Untersuchung von Prozessen des geladenen und neutralen Stroms mit dem H1-Detektor bei HERA

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Günter Martin

aus Forchheim

Hamburg
1997

Gutachter der Dissertation	:	Prof. Dr. Blobel
		Prof. Dr. Klanner
Gutachter der Disputation	:	Prof. Dr. Büßer
		Prof. Dr. Klanner
Datum der Disputation	:	23. September 1997
Sprecher des Fachbereichs Physik und		
Vorsitzender des Promotionsausschusses	:	Prof. Dr. Kramer

Abstract

In this thesis an analysis of electroweak processes in e^+p interaction is presented. This analysis is based on the data taken in the years 1994 and 1995 by the H1 Experiment at HERA. This data corresponds to an integrated luminosity $\mathcal{L} = 6.57\,\mathrm{pb}^{-1}$. At the ep-collider HERA it is possible to analyze charged current and neutral current events at a center of mass energy $\sqrt{s} = 300\,\mathrm{GeV}$.
For a transverse momentum of the scattered lepton $p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ and within the inelasticity $0.1 < y < 0.9$ the total cross sections of charged current interactions ($e^+p \to \bar{\nu}X$) and neutral current interactions ($e^+p \to e^+X$) as well as the differential cross sections $d\sigma/dx$, $d\sigma/dy$ and $d\sigma/dQ^2$ are measured. Based on the differential cross section $d\sigma/dQ^2$ it is possible to determine the mass of the W boson $m_{W,prop} = (79.4^{+7.7}_{-7.1} \pm 5.5)\,\mathrm{GeV/c^2}$ as it enters the propagator term. The differential cross section $d\sigma/dy$ allows a study of the helicity of quarks and antiquarks in the proton.

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird eine Analyse elektroschwacher Prozesse in der e^+p-Wechselwirkung vorgestellt. Die Untersuchung basiert auf den in den Jahren 1994 und 1995 aufgezeichneten Daten des Experiments H1 bei HERA. Diese entsprechen einer integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ von $6.57\,\mathrm{pb}^{-1}$. Am ep-Speichering HERA lassen sich bei einer Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ von $300\,\mathrm{GeV}$ Prozesse des geladenen und neutralen Stroms untersuchen.
In einem kinematischen Bereich des Transversalimpulses des gestreuten Leptons $p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ und einer Inelastizität y im Intervall $0.1 < y < 0.9$ werden die totalen Wirkungsquerschnitte des geladenen Stroms ($e^+p \to \bar{\nu}X$) und des neutralen Stroms ($e^+p \to e^+X$), sowie die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx$, $d\sigma/dy$ und $d\sigma/dQ^2$ gemessen. Basierend auf dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ kann die Masse des ausgetauschten virtuellen W-Bosons zu $m_{W,prop} = (79.4^{+7.7}_{-7.1} \pm 5.5)\,\mathrm{GeV/c^2}$ bestimmt werden, wie sie in den Propagatorterm eingeht. Durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$ kann man die Helizität des Quark- bzw. Antiquarkinhalts des Protons überprüfen.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Neugierde des Menschen ist der Antrieb zur Erforschung der Zusammensetzung der uns umgebenden Materie. Der Ausgangspunkt zur modernen Sicht des Aufbaus der Materie war die Annahme des Griechen Demokrit vor mehr als 2000 Jahren, daß der elementare Baustein aller Materie das Atom sei. Den ersten großen Durchbruch zum Verständnis des Atomaufbaus gelang 1911 Ernest Rutherford durch seinen historischen Streuversuch [Rut11], bei dem er α-Teilchen als Sonden zur Untersuchung von Goldatomen einsetzte und dabei entdeckte, daß das Atom einen punktförmigen Kern besitzt.

In Analogie zu diesem Experiment wurde die moderne Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA zur Erforschung des Protons konzipiert und im Jahre 1992 in Betrieb genommen. Bei HERA fungieren, im Gegensatz zu den α-Teilchen bei Rutherford, Elektronen bzw. Positronen als Sonden. Durch HERA werden Protonen auf eine Energie von 820 GeV und Elektronen bzw. Positronen auf 27.5 GeV beschleunigt. Die punktförmige Struktur der Positronen erlaubt es bei dieser Energie, Objekte im Proton bis zu einer Größe von 10^{-16} cm aufzulösen. Die tiefunelastischen Lepton-Proton-Streuung bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von 300 GeV ermöglicht es erstmals, elektroschwache Effekte in einem kinematischen Bereich zu untersuchen, in dem die Masse des Austauschteilchens, des intermediären $W^{\pm}$-Bosons, im Prozeß des geladenen Stroms meßbar wird [H194a, Zeus95]. Auch der Einfluß des massiven Z^0-Bosons im Prozeß des neutralen Stroms sollte bei HERA [Coz87] in naher Zukunft, bei Akkumulation ausreichender Luminosität, nachweisbar sein.

In dieser Arbeit werden die in den Jahren 1994 und 1995 vom H1-Experiment aufgezeichneten Daten der Positron-Proton-Wechselwirkung untersucht. Die Analyse gilt den Ereignissen des geladenen und neutralen Stroms in der tiefunelastischen Streuung bei HERA und der Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx$, $d\sigma/dy$ und $d\sigma/dQ^2$. Durch die Aufschlüsselung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dy$ des geladenen Stroms nach der unterschiedlichen Helizität der Konstituenten des Protons kann die (V−A)-Theorie überprüft werden. Durch eine Anpassung der W-Masse im Rahmen des Standardmodells [Gla61, Wei67, Sal68] an den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ des geladenen Stroms ist es möglich, Messungen der reellen W-Masse am $p\bar{p}$-Beschleuniger

TEVATRON [D096, CDF95] und neuere Messungen am e^+e^--Speichering LEP2 [Aleph97, Delphi97, L397, Opal96] zu bestätigen. Der Beitrag des Z^0-Bosons zur quantenmechanischen γ, Z^0-Interferenz im Prozeß des neutralen Stroms ist zur Zeit statistisch nicht signifikant nachweisbar, da der Beitrag zum Gesamtquerschnitt sehr klein ist.

Im 2. Kapitel werden die Grundlagen der tiefunelastischen Streuung und der Prozesse der ep-Wechselwirkung vorgestellt. Der Speicherring HERA und das H1-Experiment werden im 3. Kapitel beschrieben. Die Selektion der Ereignisse des neutralen und des geladenen Stroms wird im 4. Kapitel vorgestellt. In diesem Abschnitt werden sowohl die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten, als auch die Unterscheidung der untersuchten Reaktionen von Untergrundprozessen dargelegt. Im 5. Kapitel werden sogenannte Entfaltungsmethoden vorgestellt, die es ermöglichen, gemessen Größen für Auflösungseffekte des Detektors und Akzeptanzverluste zu korrigieren. In diesem Kapitel wird auch die Entfaltung der differentiellen Wirkungsquerschnitte erläutert. Nach der Untersuchung der systematischen Effekte im 6. Kapitel werden im 7. Kapitel die Ergebnisse dieser Analyse vorgestellt.

Kapitel 2

Grundlagen

Nach dem heutigen Wissenstand gibt es zwei elementare Teilchensorten. Die Wechselwirkung zwischen Teilchen wird durch drei grundlegende Kräfte beschrieben.

Die Grundbausteine der Materie sind Fermionen, dies sind Teilchen mit halbzahligen Eigendrehimpuls. Leptonen und Quarks sind Fermionen. Die Austauschteilchen, welche die Wechselwirkungen vermitteln sind Bosonen mit einem ganzzahligen Eigendrehimpuls. Photonen, W- und Z-Eichbosonen sowie Gluonen sind Bosonen.

Die Gravitation spielt durch ihre schwache Kopplung in der Elementarteilchenphysik eine experimentell zu vernachlässigende Rolle. Die starke Wechselwirkung wird durch eine Eichtheorie beschrieben, die auf der nicht abelschen Symmetriegruppe SU(3) [Gla61, Pol73, Fri73] basiert. Diese, auch als Quantenchromodynamik (QCD) bekannte Theorie beschreibt die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen. Durch das Modell zur Beschreibung der dritten bekannten Wechselwirkung, der elektroschwachen Wechselwirkung, werden die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung vereinheitlicht. Diese lokale Eichtheorie basiert auf der nicht abelschen $\mathrm{SU(2)_L} \times \mathrm{U(1)}$-Symmetriegruppe [Gla61, Wei67, Sal68].

Zur Erforschung der Teilchen und der Wechselwirkungsprozesse spielt historisch die tiefunelastische Lepton-Nukleon Streuung eine entscheidende Rolle. Durch die Untersuchung von Nukleonen mittels Leptonen wurden zwei elementare Erkenntnisse über die Zusammensetzung von Nukleonen gewonnen. Zum einen entdeckte man, daß bei großen Impulsüberträgen die tiefunelastische Streuung durch eine Variable x beschrieben werden kann. Dieses Verhalten wird als Skaleninvarianz [Bjø69] bezeichnet. Ein weiterer Schritt bestand in der Formulierung des Quark-Parton-Modells [Fey69]. Es interpretiert Messung der tiefunelastischen Elektron-Nukleon Streuung [Bloo69] dahingehend, daß das Proton eine interne Struktur aufweist. Seine Konstituenten werden als Partonen bezeichnet. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird eine Übersicht über die tiefunelastische Streuung geben.

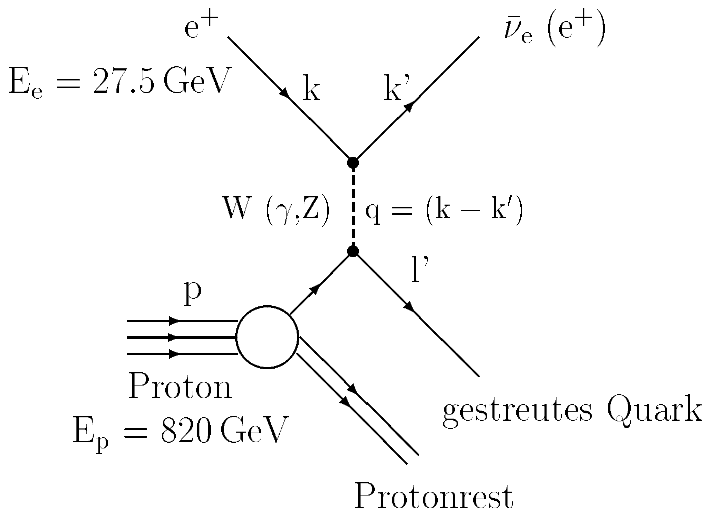


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm der tiefunelastischen Positron-Proton-Streuung.

2.1 Tiefunelastische Streuung

Im Quark-Parton-Modell [Fey69, Bjø69] wird die tiefunelastische Lepton-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung durch das Feynman-Diagramm in Abbildung 2.1 beschrieben. Bei HERA wechselwirken Positronen (e^+) der Energie E_e von 27.5 GeV mit einem Konstituenten des Protons, einem Parton. Die Energie des einlaufenden Protons E_p beträgt 820 GeV, die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ ist 300 GeV. Bei der Reaktion des geladenen Stroms (engl.: charged current, CC) vermittelt ein virtuelles W-Boson die Kraft, bei der Reaktion des neutralen Stroms (engl.: neutral current, NC), wird die Kraft durch den Austausch eines γ- oder Z^0-Bosons übertragen. Zur Beschreibung der tiefunelastischen Streuung aus den Vierervektoren des ein- und auslaufenden Positrons (k bzw. k′) und des Protons p werden folgende lorentzinvariante kinematischen Variablen verwendet:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \tag{2.1}$$

$$x_{BJ} = \frac{Q^2}{2 \cdot q \cdot p} \tag{2.2}$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{Q^2}{x_{BJ} \cdot s}. \tag{2.3}$$

Bei großen Werten des Viererimpulsübertrages Q^2 ($> 5\,\mathrm{GeV}^2/c^2$) spricht man von tiefunelastischer Streuung. Im Quark-Parton-Modell entspricht die Bjørken Skalenvariable x_{BJ} dem Impulsanteil des wechselwirkenden Partons am Impuls des einlaufenden Protons p. Die Inelastizität y entspricht dem relativen Energieübertrag des einlaufenden Positrons auf das Nukleon und ist im Schwerpunktsystem eine Funktion des Streuwinkels des Positrons.

Eine weitere, häufig verwendete Variable ist die Pseudorapidität η, mit

$$\eta \quad = \quad -\ln\left(\tan\left(\vartheta/2\right)\right). \tag{2.4}$$

Hierbei bezeichnet ϑ den Polarwinkel des gestreuten Partons relativ zur Richtung des Protons.

Zur Bestimmung der kinematischen Variablen genügen zwei unabhängige Größen bei einer bekannten Schwerpunktenergie $\sqrt{\mathrm{s}}$. Bei den HERA-Experimenten ist die Kinematik mehrfach überbestimmt, d.h. es existieren verschiedene Möglichkeiten, die kinematischen Größen zu rekonstruieren, wenn daß gestreute Positron im Detektor nachgewiesen werden kann. Der Vergleich dieser Methoden erlaubt eine Überprüfung der Kalibration von Detektorkomponenten. Im Falle des geladenen Stroms müssen die kinematischen Variablen aus den Teilchen des hadronischen Endzustands berechnet werden, da das Antineutrino den Detektor unbeobachtet verläßt.

2.1.1 Die Elektronmethode

Wird bei Reaktionen des neutralen Stroms das unter dem Polarwinkel ϑ_e gestreute Positron mit der Energie $\mathrm{E_{e'}}$ im Detektor nachgewiesen, ist es möglich die kinematischen Variablen ausschließlich aus den Viererimpulsen des ein- und auslaufenden Positrons zu bestimmen:

$$\mathrm{y_e} \quad = \quad 1 - \frac{\mathrm{E_{e'}}}{2\mathrm{E_e}}(1 - \cos\vartheta_\mathrm{e}) \tag{2.5}$$

$$\mathrm{Q^2_e} \quad = \quad 2\mathrm{E_e}\mathrm{E_{e'}}(1 + \cos\vartheta_\mathrm{e}) \tag{2.6}$$

$$\mathrm{x_e} \quad = \quad \frac{\mathrm{Q^2_e}}{\mathrm{s}\cdot\mathrm{y_e}} \tag{2.7}$$

$$\mathrm{p^e_\perp} \quad = \quad \mathrm{E_e}\sin\vartheta_\mathrm{e}. \tag{2.8}$$

Der Polarwinkel ϑ_e wird relativ zur Richtung des Protons gemessen und der Transversalimpuls des Positrons wird mit $\mathrm{p^e_\perp}$ bezeichnet. Die Bestimmung der kinematischen Variablen basieren auf dem Nachweis der Energie und des Winkels des gestreuten Positrons, welche im H1-Detektor präzise gemessen werden können [Lip96]. Die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand des Positrons, hat zur Folge, daß die Energie des einlaufenden Positrons überschätzt wird. Dies kommt besonders bei großen y zu tragen, da dort radiative Korrekturen eine wichtige Rolle spielen.

2.1.2 Die Jacquet-Blondel Methode

Die Bestimmung der kinematischen Variablen nach Jacquet-Blondel [Blon79] basiert auf den Teilchen i des hadronischen Endzustands. Da diese Methode eine Rekonstruktion der kinematischen Größen ohne das gestreute Lepton ermöglicht, ist diese die einzige anwendbare Methode für Ereignisse des geladenen Stroms in der

Positron-Proton Streuung bei HERA.

$$
\begin{aligned}
y_{JB} &= \frac{\sum\limits_i E_i(1-\cos\vartheta_i)}{2E_e} && (2.9)\\
Q^2_{JB} &= \frac{{p_\perp^{had}}^2}{1-y_{JB}} && (2.10)\\
x_{JB} &= \frac{Q^2_{JB}}{s\cdot y_{JB}} && (2.11)\\
p_\perp^{had} &= \sqrt{\left(\sum_i p_{x,i}\right)^2 + \left(\sum_i p_{y,i}\right)^2} && (2.12)\\
E_\perp^{had} &= \sum_i \sqrt{p^2_{x,i}+p^2_{y,i}} && (2.13)
\end{aligned}
$$

Der Viererimpuls eines Hadrons i sei $(\vec{p}, E)_i$. Die Größe $E_\perp^{had}$ ist die skalare Summe der Transversalimpulse der Teilchen i im hadronischen Endzustand eines Ereignisses. Bei den HERA-Experimenten können die Teilchen im Protonrest nicht nachgewiesen werden. Die Jacquet-Blondel Methode bestimmt die kinematischen Variablen aus den Teilchen des hadronischen Endzustands und besitzt gleichzeitig eine geringe Sensitivität auf den Protonrest. Dies ist möglich, da die Teilchen i, die unter einem Polarwinkel ϑ_i gestreut werden, mit dem Faktor $(1-\cos\vartheta_i)$, bzw $\sin\vartheta_i$ in die Bestimmung der Variablen eingehen und für $\vartheta_i \approx 0$ gilt sowohl $(1-\cos\vartheta_i)\approx 0$, als auch $\sin\vartheta_i \approx 0$.

2.1.3 Die Doppelwinkelmethode

Aus den Polarwinkeln des gestreuten Positrons ϑ_e und des hadronischen Endzustandes ϑ_{had}, mit

$$
\cos\vartheta_{had} = \frac{Q^2_{JB}(1-y_{JB})-4E_e^2y^2_{JB}}{Q^2_{JB}(1-y_{JB})+4E_e^2y^2_{JB}}, \qquad (2.14)
$$

können ebenfalls die kinematischen Variablen rekonstruiert werden:

$$
\begin{aligned}
y_{2\alpha} &= \frac{\sin\vartheta_e(1-\cos\vartheta_h)}{\sin\vartheta_h+\sin\vartheta_e-\sin(\vartheta_e+\vartheta_h)} && (2.15)\\
Q^2_{2\alpha} &= \frac{4E_e^2\sin\vartheta_h(1+\cos\vartheta_e)}{\sin\vartheta_h+\sin\vartheta_e-\sin(\vartheta_e+\vartheta_h)} && (2.16)\\
x_{2\alpha} &= \frac{E_e}{E_p}\frac{\sin\vartheta_h+\sin\vartheta_e+\sin(\vartheta_e+\vartheta_h)}{\sin\vartheta_h+\sin\vartheta_e-\sin(\vartheta_e+\vartheta_h)} && (2.17)\\
p_\perp^{2\alpha} &= \sqrt{Q^2_{2\alpha}\cdot(1-y_{2\alpha})} && (2.18)
\end{aligned}
$$

Die Doppelwinkelmethode zeichnet sich durch ihre weitgehende Unabhängigkeit von der absoluten Energieskala aus und kann daher zur Überprüfung der Kalibration herangezogen werden.

In Abbildung 2.2 wird der Zusammenhang der kinematischen Variablen in der x-y Ebene des Phasenraums verdeutlicht.

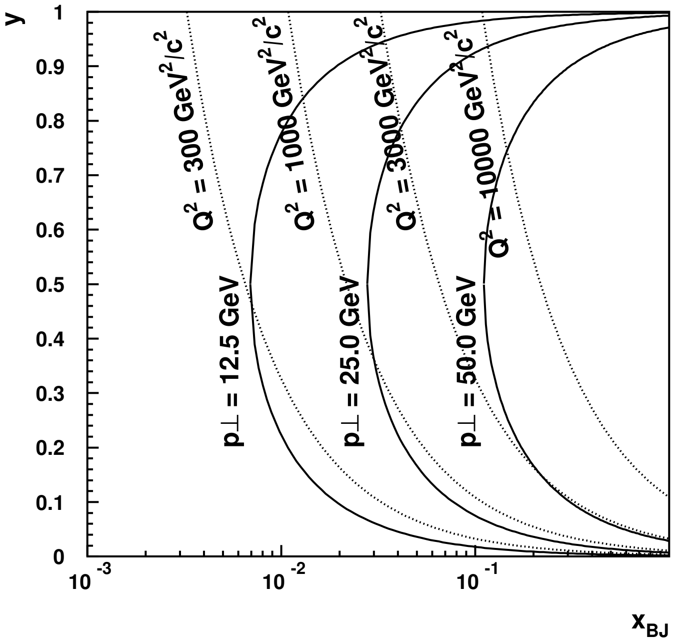


Abbildung 2.2: Diese Abbildung stellt die kinematische Ebene, aufgespannt durch x und y, dar. Die durchgezogenen Linien entsprechen einem konstanten transversalen Impuls $p_\perp$, die gepunkteten einem konstanten Q^2.

2.2 Prozesse der ep-Wechselwirkung

In diesem Abschnitt werden die Wirkungsquerschnitte des geladenen und neutralen Stroms erläutert. Die Prozesse, welche i.a. mit Photoproduktion bezeichnet werden, sind in Abschnitt 2.2.3 dargestellt.

2.2.1 Prozeß des geladenen Stroms

Im Quark-Parton-Modell läßt sich der Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms ($e^+p \to \bar{\nu}X$) in der Bornschen Näherung schreiben als:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}^{e^+}}{dxdQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi}\frac{1}{(1+Q^2/m_W^2)^2}\left[\sum_{\bar{q}=\bar{u},\bar{c}}\bar{q}(x,Q^2)+(1-y)^2\sum_{q=d,s}q(x,Q^2)\right] \quad (2.19)$$

Hierbei ist G_F die Fermi-Kopplungskonstante und m_W die Masse des W-Bosons, die in den W-Propagatorterm $1/(1+Q^2/m_W^2)^2$ eingeht. Der Einfluß des W-Propagatorterms auf den Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms, der erst bei großen Impulsüberträgen $Q^2 \approx m_W^2$ meßbar wird, konnte erstmals bei HERA nachgewiesen werden [H194a]. Die unterschiedliche Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts des geladenen Stroms von den Quarkpartondichten $q(x,Q^2)$ und $\bar{q}(x,Q^2)$ ist auf die (V−A)-Kopplung [Fey58] zurückzuführen. Dies hat in Verbindung mit der Drehimpulserhaltung zur Folge, daß Antiquarks in einem Spinsingulett und Quarks in einem Spintriplett koppeln. Aufgrund dieser unterschiedlichen Kopplung ergibt sich für die Quarks eine quadratischen Abhängigkeit von $(1-y)$, während die Antiquarks keine Abhängigkeit von y aufweisen.
In Abbildung 2.3 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte des geladenen Stroms für einen Transversalimpuls des Antineutrinos $p_\perp^{\bar{\nu}} > 12.5\,\text{GeV/c}$ in der Bornschen Näherung dargestellt. In der tiefunelastischen Wechselwirkung müssen bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden [Spi91]. Die getrennt behandelten QED-Korrekturen wurden in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ für die Prozesse der tiefunelastischen Streuung berechnet [Kri91]. In Abbildung 2.3 sind zusätzlich die für Strahlungseffekte korrigierten differentiellen Wirkungsquerschnitte dargestellt. Es zeigt sich, daß diese bei großen y eine wichtige Rolle spielen. Die Bremstrahlung des einlaufenden Positrons (vgl. Abbildung 2.4 (c)) sowie des ein- und auslaufenden Quarks (vgl. Abbildung 2.4 (a) und (b)) tragen zu den QED-Korrekturen bei.

