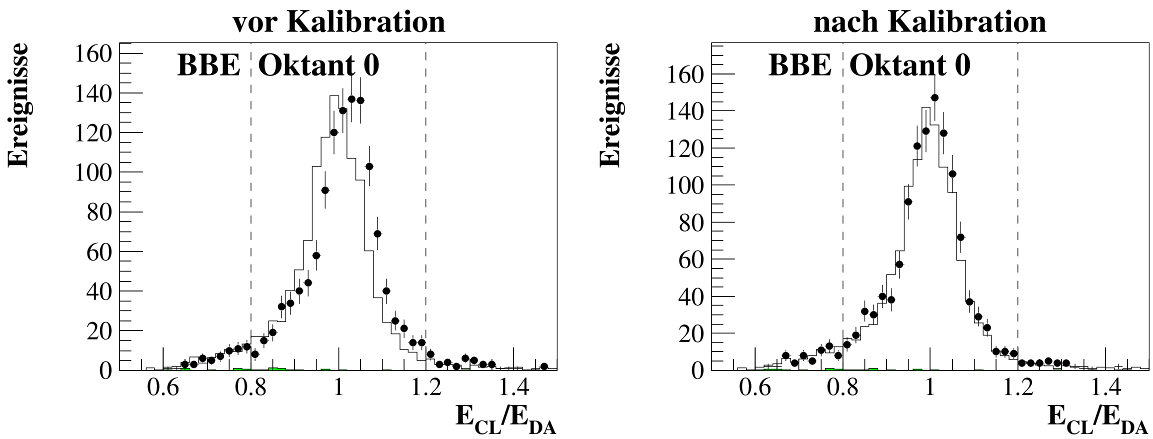


Abbildung 5.13: Kalibration der Elektronenergie. Gezeigt ist das Verhältnis der kalorimetrisch gemessenen Energie zur Energie, die von der Doppel-Winkel-Methode vorhergesagt wird. Links vor, rechts nach der Kalibration.

Um eine möglichst genaue Kalibration zu erhalten, die an die Struktur des LArC angepaßt ist, werden die Kalibrationsfaktoren in drei Schritten ermittelt:

- Zuerst werden Kalibrationsfaktoren für die verschiedenen Kalorimetermodule bestimmt. Im BBE, CB1 und CB2 kann für jeden Oktanten ein Kalibrationsfaktor bestimmt werden, im CB3 und FB2 wird wegen mangelnder Statistik jeweils ein gemeinsamer Faktor für alle acht Oktanten ermittelt. Abbildungen 5.14 zeigt die Inversen Kalibrationfaktoren als Funktion der Modulnummer $I_{Modul} = 8 \cdot I_{wheel} + I_{Oktant}$.

- Im nächsten Schritt werden die Kalibrationfaktoren als Funktion des Elektronauftreffpunkts z_{LAr} ermittelt und zwar für $z_{LAr} < 0$ in Schritten von 1 cm, für $z_{LAr} > 0$ aus Statistikgründen in Schritten von 10 cm. Die Kalibrationsfaktoren werden als Funktion des Index I_Z angegeben mit

$$I_Z = \begin{cases} 200 + \mathrm{int}(z_{LAr}[\mathrm{cm}]) & \text{falls -200 cm} < z_{LAr} < 0 \\ 200 + \mathrm{int}(z_{LAr}[\mathrm{cm}]/10) & \text{falls } z_{LAr} > 0 \end{cases} \quad .$$

- Im letzten Schritt wird das Verhältnis E_{CL}/E_{DA} in Abhängigkeit vom Azimuthwinkel ϕ_e untersucht. Zunächst wird der minimale Abstand im Azimuthwinkel $\Delta\phi_{Crack}$ des Elektronauftreffpunkts zum nächstgelegenen ϕ-Crack ermittelt. Mit zunehmendem Abstand zum Crack liegt das Verhältnis E_{CL}/E_{DA} in den Daten über dem Erwartungswert von 1 (siehe Abbildung 5.14 unten). Dieses Verhalten, das nur in den Daten beobachtet wird, wird durch einen zusätzlichen Kalibrationsfaktor korrigiert, der im BBE (Abb. 5.14c) bzw. in CB1 bis FB2 (Abb. 5.14d) nur von $\Delta\phi_{Crack}$ abhängt.

Die Abbildungen 5.14 und 5.15 zeigen das Verhältnis E_{CL}/E_{DA} als Funktion der Modulnummer I_{Modul} und des Elektronauftreffpunkts in den Variablen I_Z sowie der Azimuthwinkeldifferenz $\Delta\phi_{Crack}$ vor und nach Anwendung aller Kalibrationsfaktoren. Im Rahmen der Fehler werden die Daten nach Anwendung der Kalibration sehr gut durch die Simulation beschrieben. Der Mittelwert des Verhältnisses E_{CL}/E_{DA} ist innerhalb der Fehler mit 1 verträglich. Daten und Simulation werden durch die oben beschriebene Kalibrationsprozedur absolut kalibriert. Wegen der geringen Ereigniszahl in Vorwärtsrichtung werden die für FB2 bzw. für $z_{LAr} > 100$ cm ermittelten Kalibrationsfaktoren nicht angewandt. Im gesamten Vorwärtsbereich wird weiterhin die Kalibration der e^+p-Datennahmeperiode 1994-97 verwendet, für die eine deutlich höhere Statistik zur Verfügung stand.

5.4.3 Energieauflösung

In Testmessungen am CERN [66] wurde die Energieauflösung des Kalorimeters bestimmt. Für Elektronen und Photonen ergab sich eine Energieauflösung von

$$\Delta E/E = 12\%/\sqrt{(E/GeV)} \oplus 1\%.$$

Die gute Auflösung der Doppel-Winkel-Methode von 4% [60] auf den zur Kalibration ausgewählten Ereignissen ermöglicht die Bestimmung der Energieauflösung des LArC aus den Daten. Die Energieauflösung ergibt sich aus der Breite der Verteilung der auf die wahre Energie E_{wahr} normierten Differenz von gemessener Energie E_{CL} und wahrer Energie. Da die wahre Energie auf den Daten unbekannt ist, wird sie durch die von der Doppel-Winkel-Methode vorhergesagten Energie ersetzt:

$$\Delta E/E \equiv \sigma((E_{CL} - E_{wahr})/E_{wahr}) \approx \sigma((E_{CL} - E_{DA})/E_{DA})\,.$$

Abbildung 5.16 zeigt die so ermittelte Energieauflösung als Funktion der Elektronauftreffpunkts I_Z. Die Energieauflösung liegt zwischen 4% und 10%. Berücksichtigt man die zusätzliche Unsicherheit durch die Verwendung der Elektronenergie aus der Doppel-Winkel-Methode, entspricht das der Erwartung aus den Teststrahlmessungen für mittlere Elektronenergien zwischen 25 und 30 GeV. Daten und Simulation stimmen gut überein. Deutlich ist die Verschlechterung der Auflösung in den z-Cracks bei -60cm und -150cm zu erkennen. Weiterhin ist in den Daten eine geringfügige Verbesserung der Energieauflösung durch die Kalibration zu beobachten.

5.4.4 Kalibration und Ereigniszeitpunkt

Die Auslese des LArC ist so ausgelegt, daß zum nominellen Ereigniszeitpunkt das Kalorimetersignal im Maximum digitalisiert wird. Über einen großen Bereich der e^-p-Datennahmeperiode wurden etwa 10% der Ereignisse um ein Bunch-Crossing verschoben

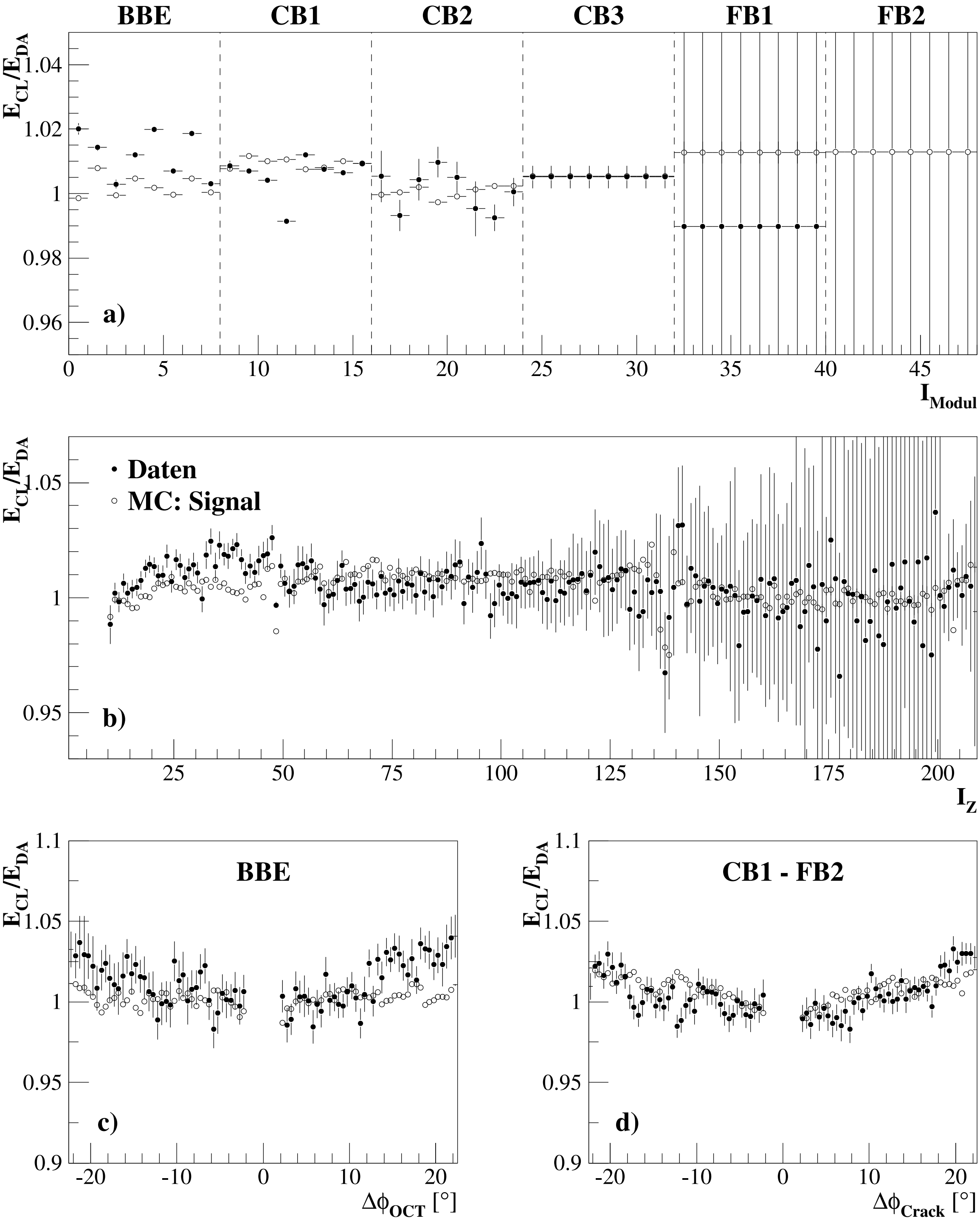


Abbildung 5.14: Messung der Elektronenergie vor der Kalibration.

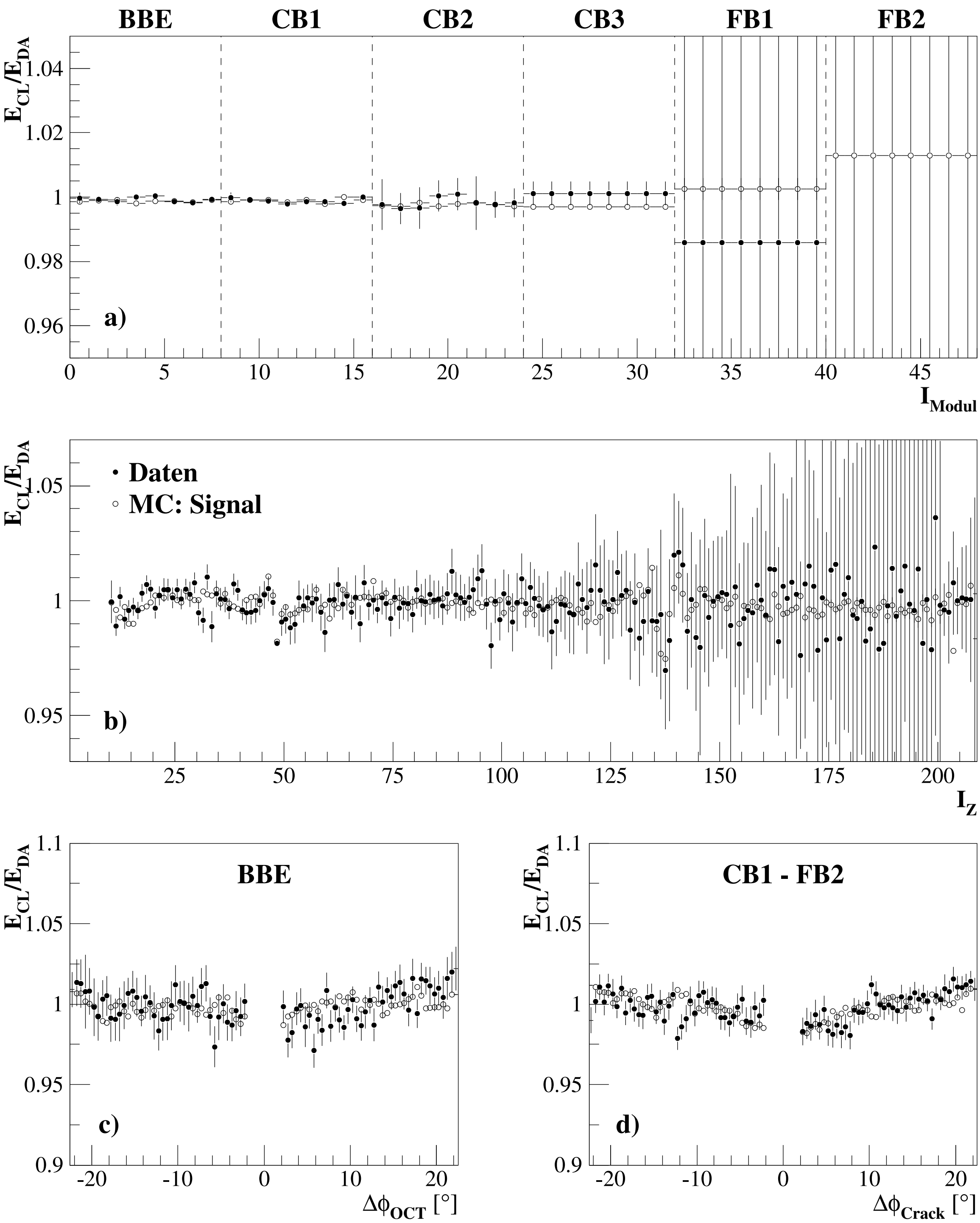


Abbildung 5.15: Messung der Elektronenergie nach der Kalibration.

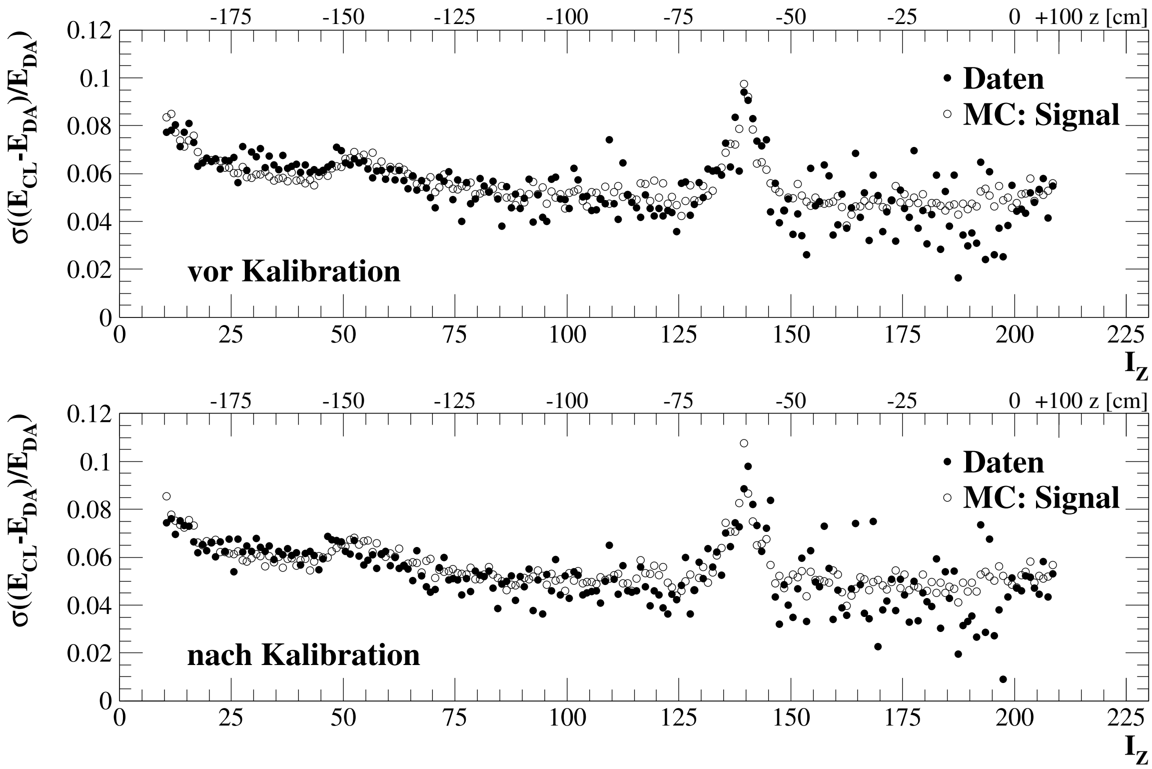


Abbildung 5.16: Auflösung der Elektronenergiemessung als Funktion des Auftreffpunkts des gestreuten Elektrons vor (oben) und nach (unten) der Kalibration der Elektronenergie. Bei z=-175cm ist eine geringfügige Verbesserung der Auflösung durch die Kalibration zu beobachten. Die relative Verschlechterung der Auflösung bei -60cm und -150cm spiegelt die erhöhten Energieverluste in den z-Cracks wieder.

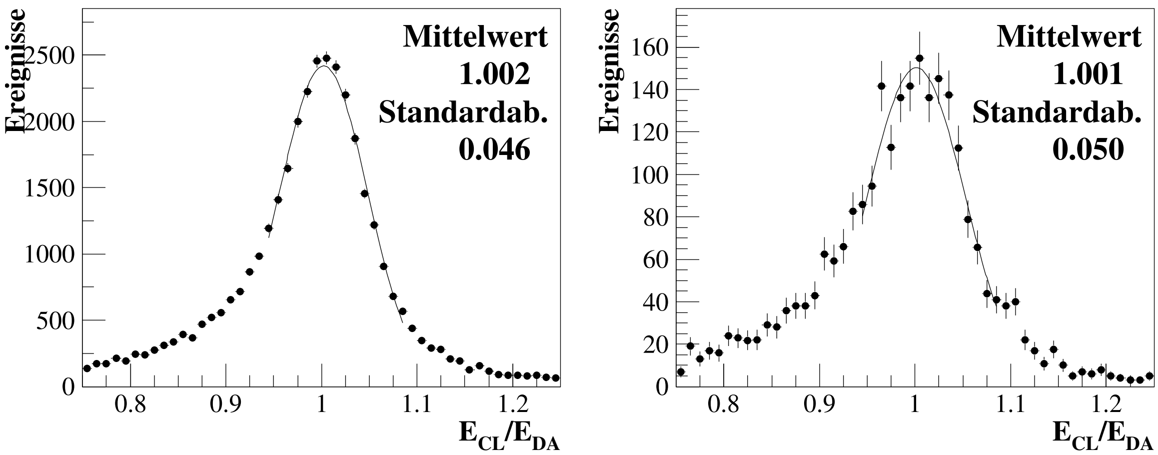


Abbildung 5.17: Elektronkalibration und Ereigniszeitpunkt. Gezeigt ist das Verhältnis von gemessener Cluster-Energie zur erwarteten Energie nach der Doppel-Winkel-Methode, links für den nominellen Ereigniszeitpunkt, rechts für zu früh getriggerte Ereignisse. Es ist kein signifikanter Unterschied zu beobachten.

aufgezeichnet. Ursache dafür ist eine zeitliche Verschiebung um etwa 10 ns des T0-Signals in den AGM-Modulen (vergl. Abb. 4.6). Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit, daß ein LAr-BigTower das LAr_T0 um ein Bunch-Crossing zu früh setzt. Seit Frühjahr 1999 ist das LAr_T0 nur dann eine gültige T0-Bedingung, wenn im nächsten Bunch-Crossing das T0-Bit der zentralen Proportionalkammern nicht gesetzt wird. Für die gesamte e^-p-Datennahmeperiode liegt der Anteil zu früh getriggerter Ereignisse bei 7%.

Wird das Kalorimeter zu früh ausgelesen, könnte eine systematisch zu niedrige Energie gemessen werden (vergl. Abb. 4.3). Um diesen möglichen Effekt zu untersuchen, wurden die Ereignisse, die zur Kalibration verwendet werden, nach ihrem Auslesezeitpunkt klassifiziert, der mit den Zentralen Driftkammern gemessen wird. Abbildung 5.17 zeigt das Verhältnis E_{CL}/E_{DA} für Ereignisse, die zum nominellen Zeitpunkt ausgelesen wurden (links), und für zu früh getriggerte Ereignisse (rechts). An beide Verteilungen wird im Bereich $0.95 < E_{CL}/E_{DA} < 1.075$ eine Gaußkurve angepaßt. Die Mittelwerte beider Gaußkurven stimmen überein, es wird also keine systematische Verringerung der Cluster-Energie beobachtet. Das analoge Kalorimetersignal hat eine so große Zeitkonstante, daß sich die Signalhöhe zum Auslesezeitpunkt bei einer Verschiebung um ein Bunch-Crossing de facto nicht ändert (siehe dazu auch Abb. 4.3). Somit bleibt der verfrühte Triggerzeitpunkt bei 7% der Ereignisse ohne Einfluß auf die Analyse.

5.4.5 Überprüfung der Kalibration mit QED-Compton-Ereignissen

Um die Universalität der Kalibration und ihre Extrapolierbarkeit zu niedrigen Elektronenergien zu testen, wird die Kalibration in einen alternativen Physikkanal angewandt, nämlich auf elastische QED-Compton-Ereignisse. Diese zeichnen sich durch ein Elektron und ein hochenergetisches Photon im Endzustand aus. Die Kinematik der QED-Compton-Ereignisse ist überbestimmt, so daß aus der Messung der Polarwinkel von Elektron und Photon, deren Energien unabhängig von der kalorimetrischen Energiemessung bestimmt werden können:

$$E_{(e,\gamma)} = \frac{2E_e \sin(\theta_{(\gamma,e)})}{\sin(\theta_e) + sin(\theta_\gamma) - sin(\theta_e + \theta_\gamma)}$$

wobei E_e die Energie des einlaufenden Elektrons und $\theta_{(e,\gamma)}$ den Polarwinkel des Endzustands-Elektrons bzw. Photons bezeichnet.

Es werden Ereignisse selektiert, in denen sowohl das Elektron als auch das Photon im LArC nachgewiesen wird, sogenannte LAr-LAr-Ereignisse. Da nur Cluster mit einem Polarwinkel $\theta < 155°$ im LArC nachgewiesen werden, ist dieser Datensatz auf Cluster-Energien $E_{(e,\gamma)} > 11$ GeV beschränkt.

Einen zweiten Datensatz bilden die Ereignisse, in denen einer der beiden elektromagnetischen Cluster im LArC, der andere im SpaCal gemessen wird, sogenannte LAr-SpaCal-Ereignisse. Die Energie des Clusters im LArC kann hierbei beliebig kleine Werte annehmen.

Ziel der Selektion von QED-Compton-Ereignissen für den Test der Kalibration ist es, einen möglichst untergrundfreien Datensatz zu erhalten. Schnitte auf Größen, in die die kalorimetrisch gemessenen Energien der Cluster direkt eingehen, sind soweit wie möglich zu vermeiden.

Die Selektionskriterien für beide Datensätze sind:

- $N_{CL} = 2$: Es werden genau zwei elektromagnetische Cluster im Detektor nachgewiesen.
- $E_{add} < 0.5$: Außer den beiden elektromagnetischen Clustern des Elektron und Photon wird weder im LArC noch im SpaCal zusätzlich Energie deponiert. Durch dieses Kriterium werden nur elastische Ereignisse ausgewählt.
- $|z_{vtx}| < 35$ cm: Es wird ein zentraler Vertex innerhalb von 35 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt rekonstruiert.
- $\Delta T0_{cjc} < 10$ ns: Der Ereigniszeitpunkt liegt innerhalb eines Zeitintervalls von 10 ns um den nominellen Wechselwirkungszeitpunkt.
- $\Delta\phi = |\phi_e - \phi_\gamma| = 180° \pm 15°$: Die Cluster müssen wegen der Erhaltung des Transversalimpulses im Azimuthwinkel einander gegenüberliegen.
- 45 GeV $< E - P_z <$ 65 GeV: Wegen der Erhaltung des longitudinalen Impulses muß $E - P_z$ nahe beim nominellen Wert von $2 \cdot E_e$ liegen
- $N^+_{Spur} = 0$: In den zentralen und Vorwärtsspurkammern werden keine Spuren gefunden, die nicht den beiden kalorimetrischen Clustern zugeordnet werden. Wegen der möglichen Konversion des hochenergetischen Photons werden Ereignisse zugelassen, in denen beiden Clustern eine Spur zugeordnet ist.
- $|\frac{E_{Spac} - E(e,\gamma)}{E(e,\gamma)}| < 0.05$: Test der QED-Compton-Hypothese für LAr-SpaCal-Ereignisse

Detaillierte Diskussionen der Selektionskriterien für QED-Compton-Ereignisse sind zum Beispiele in [117,118] zu finden. Zur Überprüfung der Kalibration werden hier nur Cluster ausgewählt, die im Detektor- und Trigger-Akzeptanzvolumen der NC-Analyse liegen (Tabelle 6.1 und Tabelle 4.6). Wie in der NC-Analyse wird eine Mindestenergie von 6 GeV für die elektromagnetischen Cluster verlangt. Insgesamt werden ca. 150 LAr-LAr-Ereignisse mit je zwei Clustern und ca. 300 LAr-SpaCal-Ereignisse mit einem Cluster im LArC selektiert.

Abbildung 5.18 zeigt die Polarwinkelverteilungen θ_{LAr} (Abb. 5.18a-c) und Energiespektren E_{LAr} (Abb. 5.18d-f) der elektromagnetischen Cluster im LArC für beide Datensätze. Die Simulation von QED-Compton-Ereignissen beschreibt die Verteilungen sowohl in Form als auch in der absoluten Normierung auf die Luminosität des e^-p-Datensatzes. Da eine sichere Unterscheidung von Elektron und Photon nicht möglich ist, wird im LAr-LAr-Datensatz der Cluster mit dem höheren Transversalimpuls P_T willkürlich als Cluster 1 bezeichnet. Der Mittelwert der Verteilung von $\Delta E/E = (E_{LAr} - E_{(e,\gamma)})/E_{(e,\gamma)}$ liegt wie erwartet nahe bei Null (Abb. 5.18g). Wegen der Ordnung der Cluster nach P_T ist die Verteilung des Verhältnisses $\Delta E/E$ für den zweiten Cluster systematisch zu negativen Werten verschoben (Abb. 5.18h). Dieses Verhalten wird durch die Simulation sehr gut reproduziert. Bei Abschluß dieser Analyse lag für das SpaCal noch keine endgültige Energie-Kalibration und relative Positionierung vor. Dennoch wird eine befriedigende Übereinstimmung von Daten und Simulation gefunden (Abb. 5.18i).

Die QED-Compton-Datensätze bestätigen die in Abschnitt 5.4.2 erarbeiteten Kalibrationsfaktoren. Die Extrapolation zu niedrigeren Energien bis 6 GeV ist somit unproblematisch.

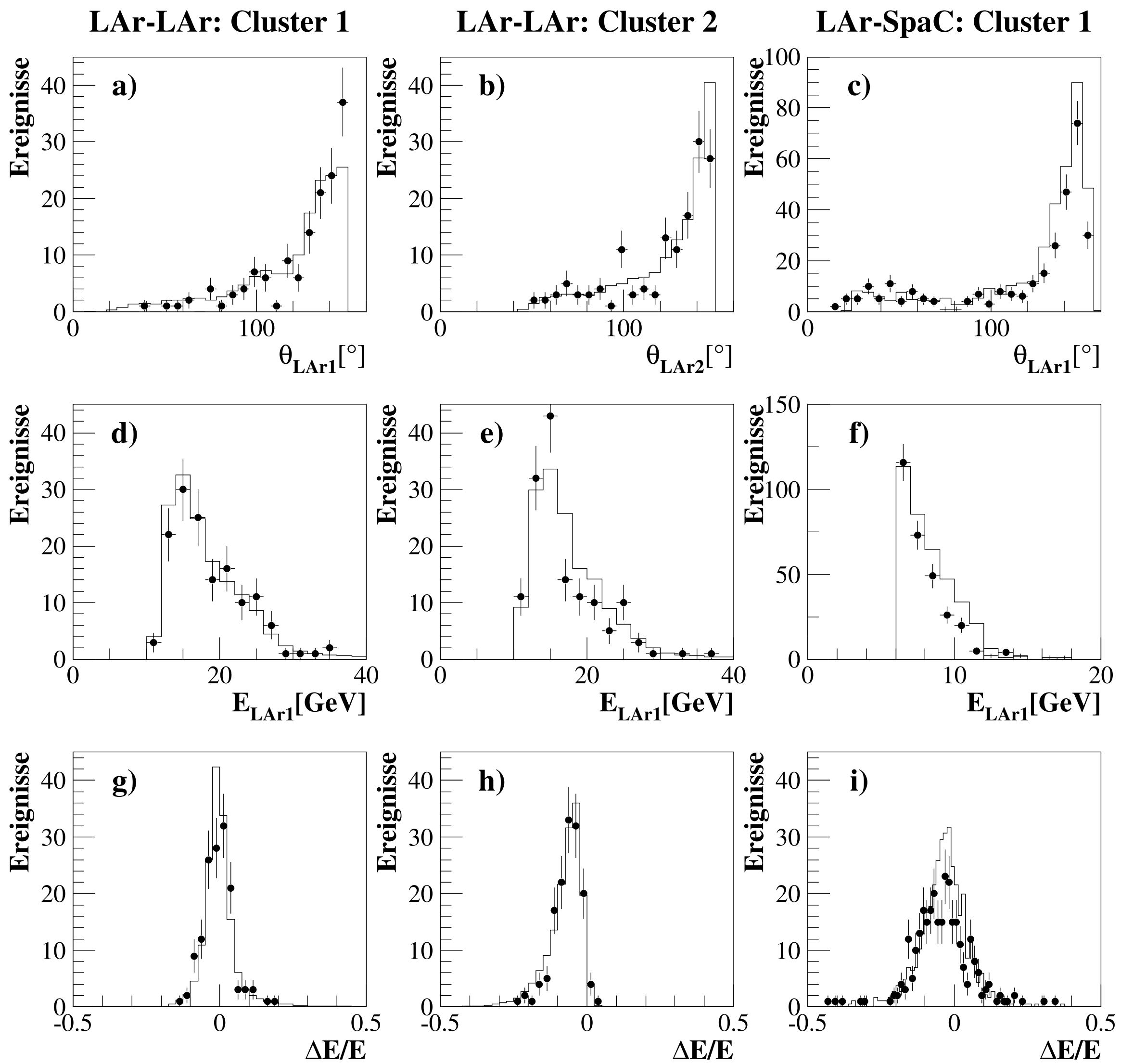


Abbildung 5.18: Überprüfung der Kalibration mit QED-Compton-Ereignissen. Gezeigt sind für LAr-LAr- (linke und mittlere Spalte) und LAr-SpaCal-Ereignisse (rechte Spalte) die Polarwinkel (a, b, c) und Energieverteilung (d, e, f) sowie die relative Abweichung der gemessenen von der aus den Winkeln berechneten Energie (g, h, i).

5.5 Messung des hadronischen Endzustands

Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik bei großen x beruht auf den hadronischen Variablen wie $P_{T,h} = \sum_h E_h \sin\gamma_h$ und $\Sigma = \sum_h E_h(1 - \cos\gamma_h)$, die in Abschnitt 1.2 eingeführt wurden. Die Summation in diesen Formeln läuft im Prinzip über alle Teilchen des hadronischen Endzustands. Tatsächlich summiert man alle Energiedepositionen in allen Kalorimeterzellen, gewichtet entsprechend den Polarwinkeln, unter denen sie auftreten, wobei die Kalorimeterzellen, die dem identifizierten Elektron zugeordnet sind, unberücksichtigt bleiben.

5.5.1 Hadronische Energiemessung im LArC

Die hadronische Energieskala der Module des LArC wurde in Teststrahlmessungen mit Pion-Strahlen einer Energie von 3 GeV bis 205 GeV bestimmt [67]. Die Signalhöhe, ausgelöst von hadronischen Teilchen, ist typischerweise 30% geringer als für Elektronen der gleichen Energie; dies bezeichnet man als nicht kompensierend. Als Konsequenz daraus muß eine zusätzliche Umgewichtung der hadronischen Energiedepositionen vorgenommen werden [119]. Die hohe Granularität des LArC ermöglicht es, Kalorimeterzellen mit Energie elektromagnetischen Ursprungs von solchen Zellen zu unterscheiden, in denen die Energien durch hadronische Wechselwirkung deponiert werden. Elektromagnetische Schauer zeichnen sich durch ihre hohe Energiedichte aus, hadronische Energie ist über einen größeren Bereich verteilt. Die Gewichtungtechnik funktioniert gut für hadronische Energien größer als 10 GeV. Für Cluster niedrigerer Energie werden einfache multiplikative Faktoren angewandt, die dem effektiven e/π-Verhältnis bei dieser Energie entsprechen [120].

Im H1-Rekonstruktionsprogramm [121] werden folgende Schritte durchführt, um die hadronische Energie zu bestimmen:

- Kalibration der absoluten „elektromagnetischen“ und „hadronischen Energieskala“ mit Kalibrationskonstanten aus den Teststrahlmessungen.
- Simulation des elektronischen Rauschens, das aus speziellen Datenruns über Zufallstrigger bestimmt wird.
- Zusammenfassen der Kalorimeterzellen zu Clustern. Die Zellenergie muß bei der Datennahme über einer Schwelle gegen Rauschen gelegen haben, um aufgezeichnet worden zu sein. Elektromagnetische Schauer werden meist zu einem Cluster zusammengefaßt, hadronische Schauer dagegen sind üblicherweise wegen ihrer größeren räumlichen Ausdehnung in mehrere Cluster aufgeteilt.
- Weitere Unterdrückung von Elektronischem Rauschen, indem Zellen eliminiert werden, die nicht einem Cluster zugeordnet werden können, der innerhalb eines Radius von 50 cm um den Schwerpunkt der Zelle liegt.
- Korrektur des Energieverlusts in passiven Komponenten (sog. „dead material“) und den Kalorimeter-Cracks.

Um den Einfluß von elektronischem Rauschen zu minimieren, wird abweichend vom Standard-Rekonstruktionsprogramm die additive Dead-Material-Korrektur nicht angewandt, die gerade niederenergetische Energiedepositionen (z.B. elektronisches Rauschen) unverhältnismäßig hoch bewertet [122].

5.5.2 Verbesserung der hadronischen Energiemessung

Für die Auflösung der kalorimetrischen Energiemessung gilt $\sigma(E)/E \propto 1/\sqrt{E}$, das bedeutet die Genauigkeit der Energiemessung nimmt für niederenergetische Teilchen ab. Für die Auflösung des Transversalimpulses in den Spurkammern gilt dagegen $\sigma(P_T)/P_T \propto P_T$, das heißt die Präzision der Impulsmessung und damit der Energiemessung nimmt für niederenergetische Teilchen zu. Deswegen ist die Verwendung der Spurkammern zur Impulsbestimmung niederenergetischer Teilchen gegenüber der kalorimetrischen Messung vorteilhaft. Um die Berechnung von $P_{T,h}$ und Σ zwischen dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und der zentralen Spurkammer aufzuteilen, wird folgende Prozedur angewandt: Es werden die Spuren ausgewählt, für die ein Impuls von weniger als 2 GeV rekonstruiert wird. Die selektierten Spuren werden auf die Oberfläche des LArC extrapoliert. Der Spur werden Cluster im elektromagnetischen (hadronischen) Bereich des LArC zugeordnet, wenn diese innerhalb eines Zylinders mit Radius 25(50) cm um den Spurauftreffpunkt liegen. Erreicht die Spur die Oberfläche des LArC nicht, wird direkt die über die Spurkrümmung ermittelte Energie verwendet. Ist die zugeordnete Energie im LArC größer als die der Spur, wird die kalorimetrische Energie verwendet. Kalorimeterzellen in einem Cluster, dem eine Spur zugeordnet ist, werden maskiert, um zu vermeiden, daß Energien bei der hadronischen Summation doppelt verbucht werden. Durch diese Methode werden niederenergetische Teilchen besser berücksichtigt und die hadronische Energie ist genauer bestimmt als in der rein kalorimetrischen Messung. Die hadronischen Variablen werden dann aus den nicht zugeordneten Zellen des LArC, den Spuren und den hadronischen Energien im SpaCal rekonstruiert:

$$\Sigma = \Sigma_{LAr} + \Sigma_{SpaCal} + \Sigma_{Spuren} \tag{5.1}$$

$$P_{T,h} = P_{t,LAr} + P_{t,SpaCal} + P_{t,Spuren} \tag{5.2}$$

Dabei ist es wichtig, daß nur Energien summiert werden, die tatsächlich dem hadronischen Endzustand zuzurechnen sind. Das identifizierte gestreute Elektron wird explizit ausgeschlossen.

Durchquert das gestreute Elektron auf dem Weg ins LArC das Endstück des CTD (zur Verdeutlichung siehe Abb. 2.5), kann dort das Elektron aufschauern. Der mittlere Energieverlust des Elektrons wird durch die Kalibration der Elektronenergie (Abschnitt 5.4.2) ausgeglichen. Ein Teil der Energie des aufschauernden Elektrons wird im SpaCal deponiert und somit nicht dem Elektron-Cluster im LArC zugeordnet. Um eine Verfälschung der hadronischen Energiemessung durch die nicht dem Elektron zugeordneten Energie-Cluster im SpaCal zu vermeiden, wird alle Energie, die in einem Zylinder mit Radius 30 cm um die Verbindungslinie von Vertex zu Cluster deponiert ist, aus den hadronischen Energiesummen (Gl. 5.1 und Gl. 5.2) eliminiert.

Weiterhin werden elektromagnetische Cluster im SpaCal eliminiert, wenn ihr Polarwinkel größer als 172° und gleichzeitig ihre Energie größer als 3 GeV ist. Diese Energiedepositionen sind meist auf ISR-Photonen oder Elektronen aus Streuungen mit niedrigen Impulsüberträgen zurückzuführen und deshalb nicht dem hadronischen Endzustand zuzurechnen.

Abbildung 5.19 zeigt Kontrollverteilungen der Messung des hadronischen Endzustands nach Kalibration der hadronischen Energiemessung (siehe Abschnitt 5.5.3). Die anteiligen Beiträge der Detektorkomponenten werden durch die Simulation gut beschrieben. Die Er-

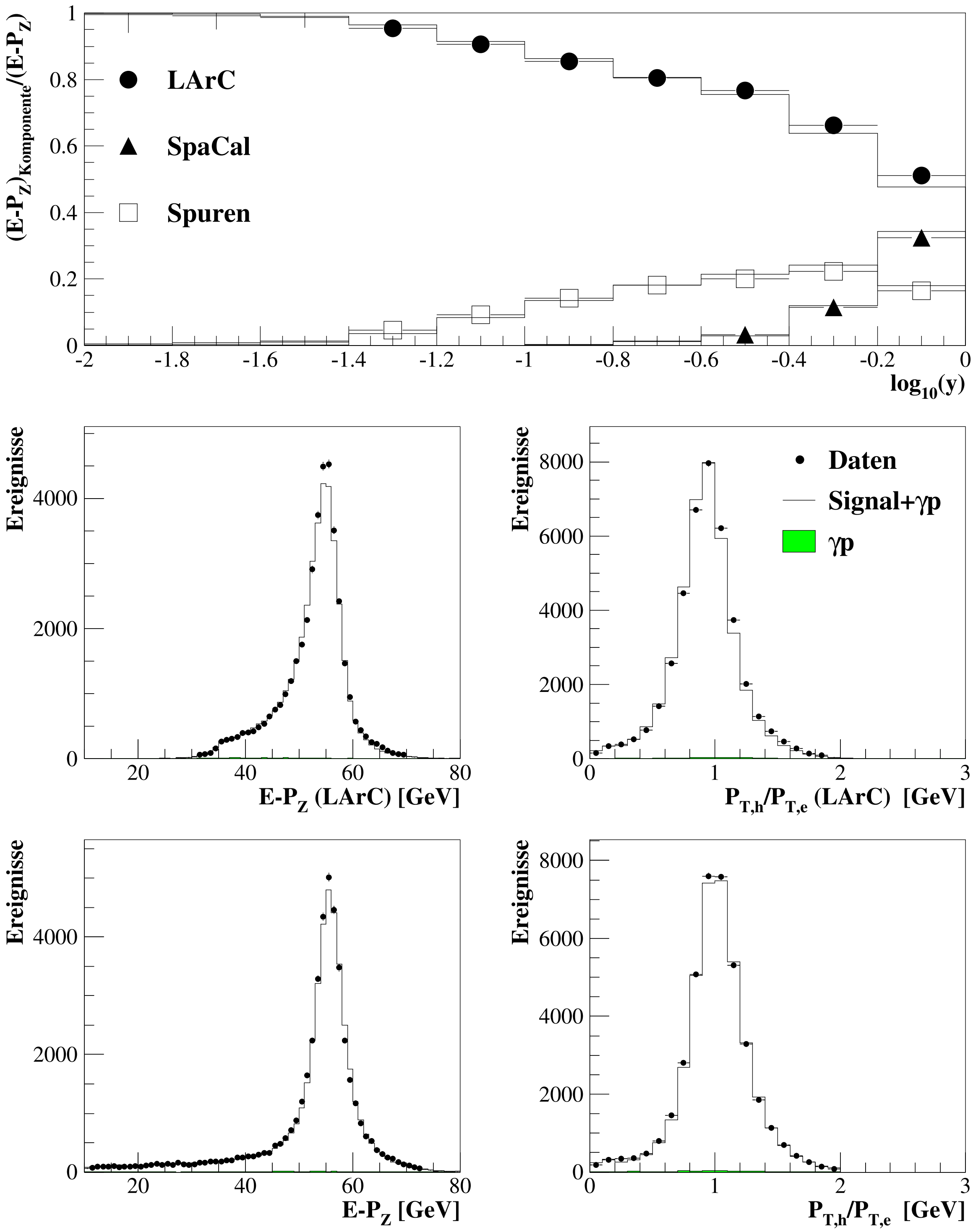


Abbildung 5.19: Kontrollverteilungen für den hadronischen Endzustand. Es werden die relativen Beiträge von LArC, Spurkammern und SpaCal zum gesamten $E - P_z$ gezeigt (oben). Berücksichtigt man die Beiträge der Spurkammern und des SpaCal, werden $E - P_z$ (links) und $P_{T,h}/P_{T,e}$ besser rekonstruiert.

haltung des longitudinalen und transversalen Impulses in Ereignissen des neutralen Stroms ist an den Mittelwerten der kinematischen Hilfsvariablen $E - P_z$ und $P_{T,h}/P_{T,e}$ abzulesen. Der Mittelwert der $E - P_z$-Verteilung liegt bei 55 GeV, der doppelten Energie des Elektronstrahls. Das Verhältnis von hadronischem Transversalimpuls zum Transversalimpuls des Elektrons ist um 1 zentriert. Deutlich zu erkennen ist die Verbesserung der Rekonstruktion der beiden kinematischen Hilfsvariablen bei Einbeziehung der Spurkammerinformation.