2.2.2 Prozeß des neutralen Stroms

Der neutrale Strom wird durch zwei interferierende Prozesse vermittelt. Es handelt sich um den Austausch der neutralen Eichbosonen, des Photons γ oder des Z^0. Analog zu dem Prozeß des geladenen Stroms läßt sich im Quark-Parton-Modell der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß des neutralen Stroms ($e^+p \to e^+X$) schreiben als:

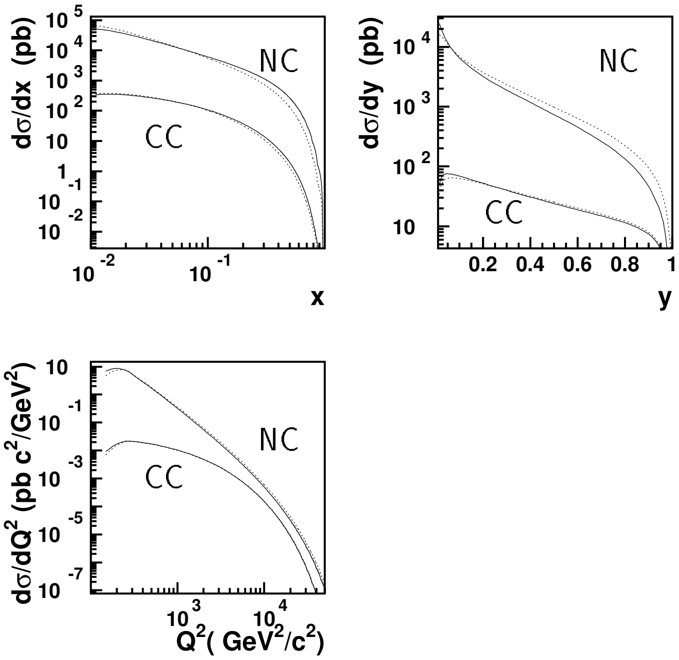


Abbildung 2.3: Die Vorhersage des Programms HERACLES [Kwi91] der Wirkungsquerschnitte des geladenen und neutralen Stroms. Die gepunkteten Linien zeigen die Wirkungsquerschnitte unter Berücksichtigung der QED-Strahlungskorrekturen. Bei der Berechnung der durchgezogenen Linien wurden diese nicht berücksichtigt.

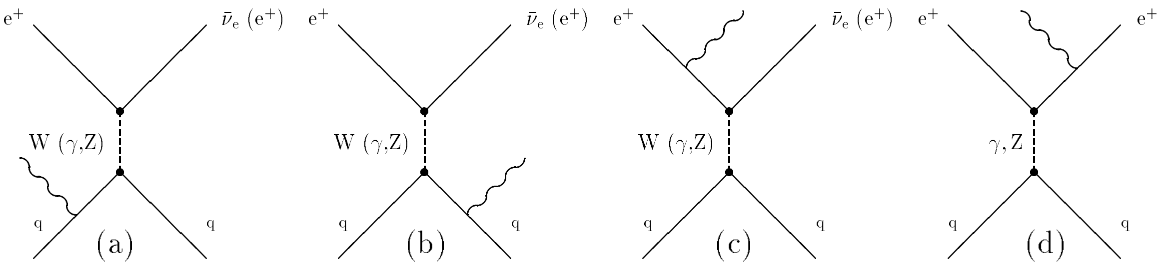


Abbildung 2.4: Beitragende Prozesse zu QED-Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$.

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^+p)}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\Big((1+(1-y)^2)F_2(x,Q^2)- (1-(1-y)^2)xF_3(x,Q^2)\Big). \tag{2.20}$$

Hierbei ist α die Feinstrukturkonstante. $F_2(x,Q^2)$, $F_3(x,Q^2)$ sind die Strukturfunktionen des Protons, sie enthalten die Kopplungskonstanten und die Propagatorterme der elektroschwachen Wechselwirkung. $F_3(x,Q^2)$ beschreibt den Term der γ, Z^0-Interferenz. Die Strukturfunktionen lassen sich in Abhängigkeit der Quarkpartondichten $q_f(x,Q^2)$ und $\bar{q}_f(x,Q^2)$ aller Quarksorten f schreiben als:

$$F_2(x,Q^2) = \sum_f \Big(xq_f(x,Q^2)+x\bar{q}_f(x,Q^2)\Big)\,A_f(Q^2) \tag{2.21}$$

$$xF_3(x,Q^2) = \sum_f \Big(xq_f(x,Q^2)-x\bar{q}_f(x,Q^2)\Big)\,B_f(Q^2) \tag{2.22}$$

Hierbei ist:

$$A_f(Q^2) = e_f^2 - 2e_f v_e v_f \Pi_Z + (v_e^2+a_e^2)(v_f^2+a_f^2)\Pi_Z^2 \tag{2.23}$$

$$B_f(Q^2) = -2e_f a_e a_f \Pi_Z + 4v_e a_e v_f a_f \Pi_Z^2 \quad \text{mit} \tag{2.24}$$

$$\Pi_Z = \frac{Q^2}{Q^2+M_Z^2}. \tag{2.25}$$

Π_Z ist das Verhältnis aus Z^0- und γ Propagator. Die Ladung der Quarks f wird mit e_f bezeichnet, die vektoriellen und axialen Kopplungskonstanten des Positrons e und der Quarks f an das Z^0-Boson seien v_e, a_e und v_f, a_f. Bei niedrigen Impulsüberträgen Q^2 dominiert der Photonaustausch. Erst bei Impulsüberträgen in der Größenordnung der Masse der schwachen Eichbosonen erreicht der Z^0-Austausch die gleiche Größenordnung wie der Photonaustausch. In Abbildung 2.3 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte des neutralen Stroms für einen Transversalimpuls des gestreuten Positrons $p_\perp^e > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ in Bornscher Näherung, als auch unter Berücksichtigung von QED-Korrekturen dargestellt. Zusätzlich zu den QED-Korrekturen im Falle des geladenen Stroms trägt hier auch die Bremstrahlung des auslaufende Positron zu den Korrekturen bei (vgl. Abbildung 2.4 (d)).

Ein Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte des geladenen und neutralen Stroms zeigt ein unterschiedliches Verhalten. Insbesondere zu kleinen Werten des Viererimpulsübertrages Q^2 führt der Austausch eines virtuellen Photons zu einem stärkeren Anstieg des Wirkungsquerschnitts des neutralen Stroms. Aufgrund des (V−A)-Charakters der Reaktion des geladenen Stroms weist der differentielle y-Wirkungsquerschnitt eine $(1-y)^2$-Abhängigkeit auf, der durch die Kopplung der Quarks hervorgerufen wird. Die Antiquarks zeigen in dieser Reaktion keine Abhängigkeit von y.

2.2.3 Prozeß der Photoproduktion

Photoproduktionsereignisse sind durch den Austausch eines quasireellen Photons gekennzeichnet. Dies entspricht einem kleinen Viererimpulsübertrag Q^2 ($\approx 0\,\mathrm{GeV^2/c^2}$)

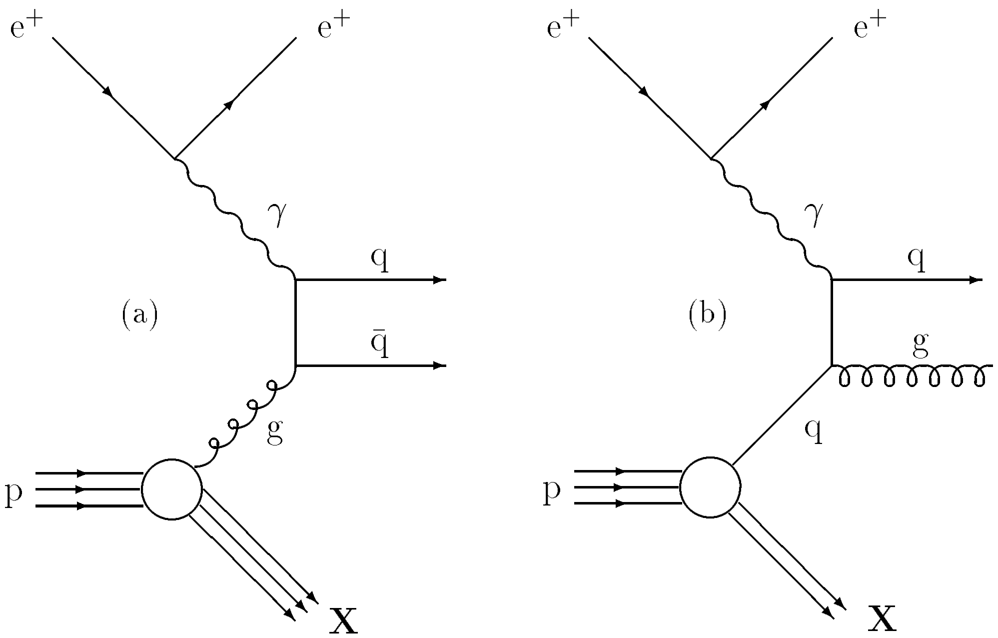


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramme der Prozesse der Boson-Gluon-Fusion (a) und des QCD-Compton-Prozesses (b).

und somit einem kleinem Polarwinkel ϑ des gestreuten Positrons. Man unterteilt i.a. die Photoproduktion in *weiche* und *harte* Prozesse. *Weiche* Prozesse werden durch das Vektor-Dominanz-Modell [Bau78] beschrieben. Hierbei wird die Reaktion durch die Fluktuation des Photons in ein Vektormeson (wie z.B. ρ, ϕ und ω), welches dann mit dem Proton wechselwirkt erklärt. Den dominanten Beitrag zum *harten* Prozeß bildet der *direkte* Prozeß sowie die *anormale* Kopplung des Photons. Im *direkten* Prozeß wechselwirkt das Photon mit einem Gluon aus dem Proton und es entsteht ein Quark-Antiquarkpaar (Boson-Gluon-Fusion vgl. Abbildung 2.5 (a)), bzw. mit einem Quark des Protons unter Abstrahlung eine Gluons (QCD-Compton-Streuung vgl. Abbildung 2.5 (b)). Die *anormale* Kopplung beschreibt die Überlagerung dreier Zustände des Photons. Das Photon kann in diesem Bild den Zustand eines Photons an sich, eines Vektormesons oder eines Quark-Antiquarkpaares annehmen und mit dem Proton wechselwirken.

Im *harten* Prozeß können die entstehenden Jets hohe Transversalimpulse annehmen [H194b, H196b], da die gesamte Energie des Photons für den Wechselwirkungsprozeß zur Verfügung steht. Aufgrund einer eingeschränkten Akzeptanz und Auflösung des Detektors stellen Ereignisse des *harten* Prozesses den dominanten Untergrund bei der Untersuchung von Ereignissen des geladenen und neutralen Stroms dar.

2.3 Monte-Carlo-Generatoren

Um einen statistischen Vergleich der beobachteten Ereignisse mit den theoretischen Vorhersagen zu ermöglichen, werden mit sogenannten Monte-Carlo-Generatoren eine Vielzahl von Ereignissen, basierend auf unterschiedlichen Modellen generiert. Da kein geschlossenes Modell existiert, daß es erlaubt direkt von den physikalischen Prozessen der Partonen auf die in der Natur beobachteten Hadronen und Leptonen zu schließen, wird die Ereignisgenerierung in drei Phasen unterteilt.

In der ersten Phase werden, basierend auf Parton-Dichte-Verteilungen, nach dem theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitt in Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ der elementare Streuprozeß simuliert. In einem zweiten Schritt werden QCD-Strahlungskorrekturen höherer Ordnungen berücksichtigt; zu deren Beschreibung stehen zwei unterschiedliche Modelle, das Parton-Schauer-Modell [Ben87] und das Farb-Dipol-Modell [Gus86], zur Verfügung. In der letzten Phase kann die Hadronisierung der Partonen durch zwei phänomenologische Modelle simuliert werden. Es handelt sich hierbei um das Lund-String-Modell [And84, Sjö87] und das Cluster-Fragmentierungs-Modell [Web84].

Zur Simulation von Ereignissen des geladenen und neutralen Stroms in der tiefunelastischen Streuung steht das Programmpakt DJANGO 6.1 [DJA94] zur Verfügung. Hierbei wurde die Partondichte MRSH [MRS93] verwendet. In diesem Programmpaket wird der elementare Streuprozeß unter Berücksichtigung der QED-Korrekturen durch den Ereignisgenerator HERACLES 4.4 [Kwi91] simuliert. Die QCD Effekte werden von ARIADNE 4.3 [Lön92], basierend auf dem Farb-Dipol-Modell, berücksichtigt. Der Algorithmus JETSET 7.3 [Sjö92] benutzt das Lund-String-Modell zur Beschreibung der Hadronisierung. Zur Simulation des Untergrundprozesses der Photoproduktion wurde der Ereignisgenerator PYTHIA 5.7 [Sjö92] verwendet.

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 Der Speicherring HERA

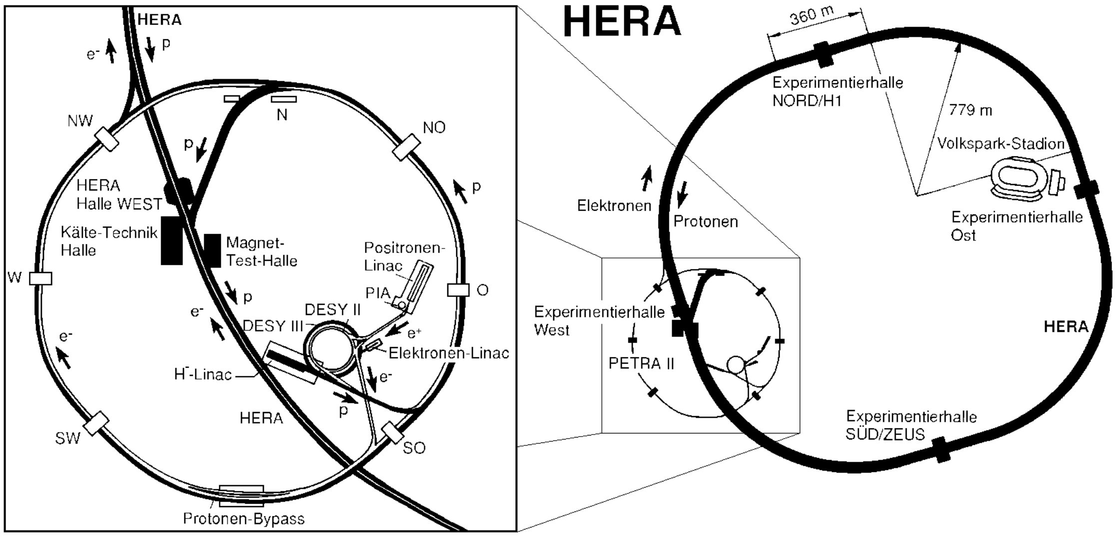


Abbildung 3.1: HERA und seine Vorbeschleuniger

Die *Hadron-Elektron-Ring-Anlage* HERA [Desy81] am *Deutschen Elektronen Synchrotron* DESY in Hamburg besteht aus zwei separaten Speicherringen für Protonen und Elektronen bzw. Positronen. HERA wurde in den Jahren 1984 bis 1991 erbaut und ist der weltweit einzige Proton-Positron-Speicherring.

Die Protonen werden zunächst als H^--Ionen im Linearbeschleuniger LINAC III auf etwa 50 MeV beschleunigt. Während des darauffolgenden Transfers zum Synchrotron DESY III (vgl. Abbbildung 3.1) werden die Elektronen der H^--Ionen mittels einer Stripperfolie entfernt. Nachdem die Protonen in DESY III auf 7.5 GeV beschleunigt wurden, gelangen sie in den Vorbeschleuniger PETRA. Mit einer Energie von 40 GeV werden die Protonen in HERA injiziert und auf 820 GeV beschleunigt.

HERA Parameter		Design		1994		1995	
		e^-	p	e^+	p	e^+	p
Strahlenergie	(GeV)	30.0	820	27.5	820	27.5	820
Teilchenpakete		210	210	153	153	174	174
Strahlstrom	(mA)	58	163	17	42	18	54
Max. $\mathcal{L}$	$(\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1})$	$1.5 \cdot 10^{31}$		$0.43 \cdot 10^{31}$		$0.59 \cdot 10^{31}$	
Max. spez. $\mathcal{L}$	$(\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{mA}^{-2})$	$4.0 \cdot 10^{29}$		$5.2 \cdot 10^{29}$		$6.2 \cdot 10^{29}$	
$\int \mathcal{L}\mathrm{dt}$	$(\mathrm{pb}^{-1}\mathrm{y}^{-1})$	100		4.7		10.1	

Tabelle 3.1: Die Designparameter des Speicherrings HERA im Vergleich zu den tatsächlichen Parametern der Jahre 1994 und 1995

Die Positronen werden im Linearbeschleuniger LINAC II auf 500 MeV beschleunigt und im Speicherring PIA zwischengespeichert. Nach der Injektion in DESY III und einer Beschleunigung auf 7 GeV gelangen die Positronen in den Speicherring PETRA, in dem ihre Energie auf 12 GeV erhöht wird. Danach werden sie in HERA eingespeist und schließlich auf 27.5 GeV beschleunigt.

Die getrennten Speicherringe für Protonen und Positronen befinden sich in einem gemeinsamen 6.4 km langen Tunnel. Um die Protonen auf ihrem Orbit zu halten, ist der Speicherring mit supraleitenden Dipolmagneten ausgerüstet, die ein Magnetfeld von 4.68 T erzeugen. Die Positronen werden durch ein Magnetfeld von 0.165 T auf ihrer Strahlposition gehalten. Dieses Feld wird von Dipolmagneten erzeugt. Zum Ausgleich des durch Synchrotronstrahlung hervorgerufenen Energieverlusts, ist der Positronring mit HF-Resonatoren ausgestattet. Die HF-Resonatoren werden mit einer Frequenz von 500 MHz betrieben und erbringen eine Leistung von 13.2 MW. In Tabelle 3.1 sind die wesentlichen Parameter von HERA zusammengefaßt.
Aufgrund der Beschleunigung durch hochfrequente Wellen besteht eine longitudinale Unterteilung der Teilchen in Pakete (*Bunches*). Der Abstand der Teilchenpakte beträgt 96 ns, dies entspricht 28 m. Durch eine begrenzte Auflösung beim Transfer der Positronen zu HERA, werden auch Positronen, die um eine Wellenlänge ($\approx$ 60 cm) der Hochfrequenzanlage verschoben sind, beschleunigt und bilden sogenannte Satellitenpakete. An zwei Stellen im Speicherring HERA werden die Proton- und Positronpakete unter einem Winkel von 180° bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von 300 GeV zur Kollision gebracht (*Bunchcrossing*). Aufgrund der relativ großen

Ausdehnung der Protonpakete ($\approx$ 30 cm) finden auch noch Reaktionen zwischen den Protonen und den Satellitenpaketen, bei einem um 60 cm verschobenen Wechselwirkungspunkten, statt.
An den Wechselwirkungspunkten befinden sich die Experimente H1 und ZEUS. In zwei weiteren Experimenten, HERMES und HERA-B, wird die Wechselwirkung des Positron- bzw. Protonstrahls mit einem stationären Target untersucht.

3.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor [H196d] (vgl. Abbildung 3.2) befindet sich in der nördlichen Experimentierhalle des Speicherrings HERA. Der Detektor wurde zum Nachweis der gestreuten Positronen, der Messung der hadronischen Endzustände, sowie der Bestimmung der Luminosität erbaut.

Die Abmaße des Detektors sind $12\,\mathrm{m} \times 10\,\mathrm{m} \times 15\,\mathrm{m}$, seine Masse beträgt 2800 t. Der H1-Detektor ist asymmetrisch aufgebaut, dies liegt in der unterschiedlichen Energie der Protonen und Positronen begründet. Das Ruhesystem der wechselwirkenden Teilchen bewegt sich in Richtung des Protonstrahls. Diese definiert die z-Achse, des in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensystems und entspricht einem Polarwinkel $\vartheta = 0°$. Der Azimutwinkel wird im folgenden mit φ bezeichnet. Der nominelle Wechselwirkungspunkt stellt den Nullpunkt des gewählten Systems dar.

Das Strahlrohr wird im Wechselwirkungsbereich von einem Spurkammersystem umgeben, radial und in Vorwärtsrichtung umgibt dieses ein Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter). In Rückwärtsrichtung diente bis 1994 der Energiemessung ein Blei-Szintillator-Kalorimeter (BEMC). Es wurde im Jahre 1995 durch ein Spaghetti-Kalorimeter (SPACAL) ersetzt. In extremer Vorwärtsrichtung befindet sich ein Kupfer-Silizium-Kalorimeter (PLUG). Zur Bestimmung des Impulses von Teilchen im Spurkammersystem wird das Flüssig-Argon-Kalorimeter von einer supraleitenden Spule eingehüllt, welche ein parallel zu $\vec{z}$ gerichtetes Magnetfeld von 1.15 T erzeugt und somit eine Krümmung der Trajektorien von geladenen Teilchen hervorruft. Zur Rückführung des magnetischen Flusses wird die Spule von einem Eisenjoch umgeben. Das Eisenjoch dient zusätzlich zur Identifikation von Myonen und zur Energiemessung von Hadronen, die das Flüssig-Argon-Kalorimeter penetrieren. Zu diesem Zweck ist das Eisenjoch mit Streamer-Kammern ausgerüstet.

Das vordere Myon-Spektrometer befindet sich vor dem Eisenjoch. Es besteht aus zwei Eisentoroiden, sowie aus vor und hinter den Spulen befindlichen Driftkammern. Am anderen Ende des Detektors schließt sich in Flugrichtung des Elektrons nach dem instrumentierten Eisen ein Flugzeitzähler und eine Veto-Wand an, beide sind aus Szintillatoren aufgebaut. Sie dienen dem Nachweis von Untergrund, der mit dem Protonstrahl assoziiert ist und stellen ein Vetosignal zur Verfügung. Das System zur Bestimmung der Luminosität befindet sich in negativer z-Richtung.

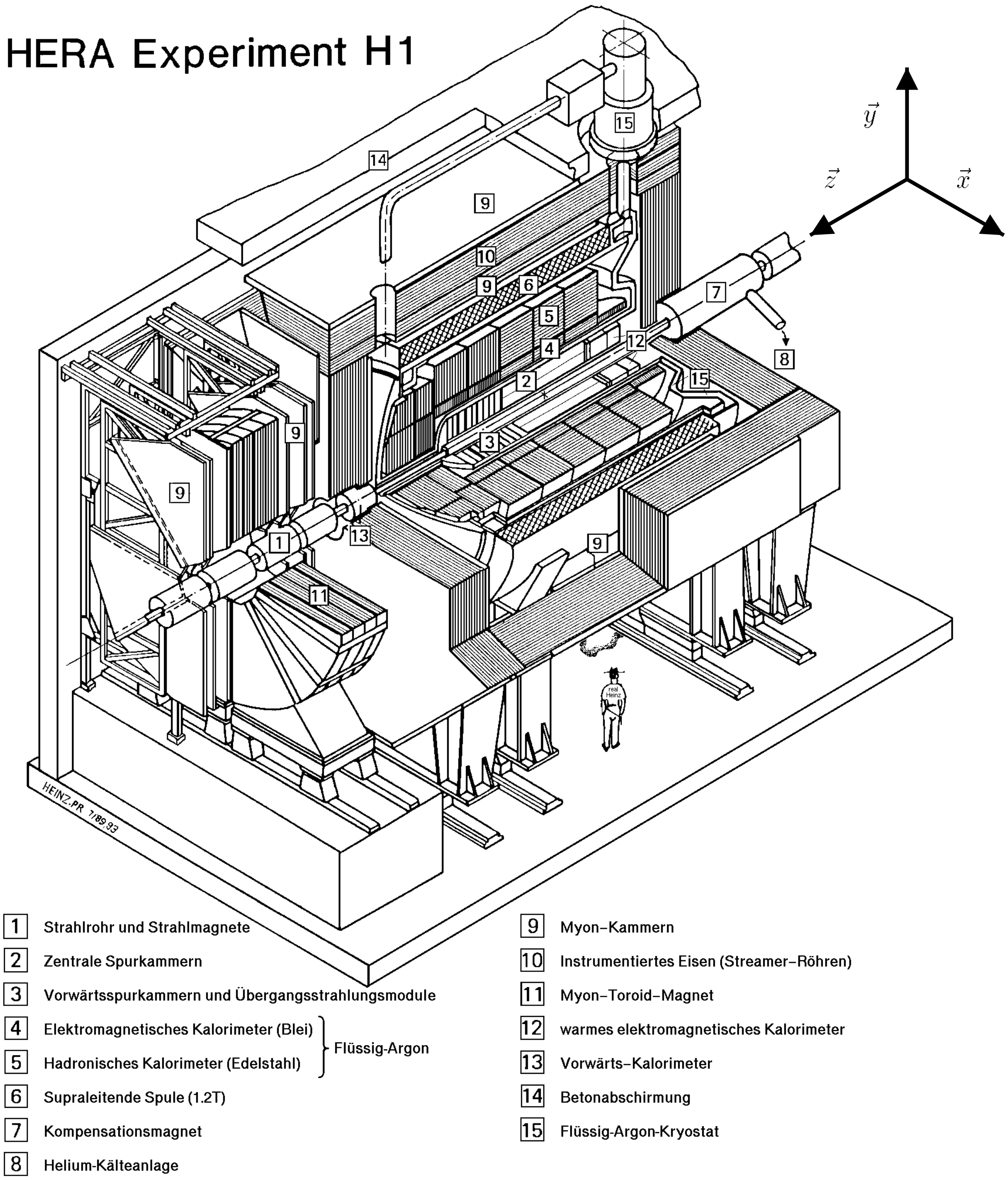


Abbildung 3.2: Schematische Ansicht des H1-Detektors

Der H1-Detektor wurde in den Jahren 1995 und 1996 durch Komponenten erweitert. Die sich in Vorwärtsrichtung befindlichen Erweiterungen, bestehend aus einem Proton- und einem Neutronspektrometer, dienen der Untersuchung des Protonrests. Die rückwärtigen Erweiterungen vergrößern den Akzeptanzbereich des H1-Detektors zum Nachweis des gestreuten Positrons. In den folgenden Abschnitten werden, die für diese Analyse relevanten Komponenten des H1-Detektors vorgestellt.

3.2.1 Das Spurkammersystem

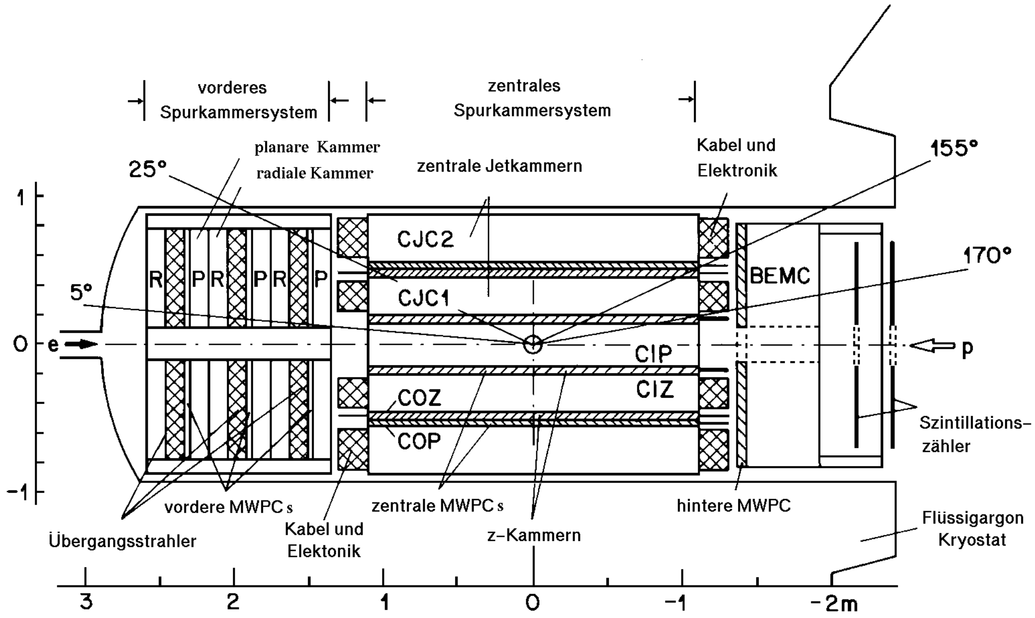


Abbildung 3.3: Übersicht der vorderen und zentralen Spurkammern

Die Aufgabe der Spurkammern (vgl. Abbildung 3.3) besteht in der Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen, der Bestimmung ihres Impulses und in der Teilchenidentifikation. In der vorliegenden Untersuchung wird das Spurkammersystem zur Rekonstruktion eines Ereignisvertex herangezogen. Zusätzlich liefert das Spurkammersystem eine schnelle Information für eine logische Entscheidungsheit, einen sogenannten Trigger.

Wegen der asymmetrischen Ereignissignaturen ist das Spurkammersystem in einen zentralen und einen vorderen Bereich unterteilt.

Das zentrale Spurkammersystem

Das zentrale Spurkammersystem besteht aus sechs, zylindrisch um die Strahlachse angebrachten, 2.2 m langen Kammern (vgl. Abbildung 3.4). Insgesamt wird ein Polarwinkelbereich von 25° bis 155° überdeckt.

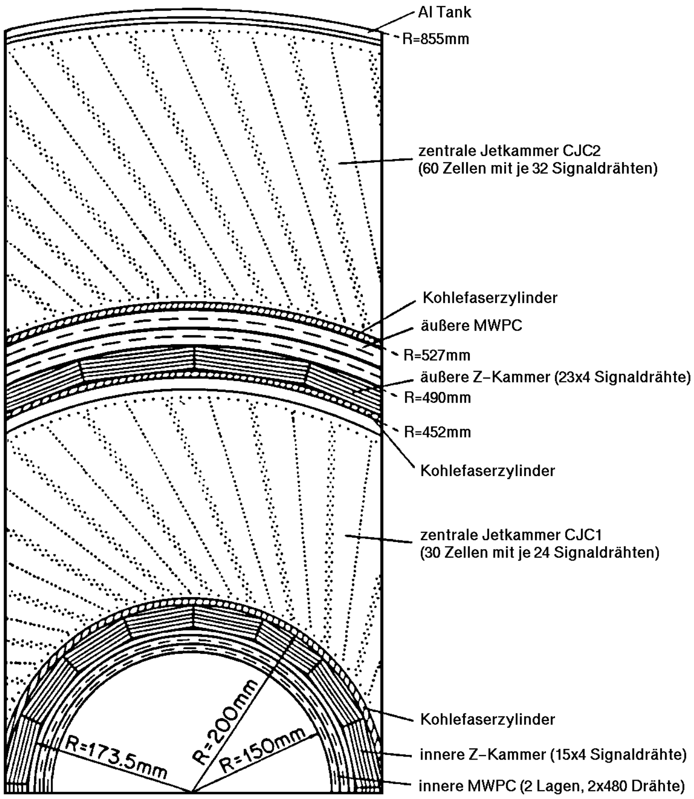


Abbildung 3.4: Querschnitt durch die zentralen Spurdetektoren

Die innere und die äußere Vieldrahtproportionalkammer (CIP,COP) [Mue92] liefern schnelle, für Trigger benötigte, Informationen über Teilchenspuren. Sie bestehen jeweils aus zwei radialen Lagen. Diese werden durch einen mittleren Zylinder getrennt, der die Kathode der unteren und der oberen Lage darstellt. Die Kammern besitzen eine laminare Struktur. Die innere Kammer besteht aus 480, die äußere Kammer aus 288 Segmenten.

Die Aufgabe der inneren und äußeren z-Kammer (CIZ,COZ) [Egli89] besteht in der genauen Bestimmung der z-Position von Spuren. Um eine gute z-Auflösung von $\sigma_z = 260\,\mu$m durch den Einsatz von Driftkammern zu verwirklichen, sind die Signaldrähte konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet. Die z-Kammern bestehen aus ringförmig angeordneten Zellen mit jeweils 4 Signaldrähten. Die innere Kammer ist aus 15, die äußere aus 24 Zellen aufgebaut.

Die zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 [H189a] ermöglichen die Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen. Der innere Ring besteht aus 30 Zellen mit je 24 Signaldrähten, der äußere Ring besteht aus 60 Zellen mit jeweils 32 Signaldrähten. Begrenzt werden die Zellen von Kathoden- und Felddrähten. Die Driftzellen sind um 30° in der radialer Ebene geneigt (siehe Abbildung 3.4). Dies führt im Magnetfeld zu einer senkrechten Driftrichtung der Elektronen für hochenergetische Teilchen und somit zu einer verbesserten Auflösung. Die parallel zur z-Achse verlaufenden Drähte der CJC1 und CJC2, ermöglichen eine radiale Auflösung von $\sigma_{\mathrm{r}\varphi} = 170\,\mu$m. In z-Richtung wird die Lage des Teilchendurchgangs mittels Spannungsteilung an den Signaldrähten bestimmt. Daraus resultiert eine Auflösung von $\sigma_{\mathrm{z}} = 22\,$mm. Die Genauigkeit der Bestimmung des Zeitpunktes t_0, dem Zeitpunkt des Teilchendurchgangs, beträgt etwa 1 ns, somit ist die Zuordnung von Ereignissen zu einem bestimmten Bunchcrossing und sogar die Untersuchung der zeitlichen Struktur innerhalb eines Bunchcrossings mit Hilfe der CJC möglich.

Das vordere Spurkammersystem

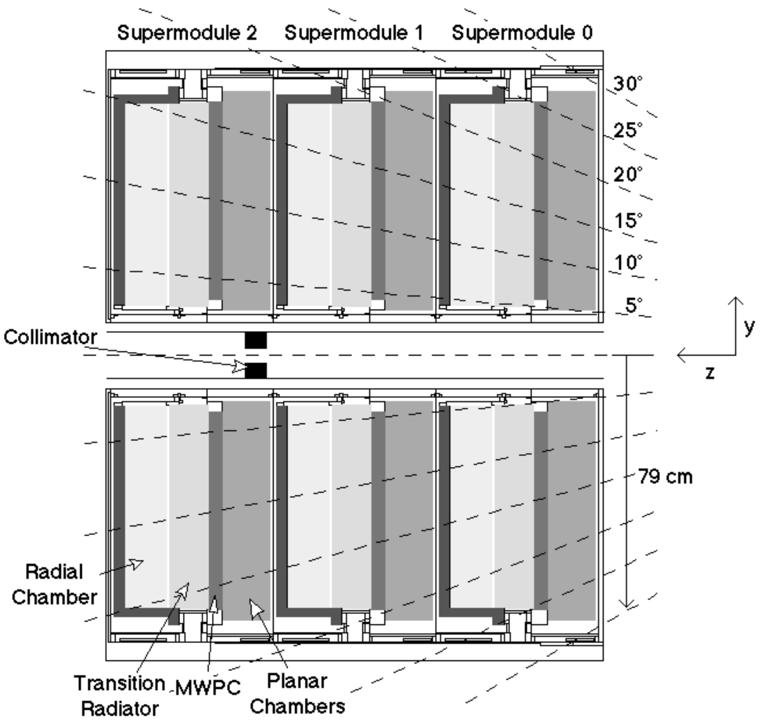


Abbildung 3.5: Der Aufbau des Vorwärts-Spurkammer-Systems

Das vordere Spurkammer-System besteht aus drei identischen Supermodulen, welche nacheinander entlang der Strahlachse angebracht sind (vgl. Abbildung 3.5). Es weist geladene Teilchen in einem Winkelbereich von 5° bis 25° mit einer Winkelaufauflösung von $\sigma_{\vartheta,\varphi} < 1\,$mrad nach.

Die Supermodule bestehen jeweils aus einer dreilagigen planaren Driftkammer. Jede dieser Lagen enthält 32 Driftzellen mit jeweils 4 Signaldrähten. Durch eine relative Neigung der Signaldrähte der einzelnen Lagen um 60°, wird eine Ortsauflösung σ_{xy} von etwa $160\,\mu$m erreicht.
Die zweite Komponente der Supermodule sind doppellagige Vieldrahtproportionalkammern. Diese liefern ein Triggersignal. Daran schließt sich ein passives Bauteil

an. Es besteht aus Polypropylen und erzeugt Übergangsstrahlung, die zur Zeit noch nicht nachweisbar ist. Den Abschluß der Supermodule bilden radiale Driftkammern, welche aus jeweils 48 Driftzellen aufgebaut sind. Jede Driftzelle dehnt sich über einen Sektor von 7.5° aus. Die radiale Auflösung $\sigma_{r\varphi}$ beträgt etwa 190 μm.

3.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

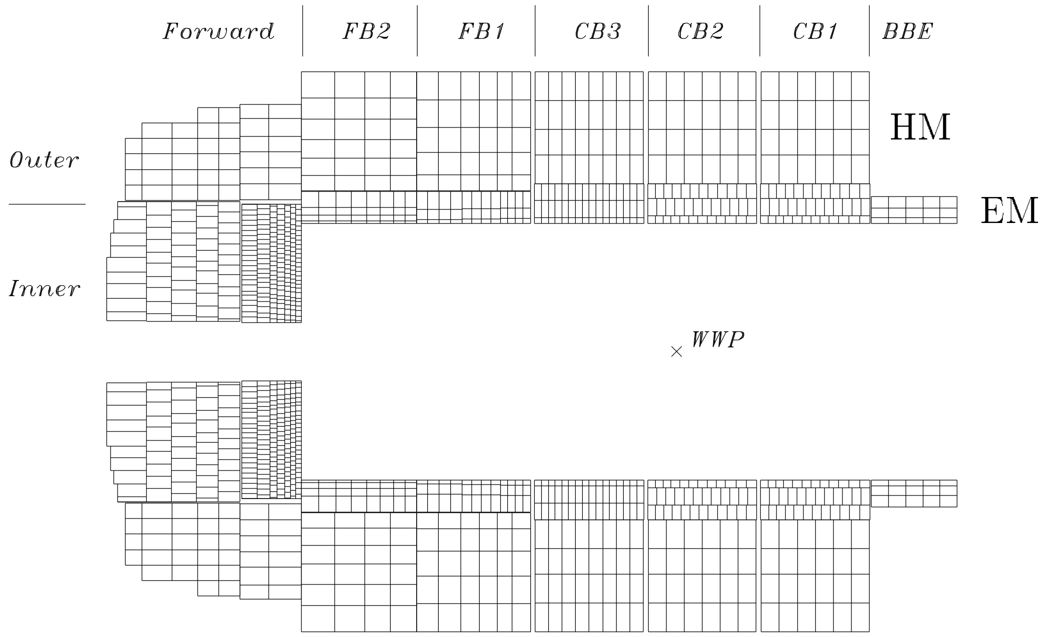
In einem Winkelbereich von 4° bis 153° wird das Spurkammersystem von einem hochgranularen Sampling-Kalorimeter [H193a] (vgl. Abbildung 3.6) umgeben. Dieses besteht aus 8 Ringen, die jeweils aus einer Komponente zur Messung von elektromagnetischen Schauern, dem *elektromagnetischen* Teil und einer Komponente zur Messung von hadronischen Schauern, dem *hadronischen* Teil, bestehen. Die Ausnahme bildet der letzte Ring bei großen ϑ (BBE), dieser enthält nur einen elektromagnetischen Teil. Die Ringe sind derart konstruiert, daß die Spurkammern vom elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters umgeben werden, welcher vom hadronischen Teil eingeschlossen ist.

Das Kalorimeter besitzt eine Sandwichstruktur, bei der Absorberplatten von Hohlräumen umgeben sind, in denen sich das flüssige Argon als Nachweismaterial befindet. Das flüssige Argon wird von Ausleseplatten begrenzt. Im elektromagnetischen Teil werden 2.4 mm starke Absorberplatten aus Blei verwendet. Das flüssige Argon befindet sich in 2.35 mm breiten Zwischenräumen. Für den elektromagnetischen Teil ergibt sich eine Tiefe von 20 bis 30 Strahlungslängen X_0. Im hadronischen Teil finden 19 mm starke Platten aus Edelstahl Verwendung. Hier besitzen die Hohlräumen eine Breite von 2.4 mm. Das LAr-Kalorimeter erreicht insgesamt eine Tiefe von 4.5 bis 8 hadronischen Wechselwirkungslängen λ.

Das Kalorimeter setzt sich aus 44352 Zellen zusammen, für die jeweils die deponierte Ladung elektronisch ausgelesen wird. Diese hohe Granularität führt zu einer guten Ortsauflösung.

Das LAr-Kalorimeter ist nicht kompensierend, d.h. die Signalgrößen von Elektron- bzw. hadroninduzierter Schauer eines Teilchen gleicher Energie sind unterschiedlich. Die Eichung des nicht kompensierenden Kalorimeters fand im Teststrahl des CERN Beschleunigers SPS statt. Die dort gewonnenen Information über das unterschiedliche Ansprechverhalten werden bei der Energierekonstruktion eingesetzt, um die unterschiedliche Signalantwort der Hadronen und Elektronen zu kompensieren. Die Energieauflösung für hadronische Energien wurde durch Pionen ermittelt. Sie beträgt $\sigma_\pi(E)/E = 50\%/\sqrt{E}$ [H193b], die des elektromagnetischen Teils für Elektronen beträgt $\sigma_e(E)/E = 12\%/\sqrt{E}$. Im realen Detektor kann die Eichmessung überprüft werden, indem man die Balance des transversalen Impulses zwischen dem Positron und dem hadronischen Endzustand in tiefunelastischen Ereignissen ausnutzt. Dies wird im Abschnitt 6.2 genauer beschrieben.

a)



b)

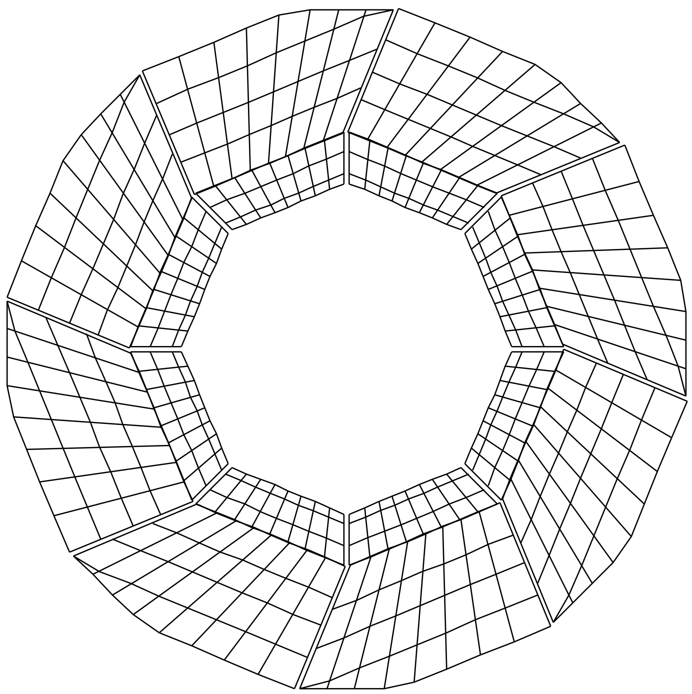


Abbildung 3.6: Seitenansicht (a) und Querschnitt im Zentralbereich (b) des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Man erkennt die Unterteilung in die hadronische (HM) und die elektromagnetische (EM) Komponente. Die Zusammensetzung des LAr-Kalorimeters aus unterschiedlichen Ringen bezüglich ϑ ist dargestellt.

3.2.3 Das zentrale Myonsystem

Das Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses ist aus 10 hintereinanderliegenden Eisenplatten aufgebaut. Die Eisenplatten haben eine Dicke von jeweils 75 mm. Zwischen den Eisenplatten sind insgesamt 16 Lagen Streamer-Kammern eingebettet. Diese Anordnung ermöglicht es, Spuren von Myonen nachzuweisen. Ein weiterer Einsatzbereich dieser Kammern besteht in der kalorimetrischen Messung von hadronischen Schauern, welche nicht vollständig im LAr-Kalorimeter absorbiert wurden. Die Energieauflösung beträgt $\sigma(\mathrm{E})/\mathrm{E} = 100\%/\sqrt{\mathrm{E}}$.

3.2.4 Das Luminositätssystem

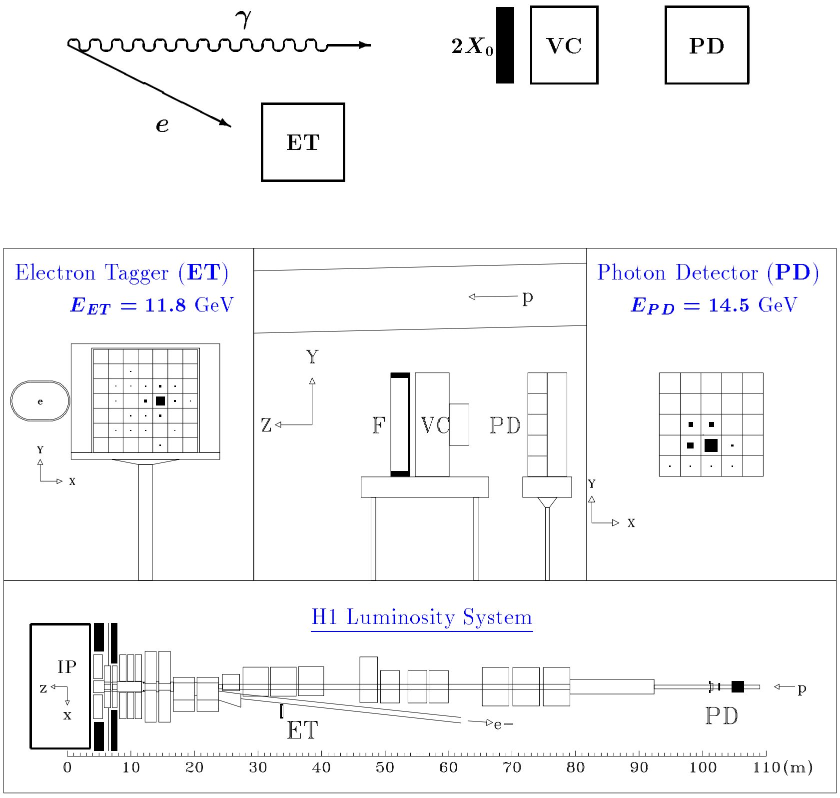


Abbildung 3.7: Übersicht des H1-Luminositätssystems

Zur Bestimmung der Luminosität wird der Bethe-Heitler Prozess ($ep \rightarrow ep\gamma$) ausgenutzt. Dieser Prozeß wird durch eine Koinzidenz zwischen dem Positron und dem abgestrahlten Photons nachgewiesen. Beide Teilchen werden in Čerenkov-Kalorimetern nachgewiesen, die aus TlCl/TlBr-Kristallen bestehen (vgl. Abbildung 3.7). Das zum Nachweis von Positronen bestimmte Kalorimeter, der Elektron-Tagger (ET), befindet sich bei $z = -33$ m. Der Photon-Detektor (PD) ist bei $z = -103$ m installiert. Zur Abschirmung des Photon-Detektors vor Synchrotron Strahlung sind ein Bleifilter und ein Wasser-Čerenkov-Zähler als Veto-Zähler (VC) vor diesem angebracht. Der Elektron-Tagger wird außer zur Bestimmung der Luminosität auch zum Nachweis von Photoproduktionsereignissen verwendet.

3.2.5 Trigger

In HERA werden in einem Abstand von 96 ns Teilchenpakete von Positronen und Protonen im Wechselwirkungsbereich des H1-Detektors zur Kollision gebracht, dies entspricht einer Rate von 10.4 MHz. Neben den Prozessen der Positron-Proton-Wechselwirkung (ep-Wechselwirkung) verursacht das Passieren der Teilchenbündel im Detektor eine Reihe von Untergrundereignissen, wie z.B Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Ereignisse (vgl. Abschnitt 4.4.6). Die dabei entstehende Ereignisrate von 100 kHz bis 1 MHz übersteigt die Aufnahmemöglichkeiten der Elektronik von 1 MByte/s, die bei der erforderlichen Bandbreite ($\approx$ 100 KByte/Ereignis) etwa 10 Hz beträgt. Die Aufgabe des Triggers ist es, die der ep-Wechselwirkung entspringenden Ereignisse herauszufiltern. Die Konzeption des H1-Triggersystem sieht vier aufeinanderfolgende Triggerstufen (L1 bis L4) vor. Während der Datennahme in den Jahren 1994 und 1995 waren nur die erste (L1) und vierte Triggerstufe (L4) in Betrieb.

Die erste Triggerstufe

Die erste Triggerstufe benutzt schnell zur Verfügung stehende Information einzelner Subdetektoren und trifft innerhalb von 2 μs die Entscheidung, ein Ereignis zu verwerfen oder es weiterzuverarbeiten. Um zu verhindern, daß die erste Triggerstufe Totzeit hervorruft, speichert man die zu jedem Bunchcrossing gehörigen Detektorinformation in einer sogenannten Pipeline für 2.4 μs. Für die erste Triggerstufe werden aus dem LAr-Kalorimeter die etwa 45000 Zellen mittels einer gesonderten Elektronik ausgelesen. Um eine schnelle Auslese zu erreichen, erstreckt sich die Integrationszeit zur Digitalisierung des analogen Signals nur über einen Teil des Signals der Kalorimeterzellen und führt demzufolge zu einer verminderten Präzision der Messung. Eine detaillierte Beschreibung des LAr-Trigger befindet sich in [Hap94, Bün96, Rüt96]. Die so erhaltenen Informationen des Kalorimeters werden zu Größen wie z.B Energiesumme und Transversalimpuls zusammengefaßt.