5.5.3 Kalibration der hadronischen Energiemessung

Zur Kalibration der hadronischen Energiemessung wird die transversale Impulsbalance ausgenutzt. Die Detektorantwort wird für Daten und simulierte Ereignisse in gleicher Weise kalibriert. Wie in [123] beschrieben, ermittelt man in mehreren Iterationsschritten i die Kalibrationsfaktoren für die einzelnen Kalorimetermodule. Die Beiträge des elektromagnetischen und hadronischen SpaCal sowie der Spurkammern werden in gleicher Weise kalibriert. Das Verhältnis $P_{T,h}/P_{T,e}$ des Ereignisses ev wird entsprechend dem Anteil des transversalen Impulses $P_{T,h}$ im Modul k gewichtet:

$$w_k^{ev} = \frac{P_{T,h}^k(1+\alpha_k^i)}{\sum_k P_{T,h}^k(1+\alpha_k^i)} \tag{5.3}$$

Als Fehlkalibration wird die Abweichung der gewichteten Impulsbalance von 1 definiert. Die Kalibrationskonstanten α_k^i erhält man aus den Mittelwerten der Verteilungen in Abbildung 5.20. Die Kalibrationskonstanten für den nächsten Iterationsschritt erhält man aus folgender Gleichung:

$$\alpha_k^{i+1} = \alpha_k^i + \left(1 - \left\langle w_k^{ev} \cdot \frac{\sum_k P_{T,h}^k(1+\alpha_k^i)}{P_{T,e}} \right\rangle\right) \tag{5.4}$$

Im ersten Iterationsschritt werden die Kalibrationskonstanten der DIS Analyse bei niedrigen Impulsüberträgen [124] verwendet. Bereits nach wenigen Iterationsschritten wird eine gute Übereinstimmung von Daten und simulierten Ereignissen erreicht.

Bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen nach der $e\Sigma$-Methode geht die kalibrierte hadronische Energie über die kinematische Hilfsvariable Σ in die Rekonstruktion der Inelastizität y ein. Die Rekonstruktion von y nach der Elektron oder Doppel-Winkel-Methode ist unabhängig von der hadronischen Energiemessung. Beide Methoden können zur Kontrolle der hadronischen Kalibration genutzt werden. Abbildung 5.21 zeigt die Verhältnisse von $y_{e\Sigma}/y_{DA}$ bzw. $y_{e\Sigma}/y_e$ in den Kalorimetermodulen, gewichtet mit dem Anteil von Σ im dargestellten Modul. Für diese Kontrollverteilungen wurde durch die Kalibration eine ausgezeichnete Übereinstimmung von Daten und Simulation erreicht.

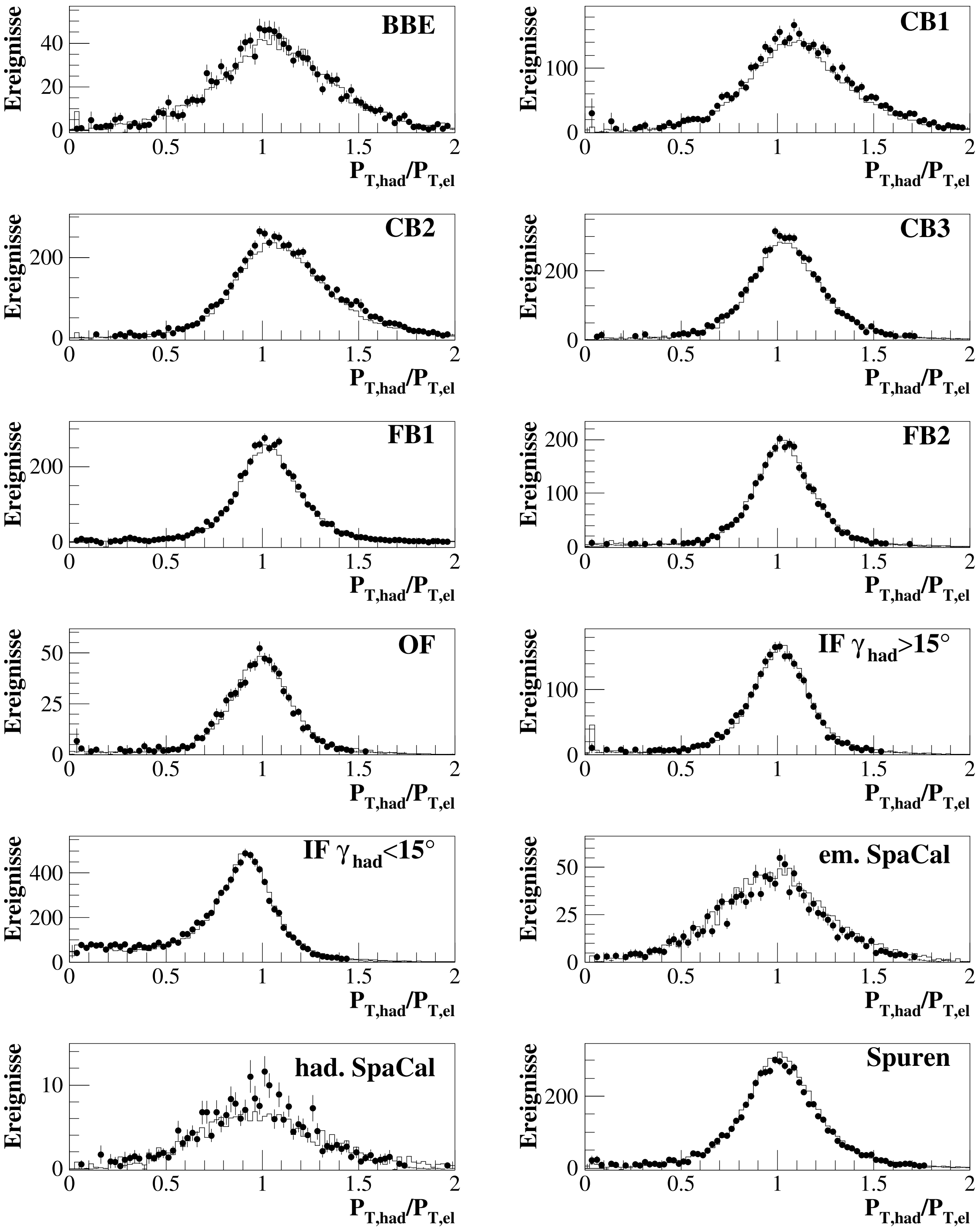


Abbildung 5.20: Energiekalibration des hadronischen Endzustands

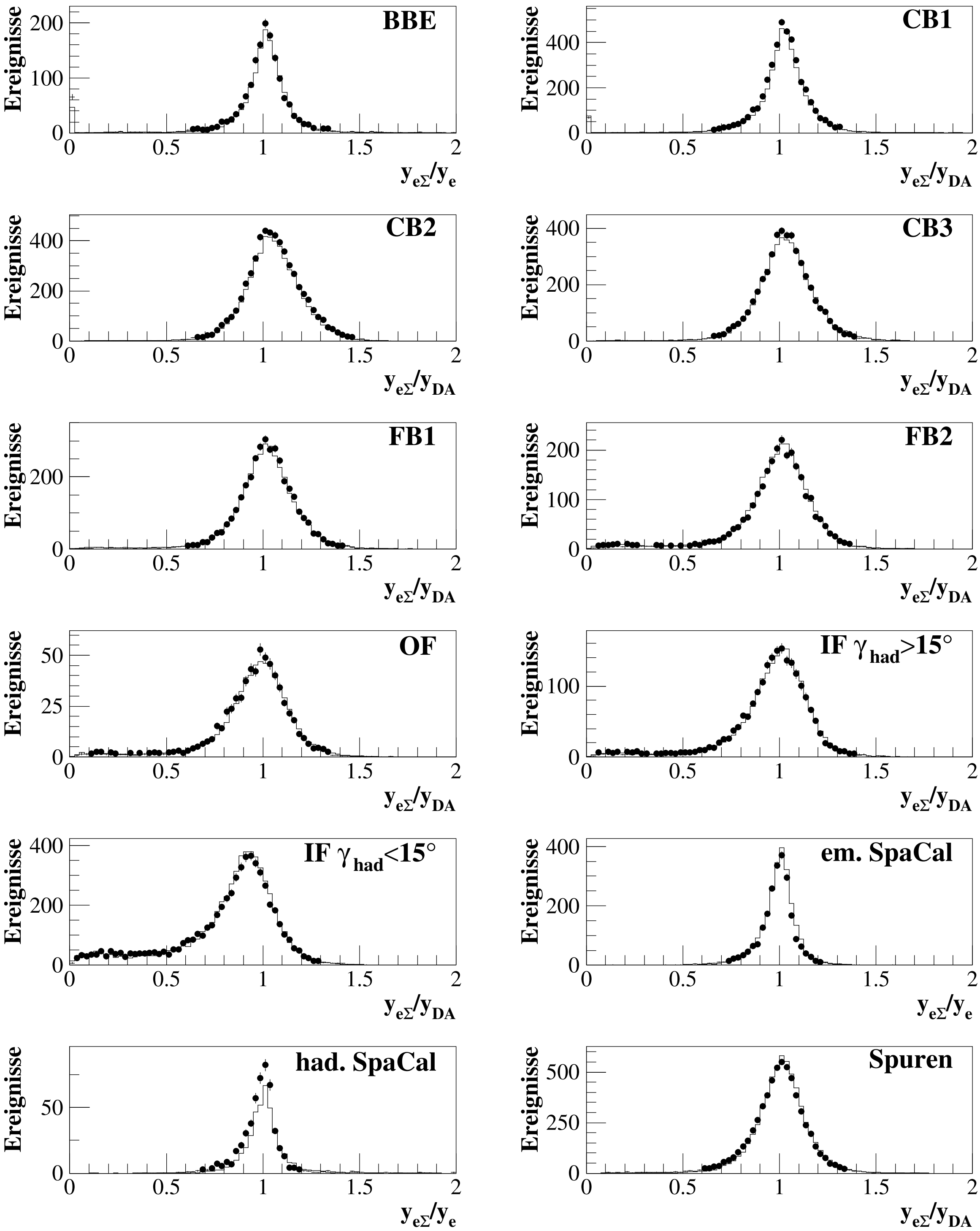


Abbildung 5.21: Kontrolle der Energiekalibration des hadronischen Endzustands

5.6 Kontrolle des Untergrunds

Ereignisse des Untergrunds werden mit Hilfe der in Kapitel 3.2 diskutierten MC-Generatoren und Detektor-Simulation beschrieben. Die wichtigste Untergrundklasse stellen Photoproduktionsereignisse dar. Außerdem tragen Ereignisse bei niedrigen Impulsübertrag, QED-Compton-Ereignisse sowie Ereignisse der Elektron-Paar-Erzeugung zum Untergrund bei. Um den Beitrag der Untergrundereignisse in der endgültigen Selektion und den damit verbundenen systematischen Fehler richtig abzuschätzen, ist die absolute Normierung des Untergrunds zu überprüfen.

5.6.1 Der Untergrund aus Photoproduktionsereignissen

Die Absolute Normierung des Photoproduktionsuntergrunds kann mit Hilfe getaggter Ereignisse überprüft werden, bei denen das unter kleinem Winkel abgelenkte Elektron im Elektrontagger des Luminositätssystems nachgewiesen wird. Abbildung 5.22a zeigt das Energiespektrum der Elektronen im Tagger $E_{etagger}$. Wird die Energiedeposition des Elektrons im Elektrontagger in der Summation der longitudinalen Impulsbilanz berücksichtigt, $E - P_z(etag) = E - P_z + 2E_{etagger}$ liegt diese deutlich näher am Erwartungswert von 55 GeV, dem Zweifachen der Energie des einlaufenden Elektrons (Abb. 5.22b. Durch einen Schnitt 45 GeV $< E - P_z + 2E_{etagger} <$ 70 GeV werden gezielt Photoproduktionsereignisse ausgewählt, deren hadronischer Endzustand möglichst vollständig rekonstruiert wird. Zudem verwirft dieser Schnitt Ereignisse, in denen sich DIS-Prozesse und Bethe-Heitler-Bremstrahlungsprozesse einander überlagern. Abbildung 5.22c zeigt das Energiespektrum der Cluster, die als tief inelastisches Elektron mißidentifiziert werden. Die Häufigkeit einer Fehlidentifikation nimmt mit abnehmender Energie $E_e^{'}$ des Teilchens zu. Form und Normierung der Verteilungen stimmen in Daten und Simulation überein, der Beitrag der Photoproduktionsereignisse zum Untergrund ist also gut verstanden.

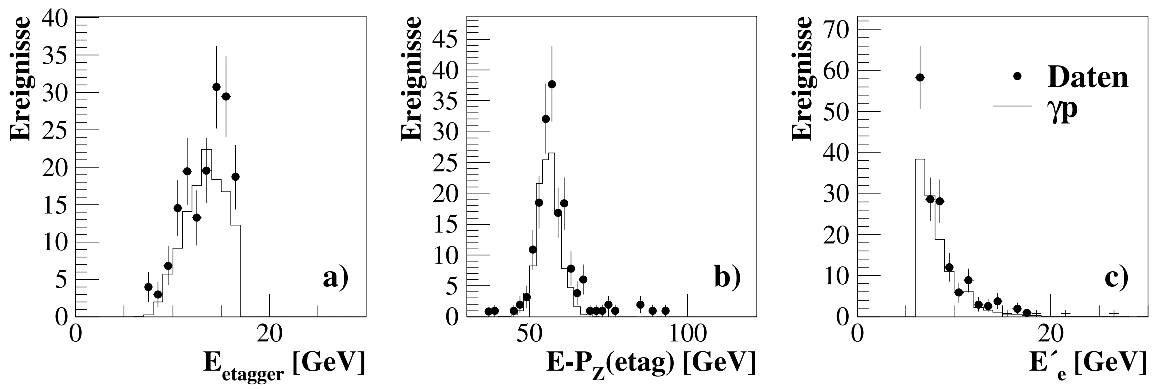


Abbildung 5.22: Kontrollverteilungen für getaggte Photoproduktionsereignisse. Gezeigt werden die Energiedeposition im Elektrontagger, die longitudinale Impulsbilanz $E - P_z$ und die Energieverteilung der als Elektron mißidentifizierten Teilchen.

Die Korrektheit der absoluten Normierung des QED-Compton Untergrunds wurde bereits bei der Überprüfung der Elektronenergiekalibration demonstriert (Abschnitt 5.4.5, Abb. 5.18).

5.6.2 Abschätzung des Untergrunds mit zurückgewiesenen Ereignissen

Bei Abschätzung des Untergrunds mit getaggten Photoproduktionsereignissen wählt man Ereignisse mit einer speziellen Kinematik aus und geht davon aus, daß die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen als tief inelastisch gestreutes Elektron zu mißidentifizieren, nicht von der Kinematik abhängt.

Ein anderer Ansatz ist es, Ereignisse zu betrachten, die durch eines der Kriterien der endgültigen Selektion zurückgewiesen werden. Abbildung 5.23 zeigt die Estimator-Verteilungen der Elektronkandidaten, die aufgrund nur eines Kriteriums des Elektron-Suchalgorithmus verworfen werden. Innerhalb einer Normierungsunsicherheit von 30% wird eine zufriedenstellende Übereinstimmung der Verteilungen der Cluster-Estimatoren in Daten und Simulation erreicht.

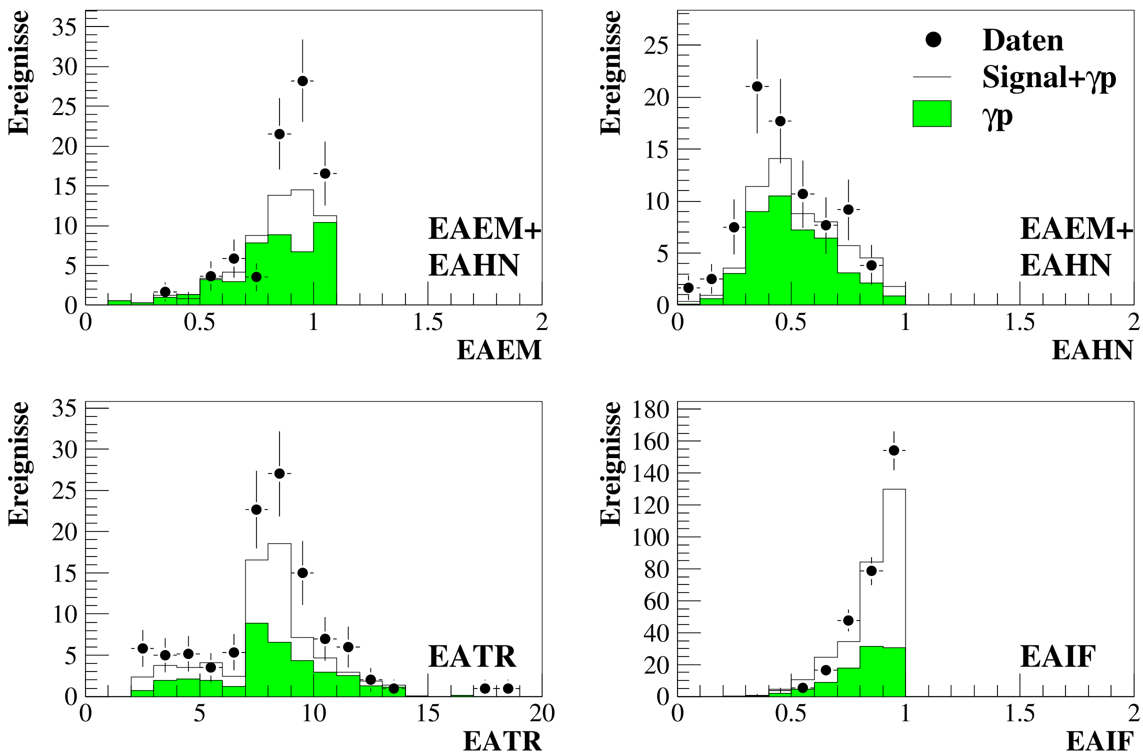


Abbildung 5.23: Form- und Isolations-Estimatoren der Elektronenkandidaten, die aufgrund eines einzigen Schnitts zurückgewiesen werden. Für die Estimatoren EAEM und EAHN werden die Ereignisse kombiniert, die aufgrund eines der beiden Estimatoren zurückgewiesen werden, um die Statistik in den gezeigten Verteilungen zu erhöhen.

5.6.3 Untergrund aus Nicht-*ep*-Wechselwirkungen

Der H1-Detektor registriert auch Ereignisse, in denen ein elektromagnetischer Cluster im Flüssig-Argon-Kalorimeter gefunden wird, die aber nicht auf Elektron-Proton-Kollisionen sondern auf einlaufende, hochenergetische Myonen zurückzuführen sind. Man unterscheidet sogenannte Halo-Myonen, die in Wechselwirkungen von Strahlprotonen mit der Strahlwand erzeugt werden, und Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung. Diese hochenergetischen Myonen können durch Bremsstrahlung elektromagnetische Schauer im Kalorimeter auslösen, die als Elektronen mißidentifiziert werden. Das Myon selbst oder sekundäre Teilchen aus dem Schauer können in den Spurkammern zur Rekonstruktion eines Vertex führen.

Visuelle Inspektion

Myoninduzierte Ereignisse tragen zum Untergrund bei hohen Impulsüberträgen bei, wenn ein hochenergetisches Myon des Strahl-Halo oder der kosmischen Höhenstrahlung durch Bremsstrahlung einen hochenergetischen Schauer im Vorwärtsbereich des Kalorimeters auslöst. Um bei höchsten Q^2 einen Beitrag von Nicht-ep-Ereignissen, die nicht simuliert werden, mit Sicherheit auszuschließen, werden alle Ereignisse mit einem Impulsübertrag $Q^2 > 10000$ GeV^2 in der Graphischen Darstellung durchgesehen. Die in Abbildung B.11 (Anhang B.2) gezeigte Wechselwirkung eines hochenergetischen Myons im H1-Detektor wurde dabei aus dem Datensatz entfernt.

Topologische Untergrund-Suchalgorithmen

Es ist nicht möglich alle Ereignisse der endgültigen Selektion von Hand durchzusehen, um myoninduzierte Ereignisse zu eliminieren. Stattdessen verwendet man Untergrund-Suchalgorithmen [125, 126]. Diese klassifizieren Ereignisse aufgrund topologischer Muster als Untergrundkandidaten. Im einzelnen werden die in Tabelle 5.3 aufgeführten verwendet.

μ-Typ	Kurzbeschreibung	Algorithmus
H	streng longitudinales, horizontales Muster im LArC	HALAR
H	longitudinales Muster im LAr, das auf eine Energiedeposition im rückwärtigen Eisen zeigt	HMULAR
C	zwei gegenüberliegende Myon-Spuren in annähernd übereinstimmender Richtung	COSMUMU
C	gesamte LAr-Energie in Verlängerung einer einzigen Myon-Spur	COSMULAR
C	gesamte LAr-Energie auf der Linie zweier einander gegenüberliegender Energie-Cluster des Instrumentierten Eisens	COSTALAR
C	zwei räumlich exakt entgegengesetzt gerichtete Spuren der zentralen Driftkammern	COSTRACK

Tabelle 5.3: Untergrund-Suchalgorithmen, die zur Identifikation von Halo-Myonen (μ-Typ: H) und kosmischen-Myonen (μ-Typ: C) eingesetzt werden.

Ereigniszeitpunkt

Der Ereigniszeitpunkt T0 kann aus den Driftzeiten der Ionisationselektronen in der zentralen Driftkammer mit hoher Präzision gemessen werden. Dies kann ebenfalls zur Unterdrückung des Nicht-ep-Untergrunds ausgenutzt werden, der in der Zeit gleichverteilt ist [127].

Abbildung 5.24 zeigt die $T0$-Verteilung in Einheiten der CJC-Uhr: e^-p-Ereignisse liegen beim Nominalwert T0 ≈ 460. Etwa 7% der Ereignisse wurden um ein BC zu früh getriggert und zeigen deshalb eine um 500 Einheiten verlängerte Driftzeit. Zwischen den Zeiten der

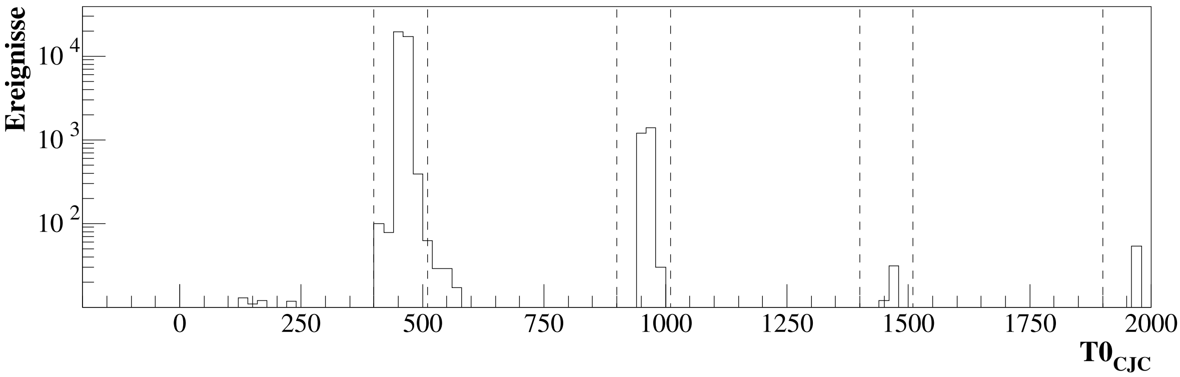


Abbildung 5.24: Ereigniszeitpunkt in Einheiten der CJC-Uhr. 500 Einheiten entsprechen einem Bunch-Crossing.

Bündeldurchdringungen befinden sich weniger als 0.5% der Ereignisse. Der verbleibende Untergrund von Nicht-*ep*-Ereignissen kann somit vernachlässigt werden. Zur Ereignisselektion wird kein Schnitt auf den Ereigniszeitpunkt angewandt.

5.7 Statistische Subtraktion des Untergrunds

In den bisher von H1 veröffentlichen Messungen des inklusiven Wirkungsquerschnitts des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen wurde eine Energie des gestreuten Elektrons (Positrons) im LArC von mindestens 11 GeV gefordert. Durch die in Abschnitt 4.2.2 beschriebene Umrüstung der analogen Elektronik des LAr-Kalorimeter-Triggers, können Ereignisse mit wesentlich niedrigeren Energien des gestreuten von Elektrons $E_e^{'} \gtrsim 6$ GeV effizient getriggert werden, wie in Abschnitt 4.3.3 gezeigt wurde.

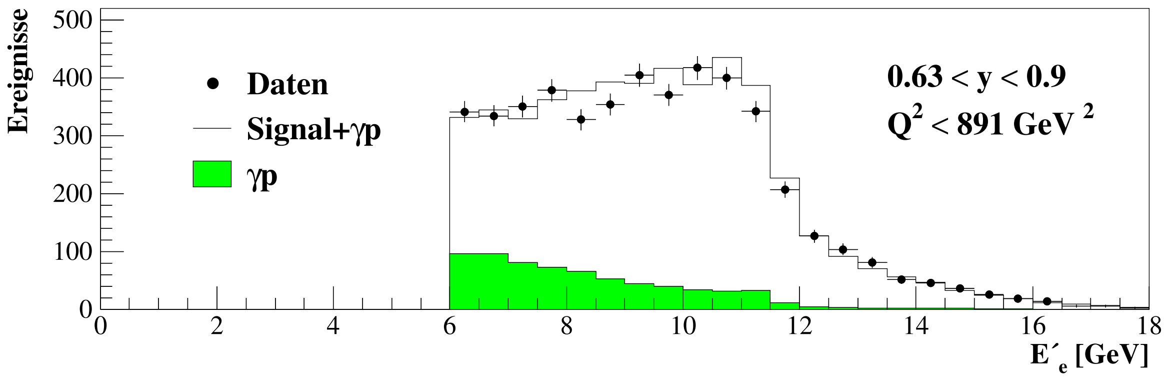


Abbildung 5.25: Motivation der Methode der statistischen Subtraktion des Untergrunds: Bei hohen Inelastizitäten y, das heißt bei niedrigen Energien des gestreuten Elektrons $E_e^{'}$ nimmt der Beitrag der Untergrundereignisse zu.

Abbildung 5.25 zeigt, daß mit abnehmender Energie der Anteil der Untergrundereignisse zunimmt. Die tatsächliche Anzahl der tief inelastisch gestreuten Elektronen N_{el} erhält man durch Subtraktion des Untergrunds N_{bg} von der Gesamtzahl der Elektronkandidaten N_{tot}:

$$N_{el} = N_{tot} - N_{bg}. \tag{5.5}$$

Da der Anteil des Untergrunds bei kleinen Energien groß ist, führt dessen Abschätzung mit Hilfe der simulierten Untergrundereignisse mit einer Normierungsunsicherheit von 30% (siehe Abschnitt 5.6.2) zu einer großen Unsicherheit der tatsächlichen Anzahl der tief inelastisch gestreuten Elektronen.

Es ist daher besser, den Untergrundbeitrag direkt aus den Daten abzuschätzen. Dies ist möglich, wenn man das Ladungsvorzeichen des Elektronkandidaten bestimmt. Positiv geladene Elektronkandidaten, „Elektronen“ mit „falscher“ Ladung, sind offensichtlich mißidentifizierte Teilchen. Solche Ereignisse können dazu benutzt werden, den Anteil der als Elektronen mißidentifizierten Teilchen mit „richtigem“ Ladungsvorzeichen abzuschätzen:

$$\begin{aligned} N_{el} &= N_{tot}^{-} - N_{bg}^{-} & (5.6)\\ \text{oder} \quad N_{el} &= N_{tot}^{-} - A \cdot N_{bg}^{+} & (5.7)\\ & \text{mit} \quad A = N_{bg}^{-}/N_{bg}^{+} & (5.8) \end{aligned}$$

In den folgenden Abschnitten wird zunächst die Messung des Ladungsvorzeichens des kalorimetrischen Clusters durch die Krümmung der ihm zugeordneten Spur beschrieben. Darauf folgt die Bestimmung des Verhältnisses A der negativ geladenen N_{bg}^{-} zu positiv geladenen N_{bg}^{+} Elektronkandidaten in Untergrundereignissen.

5.7.1 Ladungsvorzeichen der Spur

Für ein Teilchen bekannter Flugrichtung kann aus der Krümmung seiner Spur in einem Magnetfeld bekannter Richtung das Vorzeichen seiner Ladung abgelesen werden. Die Zuverlässigkeit, mit der die Krümmung gemessen werden kann, hängt außer vom transversalen Impuls von der Kalibration des Spurkammersystems und der Länge des Spurstücks ab, dessen Krümmung gemessen wird. In vorliegender Analyse werden zur Bestimmung des Ladungsvorzeichens nur Spuren verwendet, die dem Vertex zugeordnet wurden (DTRA-Spuren). Der Vertexpunkt dient als zusätzliche Einschränkung während des Spurfits. Erst dadurch ist es möglich, die Spurkrümmung zuverlässig zu bestimmen.

Wie aus Abbildung 5.26b abzulesen ist, kann bis zu Energien von etwa 18 GeV das Ladungsvorzeichen für den kalorimetrischen Cluster richtig bestimmt werden. Bei höheren Energien überschätzt die Simulation die Zuverlässigkeit der Messung des Ladungsvorzeichens. Bei der Anwendung der statistischen Subtraktion des Untergrunds im Bereich hoher Inelastizitäten $y > 0.63$ bei Impulsüberträgen $Q^2 < 891$ GeV^2 spielt dies jedoch keine Rolle. In diesem kinematischen Bereich ist die Elektronenergie auf kleinere Werte beschränkt.

Aus dem Krümmungsradius der Spur im bekannten Magnetfeld wird der Transversalimpuls des Teilchens $P_{T,e}$ (Abb. 5.26c+d) bestimmt. Für Elektronen stimmen Transversalimpuls und transversale Energie $E_{T,e} = E_e^{'} \cdot \sin\theta_e$ sehr gut überein, ein Indiz für die Qualität, mit der die Krümmung der Spur bestimmt wurde. Das Verhältnis $E_{T,e}/P_{T,e}$ ist sowohl für negativ geladene Teilchen wie auch für positive Teilchen signifikant von Null verschieden (Abb. 5.26e+f). Das Ladungsvorzeichen kann also zuverlässig rekonstruiert werden.

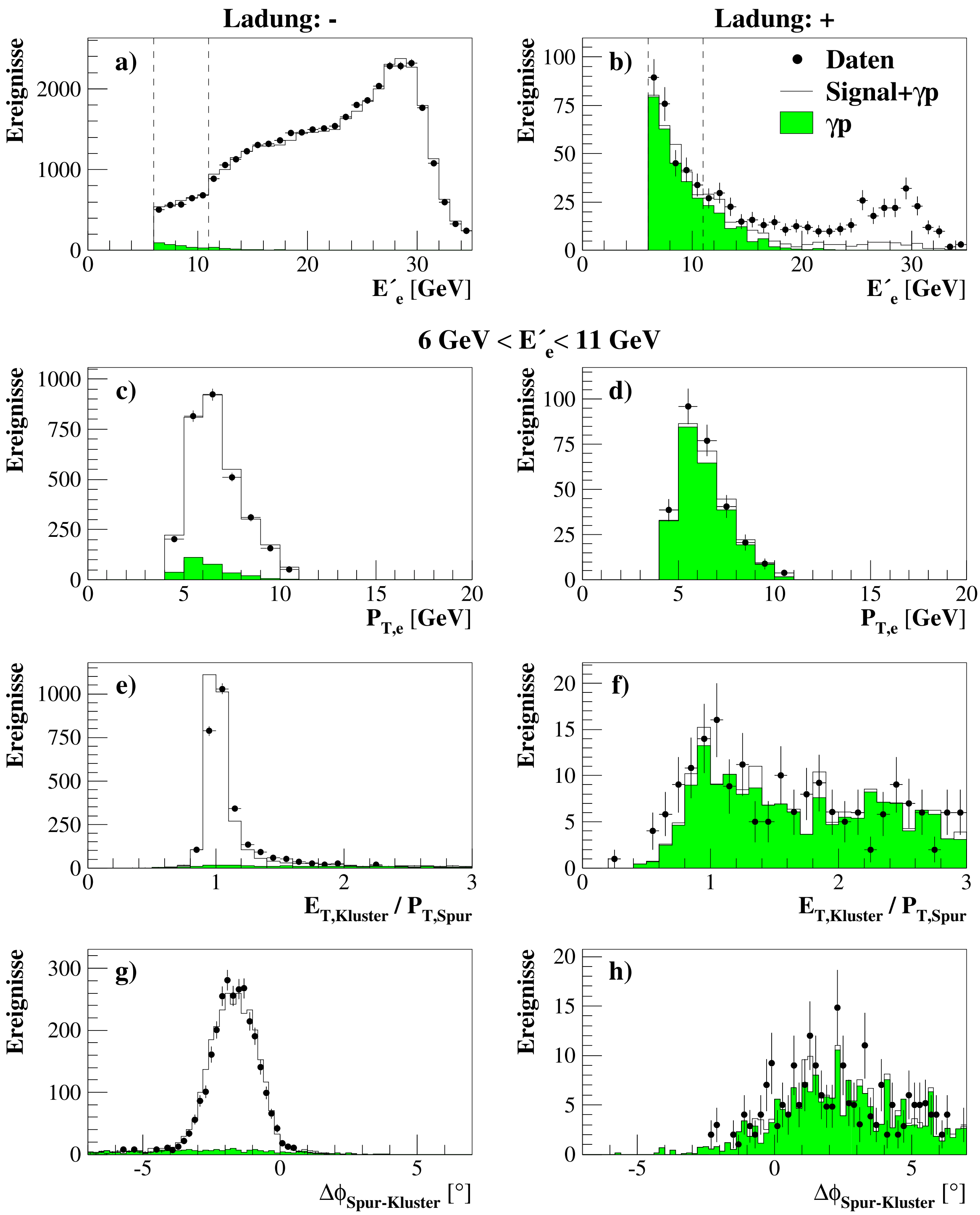


Abbildung 5.26: Kontrollverteilungen zur Ladungsidentifikation. Links für negativ geladene Teilchen, dominiert von tief inelastisch gestreuten Elektronen. Rechts für positiv geladene Teilchen, die im Kalorimeter als Elektronen mißidentifiziert wurden. Daten und Simulation stimmen im Energiebereich 6 GeV $< E_e^{'} <$ 11 GeV sehr gut überein. Gezeigt werden die Verteilungen des Transversalimpulses $P_{T,e}$ und des Verhältnisses transversaler Energie zu transversalem Impuls $E_{T,e}/P_{T,e}$ sowie die Verteilung der Azimuthwinkeldifferenz zwischen Spur und Cluster $\Delta\phi_{Spur-Cluster}$.

5.7.2 Ladungssymmetrie des Untergrunds

Positiv geladenen Elektronen als Streupartner können bei einlaufenden e^- wegen der Ladungserhaltung am Lepton-Vertex nicht auftreten. Daher sind diese als Teilchen zu verstehen die als Elektronen mißidentifiziert wurden. Die überwiegende Mehrheit dieser Teilchen stammt aus Photoproduktionsereignissen, ist also Untergrund zum tief inelastischen Streuprozeß. Die negativ geladenen Teilchen dagegen sind in weit überwiegender Mehrheit mit dem tief inelastisch gestreuten Elektron zu identifizieren, wobei aber auch hier als gestreutes Elektron mißidentifizierte Teilchen zum Untergrund beitragen können.

Unter der Annahme, daß mit gleicher Häufigkeit positiv wie negativ geladene Teilchen als gestreute Elektronen mißidentifiziert werden ($A = 1.0$), gibt die Anzahl der positiv geladenen Teilchen unmittelbar die Anzahl der negativ geladenen Untergrundteilchen an. Diese Hypothese kann durch getaggte Photoproduktionsereignisse überprüft werden. Eine weitere Möglichkeit ist es, die Zahl der e^--Kandidaten mit positiver Ladung in den Elektrondaten mit der Zahl der e^+-Kandidaten mit negativer Ladung in den Positrondaten zu vergleichen.

In den getaggten Ereignissen sind sowohl e^+ als auch e^- im LArC mißidentifizierte Teilchen und daher kann nun das Ladungsvorzeichen aus der Spurkrümmung bestimmt und die Anzahl der Ereignisse mit positiv bzw. negativ geladenen Teilchen als mißidentifizierte Elektronen abgezählt werden. Auf diese Weise kann die Ladungssymmetrie A in den Elektrondaten dieser Analyse (Abb. 5.27 oben links) und in den neuen Positrondaten 1999/2000 (Abb. 5.27 oben rechts) bestimmt werden.

Der Vergleich der Anzahlen aller Elektronen bzw. Positronen mit falschem Ladungsvorzeichen ist in Abbildung 5.27 (unten) gezeigt. Die Positrondaten sind auf die Luminosität der Elektrondaten normiert und auf Änderungen der Trigger- und Detektor-Akzeptanzvolumina korrigiert. Auch hier wird eine gute Übereinstimmung der Energiespektren der Leptonkandidaten mit jeweils falschem Ladungsvorzeichen gefunden.

Sowohl die getaggten Photoproduktionsereignisse als auch der Vergleich der Ereigniszahlen mit gestreuten Leptonen, deren Ladung der jeweiligen Ladung der Strahl-Leptonen entgegengesetzt ist, bestätigen die Hypothese der Ladungssymmetrie der Untergrundereignisse. Positiv wie negativ geladene, als Elektron bzw. Positron mißidentifizierte Teilchen treten innerhalb der statistischen Fehler gleichhäufig auf: $A = 1.0 \pm 0.1$. Eine Ladungsasymmetrie $(N^+ - N^-)/(N^+ - N^-)$ von etwa 4%, wie sie für den Untergrund zu DIS-Ereignissen mit niedrigem Q^2 berichtet wird [20, 128, 129], kann wegen des großen statistischen Fehlers weder belegt noch ausgeschlossen werden.

Ereignisse, in denen ein positives „Elektron" gefunden wird, werden von der Anzahl der Elektronkandidaten mit negativer Ladung abgezogen. Der Untergrund der Photoproduktionsereignisse wird durch diese Methode der statistischen Subtraktion eliminiert.

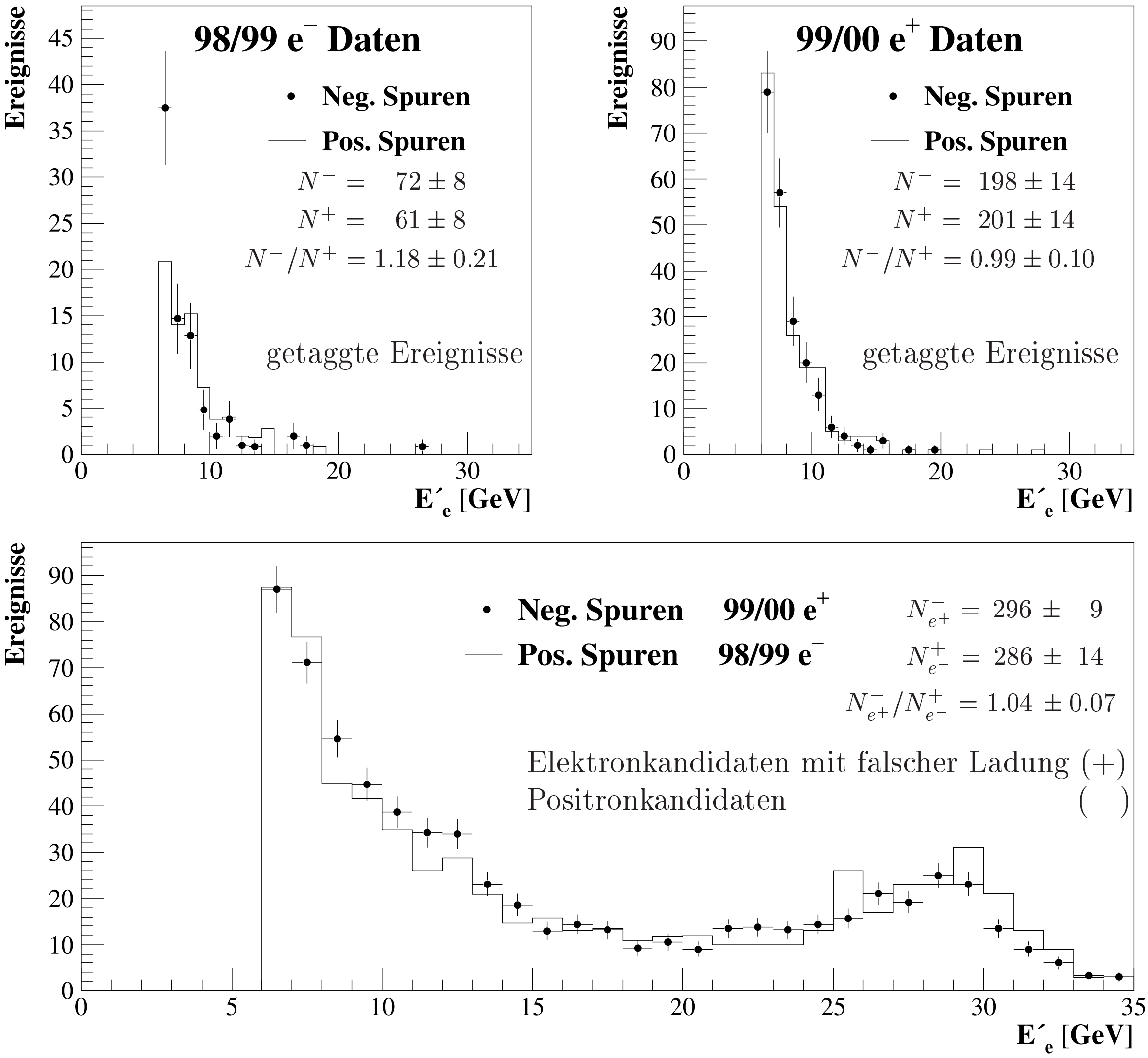


Abbildung 5.27: Ladungssymmetrie des Untergrunds. In den getaggten Photoproduktionsereignissen werden die Energiespektren der positiv und negativ geladenen Cluster miteinander verglichen (oben). Das untere Teilbild zeigt den Vergleich von positv geladenen Clustern in den e^--Daten mit den negativ geladenen Clustern in den e^+-Daten.

Kapitel 6

Selektion von $e^- p \to e^- X$ - Ereignissen

Im folgenden wird zunächst der Datensatz zur Untersuchung von $e^- p \to e^- X$-Streuereignissen definiert, dann die Selektion der NC-Ereignisse vorgenommen. In vorliegender Analyse wird das gestreute Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen. Anforderungen an den Ereignis-Vertex sowie kinematische und technische Schnitte werden angewandt, um systematische Unsicherheiten der Messung zu reduzieren und um einem möglichst untergrundfreien Datensatz zu erhalten.

6.1 Definition des $e^- p$-Datensatzes

Vorliegende Analyse basiert auf den Daten, die während der $e^- p$-Datennahmeperiode 1998/99 aufgezeichnet wurden. Entsprechend den Proton- und Elektron-Füllungen des HERA-Speicherrings gliedert sich die Datennahme in sogenannte Luminositätsfills. Diese Luminositätsfills wiederum sind in sogenannte Runs unterteilt, die maximal 2 h dauern und während denen die Bedingungen, unter denen die Daten aufgezeichnet werden, weitgehend stabil sind. Ausgehend vom Zustand der Detektorkomponenten und den Untergrundbedingungen in der H1-Wechselwirkungszone unterteilt man die Runs in die Qualitätsklassen „gut“ (good), „mittel“ (medium) und „minderwertig“ (poor). Die Luminositätsinformation wird während jedes Runs gemessen (Abschnitt 2.2.5) und in der H1-Datenbank aufgezeichnet.

Auswahl der Daten-Runs

In vorliegender Analyse werden nur Runs akzeptiert, die in der Run-Klassifikation nicht als minderwertig („poor“) eingestuft werden. Um die Datenqualität während eines Runs kontrollieren zu können, wird eine Mindestluminosität des Runs von 0.2 nb^{-1} verlangt. Weiter fordert man, daß alle für die vorliegende Analyse wesentlichen Komponenten ausgelesen werden. Dies sind das Flüssig-Argon-Kalorimeter und der LAr-Trigger, die zentralen Drift- (CJC1 und CJC2) und Proportionalkammern (CIP und COP), das Luminositätssystem und das SpaCal. Runs, in denen Probleme in diesen Komponenten auftraten, werden ausgeschlossen.

Auswahl der Detektorkomponenten

Während eines Runs wird die volle Betriebsbereitschaft aller Detektorkomponenten überwacht. Der Zustand der Komponenten wird in regelmäßigen Zeitabständen in der H1-Datenbank gespeichert. Aufgrund dieser Information kann man Ereignisse aus Run-Abschnitten zurückweisen, für die wesentliche Komponenten zeitweilig nicht betriebsbereit waren. Beispielsweise vergehen einige Minuten, bis nach einem Hochspannungsüberschlag in einem Spurkammersegment wieder die nominelle Betriebsspannung eingestellt werden kann. Die Luminositätsmessung des Runs wird gemäß dem Anteil der zurückgewiesenen Run-Abschnitte korrigiert.