Aufgrund der schnell verfügbaren Informationen und der im Vergleich zum LAr-Kalorimeter guten Zeitauflösung ermöglichen die Proportionalkammern bereits auf L1 eine Zuordnung von Ereignissen zu einem bestimmten Bunchcrossing. Ebenso stellen die ToF- und Veto-Zähler eine Zeitinformation zur Verfügung. Insgesamt existieren 128 logische Entscheidungseinheiten, sogenannte Triggerelemente, die zu größeren Einheiten (*Subtriggern*) logisch miteinander verknüpft werden. Wenn mindestens einer der Subtriggerbedingungen erfüllt ist, wird das Ereignis von der ersten Triggerstufe akzeptiert. Sollte die Rate einzelner Subtrigger zu hohe Werte annehmen, besteht die Möglichkeit, nur einen bestimmten Anteil von derartigen Ereignissen zu akzeptieren, der Subtrigger erhält einen *Prescalefaktor*. In den Jahren 1994 und 1995 betrug die Rate von L1 akzeptierten Ereignissen etwa 50 Hz. Die Identifikation von Ereignissen des geladenen und neutralen Stroms basiert auf den im folgenden beschriebenen Subtriggern des LAr-Kalorimeters.

Der NC Trigger

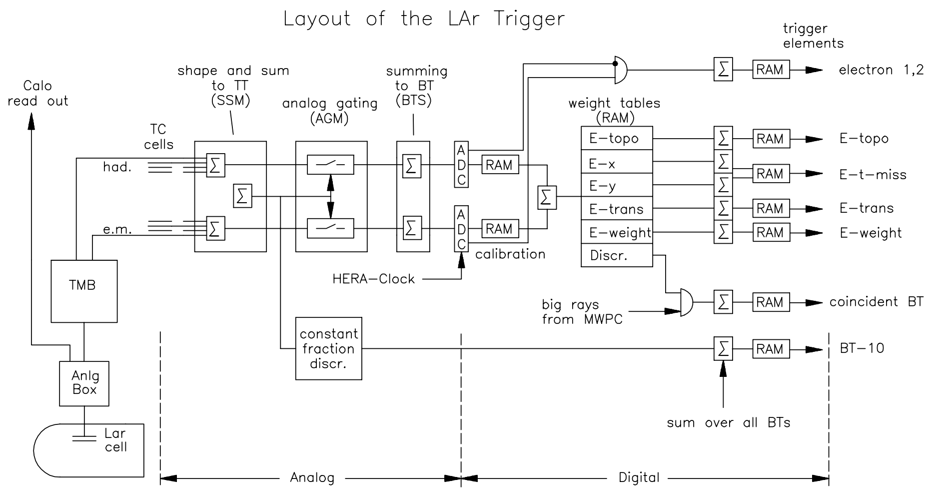


Abbildung 3.8: Blockschaltbild des LAr-Triggers

Im Verlauf der schnellen Signalverarbeitung des LAr-Kalorimeters (vgl. Abbildung 3.8) werden mehrere Zellen zu größeren Einheiten, zu Triggertürmen zusammengefaßt. Die Triggertürme überdecken etwa gleichgroße Bereiche in φ und in der Pseudorapidität η. Sie bestehen entweder nur aus Zellen des elektromagnetischen- oder des hadronischen Teils des Kalorimeters. Die Informationen der Triggertürme werden zu größeren Einheiten, sogenannten *Big Tower* (BT) zusammengefaßt.
Um einen Elektron-Trigger auszulösen, muß mindestens ein Big Tower des elektromagnetischen Teils einen Schwellenwert von etwa 8 GeV überschreiten. Zusätzlich ist es erforderlich, daß entweder das LAr-Kalorimeter oder ein Spurtrigger ein Signal liefert, daß eine Koinzidenz mit einem Bunchcrossing anzeigt und daß kein Vetosignal gesetzt ist.

Der CC Trigger

Das bei Ereignissen des geladenen Stroms erzeugte und im Detektor nicht nachweisbare Neutrino führt zu einer klaren Signatur der CC-Ereignisse. Im Detektor wird nur der Transversalimpuls des hadronischen Endzustands gemessen. Auf L1 wird der Transversalimpuls $P_\perp^{\mathrm{Trigger}}$ bestimmt, indem man die von den Big Towern nachgewiesenen Energie entsprechend ihres Raumwinkels aufsummiert und zusammenfaßt:

$$(\mathrm{E_i^{BT}})_\mathrm{x} = \sin\vartheta_\mathrm{i}\cos\varphi_\mathrm{i}\cdot \mathrm{E_i^{BT}} \tag{3.1}$$

$$(\mathrm{E_i^{BT}})_\mathrm{y} = \sin\vartheta_\mathrm{i}\sin\varphi_\mathrm{i}\cdot \mathrm{E_i^{BT}} \tag{3.2}$$

$$\mathrm{P}_\perp^{\mathrm{Trigger}} = \sqrt{\left(\sum_{\mathrm{BTi}}(\mathrm{E_i^{BT}})_\mathrm{x}\right)^2 + \left(\sum_{\mathrm{BTi}}(\mathrm{E_i^{BT}})_\mathrm{y}\right)^2}\,/\mathrm{c}. \tag{3.3}$$

Überschreitet der so ermittelte Transversalimpuls eine Schwelle, die etwa 6 GeV/c entspricht, wird dieses Triggerelement aktiviert. Zur Reduktion von Untergrund wird der $P_\perp$-Trigger mit einem von den Proportionalkammern erzeugten Zeittrigger, dem z-Vertex-t_0 und einer Antikoinzidenz des Vetosignals logisch verknüpft.

Die vierte Triggerstufe

Die vierte Triggerstufe (L4) ist ein Softwaretrigger. Sie besteht aus etwa 30 RISC Prozessoren, die zu einer Prozessorfarm zusammengefaßt sind. L4 stehen die vollständigen Detektorinformationen zur Verfügung und kann somit die Entscheidung für Ereignisse, die von L1 akzeptiert wurden, überprüfen und gegebenenfalls revidieren. Die Rate von Ereignissen, die L4 passieren, beträgt 10 Hz. Nur 1% der Ereignisse, für die die Entscheidung von L1 revidiert wurde, werden in Hinsicht auf weitere Studien gespeichert, die anderen werden verworfen.

3.3 Ereignisrekonstruktion

Detektorinformationen, sogenannte Rohdaten von Ereignissen mit einem von L4 verifizierten L1-Subtrigger, werden auf Magnetbändern aufgezeichnet. Rohdaten entsprechen z.B. Ladungsdepositionen in den Zellen des Kalorimeters oder angesprochenen Signaldrähte in den Spurkammern. Um diese mit Vierervektoren erzeugter Teilchen zu korrelieren, ist es notwendig die Rohdaten zu analysieren. Hierfür wird in der Rekonstruktion ein Multiprozessorrechner eingesetzt. Die Rekonstruktion wird auch mit *L5* bezeichnet. Im folgenden wird die Rekonstruktion der für diese Analyse wichtigen Größen beschrieben.

Als Ausgangspunkt der Energierekonstruktion im LAr-Kalorimeter dient die in den Zellen des Kalorimeters deponierte elektrische Ladung. Die gemessene Ladung ist proportional zur deponierten Energie. Die Proportionalitätsfaktoren wurden in Testmessungen an Teilchenstrahlen am CERN (siehe Abschnitt 3.2.2) bestimmt. Das Rauschsignal wird regelmäßig während der Datennahmeperiode gemessen. Unter Berücksichtigung des Rauschens und nach Korrektur des Energieverlusts in inaktiver Materie, die die Teilchen vor dem Erreichen des Kalorimeters passieren, erhält man die in einer Zelle deponierte Energie. Sie entspricht der Energiedeposition von elektromagnetisch wechselwirkenden Partikeln. Das hochauflösende LAr-Kalorimeter ermöglicht eine Unterscheidung der elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen von den Hadronen in einem Teilchenbündel, einem sogenannten *Jet*.

Zur Bestimmung der Energiedeposition von Hadronen mit dem nichtkompensierenden LAr-Kalorimeter wird eine weitere Gewichtung vorgenommen:

$$E_{had}^{Zelle} = a_0 + a_1 \exp^{-\alpha E_{em}^{Zelle}/V^{Zelle}} E_{em}^{Zelle}. \quad (3.4)$$

E_{had}^{Zelle},E_{em}^{Zelle} entsprechen der Energiedeposition von Hadronen bzw. elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen in einer Zelle des Volumens V^{Zelle}. Die Parameter a_0, a_1 und α wurden durch eine Monte Carlo Simulation als Funktion der Energie von Jets bestimmt [Wel94]. Die Energiedeposition in den einzelnen Zellen werden zu Objekten, sogenannten Clustern zusammengefaßt [H191], die mit Teilchen zu korrelieren sind.

Die Spurrekonstruktion der zentralen Jetkammern basiert auf der Messung von Ladung und Driftzeit geladener Teilchen, welche die CJC durchqueren. Die kürzeste gemessene Driftzeit wird als Startwert des t_0 eines Ereignisses verwendet. Als Ausgangspunkt der Spurrekonstruktion dienen jeweils drei Treffer benachbarter Drähte einer Zelle. Diese werden dann iterativ über Zellgrenzen hinweg, zu Spursegmenten zusammengefaßt, wenn mindestens ein gemeinsamer Treffer existiert. Spursegmente beider zentraler Jetkammern werden bei ungefährer Übereinstimmung der Helixparameter mittels einer χ^2-Anpassung zusammengefaßt und gleichzeitig werden Amibiguitäten beseitigt. Unter Vernachlässigung entfernterer Treffer werden die vorläufigen Spurparameter der Spursegemente durch Anpassung eines Kreises in radialer Ebene und einer Geraden in der rz-Ebene bestimmt. Zur Ermittlung der Spurparameter und des Ursprungs der Spuren wird eine weitere Anpassung vorgenommen, bei der der primäre Vertex als zusätzlicher Parameter verwendet wird. In einer letzten Anpassung wird auch die Information der zentralen z-Kammern benutzt, um eine verbesserte Auflösung in Strahlrichtung zu erreichen.

3.4 Ereignissimulation

Die von Monte-Carlo-Generatoren (siehe Abschnitt 2.3) erzeugten Ereignisse repräsentieren unterschiedliche theoretische Modelle durch Vierervektoren der Teilchen im Endzustand der einzelnen generierten Ereignisse. Sie sind aber noch nicht direkt mit den im Detektor aufgezeichneten Meßgrößen der Ereignisse vergleichbar. Im Rahmen der Ereignissimulation wird das Ansprechverhalten des Detektors auf die generierten Teilchen der Monte-Carlo Ereignisse simuliert. Hierbei findet das Programm GEANT [Gea87] Anwendung. Teil diese Programms ist GHEISHA [Ghe88], diese Programm simuliert das Verhalten von Hadronschauer im Kalorimeter. Während der Datennahme werden gesonderte Messungen des zeitabhängigen Rauschen des LAr-Kalorimeters durchgeführt. Diese Messungen, sowie andere zeitabhängige Kalibrationskonstanten, werden in der Simulation berücksichtigt. Die simulierten Ereignisse werden analog zu Ereignissen der ep-Wechselwirkung rekonstruiert und werden zum Verständnis der Detektorauflösung einem Vergleich mit Daten unterzogen (siehe Abschnitt 5.4).
Zur Untersuchung der Detektorauflösung und zur Entfaltung der Daten stehen in dieser Analyse 60000 mit dem Generator *Django 6.1* [DJA94] erzeugte Monte-Carlo

Ereignisse des geladenen Stroms zur Verfügung. Für den Prozess des neutralen Stroms wurden 100000 Ereignisse verwendet. Diese Ereignisse wurden mit einem Impulsübertrag $Q^2 > 100\,\mathrm{GeV}^2/c^2$ generiert. Die Monte-Carlo Ereignismengen entsprechen einer integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ von 1365 pb^{-1} für den CC-Prozeß und von 24 pb^{-1} für den NC-Prozeß. Für Studien des Photoproduktionsuntergrund stehen mit dem Generator *Pythia 5.7* [PYT93] erzeugte Ereignisse des direkten und aufgelösten Prozesses zur Verfügung. Die generierten Photoproduktionsereignisse entsprechen einer integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ von 4 pb^{-1}.

Kapitel 4

Auswahl der Ereignisse

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt in der Untersuchung des Prozesses des geladenen Stroms mit einem hadronischen Transversalimpuls $p_\perp^{had} > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ und in einem Bereich der Inelastizität y_{JB} von $0.1 < y_{JB} < 0.9$. Da zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ der CC-Selektion und zum Studium von Detektoreffekten ebenfalls Ereignisse des neutralen Stroms untersucht werden, ist die Selektion der NC-Ereignisse weitestgehend analog zur CC-Selektion aufgebaut. Dies erlaubt einen direkten Vergleich der beiden Prozesse.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten werden für den untersuchten kinematischen Bereich bestimmt. Unter der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ versteht man das Verhältnis aus der Anzahl von Ereignissen die eine Bedingung erfüllen zu der Anzahl der Ereignisse ohne Forderung der entsprechenden Bedingung. Zur Bestimmung der kinematischen Variablen aus dem hadronischen Endzustand (vgl. Gleichungen 2.9 - 2.13) werden die erforderlichen Summationen über die Zellen i des LAr-Kalorimeters durchgeführt, welche dem hadronischen Endzustand zuzuordnen sind. Bei der Bestimmung dieser kinematischen Variablen, werden für die Ereignisse des neutralen Stroms nur Zellen berücksichtigt, die außerhalb eines Konus mit dem Öffnungswinkel von 17° liegen, dessen Ursprung im rekonstruierten Vertex liegt und dessen Achse durch das Zentrum der Energiedeposition des identifizierten Positrons im LAr-Kalorimeter läuft.

Im folgenden wird die Auswahl der Ereignisse der beiden Prozesse vorgestellt. Die Ereignisse werden aufgrund ihrer Topologie ausgewählt. Untergrundprozesse mit ähnlichen Topologien werden vorgestellt und Methoden entwickelt, diese zu erkennen. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Ereignisse des geladenen Stroms werden durch ein spezielles, in Abschnitt 4.3 beschriebenes Verfahren aus den Ereignissen des neutralen Stroms abgeleitet. Im Abschnitt 4.5 wird die Auswahl des neutralen- und geladenen Stroms gegenübergestellt und zusammengefaßt.

4.1 Verwendete Datenmenge und integrierte Luminosität

Diese Analyse basiert auf den vom H1-Experiment in den Jahren 1994 und 1995 aufgezeichneten Daten der Positron-Proton Wechselwirkung. Zur Gewährleistung stabiler Bedingungen des Detektors während der Datennahme werden ausschließlich Datennahmeperioden verwendet, in denen alle wichtigen Komponenten des Detektors vollständig funktionsfähig waren. Es werden Datennahmeperioden ausgeschlossen, in denen die Hochspannung von verwendeten Subdetektoren ihren nominellen Wert nicht erreichen, bzw. diese nicht einsatzbereit waren. Die wichtigen Komponenten sind:

- LAr-Kalorimeter
- zentrale Driftkammer
- zentrale Proportionalkammern
- Myonssystem
- zentrale Triggerlogik

Perioden, in denen im LAr-Kalorimeter übermäßiges kohärentes Rauschen auftrat, fanden keine Berücksichtigung.

Die so ausgewählten Datennahmeperioden entsprechen einer integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ von $(6.57 \pm 0.10)\,\mathrm{pb}^{-1}$. Der Fehler der Luminositätsmessung beruht auf der Behandlung von Reaktionen in Satellitenpaketen und auf Unsicherheiten in der Kalibration des Luminositätssystems.

4.2 Auswahl der Ereignisse des neutralen Stroms

Die Ereignisse des neutralen Stroms werden anhand des gestreuten Positrons identifiziert. Es werden nur Ereignisse analysiert, bei denen ein Positron im LAr-Kalorimeter nachgewiesen wird. Die geometrische Akzeptanz des Kalorimeters von $\vartheta < 153°$ entspricht einem minimalen Impulsübertrag Q^2 von etwa $100\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^2$. Wie schon in der Einleitung dieses Kapitels angeführt, werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte des neutralen Stroms mit denen des geladenen verglichen. Eine äquivalente Behandlung der beiden Prozesse in den Selektionskriterien führt zu gleichen systematischen Bedingungen. Demzufolge entsprechen sich mit Ausnahme der Ereignisidentifikation alle weiteren Selektionskriterien.

4.2.1 Ereignistopologie

Ereignisse des neutralen Stroms (vgl. Abbildung 4.1) zeichnen sich durch ihr gestreutes Positron aus. Das Lepton hinterläßt in den Spurkammern typischerweise eine isolierte, hochenergetische und dadurch kaum gekrümmte Spur. Das Positron

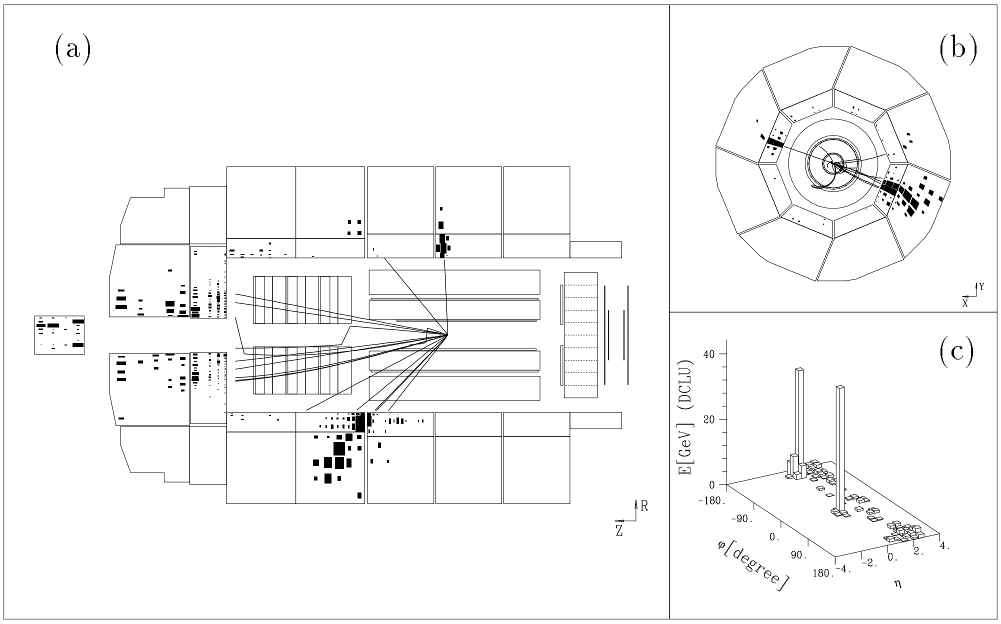


Abbildung 4.1: Typisches Ereignis des neutralen Stroms in der Seitenansicht des H1-Detektors (a) und im Querschnitt (b). Das Histogramm (c) zeigt den Energiefluß des Ereignisses in Abhängigkeit des Winkels φ und der Pseudorapidität η.

erzeugt im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters eine isolierte Energiedeposition, einen sogenannten Cluster. Dieser Cluster dient der Identifikation von NC-Ereignissen.

4.2.2 Vorselektion

Die Vorselektion vereinfacht die technische Identifikation der untersuchten Ereignisse im Datenfluß des Experimentes. Direkt im Anschluß an die Ereignisrekonstruktion werden in der sogenannten Klassifikation einfache und effiziente Kriterien angewandt, um Ereignisse gleichen Ursprungs zu *markieren*. In der Vorselektion wird für jedes von H1 aufgezeichnete Ereignis u.a. die Hypothese geprüft, daß es sich um ein NC-Ereignis handele. Daher ist es notwendig, eine schnelle und effiziente Erkennung des Positrons anzuwenden.

Jeder Cluster i in einem der Kalorimeter, mit einem Transversalimpuls $\mathrm{P}_{\perp}^{\mathrm{Cluster\ i}}$

$$\mathrm{P}_{\perp}^{\mathrm{Cluster\ i}} = \sqrt{(\mathrm{E}_{\mathrm{x}}^{\mathrm{Cluster\ i}})^2 + (\mathrm{E}_{\mathrm{y}}^{\mathrm{Cluster\ i}})^2}/\mathrm{c} \tag{4.1}$$

von mehr als 5 GeV/c wird als Kandidat für ein Positron angesehen. Zur äquivalenten Behandlung der NC-Ereignisse und der Ereignisse des geladenen Stroms, bei welchen nur der hadronische Endzustand zur Identifikation vorhanden ist, berechnet man nun, unter Ausschluß des Clusters i, einen modifizierten Transversalimpuls

$P_{\perp,i}^{mod}$ [Hap94]:

$$\begin{aligned} P_{\perp,i}^{mod} &= \sqrt{(E_x - E_x^{Cluster\ i})^2 + (E_y - E_y^{Cluster\ i})^2}/c \quad \text{mit} \\ E_x &= \sum_{Cluster\ j} E_x^{Cluster\ j} \\ E_y &= \sum_{Cluster\ j} E_y^{Cluster\ j}. \end{aligned} \tag{4.2}$$

Im einzelnen werden für die Vorselektion der Ereignisse des neutralen Stroms folgende Kriterien gefordert:

- Mindestens ein Cluster i erfüllt die Bedingung:

$$P_{\perp}^{Cluster\ i} > 5\,\mathrm{GeV/c} \quad \wedge \quad P_{\perp,i}^{mod} > 10\,\mathrm{GeV/c} \tag{4.3}$$

- Es existiert mindestens eine Spur, deren erster gemessene Spurpunkt einen geringeren Radius als 30 cm besitzt und deren radialer Abstand zwischen dem ersten und letzten gemessen Spurpunkt größer als 10 cm ist. Ein weiteres Kriterium an diese Spur ist ihr minimaler Abstand zur z-Achse, dem *dca*. Es muß gelten:

$$|\mathrm{dca}| < 5\,\mathrm{cm}. \tag{4.4}$$

  Für die z-Position des dca z_{dca} dieser Spur muß weiterhin gelten:

$$|z_{dca} - \bar{z}_{Vertex}^{run}| < 100\,\mathrm{cm}. \tag{4.5}$$

  Hierbei bezeichnet $\bar{z}_{Vertex}^{run}$ die z-Position des für eine Datennahmeperiode bestimmten mittleren Wechselwirkungspunkt.

- Es muß mindestens eines der LAr-Triggerelemente aktiviert sein.

- Im Jahre 1995 wurden Ereignisse mit genau einem rekonstruierten Ereignisvertex mit $|z_{Vertex} - \bar{z}_{Vertex}^{run}| > 50$ cm nicht berücksichtigt.

Zur Überprüfung der Klassifikation werden 1% der nicht ausgewählten Ereignisse mittels eines gesonderten Datenstroms gespeichert. Unter diesen *L5-Reject-Daten* befand sich kein NC-Ereignis, welches alle Selektionskriterien erfüllt. In anderen Ereignisklassen befand sich ebenfalls kein NC-Ereignis, welches nicht der NC-Klasse zugeordnet wurde und welches alle Selektionskriterien erfüllt. Somit ist keine Korrektur für die Ereignisklassifikation nötig.
Im Jahre 1995 wurde eine stark erhöhte Rate von Untergrundereignissen von Wechselwirkungen der Protonpakte im Bereich des neuinstallierten SPACAL Kalorimeters beobachtet. Derartige Untergrundereignisse sind durch mehr als 4000 Treffer in der zentralen Spurkammer gekennzeichnet. Ereignisse des neutralen Stroms weisen hingegen weniger als 3000 Treffer auf, wie aus Ereignissen, die im Jahre 1994 aufgezeichnet wurden, ersichtlich ist. Dies wird auch durch Studien mit Monte-Carlo

Ereignissen bestätigt. Um solche Untergrundereignisse zu verwerfen wird gefordert, daß

$$\mathrm{Treffer_{CJC}} \quad < \quad 4000 \tag{4.6}$$

gilt, da hierdurch kein NC-Ereignis verworfen wird. Nach der Vorselektion verbleiben 33602 NC Kandidaten.

4.2.3 Trigger

Bei selektierten Ereignissen des neutralen Stroms muß der in Abschnitt 3.2.5 beschriebene NC-Trigger angesprochen haben, dies ist für 32865 Ereignisse der Fall. Zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit wird der unabhängige DcRϕTrigger [Wol92] verwendet. Dieser Trigger benutzt Informationen der zentrale Driftkammer.

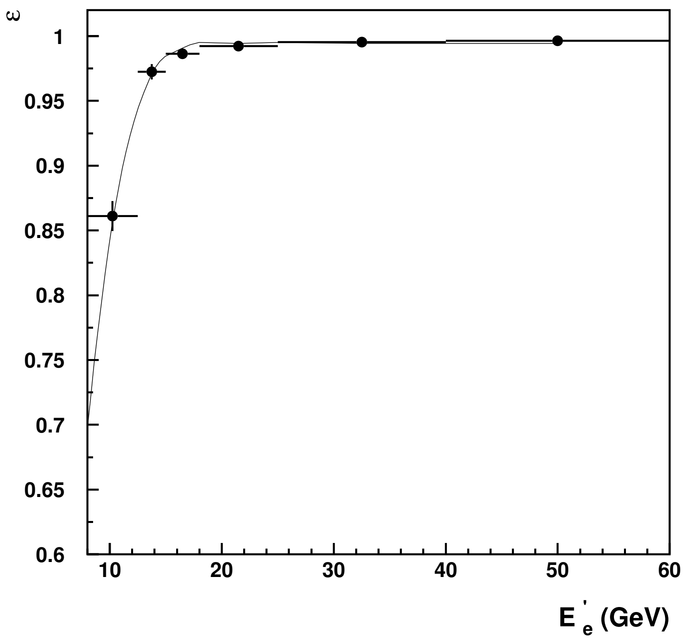


Abbildung 4.2: Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des verwendeten Elektron Triggers in Abhängigkeit der Energie des gestreuten Positrons E'_e (•) und das Ergebnis der Anpassung (-) .

Abbildung 4.2 zeigt die Ansprechwahrscheinlichkeit des Elektron Triggers in Abhängigkeit der Energie des gestreuten Positrons E'_e. Die durchgezogenen Linie zeigt das Ergebnis einer Anpassung der Parametrisierung (vgl. Tabelle 4.1)

$$x \quad = \quad \frac{E'_e - a_1}{a_2} \tag{4.7}$$

$$f(x) \quad = \quad a_3 \cdot \int_{-\infty}^{x} e^{-t^2/2} dt \tag{4.8}$$

an die Ansprechwahrscheinlichkeit. Für Ereignisse mit einem Transversalimpuls des

a_1	a_2	a_3	χ^2/ndf
(6.00 ± 0.22) GeV	(3.92 ± 0.23) GeV	0.994 ± 0.001	0.94

Tabelle 4.1: Parameter der Anpassung der Ansprechwahrscheinlichkeit

hadronischen Endzustands $p_\perp^{had}$ über 12.5 GeV/c, dies entspricht dem untersuchten kinematischen Bereich, ergibt sich eine Ansprechwahrscheinlichkeit von $(98.8 \pm 0.2)\%$.

4.2.4 Identifikation des gestreuten Positrons

Das gestreute Positron wird anhand der longitudinalen und transversalen Schauerentwicklung im LAr-Kalorimeter selektiert [Schö96a]. Es werden 18380 Ereignis mit einem Positron identifiziert. Bei den verworfenen 14485 Ereignissen handelt es sich hauptsächlich um kosmische Myonen und strahlinduzierten Untergrund. Die Abbildungen 4.3 (a) und (b) zeigen die Polar- (ϑ_e) bzw. Azimut- (φ_e) Verteilung der identifizierten Positronen im Vergleich zu simulierten NC-Ereignissen mit einem Transversalimpuls von $p_\perp^{had} > 12.5$ GeV/c.

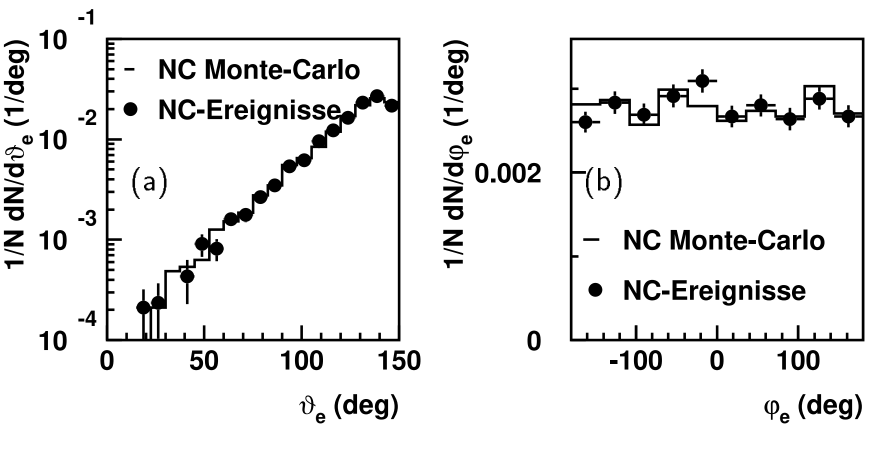


Abbildung 4.3: Anzahl der identifizierten Positronen (•) in Abhängigkeit des Polarwinkels ϑ_e (a) bzw. des Azimutwinkels φ_e (b) des Positrons im Vergleich zu simulierten Monte-Carlo Ereignissen (-). Die Histogramme sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

Eine von der Energiedeposition unabhängige Möglichkeit, Ereignisse des neutralen Stroms nachzuweisen, bietet die hochenergetische Spur des Positrons in der zentralen Driftkammer, die von den Spuren des hadronischen Endzustands isoliert ist

[Bün96]. Von den, durch diese Methode identifizierten NC-Kandidaten mit einem hadronischen Transversalimpuls $p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$, werden $(98.0 \pm 1.0)\%$ ebenfalls von der oben beschriebenen Methode als NC-Kandidaten identifiziert.

4.2.5 Vertex-Bedingung

Für Ereignisse des neutralen Stroms mit identifizierten Positron und einem Elektrontrigger wird die Existenz eines rekonstruierten Vertex gefordert. Dieser wird aus einer Kombination der in der zentralen Jetkammer und in den Vorwärtsspurkammern rekonstruierten Vertex gebildet. Wird ein Vertex in der zentralen Driftkammer rekonstruiert, so findet dieser Verwendung. Ist dies nicht der Fall, wird der im Vorwärtsspurkammersystem rekonstruierte Vertex berücksichtigt. Durch die Forderung der Existenz eines Vertex werden Halo-Myon Ereignisse sowie Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung verworfen. Um Reaktionen in den Satellitenpaketen auszuschließen, muß die z-Position des rekonstruierten Vertex z_{Vertex} folgende Bedingung erfüllen

$$|z_{\mathrm{Vertex}} - \bar{z}^{\mathrm{run}}_{\mathrm{Vertex}}| \;<\; 35\,\mathrm{cm}, \tag{4.9}$$

da Wechselwirkungen in den Satellitenpaketen bei der Berechnung der Luminosität nicht enthalten sind. Hierbei ist $\bar{z}^{\mathrm{run}}_{\mathrm{vertex}}$ die Mittelung der gemessenen z-Position des Vertex über die, dem Ereignis entsprechenden Datennahmeperiode. Nach Anwendung der Vertex-Bedingung verbleiben 17789 NC Kandidaten.
In Abbildung 4.4 sind die Verteilungen der z-Position der NC-Ereignisse aus den Jahren 1994 und 1995 zu sehen. Es ergibt sich eine mittlere z-Position von $z_{\mathrm{Vertex}} = 3.2\,\mathrm{cm}$ für das Jahr 1994 und $z_{\mathrm{Vertex}} = -1.2\,\mathrm{cm}$ für 1995. Die starke Abhängigkeit des NC-Wirkungsquerschnittes vom Streuwinkel des Positrons (siehe Abschnitt 2.2.2) erfordert es, die unterschiedlich simulierte Vertex-Verteilungen der Monte-Carlo Ereignisse zu berücksichtigen. Dieser Unterschied kommt hauptsächlich an den Akzeptanzgrenzen des LAr-Kalorimeter zu tragen. Durch eine Gewichtung der Monte-Carlo Ereignisse entsprechend der Vertex-Verteilung der aufgezeichneten NC-Ereignisse wird hierfür korrigiert.

Eine visuelle Überprüfung der durch den z-Vertex Schnitt verworfenen NC-Ereignisse mit einem hadronischen Transversalimpuls von $p_\perp^{\mathrm{had}} > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ und einer Inelastizität y_{JB} in einem Bereich von $0.1 < y_{\mathrm{JB}} < 0.9$ ergab eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $(99.9 \pm 0.1)\%$ für Ereignisse deren Vertex aufgrund der Spurfindungsalgorithmen fälschlicherweise in einer Region $|z_{\mathrm{Vertex}} - \bar{z}^{\mathrm{run}}_{\mathrm{Vertex}}| > 35\,\mathrm{cm}$ rekonstruiert wurde.

4.2.6 Bedingung an den Transversalimpuls

Das Ziel dieser Analyse ist die Untersuchung der Prozesse des neutralen- und des geladenen Stroms und deren Vergleich. Wie man in Abschnitt 4.5 sehen wird, ergibt sich für Ereignisse des geladenen Stroms bei Transversalimpulsen hadronischen

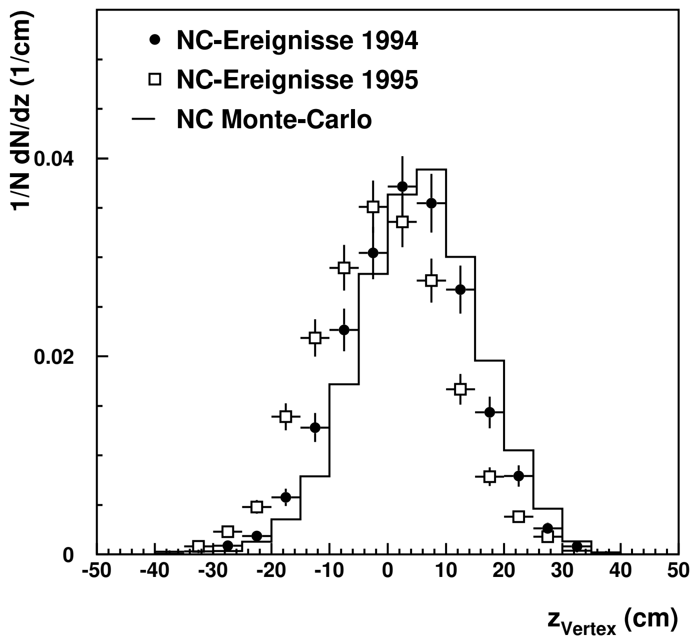


Abbildung 4.4: Die z-Verteilung des Vertex der im Jahre 1994 (•) und der im Jahre 1995 (□) aufgezeichneten Ereignisse des neutralen Stroms. Diese werden mit der z-Verteilung des Vertex von generierten Monte-Carlo Ereignisse (-) verglichen.

Endzustands $\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}}$ bei 12.5 GeV/c eine Nachweiswahrscheinlichkeit von weniger als 20%, deswegen wird

$$\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}} \; > \; 12.5\,\mathrm{GeV/c} \tag{4.10}$$

gefordert. Diese Bedingung wird ebenfalls an die Ereignisse des neutralen Stroms gestellt, da dies den direkten Vergleich der beiden Prozesse ermöglicht. Es verbleiben 10985 Ereignisse.

4.2.7 Untergrund in der Ereignismenge

Quellen für fehlidentifizierte Ereignisse des neutralen Stroms, nach Anwendung der bisher aufgeführten Selektionskriterien, sind Höhenstrahlungsereignisse, Halo-Myon-Ereignisse, sowie Ereignisse der Photoproduktion und der Leptonpaarerzeugung.

Untergrund aus Höhenstrahlungsereignissen und Halo-Myon-Ereignissen

Zur Identifikation von Ereignissen der Höhenstrahlung und Halo-Myon-Ereignissen, werden spezielle Algorithmen verwendet. Diese Algorithmen werden detailliert im Zusammenhang mit dem Untergrund in Ereignissen des geladenen Stroms in Abschnitt 4.4.6 vorgestellt. Durch diesen Schnitt werden 361 Ereignisse verworfen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt $(98.5 \pm 0.2)\%$. Dieser Wert wurde durch eine visuelle Überprüfung ermittelt, indem man unter den verworfenen Ereignissen nach NC-Ereignissen sucht, die durch ihre klare Topologie eindeutig zu erkennen sind.

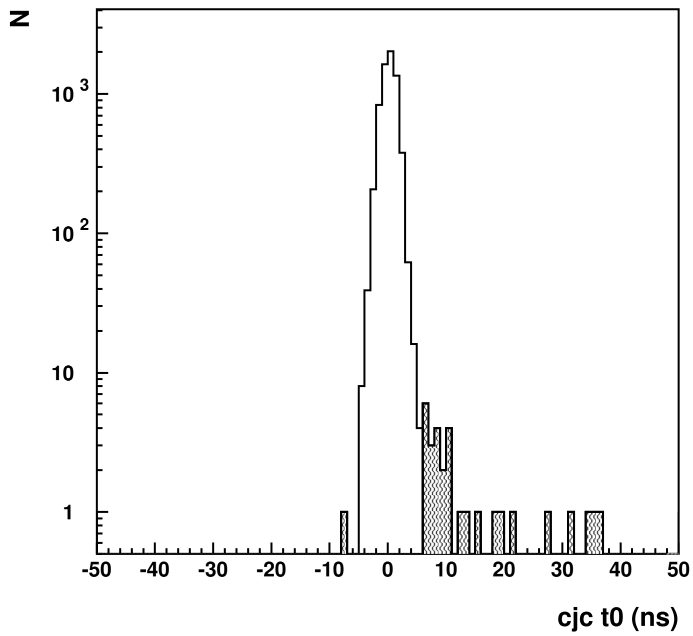


Abbildung 4.5: Die Verteilung des Ereigniszeitpunkts in der zentralen Driftkammer CJC-t0 für die selektierten Ereignisse N des neutralen Stroms (-). Das schattierte Histogramm entspricht Ereignissen, deren Ereigniszeitpunkt mehr als 6 ns vom nominellen Wechselwirkungszeitpunkt abweicht.

Zur Abschätzung des verbleibenden Untergrunds aus kosmischen Myonen kann man die Zeitinformation der zentralen Driftkammer verwenden. Kosmische Myonen durchqueren den Detektor zu beliebiger Zeit, d.h. unkorreliert mit dem Zeitpunkt eines Bunchcrossings. In Abbildung 4.5 ist das Zeitsignal der zentralen Driftkammer CJC-t0 für NC-Kandidaten aufgetragen. Überprüft man Ereignisse, deren Signal weiter als 6 ns vom nominellen Wechselwirkungszeitpunkt entfernt sind, findet man in dieser Menge 5 Höhenstrahlungsereignisse. Extrapoliert man dies auch über den Bereich mit $|CJC - t0| < 6\,\mathrm{ns}$, so entspricht dies einem verbleibenden Untergrund von $(0.1 \pm 0.03)\%$.

Photoproduktionsuntergrund

Die Fehlidentifikation eines Teilchens im hadronischen Endzustand von Photoproduktionsereignissen als Positron ist die Ursache, daß derartige Ereignisse als NC-Kandidaten angesehen werden. Im folgenden werden zwei Möglichkeiten vorgestellt, diesen Untergrundprozess von dem eigentlichen Signal zu unterscheiden.

Eine direkte Abschätzung des Photoproduktionsuntergrundes ermöglicht der Nachweis des wahren gestreuten Positrons im Elektron-Tagger (vgl. Abschnitt 3.2.4) des Luminositätssystems. Aus einer Ereignissimulation ergibt sich eine Akzeptanz des Elektron-Taggers extrapoliert auf den gesamten Phasenraum der Photoproduktionsereignisse von $(16.2 \pm 1.5)\%$. Eine zufällige Koinzidenz von Bethe-Heitler-Ereignissen ($e^+p \to e^+p\gamma$) und Ereignissen des neutralen Stroms können eine vergleichbare Signatur wie Photoproduktionsuntergrund verursachen. Die zusätzliche Forderung, daß im Photon-Tagger (vgl. Abschnitt 3.2.4) keine Energie deponiert wurde, reduziert die Häufigkeit dieser Verwechslung.

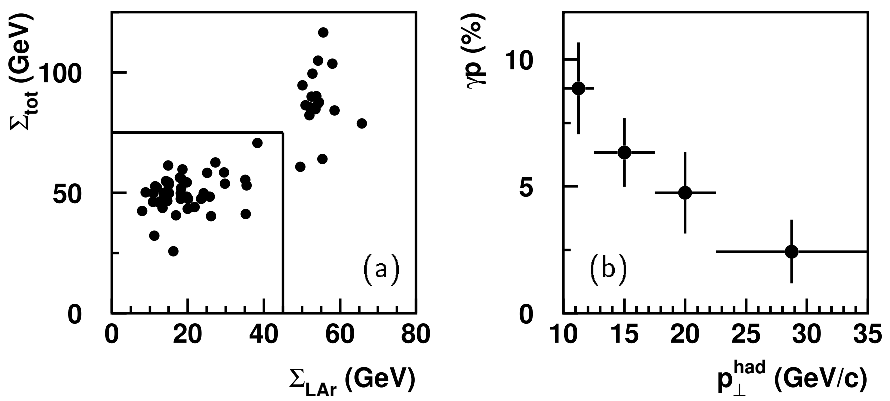


Abbildung 4.6: In (a) ist das gemessene Σ_{tot} und Σ_{LAr} für Ereignisse (•) mit einem nachgewiesenen Positron im Luminositätssystem des H1-Detektors abgebildet. Der prozentualer Anteil von Photoproduktionsuntergrund (•) an der NC-Ereignismengen in Abhängigkeit des transversalen Impulses $p_\perp^{had}$ ist in (b) dargestellt.

Die verbleibenden zufälligen Koinzidenzen erkennt man durch die Betrachtung der Größen:

$$\Sigma_{tot} = \sum_{\mathrm{LAr-Zellen\ i}} (1 - \cos\vartheta_i) \cdot E_i + (1 - \cos\vartheta_e) \cdot E_{\mathrm{Elektron-Tagger}} \qquad (4.11)$$

$$\Sigma_{LAr} = \sum_{\mathrm{LAr-Zellen\ i}} (1 - \cos\vartheta_i) \cdot E_i \qquad (4.12)$$

In Abbildung 4.6 (a) sieht man die Korrelation zwischen Σ_{tot} und Σ_{LAr}. Man erkennt zwei Gebiete erhöhter Dichte. Für Ereignisse bei HERA, bei denen man den hadronischen Endzustand und das gestreute Lepton im Detektor nachweisen kann gilt

$$\Sigma_{tot} = 2 \cdot E_e = 55\,\mathrm{GeV}, \qquad (4.13)$$

wenn man Ereignisse mit einer Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand vernachlässigt. Für derartige Ereignisse ist $\Sigma_{tot} < 55\,\mathrm{GeV}$. Der Beitrag der Teilchen des Protonrests i zu Σ_{LAr} bzw Σ_{tot} ist aufgrund ihres kleines Streuwinkels ($\vartheta_i \approx 0 \Rightarrow (1 - \cos\vartheta_i) \approx 0$) zu vernachlässigen. Durch die Bedingung

$$\Sigma_{tot} < 75\,\mathrm{GeV} \quad \wedge \quad \Sigma_{LAr} < 45\,\mathrm{GeV} \qquad (4.14)$$

kann man Photoproduktionsuntergrund von NC-Ereignissen trennen, die von einem Bethe-Heitler-Ereignissen überlagert werden. Die auf diese Weise direkt nachgewiesenen Photoproduktionsereignisse werden für die geometrische Akzeptanz des Elektron-Taggers korrigiert. In Abbildung 4.6 (b) ist der relative Anteil der durch diese Methode bestimmte Anzahl von Photoproduktionsereignissen als Funktion von $p_\perp^{had}$ bezogen auf die Anzahl der NC-Kandidaten dargestellt.

Abbildung 4.7 (a) zeigt die geometrische Akzeptanz des Elektrontaggers in Abhängigkeit der eigentlichen Inelastizität $y_{\gamma p}$ des Photoproduktionsereignisses, mit

$$y_{\gamma p} \;=\; 1 - \frac{E_{tagger}}{E_e}. \tag{4.15}$$

Aufgrund der eingeschränkten geometrischen Akzeptanz kann man mit den direkt nachgewiesenen Ereignissen nur in einem gewissen y-Bereich den Photoproduktionsuntergrund zuverlässig aus den Daten extrahieren. Da keine Korrelation zwischen dem wahren $y_{\gamma p}$ und dem im LAr-Kalorimeter nachgewiesenen transversalen hadronischen Impulses $p_\perp^{had}$ zu beobachten ist, wie eine Studie zeigt (vgl. Abbildung 4.7 (b)), besteht die Möglichkeit Rückschlüsse auf die $p_\perp^{had}$-Abhängigkeit dieses Untergrundes zu ziehen. Man kann die nicht vorhandene Korrelation dieser beiden Größen dadurch erklären, daß das fälschlich als Positron identifizierte Teilchen nur *zufällig* als solches erkannt wurde und keinerlei Information über die Ereigniskinematik trägt. Dies führt auch dazu, daß das aus dem *hadronischen Endzustand* berechnete y_{JB} noch immer eine Korrelation mit dem wahren $y_{\gamma p}$ des Photoproduktionsereignisses aufweist (vgl. Abbildung 4.7 (c)). Die Annahme, daß das fehlidentifizierte Positron keine Information über die Ereigniskinematik trägt wird dadurch bestätigt, daß $y_{\gamma p}$, wie Abbildung 4.7 (d) zu entnehmen ist, ebenfalls nicht mit y_e korreliert ist. Hierbei wurde y_e aus den kinematischen Größen des *„Positrons“* im LAr-Kalorimeter berechnet. Zusammenfassend ist zu sagen, daß die direkt nachgewiesenen Photoproduktionsereignisse die Möglichkeit bieten, den Untergrund in Abhängigkeit von $p_\perp^{had}$, aber nicht als Funktion von y_{JB} abzuschätzen.