Welche Komponenten als wesentlich anzusehen sind, hängt von der angestrebten Präzision der Messung ab. Bei niedrigen Q^2 ist die Meßgenauigkeit durch systematische Unsicherheiten limitiert. Diese Unsicherheiten können bei einer vollständigeren Auswahl aller Detektorkomponenten kleiner gehalten werden. Für folgende Komponenten wird die volle Betriebsbereitschaft verlangt: Flüssig-Argon-Kalorimeter, zentrale Drift- und Proportionalkammern (CJC1/CJC2, CIP/COP), Luminositäts- und ToF-System.

Bei hohen Q^2 ist die Meßgenauigkeit statistisch limitiert. Ziel ist es daher, einen Datensatz mit möglichst großer Luminosität zu erhalten, was durch weniger strenge Anforderungen an die Betriebsbereitschaft der Detektorkomponenten realisierbar ist. Zur Bestimmung des Ereignisvertex ist es ausreichend, daß nur mindestens eine der zentralen Driftkammern (CJC1 oder CJC2) betriebsbereit ist. In Ereignissen bei hohen Q^2 ist die Energie des Elektrons groß genug, um das Zeitsignal des LArC, LAr_T0, zu setzen. Auf die Proprotionalkammern CIP und COP, die das Triggersignal zVtx_T0 liefern, kann man daher verzichten.

Aufgrund dieser Überlegungen wird für Elektronen in Rückwärtsrichtung, das heißt mit einem Aufteffpunkt im LArC mit $z_{LAr} \leq 0$, die scharfe Auswahl („harsh selection"), der Detektorkomponenten gefordert. Für Ereignisse, in denen das Elektron in Vorwärtsrichtung ($z_{LAr} > 0$) nachgewiesen wird, was Ereignissen mit hohem Q^2 entspricht, kommt die relaxierte Auswahl der Detektorkomponenten zur Anwendung („loose selection").

6.2 Luminosität des Datensatzes

Aus den in der H1-Datenbank gespeicherten Luminositäts- und Detektorstatus-Informationen wird die integrierte Luminosität jedes Datenruns unter den oben ausgeführten Anforderungen an die Betriebsbereitschaft der Detektorkomponenten berechnet und zur integrierten Luminosität des Datensatzes summiert.

Zur Messung der Luminosität tragen auch Bethe-Heitler-Prozesse der Strahlelektronen mit den Protonen sogenannter Satellitenbündel bei. Bei den Satellitenbündeln handelt es sich um Protonen, die um eine Phase der Hohlraumresonatoren (Frequenz 200 MHz) versetzt ($\Delta t \sim 5$ ns $= 1.5$ m) zusammen mit den Hauptbündeln im Protonspeicherring umlaufen. Aufgrund der gegenläufigen Bewegung der Elektronen treten Kollisionen der Strahlelektronen mit den Protonen der Satellitenbündel um etwa 70 cm verschoben auf und gehen nicht in die Analyse ein. Die Luminositätsmessung ist um den Beitrag der Satellitenbündel zu korrigieren. Für den Zeitraum der e^-p-Datennahmeperiode bestimmte die das Luminositätssystem betreuende Arbeitsgruppe den Beitrag der Satellitenbündel zu $2.6 \pm 0.4\%$ in 1998 bzw. $2.9 \pm 0.7\%$ in 1999. Die systematische Unsicherheit für die Luminositätsmessung beträgt für beide Jahren 1.3% [130].

Während der Online-Rekonstruktion der aus dem Detektor ausgelesenen Rohdaten können Software-, Computer- und Netzwerkprobleme zu Datenverlusten oder auch zur mehrfachen Rekonstruktion des gleichen Rohdatenereignisses führen. In der zweiten Rekonstruktion nach Ende der Datennahmeperiode (Offline-Rekonstruktion) sind derartige Probleme in der Regel beseitigt. Auf einer sehr offenen Selektion, die alle Ereignisse beinhaltet, in denen mindestens ein quasi elektromagnetischer Kalorimeter-Cluster [1] gefunden wird, trat kein Ereignis doppelt auf. Aus den Sprüngen in der fortlaufenden Ereignisnumerierung wurde die Unsicherheit in der absoluten Normierung auf unter 0.1% abgeschätzt.

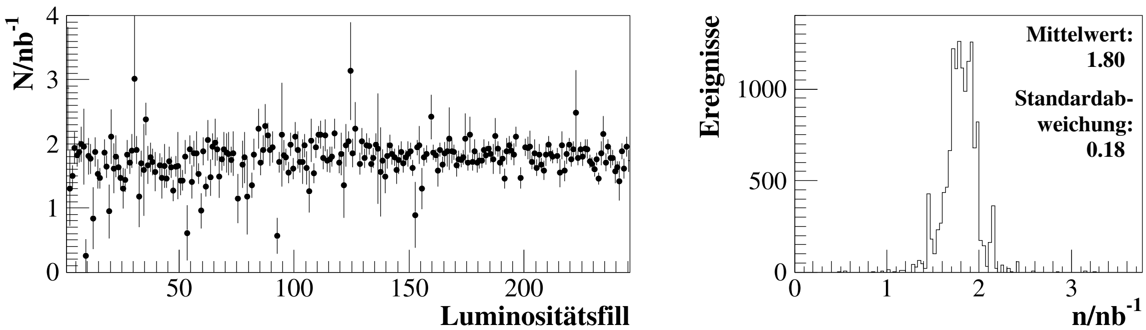


Abbildung 6.1: Anzahl der Ereignisse pro nb^{-1} aller in dieser Analyse berücksichtigten Luminositätsfills (links), Projektion der Ereignisrate der Luminositätsfills, gewichtet mit der Anzahl der Ereignisse des Luminositätsfills (rechts).

Die NC-Ereignisrate, die Anzahl der beobachteten Ereignisse pro Einheit der Integrierten Luminosität (nb^{-1}), ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Bei genauer Betrachtung der Ereignissrate fällt auf, daß sie zu Beginn der $e^- p$-Datennahmeperiode (1998) geringfügig niedriger ausfällt als im restlichen Zeitraum der der $e^- p$-Datennahme. Die Ursache hierfür konnte nicht ermittelt werden. Dieser Effekt schlägt sich in der systematischen Unsicherheit der absoluten Normierung des Datensatzes von 1.8% nieder, die somit größer ist als der systematische Fehler der Luminositätsmessung.

6.3 Auswahl der Subtrigger

Es werden nur Ereignisse berücksichtigt, für die in Abschnitt 4.3.1 diskutierten Triggerbedingungen erfüllt sind. Es muß also mindestens einer der Subtrigger ST67, ST71, ST77 oder ST75 gesetzt sein. Wenn das gestreute Elektron innerhalb eines der in Tabelle 4.6 aufgeführten Bereiche liegt wird das Ereignis verworfen. Für Elektronenergien > 11 GeV wird dadurch eine Triggereffizienz von 100% erreicht.

[1] Als quasi elektromagnetischer Cluster wird eine Energiedeposition im Kalorimeter bezeichnet, die mindestens alle bis auf eines der Form- oder Isolationskriterien zur Identifikation des Elektrons erfüllt (siehe dazu Elektronidentifikation, Abschnitt 5.1).

6.4 Identifizierung des Elektrons

In Ereignissen mit Impulsüberträgen $Q^2 \gtrsim 60\ \mathrm{GeV}^2$ wird das Elektron in den Akzeptanzbereich des Flüssig-Argon-Kalorimeter (LArC) gestreut. Ein kalorimetrischer Cluster wird als das gestreute Elektron identifiziert, wenn er alle Kriterien des im Abschnitt 5.1 beschriebenen Elektron-Suchalgorithmus erfüllt. Werden in einem Ereignis mehrere Elektronkandidaten gefunden, so wird der Cluster mit dem größten Transversalimpuls $P_{T,e}$ als das Elektron identifiziert.

Um eine hohe Triggereffizienz sicherzustellen, wird eine Mindestenergie für das Elektron verlangt. Diese Energieschwelle konnte gegenüber der Analyse der Positrondaten 1994-97 durch die Umbauten der Triggerelektronik des LArC (siehe Abschnitt 4.2.2) von 11 GeV auf 6 GeV abgesenkt werden.

Als geladenes Teilchen hinterläßt das Elektron eine Ionisationsspur in den Spurkammern (Abschnitt 5.1.3). Ereignisse, in denen der kalorimetrische Cluster nicht durch eine Spur verifiziert wird, werden als Untergrund verworfen, wenn der Polarwinkel $\theta_e > 40°$ ist. Im Bereich kleinerer Polarwinkel nimmt die Effizienz der Spurzuordnung ab, weshalb für die Elektronkandidaten keine assoziierte Spur verlangt wurde.

Zur Verifikation des Clusters werden sowohl DTRA- als auch DTNV-Spuren verwendet, wenn die Energie des Elektrons größer als 11 GeV ist. Bei niedrigeren Energien wird das Ladungsvorzeichen, das aus der Spurkrümmung bestimmt wird, verwendet, um den Untergrund durch statistische Subtraktion zu reduzieren. Die Spurkrümmung kann jedoch nur für diejenigen Spuren zuverlässig bestimmt werden, die durch den Vertex fixiert sind. Elektronkandidaten mit Energien zwischen 6 GeV und 11 GeV werden deshalb nur durch DTRA-Spuren verifiziert.

6.5 Vertex-Kriterien

Kennzeichnend für Elektron-Proton Streuereignisse ist es, daß diese nur im Bereich der Durchdringung von Elektron- und Protonstrahl stattfinden. Untergrundereignisse, wie zum Beispiel Wechselwirkungen mit der Strahlrohrwand oder mit dem Restgas, sind dagegen entlang der Teilchenstrahlen gleichverteilt. Es wird daher verlangt, daß der Ereigniswechselwirkungspunkt im Bereich 35 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt rekonstruiert wird. Es werden also nur solche Ereignisse akzeptiert, deren Vertex aus den Spurinformation der zentralen Driftkammern und/oder dem FTD gewonnen wird.

Vertexkriterien:

Vertex-Typ:	zentraler oder Vorwärts-Vertex
Vertex z-Position:	$\lvert z_{vtx}\rvert < 35$ cm

Durch diese Kriterien werden Untergrundereignisse aus nicht ep-Kollisionen weitgehend unterdrückt und gleichzeitig eine möglichst genaue Rekonstruktion der z-Position des Wechselwirkungspunkts sichergestellt.

Da in Ereignissen mit kleiner Inelastizität y der hadronische Endzustand stark in Vorwärtsrichtung geboostet ist, nimmt die Effizienz, einen zentralen Vertex zu finden, ab. Der Effizienzverlust von etwa 3% wird jedoch durch die Vorwärtsspurkammern kompensiert (siehe Abschnitt 5.2.2).

6.6 Kinematische Schnitte

Durch kinematische Schnitte werden Bereiche vermieden, die experimentell schwierig zu kontrollieren sind oder in denen der Untergrund im Verhältnis zum Signal bedeutend wird.

Der Schnitt $E - P_z > 35$ GeV reduziert den Photoproduktionsuntergrund, da in diesen Ereignissen der Beitrag des Elektrons fehlt, das praktisch unabgelenkt im Strahlrohr verschwindet. Strahlt das Elektron vor der Wechselwirkung ein Photon ab, verschwindet dies ebenfalls meist im Strahlrohr. Der Schnitt auf $E - P_z$ reduziert somit auch die Größe radiativer Korrekturen. Dadurch, daß bei der Berechnung von $E - P_z$ Beiträge eliminiert werden, die nicht dem gestreuten Elektron oder dem hadronischen Endzustand zuzuordnen sind (siehe Abschnitt 5.5.2), verbessert sich die Wirksamkeit dieses Schnitts. Weiterhin werden Ereignisse mit geringem Impulsübertrag zurückgewiesen, bei denen das Elektron im SpaCal nachgewiesen wird.

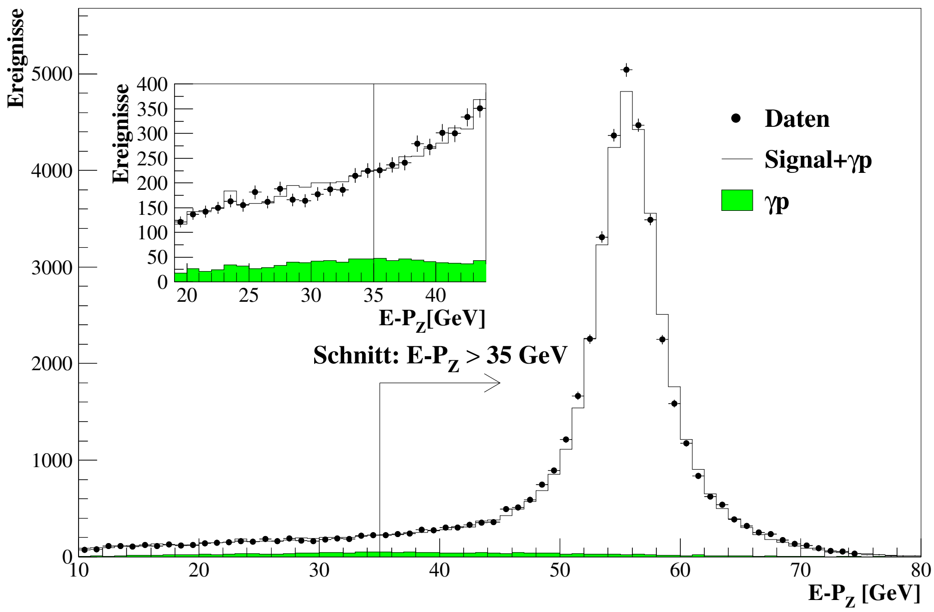


Abbildung 6.2: Verteilung der kinematischen Hilfsvariablen $E - P_z$.

Verliert das Elektron durch Abstrahlung eines Photons Energie, wird eine zu große Inelastizität y rekonstruiert (siehe Gleichung 1.5). Deshalb werden Strahlungskorrekturen insbesondere bei großen y bedeutsam. Da aber andererseits gerade bei hohem y die Beiträge von $\tilde{F}_3$ und $\tilde{F}_L$ zum Wirkungsquerschnitt groß sind und somit dieser kinematische Bereich interessant ist, wird als Schnitt $y_e < 0.9$ gewählt.

Bei Ereignissen des neutralen Stroms ist der Transversalimpuls des Elektrons $P_{T,e}$ durch den Transversalimpuls des hadronischen Endzustands $P_{T,h}$ kompensiert. Für das gemessene Verhältnis der Transversalimpulse erwartet man einen Wert $R_{P_T} = P_{T,h}/P_{T,e} \approx 1$. Als obere Schranke wird ein Wert von 2 gewählt (siehe dazu Abb. 5.19). In Ereignissen bei denen das getroffene Parton einen hohen Impulsanteil x trägt, verschwindet der hadronische Endzustand teilweise im Strahlrohr. R_{P_T} wird daher zu kleinen Werten nicht beschränkt.

6.7 Detektor-Akzeptanzvolumina

In der vorliegenden Analyse wird das gestreute Elektron im LArC nachgewiesen. Elektronen, deren Auftreffpunkt bei $z < -190$ cm liegt, werden verworfen, da diese Elektronen auf ihrem Weg zum LArC das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter passieren. Der dabei auftretende Energieverlust führt zu einer zu schlechten Auflösung der Energiemessung im LArC.

Wie in Abschnitt 2.2.1.1 beschrieben, ist das LArC in mechanisch separate Module unterteilt. In den Spalten (Cracks) zwischen den Modulen kann das Elektron tiefer in das Kalorimeter eindringen. Wegen des zusätzlichen toten Materials im Bereich eines Cracks nimmt die Ausbildung des Elektronschauers einen anderen Verlauf als innerhalb eines Moduls. Die Wahrscheinlichkeit, das Elektron zu identifizieren, nimmt zum Crack hin ab, die Energieauflösung wird entsprechend schlechter.

Die Simulation des Verhaltens der Energieauflösung und der Elektronidentifikation im Bereich eines Cracks ist schwierig und zeitaufwendig, ihre Korrektheit nur schwer zu kontrollieren. Aus diesem Grund werden Elektronen verworfen, deren Auftreffpunkt nahe an einem Spalt liegt, für den die Flugrichtung des Elektrons im Mittel mit dem Verlauf des Spalts übereinstimmt: Der Spalt zwischen CB1 und CB2 (z-Crack) sowie alle Spalten zwischen den Oktanten (ϕ-Cracks) werden aus dem Detektor-Akzeptanzvolumen ausgeschlossen.

Wegen eines gerissenen Drahtes in der äußeren Spurkammer CJC2 konnten während der Datennahmeperiode 1998/99 in einem ϕ-Sektor der Spurkammer keine Spurpunkte gemessen werden. Daraus ergab sich eine schlechtere Spurqualität für Elektronen, die das defekte Spurkammersegment passieren, und eine geringere Effizienz, diese Spur dem kalorimetrischen Clusters des Elektrons zuzuordnen. Um die sich daraus ergebenden systematischen Unsicherheiten zu minimieren, werden alle Elektronen verworfen, die den defekten Sektor passieren.

Tabelle 6.1 gibt einen Überblick über die oben genannten Ausschlußvolumina in Flüssig-Argon-Kalorimeter und Spurkammersystem.

Kalorimeter:	
geom. Akzeptanz	$z_{LAr} > -190$ cm
ϕ-Cracks	$\lvert\phi_e - n \cdot 45°\rvert < 2°$
	n=0, 1, 2,..., 7
z-Crack	25 cm $> z_{LAr} >$ 15 cm
Spurkammern:	
defekter Sektor	$22° < \phi_e < 53°$
in CJC2	falls $\theta_e > 40°$

Tabelle 6.1: Detektor-Ausschlußvolumina in Flüssig-Argon-Kalorimeter und Spurkammern.

6.8 Reduzierung des Untergrundes

Zum **ep-induzierten Untergrund** tragen hauptsächlich Photoproduktionsereignisse bei. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verschlechtert sich mit abnehmender Energie des kalorimetrischen Clusters, der als gestreutes Elektron identifiziert wird. Photoproduktionsereignisse und Untergrundereignisse bei niedrigen Q^2, bei denen die Cluster-Energien größer als 11 GeV ist, werden bereits durch den Schnitt $E - P_z > 35$ GeV effizient zurückgewiesen. Bei kleineren Cluster-Energien wird die in Abschnitt 5.7 beschriebene Subtraktionsmethode zur Eliminierung des Untergrunds angewandt.

Elastische QED-Compton-Ereignisse und Ereignisse der Paar-Erzeugung tragen ebenfalls zum Untergrund bei, da für diese ebenfalls elektromagnetische Cluster im Endzustand charakteristisch sind. Diese Ereignisse zeichnen sich aus durch eine niedrige Spurmultiplizität ($N_{Spuren} \leq 1$ bzw. , $N_{Spuren} \leq 2$), geringe hadronische Energie ($E_{had}/E_{em} < 0.1$) und geringe Aktivität außerhalb der beiden elektromagnetischen Cluster. Diese Ereignisse werden anhand ihrer Topologie erkannt und zurückgewiesen.

Durch die oben aufgeführten Selektionskriterien ist der Datensatz weitgehend frei von **Nicht-ep-Untergrund**. Dieser besteht hauptsächlich aus Ereignissen mit kosmischen Myonen und Myonen aus dem Strahl-Halo, die einen elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter hinterlassen. Der Transversalimpuls dieses Schauers, der das Elektron vortäuscht, wird in der Regel nicht durch Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter kompensiert. Ein Ereignis mit $R_{P_T} < 0.5$ wird dann als Untergrund verworfen, wenn es durch einen der in Abschnitt 5.6.3 beschriebenen Suchalgorithmen als Untergrund klassifiziert wird.

Alle Ereignisse mit Impulsüberträgen $Q^2 > 10000$ GeV^2 wurden einer visuellen Inspektion unterzogen.

6.9 Die Selektion im Überblick

Die integrierte Luminosität der ausgewählten Datenruns beträgt 16.4 pb^{-1} bzw. 14.4 pb^{-1} für die verschärfte Runselektion. Insgesamt werden 41132 NC-Ereignisse (einschließlich $y > 0.63$) durch folgende Kriterien selektiert:

- Detektor Status
- Run Selektion
- Ereignis getriggert durch ST67, ST77, ST71 oder ST75
- Erfolg des Elektron-Suchalgorithmus
- Energie des gestreuten Elektrons: $E_e^{'} > 6$ GeV
- Elektron-Cluster durch Spur (DTRA oder DTNV) verifiziert (falls $\theta_e > 40°$)
- Zentraler oder Vorwärts-Vertex: $|z_{vtx}| < 35$ cm
- Kinematischer Schnitt: $E - P_z > 35$ GeV
- Kinematischer Schnitt: $y_e < 0.9$
- Kinematischer Schnitt: $R_{P_T} < 2$
- Kalorimeter- und Trigger-Akzeptanzvolumina
- Schnitte gegen elastische QED-Compton-Ereignisse und Lepton-Paar-Erzeugung
- Algorithmen zur Identifizierung von Halo- und kosmischer Myonen
- Visuelle Inspektion aller Ereignisse mit $Q^2 > 10000$ GeV^2

Die Energie- und Winkelverteilungen (polar und azimuthal) des gestreuten Elektrons (Abb. 6.3) werden durch die Simulation sowohl in Struktur wie in absoluter Normalisierung gut beschrieben. Als Resultat der präzisen Kalibrationsprozedur wird das Energiespektrum des Elektrons im Bereich des „Kinematischen Peak“ ausgezeichnet beschrieben. Die Stufe in der Energieverteilung bei einer Energie von 11 GeV ist durch das erweiterte Trigger-Akzeptanzvolumen und das verschärfte Spurkriterium (nur DTRA) verursacht. Im starken Abfall der Polarwinkelverteilung hin zu kleinen Streuwinkeln deutet sich der starke Abfall des Wirkungsquerschnitts mit zunehmenden Impulsübertrag Q^2 an. Ursache der Struktur in der Azimuthwinkelverteilung ist der ineffiziente Sektor der Zentralen Spurkammern sowie das Kalorimeter- und Trigger-Akzeptanzvolumen.

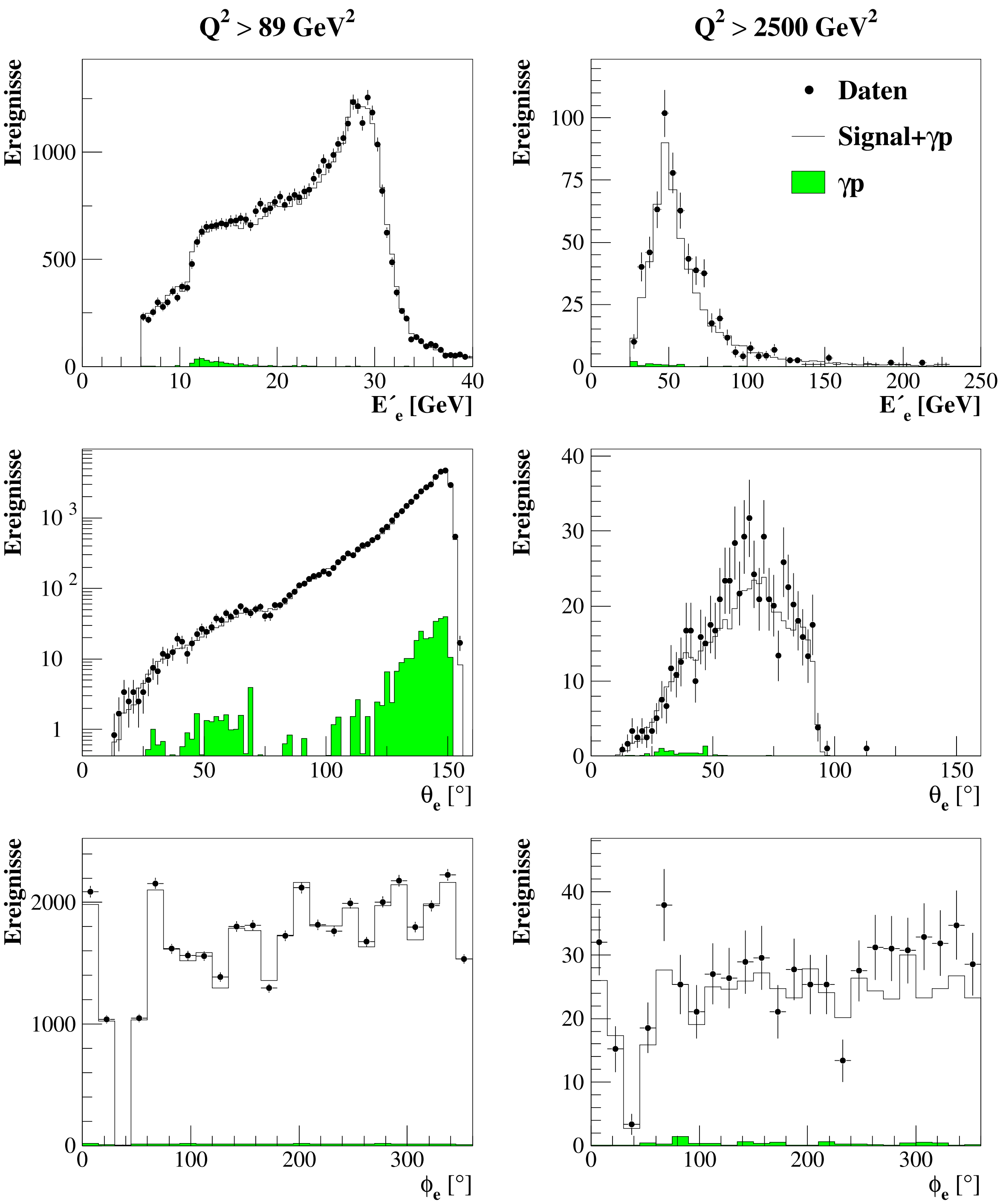


Abbildung 6.3: Kontrollverteilungen für das Elektron. Gezeigt sind die Energie, Polar- und Azimuthwinkelverteilungen für den gesamten Datensatz und für $Q^2 > 2500$ GeV^2.

6.10 Ereignisse bei hoher Inelastizität $y > 0.63$

Ereignisse im Bereich hoher Inelastizität $y > 0.63$ bei Impulsüberträgen 89.1 GeV$^2 < Q^2 <$ 891 GeV^2 werden durch die oben aufgelisteten Kriterien ebeenfalls ausgewählt, wobei allerdings nur dem Vertex zugeordnete Spuren zur Validierung des kalorimetrischen Clusters verwendet werden. Die Bestimmung des Ladungsvorzeichens aus der Krümmung dieser Spur ist Voraussetzung für die Reduktion des in diesem kinematischen Bereich hohen Untergrundanteils durch die Methode der **statistischen Subtraktion**. Insgesamt werden 4765 Elektronkandidaten gefunden, von denen 361 eine positive Ladung tragen und von der Gesamtzahl der negativ geladenen Elektronkandidaten abzuziehen sind. Die Zahl der Ereignisse mit „wahren" Elektronen ist somit 4043.

Abbildung 6.4 zeigt Kontrollverteilungen für Ereignisse mit hoher Inelastizität y im Q^2-Bereich 89.1 GeV$^2 < Q^2 <$ 891 GeV^2. Das Elektronenergiespektrum und die $E - P_z$-Verteilung der linken Seite zeigen den zunehmenden Untergrundanteil bei niedrigeren Elektronenergien und kleineren $E - P_z$-Werten. In den entsprechenden Verteilungen auf der rechten Seite, wird der Untergrund durch statistische Subtraktion weitgehend eliminiert. Bemerkenswert ist, daß für beide Methoden die MC-Simulation sehr gut mit den gemessenen Verteilungen übereinstimmt. Durch die **Parametrisierung der Triggereffizienz** (siehe Abschnitt 4.3.3) erhält man eine ausgezeichnete Beschreibung des Energiespektrums bis zu den niedrigsten gemessenen Energien.

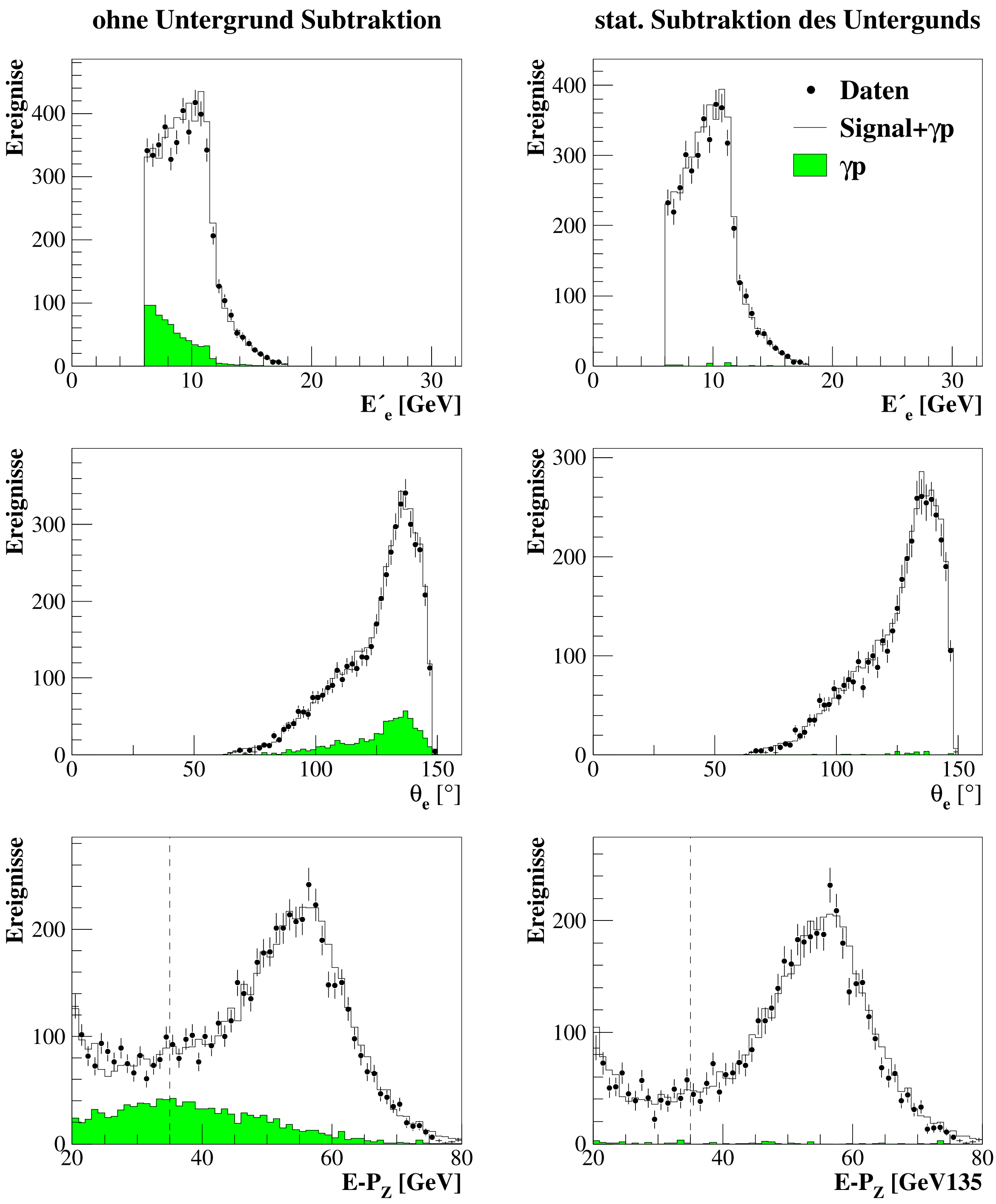


Abbildung 6.4: Kontrollverteilungen für Ereignisse bei hoher Inelastizität y. Gezeigt sind die Energie- und Polarwinkel-Verteilung des gestreuten Elektrons und die kinematische Hilfsvariable $E - P_z$.

Kapitel 7

Messung der Wirkungsquerschnitte

Im folgenden Kapitel wird das Vorgehen zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aus den Daten vorgestellt. Zunächst teilt man die von x und Q^2 aufgespannte Ebene in Bereiche, sogennnte Bins, ein. Reinheit, Stabilität und Akzepzanz sind Kriterien dieser Einteilung, die aufzeigen, in welchen Bereichen eine zuverlässige Messung des Wirkungsquerschnitts möglich ist. Weiter werden die Konvertierung der Anzahl der Ereignisse in einem Bin in den Wirkungsquerschnitt besprochen und die Unsicherheiten der Messung diskutiert.

7.1 Einteilung der kinematischen Ebene

Die e^-p-Wirkungsquerschnitte werden als Funktion von x und Q^2 bestimmt. Dazu wird die von x und Q^2 aufgespannte Ebene, die kinematische Ebene, in Bereiche, sogenannten Bins, eingeteilt. Um die e^-p-Ergebnisse direkt mit den e^+p-Messungen vergleichen zu können, wird die Einteilung der e^+p-Analyse verwendet [19,60]. Abbildung 7.1 zeigt die im folgenden beschriebene Einteilung: Eine Dekade in Q^2 wird in zehn Bereiche, eine Dekade in x in fünf Bereiche unterteilt. Wegen der geringen Statistik wird für $Q^2 > 3000$ GeV^2 die Bin-Größe in Q^2 verdoppelt. Für $Q^2 \leq 500$ GeV^2 und $x \geq 0.1$ wird die Einteilung an das beschränkte Auflösungsvermögen in x angepaßt. Die Einteilung in x und Q^2 ist jeweils gröber als die experimentelle Auflösung. Die Zahlenwerte für die Bingrenzen sind Tabelle A.1 (Anhang A) aufgeführt.

Die Wirkungsquerschnitte werden für die Zentralwerte der Bins angegeben:

Q^2/GeV^2	100	120	150	200	250	300	400
	500	650	800	1000	1200	1500	2000
	3000	5000	8000	12000	20000	30000	
x	0.0013	0.0020	0.0032	0.005	0.008	0.013	0.020
	0.032	0.05	0.08	0.13	0.25	0.4	0.65

Tabelle 7.1: Einteilung der kinematischen Ebene: Bin-Zentralwerte in x und Q^2

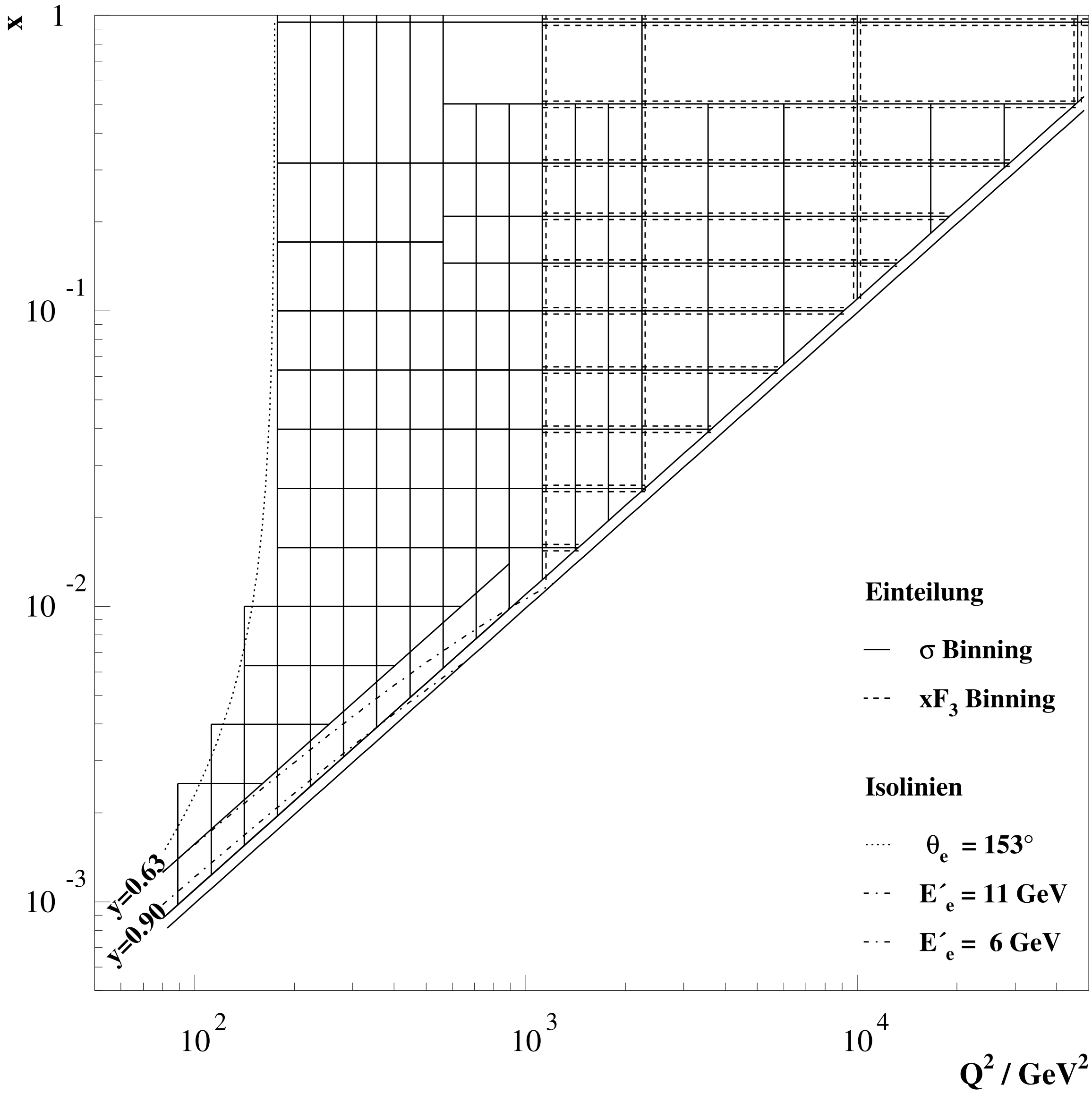


Abbildung 7.1: Einteilung der kinematischen Ebene. Es werden ebenfalls Linien konstanter Energie und Polarwinkel gezeigt.

Abweichend von der e^+p-Analyse, werden für $Q^2 > 562.3$ GeV^2 und $x = 0.65$ jeweils drei Bins in Q^2 zusammengefaßt. Somit ist eine ausreichende Statistik für die Messung der Wirkungsquerschnitte sichergestellt. Zur Bestimmung von xF_3 für $Q^2 > 1125$ GeV^2 wird die Kombination der Bins in Q^2 bei kleinen x beibehalten (siehe Abb. 7.1). Als neue Bin-Zentren ergeben sich $Q^2 = 1500$ GeV^2, $Q^2 = 5000$ GeV^2 und $Q^2 = 12000$ GeV^2.

Zur Extraktion der Strukturfunktion F_L ist es vorteilhaft, den Wirkungsquerschnitt bei festem $y = Q^2/sx$ zu messen. Es wird daher folgende Einteilung gewählt: Für $Q^2 < 891.2$ GeV^2 werden im Bereich $0.63 < y < 0.9$ als Bin-Grenzen Linien mit konstantem y gewählt. Der Zentralwert dieser Bins ist $y = 0.75$. Die Bin-Grenzen in Q^2 werden beibehalten. Die Messung in diesem Bereich wird dadurch möglich, daß für Ereignisse in der F_L-Analyse die Mindestenergie der gestreuten Elektronen durch den Einsatz der neuen Trigger-Elektronik (siehe Abschnitt 4.2.2) auf 6 GeV abgesenkt werden konnte. In der e^+p-Analyse wurde als Energie für das gestreute Positron noch 11 GeV verlangt.

7.2 Reinheit, Stabilität und Akzeptanz

Aufgrund von Detektoreffekten und Meßungenauigkeiten gibt es Migrationen von Ereignissen zwischen den Bins. Diese Migrationen werden durch die Reinheit[1] $\mathcal{P}$ und die Stabilität $\mathcal{S}$ quantifiziert. Als weitere Kenngröße der Bins wird die Akzeptanz $\mathcal{A}$ eingeführt. Stabilität, Reinheit und Akzeptanz werden mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmt und sind wie folgt definiert:

$$\text{Reinheit:} \quad \mathcal{P}(i) = N^{MC}_{rec+gen}(i)/N^{MC}_{rec}(i) \tag{7.1}$$

$$\text{Stabilität:} \quad \mathcal{S}(i) = N^{MC}_{rec+gen}(i)/N^{MC}_{gen+sel}(i) \tag{7.2}$$

$$\text{Akzeptanz:} \quad \mathcal{A}(i) = N^{MC}_{rec}(i)/N^{MC}_{gen}(i) \tag{7.3}$$

Dabei bezeichnet

- $N^{MC}_{gen}(i)$ die Anzahl der Ereignisse, die in Bin i generiert werden,
- $N^{MC}_{gen+sel}(i)$ die Anzahl der Ereignisse, die in Bin i generiert werden und alle Selektionskriterien erfüllen (d.h. die in einem beliebigen Bin rekonstruiert werden),
- $N^{MC}_{rec}(i)$ die Anzahl der Ereignisse, die in Bin i rekonstruiert werden,
- $N^{MC}_{rec+gen}(i)$ die Anzahl der Ereignisse, die in Bin i generiert und rekonstruiert werden.

Abbildung 7.2 zeigt Stabilität, Reinheit und Akzeptanz, wobei die Ereigniskinematik nach der $e\Sigma$-Methode bestimmt wurde. Stabilität und Reinheit sind bei niedrigstem x am größten und fallen mit zunehmenden x, und dementsprechend abnehmenden y. Dies ist der Grund für die größere Breite der Bins in x bei niedrigen Q^2. Zu größeren Q^2 nehmen Stabilität und Reinheit zu und erreichen Werte von etwa 70% .

Die Akzeptanz ist bei niedrigen Q^2 und großem x durch die geometrischen Akzeptanz des LArC beschränkt. Wegen des Schnitts $z_e > -180$ cm, was einem Winkel von etwa 153° entspricht, kann nur ein kleiner Bruchteil der Ereignisse in diesen Bins mit dem LArC gemessen werden.

Bei der Messung der Wirkungsquerschnitte wird verlangt, daß Stabilität und Reinheit größer als 30% sind. Die Akzeptanz muß größer als 20% sein.

[1] engl.: purity

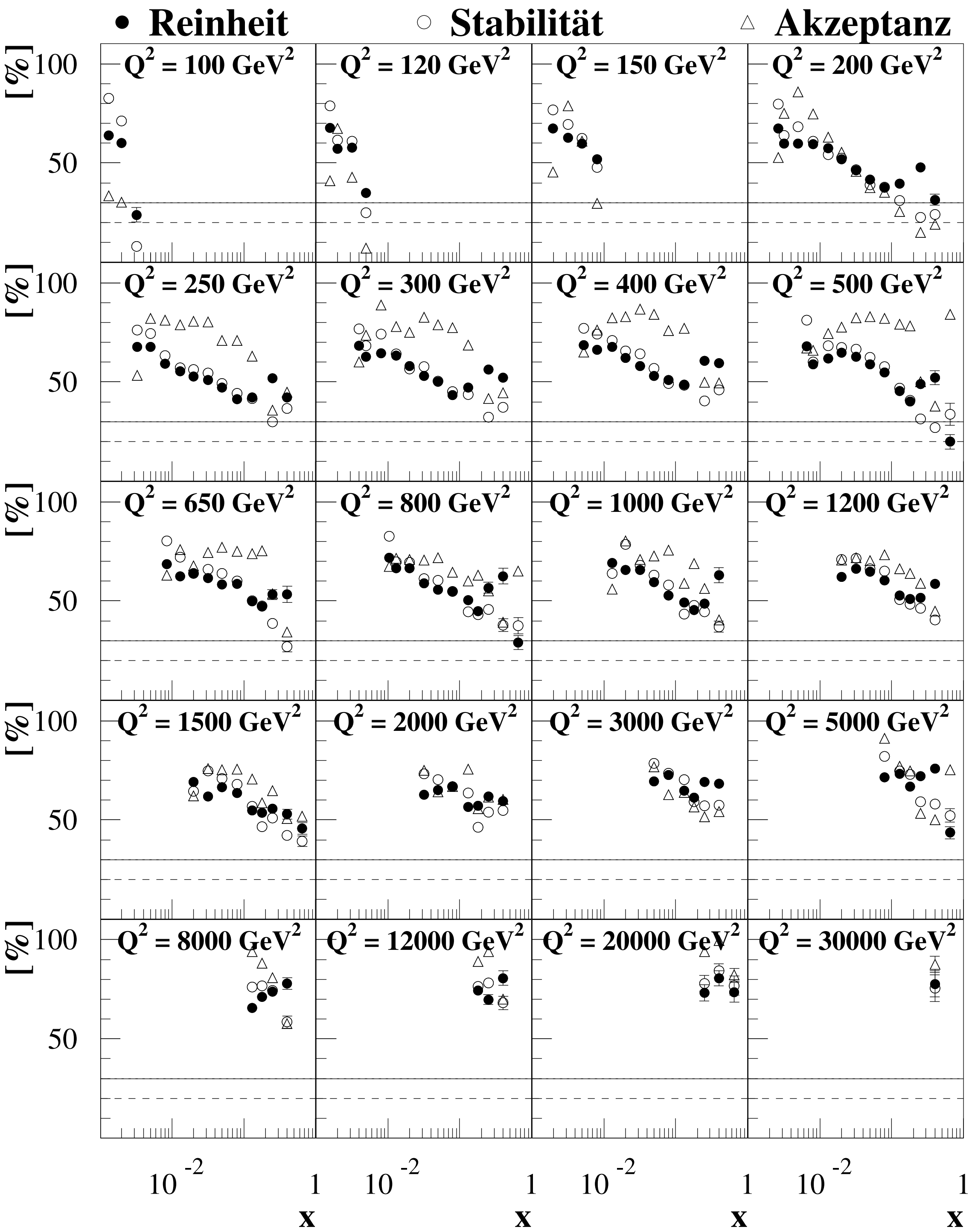


Abbildung 7.2: Reinheit (•) Stabilität (○) und Akzeptanz (△) des Binning zur Messung des reduzierten Wirkungsquerschnitts. Die durchgezogene Linie zeigt das 30%-Niveau, die gestrichelte Linie das 20%-Niveau.