Durch die angesprochenen Zusammenhänge zwischen den unterschiedlichen Möglichkeit, die Kinematik der NC-Kandidaten zu bestimmen, kann man in einer zweiten Methode, eine statistische Abschätzung des Photoproduktionsuntergrundes in Abhängigkeit der kinematischen Variablen y_{JB} und $p_\perp^{had}$ erhalten. Da das fehlidentifizierte Positron keinerlei Information über die Ereigniskinematik trägt, zeigen die aus dem Positron und die aus dem hadronischen Endzustand gebildeten Verhältnisse der Variablen $p_\perp$ und y ein unterschiedliches Verhalten. So ist, wie in Abbildung 4.7 (e) dargestellt ist, das Verhältnis y_e/y_{JB} für Photoproduktionsereignisse im Mittel viel kleiner als für NC-Ereignisse. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich in Abbildung 4.7 (f) für das Verhältnis $p_\perp^e/p_\perp^{had}$.
Mit Hilfe der Abbildungen 4.7 (e) und (f) kann man erkennen, daß in der Menge der Ereignisse mit

$$\frac{y_e}{y_{JB}} < 0.4 \quad \vee \quad \frac{p_\perp^e}{p_\perp^{had}} < 0.6 \tag{4.16}$$

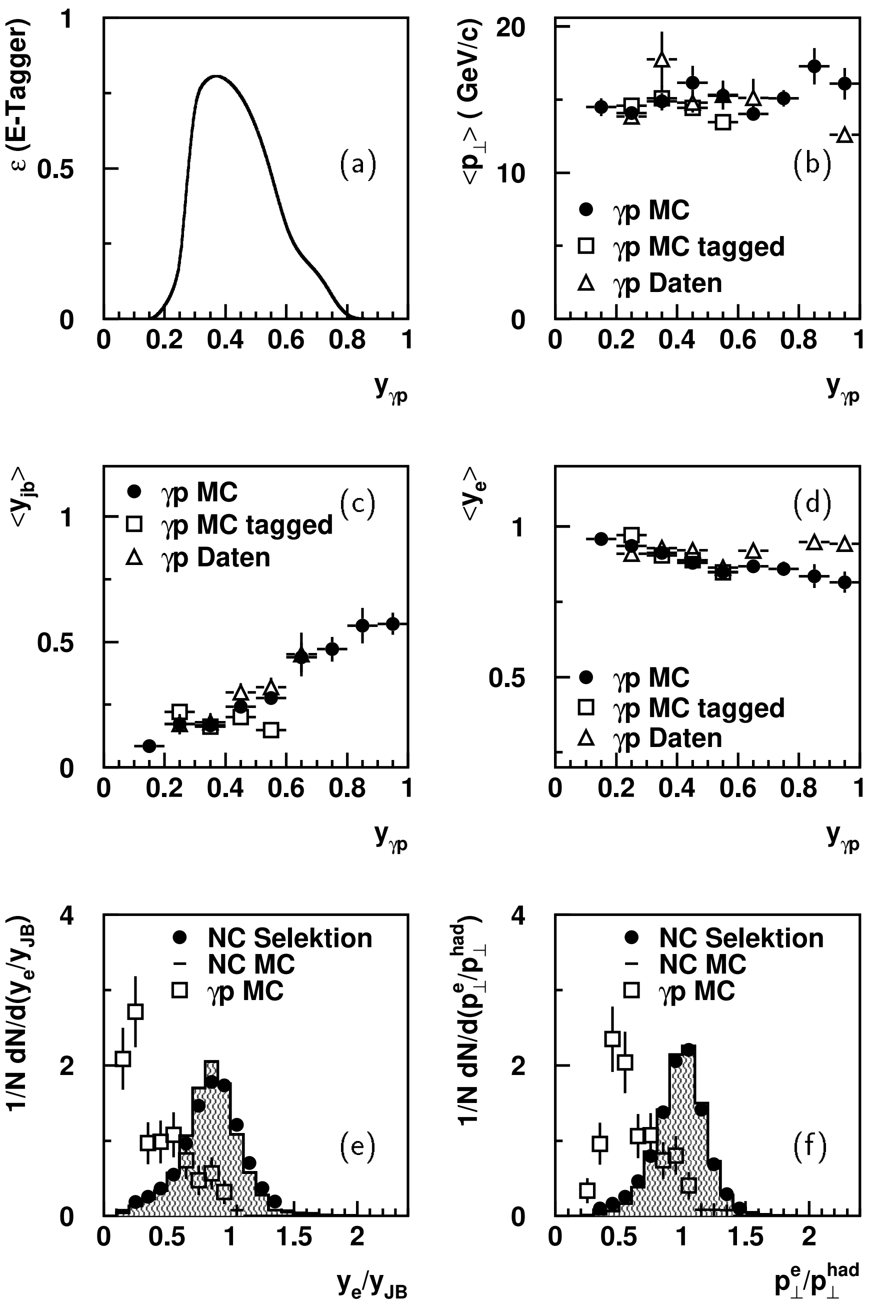


Abbildung 4.7: Die geometrische Akzeptanz des Elektron-Taggers in Abhängigkeit von $y_{\gamma p}$ ist in Abbildung (a) dargestellt [Lev96]. Die Abhängigkeit der kinematischen Variable $y_{\gamma p}$ vom mittleren Transversalimpulses des hadronischen Endzustandes $\langle p_\perp^{had} \rangle$ (b) , von $\langle y_{JB} \rangle$ (c), sowie von $\langle y_e \rangle$ (d) ist für Monte-Carlo Ereignisse (•), für Monte-Carlo Ereignisse mit einem nachgewiesenen Positron im Tagger (△) und für direkt nachgewiesene Ereignisse (□) dargestellt. Die vertikalen Fehlerbalken entsprechen der Breite der darunterliegenden Verteilung. Die Abbildungen (e) und (f) zeigen die Verhältnisse y_e/y_{JB} und $p_\perp^e/p_\perp^{had}$ für die selektierten NC Ereignisse (•), das NC Monte-Carlo (-) und für die Photoproduktions-Monte-Carlo Simulation (□).

Photoproduktionsereignisse angereichert werden. Über 70% der Photoproduktionsereignisse erfüllen diese Bedingung, wie in den Abbildungen 4.8 (a) und (b) durch die Reinheit λ, mit

$$\lambda = \frac{\mathrm{N}_{\gamma\mathrm{p}}((\mathrm{y_e}/\mathrm{y_{JB}} < 0.4) \vee (\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{e}}/\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}} < 0.6))}{\mathrm{N}_{\gamma\mathrm{p}}}, \tag{4.17}$$

als Funktion von $\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}}$ und $\mathrm{y_{JB}}$ gezeigt wird. Die Reinheit λ kann aus den direkt nachgewiesenen Photoproduktionsereignisse bestimmt werden. Aufgrund der eingeschränkten geometrischen Akzeptanz des Elektron-Taggers kann man dies nur in einem Bereich von

$$0.25 < \mathrm{y}_{\gamma\mathrm{p}} < 0.6 \tag{4.18}$$

durchführen. Diese Messung von λ bestätigt den aus einer Monte-Carlo Studie bestimmten Wert der Reinheit. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ für die Ereignisse des neutralen Stroms ist größer als 80% (vgl. Abbildungen 4.8 (b) und (c)), mit

$$\epsilon = \frac{\mathrm{N_{NC}} - \mathrm{N_{NC}}((\mathrm{y_e}/\mathrm{y_{JB}} < 0.4) \vee (\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{e}}/\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}} < 0.6))}{\mathrm{N_{NC}}}. \tag{4.19}$$

Aus der Kenntnis der Reinheit λ, der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ und der Anzahl der Ereignisse N sowie der Ereignisse $\mathrm{N_{cut}}$, die die oben angeführte Bedingung 4.16 erfüllen, kann man den Photoproduktionsuntergrund $\mathrm{N}_{\gamma\mathrm{p}}$ statistisch abschätzen:

$$\mathrm{N}_{\gamma\mathrm{p}} = \frac{(1-\epsilon)\cdot \mathrm{N} - \mathrm{N_{cut}}}{1-\lambda-\epsilon}. \tag{4.20}$$

Ein Vergleich der aus den Daten bestimmten Anteil der Photoproduktionsereignisse mit der Vorhersage der simulierten Photoproduktionsereignisse in Abhängigkeit von $\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}}$ (Abbildung 4.8 (e)) und von $\mathrm{y_{JB}}$ (Abbildung 4.8 (f)) bestätigt die Vorhersage im Rahmen der statistischen Fehler. Auch die Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds in Abhängigkeit von $\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}}$ (Abbildung 4.8 (e)) durch die direkt nachgewiesenen Ereignisse stimmt im Rahmen der statistischen Fehler mit den anderen Methoden überein. Zur Ermittelung der Ergebnisse dieser Analyse wird der Photoproduktionsuntergrund, gegeben durch die Monte-Carlo Simulation, mittels einer statistischen Subtraktion berücksichtigt.

Untergrund aus der Leptonpaarezeugung

Die Erzeugung von Leptonpaaren

$$\mathrm{e^+p} \rightarrow \mathrm{e^+e^-e^+X} \tag{4.21}$$

ist eine weitere Untergrundquelle, da die erzeugten isolierten Leptonen im LAr-Kalorimeter nachgewiesen werden können. In Abbildung 4.9 ist ein Ereignis der Leptonpaarerzeugung dargestellt, in dem sich der Protonrest außerhalb des Akzeptanzbereichs des LAr-Kalorimeters befindet. Dieser Untergrund kann durch Selektion von Ereignissen mit zwei Elektronen oder Positronen im LAr-Kalorimeter abgeschätzt werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von zwei geladenen Leptonen beträgt $(96.0 \pm 1.4)\%$. Es ergibt sich ein Anteil von $(0.4 \pm 0.1)\%$ von Ereignissen der Leptonpaarerzeugung in der Ereignismenge.

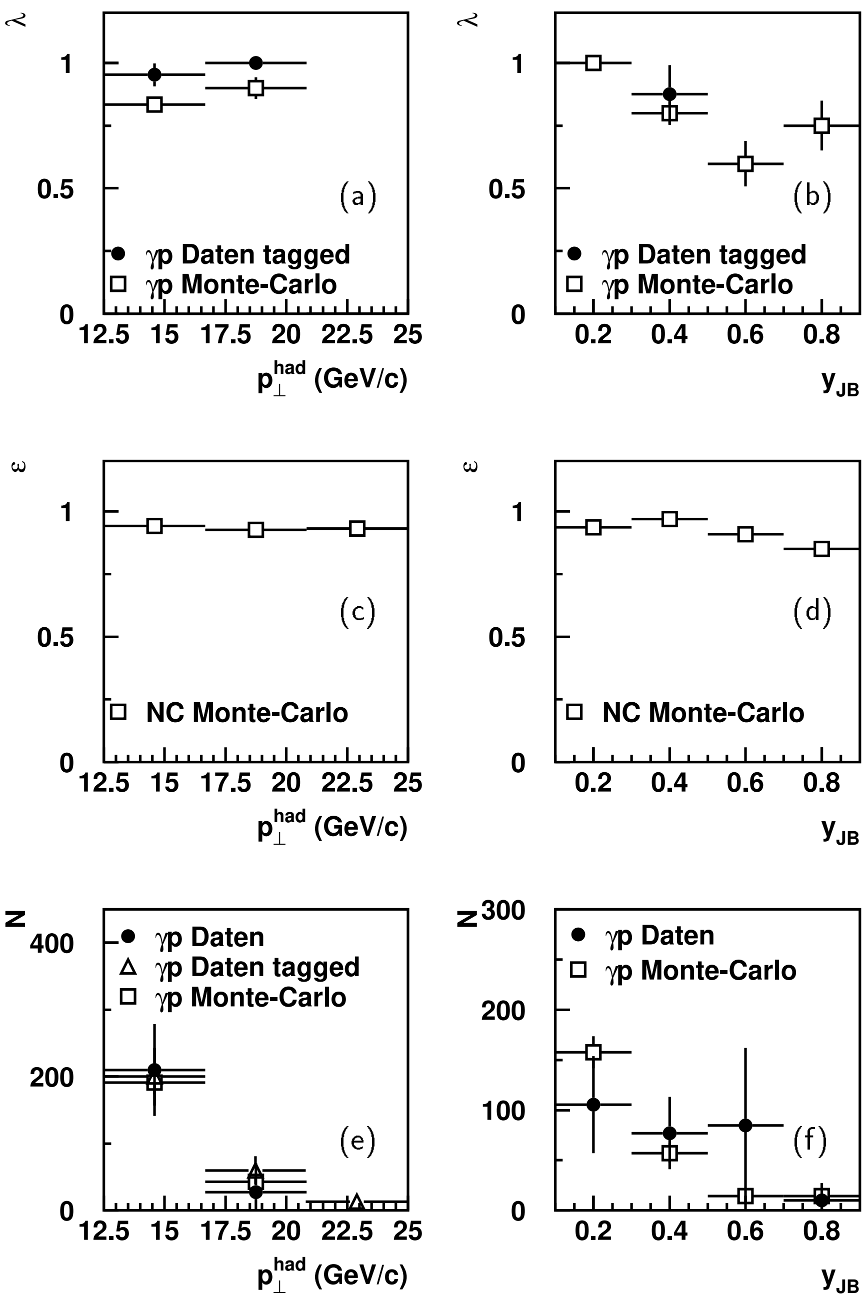


Abbildung 4.8: In (a) und (b) ist die Reinheit λ der im Text beschrieben Bedingungen für die direkt nachgewiesenen Photoproduktionsereignisse ($\bullet$) und für die Photoproduktions-Monte-Carlo Simulation ($\square$) in Abhängigkeit von $p_{\perp}^{had}$ und y_{JB} dargestellt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für NC Ereignisse ist als Funktion der gleichen Variablen in (c) und (d) gegeben. Die Abbildungen (e) und (f) zeigen die Anzahl der Photoproduktionsereignisse ($\bullet$), welche durch die im Text beschriebene statistische Methode bestimmt wurde, im Vergleich zu der Vorhersage der Photoproduktions-Monte-Carlo Simulation ($\square$) . In Abbildung (e) ist ein Vergleich mit der direkten Bestimmung des Photoproduktionsuntergrundes ($\triangle$) dargestellt.

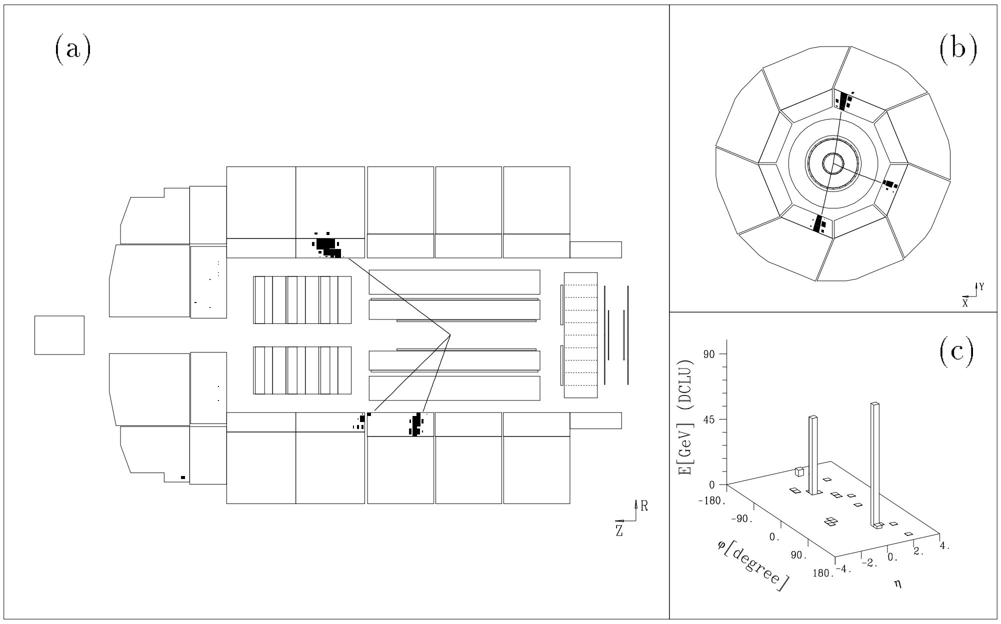


Abbildung 4.9: Ein Zweileptonereignis im Längsschnitt (a) und im Querschnitt (b) des H1-Detektors. Der hadronische Endzustand X dieses Ereignisses befindet sich außerhalb des Akzeptanzbereichs des Detektors. Das Histogramm (c) zeigt den Energiefluß des Ereignisses in Abhängigkeit des Winkels φ und der Pseudorapidität η.

4.3 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten für Ereignisse des geladenen Stroms

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten von Ereignissen des geladenen Stroms werden durch die sogenannte PseudoCC-Methode bestimmt. Diese Methode nutzt die Ähnlichkeit der Endzustände der Prozesse des geladenen- und des neutralen Stroms bei gleicher Ereigniskinematik aus [Rie97a]. Diese Vorgehensweise ist im Gegensatz zu herkömmlichen Korrekturen mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen von Annahmen über den Verlauf der Reaktion unabhängig, insbesondere sind keine Annahmen über den Protonrest nötig.
Der einzige Unterschied zwischen diesen Prozessen besteht im gestreuten Lepton. Bei NC-Ereignissen kann das Positron in Detektor nachgewiesen werden, es balanciert den transversalen Impuls des hadronischen Endzustands. Dies ermöglicht eine Trennung der Information des Positrons in den einzelnen Subdetektoren von denen der anderen Teilchen. Entfernt man diese Signale aus allen Detektorteilen, erhält man ein Pseudo-Charged-Current-Ereignis (*PseudoCC-Ereignis*), das nicht mehr von einem wirklichen Ereignis des geladenen Stroms zu unterscheiden ist.

4.3.1 Erzeugung von PseudoCC-Ereignissen

Die Selektion der NC-Ereignisse, die in PseudoCC-Ereignisse umgewandelt werden, beruht hauptsächlich auf den Bedingungen an das gestreute Lepton (Trigger und e^+-

Identifikation). Diese Bedingungen sind unabhängig vom hadronischen Endzustand, auf welchen die Selektion der Ereignisse des geladenen Stroms beruht. Weiterhin wird analog zur Auswahl der Ereignisse des neutralen Stroms die Bedingung an den Vertex, sowie die Bedingung der topologischen Filter gestellt. Diese Bedingungen weisen eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für die Auswahl der Ereignisse des neutralen Stroms auf. Somit verursacht die Ineffizienz in der Auswahl der Ereignisse des neutralen Stroms keine relevante systematische Unsicherheit in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Auswahl der Ereignisse des geladenen Stroms, zumal sich auch eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für die Selektion der CC-Ereignisse ergibt.

Im einzelnen werden durch das Programmpaket EWEFF [Eweff] folgende Schritte angewandt, um ein NC-Ereignis in ein PseudoCC-Ereignis zu verwandeln:

- Das gestreute Positron wird durch den in Abschnitt 4.2.4 vorgestellten Algorithmus identifiziert.

- Ein Konus, dessen Ursprung im Ereignisvertex liegt und dessen Achse durch das Zentrum der Energiedeposition des Positrons im LAr Kalorimeter läuft, wird definiert. Der Öffnungswinkel des Konus beträgt 17°.

- Die Signale innerhalb des definierten Konus werden für die Proportionalkammern CIP und COP, die z-Kammern CIZ und COZ, die zentralen Driftkammer CJC, das LAr-Kalorimeter und das instrumentierte Eisen aus den Rohdaten entfernt. Auch die Information des LAr-Triggers wird modifiziert.

- Die modifizierten Rohdaten bilden die Grundlage zur Neuberechnung der Triggerelemente des LAr-Triggers und des zVtx-t0-Triggers.

- Das Ereignis wird neu rekonstruiert.

Abbildung 4.10 zeigt das modifizierte NC-Ereignisse aus Abbildung 4.1, welches nun einem Ereignis des geladenen Stroms gleicht. In Abschnitt 2.2 wurde gezeigt, daß die kinematischen Verteilungen von CC- und NC-Ereignissen unterschiedlich sind. Dieser Unterschied wird bei Vergleichen von PseudoCC- und CC-Ereignisse, sowie bei der Bestimmung von Effizienzen berücksichtigt, indem man PseudoCC-Ereignisse entsprechend dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte umgewichtet. Der Gewichtsfaktor

$$\mathrm{g}(\tilde{\mathrm{x}}, \tilde{\mathrm{y}}) = \frac{\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{CC}}(\tilde{\mathrm{x}}, \tilde{\mathrm{y}})}{\mathrm{dxdy}}}{\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{NC}}(\tilde{\mathrm{x}}, \tilde{\mathrm{y}})}{\mathrm{dxdy}}} \tag{4.22}$$

wird am Punkt $(\tilde{\mathrm{x}},\tilde{\mathrm{y}})$ in der kinematischen Ebene durch die Variablen der Elektronmethode definiert.

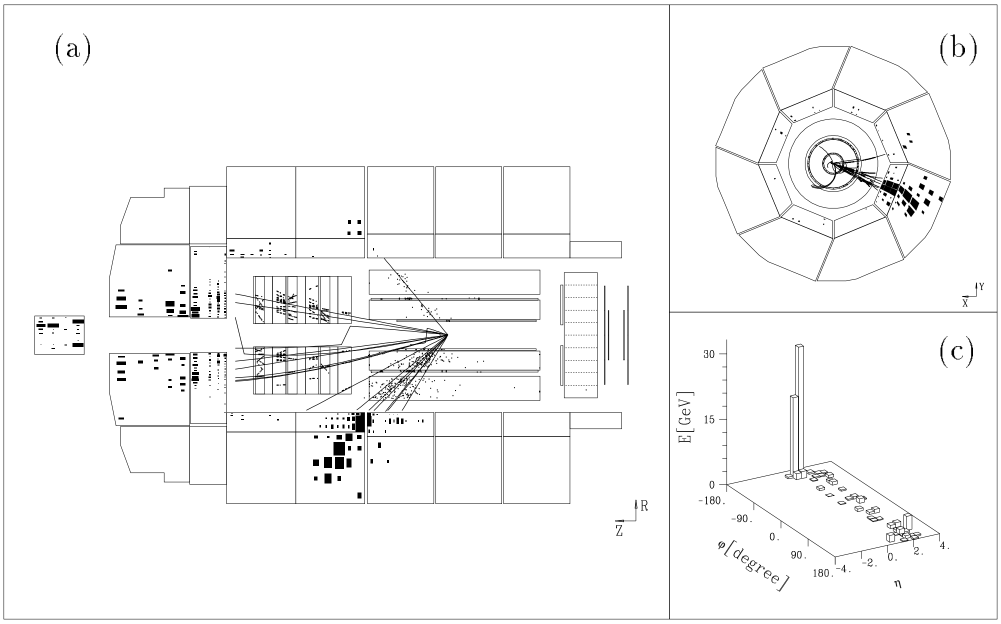


Abbildung 4.10: Beispiel eines PseudoCC-Ereignisses in der Seitenansicht (a) und im Querschnitt (b) des H1-Detektors. Das Histogramm (c) zeigt den Energiefluß des Ereignisses in Abhängigkeit des Winkels φ und der Pseudorapidität η.

Ein Vergleich des Zeitsignals der zentralen Driftkammer von Ereignissen des neutralen Stroms mit PseudoCC-Ereignissen zeigt eine verringerte Auflösung bei PseudoCC-Ereignissen (vgl. Abbildung 4.11), da die gut zu messende Spur des gestreuten Positrons nicht mehr in die Bestimmung des Zeitnullpunkts eingeht. Die Auflösung des rekonstruierten Vertex der zentralen Driftkammer verändert sich hingegen nur geringfügig. Das LAr-Kalorimeter liefert für PseudoCC-Ereignisse eine verbesserte Zeitauflösung (vgl. Abbildung 4.11), da die Kalibration der Zeitinformation des LAr-Kalorimeters ausschließlich mit hadronischen Endzuständen durchgeführt wurde. Aufgrund der symmetrischen Verteilung dieses Zeitsignals für PseudoCC-Ereignisse und der für hadronische Endzustände optimierten Kalibration ist die Ausnutzung dieser Information in der Selektion der CC-Ereignisse möglich.