7.3 Extraktion der Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt in einem Bin ist gegeben durch:

$$\left.\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\right|_{Born} = \frac{N^{data} - N^{bg}}{\mathcal{L}\cdot\mathcal{A}} \cdot \delta^{bc} \cdot \frac{1}{1+\delta^{RC}} \,. \tag{7.4}$$

Dabei bezeichnet

- N^{data} die Anzahl der selektierten Ereignisse in einem Bin,
- N^{bg} die Anzahl der Untergrundereignisse, die mit Hilfe der MC-Simulation abgeschätzt wird,
- $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität,
- $\mathcal{A}$ die Detektor-Akzeptanz wie in Gleichung 7.3 definiert.
- δ^{bc} die Korrektur des Wirkungsquerschnitts, gemessen in einem Bin endlicher Größe $\Delta x_i = x_{i,max} - x_{i,min}$ und $\Delta Q_i^2 = Q_{i,max}^2 - Q_{i,min}^2$ auf den Wirkungsquerschnitt im Bin-Zentrum $(x_{i,c}, Q_{i,c}^2)$.

$$\delta_i^{bc} = \frac{\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\Big|_{x=x_{i,c},Q^2=Q^2_{i,c}}}{\int_{x_{i,min}}^{x_{i,max}}\int_{Q^2_{i,min}}^{Q^2_{i,max}} \frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} dx dQ^2};$$

- $\delta^{RC} = \sigma_{rad}/\sigma - 1$ die Strahlungskorrekturen, die mit der MC-Simulation oder einem analytischen Programm abgeschätzt werden. Vorliegende Analyse folgt der in [60] beschriebenen Vorgehensweise.

Akzeptanz, Strahlungskorrekturen und Bin-Zentrum-Korrektur werden aus den simulierten Ereignissen gewonnen. Auf diesem Weg geht eine Annahme über den Wirkungsquerschnitt des untersuchten Streuprozesses in die Messung ein. Weicht der angenommene Wirkungsquerschnitt signifikant von der Messung ab, sind die gewonnenen Korrekturen nicht brauchbar.

Der Wirkungsquerschnitt für die simulierten Ereignisse wird mit Hilfe der Partonverteilungen des H1 97 PDF Fit (siehe Abschnitt 1.7) berechnet. Dieser Fit gibt eine gute Beschreibung der Daten. Auf den Positron-Daten wurde gezeigt, daß das Meßergebnis um weniger als 1% variiert [60], wenn der angenommene Wirkungsquerschnitt um 10% abweicht. Das Meßergebnis kann deshalb als unabhängig vom in der Simulation verwendeten Wirkungsquerschnitt angesehen werden.

Akzeptanz, Strahlungskorrekturen und Bin-Zentrum-Korrektur werden mit dem gleichen MC-Simulationsprogramm ermittelt. Deshalb kann Gleichung 7.4 vereinfacht werden zu:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{N^{data} - N^{bg}}{N_{rec}^{MC}} \cdot \frac{\mathcal{L}_{MC}}{\mathcal{L}} \frac{\mathrm{d}^2\sigma^{MC}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} \tag{7.5}$$

wobei die Akzeptanz ersetzt wurde durch $\mathcal{A} = N_{rec}^{MC}/N_{gen}^{MC} = N_{rec}^{MC}/(\mathcal{L}\sigma_{rad})$.

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt wird in Form des reduzierten Wirkungsquerschnitts $\tilde{\sigma}_{\rm NC}$ (siehe Gleichung 1.44) gezeigt, der nur auf QED-Strahlungskorrekturen korrigiert ist:

$$\tilde{\sigma}_{\rm NC} = \frac{xQ^4}{2\pi\alpha^2}\frac{1}{Y_+}\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{NC}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{xQ^4}{2\pi\alpha^2}\frac{1}{Y_+}\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{NC}}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}\bigg|_{Born}(1+\delta_{NC}^{weak}) \tag{7.6}$$

In die Umrechnung des Wirkungsquerschnitts zum reduzierten Wirkungsquerschnitt gehen außer der wohl bekannten Feinstrukturkonstante α keine weiteren elektroschwachen Parameter ein.

7.4 Systematische Unsicherheiten

Die Korrekturen in Gleichung 7.4 führen zu systematischen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte, die von Bin zu Bin korreliert oder unkorreliert sind. Die Studien, die zu den unten angegebenen systematischen Unsicherheiten führen, wurden in den Kapiteln 5 und 4.3 beschrieben. Die Fehler können in guter Näherung als symmetrisch angenommen werden. Die Auswirkungen der systematischen Unsicherheiten werden mit einer MC-Studie untersucht. Dabei wird für jede in Frage kommende Fehlerquelle die charakteristische Größe in beide Richtungen um jeweils eine Standardabweichung variiert und die Ereignisselektion wiederholt. Als systematische Unsicherheit wird der Mittelwert der Abweichungen beider Variationen angegeben. Zahlenwerte für die systematischen Fehler sind in Tabelle A.5 angegeben. Es werden folgende Fehlerquellen berücksichtigt:

- **Energie-Messung des Elektrons:**
  Die Unsicherheit der Elektron-Energie hängt ab vom Kalorimetermodul, in dem das Elektron nachgewiesen wird und beträgt 1.5% im BBE ($z_{LAr} < -150$ cm), 1% in CB1 und CB2 (-150 cm $< z_{LAr} <$ 20 cm), 2% im CB3 (20 cm $< z_{LAr} <$ 110 cm) und 3% in FB und IF ($z_{LAr} >$ 110 cm). Diese Unsicherheiten beinhalten unkorrelierte und über die Bins korrelierte Fehler. Der korrelierte Fehler besteht aus einem möglichen globalen Fehler der Kalibrationsmethode und wird auf 0.5% für das ganze LAr-Kalorimeter abgeschätzt. Für die Wirkungsquerschnitte ergibt sich ein Fehler von typischerweise 1-3%.

- **Polarwinkel des Elektrons:**
  Die Bestimmung des Polarwinkels des Elektrons aus der Cluster-Position ist mit einem Fehler von 3 mrad behaftet. Dies führt zu einer Unsicherheit für die Wirkungsquerschnitte, die 5% nicht überschreitet.

- **Hadronische Energie-Messung:**
  Als Unsicherheit der hadronischen Energiemessung im LArC werden 2% angesetzt, die sich aus der Summe der Quadrate des unkorrelierten Fehlers von 1.7% und des korrelierten Fehlers von 1% ergibt. Der korrelierte Fehler rührt von der Kalibrationsmethode und der Unsicherheit der Referenzskala ($P_{T,e}$) her. Der resultierende Fehler für die Wirkungsquerschnitte steigt zu niedrigem y hin an und ist typischerweise $\lesssim 4\%$.

- **Beitrag des Elektronischen Rauschens:** Bei der Messung der Energie des hadronischen Endzustands werden Beiträge des elektronischen Rauschens von der im

Kalorimeter gemessenen Energie abgezogen. Es wird eine korrelierte Unsicherheit von 25% auf die subtrahierten Energiebeiträge angesetzt. Der resultierende systematische Fehler ist für niedrige y am größten, etwa 3% bei x=0.65 und $Q^2 \leq 2000$ GeV^2.

- **Beiträge von SpaCal und Spurkammern:** Bei der Messung der Energie des hadronischen Endzustands werden Beiträge von SpaCal und Spurkammern berücksichtigt. Die Unsicherheit der Energiemessung beträgt 7% im SpaCal und 3% in den Spurkammern. Der Einfluß dieser Unsicherheiten ist klein, verglichen mit der resultierenden Unsicherheit aufgrund des unkorrelierten Fehlers der Energiemessung im LArC. Die drei Beiträge von LArC, SpaCal und Spurkammern werden quadratisch addiert und gehen so in den unkorrelierten Fehler der hadronischen Energiemessung (Tabelle A.5) ein.
- **Normierung des Untergrunds:** Eine Normierungsunsicherheit von 30% des Untergrunds führt zu einem korrelierten systematischen Fehler, der in allen Bins kleiner als 1.5% ist.

Weiter werden folgende Unsicherheiten berücksichtigt, die zu einem äquivalenten systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts führen. Diese Fehler werden in Tabelle A.5 in den gesamten unkorrelierten Fehler eingerechnet.

- Ein Fehler von 2% der Effizienz der Elektronidentifikation.
- Ein Fehler von 1% auf die Effizienz der Spur-Cluster-Zuordnung.
- Eine Unsicherheit von 0.5% der Triggereffizienz aufgrund der Veto-Bedingungen.
- Ein Fehler von 1% aufgrund der QED-Strahlungskorrekturen.

Im Bereich $y > 0.63$ und $Q^2 < 891$ GeV^2 werden für diese Unsicherheiten die folgenden Werte angesetzt.

- Ein Fehler von 2% der Effizienz der Elektronidentifikation.
- Ein Fehler von 2% auf die Effizienz der Spur-Cluster-Zuordnung, da nur Spuren verwendet werden, die dem Vertex zugeordnet werden konnten.
- Eine Unsicherheit von 1% aufgrund der Parametrisierung der Triggereffizienz.
- Ein Fehler von 2% aufgrund der QED-Strahlungskorrekturen.
- Eine zusätzliche Unsicherheit von 1% aufgrund der Anwendung der Subtraktionsmethode zur Eliminierung des Photoproduktionsuntergrunds in diesem kinematischen Bereich.

Alle systematischen Unsicherheiten werden als völlig unkorreliert betrachtet. Der gesamte systematische Fehler ist die quadratische Summe der Unsicherheiten aufrund der oben aufgeführten Fehlerquellen. Die gesamten Fehler sind die quadratische Summen von systematischen und statistischen Fehlern. Abbildung 7.3 zeigt die statistischen, korrelierten und unkorrelierten Fehler. Im Bereich niedriger Impulsüberträge bis $Q^2 \approx 400$ GeV^2 sind systematische und statistischer Fehler von annähernd gleicher Größe von typischerweise 4-5%. Im Bereich größerer Q^2 dominiert der statistische Fehler.

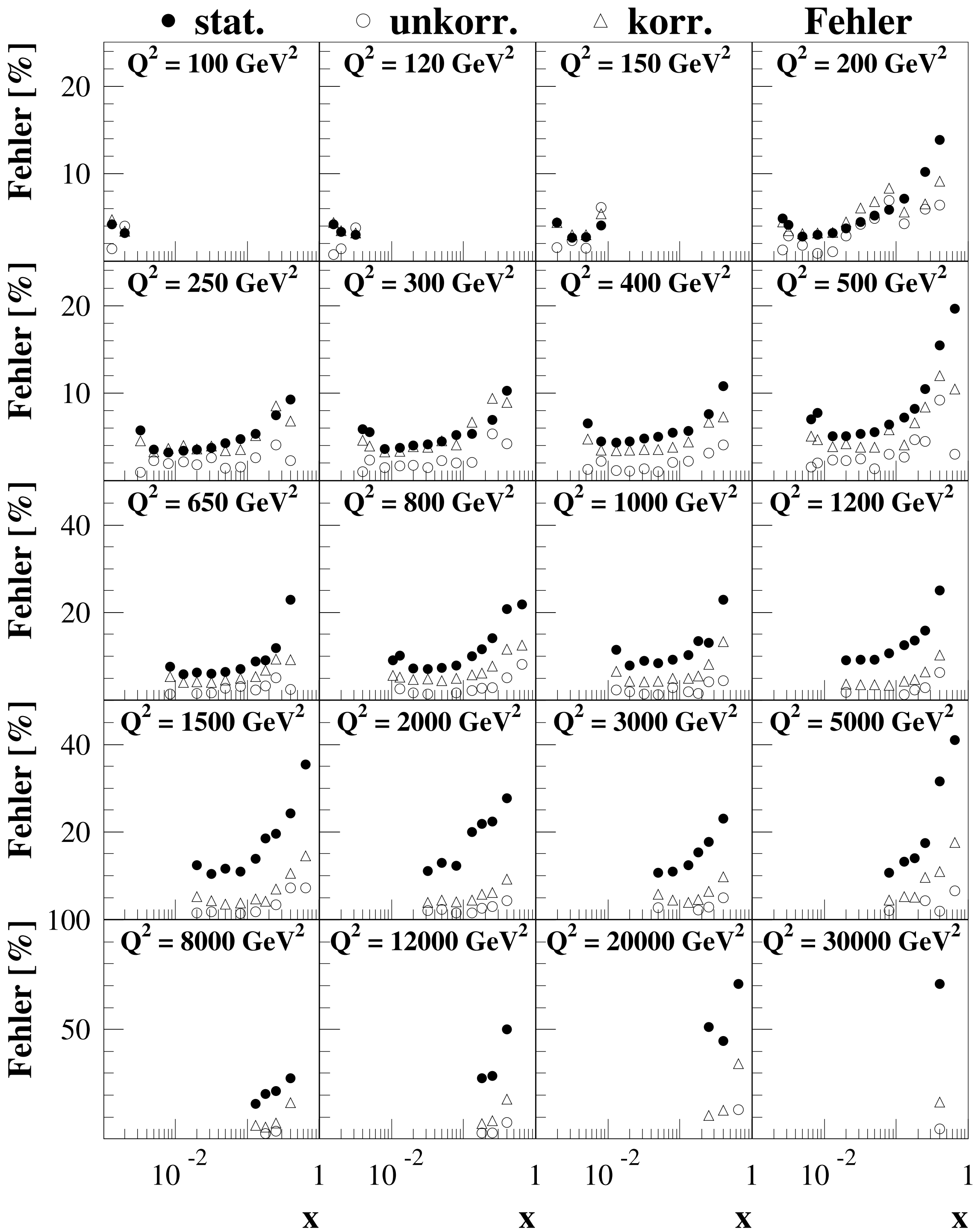


Abbildung 7.3: Die relativen Fehler des reduzierten Wirkungsquerschnitts. Es wird der statistische (●), unkorrelierte (○) und korrelierte (△) Fehler gezeigt. Eine Übersicht über die Beiträge einzelner Fehlerquellen ist in Anhang A.5 zu finden.

Zusätzlich muß die systematische Unsicherheit der absoluten Normierung des Datensatzes von 1.8% berücksichtigt werden. Diese Unsicherheit ist – soweit nicht ausdrücklich anders vermerkt – nicht in den systematischen Unsicherheiten der Messungen (Kapitel 8 und Anhang A) enthalten.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt sollte unabhängig von der Rekonstruktionsmethode zur Bestimmung der kinematischen Variablen sein. Die Zuverlässigkeit der Messung kann durch überprüft werden, indem man Wirkungsquerschnitte vergleicht, zu deren Ermittlung **verschiedene kinematische Rekonstruktionsmethoden** verwendet wurden. In die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden gehen unterschiedliche Observablen ein.

Eine fehlerhafte Kalibration der Energie des gestreuten Elektrons würde zum Beispiel zu einem Unterschied zwischen Σ-Methode und Elektron-Methode führen. Solch ein Unterschied könnte aber auch durch eine fehlerhafte hadronische Kalibration oder ein Problem bei der Behandlung der Strahlungskorrekturen verursacht sein. Weiterhin ist es interessant, die Doppel-Winkel-Methode und die Elektron-Sigma-Methode zu vergleichen. Erstere ist in erster Ordnung unabhängig von den Energiemessungen im Kalorimeter, letztere stützt sich genau darauf.

Abbildungen 7.4 und 7.5 zeigen die Vergleiche zwischen Elektron- und Sigma-Methode bzw. zwischen Doppel-Winkel- und Elektron-Sigma-Methode. Es werden nur Bins gezeigt, in denen die Reinheit größer als 30% ist, um die Zuverlässigkeit der kinematischen Rekonstruktionsmethode zu gewährleisten. Es werden keine systematischen Abweichungen beobachtet. Der Vergleich der vier Rekonstruktionsmethoden, von denen jede sensitiv auf unterschiedliche Observablen ist, zeigt kein Anzeichen, daß das endgültige Ergebnis durch unbestimmte Effekte in irgendeiner Weise einseitig beeinflußt ist.

Für die endgültigen Resultate wird diejenige Rekonstruktionsmethode gewählt, welche die beste Auflösung für die kinematischen Variablen aufweist. Dies ist die Elektron-Sigma-Methode. Lediglich im Bereich größter Inelastizitäten $0.63 < y < 0.9$ bei $Q^2 < 891.2$ GeV^2, wird wegen ihrer besseren Auflösung die Elektron-Methode verwendet.

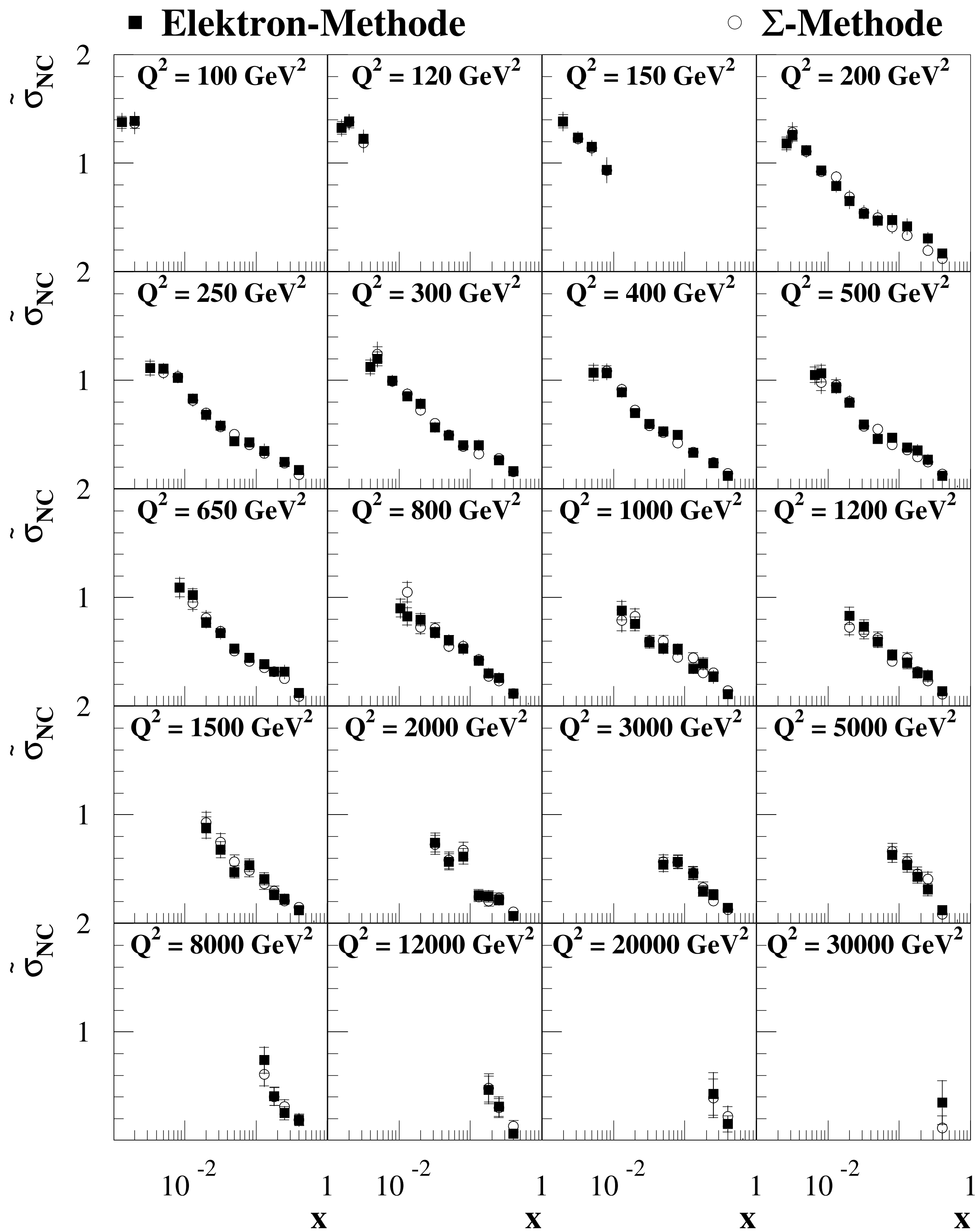


Abbildung 7.4: Vergleich der reduzierten Wirkungsquerschnitte, bestimmt unter Verwendung der Elektron-Methode (■) bzw. der Sigma-Methode (○).

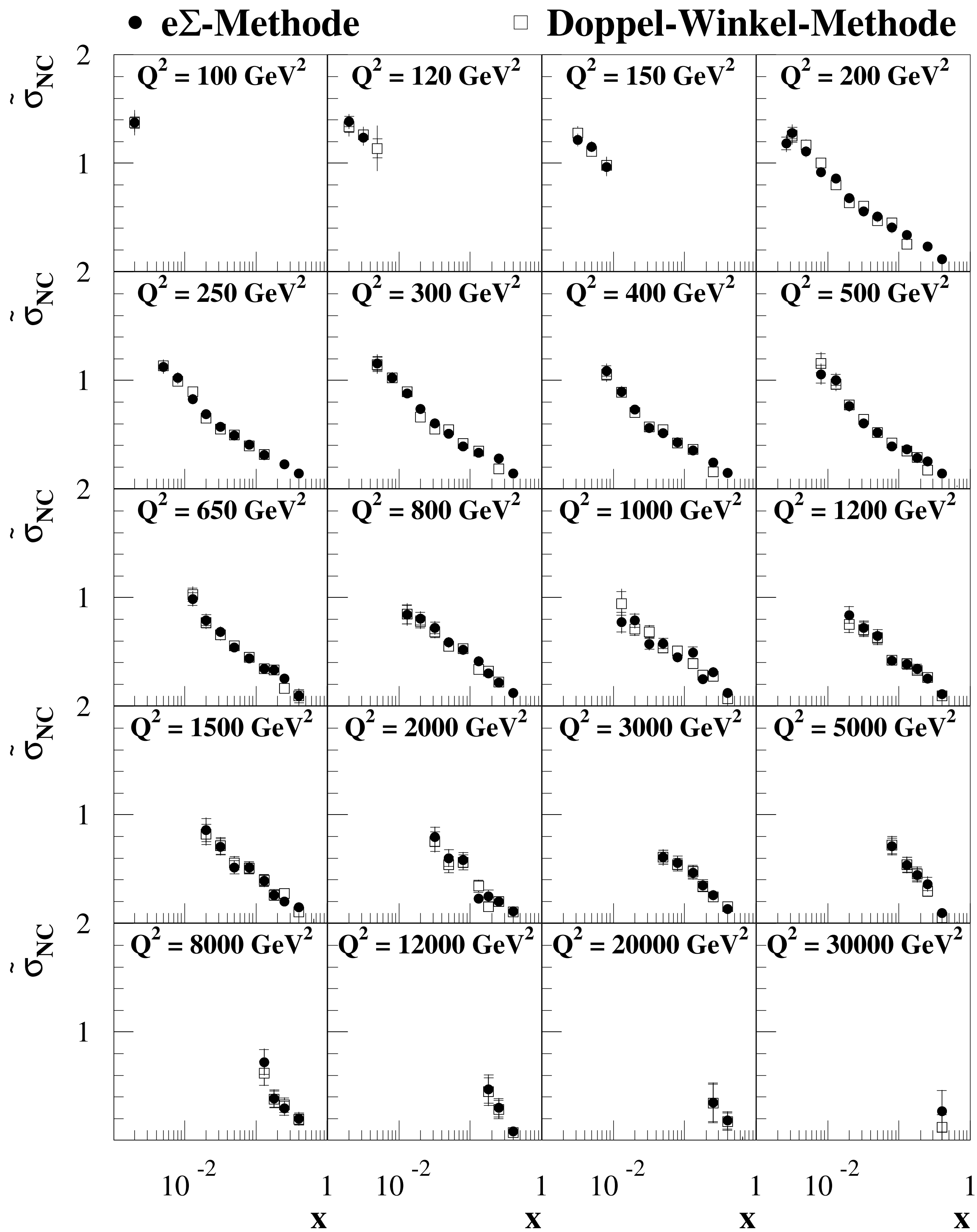


Abbildung 7.5: Vergleich der reduzierten Wirkungsquerschnitte, bestimmt unter Verwendung der Elektron-Σ-Methode (●) bzw. der Doppel-Winkel-Methode (□).

Kapitel 8

Ergebnisse und Diskussion

Im folgenden werden die Ergebnisse der Analyse von Elektron-Proton-Streuereignissen bei hohen Q^2 gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse des neutralen Stroms wird gemessen als einfach differentieller Wirkungsquerschnitt in der Variable Q^2 bzw. x und als doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt in beiden Variablen. Den Messungen werden die Vorhersagen des Standardmodells gegenübergestellt. In die Standardmodell-Rechnungen gehen die Partondichten des H1 97 PDF Fits ein (siehe Abschnitt 1.7). Die Elektron-Proton-Daten werden mit den Resultaten der Positron-Datennahme 1994-97 verglichen. Dabei sind die unterschiedlichen Schwerpunktsenergien von 320 GeV bzw. 300 GeV zu berücksichtigen. Aus den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten werden die Protonstrukturfunktionen F_2, xF_3 und F_L extrahiert.

Die in dieser Arbeit vorgelegten, im folgenden mit „H1 e^-p“ bezeichneten Resultate sind Gegenstand einer Veröffentlichung der H1-Kollaboration [131]. Die Messung im Bereich hoher y geht über den kinematischen Bereich der H1-Veröffentlichung hinaus und wird im folgenden mit „e^-p high y analysis“ bezeichnet.

8.1 Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$

Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ der Elektron-Proton-Streuung für Inelastizitäten $y < 0.9$ ist in in Tabelle A.2 aufgelistet und in Abbildung 8.1 dargestellt. Es werden ebenfalls die Messung des Wirkungsquerschnitts für Positron-Proton-Streuung und die Erwartung nach dem Standardmodell wiedergegeben. Abbildung 8.1 (unten) zeigt das Verhältnis der Messung zur Standardmodell-Erwartung. Die Standardmodell-Unsicherheit berücksichtigt die theoretischen Unsicherheiten aufgrund der Annahmen, die in den H1 97 PDF Fit einfließen [19], sowie die Unsicherheit der experimentellen Daten, die in den Fit eingehen.

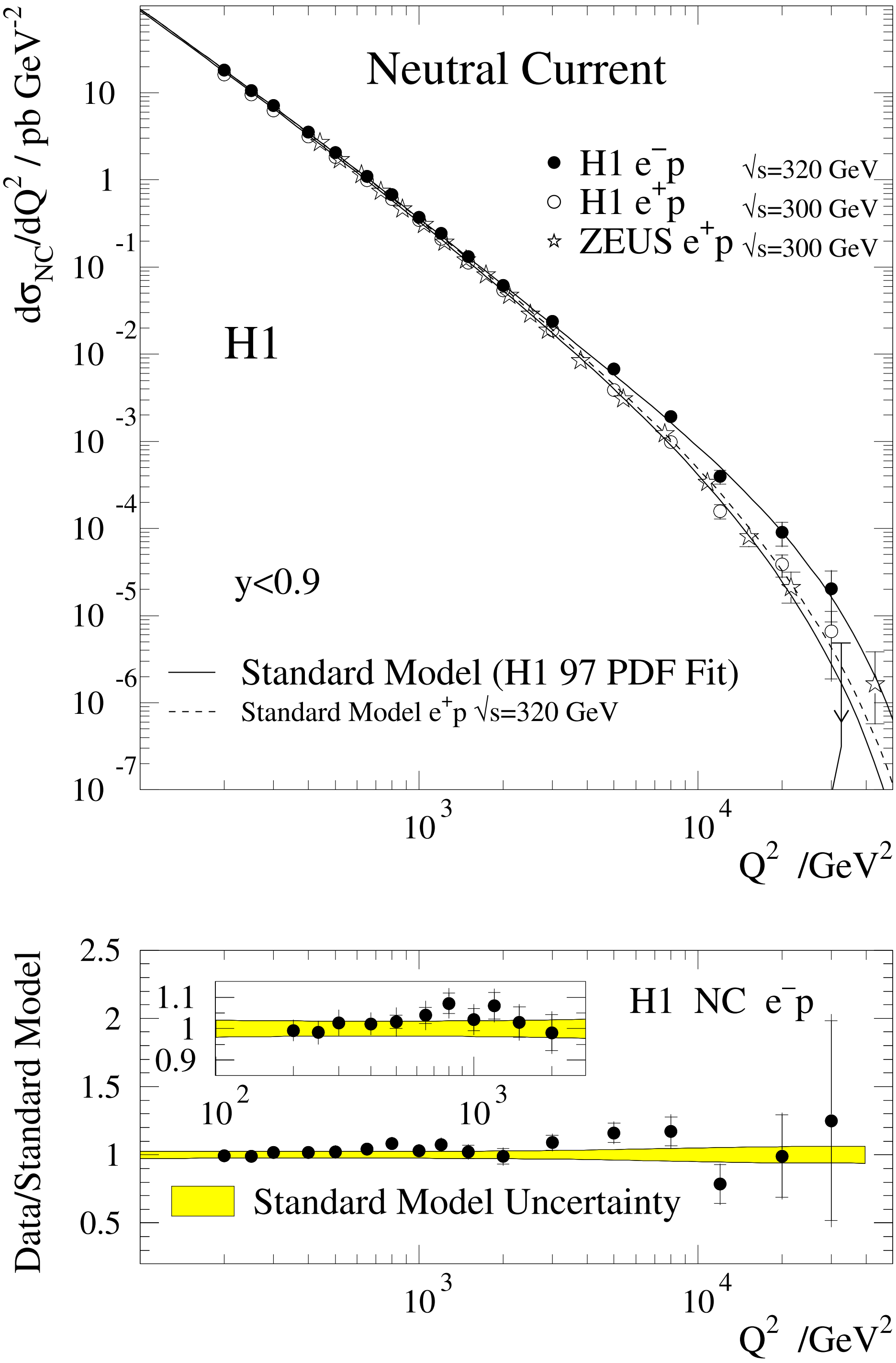


Abbildung 8.1: Einfach differentieller Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$. Es wird die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ gezeigt für e^-p- und e^+p-Streuung. Der innere Fehlerbalken repräsentiert den statistischen Fehler, der äußere zeigt den Gesamtfehler. Die Unsicherheit der absoluten Normierung von 1.8% ist nicht in den Fehlerbalken enthalten. Die Daten werden verglichen mit der Standardmodell-Erwartung, die aus dem H1 97 PDF Fit bestimmt wird. Der Einfluß der erhöhten Schwerpunktsenergie wird durch die gestrichelte Linie angezeigt. Das Verhältnis von e^-p-Daten und Standardmodell-Erwartung ist in der unteren Abbildung gezeigt. Das Band zeigt die Standardmodell-Unsicherheit.

Die Daten umfassen einen Bereich von mehr als zwei Größenordnungen in Q^2 und stimmen überall gut mit der Standardmodell-Vorhersage überein. Für $Q^2 < 2000\ \mathrm{GeV}^2$ ist nur ein kleiner Unterschied zwischen den Elektron- und Positron-Daten von etwa 7% zu sehen, der auf die erhöhte Schwerpunktsenergie der Elektron-Daten zurückzuführen ist. Für $Q^2 > 2000\ \mathrm{GeV}^2$ beobachtet man, daß der e^-p-Wirkungsquerschnitt systematisch größer ist als der e^+p-Wirkungsquerschnitt. Dieser Unterschied kann nicht durch die Änderung der Schwerpunktsenergie erklärt werden. Die gestrichelte Linie zeigt die Größe dieses Effekts. Der beobachtete Unterschied zwischen der e^-p und e^+p Streuung wird durch das Standardmodell beschrieben, in dem die Effekte des Z°-Austauschs einen erhöhten e^-p Wirkungsquerschnitt bewirken (siehe Gleichung 1.36).

8.2 Der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$

Abbildung 8.2 zeigt den Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$ als Funktion von x für e^-p- und e^+p-Streuung. Die Daten werden gezeigt für $y < 0.9$ und $Q^2 > 1000\ \mathrm{GeV}^2$ (Abb. 8.2, oben) und für $y < 0.9$ und $Q^2 > 10000\ \mathrm{GeV}^2$ (Abb. 8.2, unten). Für e^-p-Streuung werden beide Wirkungsquerschnitte in den Tabellen A.3 und A.4 aufgelistet. Abbildung 8.2 zeigt ebenfalls die Standardmodell-Erwartung, die mit den Partonverteilungen aus dem H1 97 PDF Fit an die e^+p-Daten berechnet wird. Weiter werden die Daten mit einer Modell-Rechnung für reinen Photonaustausch verglichen, in der also keine Auswirkungen des Z°-Austauschs auftreten. Der e^-p-Wirkungsquerschnitt für $Q^2 > 1\,000\ \mathrm{GeV}^2$ stimmt mit dem Standardmodell überein und ist geringfügig größer als das Modell, in dem nur der Photonaustausch berücksichtigt wird. Der e^+p-Wirkungsquerschnitt für $Q^2 > 1000$ kann durch beide Modelle beschrieben werden. Für $Q^2 > 10000\ \mathrm{GeV}^2$ ist der e^-p-Wirkungsquerschnitt bei $x = 0.2$ etwa um einen Faktor 4 größer als der Wirkungsquerschnitt der e^+p-Streuung. Nur 12% dieses Unterschieds sind auf die Änderung der Schwerpunktsenergie zurückzuführen. Die e^-p-Daten liegen über, die e^+p-Daten dagegen unter dem Modell des reinen Photonaustauschs.

Der bei hohen Q^2 beobachtete Unterschied zwischen e^-p-Daten und e^+p-Daten und die Abweichung beider Datensätze vom Modell eines reinen Photonaustauschs wird im Rahmen des Standardmodells durch den Z°-Austausch erklärt. Betrachtet man Gleichung 1.37 so erkennt man, daß die generalisierte Strukturfunktion $\tilde{F}_2$ stets größer ist als die elektromagnetische Strukturfunktion F_2. Da $|a| \gg |v|$, ist der Anstieg bei hohen Q^2 im wesentlichen auf den Beitrag des reinen Z°-Austauschs F_2^Z zurückzuführen. Den Hauptbeitrag zu $x\tilde{F}_3$ dagegen bildet der Photon-Z°-Interferenzterm $F_3^{\gamma Z}$. Für e^-p Streuung ist der Wirkungsquerschnitt größer als bei reinem Photon-Austausch, da die Beiträge von $\tilde{F}_2$ und $\tilde{F}_3$ beide positiv sind. Für e^+p-Streuung gibt $\tilde{F}_2$ einen positiven Betrag, $x\tilde{F}_3$ einen negativen. Im kinematischen Bereich von HERA ist $x\tilde{F}_3$ größer als die zusätzlichen Terme in $\tilde{F}_2$ und somit der Wirkungsquerschnitt kleiner als im Fall, daß nur Photonen ausgetauscht würden.

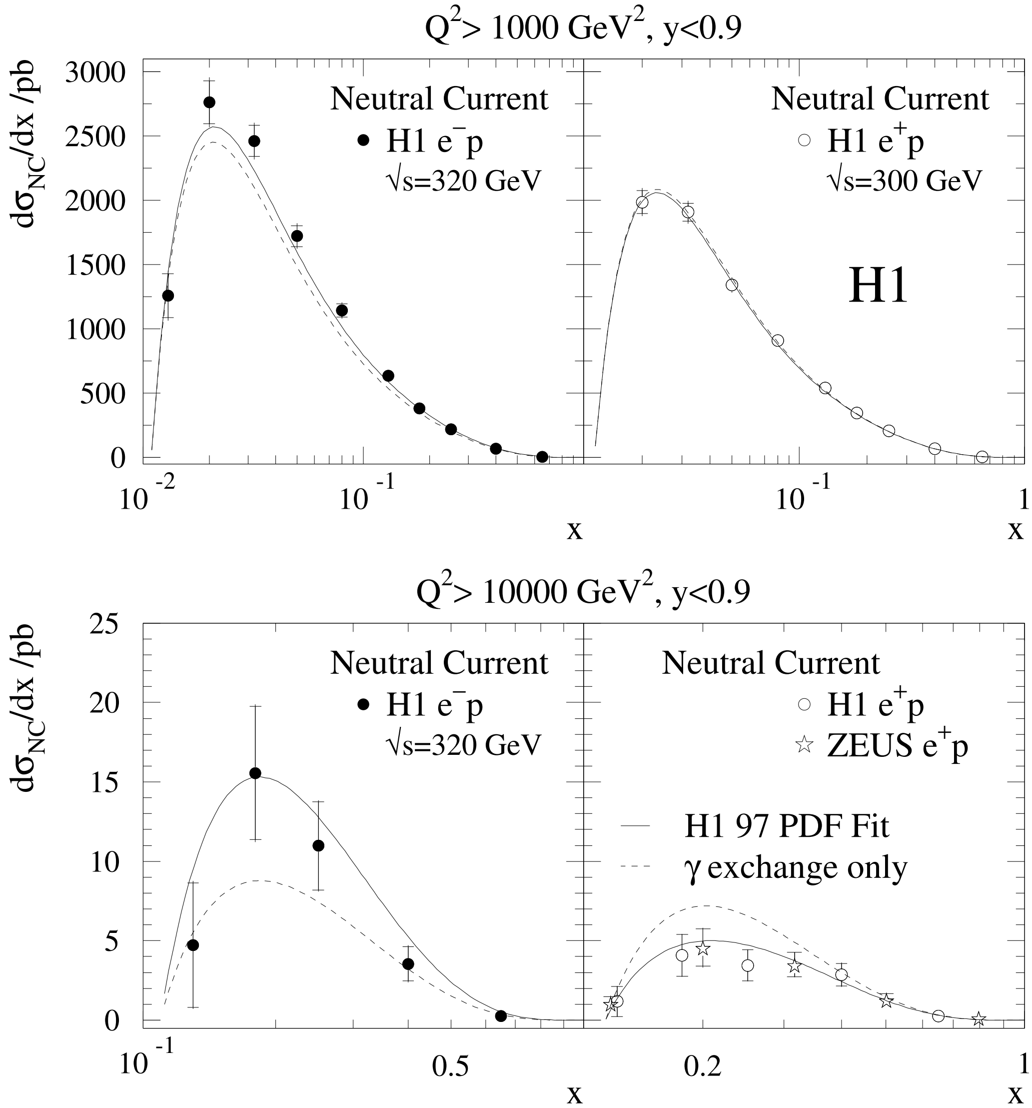


Abbildung 8.2: Es werden die Wirkungsquerschnitte der e^-p- (links) und e^+p-Streuung (rechts) gezeigt für $Q^2 > 1000$ GeV^2 (oben) und $Q^2 > 10000$ GeV^2 (unten). Der innere Fehlerbalken repräsentiert den statistischen Fehler, der äußere zeigt den Gesamtfehler. Die Unsicherheit der absoluten Normierung von 1.8% ist nicht in den Fehlerbalken enthalten. Die durchgezogene Linie zeigt die Standardmodell-Erwartung, basierend auf dem H1 97 PDF Fit. Die gestrichelte Linie gibt den Beitrag des reinen Photon-Austauschs wieder. Alle Wirkungsquerschnitte werden für $y < 0.9$ gezeigt.

8.3 Der reduzierte Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{NC}$

Abbildung 8.3 zeigt den reduzierten Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{NC}$ für Prozesse des neutralen Stroms als Funktion von x bei festem Q^2 Die Messung erreicht als höchste x- und Q^2-Werte $x = 0.65$ und $Q^2 = 30000$ GeV^2. Die Daten zeigen einen starken Anstieg mit abnehmenden x, der auf die hohe Dichte von Gluonen mit niedrigem Protonimpulsanteil x zurückzuführen ist, die in Quark-Antiquark-Paare fluktuieren. Der H1 97 PDF Fit gibt eine gute Vorhersage der x- und Q^2-Abhängigkeit der Daten.

Das Ergebnis der Messung des reduzierten Wirkungsquerschnitts ist in Tabelle A.5 aufgelistet, in der auch die systematischen Unsicherheiten der verschiedenen Quellen, sowie der statistische und totale Fehler angegeben sind.

Abbildung 8.4 zeigt den reduzierten Wirkungsquerschnitt bei hohen x als Funktion von Q^2 im Vergleich mit den Messung auf den e^+p-Daten. Für $Q^2 < 2000$ GeV^2 unterscheiden sich die Wirkungsquerschnitte für e^-p- und e^+p-Streuung nicht. Die Daten skalieren annähernd mit Q^2, wie für die Streuung virtueller Photonen an Spin $\frac{1}{2}$ Quarks erwartet. Bei größeren Q^2 sind die e^-p-Wirkungsquerschnitte größer als die e^+p-Wirkungsquerschnitte entsprechend den Auswirkungen des Z°-Austauschs (Wechsel des Vorzeichens des $x\tilde{F}_3$-Term in Gleichung 1.36). Die Messungen werden mit dem H1 97 PDF Fit verglichen, der eine gute Beschreibung für alle Daten mit $x \leq 0.4$ liefert. Für $x = 0.65$ liegt der Fit, der in diesem kinematischen Bereich hauptsächlich durch die BCDMS-Daten bestimmt ist, etwas höher als die Messungen von H1. Die H1-Daten sind nicht präzise genug, um zu entscheiden, ob dieser Effekt auf eine statistische Fluktuation der H1-Daten oder auf einen systematischen Effekt der „fixed target“-Daten zurückzuführen ist.

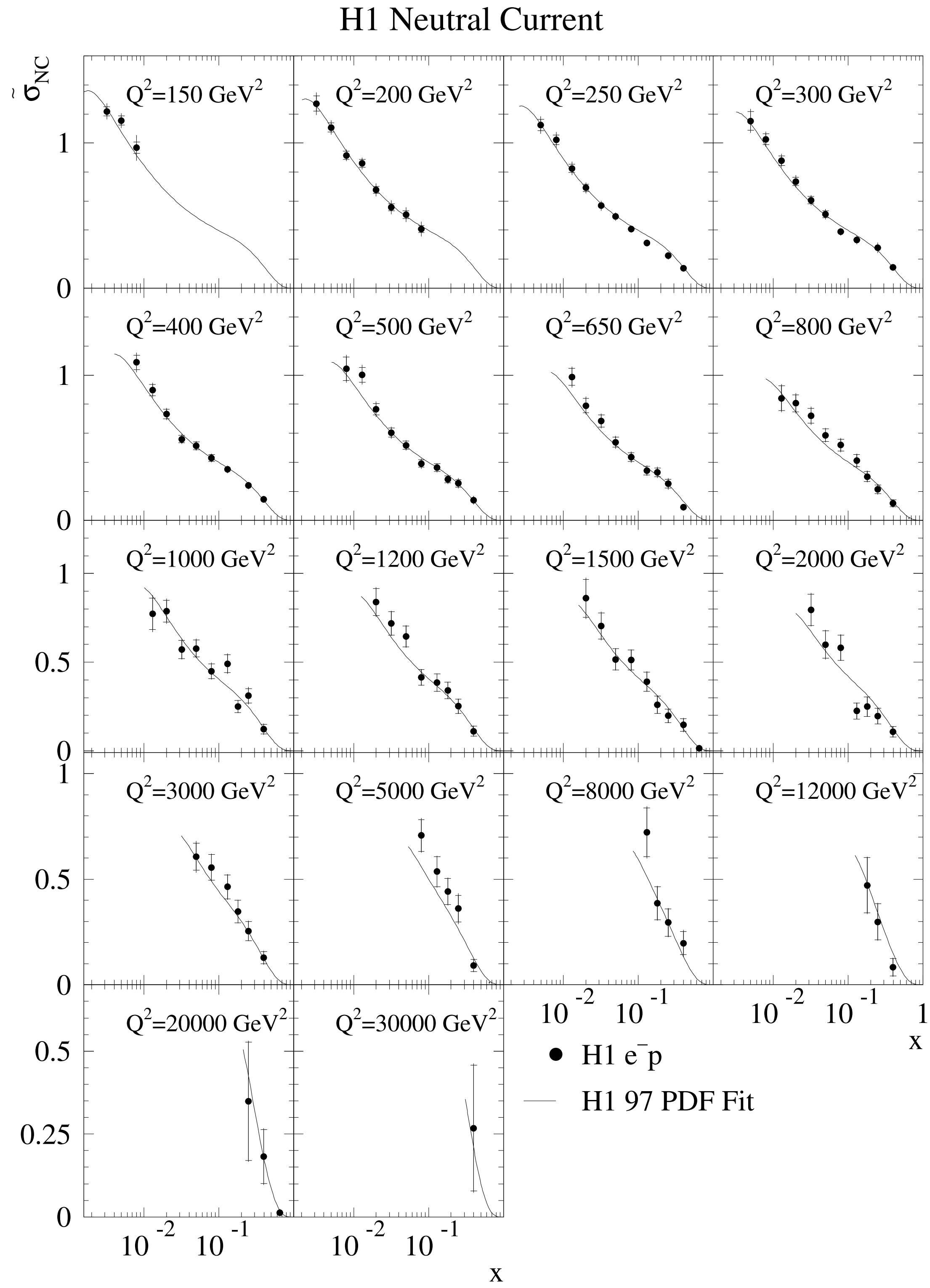


Abbildung 8.3: Der reduzierte Wirkungsquerschnitt für Prozesse des neutralen Stroms $\tilde{\sigma}_{NC}(x, Q^2)$ im Vergleich mit dem H1 97 PDF Fit. Der innere Fehlerbalken repräsentiert den statistischen Fehler, der äußere zeigt den Gesamtfehler. Die Unsicherheit der absoluten Normierung von 1.8% ist nicht in den Fehlerbalken enthalten.

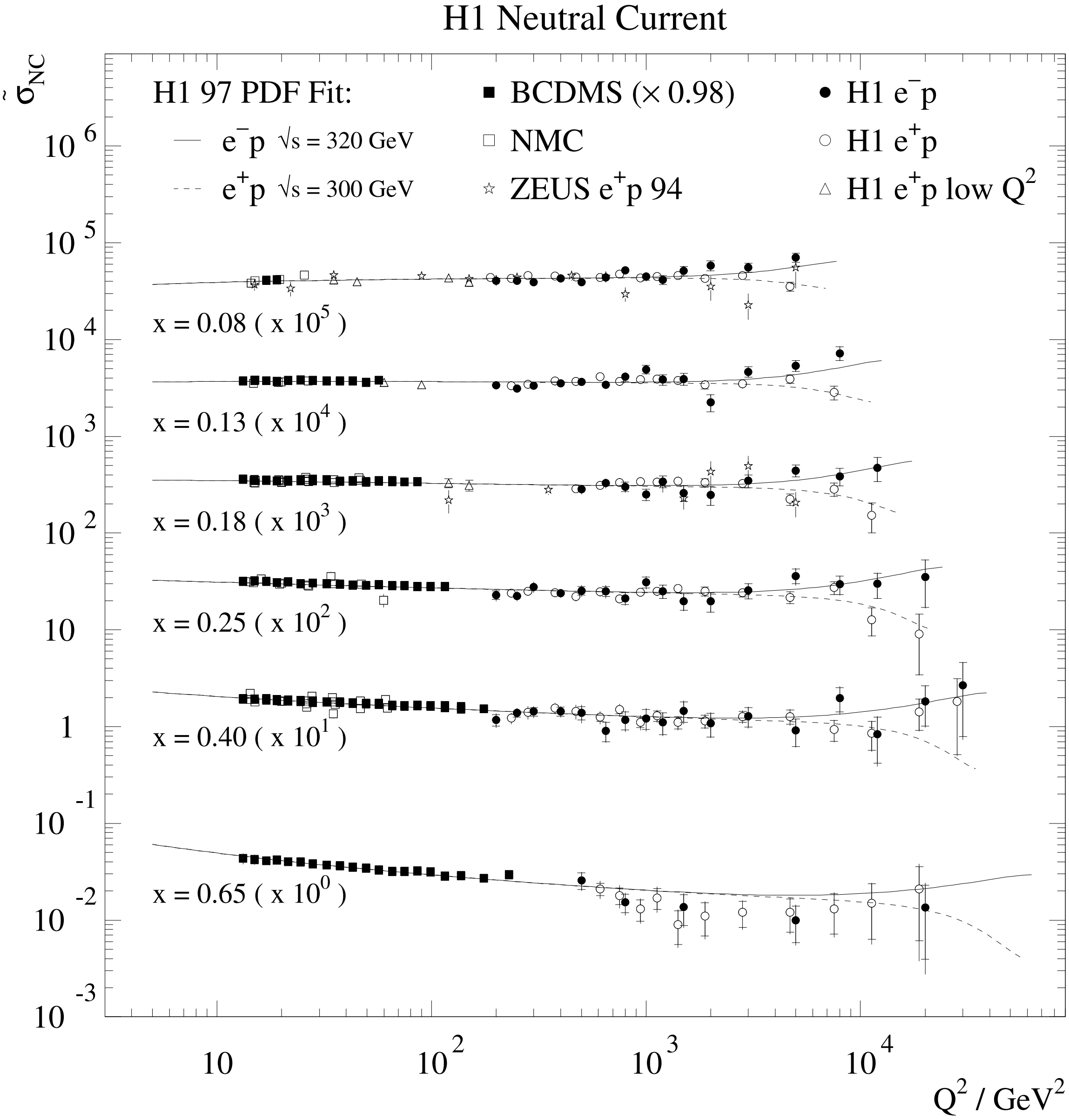


Abbildung 8.4: Reduzierter Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{NC}(x, Q^2)$ bei großem x. Es wird die Messung auf den e^-p-Daten mit den H1 Resultaten der e^+p-Daten verglichen. Die durchgezogene Linie zeigt die Standardmodell-Erwartung, basierend auf dem H1 97 PDF Fit. Der innere Fehlerbalken repräsentiert den statistischen Fehler, der äußere zeigt den Gesamtfehler. Die Unsicherheit der absoluten Normierung von 1.8% ist nicht in den Fehlerbalken enthalten.

8.4 Die Elektromagnetische Strukturfunktion F_2

Setzt man die Gültigkeit des elektroschwachen Sektors des Standardmodells und der DGLAP Gleichungen bei hohen Q^2 voraus, kann die elektromagnetische Protonstrukturfunktion F_2 aus dem reduzierten Wirkungsquerschnitt extrahiert werden (siehe Gleichung 1.46). Zur Berechnung der Korrekturen Δ_{F_2}, Δ_{F_L}, Δ_{F_3} werden die Partondichten des H1 97 PDF Fit verwendet. Die Meßwerte für F_2 sind zusammen mit den Korrekturen in Tabelle A.6 aufgeführt.

Die Messung von F_2 auf den Elektrondaten deckt den gleichen kinematischen Bereich ab wie die Messung von F_2 auf den Positrondaten [19]. Die neue Messung bestätigt die vorherige Messung, die wegen der höheren integrierten Luminosität des Positrondatensatzes einen geringeren statistischen Fehler aufweist.

Abbildung 8.5 zeigt die F_2-Messung der vorliegenden Arbeit zusammen mit den H1-Messungen mit Positron-Proton-Kollisionen bei hohen [19] und niedrigen Q^2 [17] und der F_2-Messung von Zeus [132]. Die Messungen der beiden „colliding beam"-Experimente, H1 und Zeus, stimmen gut überein und erweitern den kinematischen Bereich der F_2-Messungen der „fixed target"-Experimente NMC [56] und BCDMS [55] um zwei Größenordnungen in Q^2.

Mit Hilfe der NLO DGLAP Gleichungen (1.31 und 1.32), die die Entwicklung von F_2 mit Q^2 vorhersagen, können die Daten von $Q^2 \approx 5$ GeV^2 bis zu den höchsten Q^2 gut beschrieben werden. In Übereinstimmung mit den QCD-Rechnungen wird für kleine x ein Anstieg von F_2 mit Q^2 beobachtet. Dieser Anstieg wird mit zunehmenden x flacher, für $x > 0.13$ nimmt F_2 mit steigenden Q^2 ab.

Die Q^2-Abhängigkeit von F_2, Skalenverletzung genannt, ist im Rahmen der QCD wie folgt zu verstehen: Mit zunehmendem Impulsübertrag Q^2 erhöht sich das Auflösungsvermögen für kleine Strukturen im Proton. Es werden zunehmend Quark-Antiquark-Paare des Sees aufgelöst, die bei kleinen x zu den Partonverteilungen beitragen. Quarks mit hohem Protonimpulsanteil x verlieren durch Gluonabstrahlung Impuls, wodurch die Wahrscheinlichkeit abnimmt, Quarks mit hohem x zu finden.

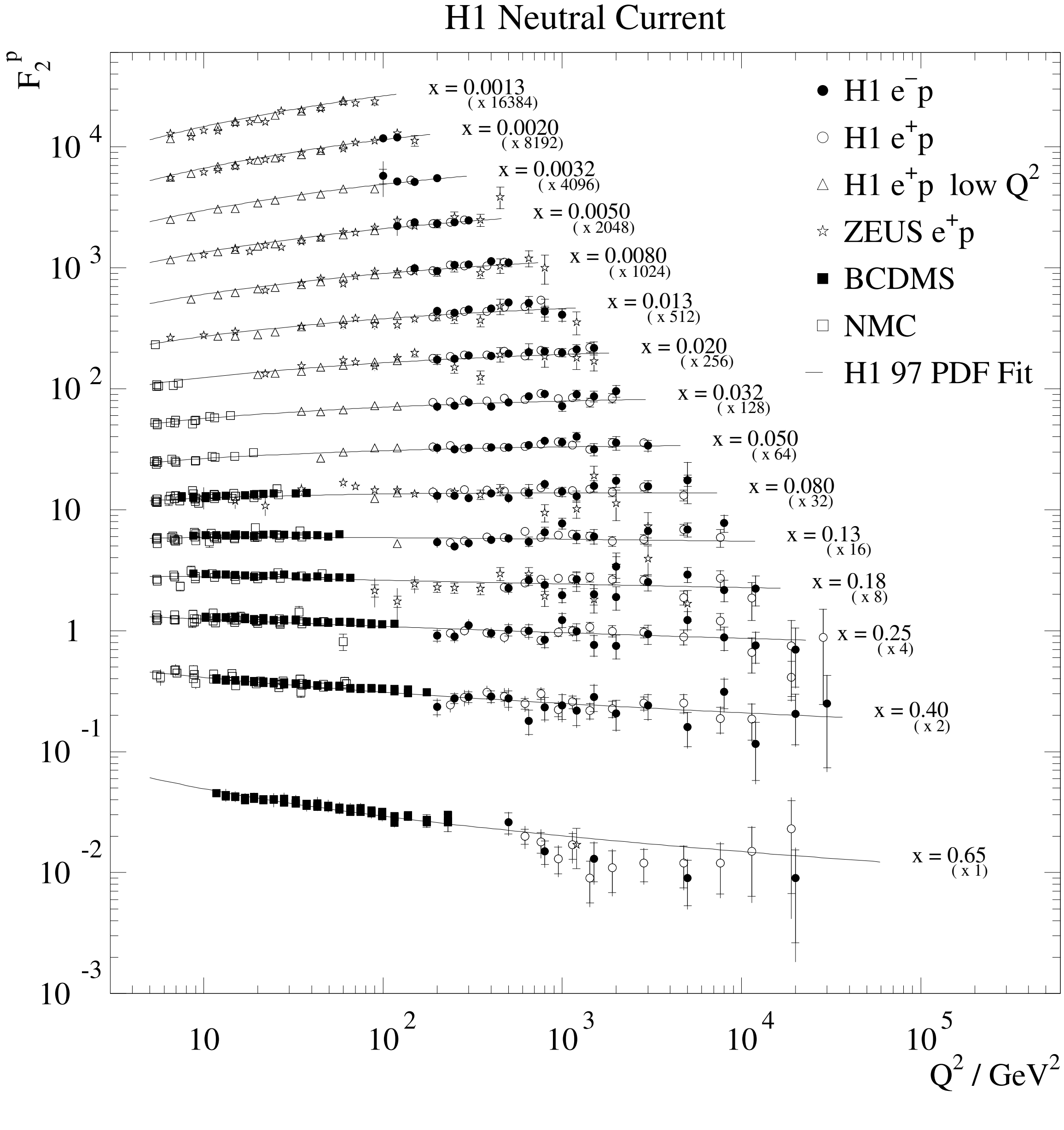


Abbildung 8.5: Messung der Elektromagnetischen Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$. Der innere Fehlerbalken repräsentiert den statistischen Fehler, der äußere Fehler zeigt den Gesamtfehler. Die Unsicherheit der absoluten Normierung von 1.8% ist nicht in den Fehlerbalken enthalten.

8.5 Die Strukturfunktion xF_3

Bei hohen Q^2 unterscheiden sich die e^-p- und e^+p-Wirkungsquerschnitte, wie aufgrund des $Z°$-Austauschs erwartet. Die Daten sind daher sensitiv auf die generalisierte Strukturfunktion $x\tilde{F}_3$ (siehe Abschnitt 1.6) Der dominierende Beitrag zu $x\tilde{F}_3$ ist der Photon-$Z°$-Interferenz-Term. Es kann also die Strukturfunktion $xF_3^{\gamma Z}$ ermittelt werden, die in engem Zusammenhang mit der Quark-Struktur des Protons steht (siehe Gleichung 1.42).

Um die Sensitivität auf $xF_3^{\gamma Z}$ zu verbessern, werden die e^-p- und e^+p-Wirkungsquerschnitte in den in Abbildung 7.1 gezeigten kombinierten Bins ermittelt. Abbildung 8.6 (oben) zeigt diese Wirkungsquerschnitte für $Q^2 = 1500$ GeV^2, $Q^2 = 5000$ GeV^2 und $Q^2 = 12000$ GeV^2. Die e^-p-Wirkungsquerschnitte sind meist signifikant größer als die e^+p-Wirkungsquerschnitte. Dies ermöglicht es, die Strukturfunktion $x\tilde{F}_3$ aus folgender Gleichung zu ermitteln:

$$\tilde{\sigma}^-_{NC} - \tilde{\sigma}^+_{NC} \;=\; x\tilde{F}_3 \left[\frac{Y_{-\ 920}}{Y_{+\ 920}} + \frac{Y_{-\ 820}}{Y_{+\ 820}}\right] - F_L \left[\frac{y^2_{920}}{Y_{+\ 920}} - \frac{y^2_{820}}{Y_{+\ 820}}\right] \quad , \tag{8.1}$$

Die Faktoren $Y_{\pm\ 920}$ und $Y_{\pm\ 820}$ sind dabei die Helizitätsfaktoren (siehe Abschnitt 1.6) für Protonstrahlenergien von 920 GeV bzw. 820 GeV. Da die Wirkungsquerschnitte bei bestimmten x und Q^2 gemessen werden, bewirkt jede Variation der Schwerpunktsenergie eine Änderung von y und beeinflußt so die Helizitätsfaktoren. Der Beitrag von F_L wurde mit den Partondichten des H1 97 PDF Fits abgeschätzt. Er beträgt etwa 10% bei $x = 0.02$, bei größeren x-Werten kann er vernachlässigt werden. Abbildung 8.6 (unten) zeigt die generalisierte Strukturfunktion $x\tilde{F}_3$ als Funktion von x. Sie nimmt wegen des $Z°$-Propagatorterms wie erwartet mit Q^2 zu.

Die Strukturfunktion $xF_3^{\gamma Z}$ erhält man, indem $x\tilde{F}_3$ durch $-a\kappa_w Q^2/(Q^2 + M_Z^2)$ geteilt wird (vergl. Gleichung 1.38). Der reine $Z°$-Beitrag (xF_3^Z) ist beim höchsten Q^2 kleiner als 3% und kann daher vernachlässigt werden. Abbildung 8.7 (oben) zeigt $xF_3^{\gamma Z}$ als Funktion von x bei den drei verschiedenen Q^2. Bei festem x erwartet man im gemessenen Q^2-Bereich nur eine geringe Variation von $xF_3^{\gamma Z}$, da diese nur von der QCD-Skalenverletzung herrührt. Es ist daher möglich, $xF_3^{\gamma Z}$ bei verschiedenen Q^2 direkt zu vergleichen.

Die vorliegende Messung von $xF_3^{\gamma Z}$ ist die erste bei hohen Q^2 und umfaßt zudem kleinere x-Werte als vorherige Messungen von $xF_3^{\nu N}$ in Neutrino-Kern-„fixed target"-Experimenten [133–136]. Sowohl $xF_3^{\gamma Z}$ als auch $xF_3^{\nu N}$ sind abhängig von der Differenz der Quark- und Antiquarkdichten und können unter Berücksichtigung der Ladungen und Axial-Vektor-Kopplungen miteinander in Beziehung gesetzt werden [137]:

$$\begin{aligned} \frac{xF_3^{\gamma Z}(x,Q^2)}{xF_3^{\nu N}(x,Q^2)} &= \frac{x\sum_q [2e_q a_q](q-\bar{q})}{x\sum_q (q-\bar{q})} = \frac{2\frac{2}{3}\frac{1}{2}u_v + 2\frac{1}{3}\frac{1}{2}d_v}{u_v + d_v} = \frac{2}{3}\left(\frac{1+\frac{1}{2}\frac{d_v}{u_v}}{1+\frac{d_v}{u_v}}\right) \\ &\simeq 0.55 \quad \text{mit} \quad \frac{d_v}{u_v} = \frac{1}{2} \end{aligned} \tag{8.2}$$

Der Vorteil gegenüber den Neutrino-Kern-„fixed target"-Messungen besteht darin, daß ein Proton-Target verwendet wird, so daß die unsichere Korrektur von Kerneffekten entfällt.

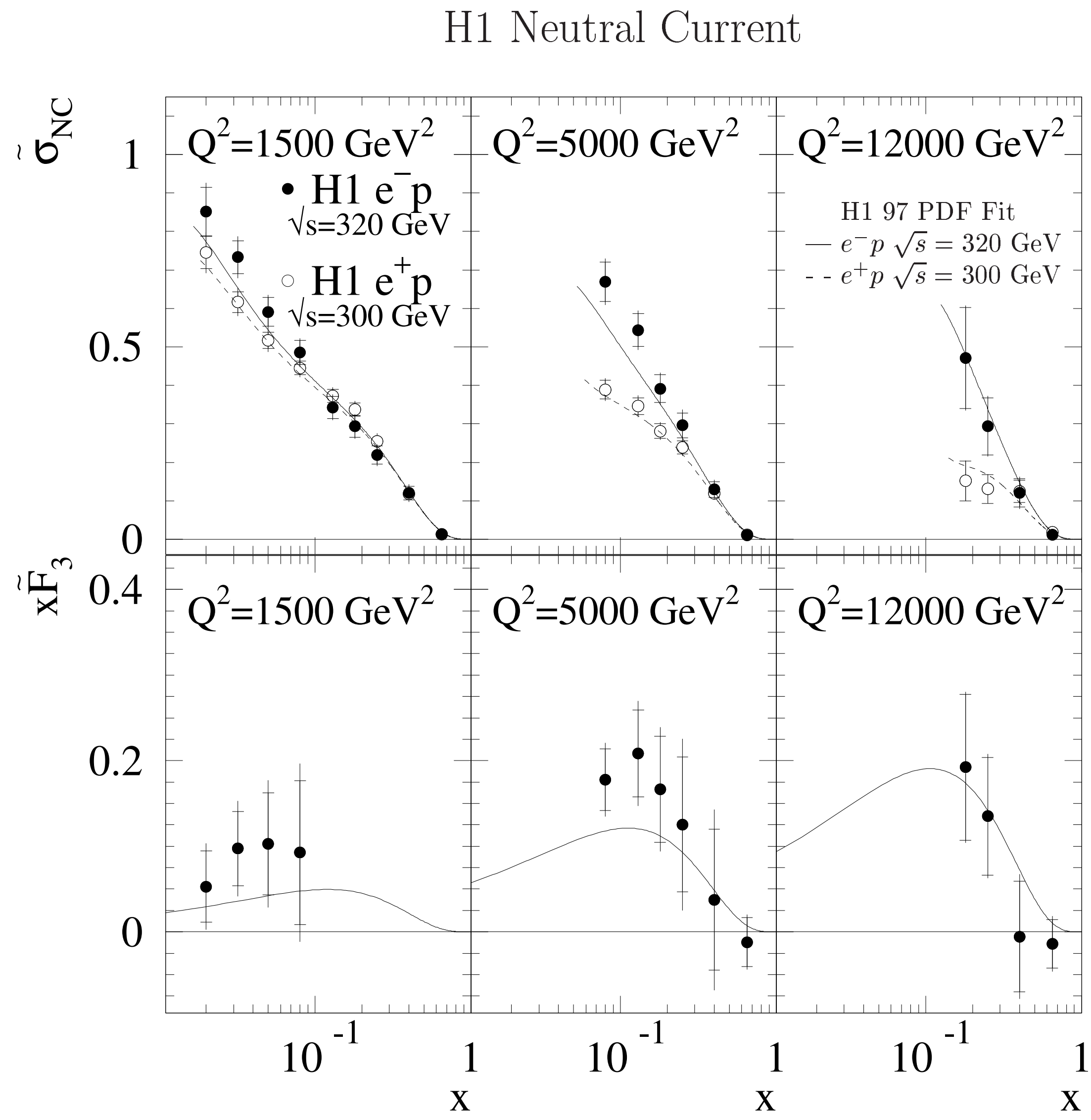


Abbildung 8.6: Messung der Strukturfunktion $x\tilde{F}_3$. Der reduzierte Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{NC}(x, Q^2)$ wird zusammen mit dem H1 97 PDF Fit bei den drei Q^2-Werten der kombinierten Bins gezeigt (oben). Die e^-p-Daten mit $\sqrt{s} = 320$ GeV (Punkte) werden mit den H1 e^+p Data bei $\sqrt{s} = 300$ GeV (Kreise) verglichen. Die Strukturfunktion $x\tilde{F}_3$ (unten) wird nur dann angegeben, wenn ihr Beitrag zum Wirkungsquerschnitt größer als 1.8% und somit größer als sie Normierungsunsicherheit der e^-p-Daten ist. Der innere Fehlerbalken repräsentiert jeweils den statistischen Fehler, der äußere Fehler zeigt den Gesamtfehler. Die Unsicherheiten der absoluten Normierung der e^-p- und e^+p- Daten sind im Gesamtfehler von $x\tilde{F}_3$ enthalten. Die Linie gibt die mit den Partondichten des H1 97 PDF Fit berechnete QCD-Erwartung an.

Die Daten werden zusammen mit der QCD-Erwartung für $xF_3^{\gamma Z}$ gezeigt, die ihr Maximum bei $x \simeq 0.1$ erreicht. Die Strukturfunktion $xF_3^{\gamma Z}$ ist über die Quarkladungen und Axial-Vektor-Kopplungen mit der Differenz der Quark- und Antiquark-Dichten verknüpft und ist somit in erster Linie sensitiv auf die Valenzquark-Verteilungen. Für große x strebt die Messung von $xF_3^{\gamma Z}$ gegen Null. Die Valenzquarkdichten verschwinden für $x \to 1$ (siehe Abschnitt 1.7). Für $x > 0.1$ stimmen Daten und Erwartung überein. In Anbetracht der großen experimentellen Fehler sind Daten und Erwartung auch bei $x \leq 0.1$ miteinander vereinbar. Um den Grad der Übereinstimmung zu quantifizieren, wird – in Analogie zur Gross Llewellyn-Smith Summenregel [138] für Neutrino-Streuung, die experimentell bestätigt wurde [139] – folgende Summenregel bestimmt:

$$\int_0^1 F_3^{\gamma Z} \mathrm{d}x = (2e_u a_u N_u + 2e_d a_d N_d) \cdot \mathcal{O}(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}) = \frac{5}{3} \cdot \mathcal{O}(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}) \tag{8.3}$$

Diese Summenregel folgt aus Gleichung 1.42, indem man die Differenz der Quark- und Antiquark-Verteilungen durch die Valenzquark-Verteilungen ersetzt, die integriert die Anzahl der u- und d-Valenzquarks $N_u = 2$ bzw. $N_d = 1$ ergeben. Der Term $\mathcal{O}(1 - \frac{\alpha_s}{\pi}) \sim -5\%$ repräsentiert die QCD-Strahlungskorrekturen nach [140].

Liegen für einen Wert von x mehrere Messungen bei verschiedenen Q^2 vor, wird der mit den Einzelfehlern gewichtete Mittelwert berechnet (Abb. 8.7 unten). Die Integration erfolgt dann nach der Sehnentrapezregel [141]:

$$\int_{0.02}^{0.65} F_3^{\gamma Z} \mathrm{d}x = 1.88 \pm 0.35(stat.) \pm 0.27(syst.).$$

Die Integration über $xF_3^{\gamma Z}$, berechnet aus den Partondichten[1] des H1 97 PDF Fits, ergibt $\int_{0.02}^{0.65} F_3^{\gamma Z} \mathrm{d}x = 1.11$. Daten und Erwartung stimmen innerhalb von zwei Standardabweichungen miteinander überein.

Als mögiche Ursachen für die Abweichung bei kleinen x wurden Strahlungskorrekturen diskutiert. Aufgrund der Interferenz von Ein- und Zwei-Photon-Austausch-Graphen (siehe Abb. 1.7) erwartet man auch in reiner QED geringfügig unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für die tief inelastische Streuung von e^+ und e^- [142,143]. In der DJANGO-Ereignis-Simulation, die in vorliegender Arbeit verwendet wird (siehe Abschnitt 3.1) ist diese Korrektur nicht implementiert [78,144]. Die Größe der Korrektur für $xF_3^{\gamma Z}$ wurde als klein gegen die Fehler der Messung abgeschätzt [137].

Die Abweichung bei kleinen x könnte auch auf eine größere Skalenverletzung der Strukturfunktion $xF_3^{\gamma Z}$ hinweisen als nach der NLO-DGLAP-Entwicklung der Partondichten erwartet und somit die Notwendigkeit der Berücksichtigung höherer Ordnungen unterstreichen.

[1] $N_u = 2$ und $N_d = 1$ sind Randbedingungen des H1 97 PDF Fits. Bei Integration über den vollen Bereich in x erhält man $\int_0^1 F_3^{\gamma Z} dx = 1.59$ Die Abweichung von 5/3=1.66 ist aufgrund der QCD-Strahlungskorrekturen erwartet.

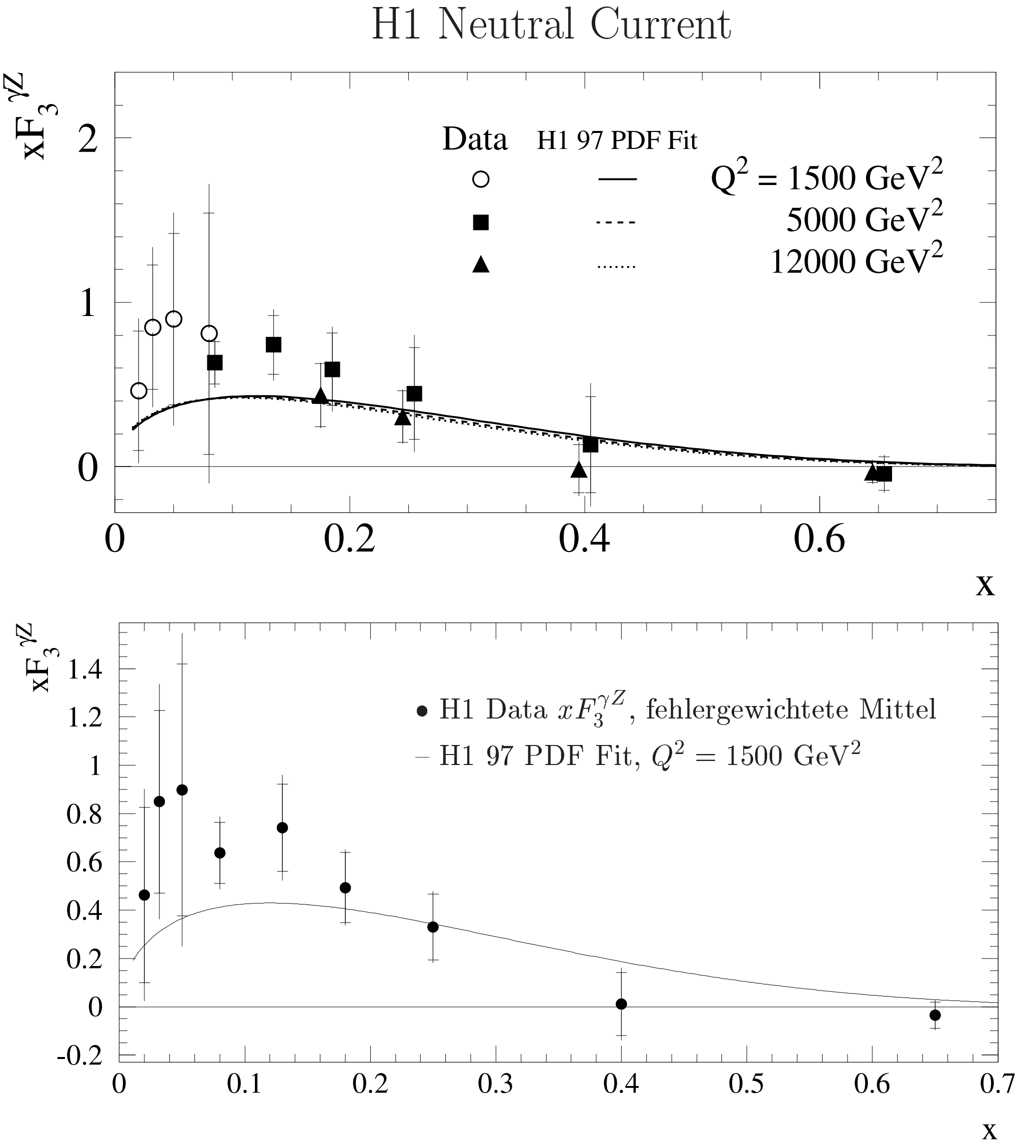


Abbildung 8.7: Extraktion der Strukturfunktion $xF_3^{\gamma z}$. Durch die Überlagerung der Messungen bei verschiedenen Q^2 wird ein Bereich von $0.2 \leq x \leq 0.65$ abgedeckt (oben). Liegen für einen x-Wert mehrere Messungen vor, wird dar mit den Einzelfehler gewichtete Mittelwert bestimmt. Der innere Fehlerbalken repräsentiert jeweils den statistischen Fehler, der äußere Fehler zeigt den Gesamtfehler einschießlich der Normierungsunsicherheiten der e^-p- und e^+p-Daten. Die H1-Daten werden mit den QCD-Erwartungen verglichen, zu deren Berechnung der H1 97 PDF Fit verwendet wurde.

8.6 Die longitudinale Strukturfunktion F_L

Der Einsatz der neuen Vorverstärkerelektronik im LArC (siehe Abschnitt 4.2.2) erlaubte es, die Energieschwellen der Triggerelemente LAr_electron_1 und LAr_electron_2 deutlich herabzusetzen. Ereignisse der tief inelastischen Streuung, bei denen das gestreute Elektron eine Energie von nur 6 GeV aufweist, konnten effizient getriggert aufgezeichnet werden. Der Bereich hoher Inelastizitäten $y > 0.63$ bei gleichzeitig hohem Impulsübertrag $89.12\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 891.2\ \mathrm{GeV}^2$ ist somit erstmals der Messung zugänglich. Einzelheiten der Analyse wie Parametrisierung der Triggereffizienz, Überprüfung der Elektronkalibration bei niedrigen Energien und Eliminierung des Photoproduktionsuntergrunds wurde in den Abschnitten 5.4.5 und 5.7 beschrieben. Die Messung des reduzierten Wirkungsquerschnitts wird in der in Abschnitt 7.1 beschriebenen Einteilung der kinematischen Ebene durchgeführt.

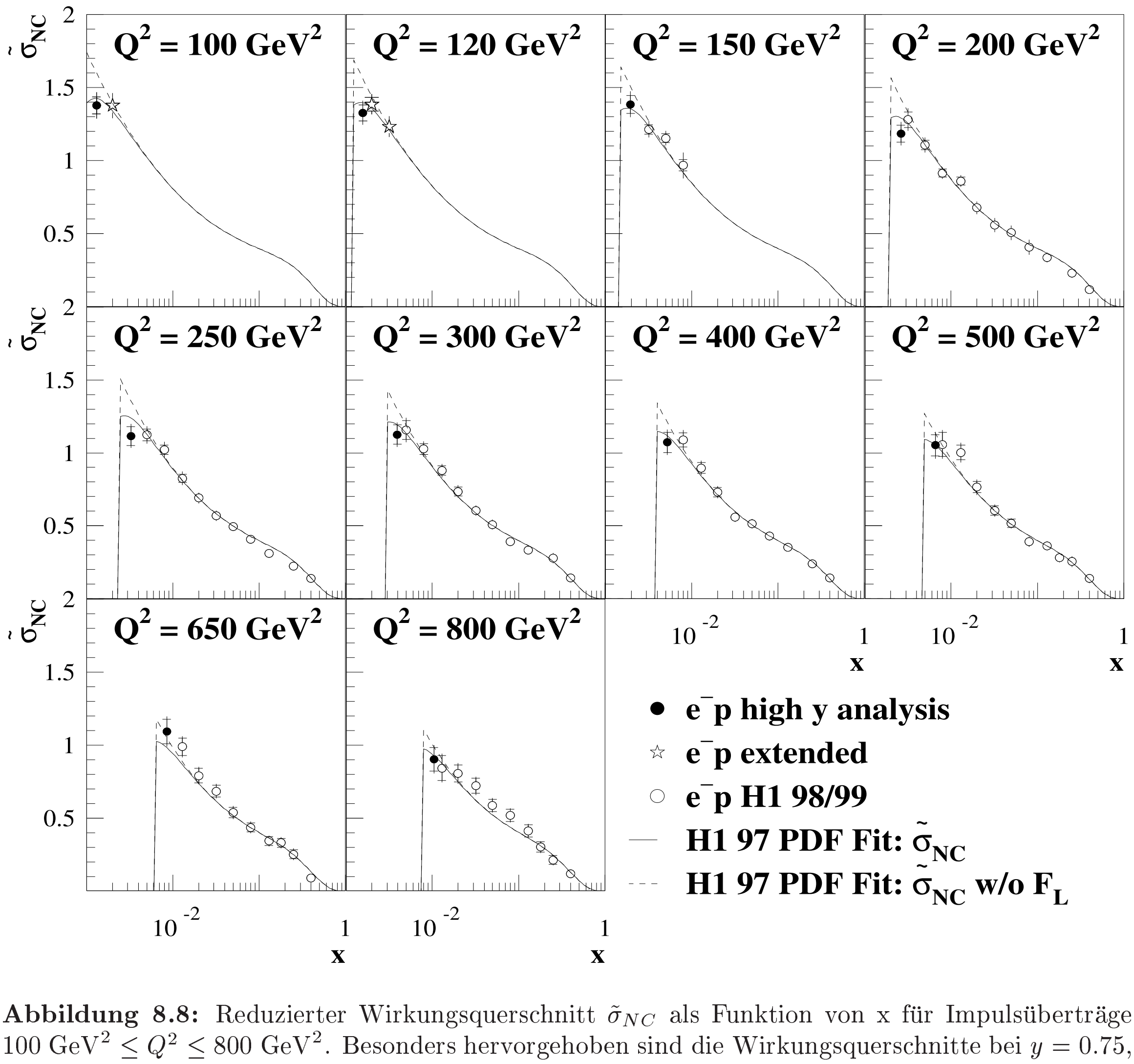


Abbildung 8.8: Reduzierter Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{NC}$ als Funktion von x für Impulsüberträge $100\ \mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 800\ \mathrm{GeV}^2$. Besonders hervorgehoben sind die Wirkungsquerschnitte bei $y = 0.75$, die zur Extraktion von F_L verwendet werden. Der innere Fehlerbalken repräsentiert den statistischen Fehler, der äußere zeigt den Gesamtfehler. Die Unsicherheit der absoluten Normierung von 1.8% ist nicht in den Fehlerbalken enthalten.

Abbildung 8.8 zeigt den reduzierten Wirkungsquerschnitt bei festem Q^2 als Funktion von x . Der innere Fehlerbalken repräsentiert den statistischen Fehler, der äußere zeigt den Gesamtfehler. Die Unsicherheit der absoluten Normierung von 1.8% ist nicht in den Fehlerbalken enthalten. Die Messungen bei niedrigstem x entsprechen jeweils einer Inelastizität von $y = 0.75$. Bei solch hohen y ist der Wirkungsquerschnitt sensitiv auf den Beitrag der longitudinalen Strukturfunktion F_L, was sich ausdrückt im Unterschied zwischen dem reduzierten Wirkungsquerschnitt einschließlich F_L ($\tilde{\sigma}_{NC}$, durchgezogene Linie) und dem reduzierten Wirkungsquerschnitt, zu dessen Berechnung $F_L = 0$ gesetzt wurde ($\tilde{\sigma}_{NC}$ w/o F_L, gestrichelte Linie).

Üblicherweise wird aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten im Bereich kleiner und mittlerer y die Strukturfunktion F_2 ermittelt, wobei man annimmt, daß F_L durch die QCD-Erwartung ersetzt werden kann (siehe Abschnitt 8.4). Im Bereich hoher y kann das Extraktionsverfahren umgekehrt werden, indem eine Extrapolation von F_2 in den Bereich großer y zu einer F_L-Bestimmung aus dem reduzierten Wirkungsquerschnitt genutzt wird:

$$F_L(x,Q^2) \quad = \quad \frac{Y_+}{y^2}\left[F_2(x,Q^2) - \tilde{\sigma}_{NC}(x,Q^2)\right] \tag{8.4}$$

Nach diesem Verfahren – seine Anwendbarkeit wird in [128] dargelegt – konnte F_L bei niedrigeren Q^2 aus H1-Daten gewonnen werden.

Bei der Extraktion der longitudinalen Strukturfunktion F_L im Bereich hoher Impulsüberträge werden die Partondichten des H1 97 PDF Fits zur Berechnung der Standardmodell-Vorhersage für F_2 („$F_2^{\mathrm{H1\ PDF}}$“) verwendet. Die experimentellen Daten sind die Meßpunkte des reduzierten Wirkungsquerschnitts $\tilde{\sigma}_{NC}^{exp}$ im Bereich hoher Inelastizität $y = 0.75$ (siehe Abb. 8.8 bzw. Tabelle A.9).

Die absolute Normierungsunsicherheit der e^-p-Daten beträgt 1.8% (siehe Abschnitt 6.2). Der Beitrag dieser Unsicherheit zum systematischen Fehler der F_L-Messung kann verringert werden, indem man durch einen Normierungsparameter a eine Variation der absoluten Normierung des Wirkungsquerschnitts $\tilde{\sigma}_{NC}^{exp}$ innerhalb seiner Normierungsunsicherheit zuläßt:

$$F_L(x,Q^2) \quad = \quad \frac{Y_+}{y^2}\left[{F_2}^{\mathrm{H1\ PDF}}(x,Q^2) - a\tilde{\sigma}_{NC}^{exp}(x,Q^2)\right] \tag{8.5}$$

Der Normierungsparameter a wird aus den Wirkungsquerschnitten bei kleinem y bestimmt, die nicht sensitiv auf den Beitrag von F_L sind, indem man folgendes χ^2 minimiert:

$$\chi^2 \quad = \quad \sum_i \frac{({F_2}^{\mathrm{H1\ PDF}} - a\tilde{\sigma}_{NC}^{exp})^2}{\delta\tilde{\sigma}_{NC}^{exp\,2}} \tag{8.6}$$

$$\text{mit} \quad \delta\tilde{\sigma}_{NC}^{exp\,2} = \delta\tilde{\sigma}_{sta}{}^2 + \delta\tilde{\sigma}_{unc}{}^2$$

Die Summation läuft über alle e^-p-Datenpunkte im Bereich 89.12 GeV$^2 < Q^2 <$ 891.2 GeV^2 und $y < y_{cut}$. In der Berechnung des χ^2 werden nur statistische $\delta\tilde{\sigma}_{sta}$ und unkorrelierte systematische $\delta\tilde{\sigma}_{unc}$ Fehler berücksichtigt.

Wie aus Abbildung 8.9 ersichtlich, erhält man für den Normierungsparameter

$$1/a = 1.015 \pm 0.010\,.$$

Durch die Stabilität gegen die Variation des Schnittes y_{cut} wird gezeigt, daß der so bestimmte Normierungsparameter unabhängig von der Inelastizität y ist. Unter dieser Voraussetzung kann der Normierungsparameter, der im Bereich niedrigerer y bestimmt wurde, auf die Messungen bei $y = 0.75$ angewandt werden. Durch diese relative Normierung von Daten und Standardmodell-Vorhersage wird der Beitrag der absoluten Normierungsunsicherheit zum systematischen Fehler der F_L-Messung nahezu halbiert.

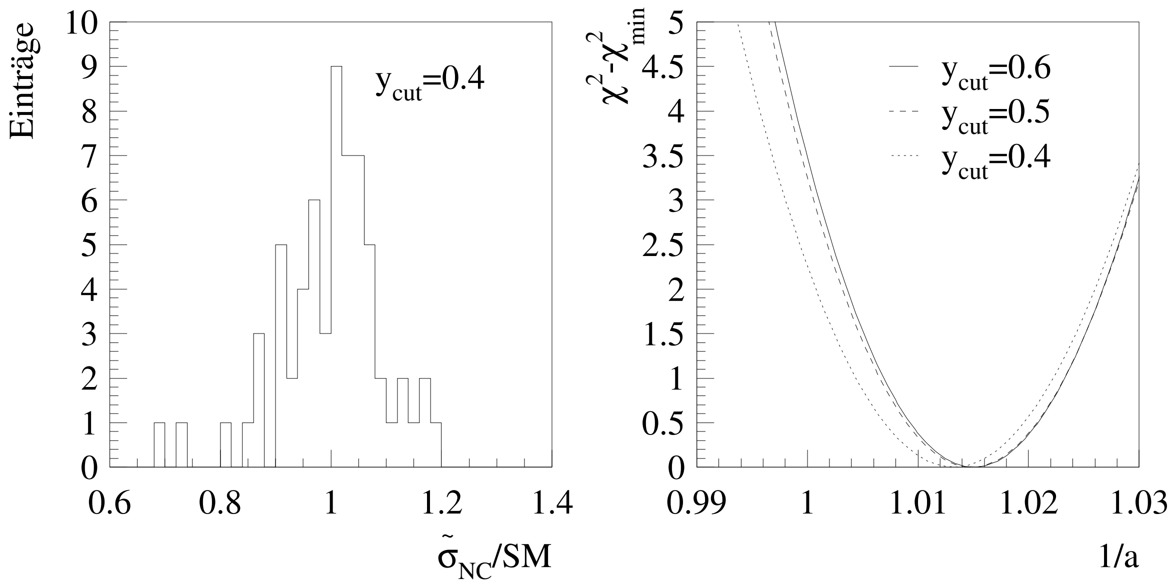


Abbildung 8.9: Normierung der e^-p-Wirkungsquerschnitte.

Abbildung 8.10 zeigt das Ergebnis der Extraktion der longitudinalen Strukturfunktion F_L mit diesem Verfahren. Der innere Fehlerbalken stellt den statistischen, der äußere den Gesamtfehler einschließlich des Beitrags der Normierungsunsicherheit dar.

Diese Messung von F_L ist die erste im Bereich hoher Impulsüberträge $100\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 800\ \mathrm{GeV}^2$. Die Extreme $F_L = 0$ und $F_L = F_2$ können mit Sicherheit ausgeschlossen werden. Das Resultat der Messung stimmt mit der QCD-Erwartung für F_L überein und liefert somit eine weitere Bestätigung der Gültigkeit der Quanten-Chromo-Dynamik, die aufgrund der Anwesenheit von Gluonen im Proton eine von Null verschiedene longitudinale Strukturfunktion F_L vorhersagt. Im Rahmen der Fehler liegt die Mehrzahl der Meßpunkte über der QCD-Erwartung für F_L (Gleichung 1.33), was auf einen höheren Gluonanteil im Proton hinweisen könnte, als dies nach dem NLO-QCD-Fit erwartet wird.