4.3.2 Einfluß des Photoproduktionsuntergrund auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten

In der PseudoCC-Ereignismenge befindet sich, wie in den Ereignissen des neutralen Stroms, Untergrund. Der dominante Untergrundprozeß ist die Photoproduktion (vgl. Abschnitt 4.2.7). Einen Teil der Photoproduktionsereignisse können durch den Nachweis des gestreuten Leptons im Luminositätssystem des H1-Detektors direkt nachgewiesen werden. Im Rahmen der PseudoCC-Methode wird die Information des fälschlich identifizierten Positrons im LAr-Kalorimeter entfernt. In einem kinematischen Bereich $12.5\,\mathrm{GeV/c} < p_\perp^{\mathrm{had}} < 22.5\,\mathrm{GeV/c}$, in dem der Anteil der Photoproduktionsereignisse an der NC-Ereignismenge nicht zu vernachlässigen ist, kann man aus

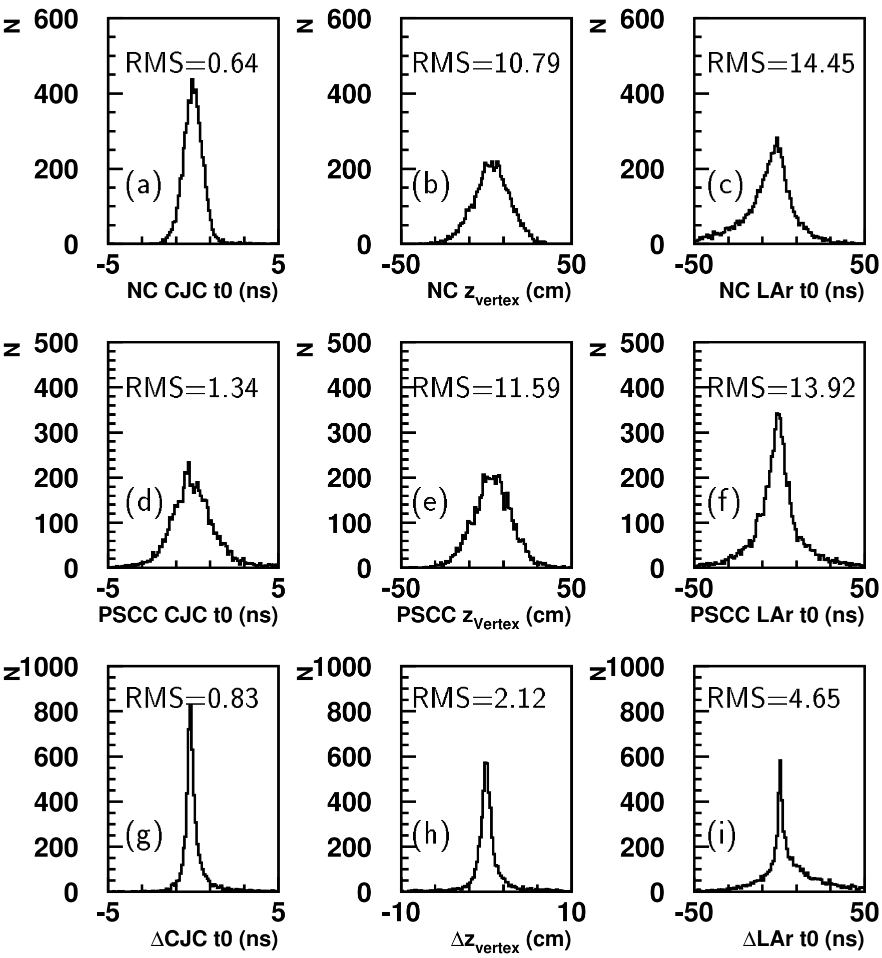


Abbildung 4.11: In (a) ist die Verteilung des in der CJC bestimmten Ereigniszeitpunkts CJC t0 für NC-Ereignisse dargestellt. Die Differenz (g) mit dem CJC t0 der PseudoCC-Ereignisse (d) zeigt eine schlechtere Auflösung für PseudoCC-Ereignisse. Die Auflösung der z-Verteilung des rekonstruierten Vertex z_{Vertex} zeigt keinen signifikanten Unterschied für NC-Ereignisse (b) im Vergleich zu PseudoCC-Ereignissen (e). Die Differenz des z_{Vertex} der NC-Ereignisse vor und nach der Umwandlung ist in (h) dargestellt. Die Zeitinformation des LAr-Kalorimeters LAr t0 für NC-Ereignisse vor der Umwandlung (c) und nach der Umwandlung zu PseudoCC-Ereignissen (f) zeigt eine verbesserte Auflösung für PseudoCC-Ereignisse. Die Differenz der jeweiligen Größen für jedes einzelne Ereignisse ist in (i) dargestellt.

den direkt identifizierten Photoproduktionsereignissen, die in PseudoCC-Ereignisse umgewandelt wurden, eine Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{\gamma\mathrm{p}} = (26.6 \pm 7.6)\%$ berechnen, die sich für die Bedingungen an die Ereignisse des geladenen Stroms ergibt. Legt man alle PseudoCC-Ereignisse, d.h. modifizierte NC-Ereignisse und γp-Ereignisse, der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_{PSCC} für die Selektion der Ereignisse des geladenen Stroms im gleichen kinematischen Bereich zugrunde, so ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $\epsilon_{\mathrm{PSCC}} = (69.5 \pm 1.2)\%$. Da sich für $\epsilon_{\gamma\mathrm{p}}$ ein wesentlich kleinerer Wert als für ϵ_{PSCC} ergibt, führt der Photoproduktionsuntergrund in den PseudoCC-Ereignissen zu einer systematischen Fehlbestimmung der wirklichen Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{CC}, die man ausschließlich aus NC-Ereignissen bestimmen würde, welche in PseudoCC-Ereignisse umgewandelt worden sind. Durch den Korrekturfaktor χ

$$
\begin{aligned}
\chi &= \frac{\epsilon_{\mathrm{CC}}}{\epsilon_{\mathrm{PSCC}}} \\
&= \frac{\epsilon_{\mathrm{PSCC}} - \epsilon_{\gamma\mathrm{p}} \cdot \mathrm{r}}{\epsilon_{\mathrm{PSCC}} \cdot (1-\mathrm{r})} \\
&\approx 1 + \frac{\epsilon_{\mathrm{PSCC}} - \epsilon_{\gamma\mathrm{p}}}{\epsilon_{\mathrm{PSCC}}} \cdot \mathrm{r},
\end{aligned}
\tag{4.23}
$$

wird der Einfluß des Photoproduktionsuntergrundes auf die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Ereignisse des geladenen Stroms berücksichtigt. Der Korrekturfaktor χ hängt vom Anteil der Photoproduktionsereignisse r (vgl. Abbildung 4.6) ab. χ liegt im untersuchten Bereich $\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}} > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ in der Größenordnung von 1.00−1.03, wie in Abbildung 4.12 in Abhängigkeit von $\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}}$ dargestellt ist.

4.4 Auswahl der Ereignisse des geladenen Stroms

In diesem Abschnitt wird die Selektion der Ereignisse des geladenen Stroms vorgestellt. Bisherige Analysen im Rahmen des H1-Experiments untersuchten den Einfluß der endlichen Masse des W-Bosons auf den totalen Wirkungsquerschnitt [H194a, H195a, Hap94, Bün96], bzw. auf die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts [Schö96a]. Mit einer Bedingung an den Transversalimpuls $\mathrm{p}_\perp > 25\,\mathrm{GeV/c}$ wurden in weiteren Messungen die y-Abhängigkeit [Schö96a, Pie97] und die x-Abhängigkeit [Pie97] der Reaktion des geladenen Stroms untersucht. Zur Untersuchung des Masseneinflusses war es ausreichend, sich auf einen kinematischen Bereich zu beschränken, in dem der Propagatorterm eine dominierende Rolle spielt. Durch einen Schnitt im Transversalimpuls $\mathrm{p}_\perp > 25\,\mathrm{GeV/c}$ beschränkte man sich auf den, für diese Untersuchung relevanten Bereich (siehe Abb. 2.2).

In dieser Analyse werden diese Messungen mit verbesserter Statistik wiederholt und darüberhinaus wird durch die Senkung der Bedingung an den Transversalimpuls von $\mathrm{p}_\perp > 25\,\mathrm{GeV/c}$ auf $\mathrm{p}_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ der kinematische zugängliche Bereich in $\mathrm{x_{BJ}}$ deutlich erweitert. In diesem Bereich (siehe Abb. 2.2) tragen zunehmend die Seequarks zur Wechselwirkung bei. Dies ermöglicht es Rückschlüsse auf die Helizität

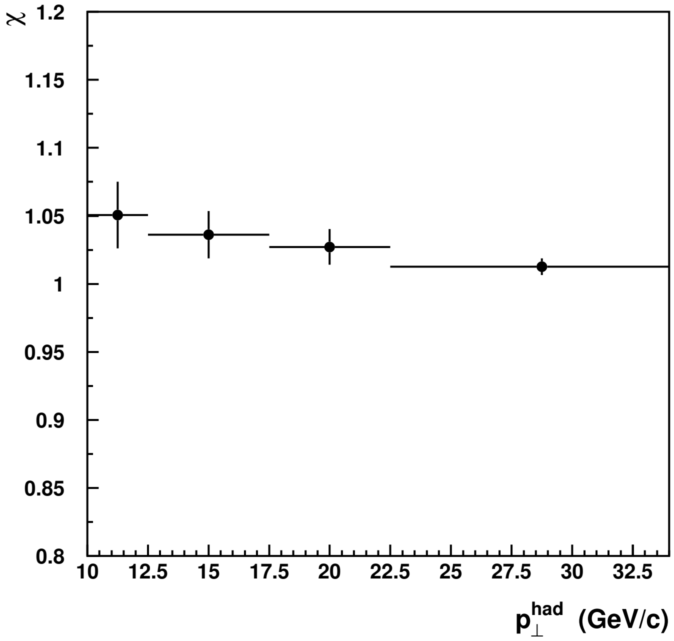


Abbildung 4.12: Korrekturfaktor χ für die Nachweiswahrscheinlichkeit von CC-Ereignissen in Abhängigkeit von $\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}}$.

der Quarks und Antiquarks im Proton zu ziehen. Durch die Reduktion der Bedingung an den Transversalimpuls kompliziert sich jedoch die Analyse durch verstärkt auftretende oder vollkommen neue Untergrundquellen. Wie in diesem Abschnitt gezeigt wird, ist es möglich, den Schnitt im Transversalimpuls auf $\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}} > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ zu reduzieren und die dabei auftretenden systematischen Effekte zu kontrollieren.

4.4.1 Ereignistopologie

Das markante Merkmal von Ereignissen des geladenen Stroms in der Positron-Proton-Wechselwirkung ist das im Endzustand erzeugte Antineutrino $\bar{\nu}$. Das ausschließlich schwach-wechselwirkende Teilchen kann im Detektor nicht nachgewiesen werden. Dies führt zu einem nicht ausgeglichenen gemessenen Transversalimpuls und stellt das wichtigste Selektionskriterium dar. Abbildung 4.13 zeigt die typische Topologie eines CC-Ereignisses.

Auch andere Reaktionen, wie z.B. die Photoproduktion, können im Detektor einen nicht balancierten Transversalimpuls einer vergleichbaren Größenordnung zeigen. In den Abschnitten 4.4.6 bis 4.4.7 werden derartige Untergrundquellen diskutiert.

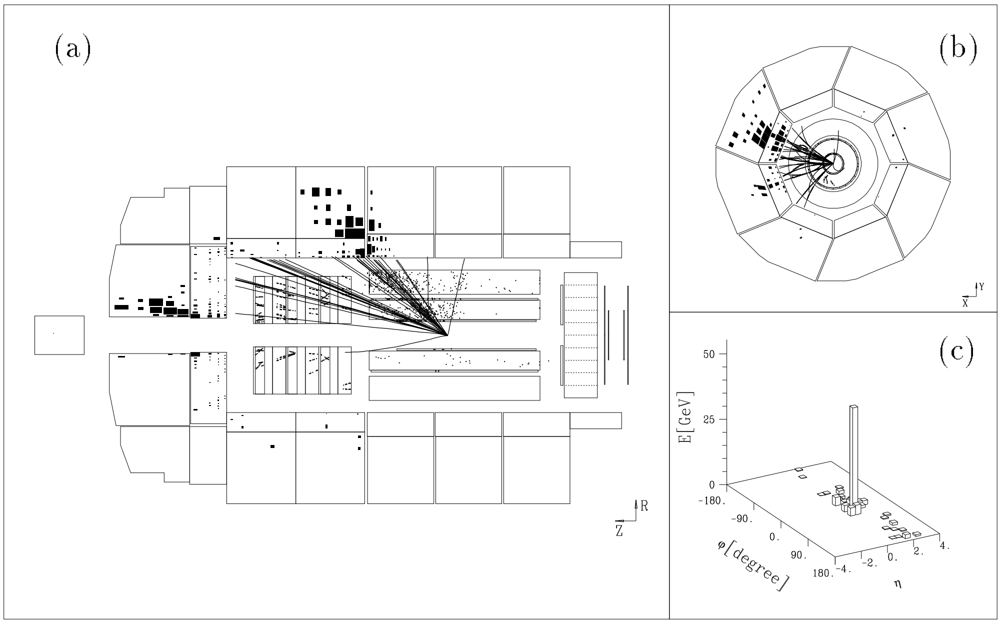


Abbildung 4.13: Beispiel eines CC-Ereignisses in der Seitenansicht (a) und im Querschnitt (b) des H1-Detektors. Das Histogramm (c) zeigt den Energiefluß des Ereignisses in Abhängigkeit des Winkels φ und der Pseudorapidität η.

4.4.2 Vorselektion

Im Datenfluß des H1-Experiments werden Ereignisse des geladenen Stroms analog zu NC-Ereignissen klassifiziert. Für CC-Ereignisse werden folgende Kriterien gefordert:

- Für den gemessen transversalen Impuls gilt:
$$\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}} \; > \; 10\,\mathrm{GeV/c} \tag{4.24}$$
- Es existiert eine *gute* Spur (vgl. Abschnitt 4.2.2).
- Es muß mindestens eines der LAr-Triggerelemente aktiviert sein.
- Im Jahre 1995 wurden Ereignisse mit genau einem rekonstruierten Ereignisvertex, für den $|\mathrm{z}_{\mathrm{Vertex}} - \bar{\mathrm{z}}_{\mathrm{Vertex}}^{\mathrm{run}}| > 50\,\mathrm{cm}$ gilt, nicht berücksichtigt.

Bei der Überprüfung der L5-Reject-Ereignisse zeigte sich kein Ereignis, das alle CC-Selektionskriterien erfüllt. In anderen Ereignisklassen befand sich ebenfalls kein CC-Ereignis, welches nicht der CC-Klasse zugeordnet wurde und welches alle Selektionskriterien erfüllt. Somit ist auch bei der CC-Analyse keine Korrektur für die Vorselektion notwendig. Analog zur Vorselektion der Ereignisse des neutralen Stroms wird zusätzlich zu den bisher angeführten Kriterien gefordert, daß für die untersuchten Ereignisse die zentrale Driftkammer weniger als 4000 Treffer aufweist. Diese Bedingung unterdrückt die im Jahre 1995 auftretenden Untergrundereignissen, welche durch Wechselwirkungen der Protonpakete im Bereich des SPACAL-Kalorimeters verursacht wurden. Nach der Vorselektion befinden sich 87443 CC-Kandidaten in der Ereignismenge.

4.4.3 Trigger

Ein Kriterium zur Selektion von Ereignissen des geladenen Stroms ist das Ansprechen des in Abschnitt 3.2.5 beschriebenen CC-Triggers; dieses erfüllen 23093 Ereignisse. Abbildung 4.14 zeigt die Abhängigkeit des Ansprechverhaltens des CC-

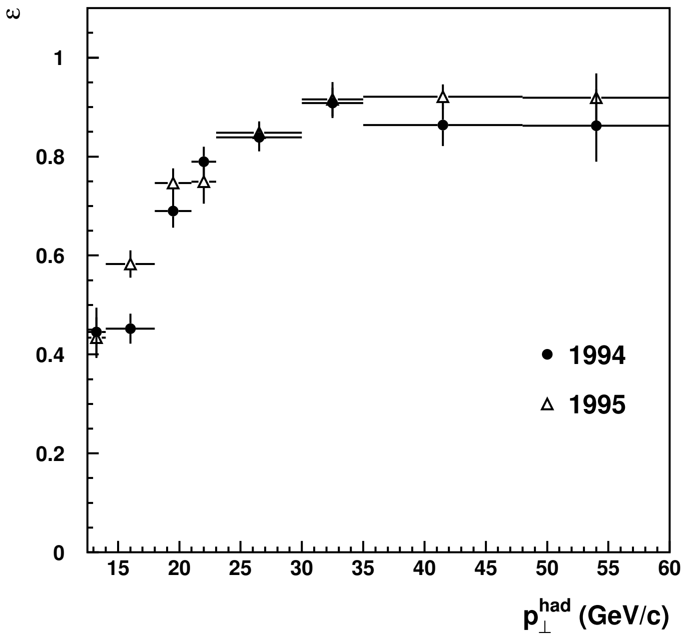


Abbildung 4.14: Das mittels der PseudoCC-Methode bestimmte Ansprechverhalten ϵ des CC-Triggers in Abhängigkeit vom gemessenen Transversalimpuls $p_\perp^{had}$ für die Jahre 1994 (•) und 1995 (△).

Triggers vom Transversalimpuls. Das aus PseudoCC-Ereignissen bestimmte Ansprechverhalten zeigt ein Plateau ab $p_\perp = 30\,\mathrm{GeV/c}$ bei 90%. Bei einem Transversalimpuls von 12.5 GeV/c erreicht die Ansprechwahrscheinlichkeit einen Wert von 45%. Geringere Transversalimpulse führen in Kombination mit den im weiteren vorgestellten Selektionskriterien zu einer Nachweiswahrscheinlichkeit von weniger als 20%. Ein Schnitt bei kleineren $p_\perp^{had}$ würde zu großen Korrekturen und zu größeren systematischen Unsicherheiten führen. Dies würde die Genauigkeit der Messung verschlechtern.

4.4.4 Vertex-Bedingung

Wie bei der Selektion der Ereignisse des neutralen Stroms werden zwei Bedingungen an den rekonstruierten Vertex der Ereignisse gestellt. Zum einen muß ein Vertex in den Spurenkammern rekonstruiert werden. Diese Forderung vermindert den Anteil der Halo-Myon Ereignisse und der Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung an der Ereignismenge. Als weitere Anforderung an den Vertex (vgl. Abbildung 4.15) des

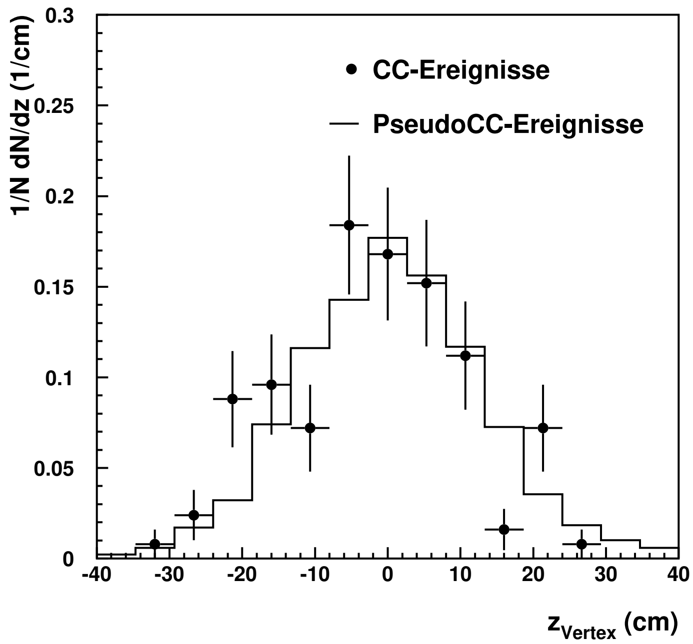


Abbildung 4.15: Die z-Verteilung des rekonstruierten Vertex der Ereignisse des geladenen Stroms (•) im Vergleich zu PseudoCC-Ereignissen (-).

Ereignisses wird gefordert, daß

$$|z_{\mathrm{vertex}} - \bar{z}_{\mathrm{vertex}}^{\mathrm{run}}| \quad < \quad 35\,\mathrm{cm} \tag{4.25}$$

gilt. Es verbleiben 12967 Ereignisse. Dieser Schnitt unterdrückt, wie in Abschnitt 4.2.5 dargestellt, Ereignisse aus Satellitenpakten. Es ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $(99.97 \pm 0.03)\%$ für CC-Ereignisse in einem kinematischen Bereich von $p_{\perp}^{\mathrm{had}} > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $0.1 < y_{\mathrm{JB}} < 0.9$, dies ist konsistent mit Monte-Carlo-Simulationen.

4.4.5 Bedingung an den Transversalimpuls

In dieser Analyse wird der untersuchte kinematische Bereich vergrößert, um einen erweiterten Einblick in elektroschwache Effekte und in den Aufbau des Protons zu erhalten. Die vom Detektor gesetzte Begrenzung zur Erweiterung des kinematischen Bereichs ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des CC-Triggers, die von der Analyse verursachte Einschränkung besteht in der Abgrenzung von Ereignissen des geladenen Stroms vom Photoproduktionsuntergrund. Diese Bedingungen implizieren den Schnitt:

$$p_{\perp}^{\mathrm{had}} \quad > \quad 12.5\,\mathrm{GeV/c}, \tag{4.26}$$

um eine Nachweiswahrscheinlichkeit von mehr als 20% zu gewährleisten. Abbildung 4.16 zeigt die Ereignisdichte der 9249 CC-Kandidaten in Abhängigkeit von transversalen Impuls $p_{\perp}^{\mathrm{had}}$ und der transversalen Energie $E_{\perp}^{\mathrm{had}}$. Man kann zwei Bänder mit

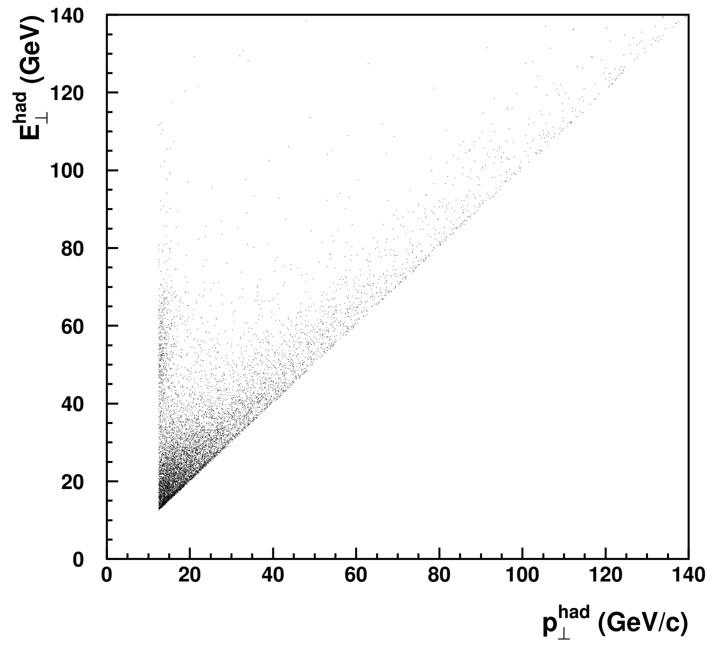


Abbildung 4.16: Abhängigkeit der selektierten CC-Kandidaten vom transversalen Impuls $p_\perp^{had}$ und von der transversalen Komponente der Energiedeposition $E_\perp^{had}$.

hoher Ereignisdichte erkennen. Das Band mit $p_\perp^{had} \cdot c \approx E_\perp^{had}$ enthält die nachzuweisenden CC-Ereignisse. Das nicht nachgewiesene Neutrino verursacht eben diese Beziehung. Das zweite Band $p_\perp^{had} \approx$ const wird hauptsächlich von Photoproduktionsereignissen bevölkert. Diese Ereignisse weisen durch Fluktuationen im hadronischen Endzustand und durch eine begrenzte Auflösung des LAr-Kalorimeters einen unbalancierten Transversalimpuls auf. In den folgenden Abschnitten werden Methoden zur Reduktion der Untergrundreaktionen diskutiert. Man kann grundsätzlich zwei Klassen von Untergrund unterscheiden. Untergrundquellen die nicht auf Wechselwirkungen zwischen Positronen und Protonen zurückzuführen sind, wie etwa Halo-Myon-Ereignisse und kosmische Höhenstrahlung, diese werden in Abschnitt 4.4.6 diskutiert. Die andere Klasse von Untergrundereignissen sind Prozesse der ep-Wechselwirkung, die einen unausgeglichenen Transversalimpuls $p_\perp^{had}$ aufweisen, diese werden in Abschnitt 4.4.7 und 4.4.8 behandelt.