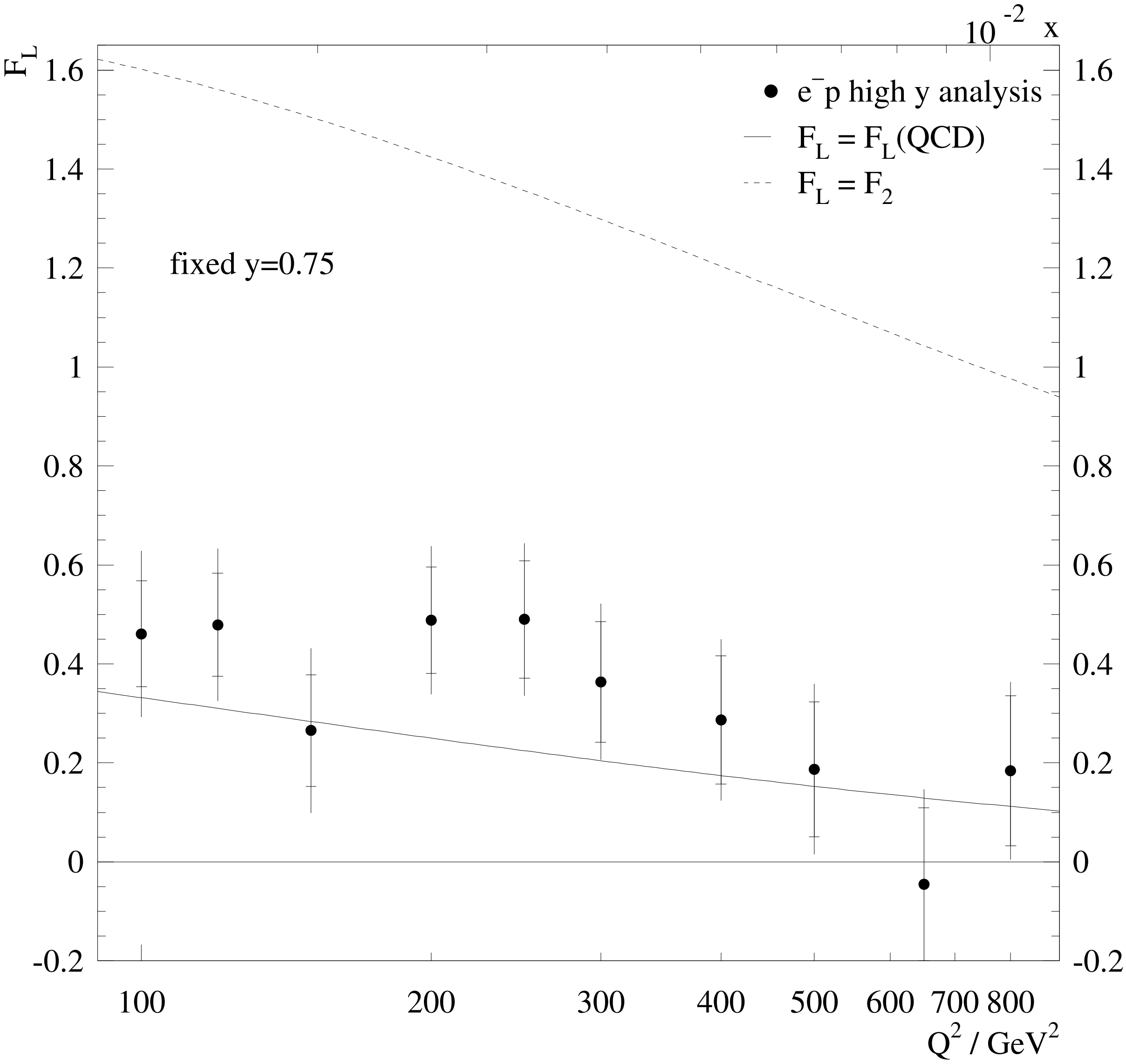


Abbildung 8.10: Die longitudinale Strukturfunktion F_L bei $y = 0.75$ als Funktion von Q^2. Der innere Fehlerbalken repräsentiert den statistischen Fehler, der äußere zeigt den Gesamtfehler. Die durch die relative Normierung minimierte Unsicherheit der absoluten Normierung ist im Gesamtfehler enthalten.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Prozesse des neutralen Stroms in tief inelastischen Elektron-Proton-Streuereignissen untersucht. Grundlage der Untersuchung waren Daten, die mit dem H1-Experiment während der e^-p-Datennahme 1998/99 aufgezeichnet wurden. Dieser Datensatz mit einer integrierten Luminosität von 16.4 pb^{-1} ermöglichte erstmals die Untersuchung von Elektron-Proton-Kollisionen, bei denen Impulsüberträge auftreten, die größer sind als die Massenquadrate der Schwachen Eichbosonen $Z^\circ, W^\pm$. Die Messung erfolgte im kinematischen Bereich $100 < Q^2 < 30000$ GeV^2, $0.0013 < x < 0.65$. Dies ermöglicht einen direkten Vergleich der Messung mit den Ergebnissen aus der e^+p-Datennahmeperiode 1994-97.

Hauptaugenmerk der Analyse lag auf einer Präzisionsmessung der Wirkungsquerschnitte, die ein detaillierten Verständnis des Detektors voraussetzen. Durch die Umrüstung des Triggers des Flüssig-Argon-Kalorimeters konnten Ereignisse mit niedrigen Energien des gestreuten Elektrons effizient getriggert werden. Das detaillierte Verständnis der Triggereffizienz an der Schwelle erlaubte die Analyse zu niedrigen Energien $E_e = 6$ GeV hin auszudehnen. Durch statistische Subtraktion wurde der Einfluß des Untergrundes gering gehalten. Dadurch wurde der Bereich hoher Inelastizitäten $y > 0.63$ bei Impulsüberträgen $89.1\ \text{GeV}^2 < Q^2 < 891\ \text{GeV}^2$ der Messung zugänglich.

Es wurden folgende Wirkungsquerschnitte gemessen:

- $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}Q^2}$: Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ wird sehr gut von den Vorhersagen des Standardmodells beschrieben. Im Vergleich mit den Positrondaten ist der Effekt des Z°-Austauschs direkt beobachtbar.

- $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x}$: Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$ stimmt sehr gut mit den Vorhersagen der Standardmodellrechnung überein. Der beobachtete Unterschied zwischen Elektron- und Positron-Wirkungsquerschnitten kann im Rahmen des Standardmodells durch den Beitrag des Z°-Austauschs erklärt werden.

- $\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2}$: Die Entwicklung des Wirkungsquerschnitts $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2$ mit Q^2 wird gut durch einen auf den DGLAP-Entwicklungsgleichungen basierenden NLO-QCD-Fit beschrieben. Bei zunehmendem Q^2 zeigt der Wirkungsquerschnitt die erwarteten Skalenverletzungen, die sich durch den Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei niedrigen x und durch die Abnahme bei großem x äußern. Bei höchstem x ($x = 0.65$) liegt der gemessene e^-p-Wirkungsquerschnitt systematisch unter der Vorhersage der Standardmodellrechnung und bestätigt somit die Resultate der e^+p-Messung. Die bisher erreichte Präzision der Daten (e^+p und e^-p) läßt jedoch keine endgültigen Schlußfolgerungen zu.

Aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten konnten die Strukturfunktionen des Protons extrahiert werden:

- F_2: Die Extraktion der Strukturfunktion F_2 bestätigt die Resultate der e^+p-Messung, deren Präzision jedoch wegen der geringeren Luminosität des e^-p-Datensatzes und der sich daraus ergebenden größeren statistischen Fehler nicht erreicht werden konnte.
- xF_3: Aus dem Unterschied der e^-p- und e^+p-Wirkungsquerschnitte konnte erstmals die Strukturfunktion xF_3 extrahiert werden.
- F_L: Die Messung des Wirkungsquerschnitts im Bereich hoher y ermöglicht erstmals die Extraktion der longitudinalen Strukturfunktion F_L im Bereich hoher Impulsüberträge 100 GeV^2 $< Q^2 <$800 GeV^2.

Mit dieser Arbeit liegt erstmals eine Messung aller drei Strukturfunktionen F_2, $x\tilde{F}_3$ und F_L im Bereich hoher Impulsüberträge Q^2 vor. Die Präzision der Resultate ist weitgehend durch die Statistik des e^-p-Datensatzes mit einer Luminosität von 16.4 pb^{-1} limitiert. Wegen der vierfachen Luminosität der jüngsten e^+p-Daten (1999/2000) ist eine Halbierung der statistischen Fehler der F_L-Messung auf diesen neuen Daten zu erwarten. Bei der Extraktion von $x\tilde{F}_3$ dominiert der statistische Fehler der e^-p-Wirkungsquerschnitte die Präzision der Messung. Eine Verbesserung der Meßgenauigkeit wird erst mit einer höheren integrierten Luminosität für e^-p-Streudaten nach dem HERA-Luminositäts-Upgrade [145] möglich sein.

Das Standardmodell liefert eine konsistente Beschreibung aller in vorliegender Analyse erzielter Ergebnisse. Die Abweichungen der Standardmodell-Rechnungen, die für den reduzierten Wirkungsquerschnitts bei $x = 0.65$, für die Strukturfunktion $xF_3^{\gamma Z}$ bei $x < 0.1$ und für die longitudinalen Strukturfunktion F_L beobachtet werden, sind innerhalb der Fehler nicht signifikant, könnten jedoch auch auf die Notwendigkeit hinweisen, in den Standardmodell-Rechnungen höhere Ordnungen zu berücksichtigen.

Anhang A

Tabellarische Darstellung der Ergebnisse

A.1 Einteilung der kinematischen Ebene

Q^2 (GeV^2) Zentrum	Q^2 (GeV^2) Grenze	$\log \frac{Q^2}{\mathrm{GeV}^2}$ Grenze	x Zentrum	x Grenze	$\log x$ Grenze
	89.12	1.95		0.0010	-3.0
100			0.0013		
	112.2	2.05		0.0016	-2.8
120			0.0020		
	141.2	2.15		0.0025	-2.6
150			0.0032		
	177.8	2.25		0.0040	-2.4
200			0.0050		
	223.9	2.35		0.0063	-2.2
250			0.0080		
	281.8	2.45		0.010	-2.0
300			0.0020		
	354.8	2.55		0.016	-1.8
400			0.020		
	446.7	2.65		0.025	-1.6
500			0.032		
	562.3	2.75		0.040	-1.4
650			0.050		
	707.9	2.85		0.063	-1.2
800			0.080		
	891.2	2.95		0.100	-1.0
1000			0.080		
	1122	3.05		0.145	-0.84
1200			0.080		
	1412	3.15		0.209	-0.68
1500			0.080		
	1778	3.25		0.316	-0.50
2000			0.080		
	2239	3.35		0.501	-0.30
3000			0.080		
	3548	3.55		0.95	-0.002
5000					
	6000	3.78			
8000					
	10000	4.000			
12000					
	16680	4.222			
20000					
	27778	4.444			
30000					
	46334	4.666			

Tabelle A.1: Einteilung der kinematische Ebene.

A.2 Einfachdifferentieller Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$

Q^2 (GeV^2)	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ (pb/GeV^2) $y < 0.9$	k_{cor}	δ_{sta} (%)	δ_{unc} (%)	δ_{cor} (%)	δ_{tot} (%)
200	$1.822 \cdot 10^{1}$	1.078	1.3	3.0	1.1	3.4
250	$1.067 \cdot 10^{1}$	1.075	1.3	3.2	1.7	3.9
300	$7.109 \cdot 10^{0}$	1.070	1.5	3.4	1.7	4.1
400	$3.536 \cdot 10^{0}$	1.060	1.7	2.8	1.3	3.6
500	$2.062 \cdot 10^{0}$	1.048	2.1	3.5	2.2	4.6
650	$1.103 \cdot 10^{0}$	1.031	2.5	3.3	1.7	4.5
800	$0.683 \cdot 10^{0}$	1.013	3.0	3.2	1.1	4.5
1000	$0.372 \cdot 10^{0}$	1.000	3.4	3.1	1.3	4.8
1200	$0.245 \cdot 10^{0}$	1.000	3.9	3.0	0.9	5.0
1500	$0.132 \cdot 10^{0}$	1.000	4.8	3.0	1.0	5.7
2000	$0.615 \cdot 10^{-1}$	1.000	5.8	3.3	1.7	6.8
3000	$0.239 \cdot 10^{-1}$	1.000	5.0	3.1	0.9	6.0
5000	$0.675 \cdot 10^{-2}$	1.000	6.1	3.5	0.8	7.1
8000	$0.191 \cdot 10^{-2}$	1.000	9.1	5.7	1.0	10.8
12000	$0.395 \cdot 10^{-3}$	1.000	18.2	6.7	1.3	19.4
20000	$0.901 \cdot 10^{-4}$	1.000	30.6	10.2	1.4	32.2
30000	$0.204 \cdot 10^{-4}$	1.000	58.5	21.8	3.0	62.5

Tabelle A.2: Der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ für $y < 0.9$. Bei der Messung des einfach differentiellen Wirkungsquerschnitts wurden nur Ereignisse im Kinematischen Bereich der H1-Veröffentlichung [131] berücksichtigt. Der Wirkungsquerschnitt ist gemäß der Standardmodell-Erwartung (QCD-Evolution der Partondichten des H1 97 PDF Fit, SM Ansatzt für F_L) auf den kinematischen Schnitt $y < 0.63$ für $Q^2 < 890$ GeV^2 korrigiert (Korrekturfaktor k_{cor}). Es werden der statistische (δ_{sta}), der unkorrelierte (δ_{unc}) und korrelierte systematische Fehler (δ_{cor}), sowie der Gesamtfehler (δ_{tot}) angegeben. Die Normierungsunsicherheit von 1.8% ist nicht im Fehler enthalten.

A.3 Einfachdifferentieller Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$, $Q^2 > 1\,000$ GeV^2

x	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$ (pb) $Q^2 > 1\,000$ GeV^2, y < 0.9	δ_{sta} (%)	δ_{unc} (%)	δ_{cor} (%)	δ_{tot} (%)
0.013	$0.126 \cdot 10^4$	13.6	5.7	4.6	15.5
0.020	$0.276 \cdot 10^4$	6.0	3.1	1.9	7.0
0.032	$0.246 \cdot 10^4$	4.9	2.9	1.0	5.8
0.050	$0.172 \cdot 10^4$	4.8	3.0	1.1	5.8
0.080	$0.115 \cdot 10^4$	4.5	3.1	1.1	5.6
0.130	$0.636 \cdot 10^3$	5.4	3.5	1.0	6.5
0.180	$0.383 \cdot 10^3$	6.2	3.3	1.3	7.1
0.250	$0.221 \cdot 10^3$	6.9	6.0	2.8	9.6
0.400	$0.693 \cdot 10^2$	9.8	9.1	4.2	14.0
0.650	$0.421 \cdot 10^1$	24.3	14.8	6.3	29.2

Tabelle A.3: Der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$ gemessen für $y < 0.9$ und $Q^2 > 1\,000$ GeV^2. Es werden der statistische (δ_{sta}), der unkorrelierte (δ_{unc}) und korrelierte systematische Fehler (δ_{cor}), sowie der Gesamtfehler (δ_{tot}) angegeben. Die Normierungsunsicherheit von 1.8% ist nicht im Fehler enthalten.

A.4 Einfachdifferentieller Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$, $Q^2 > 10\,000$ GeV^2

x	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$ (pb) $Q^2 > 10\,000$ GeV^2, y < 0.9	δ_{sta} (%)	δ_{unc} (%)	δ_{cor} (%)	δ_{tot} (%)
0.130	$0.473 \cdot 10^1$	82.9	19.3	5.2	85.3
0.180	$0.156 \cdot 10^2$	26.9	6.5	3.1	27.9
0.250	$0.110 \cdot 10^2$	25.2	7.2	2.1	26.3
0.400	$0.354 \cdot 10^1$	30.2	13.7	3.5	33.3
0.650	$0.024 \cdot 10^1$	70.7	33.9	13.4	79.6

Tabelle A.4: Der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x$ gemessen für $y < 0.9$ und $Q^2 > 10\,000$ GeV^2. Es werden der statistische (δ_{sta}), der unkorrelierte (δ_{unc}) und korrelierte systematische Fehler (δ_{cor}), sowie der Gesamtfehler (δ_{tot}) angegeben. Die Normierungsunsicherheit von 1.8% ist nicht im Fehler enthalten.

A.5 Reduzierter Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{NC}$

Q^2 (GeV^2)	x	$\tilde{\sigma}_{NC}$	δ_{tot} (%)	δ_{sta} (%)	δ_{unc} (%)	δ_{unc}^{E} (%)	δ_{unc}^{h} (%)	δ_{cor} (%)	$\delta_{cor}^{E^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{\theta^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{h^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{N^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{B^+}$ (%)
150	0.0032	1.218	4.7	2.7	3.0	0.5	0.6	2.3	0.1	−1.8	1.3	0.1	−0.7
150	0.0050	1.154	4.4	2.8	3.0	0.2	0.5	1.5	0.4	1.4	0.3	0.2	−0.1
150	0.0080	0.968	9.1	4.1	5.4	4.0	1.0	6.1	−1.6	5.9	−0.7	0.1	0.0
200	0.0032	1.271	6.1	4.1	3.5	0.8	0.2	2.9	−1.0	−2.5	0.5	0.2	−0.9
200	0.0050	1.107	4.6	2.8	3.1	0.7	0.9	1.8	−0.5	−1.0	1.4	0.2	−0.3
200	0.0080	0.915	4.5	3.0	3.2	1.1	0.4	0.9	0.4	−0.6	0.4	−0.2	−0.1
200	0.0130	0.860	4.7	3.2	3.3	1.2	0.1	1.1	−0.3	0.8	−0.6	0.4	0.0
200	0.0200	0.677	6.5	3.8	4.5	3.1	0.1	2.9	−1.2	2.6	−0.4	0.1	0.0
200	0.0320	0.558	8.6	4.5	6.1	5.0	0.5	4.2	−2.0	3.5	−1.1	0.3	0.0
200	0.0500	0.506	9.9	5.2	6.8	5.7	0.7	4.9	−1.6	4.5	−0.6	−1.1	0.0
200	0.0800	0.407	12.4	5.9	8.4	7.4	0.8	6.9	−3.0	6.2	0.4	1.0	0.0
250	0.0050	1.123	5.3	3.5	3.3	1.1	0.7	2.3	0.6	−1.7	1.3	0.2	−0.5
250	0.0080	1.021	5.3	3.2	3.7	2.0	0.7	2.0	−0.8	−1.6	0.8	0.1	0.0
250	0.0130	0.825	5.7	3.4	4.0	2.6	0.5	2.1	0.6	−2.0	0.3	0.3	0.0
250	0.0200	0.691	5.4	3.5	3.6	1.8	0.5	1.8	0.6	−1.7	−0.2	0.5	0.0
250	0.0320	0.569	6.1	3.8	3.9	2.3	0.7	2.6	1.0	−2.2	−0.9	−0.3	0.0
250	0.0500	0.493	5.7	4.3	3.4	0.8	0.5	1.4	−0.2	−1.1	−0.6	0.6	0.0
250	0.0800	0.407	6.1	4.7	3.5	1.0	0.6	1.6	−0.6	−0.4	0.3	1.4	0.0
250	0.1300	0.311	7.8	5.3	5.2	3.1	2.2	2.6	1.6	−0.9	−1.4	−1.3	0.0
250	0.2500	0.225	12.1	7.5	8.6	6.9	2.8	4.1	2.4	−1.5	−1.8	−2.3	0.0
250	0.4000	0.138	11.8	9.3	6.8	4.2	1.4	2.3	0.4	−1.0	−0.4	−2.0	0.0
300	0.0050	1.152	7.2	5.6	3.9	1.2	0.3	2.3	0.4	−2.2	0.2	0.1	−0.6
300	0.0080	1.026	5.1	3.6	3.3	0.2	1.0	1.5	−0.6	−0.8	1.1	0.1	−0.1
300	0.0130	0.878	5.3	3.8	3.3	0.7	0.8	1.7	−0.3	−1.5	0.7	0.2	0.0
300	0.0200	0.735	5.9	4.0	3.9	2.1	0.3	1.8	0.9	−1.5	−0.1	0.3	−0.1
300	0.0320	0.605	5.8	4.2	3.8	2.0	0.3	1.5	0.7	−1.3	−0.2	0.3	0.0
300	0.0500	0.509	6.8	4.5	4.5	3.1	0.1	2.3	1.0	−2.0	0.2	0.6	0.0
300	0.0800	0.390	6.9	5.2	4.1	2.3	0.3	2.0	0.9	−1.7	−0.3	0.5	0.0
300	0.1300	0.332	8.8	5.4	6.7	5.6	1.1	2.1	1.1	−1.6	−0.7	−0.4	0.0
300	0.2500	0.277	12.8	6.9	9.4	7.7	3.4	5.3	3.1	−2.6	−2.1	−2.7	0.0
300	0.4000	0.143	14.2	10.3	8.9	6.8	1.9	4.2	2.8	−2.6	−0.8	−1.6	0.0
400	0.0080	1.088	6.1	4.5	3.5	0.2	0.9	2.2	0.3	−1.8	1.3	0.1	−0.2
400	0.0130	0.897	5.6	4.3	3.4	0.3	0.8	1.2	0.7	−0.8	0.6	0.2	0.0
400	0.0200	0.732	5.8	4.5	3.5	1.0	0.4	1.1	0.2	−0.9	−0.5	0.2	0.0
400	0.0320	0.560	6.1	4.8	3.6	1.2	0.4	1.3	0.6	−1.1	0.5	0.1	−0.1
400	0.0500	0.514	6.3	5.0	3.6	1.0	0.3	1.0	0.4	0.6	−0.6	0.4	0.0
400	0.0800	0.429	7.0	5.5	3.8	1.4	0.5	2.1	1.5	−1.2	−0.1	0.8	0.0
400	0.1300	0.352	7.5	5.6	4.4	2.4	1.1	2.2	1.5	−1.4	−0.7	−0.1	0.0
400	0.2500	0.240	10.6	7.6	6.7	4.5	2.7	3.2	2.1	−0.8	−1.6	−1.6	0.0
400	0.4000	0.143	13.7	10.8	7.3	4.1	2.4	4.1	1.9	−1.8	−1.3	−2.8	0.0
500	0.0080	1.044	9.3	7.8	4.6	1.3	0.5	2.0	−0.8	−1.6	0.9	−0.2	−0.5
500	0.0130	1.003	6.8	5.1	3.9	1.2	1.1	2.3	0.6	−2.1	1.0	0.2	−0.1
500	0.0200	0.765	7.0	5.1	4.2	2.1	1.2	2.3	0.9	−1.9	0.8	0.2	0.0
500	0.0320	0.604	7.0	5.3	3.8	1.5	0.5	2.5	1.3	−2.0	0.2	0.5	0.0
500	0.0500	0.517	6.9	5.6	3.8	1.3	0.6	1.4	0.5	−1.2	−0.2	0.5	0.0
500	0.0800	0.392	9.2	6.4	5.8	4.3	1.3	3.0	2.0	−2.0	−0.8	−0.3	0.0
500	0.1300	0.363	8.7	7.2	4.1	0.4	0.8	2.7	0.5	−1.7	−0.5	2.0	0.0
500	0.1800	0.283	11.5	8.2	6.6	4.5	2.4	4.7	3.5	−2.1	−1.6	−1.5	0.0
500	0.2500	0.254	14.2	10.5	8.4	6.0	2.9	4.5	3.3	−2.4	−1.6	−1.1	0.0
500	0.4000	0.139	21.6	15.4	12.0	8.5	3.9	9.2	7.2	−3.5	−2.3	−3.9	0.0
500	0.6500	0.026	22.4	19.6	10.5	2.8	2.4	3.0	−1.5	−0.8	−2.1	−1.3	0.0
650	0.0130	0.988	7.3	6.0	4.0	0.5	0.9	1.1	−0.4	−0.3	0.9	0.1	−0.2
650	0.0200	0.791	7.7	6.3	4.2	1.2	0.9	1.5	0.6	−0.9	1.0	−0.3	0.0
650	0.0320	0.684	7.4	6.1	4.0	0.7	1.0	1.6	0.5	−1.4	0.6	0.3	0.0
650	0.0500	0.538	8.3	6.5	4.5	2.2	0.3	2.7	1.9	−1.8	0.2	0.5	0.0
650	0.0800	0.436	9.2	7.1	5.0	2.7	1.2	3.1	2.2	−1.6	−1.2	−0.3	0.0
650	0.1300	0.343	10.5	8.8	5.4	2.1	2.2	2.3	1.5	−0.6	1.0	1.2	0.0
650	0.1800	0.330	11.8	9.1	6.8	4.4	2.0	3.2	2.1	−1.6	−1.7	−0.5	0.0
650	0.2500	0.251	15.9	11.9	9.3	6.3	3.9	5.0	3.6	−1.1	−2.1	−2.7	0.0
650	0.4000	0.090	24.9	22.9	9.3	3.2	1.6	2.4	1.9	0.9	1.2	0.2	0.0
800	0.0130	0.842	11.7	10.2	5.2	0.6	0.2	2.5	1.3	−2.2	−0.3	0.0	−0.2
800	0.0200	0.806	8.8	7.2	4.6	1.3	0.9	1.7	1.1	1.1	0.5	0.0	−0.5
800	0.0320	0.721	8.7	7.1	4.8	1.9	1.2	1.3	0.8	−0.2	1.1	0.2	0.0
800	0.0500	0.587	8.6	7.4	4.4	0.9	0.7	0.8	−0.3	0.1	−0.6	0.3	0.0
800	0.0800	0.518	9.4	7.8	4.9	1.9	0.7	1.6	1.1	0.6	−1.0	0.4	0.0
800	0.1300	0.411	11.8	10.0	5.8	2.5	0.6	2.2	1.5	−1.4	−0.5	0.5	0.0
800	0.1800	0.302	13.4	11.6	6.2	2.5	1.6	2.7	1.9	−1.4	−0.9	0.8	0.0
800	0.2500	0.212	16.4	14.1	7.7	4.3	2.0	2.9	2.0	−0.9	−1.0	−1.5	0.0
800	0.4000	0.117	24.4	20.9	11.6	6.6	3.3	5.1	3.7	−2.2	−2.1	−1.6	0.0
800	0.6500	0.015	26.5	21.8	12.5	9.0	3.9	8.1	6.3	−3.9	−1.6	−3.1	0.0

Fortsetzung nächste Seite

Q^2 (GeV^2)	x	$\tilde{\sigma}_{NC}$	δ_{tot} (%)	δ_{sta} (%)	δ_{unc} (%)	δ^{E}_{unc} (%)	δ^{h}_{unc} (%)	δ_{cor} (%)	$\delta^{E^+}_{cor}$ (%)	$\delta^{\theta^+}_{cor}$ (%)	$\delta^{h^+}_{cor}$ (%)	$\delta^{N^+}_{cor}$ (%)	$\delta^{B^+}_{cor}$ (%)
1000	0.0130	0.773	13.5	11.5	6.5	2.6	1.8	2.3	−0.7	−0.8	−1.5	−0.2	−1.5
1000	0.0200	0.787	9.2	7.9	4.3	1.5	1.3	1.9	1.0	−0.9	1.3	0.1	−0.2
1000	0.0320	0.572	10.0	9.0	4.2	0.8	1.2	1.3	0.4	−0.8	0.9	0.2	−0.1
1000	0.0500	0.577	9.5	8.4	4.3	0.5	1.4	1.3	0.1	−1.0	0.5	0.5	0.0
1000	0.0800	0.450	10.8	9.3	4.9	2.4	1.2	2.8	2.3	−1.1	−1.0	−0.3	0.0
1000	0.1300	0.491	11.6	10.3	5.0	1.1	0.2	1.9	−1.3	−1.4	0.4	0.3	0.0
1000	0.1800	0.249	14.6	13.5	5.4	1.9	1.1	1.6	1.2	−0.8	−0.3	−0.4	0.0
1000	0.2500	0.311	15.9	13.0	8.2	5.3	2.8	4.2	2.7	−2.2	−2.0	1.0	0.0
1000	0.4000	0.122	26.9	22.9	13.3	9.6	4.2	4.4	2.9	0.8	−1.8	−2.7	0.0
1200	0.0200	0.839	10.0	9.1	3.6	0.7	0.8	1.8	−0.6	−0.9	1.3	0.0	−0.6
1200	0.0320	0.719	9.9	9.2	3.5	0.4	1.4	1.1	0.3	−0.6	0.9	0.1	0.0
1200	0.0500	0.645	9.9	9.3	3.5	1.1	0.7	0.7	−0.1	−0.3	0.6	0.2	0.0
1200	0.0800	0.415	11.2	10.7	3.4	0.8	0.6	0.6	0.4	−0.2	0.2	0.3	0.0
1200	0.1300	0.384	13.4	12.6	4.3	2.2	0.6	1.2	1.0	0.3	−0.3	−0.5	0.0
1200	0.1800	0.341	14.6	13.6	4.7	2.5	0.6	2.3	1.9	−0.7	−0.9	0.6	0.0
1200	0.2500	0.251	17.3	15.8	6.4	4.5	1.8	2.9	2.6	−1.1	−0.5	0.2	0.0
1200	0.4000	0.110	27.7	25.0	10.2	7.7	4.0	6.2	4.2	−1.1	−3.2	−3.2	0.0
1500	0.0200	0.860	13.5	12.4	5.2	0.1	1.3	1.4	−0.8	−0.4	−0.4	−0.2	−1.0
1500	0.0320	0.704	11.4	10.4	4.3	1.5	2.2	1.8	−0.6	−0.6	1.6	0.2	−0.1
1500	0.0500	0.515	12.2	11.7	3.5	0.5	0.5	0.8	0.4	−0.6	0.4	0.1	0.0
1500	0.0800	0.512	11.7	11.0	3.8	1.4	0.9	1.4	0.7	−1.1	0.4	0.2	0.0
1500	0.1300	0.390	14.8	13.9	4.7	2.8	0.7	1.8	1.6	−0.7	0.4	−0.2	0.0
1500	0.1800	0.260	19.1	18.6	4.2	0.3	1.0	1.1	−0.9	−0.4	0.3	0.5	0.0
1500	0.2500	0.197	21.1	19.6	6.9	4.5	3.1	3.4	2.9	−0.4	−1.7	−0.3	0.0
1500	0.4000	0.145	27.4	24.3	10.6	7.8	4.1	7.3	6.0	−1.7	−3.2	−2.1	0.0
1500	0.6500	0.014	38.9	35.4	14.5	10.7	6.4	7.2	5.8	−0.3	−2.7	−3.3	0.0
2000	0.0320	0.796	11.9	11.1	3.9	0.9	0.9	2.0	0.3	−1.3	1.5	0.0	−0.5
2000	0.0500	0.599	13.9	13.0	4.4	1.7	1.8	2.3	1.3	−1.4	1.2	0.2	0.0
2000	0.0800	0.582	13.0	12.3	4.0	1.5	0.4	1.5	1.3	−0.8	0.3	0.1	0.0
2000	0.1300	0.224	20.6	20.0	4.4	1.7	0.9	1.5	−1.0	−0.9	−0.6	−0.4	0.0
2000	0.1800	0.249	22.7	21.9	5.7	3.5	1.2	2.6	2.2	0.8	0.9	0.8	0.0
2000	0.2500	0.197	23.4	22.4	6.1	3.8	1.2	2.9	2.6	−1.2	−0.2	−0.6	0.0
2000	0.4000	0.108	29.5	27.7	9.2	6.6	3.1	4.2	3.2	−0.7	−2.0	−1.8	0.0
3000	0.0500	0.606	12.4	10.6	5.8	2.0	2.2	2.7	0.6	0.2	1.9	0.2	−1.7
3000	0.0800	0.556	11.8	10.9	4.4	2.0	1.6	0.9	−0.3	−0.2	0.8	0.1	0.0
3000	0.1300	0.464	13.0	12.4	3.9	0.9	0.6	1.0	−0.8	−0.4	−0.5	0.2	0.0
3000	0.1800	0.347	16.1	15.3	4.6	2.3	0.1	2.2	1.9	−1.0	0.3	0.2	0.0
3000	0.2500	0.255	19.1	17.8	6.4	4.3	1.7	2.9	2.7	0.3	−0.6	0.6	0.0
3000	0.4000	0.128	25.5	23.0	9.7	7.4	3.4	5.0	3.7	0.2	−2.8	−1.8	0.0
5000	0.0800	0.707	11.7	10.6	4.4	1.4	2.1	2.0	0.4	−0.7	1.8	0.1	−0.3
5000	0.1300	0.536	14.2	13.1	5.2	2.9	1.6	1.1	0.3	0.5	0.9	0.1	0.0
5000	0.1800	0.442	14.9	14.0	5.1	3.0	0.3	0.9	−0.7	−0.5	0.3	−0.3	0.0
5000	0.2500	0.361	20.3	17.4	9.6	8.0	2.2	4.3	3.7	1.5	−1.7	0.1	0.0
5000	0.4000	0.091	33.5	31.6	10.9	8.9	1.2	1.9	1.5	0.8	0.8	−0.3	0.0
5000	0.6500	0.010	45.1	41.0	17.7	15.7	5.0	6.5	5.7	1.3	−2.6	−1.2	0.0
8000	0.1300	0.722	17.2	16.0	6.2	3.4	2.1	1.9	1.4	−0.2	1.3	0.3	−0.3
8000	0.1800	0.386	21.2	20.4	5.3	1.5	1.7	2.3	−1.0	−1.6	1.4	0.1	0.0
8000	0.2500	0.295	23.3	21.8	7.4	5.2	0.8	3.5	2.8	2.0	−0.7	−0.2	0.0
8000	0.4000	0.197	32.4	27.7	16.7	14.9	1.0	2.1	1.3	1.5	0.7	0.3	0.0
12000	0.1800	0.471	28.8	27.8	7.1	1.9	0.7	2.7	1.6	−1.8	−1.2	−0.3	−0.1
12000	0.2500	0.298	30.2	28.9	8.2	5.2	2.3	2.7	−0.7	−1.2	2.3	0.3	0.0
12000	0.4000	0.083	53.7	50.0	18.1	16.2	0.2	7.6	6.3	4.3	−0.7	0.0	0.0
20000	0.2500	0.349	52.2	51.1	10.6	2.5	0.5	2.2	0.7	1.8	0.7	0.0	−0.6
20000	0.4000	0.182	46.7	44.7	13.1	8.8	1.9	2.3	1.4	−1.6	0.9	0.0	0.0
20000	0.6500	0.014	79.8	70.7	34.4	31.7	2.7	13.4	9.9	8.9	−1.0	0.0	0.0
30000	0.4000	0.268	72.9	70.7	16.9	4.8	0.7	4.7	−3.5	−2.4	−2.0	0.0	0.0

Tabelle A.5: Der reduzierte Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{NC}(x, Q^2)$ mit statistischen (δ_{sta}), gesamten (δ_{tot}) und unkorrelierten systematischen (δ_{unc}) Fehlern, für den die Beiträge der Unsicherheit der Elektronenergie (δ^{E}_{unc}), und der hadronischen Energie (δ^{h}_{unc}) angegeben sind. Der Anteil der anderen unkorrelierten systematischen Fehler ist in (δ_{unc}) berücksichtigt. Weiterhin wird der korrelierte systematische Fehler (δ_{cor}) angegeben, mit seinen Beiträgen aufgrund der positiven Variation um 1 Standardabweichung Unsicherheit der Elektronenergie ($\delta^{E^+}_{cor}$) des Polarwinkels des gestreuten Elektrons ($\delta^{\theta^+}_{cor}$), der hadronischen Energie ($\delta^{h^+}_{cor}$), sowie die Unsicherheit bei der Subtraktion des Rauschens im LArC ($\delta^{N^+}_{cor}$), und des systematischen Fehlers aufgrund der Untergrundsubtraktion ($\delta^{B^+}_{cor}$). Die Normierungsunsicherheit von 1.8% ist nicht im Fehler enthalten.

A.6 Reduzierter Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{NC}$, Extraktion der Strukturfunktion F_2

Q^2 (GeV^2)	x	y	$\tilde{\sigma}$	δ_{sta} (%)	δ_{sys} (%)	δ_{tot} (%)	F_2	Δ_{all} (%)	Δ_{F_2} (%)	Δ_{F_3} (%)	Δ_{F_L} (%)
150	0.0032	0.462	1.218	2.7	3.8	4.7	1.253	−2.8	0.1	0.1	−3.0
150	0.0050	0.295	1.154	2.8	3.4	4.4	1.164	−0.8	0.1	0.1	−1.0
150	0.0080	0.185	0.968	4.1	8.2	9.1	0.969	−0.2	0.1	0.0	−0.3
200	0.0032	0.615	1.271	4.1	4.5	6.1	1.344	−5.4	0.2	0.1	−5.7
200	0.0050	0.394	1.107	2.8	3.6	4.6	1.125	−1.6	0.2	0.1	−1.8
200	0.0080	0.246	0.915	3.0	3.3	4.5	0.918	−0.4	0.2	0.1	−0.6
200	0.0130	0.152	0.860	3.2	3.5	4.7	0.859	0.0	0.2	0.1	−0.2
200	0.0200	0.099	0.677	3.8	5.3	6.5	0.676	0.2	0.2	0.1	−0.1
200	0.0320	0.062	0.558	4.5	7.4	8.6	0.556	0.2	0.2	0.1	0.0
200	0.0500	0.039	0.506	5.2	8.4	9.9	0.505	0.2	0.2	0.1	0.0
200	0.0800	0.025	0.407	5.9	10.9	12.4	0.406	0.2	0.1	0.0	0.0
250	0.0050	0.492	1.123	3.5	4.0	5.3	1.154	−2.7	0.2	0.1	−3.0
250	0.0080	0.308	1.021	3.2	4.2	5.3	1.027	−0.6	0.2	0.1	−0.9
250	0.0130	0.189	0.825	3.4	4.5	5.7	0.825	0.0	0.2	0.1	−0.3
250	0.0200	0.123	0.691	3.5	4.0	5.4	0.689	0.2	0.2	0.1	−0.1
250	0.0320	0.077	0.569	3.8	4.7	6.1	0.567	0.3	0.2	0.1	0.0
250	0.0500	0.049	0.493	4.3	3.7	5.7	0.492	0.3	0.2	0.1	0.0
250	0.0800	0.031	0.407	4.7	3.9	6.1	0.406	0.3	0.2	0.1	0.0
250	0.1300	0.019	0.311	5.3	5.8	7.8	0.310	0.2	0.2	0.1	0.0
250	0.2500	0.010	0.225	7.5	9.5	12.1	0.224	0.2	0.2	0.0	0.0
250	0.4000	0.006	0.138	9.3	7.2	11.8	0.138	0.2	0.2	0.0	0.0
300	0.0050	0.591	1.152	5.6	4.6	7.2	1.202	−4.1	0.3	0.2	−4.6
300	0.0080	0.369	1.026	3.6	3.6	5.1	1.036	−0.9	0.3	0.2	−1.4
300	0.0130	0.227	0.878	3.8	3.7	5.3	0.878	0.0	0.3	0.2	−0.4
300	0.0200	0.148	0.735	4.0	4.3	5.9	0.733	0.3	0.3	0.1	−0.1
300	0.0320	0.092	0.605	4.2	4.1	5.8	0.603	0.3	0.3	0.1	0.0
300	0.0500	0.059	0.509	4.5	5.1	6.8	0.507	0.4	0.3	0.1	0.0
300	0.0800	0.037	0.390	5.2	4.6	6.9	0.389	0.3	0.2	0.1	0.0
300	0.1300	0.023	0.332	5.4	7.0	8.8	0.331	0.3	0.2	0.1	0.0
300	0.2500	0.012	0.277	6.9	10.8	12.8	0.277	0.3	0.2	0.0	0.0
300	0.4000	0.007	0.143	10.3	9.8	14.2	0.142	0.2	0.2	0.0	0.0

Fortsetzung nächste Seite

Q^2 (GeV^2)	x	y	$\tilde{\sigma}$	δ_{sta} (%)	δ_{sys} (%)	δ_{tot} (%)	F_2	Δ_{all} (%)	Δ_{F_2} (%)	Δ_{F_3} (%)	Δ_{F_L} (%)
400	0.0080	0.492	1.088	4.5	4.1	6.1	1.109	−1.9	0.4	0.3	−2.6
400	0.0130	0.303	0.897	4.3	3.6	5.6	0.898	−0.1	0.4	0.3	−0.8
400	0.0200	0.197	0.732	4.5	3.6	5.8	0.729	0.4	0.4	0.3	−0.3
400	0.0320	0.123	0.560	4.8	3.8	6.1	0.557	0.5	0.4	0.2	−0.1
400	0.0500	0.079	0.514	5.0	3.7	6.3	0.511	0.5	0.4	0.2	0.0
400	0.0800	0.049	0.429	5.5	4.3	7.0	0.427	0.5	0.4	0.2	0.0
400	0.1300	0.030	0.352	5.6	5.0	7.5	0.351	0.5	0.3	0.1	0.0
400	0.2500	0.016	0.240	7.6	7.4	10.6	0.239	0.4	0.3	0.1	0.0
400	0.4000	0.010	0.143	10.8	8.4	13.7	0.143	0.3	0.3	0.1	0.0
500	0.0080	0.615	1.044	7.8	5.1	9.3	1.080	−3.3	0.5	0.5	−4.3
500	0.0130	0.379	1.003	5.1	4.5	6.8	1.006	−0.3	0.5	0.4	−1.2
500	0.0200	0.246	0.765	5.1	4.8	7.0	0.761	0.5	0.5	0.4	−0.4
500	0.0320	0.154	0.604	5.3	4.5	7.0	0.600	0.7	0.5	0.4	−0.1
500	0.0500	0.099	0.517	5.6	4.0	6.9	0.513	0.8	0.5	0.3	0.0
500	0.0800	0.062	0.392	6.4	6.5	9.2	0.389	0.7	0.5	0.3	0.0
500	0.1300	0.038	0.363	7.2	4.9	8.7	0.361	0.6	0.4	0.2	0.0
500	0.1800	0.027	0.283	8.2	8.1	11.5	0.281	0.6	0.4	0.2	0.0
500	0.2500	0.020	0.254	10.5	9.5	14.2	0.253	0.5	0.4	0.1	0.0
500	0.4000	0.012	0.139	15.4	15.1	21.6	0.138	0.5	0.4	0.1	0.0
500	0.6500	0.008	0.026	19.6	10.9	22.4	0.026	0.4	0.4	0.1	0.0
650	0.0130	0.492	0.988	6.0	4.1	7.3	0.995	−0.7	0.7	0.8	−2.2
650	0.0200	0.320	0.791	6.3	4.4	7.7	0.785	0.7	0.7	0.7	−0.7
650	0.0320	0.200	0.684	6.1	4.3	7.4	0.677	1.1	0.7	0.6	−0.2
650	0.0500	0.128	0.538	6.5	5.2	8.3	0.532	1.2	0.7	0.5	−0.1
650	0.0800	0.080	0.436	7.1	5.8	9.2	0.431	1.1	0.7	0.4	0.0
650	0.1300	0.049	0.343	8.8	5.8	10.5	0.339	1.0	0.6	0.3	0.0
650	0.1800	0.036	0.330	9.1	7.5	11.8	0.327	0.9	0.6	0.3	0.0
650	0.2500	0.026	0.251	11.9	10.6	15.9	0.249	0.8	0.6	0.2	0.0
650	0.4000	0.016	0.090	22.9	9.6	24.9	0.090	0.7	0.5	0.1	0.0
800	0.0130	0.606	0.842	10.2	5.8	11.7	0.854	−1.4	1.0	1.1	−3.5
800	0.0200	0.394	0.806	7.2	4.9	8.8	0.799	0.9	1.0	1.0	−1.1
800	0.0320	0.246	0.721	7.1	5.0	8.7	0.709	1.6	1.0	0.9	−0.3
800	0.0500	0.158	0.587	7.4	4.4	8.6	0.577	1.6	0.9	0.8	−0.1
800	0.0800	0.099	0.518	7.8	5.2	9.4	0.510	1.5	0.9	0.7	0.0
800	0.1300	0.061	0.411	10.0	6.2	11.8	0.406	1.3	0.9	0.5	0.0
800	0.1800	0.044	0.302	11.6	6.7	13.4	0.298	1.2	0.8	0.4	0.0
800	0.2500	0.032	0.212	14.1	8.2	16.4	0.210	1.1	0.8	0.3	0.0
800	0.4000	0.020	0.117	20.9	12.6	24.4	0.116	0.9	0.7	0.2	0.0
800	0.6500	0.012	0.015	21.8	14.9	26.5	0.015	0.8	0.7	0.1	0.0

Fortsetzung nächste Seite

Q^2 (GeV^2)	x	y	$\tilde{\sigma}$	δ_{sta} (%)	δ_{sys} (%)	δ_{tot} (%)	F_2	Δ_{all} (%)	Δ_{F_2} (%)	Δ_{F_3} (%)	Δ_{F_L} (%)
1000	0.0130	0.757	0.773	11.5	6.9	13.5	0.795	−2.8	1.4	1.7	−5.8
1000	0.0200	0.492	0.787	7.9	4.7	9.2	0.778	1.2	1.4	1.6	−1.8
1000	0.0320	0.308	0.572	9.0	4.4	10.0	0.560	2.3	1.3	1.4	−0.5
1000	0.0500	0.197	0.577	8.4	4.5	9.5	0.564	2.4	1.3	1.2	−0.2
1000	0.0800	0.123	0.450	9.3	5.6	10.8	0.440	2.2	1.2	1.0	0.0
1000	0.1300	0.076	0.491	10.3	5.3	11.6	0.482	1.9	1.2	0.8	0.0
1000	0.1800	0.055	0.249	13.5	5.7	14.6	0.245	1.7	1.1	0.6	0.0
1000	0.2500	0.039	0.311	13.0	9.2	15.9	0.306	1.5	1.1	0.5	0.0
1000	0.4000	0.025	0.122	22.9	14.0	26.9	0.120	1.3	1.0	0.3	0.0
1200	0.0200	0.591	0.839	9.1	4.0	10.0	0.829	1.3	1.8	2.3	−2.7
1200	0.0320	0.369	0.719	9.2	3.7	9.9	0.698	3.0	1.7	2.1	−0.7
1200	0.0500	0.236	0.645	9.3	3.6	9.9	0.624	3.2	1.7	1.8	−0.2
1200	0.0800	0.148	0.415	10.7	3.4	11.2	0.403	3.0	1.6	1.4	−0.1
1200	0.1300	0.091	0.384	12.6	4.5	13.4	0.375	2.6	1.5	1.1	0.0
1200	0.1800	0.066	0.341	13.6	5.3	14.6	0.333	2.3	1.4	0.9	0.0
1200	0.2500	0.047	0.251	15.8	7.0	17.3	0.246	2.0	1.4	0.7	0.0
1200	0.4000	0.030	0.110	25.0	12.0	27.7	0.109	1.7	1.3	0.4	0.0
1500	0.0200	0.738	0.860	12.4	5.5	13.5	0.850	1.2	2.4	3.4	−4.6
1500	0.0320	0.462	0.704	10.4	4.7	11.4	0.675	4.3	2.4	3.2	−1.2
1500	0.0500	0.295	0.515	11.7	3.6	12.2	0.492	4.7	2.3	2.7	−0.4
1500	0.0800	0.185	0.512	11.0	4.0	11.7	0.490	4.3	2.2	2.2	−0.1
1500	0.1300	0.114	0.390	13.9	5.0	14.8	0.376	3.7	2.1	1.7	0.0
1500	0.1800	0.082	0.260	18.6	4.3	19.1	0.251	3.3	2.0	1.3	0.0
1500	0.2500	0.059	0.197	19.6	7.7	21.1	0.191	2.9	1.9	1.0	0.0
1500	0.4000	0.037	0.145	24.3	12.8	27.4	0.142	2.4	1.7	0.7	0.0
1500	0.6500	0.023	0.014	35.4	16.1	38.9	0.013	2.0	1.6	0.4	0.0
2000	0.0320	0.615	0.796	11.1	4.4	11.9	0.747	6.6	3.6	5.4	−2.4
2000	0.0500	0.394	0.599	13.0	5.0	13.9	0.557	7.6	3.5	4.8	−0.7
2000	0.0800	0.246	0.582	12.3	4.3	13.0	0.544	7.0	3.3	3.9	−0.2
2000	0.1300	0.152	0.224	20.0	4.6	20.6	0.212	6.0	3.1	2.9	0.0
2000	0.1800	0.109	0.249	21.9	6.3	22.7	0.236	5.2	3.0	2.3	0.0
2000	0.2500	0.079	0.197	22.4	6.8	23.4	0.188	4.5	2.8	1.8	0.0
2000	0.4000	0.049	0.108	27.7	10.1	29.5	0.104	3.7	2.6	1.1	0.0
3000	0.0500	0.591	0.606	10.6	6.4	12.4	0.530	14.4	6.0	10.0	−1.7
3000	0.0800	0.369	0.556	10.9	4.5	11.8	0.489	13.6	5.7	8.3	−0.4
3000	0.1300	0.227	0.464	12.4	4.0	13.0	0.416	11.4	5.4	6.2	−0.1
3000	0.1800	0.164	0.347	15.3	5.1	16.1	0.315	9.9	5.1	4.8	0.0
3000	0.2500	0.118	0.255	17.8	7.0	19.1	0.235	8.5	4.8	3.7	0.0
3000	0.4000	0.074	0.128	23.0	10.9	25.5	0.120	6.8	4.4	2.4	0.0

Fortsetzung nächste Seite

Q^2 (GeV^2)	x	y	$\tilde{\sigma}$	δ_{sta} (%)	δ_{sys} (%)	δ_{tot} (%)	F_2	Δ_{all} (%)	Δ_{F_2} (%)	Δ_{F_3} (%)	Δ_{F_L} (%)
5000	0.0800	0.615	0.707	10.6	4.8	11.7	0.545	29.7	10.8	20.3	−1.4
5000	0.1300	0.379	0.536	13.1	5.3	14.2	0.428	25.2	10.1	15.4	−0.3
5000	0.1800	0.274	0.442	14.0	5.2	14.9	0.364	21.5	9.6	12.0	−0.1
5000	0.2500	0.197	0.361	17.4	10.5	20.3	0.306	18.0	9.0	9.0	0.0
5000	0.4000	0.123	0.091	31.6	11.1	33.5	0.080	14.0	8.3	5.7	0.0
5000	0.6500	0.076	0.010	41.0	18.8	45.1	0.009	11.1	7.6	3.5	0.0
8000	0.1300	0.606	0.722	16.0	6.5	17.2	0.485	49.0	16.6	33.3	−0.9
8000	0.1800	0.438	0.386	20.4	5.8	21.2	0.272	41.8	15.7	26.4	−0.3
8000	0.2500	0.315	0.295	21.8	8.2	23.3	0.219	34.5	14.8	19.8	−0.1
8000	0.4000	0.197	0.197	27.7	16.8	32.4	0.156	26.0	13.6	12.5	0.0
12000	0.1800	0.656	0.471	27.8	7.6	28.8	0.277	70.0	22.3	48.6	−0.9
12000	0.2500	0.473	0.298	28.9	8.6	30.2	0.189	58.1	21.0	37.4	−0.3
12000	0.4000	0.295	0.083	50.0	19.6	53.7	0.058	42.7	19.3	23.5	−0.1
20000	0.2500	0.788	0.349	51.1	10.8	52.2	0.174	101.1	29.4	72.8	−1.1
20000	0.4000	0.492	0.182	44.7	13.3	46.7	0.103	76.3	27.0	49.5	−0.2
20000	0.6500	0.303	0.014	70.7	36.9	79.8	0.009	54.2	24.8	29.4	0.0
30000	0.4000	0.738	0.268	70.7	17.5	72.9	0.125	113.7	32.8	81.4	−0.6

Tabelle A.6: Der reduzierte Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}(x, Q^2)$ mit statistischen (δ_{sta}), systematischen (δ_{sys}) und gesamten (δ_{tot}) Fehlern. Weiter wird die elektromagnetische Strukturfunktion F_2 angegeben, mit den Korrekturen Δ_{all}, Δ_{F_2},Δ_{F_3},Δ_{F_L} wie sie in Gleichung 1.46 definiert sind. Die Normierungsunsicherheit von 1.8% ist nicht im Fehler enthalten.

A.7 Die Strukturfunktionen $x\tilde{F}_3$ und $xF_3^{\gamma Z}$

Q^2 (GeV^2)	x	$x\tilde{F}_3$	δ_{sta}	δ_{sys}	δ_{tot}
1500	0.020	0.0529	0.0416	0.0284	0.0503
1500	0.032	0.0972	0.0433	0.0353	0.0558
1500	0.050	0.1028	0.0597	0.0442	0.0743
1500	0.080	0.0926	0.0840	0.0617	0.1042
5000	0.080	0.1778	0.0360	0.0238	0.0431
5000	0.130	0.2084	0.0506	0.0346	0.0613
5000	0.180	0.1667	0.0619	0.0377	0.0725
5000	0.250	0.1253	0.0787	0.0619	0.1002
5000	0.400	0.0374	0.0823	0.0661	0.1055
5000	0.650	−0.0120	0.0285	0.0152	0.0323
12000	0.180	0.1922	0.0851	0.0225	0.0880
12000	0.250	0.1352	0.0687	0.0234	0.0726
12000	0.400	−0.0057	0.0645	0.0338	0.0728
12000	0.650	−0.0141	0.0281	0.0163	0.0325

Tabelle A.7: Die Strukturfunktion $x\tilde{F}_3$ mit statistischen (δ_{sta}), systematischen (δ_{sta}) und gesamten (δ_{tot}) Fehlern. Die Fehler werden als absolute Fehler angegeben. Die Normierungsunsicherheiten der Luminositäten der e^+p- und e^-p-Datensätze ist im systematischen Fehler enthalten.

Q^2 (GeV^2)	x	$xF_3^{\gamma Z}$	δ_{sta}	δ_{sys}	δ_{tot}
1500	0.020	0.462	0.363	0.248	0.440
1500	0.032	0.849	0.378	0.308	0.488
1500	0.050	0.898	0.521	0.386	0.649
1500	0.080	0.637	0.126	0.084	0.151
1500	0.130	0.741	0.180	0.123	0.218
1500	0.180	0.494	0.145	0.062	0.157
1500	0.250	0.330	0.136	0.061	0.149
1500	0.400	0.011	0.131	0.075	0.151
1500	0.650	−0.035	0.054	0.031	0.062

Tabelle A.8: Die Strukturfunktion $xF_3^{\gamma Z}$ mit statistischen (δ_{sta}), systematischen (δ_{sta}) und gesamten (δ_{tot}) Fehlern. Die Fehler werden als absolute Fehler angegeben. Die Normierungsunsicherheiten der Luminositäten der e^+p- und e^-p-Datensätze ist im systematischen Fehler enthalten.

A.8 Die longitudinale Strukturfunktion F_L

Q^2 (GeV^2)	x	y	$\tilde{\sigma}_{NC}$	δ_{tot} (%)	δ_{sta} (%)	δ_{unc} (%)	δ_{unc}^{E} (%)	δ_{unc}^{h} (%)	δ_{cor} (%)	δ_{cor}^{E+} (%)	$\delta_{cor}^{\theta+}$ (%)	δ_{cor}^{h+} (%)	δ_{cor}^{N+} (%)	δ_{cor}^{B+} (%)
100	0.0013	0.75	1.378	6.5	4.2	4.8	1.2	0.2	1.4	−0.6	−1.3	0.2	0.1	0.0
120	0.0016	0.75	1.327	6.2	4.2	4.4	0.7	0.1	0.8	−0.3	−0.7	0.1	0.1	−0.1
150	0.0020	0.75	1.386	6.4	4.4	4.4	0.3	0.2	1.6	−0.2	−1.4	0.6	0.0	0.0
200	0.0026	0.75	1.184	6.8	4.9	4.5	0.6	0.1	1.3	−0.2	−1.2	0.4	0.1	−0.2
250	0.0033	0.75	1.115	7.4	5.8	4.5	0.7	0.2	1.0	0.4	−0.7	0.5	−0.1	0.1
300	0.0039	0.75	1.125	7.5	5.8	4.6	0.2	0.2	1.0	−0.1	−0.9	0.4	0.0	0.0
400	0.0053	0.75	1.072	8.2	6.5	4.8	0.7	0.2	1.3	−0.2	−1.2	0.4	0.1	−0.1
500	0.0066	0.75	1.052	8.8	7.0	5.0	1.2	0.3	1.6	0.3	−1.4	0.6	0.1	0.1
650	0.0085	0.75	1.092	9.5	7.7	5.4	1.4	0.4	1.4	−1.2	−0.6	0.4	0.1	0.0
800	0.0105	0.75	0.903	10.7	9.1	5.6	0.9	0.3	1.0	0.5	−0.7	−0.4	0.0	0.0
100	0.0020	0.49	1.377	6.2	3.2	3.4	0.1	0.3	4.0	−0.3	3.6	1.5	0.2	−0.9
120	0.0020	0.59	1.386	5.1	3.4	3.5	1.3	0.1	1.5	−0.3	−0.6	0.5	0.1	−1.1
120	0.0032	0.36	1.234	5.8	3.0	3.2	0.6	0.3	3.8	0.5	3.7	0.6	−0.1	−0.5

Tabelle A.9: Der reduzierte Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{NC}(x, Q^2)$ im erweiterten kinematischen Bereich der NC-Analyse mit statistischen (δ_{sta}), gesamten (δ_{tot}) und unkorrelierten systematischen (δ_{unc}) Fehlern, für den die Beiträge der Unsicherheit der Elektronenergie (δ_{unc}^{E}), und der hadronischen Energie (δ_{unc}^{h}) angegeben sind. Der Anteil der anderen unkorrelierten systematischen Fehler ist in (δ_{unc}) berücksichtigt. Weiterhin wird der korrelierte systematische Fehler (δ_{cor}) angegeben, mit seinen Beiträgen aufgrund der positiven Variation um 1 Standardabweichung Unsicherheit der Elektronenergie ($\delta_{cor}^{E^+}$) des Polarwinkels des gestreuten Elektrons ($\delta_{cor}^{\theta^+}$), der hadronischen Energie ($\delta_{cor}^{h^+}$), sowie die Unsicherheit bei der Subtraktion des Rauschens im LArC ($\delta_{cor}^{N^+}$), und des systematischen Fehlers aufgrund der Untergrundsubtraktion ($\delta_{cor}^{B^+}$). Die Normierungsunsicherheit von 1.8% ist nicht im Fehler enthalten.

Q^2 (GeV^2)	x	y	$\tilde{\sigma}_{NC}$	$\tilde{\sigma}_{NC}$ w/o.F_L	F_L	δ_{sta}	δ_{sys}	δ_{tot}
100	0.00131	0.75	1.378	1.603	0.461	0.107	0.127	0.168
120	0.00157	0.75	1.327	1.562	0.479	0.104	0.111	0.154
150	0.00196	0.75	1.386	1.507	0.265	0.113	0.120	0.167
200	0.00262	0.75	1.184	1.426	0.488	0.107	0.102	0.150
250	0.00327	0.75	1.115	1.359	0.490	0.119	0.096	0.154
300	0.00393	0.75	1.125	1.302	0.364	0.122	0.098	0.158
400	0.00524	0.75	1.072	1.209	0.287	0.129	0.098	0.163
500	0.00655	0.75	1.052	1.136	0.187	0.136	0.104	0.172
650	0.00851	0.75	1.092	1.052	-0.045	0.155	0.112	0.192
800	0.01048	0.75	0.903	0.987	0.184	0.151	0.095	0.180

Tabelle A.10: Extraktion der longitudinalen Strukturfunktion F_L im Bereich hoher Inelastizitäten $y = 0.75$. Die während der Extraktion von F_L verwendeten reduzierten Wirkungsquerschnitte $\tilde{\sigma}_{NC}$ und Standardmodell-Vorhersagen für den reduzierten Wirkungsquerschnitt ohne F_L $\tilde{\sigma}_{NC}$w/o.F_L werden aufgeführt. Die longitudinale Strukturfunktion F_L wird mit statistischen δ_{sta}, systematischen δ_{sys} und gesamten δ_{tot} angegeben. Alle Fehler sind absolute Fehler. Die Normierungsunsicherheit ist im systematischen Fehler enthalten.

Anhang B

Ereignisse im H1-Detektor

B.1 Signalereignisse

Folgende Abbildungen zeigen Darstellungen von tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuereignissen der Datennahmeperiode 1998/99. Zuerst werden die Ereignisse bei den höchsten Impulsübertragen Q^2 gezeigt. Dann folgen Beispiele von Ereignissen im kinematischen Bereich der Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L. Für alle Ereignisse werden die Energie E' und Polarwinkel θ des gestreuten Elektrons sowie die kinematischen Variablen Q^2, x und y angegeben.

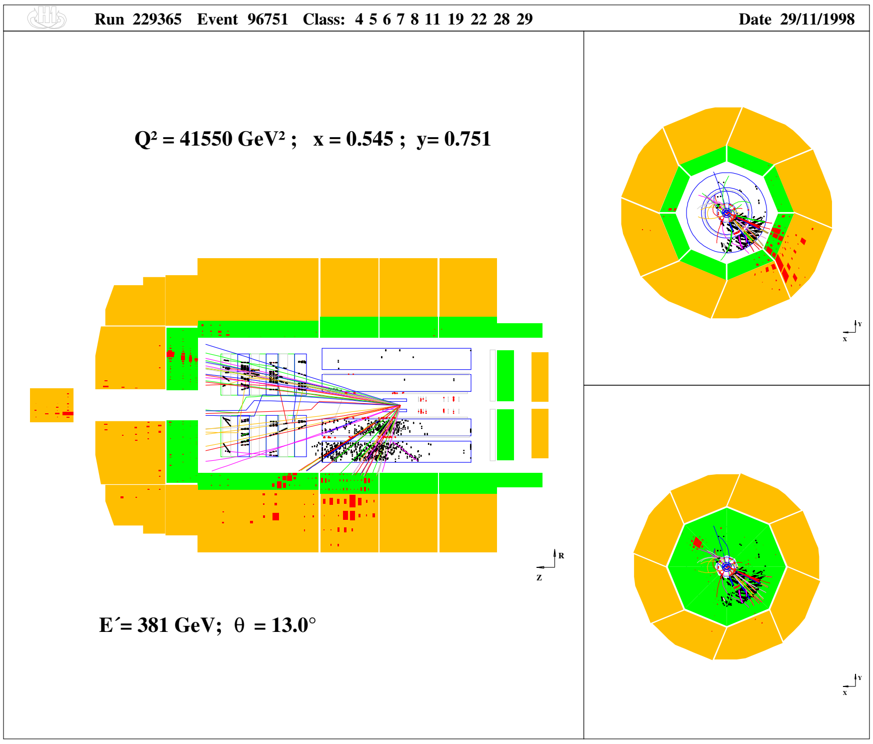


Abbildung B.1: Die Abbildung zeigt das Ereignis mit dem größtem Impulsübertrag während der Elektron-Datennahmeperiode 1998/99.

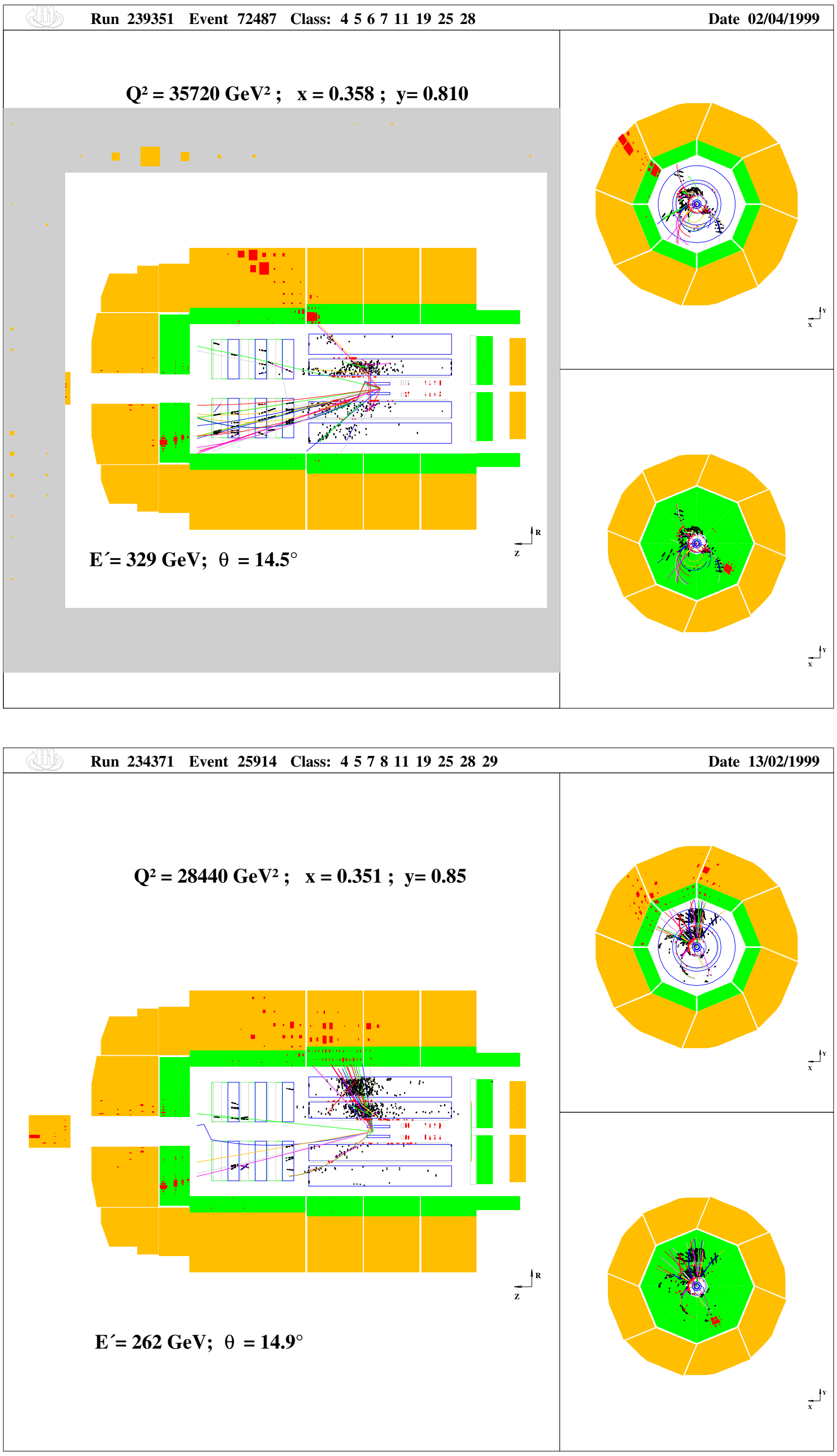
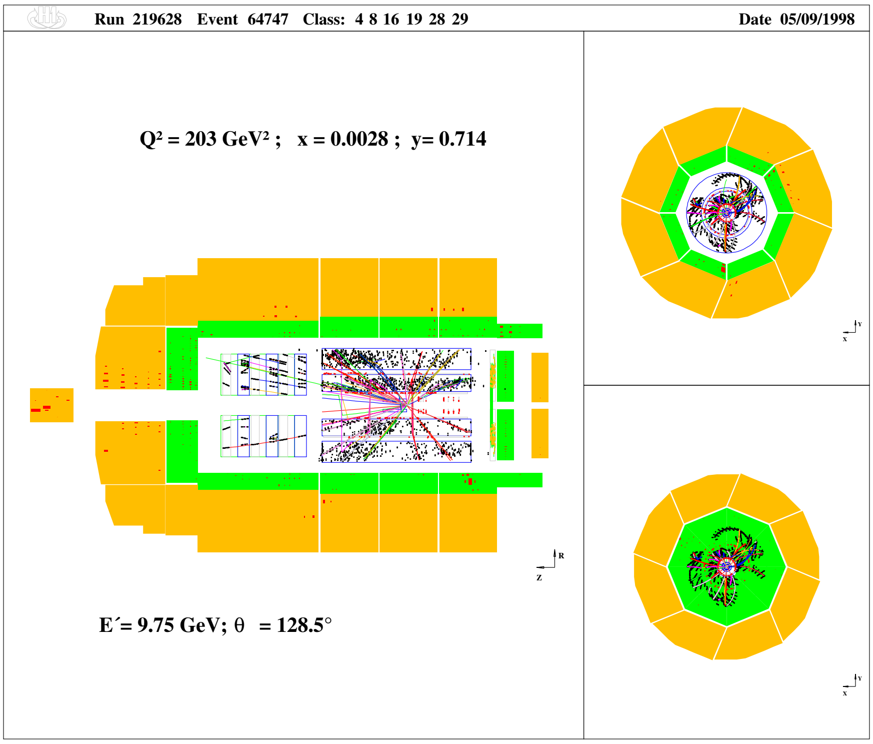


Abbildung B.2: Ereignisse bei höchsten Impulsüberträgen Q^2.



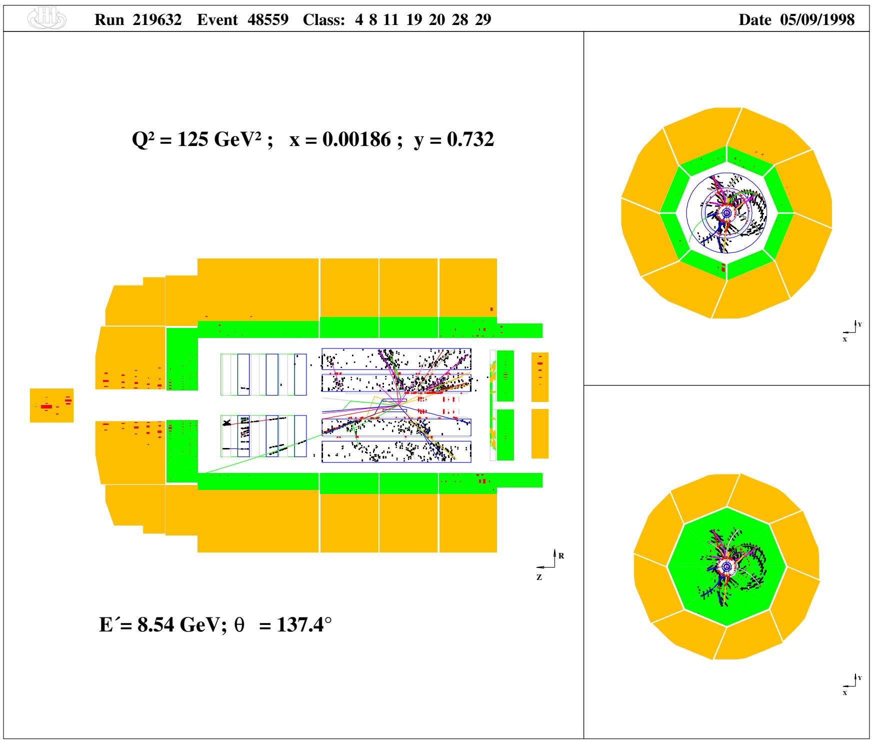


Abbildung B.3: Ereignisse im kinematischen Bereich der Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L.

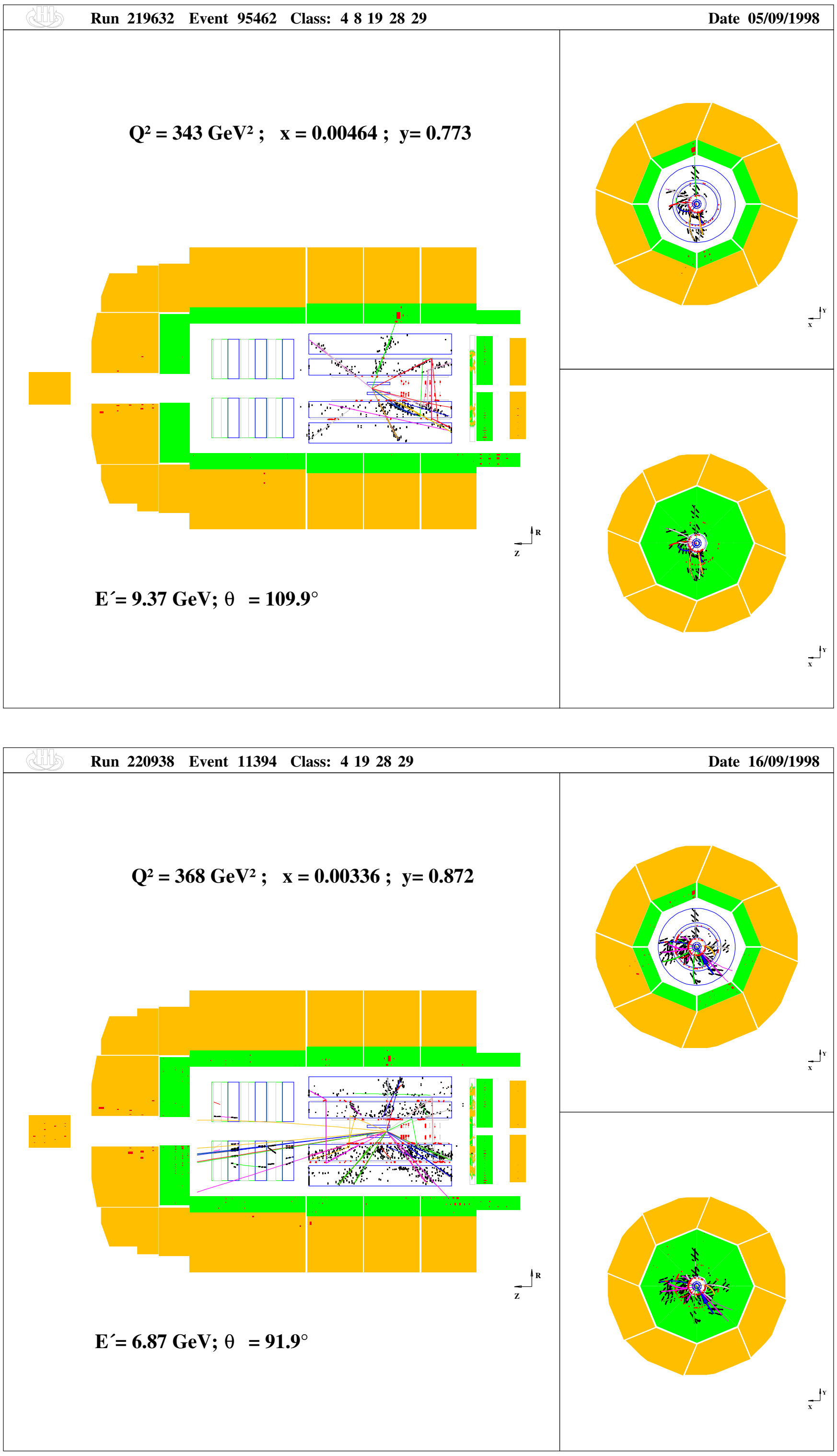


Abbildung B.4: Ereignisse im kinematischen Bereich der Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L.

B.2 Untergrundereignisse

Den Hauptbeitrag zum Untergrund liefern Photoproduktionsereignisse. In den Daten sind diese nur dann zweifelsfrei zu erkennen, wenn das einlaufende Elektron unter geringem Impulsübertrag in den Elektrontagger abgelenkt wird. Der Beitrag des gestreuten Elektrons, das im Strahlrohr verbleibt, fehlt bei der Summation der kinematische Hilfsvariablen $E - P_z$. Durch den kinametischen Schnitt $E - P_z > 35$ GeV wird der Photoproduktionsuntergrund wirksam reduziert.

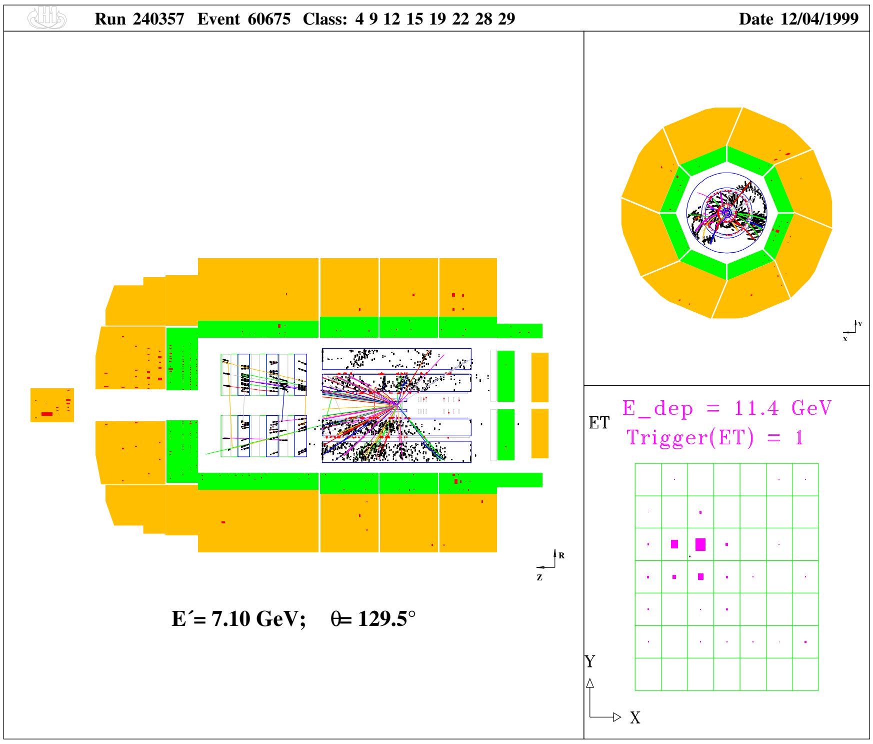
Ereignisse bei Impulsüberträgen $Q^2 \lesssim 100$ GeV^2, in denen das gestreute Elektron im SpaCal zu finden ist tragen ebenfalls zum Untergrund bei. Wie bei den Photoproduktionsereignissen wird ein Teilchen des hadronischen Endzustands als gestreutes Elektron mißidentifiziert. Bei der Selektion der NC-Ereignisse wurde der Beitrag elektromagnitischer Cluster aus der kinamatischen Hilfsvariablen $E - P_z$ eliminiert. Danach ist der Schnitt $E - P_z > 35$ GeV auch wirksam gegen Untergrundereignisse bei niedrigen Impulsüberträgen.

Eine weitere Untergrund-Klasse stellen QED-Compton-Ereignisse dar. In vorliegender Arbeit wurden QED-Compton-Ereignissen verwendet, um die Elektronenergiekalibration zu überprüfen, die aus den NC-Ereignissen gewonnen wurde. QED-Compton-Ereignisse werden anhand ihrer Topolgie erkannt und zurückgewiesen.

Der Prozeß der Elektron-Positron-Paar-Erzeugung $e^- p \rightarrow e^- e^+ e^- X$ trägt dann zum Untergrund bei, wenn mindestens eines der Endzustandsleptonen im LArC nachgewiesen wird. Auch diese Ereignisse werden anhand ihrer Topolgie erkannt und zurückgewiesen.

Den wichtigsten Beitrag zum Untergrund, der nicht auf eine $e^- p$-Wechselwirkung zurückzuführen ist, stammt von hochenergetischen Myonen. Diese verlieren beim Durchqueren des Detektors durch Bremsstrahlung Energie. Der elektromagnetische Schauer des Bremsstrahlungsphotons wird als tief inelastisch gestreutes Elektron mißidentifiziert. Dieser Untergrund wird durch die Vertexkriterien und spezielle Suchalgorithmen eliminiert.

Im folgenden werden exemplarische Darstellungen, der hier aufgeführten Untergrundklassen, gezeigt. Für den elektromagnetischen Cluster, der als getreutes Elektron mißidentifiziert wird, werden Energie und Polarwinkel angegeben. Weitere Erläuterungen sind den Bildunterschriften zu entnehmen.



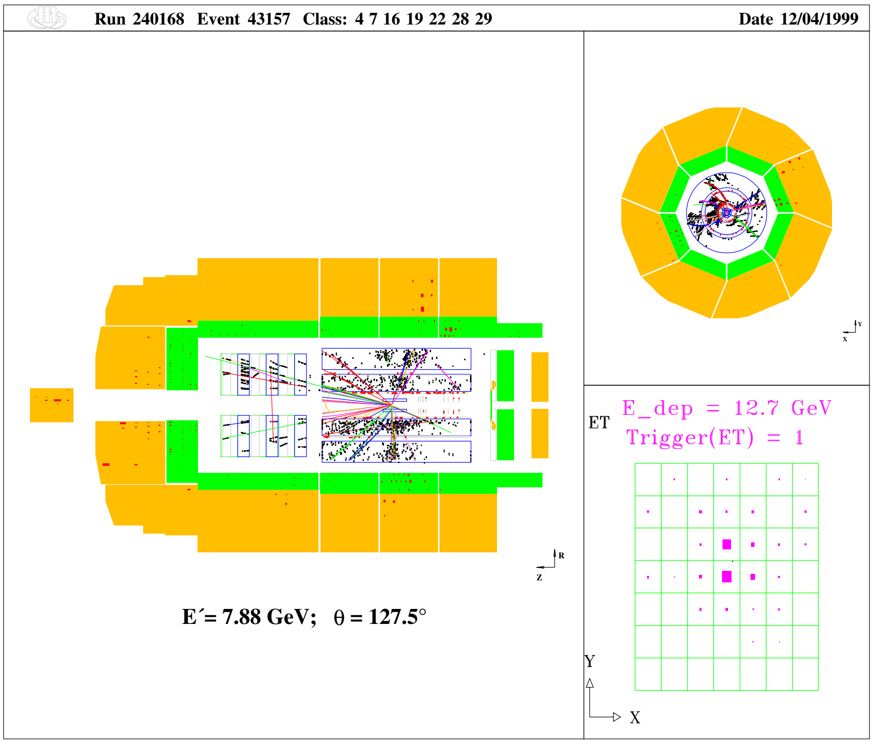


Abbildung B.5: Den größten Betrag zum Untergrund liefern Photoproduktionsereignisse, in denen ein Teilchen des hadronischen Endzustands als Elektron mißidentifiziert wird. In den gezeigten Ereignissen wird das Elektron im Elektrontagger nachgewiesen. Im kinematischen Bereich der F_L-Messung wird der Photoproduktionsuntergrund durch statistische Subtraktion eliminiert.

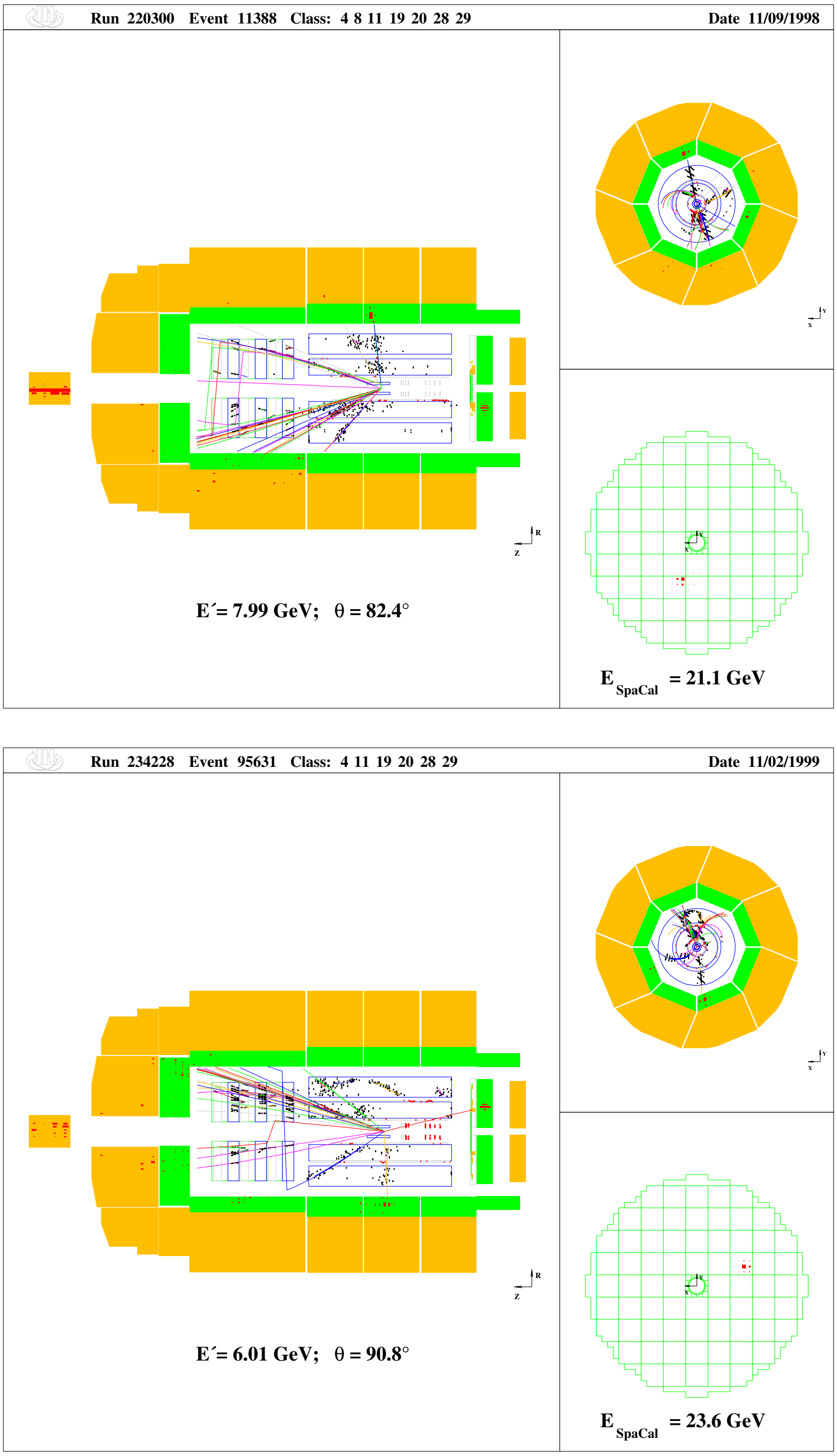
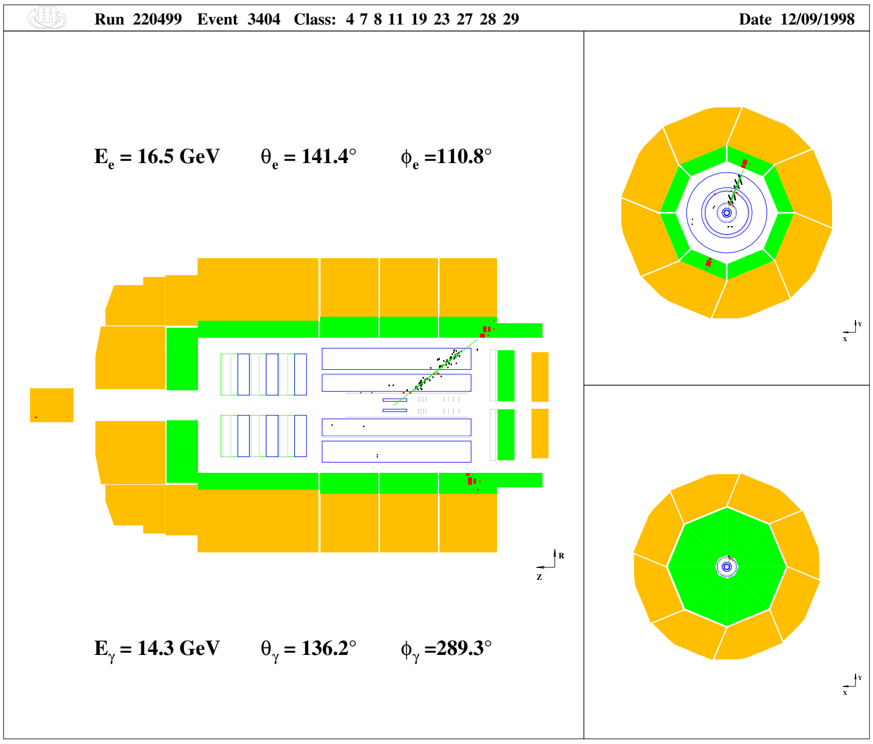


Abbildung B.6: Ereignisse bei niedrigem Impulsübertrag mit mißidentifiziertem Elektron im LArC. Das gestreute Elektron wird im SpaCal nachgewiesen.



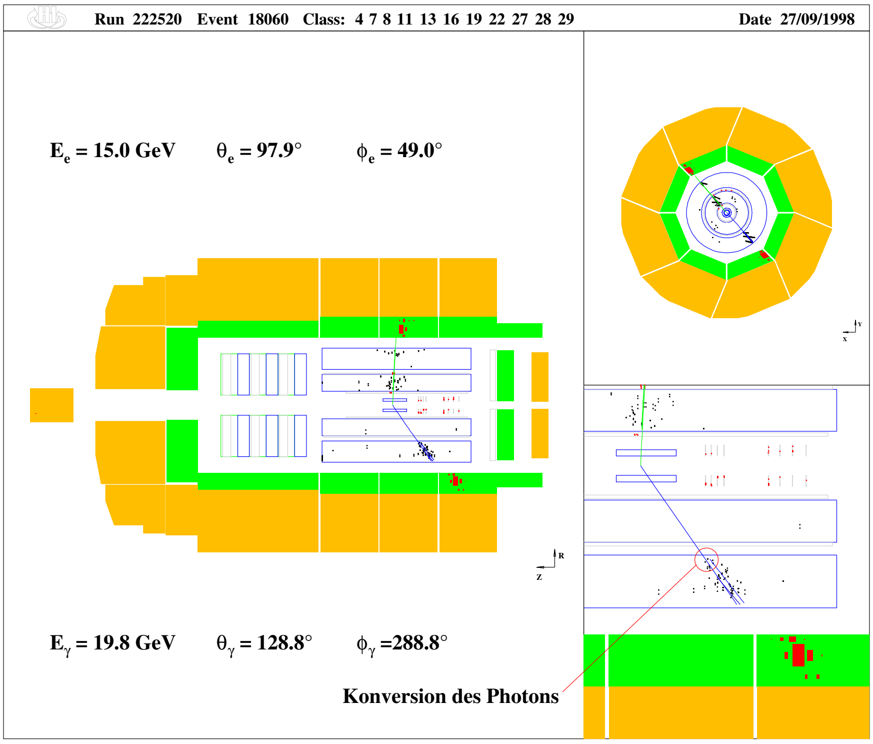
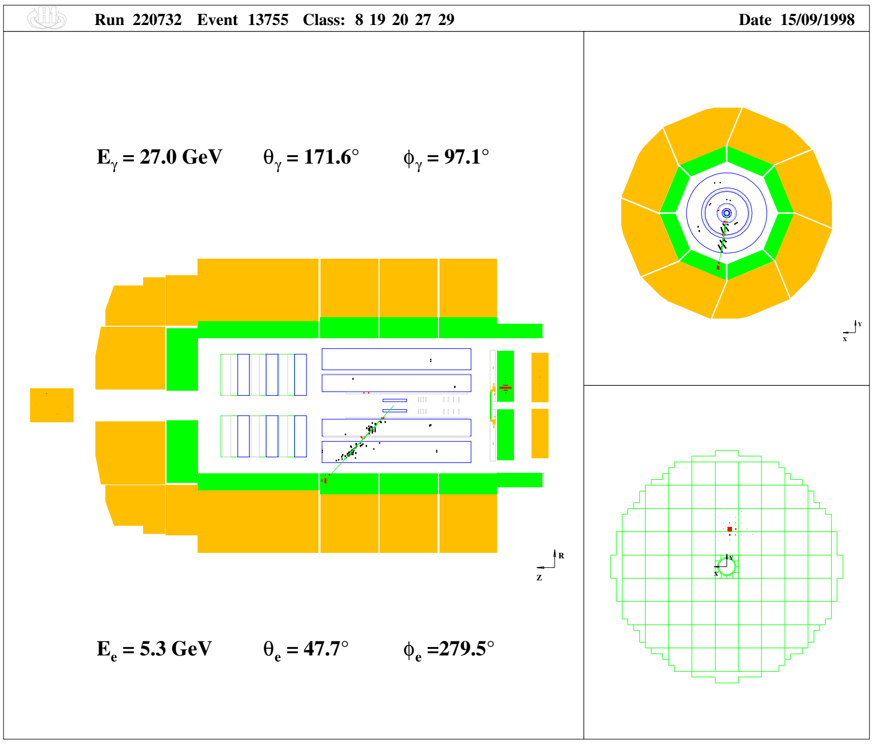


Abbildung B.7: QED-Compton-Ereignisse, bei denen sowohl das Elektron e als auch das Photon γ im LArC nachgewiesen wird. Im unteren Ereignis konvertiert das Photon in ein Elektron-Positron-Paar, für das beide Spuren als DTNV-Spuren rekonstruiert werden können.



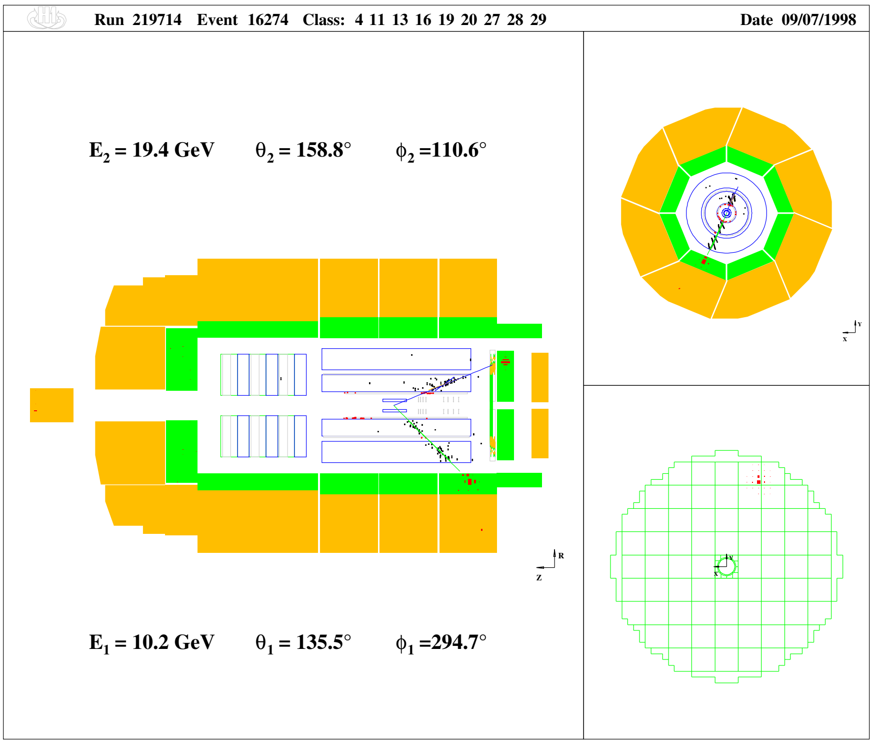
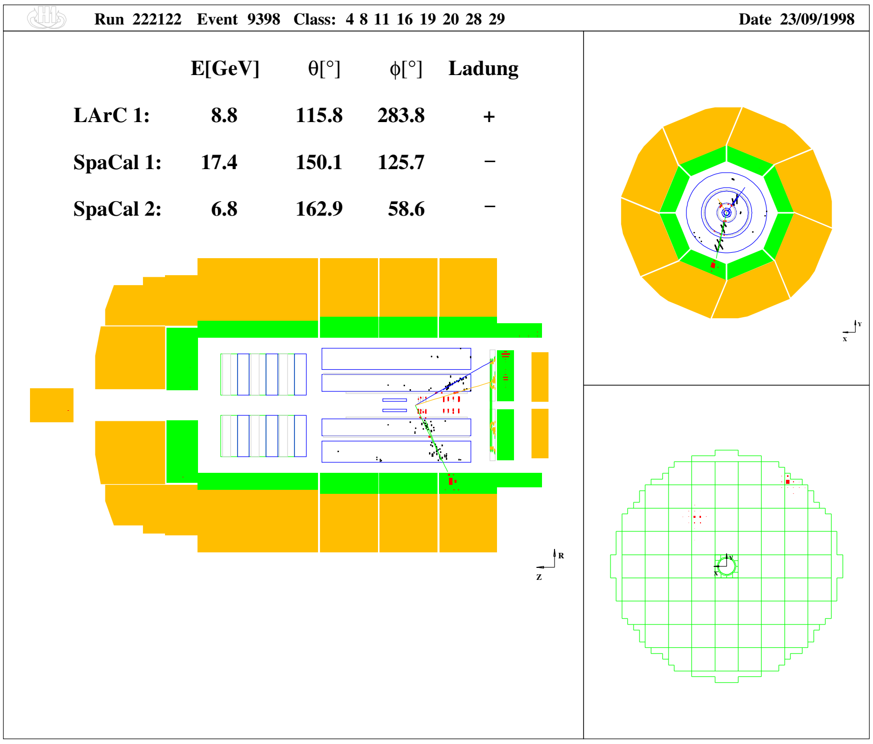


Abbildung B.8: QED-Compton-Ereignisse, bei denen der eine Cluster im LArC, der andere im SpaCal detektiert wird. Im QED-Compton-Ereignis (oben) wird der Transversalimpuls des Photon im SpaCal durch ein niederenergetisches Elektron im LArC balanciert. Das Compton-Photon in der unteren Abbildung konvertiert bereits im Strahlrohr.



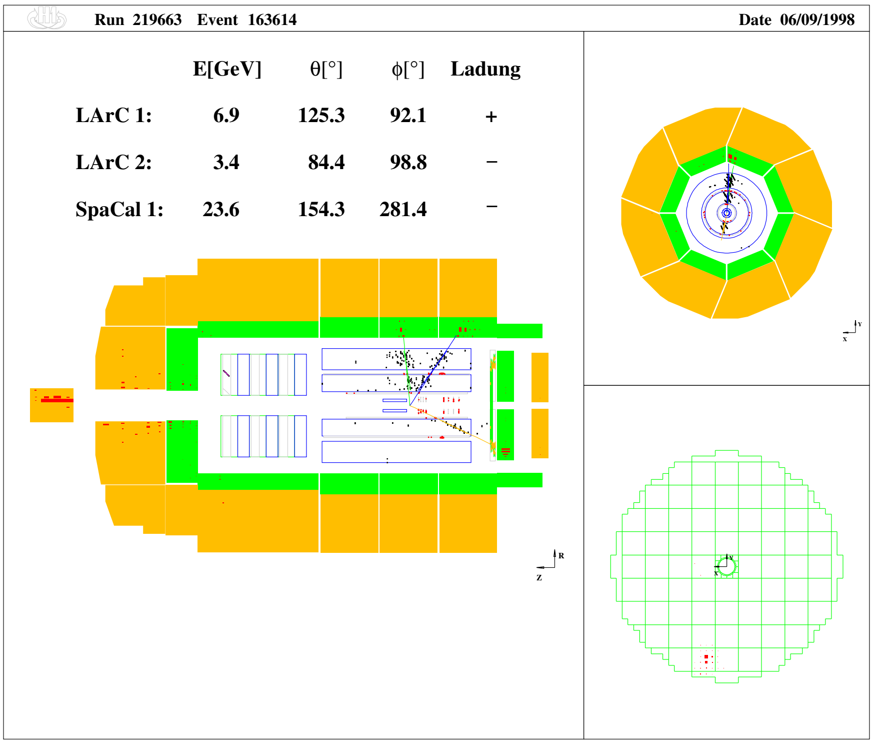


Abbildung B.9: Elektron-Positron-Paar-Erzeugung mit Clustern im SpaCal. Weitere Erläuterungen siehe Bildunterschrift auf der nächsten Seite

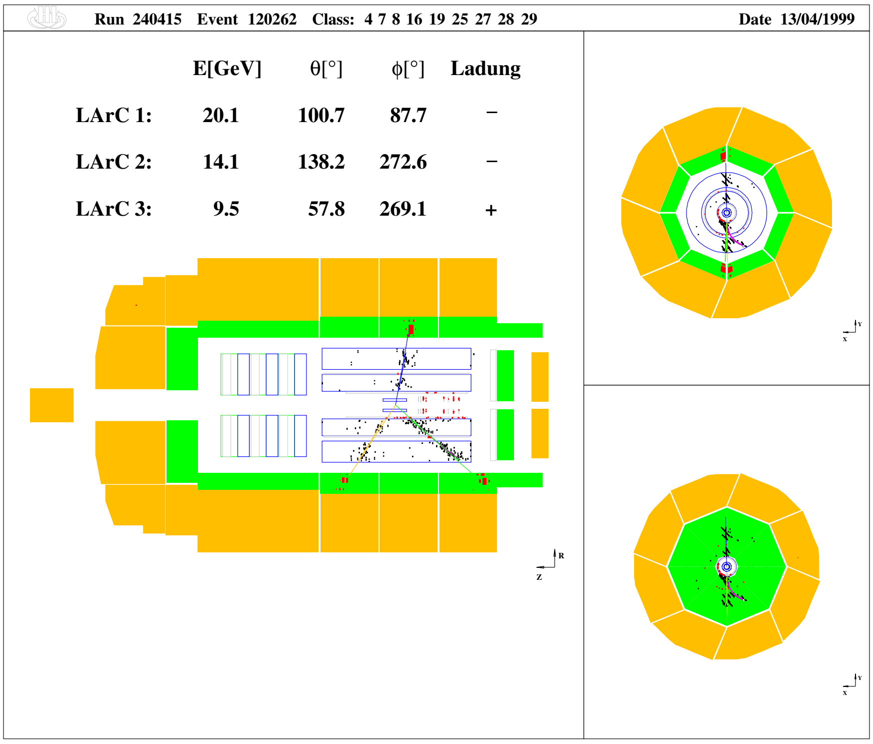
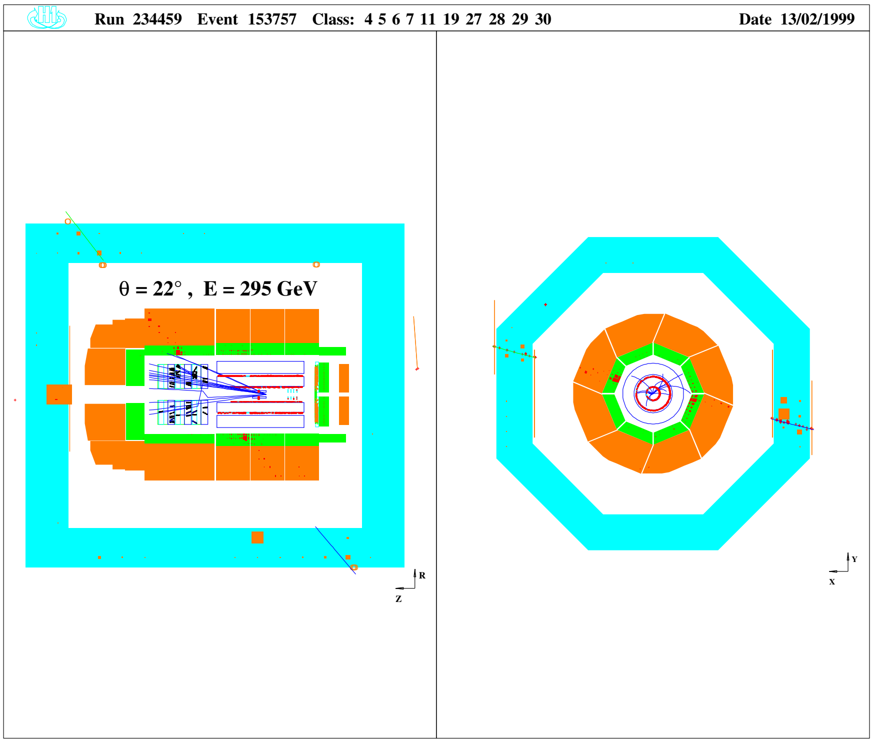


Abbildung B.10: Elektron-Positron-Paar-Erzeugung. In den gezeigten Ereignissen werden Elektron und Positron des e^+e^--Paars sowie das gestreute Elektron in den Spurkammern und Kalorimetern nachgewiesen. Wird mindestens eines der Leptonen im LArC nachgewiesen, tragen diese Ereignisse zum Untergrund bei. Am häufigsten sind Ereignisse, in denen zwei der Leptonen im SpaCal nachgewiesen werden (vorherige Seite oben), seltener werden zwei Leptonen (vorherige Seite unten) oder alle drei Leptonen (diese Seite) im LArC nachgewiesen.



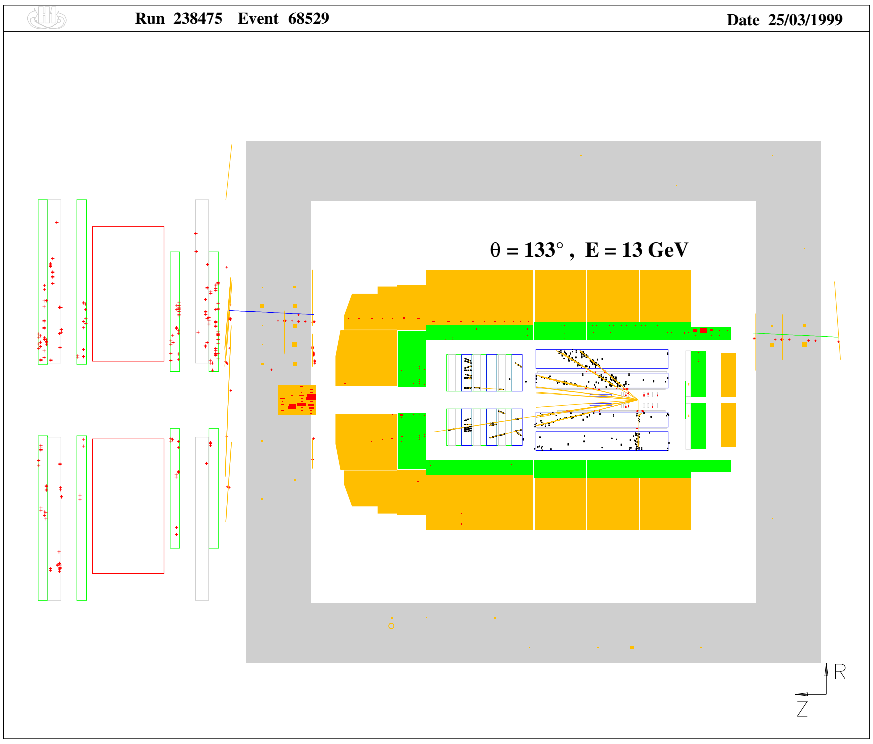


Abbildung B.11: Untergrundereignisse, verursacht von hochenergetischen Myonen. Kosmische Myonen (oben) und Myonen des Strahl-Halos (unten) verlieren durch Bremsstrahlung Energie. Das Bremsstrahlungsphoton löst einen elektromagnetischen Schauer aus, der als gestreutes Elektron einer *ep*-Wechselwirkung mißidentifiziert wird.

Literaturverzeichnis

[1] J.J.Thomson. Cathode Rays. *Philosophical Magazine*, **44**, page 293, 1897.

[2] G.Bellettini and A.Clark. Evidence for the top quark at Ferimlab. *Europhys. News*, **25**, page 86, 1994.

[3] Fermi National Accelerator Laboratory. Physicists Find First Direct Evidence for Tau Neutrino at Fermilab. Press Release 00-12, 07/2000.

[4] F.Halzen and A.D.Martin. QUARKS AND LEPTONS: An Introductory Course in Modern Particle Physics. John Wiley & sons, 1984.

[5] I.J.R.Aitchison and A.J.G.Hey. Gauge Theories in Particle Physics. *Graduate student series in physics*. Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, second edition, 1989.

[6] O.Nachtmann. Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik. Vieweg, 1986.

[7] P.Schmüser. The Electron Proton Colliding Beam Facility HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A235**, pages 201–208, 1984.

[8] H1 Collaboration, I.Abt et al. The H1 detector at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386**, pages 310–347, 1997.

[9] H1 Collaboration, I.Abt et al. The tracking calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386**, pages 348–396, 1997.

[10] ZEUS Collaboration. The ZEUS detector: Status report 1993.

[11] H1 Collaboration, I.Abt et al. Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the low x Region at HERA. *Nucl. Phys.*, **B407**, pages 515–535, 1993.

[12] H1 Collaboration, I.Abt et al. Scaling Violations of the Proton Structure Function F_2 at small x. *Phys. Lett.*, **B321**, pages 161–167, 1994.

[13] H1 Collaboration, I.Ahmet et al. A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$. *Nucl. Phys.*, **B439**, pages 471–502, 1995.

[14] H1 Collaboration, S.Aid et al. A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HERA. *Nucl. Phys.*, **B470**, pages 3–40, 1996.

[15] H1 Collaboration, C.Adloff et al. A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at low x and low Q^2 at HERA. *Nucl. Phys.*, **B497**, pages 3–40, 1997.

[16] H1 Collaboration, C.Adloff et al. Determination of the Longitudinal Proton Structure Function $F_L(x, Q^2)$ at Low x. *Phys. Lett..*, **B393**, page 452, 1997.

[17] H1 Collaboration, C.Adloff et al. Measurement of the Inclusive Deep Inelastic ep Scattering Cross Section at Low Q^2 at HERA. *contribution to ICHEP98*, 1998.

[18] H1 Collaboration, S.Aid et al. Measurement of the Q^2 Dependence of the Charged and Neutral Current Cross Sections in $e^{\pm}p$ Scattering at HERA. *Phys. Lett.*, **B379**, page 319, 1996.

[19] H1 Collaboration, C.Adloff et al. Measurement of neutral and charged current cross-sections in positron-proton collisions at large momentum transfer. *Eur. Phys. J.*, **C13**, pages 609–639, 2000.

[20] H1 Collaboration, C.Adloff et al. Deep-Inelastic Inclusive *ep* Scattering at Low x and a Measurement of α_s. DESY preprint: DESY 00-181, submitted to Eur. Phys. J. 12/00, 2000.

[21] ZEUS Collaboration, M.Derrick et al. Measurement of the proton structure function F_2 in *ep* scattering. *Phys. Lett.*, **B316**, pages 412–426, 1993.

[22] ZEUS Collaboration, M.Derrick et al. Measurement of Charged and Neutral Current e^-p Deep Inelastic Scattering Cross-Sections at high Q^2. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, pages 1006–1011, 1995.

[23] Zeus Collaboration, J.Breitweg et al. Comparison of ZEUS Data with Standard Model Predictions for $e^+p \rightarrow e^+X$ Scattering at High x and Q^2. *Z. Phys*, **C74**, pages 207–220, 1997.

[24] Zeus Collaboration, J.Breitweg et al. Measurement of high Q^2 neutral-current e^+ deep inelastic scattering cross-section at HERA. *Eur. Phys. J.*, **C11**, pages 427–445, 1999.

[25] S.Bentvelsen et al. Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA. In W.Buchmüller and G.Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 1, pages 23–40. DESY, 1992.

[26] G.Bernardi and W.Hildesheim. A detailed simulation of F_2 measurability at HERA. In W.Buchmüller and G.Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 1, pages 79–99. DESY, 1992.

[27] A.Blondel and F.Jacquet. In U.Amaldi, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, page 391. DESY 79/48, 1979.

[28] U.Bassler and G.Bernardi. On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A361**, pages 197–208, 1995.

[29] U.Bassler and G.Bernardi. Structure function measurements and kinematic reconstruction at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A426**, pages 583–598, 1999.

[30] L.N.Hand. Experimental Investigation of Pion Electroproduction. *Phys. Rev.*, **129**, pages 1834–1846, 1963.

[31] M.Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Phys. Lett.*, **8**, pages 214–215, 1964.

[32] J.D.Bjorken and E.A.Paschos. Inelastic Electron-Proton and γ-Proton Scattering and the Structure of the Nucleon. *Phys. Rev.*, **185**, pages 1975–1982, 1969.

[33] E.D.Bloom et al. High-Energy inelastic ep Scattering at 6° and 10°. *Phys. Rev. Lett.*, **23**, pages 930–934, 1969.

[34] M.Breidenbach et al. Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, **23**, pages 935–939, 1969.

[35] C.G.Callan and D.J.Gross. High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current. *Phys. Rev. Lett.*, **22**, pages 156–159, 1969.

[36] W.Albrecht et al. Separation of σ_L and σ_T in the region of deep inelastic electron-proton scattering. *DESY preprint*, **DESY 69-046**, page 7pp, 1969.

[37] H.Fritsch, M.Gell-Mann and H. Leutwyler. Advantages of the Color Octet Gluon Picture. *Phys. Lett.*, **B47**, pages 365–368, 1973.

[38] D.J.Gross and F.Wilczek. Asymptotically Free Gauge Theories. *Phys. Rev.*, **D8**, pages 3633–3652, 1973.

[39] S.Weinberg. Non-Abelian Gauge Theories of the strong Interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **31**, pages 494–497, 1973.

[40] Y.L.Dokshitzer. Calculation of structure functions of deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromo dynamics. *Sov. Phys. JTEP*, **46**, pages 641–653, 1977.

[41] V.N.Gribov and L.N.Lipatov. Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory. *Sov. Journ. Nucl. Phys.*, **15**, pages 438–450, 1972.

[42] V.N.Gribov and L.N.Lipatov. e^+e^--Pair Annihilation and Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory. *Sov. Journ. Nucl. Phys.*, **15**, pages 675–684, 1972.

[43] G.Altarelli and G.Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys.*, **B126**, pages 298–318, 1977.

[44] G.Altarelli and G.Martinelli. Transverse Momentum of Jets in Electroproduction from Quantum Chromodynamics. *Phys. Lett.*, **B76**, page 89, 1978.

[45] R.G.Roberts. The structure of the proton. Cambridge University Press, 1990.

[46] A.M.Cooper-Sarkar et al. Measurement of the Longitudinal Structure Function and the small x Gluon Density of the Proton. *Z. Phys.*, **C39**, page 281, 1988.

[47] A.M.Cooper-Sarkar et al. Measurement of $F_L(x, Q^2)$ at Low-x and Extraction of The Gluon Distribution. In W.Buchmüller and G.Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 1, pages 155–170. DESY, 1992.

[48] J.L.Miramontes, J.Sanchez. Next-to-leading order analysis of the Deep Inelastic $R = \sigma_L/\sigma_T$. *Nucl. Phys.*, **B353**, page 337, 1991. and references therein.

[49] H.Fritsch and P.Minkowski. Flavordynamics of Quarks and Leptons. *Phys. Rept.*, **73**, pages 67–173, 1981.

[50] C.Quiggs. Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions, series: Frontiers in Physics. Benjamin, Reading, Massachusetts, 1983.

[51] M.Klein und T.Riemann. Electroweak Interaction Probing the Nucleon Structure. *Z. Phys.*, **C24**, pages 151–155, 1984.

[52] Particle Data Group, C.Caso et al. Review of Particle Physics. *Eur. Phys. J.*, **C3**, pages 1–794, 1998.

[53] A.D.Martin, R.G.Roberts and W.J.Stirling. Parton distributions updated. *Phys. Lett.*, **B306**, pages 145–150, 1993. Erratum, Phys. Lett. **B309**, 1993, page 492.

[54] M.Glück, E.Reya and A.Vogt. Dynamical parton distributions of the proton and small x physics. *Z. Phys.*, **C67**, page 433, 1995.

[55] BCDMS Collaboration, A.C.Benvenuti et al. A High Statistics Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and R from Deep Inelastic Muon Scattering at High Q^2. *Phys. Lett.*, **B223**, page 485, 1989.

[56] NMC Collaboration, M.Arneodo et al. Measurement of the proton and the deuteron structure functions F_2^p and F_2^d. *Phys. Lett.*, **B364**, pages 107–115, 1995.

[57] M.Böhm und H.Spiesberger. Radiative corrections to neutral current deep inelastic lepton nucleon scattering at HERA energies. *Nucl. Phys.*, **B294**, page 1081, 1987.

[58] D.Bardin et al. Electroweak radiative corrections to Deep Inelastic Scattering at HERA: Neutral Current Scattering. *Z. Phys.*, **C42**, page 679, 1989.

[59] H.Spiesberger et al. Radiative Corrections at HERA. In W.Buchmüller and G.Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 2, pages 798–839. DESY, October 1992.

[60] B.Heinemann. Measurement of Charged Current and Neutral Current Cross Sections in Positron-Proton Collisions at $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV. Dissertation, Universität Hamburg, 1999.

[61] H1 Calorimeter Group, B.Andrieu et al. The H1 Liquid Argon Calorimeter System. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A336**, pages 460–498, 1993.

[62] H1 Spacal Group, R.-D.Appuhn et al. The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386**, pages 397–408, 1997.

[63] M.Keller et al. A highly compact electromagnetic calorimeter for the VLQ spectrometer in H1 at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A409**, pages 604–607, 1998.

[64] M.Ruffer. Implementierung des Silizium-instrumentierten PLUG-Kalorimeters in den H1-Detektor. Dissertation, Universität Hamburg, 1992.

[65] W.J.Willis et al. Liquid-Argon Ionization Chambers as Total-Absorption Detectors. *Nucl. Instrum. Meth.*, **120**, pages 221–236, 1974.

[66] H1 Calorimeter Group, B.Andrieu et al. Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A350**, pages 57–72, 1994.

[67] H1 Calorimeter Group, B.Andrieu et al. Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A336**, pages 499–509, 1993.

[68] J.Bürger et al. The Central Jet Chamber of the H1 Experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A279**, pages 217–222, 1989.

[69] S.Egli et al. The Central Inner z Drift Chamber of the H1 Experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A283**, pages 487–491, 1989.

[70] P.Marage et al. Construction of a cylindrical MWPC for the central tracking detector of H1. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **16**, page 518, 1990.

[71] K.Müller et al. Construction and performance of a thin cylindrical multi wire proportional chamber with cathode pad readout for the H1-Experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A312**, pages 457–466, 1992.

[72] S.Burke et al. Track finding and fitting in the H1 Forward Track Detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A373**, pages 227–260, 1996.

[73] G.A.Beck et al. Radial Wire Drift Chambers for the H1 Forward Track Detector at HERA: Design, Construction and Performance. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A283**, pages 471–476, 1989.

[74] H.Itterbeck. Techniques and Physics of the Central- Myon-Trigger System of the H1-Detector at HERA. Dissertation, RWTH Aachen, 1997.

[75] H.Bethe and W.Heitler. On the Stopping of fast Particles and on the Creation of Positive Electrons. *Proc. Roy. Soc.*, **A146**, page 83, 1934.

[76] H1 Collaboration. Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA. In *Proceedings of the International Conference on High Energy Physics*, pages 17–26. DESY, 1996.

[77] N.Gogitidze and S.Levonian. An Offline Luminosity Determination for the H1 e^+p Data. H1–Note H1-01/96-471, DESY, 1996.

[78] G.A.Schuller and H.Spiesberger. DJANGO: The Interface for the Event Generators HERACLES and LEPTO. In W.Buchmüller and G.Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 3, pages 1419–1432. DESY, October 1992.

[79] A.Kwiatkowski, H.Spiesberger and H.J.Mohring. HERACLES: An Event Generator for *ep* Interactions at HERA Energies including Radiative Processes: Version 1.0. *Comp. Phys. Comm.*, **69**, pages 155–172, 1992.

[80] G.Ingelman. LEPTO Version 6.1 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering. In W.Buchmüller and G.Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 3, pages 1366–1394. DESY, October 1992.

[81] L.Lonnblad. ARIADNE Version 4 – A program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model. *Comp. Phys. Comm.*, **71**, pages 15–31, 1992.

[82] T.Sjöstrand and M.Bengtsson. The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics – Jetset Version 6.3 – An Update. *Comp. Phys. Comm.*, **43**, pages 367–379, 1987.

[83] T.Sjöstrand. High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comp. Phys. Comm.*, **82**, pages 74–89, 1994.

[84] M.Glück, E.Reya and A.Vogt. Photonic parton distributions. *Phys. Rev.*, **D46**, pages 1973–1979, 1992.

[85] A.Courau und P.Kessler. QED Compton scattering in high-energy electron - proton collisions. *Phys. Rev.*, **D46**, pages 117–124, 1992.

[86] J.A.M.Vermaseren. Two Photon Processes at very high Energies. *Nucl. Phys.*, **B229**, page 347, 1983.

[87] S.Baranov et al. A Generator for Lepton Pair Production. In W.Buchmüller and G.Ingelmann, *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, volume 3, pages 1478–1482. DESY, October 1991.

[88] J.Meyer. Guide for the H1 simulation program H1SIM. internal Software–Note 03-11/89, DESY, 1989.

[89] R.Brun et al. GEANT3 User's Guide. *CERN-DD/EE-84-1*, 1987.

[90] M.Peters. Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer. Dissertation, MPI München, 1992.

[91] M.Rudowicz. Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor. Dissertation, MPI München, 1992.

[92] E.Elsen. Aspects of the H1 trigger and data acquisition system. Prepared for 2nd Annual Conference on Electronics for Future Colliders, Chestnut Ridge, N.Y., 19-21 May 1992.

[93] G.Grindhammer et al. The First Level LAr Trigger Physics Requirement. H1–Note H1-TR-301, DESY, 1987.

[94] H.Krehbiel. The H1 Trigger Decider: From Trigger Elements to L1-Keep. H1–Note H1-09/92-239, DESY, 1992.

[95] C.Beigbeder. Level 2 Topological Trigger (L2TT) Hardware. H1–Note H1-07/98-547, DESY, 1998.

[96] J.K.Köhne et al. Realization of a second level neural network trigger for the H1 experiment at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A389**, pages 128–133, 1997.

[97] H.Brettel et al. The First Level Liquid Argon Calorimeter Trigger Technical Realisation. Internal Report H1-TR-301, DESY, 1987.

[98] B. Reisert et al. LAr Trigger Optimization. Minutes of the Trigger Meeting, 16.11.1999.

[99] T.Carli et al. Performance of the H1 LAr Trigger in 1994. H1–Note H1-07/95-445, DESY, 1995.

[100] V.Radeka et al. Speed and Noise Limits in Ionisation Chamber Calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A265**, pages 228–242, 1988.

[101] J.Fent et al. Study to noisereduction in H1-Triggerchannels with large towercapacities. Internal Report MPI-TR-007, MPI für Physik in München, 1995.

[102] A.Babaev et al. Proposal to Upgrade the LAr Calorimeter and Trigger Electronics. H1–Note H1-01/96-470, DESY, 1996.

[103] B.Reisert. Einsatz neuer Vorverstärker Elektronik im Flssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors am HERA-Speicherring. Diplomarbeit, LMU München, 1996.

[104] M.Borowski. Untersuchungen zum Verhalten der Ausleseelektronik des H1-Flüssigargonkalorimeters. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1998.

[105] R.Maraček et al. Upgrade of the H1 Liquid Argon Calorimeter Trigger. In A.Maio M.J.Varanda G.Barreira, B.Tomé, *Proceedings of the Eighth International Conference on Calorimetry in High Energy Physics*, pages 583–590. World Scientific, October 1999.

[106] H1 Collaboration. Proposal to Upgrade the LAr Calorimeter Trigger: The Jet Trigger. Technical Report DESY-PRC-99-02, DESY, 1999.

[107] D.Breton et al. H1 Calorimeter Calibration Electronics. H1–Note H1-04/92-219, DESY, 1992.

[108] H1 Collaboration Trigger Coordinators. H1 Trigger Information. available on WWW: http://www-h1.desy.de/itrigger; restricted access, 2000.

[109] S.Eichenberger et al. A fast pipelined trigger for the H1 experiment based on multiwire proportional chamber signals. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A323**, pages 532–536, 1992.

[110] T.Wolff et al. A Drift chamber track finder for the first level trigger of the H1 experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A323**, pages 537–541, 1992.

[111] J.C.Bizot. Pure Lar calorimeter L2TT trigger elements. H1–Note H1-07/99-574, DESY, 1999.

[112] P.Bruel. Rechereche d'interactions au-delà du Modèle Standard à HERA. Dissertation, Orsay, 1998.

[113] B.Heinemann et al (DUK), Z.Zhang et al (Marsaille), M.Ellerbrock (Heidelberg). Alignment of the LAr Calorimeter. Presentations and Discussions on H1 HIP-meetings, 1998-2000.

[114] M.Ellerbrock et al. Mesurement of the Electron Polar Angle. Presentations and Discussions on H1 HIP-meetings, 1998-2000.

[115] S.Kermiche and J.Marks. LAr electromagnetic energy scale studies using NC DIS (1+1) jet and QED Compton events for the e^+p 1994 H1 data. H1–Note H1-12/95-466, 1995.

[116] M.Ellerbrock. Der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms bei höchsten Impulsüberträgen in der e^-p-Streuung. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1999.

[117] R.Stamen. Analyse quasireeller QED-Compton-Ereignisse. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1998.

[118] R.Maraček. A Study of Quasi-Real QED Compton Events at HERA. Dissertation, Kosice/Slovakia, 1998.

[119] H.-P.Wellisch et al. Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques. Technical Report MPI-PhE/94-03, MPI für Physik, 1994.

[120] V.Chekelian. Simulation and Reconstruction in the H1 Liquid Argon Calorimetry. H1–Note H1-04/93-288, ITEP, 1993.

[121] H.Kuester. On the treatment of calorimeter cells and clusters in H1REC and PHAN Physics analysis. Internal Software Note 45-03, DESY, 1994.

[122] V.Chekelian. Dead Material Corrections in H1REC/H1SIM. Discussions on H1 HIP-meetings, 1998-2000.

[123] V.Arkadov. Measurement of Deep-Inelastic ep Scattering Cross Section using the Backward Silicon Tracker at the H1 Detector at HERA. Dissertation, Humboldt Universität zu Berlin, 2000.

[124] V.Chekelian and A.Zhokin. Hadronic Calibration of the LArC. Presentations and Discussions on H1 ELAN-meetings, 1998-2000.

[125] I.Negri et al. A Minimal Comprehensive Set of Muon Background Topological Finders for High P_T Physics Analysis. H1–Note H1-10/96-498, DESY, 1996.

[126] E.Chabert et al. An Updated Phan Package for Cosmic and Halo Muon Topological Rejection in High P_T Physics Analysis. H1–Note H1-11/98-556, DESY, 1998.

[127] J.Steinhart. Die Bestimmung des Ereignis-Zeitnullpunktes mit der zentralen Spurenkammer am H1-Detektor und seine Anwendung zur Unterdrückung von Untergrund. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1995.

[128] S.Glazov. Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and $F_L(x, Q^2)$ with the H1 Detector at HERA. Dissertation, Humboldt Universität zu Berlin, 1997.

[129] D.Eckstein. Dissertation, Humboldt Universität zu Berlin, in preparation.

[130] S.Levonian. $e^- p$-luminosity and satellite bunch corrections. numbers communicated via email, 07/07/2000.

[131] H1 Collaboration, C.Adloff et al. Measurement of Neutral and Charged Current Cross Sections in Electron-Proton Collisions at High Q^2 at HERA. DESY preprint: DESY 00-187, submitted to Eur. Phys. J. 12/00, 2000.

[132] Zeus Collaboration, M.Derrick et al. Measurement of the F_2Structure Function in Deep Inelastic $e^+ p$ Scattering using the 1994 Data from the ZEUS Detector at HERA. *Z. Phys.*, **C72**, pages 399–424, 1996.

[133] WA25 Collab. D.Allasia et al. Q^2 Dependence of the Proton and Neutron Structure Functions from Neutrino and Antineutrino Scattering in Deuterium. *Z. Phys.*, **C28**, pages 321–333, 1985.

[134] WA59 Collab. K.Varvell et al. Measurement of the structure functions F_2 and xF_3 and comparison with QCD predictions including kinematical and dynamical higher twist effects. *Z. Phys.*, **C36**, pages 1–13, 1987.

[135] CDHSW Collab. P.Berge et al. A measurement of differential cross-sections and nucleon structure functions in charged-current neutrino interactions on iron. *Z. Phys.*, **C49**, pages 187–223, 1991.

[136] CCFR Collab. W.G.Seligman et al. Improved Determination of α_s From Neutrino-Nucleon Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, pages 1213–1216, 1997.

[137] E.Rizvi and T.Sloan. $xF_3^{\gamma Z}$ in Charged Lepton Scattering. *DESY report*, **DESY 00-188**, 2000.

[138] D.J.Gross and C.H.Llewellyn-Smith. High-Energy Neutrino-Nucleon Scattering, Current Algebra and Partons. *Nucl. Phys.*, **B14**, pages 337–347, 1969.

[139] CCFR Collab. J.H.Kim et al. A measurement of $\alpha_2(Q^2)$ from the Gross-Llewellyn Smith Sum Rule. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, pages 3595–3598, 1998.

[140] S.A.Larin and J.A.M.Vermaseren. The α_s^3 corrections to the Bjorken sum rule for polarized electroproduction and to the Gross-Llewellyn Smith sum rule. *Phys. Lett.*, **B259**, pages 345–352, 1991.

[141] G.Hämmerlin and K.-H.Hoffmann. Numerische Mathematik. Springer Verlag, Berlin, 1992.

[142] P.M.Fishbane and R.L.Kingsley. Difference Between e^+ and e^- Deep-Inelastic Scattering. *Phys. Rev.*, **D8**, pages 3074–3079, 1973.

[143] G.T.Bodwin and C.D.Stockham. Comment on “Difference Between e^+ and e^- Deep-Inelastic Scattering”. *Phys. Rev.*, **D11**, pages 3324–3327, 1975.

[144] H.Spiesberger. private communication.

[145] K. R. Long. Future e p physics: The outlook for HERA. 1999.

Danksagung

Diese Arbeit wurde innerhalb der H1-Gruppe des Münchner Max-Planck-Instituts für Physik angefertigt. Ich danke allen Mitgliedern dieser Gruppe für die gute Zusammenarbeit und zahllose Diskussionen in freundlicher und harmonischer Atmosphäre.

Dabei soll auch die angenehme Zusammenarbeit mit weiteren Kollegen innerhalb der H1-Kollaboration nicht unerwähnt bleiben, die ich in häufigen Aufenthalten am DESY oder bei Tagungen kennenlernen durfte. Insbesondere danke ich allen Mitgliedern der H1-Kollaboration, die durch ihren Einsatz für Hardware und Software des H1-Experiments vorliegende Analyse ermöglicht haben.

Besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. Christian Kiesling für die vielen motivierenden und fruchtbaren Diskussionen sowohl über physikalische als auch algorithmische Themen, für die Freiheit in der Auswahl des Themas und in der Durchführung der Arbeit sowie für das in mich gesetzte Vertrauen.

Prof. Dr. Gerd Buschhorn danke ich besonders für die freundliche Aufnahme am Max-Planck-Institut, wodurch die Durchführung dieser Arbeit erst möglich wurde.

Den ehemaligen Mitgliedern der LAr-Trigger-Gruppe, Dr. Tancredi Carli, Dr. Jobst Köhne, Dr. Karsten Rüter, danke ich für die Einführung in die „Geheimnisse“ des Flüssig-Argon-Kalorimeter-Triggers. Die gute und erfolgreiche Zusammenarbeit mit den Elektronikern des Max-Planck-Instituts, insbesondere mit Jürgen Fent, Walter Fröchtenich, Barbara Dulny, Thomas Kobler und Werner Haberer erwies sich als besonders wertvoll. Meinen Kollegen Thomas Schörner, Ana Dubak und Dr. Richard Maraček danke ich für die fortgesetzte Betreuung des LAr-Triggers. Besonders hervorheben möchte ich Alexei Babaev, seine ständige Hilfsbereitschaft bei Hardware Problemen in Halle Nord und seinen unermüdlichen Einsatz für den störungsfreien Betrieb des LAr-Triggers.

Dr. Vladimir Chekelian danke ich für die vielen Tips, Tricks und Techniken der Physikanalyse, die ich von ihm gelernt habe. Seine Zielstrebigkeit hat sehr zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen. Die vielen fruchtbaren Diskussionen in der „H1 Physics Workinggroup for High P_T and Q^2 (HIP)“ haben die Veröffentlichung der Resultate dieser Analyse erst möglich gemacht. Für die enge und erfolgreiche Zusammenarbeit danke ich insbesondere Dr. Eram Rizvi, Dr. Beate Heinemann, Dr. Andrew Mehta, Malte Ellerbrock und Dr. Ziquing Zhang. Besondere Freude machte es mir, Ana Dubak in die Physikanalyse einzuführen. Die vielen Fragen und Diskusionen haben auch mein Verständnis für Physik und Analysetechniken vertieft.

Besonders hilfreich bei der Behebung „sonstiger Probleme“ mit Druckern und Computer sowie bei der Reiseplanung waren Josef Huber, Uwe Leupold sowie Marlene Schaber. Meinen Eltern, Verwandten und Freunden danke ich für ihre Unterstützung.

Curriculum vitae

Angaben zur Person:

Name:	Burkard Christian Reisert
Geburtsdatum:	11. Juni 1971
Geburtsort:	Würzburg

Schulausbildung:

1977 – 1981	Volksschule Margetshöchheim am Main
1981 – 1990	Friedrich Koenig Gymnasium Würzburg
29. Juni 1990	Abitur

Wehrdienst:

Juli 1990 – Juni 1991	Grundwehrdienst, Sanitätsbataillon 12. Veitshöchheim

Hochschulausbildung:

WS 1991/92 – SS 1993	Studium der Physik (Diplom) an der Julius-Maximilians-Universität Würzburg
WS 1993/94 – SS 1997	Studium der Physik (Diplom) an der Ludwig-Maximilians-Universität München
August 1996 – August 1997	Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Physik Thema der Diplomarbeit: *Einsatz rauscharmer Vorverstärker im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Experiment bei HERA.*
24. August 1997	Abschluß: Diplom-Physiker (Univ.)
Seit 1. Oktober 1997	Promotions-Stipendiat der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. am Institut für Physik