4.4.6 Einfluß von Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung und von Halo-Myon-Ereignissen

Kosmische Myonen können, wie in Abbildung 4.17 ersichtlich, durch Bremstrahlung Energie bei Durchqueren des LAr-Kalorimeters in den Zellen des Kalorimeters deponieren. Durch eine in radialer Ebene asymmetrische Energiedeposition ist es Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung möglich, die bisherigen Schnitte der Selektion zu erfüllen. Kosmische Myonen hinterlassen zumeist (vgl. Abbildung 4.17)

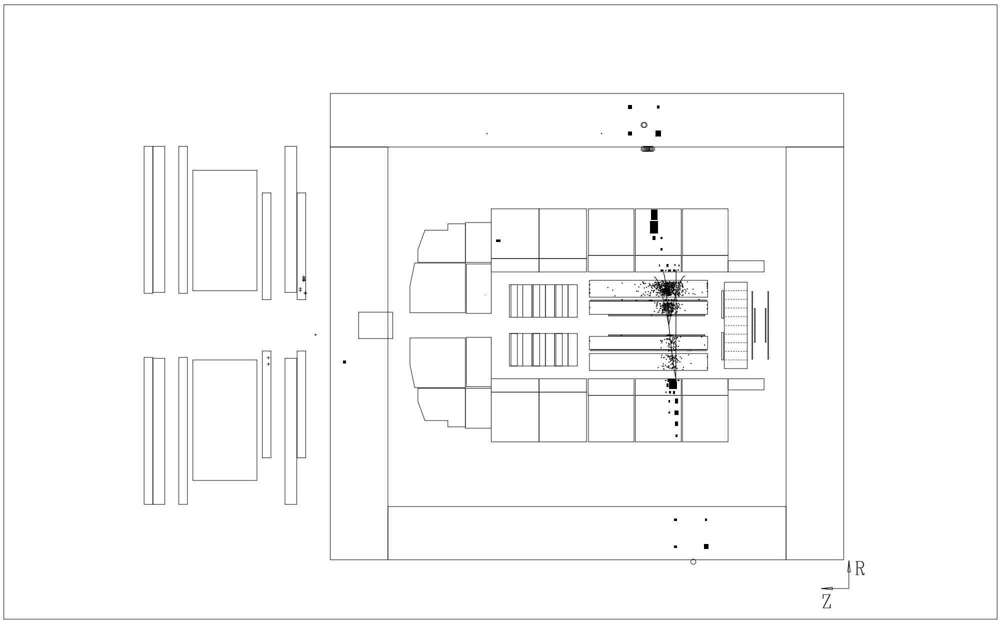


Abbildung 4.17: Beispiel eines Ereignisses der kosmischen Höhenstrahlung in der Seitenansicht des H1-Detektors.

eine charakteristische Spur im instrumentierten Eisen und im LAr-Kalorimeter, anhand deren sie sich identifizieren lassen.

Bei Wechselwirkungen der Protonen mit der Wand des Strahlrohrs oder mit dem Restgas im Strahlrohr entstehen hochenergetische Pionen, die ihrerseits in Myonen zerfallen. Die Protonpakete werden somit durch einen Halo von Myonen begleitet, deren Entstehungspunkt weit außerhalb des Detektors liegt. Treffen die Halo-Myonen auf das LAr-Kalorimeter können sie elektromagnetische Schauer erzeugen. Sie hinterlassen zumeist eine parallel zur z-Achse verlaufenden Spur im Detektor, wie in Abbildung 4.18 zu sehen ist. Diese Eigenschaft wird verwendet, um sie von Ereignissen des geladenen Stroms zu unterscheiden.

Aufgrund der topologischen Besonderheiten von kosmischen- und Halo-Myonen, ist es möglich diese mit speziell hierfür entwickelten Algorithmen zu identifizieren. Folgende Filter fanden Anwendung:

- LBCOSM [Bün96]:
  Dieser Algorithmus verwendet Information des instrumentierten Eisenjochs. Existieren zwei gegenüberliegende, kollineare Spursegmente im Eisen oder befindet sich nach einer linearen Extrapolation einer Eisenspur zur gegenüberliegenden Seite eine Energiedeposition im Eisen, wird das Ereignis als kosmisches Myon identifiziert.

- ASCOSM [Schö94]:
  Unter Verwendung von Momenten (Schwerpunkt, Hautpachsen, Dispersion)

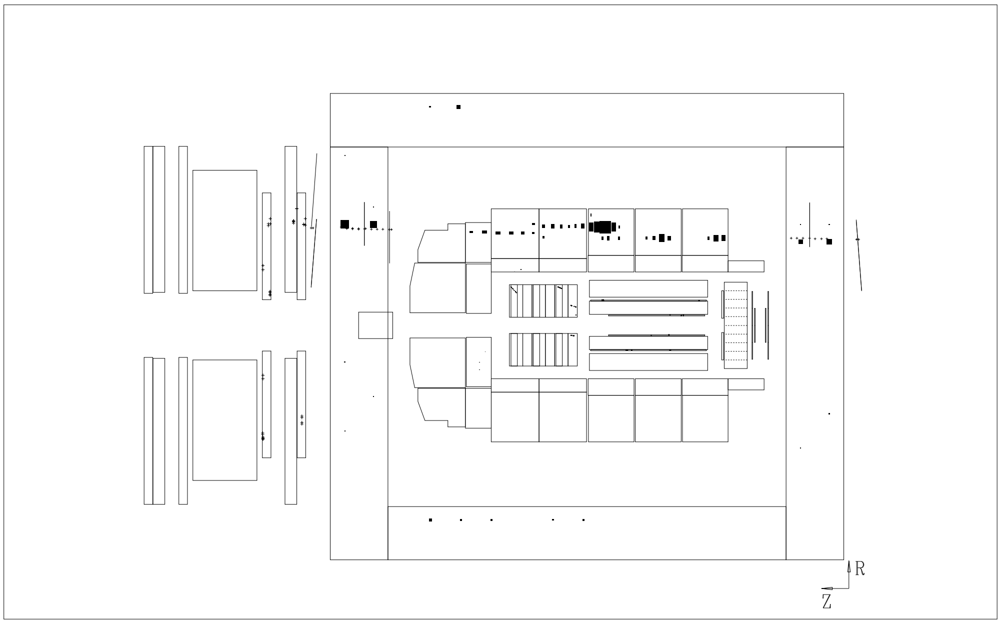


Abbildung 4.18: Beispiel eines Halo-Myon-Ereignisses in der Seitenansicht des H1-Detektors.

der Energiedeposition im LAr-Kalorimeter wird eine Wahrscheinlichkeit definiert, daß es sich um kosmische Höhenstrahlung handeln könnte. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung wurde mittels aufgezeichneter Höhenstrahlungsereignissen und CC-Ereignissen, sowie unter Zuhilfenahme einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Überschreitet die Wahrscheinlichkeit einen bestimmten Wert, so wird das Ereignis als kosmisches Myon angesehen.

- HALRIE, SRIHAL [Rie95]:
  Die Lage von Energiedepositionen im LAr-Kalorimeter, sowie im instrumentierten Eisenjoch werden analysiert. Zum Nachweis von Halo-Myonen werden ringförmige Elemente in radialer Ebene mittels einer Multivarianzanalyse verschiedener charakteristischer Variablen untersucht.

- Clusterananlyse [Rüt95] :
  Für Cluster im LAr-Kalorimeter sowie im instrumentierten Eisen werden Hauptachsen berechnet. Mit dieser Information werden Zylinder definiert. Durch die relative Lage der Zylinder und der Energiedeposition innerhalb und außerhalb der definierten Zylinder identifiziert man Höhenstrahlungsereignisse und Halo-Myonen.

- Spur-Cluster-Algorithmus :
  Die zwei Cluster i des LAr-Kalorimeters mit den höchsten transversalen Impulsen $p_\perp^{\mathrm{Cluster\ i}}$ werden im Spur-Cluster-Algorithmus als Ausgangspunkt benutzt. Der rekonstruierte Vertex und der Schwerpunkt des betrachteten Clusters definieren jeweils die Achse eines Kegels, deren Ausgangspunkt im Vertex liegt.

Summiert man die Transversalimpulse der Spuren j im definierten Kegeln zu $p_\perp^{\mathrm{Kegel\,i}}$ (vgl. Abbildung 4.19) auf und gilt für beide Kegel i

$$\frac{\sum\limits_{\mathrm{Spuren\,j}} p_\perp^{\mathrm{Kegel\,i,j}}}{p_\perp^{\mathrm{Cluster\,i}}} < 0.1, \tag{4.27}$$

so wird das Ereignis als kosmisches- bzw. Halo-Myon-Ereignis verworfen.

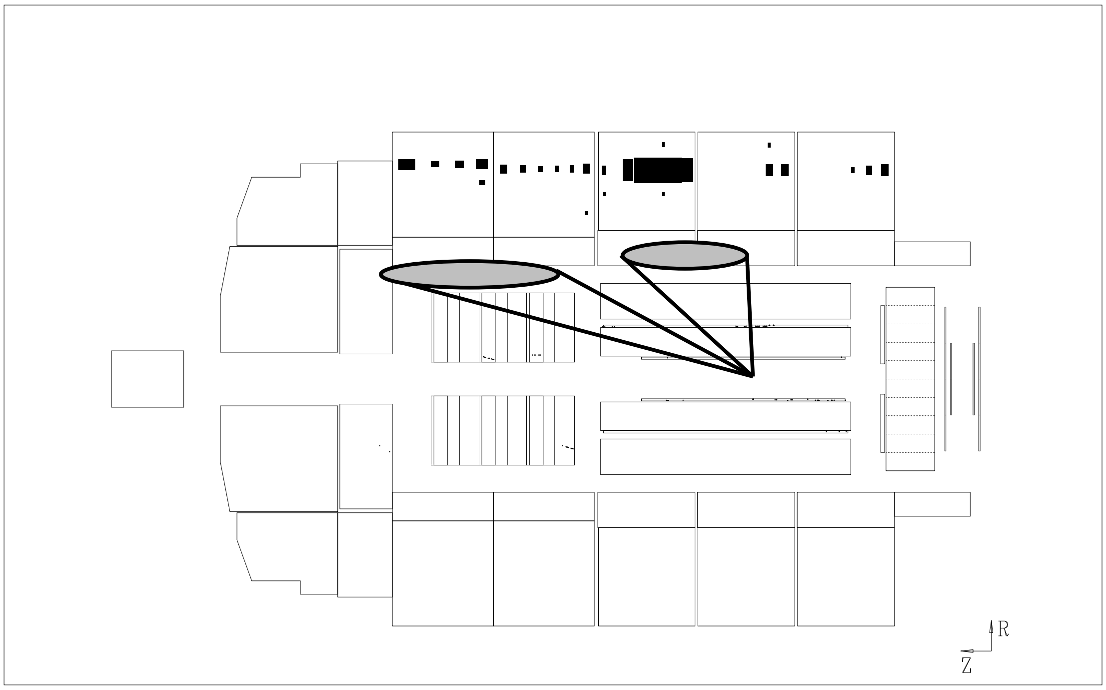


Abbildung 4.19: Man erkennt am Beispiel eines Halo-Myon Ereignisses die Funktionsweise des Spur-Cluster-Algorithmus. Die Kegel sind auf die Cluster mit dem höchsten Transversalimpuls gerichtet. Innerhalb der Kegel befindet sich keine Spur, dementsprechend ist die Summe der Transversalimpulse 0 und diese Ereignis wird vom Spur-Cluster-Algorithmus verworfen.

Diese Algorithmen reduzieren die Anzahl der Ereignisse auf 12.9% der bisher ausgewählten Menge. Tabelle 4.2 gibt eine Übersicht über die Anzahl der erkannten Untergrundereignisse und der Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Filter.

Die Häufigkeit, daß Halo- und kosmische Myonen im LAr-Kalorimeter einen Transversalimpuls $p_\perp^{\mathrm{had}}$ hervorrufen, steigt mit abnehmenden $p_\perp^{\mathrm{had}}$, wie Studien dieser Untergrundquelle zeigen. Dies wird auch in Abbildung 4.20 verdeutlicht. Die Erweiterung des untersuchten kinematischen Bereichs zu kleineren Transversalimpulsen ergibt einen größeren Anteil von derartigen Untergrundereignissen in der Ereignismenge. Zur Reduktion des Anteils von Halo- und Myon-Ereignissen sind zusätzli-

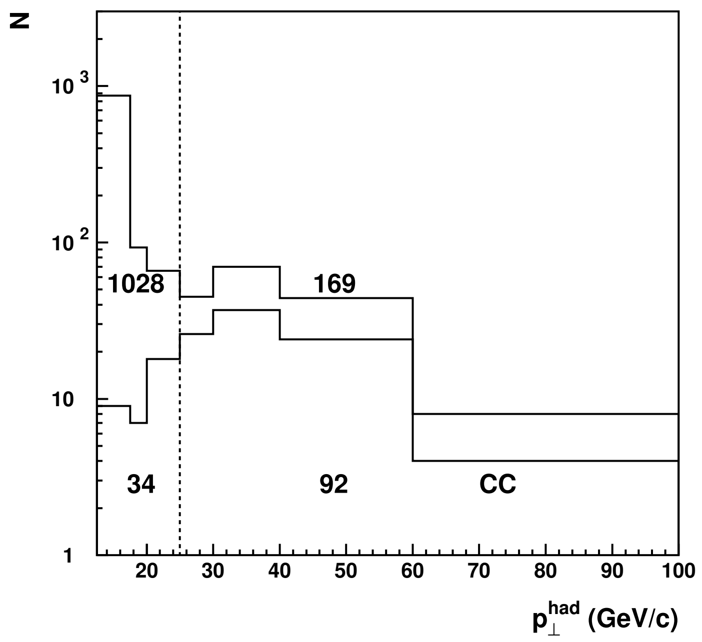


Abbildung 4.20: Die obere Linie entspricht der Anzahl von Ereignissen N nach Anwendung der in Tabelle 4.2 beschriebenen Filter in Abhängigkeit von $p_{\perp}^{had}$. Die untere Linie entspricht den selektierten CC-Ereignissen. Die senkrechte Linie kennzeichnet den ursprünglichen $p_{\perp}^{had}$ Schnitt von 25 GeV/c. Integriert man die Verteilung in den beiden Bereichen, erhält man die angebende Anzahl von Ereignissen. Man erkennt die starke Zunahme des Untergrundanteils für den Bereich $p_{\perp}^{had} < 25$ GeV/c.

Ereignisse ($p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}, \lvert z_{\mathrm{Vertex}} - \bar{z}^{\mathrm{run}}_{\mathrm{Vertex}} \rvert < 35\,\mathrm{cm}$)		9249	
Filter	ϵ	inklusiv	exklusiv
LBCOSM	(100.0 ± 0.00)%	2658	35
ASCOSM	(99.9 ± 0.04)%	1810	59
HALRIE,SRIHAL	(100.0 ± 0.00)%	3290	46
Clusteranalyse	(98.2 ± 0.3)%	7267	792
Spur-Cluster-Algorithmus	(99.2 ± 0.2)%	5235	234
insgesamt	(97.9 ± 0.4)%	8052	

Tabelle 4.2: Diese Tabelle enthält Information über die verwendeten Filter (Spalte 1) zur Reduktion des Untergrunds hochenergetischer Myonen. In der zweiten Spalte ist die Wahrscheinlichkeit ϵ, ein CC-Ereignis nicht zu verwerfen, für den jeweiligen Filter angegeben. Diese sind nicht voneinander unabhängig. In der dritten Spalte ist die Anzahl der vom jeweiligen Filter erkannten Ereignisse aufgeführt. In der letzten Spalte ist die Anzahl der Ereignisse, die ausschließlich vom jeweiligen Algorithmus verworfen werden, angegeben.

che Methoden erforderlich. Eine weitere Unterscheidungsmöglichkeit zwischen Ereignissen, die nicht der ep-Wechselwirkung entspringen und solchen aus ep-Reaktion, bieten die Zeitinformationen der zentralen Spurkammer und des LAr-Kalorimeters [H195b].
In Abbildung 4.21 (a) ist die Zeitinformation der zentralen Spurkammer und des LAr-Kalorimeters aller Ereignisse eingetragen, welche der Vertex- und Transversalimpuls- Bedingung genügen. Man kann zwei Bänder unterscheiden. Das waagerechte Band entspricht Überlagerungen von ep-Ereignissen, die in der Spurkammer ein Signal zum Zeitpunkt eines HERA-Bunchcrossing hinterlassen, aber die Energiedeposition im LAr-Kalorimeter durch ein Halo-Myon zu einem anderen, unkorrelierten Zeitpunkt stattfand. Das diagonale Band wird durch kosmische Myonen verursacht, die in der zentralen Spurkammer und im LAr-Kalorimeter ein korreliertes Zeitsignal erzeugen. Abbildung 4.21 (b) zeigt, daß durch die beschriebenen Algorithmen die Dichte der Ereignisse in den beiden Bändern abnimmt. Schnitte auf die Zeitinformation ermöglichen eine weitere Reduktion des Untergrunds. So wird für die Zeitinformation des LAr-Kalorimeters t_0^{LAr} in Abhängigkeit des Zeitpunktes des Bunchcrossings t_0^{BC} gefordert, daß die Bedingung

$$\left| t_0^{\mathrm{LAr}} - t_0^{\mathrm{BC}} \right| \; < \; 48\ \mathrm{ns} \tag{4.28}$$

(vgl. [H195b]) erfüllt ist.
Aus den Informationen der CJC wird der nominelle Wechselwirkungszeitpunkt $\bar{t}_0^{\mathrm{run}}$

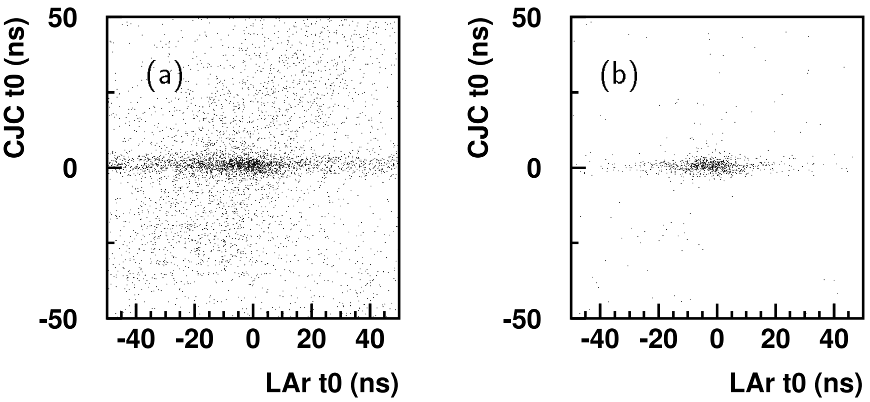


Abbildung 4.21: Zeitinformation der Spurkammern im Vergleich zur Zeitinformation des LAr-Kalorimeters. (a) alle Ereignisse mit rekonstruierten Vertex und $p_\perp^{had} > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$, (b) nach der Anwendung der Untergrundfiltern.

für verschiedene Datennahmeperioden bestimmt. Abbildung 4.22 zeigt die Differenz des gemessenen Zeitpunktes t_0^{CJC} und des nominellen Wechselwirkungszeitpunktes im Verhältnis zur Breite des gemessenen nominellen Wechselwirkungszeitpunktes σt_0^{run}. Ereignisse, welche die Forderung

$$\left| \frac{t_0^{CJC} - \bar{t}_0^{run}}{\sigma t_0^{run}} \right| \;<\; 5 \tag{4.29}$$

erfüllen werden akzeptiert. Dies entspricht einem Bereich von $\left| t_0^{CJC} - \bar{t}_0^{run} \right| < (1-3)$ ns. Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Anforderungen, welche von 861 Ereignissen erfüllt werden, beträgt $(97.3 \pm 0.4)\%$. Sie wurde unter Anwendung der PseudoCC-Methode bestimmt.

4.4.7 Schnitt gegen Ereignisse des neutralen Stroms

Nach der Reduktion des Anteils von Ereignissen, deren Ursprung nicht in ep-Reaktionen liegen, werden im folgenden ep-Prozesse behandelt, die als Untergrundquellen auftreten.

NC-Ereignisse gelangen aufgrund zweier Ursachen in die CC-Selektion. Trifft das gestreute Positron in eine Lücke zwischen Segmenten des LAr-Kalorimeters, sogenannte Cracks, kommt es zu einer verminderten Genauigkeit der Energiebestimmung des Positrons. Dies kann zu einem unbalancierten Transversalimpuls führen und das Ereignis gelangt in die CC-Selektion.
Durch den im Vergleich zu früheren Analysen reduzierten $p_\perp^{had}$-Schnitt ist es kinematisch möglich, daß das gestreute Positron den Akzeptanzbereich des LAr-Kalorimeters ($7° < \vartheta < 153°$) verläßt. Im Jahre 1995 wurde ein neues rückwärtiges Kalorimeter (SPACAL) in den Detektor integriert. In Perioden mit einem nicht vollständig funktionsfähigen SPACAL konnte für derartige NC-Ereignisse die Kinematik nicht

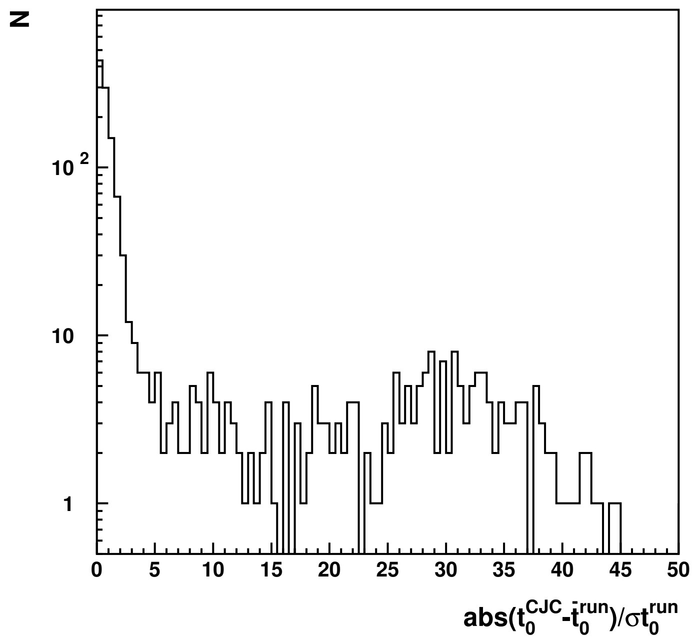


Abbildung 4.22: Abweichung der Zeitinformation der zentralen Spurkammer vom nominellen Wechselwirkungszeitpunkt.

korrekt bestimmt werden. Somit können diese Ereignisse in die CC-Selektion gelangen.

Eine Möglichkeit, diese NC-Ereignisse zu erkennen, bietet, wie schon in Abschnitt 4.2.4 erläutert, die in der zentralen Driftkammer rekonstruierte Spur des isolierten Positrons [Bün96]. Durch die zusätzliche Bedingung, daß das Positron in radialer Ebene dem hadronischen Endzustand gegenüberliegt

$$|\varphi_{\mathrm{Spur}} - \varphi_{\mathrm{had}} - 180°| \;<\; 20°, \tag{4.30}$$

erhält man eine Nachweiswahrscheinlichkeit für die Ereignisse des geladenen Stroms von $(98.3 \pm 0.3)\%$ und verwirft 301 Ereignisse.

4.4.8 Schnitt gegen Ereignisse der Photoproduktion

Neben den Ereignissen des neutralen Stroms bilden auch Photoproduktionsereignisse einen möglichen Untergrund. Der Prozeß der Photoproduktion ist durch kleine Impulsübertrage Q^2 gekennzeichnet, dies entspricht einem kleinen Streuwinkel des Positrons. Etwa 16% der gestreuten Leptonen, wie eine Monte-Carlo Studie für Photoproduktionsereignisse im gesamten kinematischen Bereich zeigt, können im Elektron-Tagger des Luminositätssystems nachgewiesen werden. Durch Boson-Gluon-Fusion (Abbildung 2.5 (a)) und durch den QCD-Compton-Prozeß (Abbildung 2.5 (b)) können Ereignisse mit Jets hohen Transversalimpulses entstehen. Durch die begrenzte Auflösung des LAr-Kalorimeters kommt es zu Fehlbestimmungen der Energie der Jets. Dies führt zu einem unausgeglichenen Transversalimpuls und läßt Ereignisse der Photoproduktion als potentiellen Untergrund in der CC-Selektion erscheinen. Abbildung 4.23 zeigt die steigende Anzahl von Ereignissen nach Anwendung der bisher besprochenen Selektionskriterien mit abnehmendem Transversalimpuls $p_\perp^{had}$. Der Anstieg in der Ereigniszahl wird durch das Verhalten des Photopro-

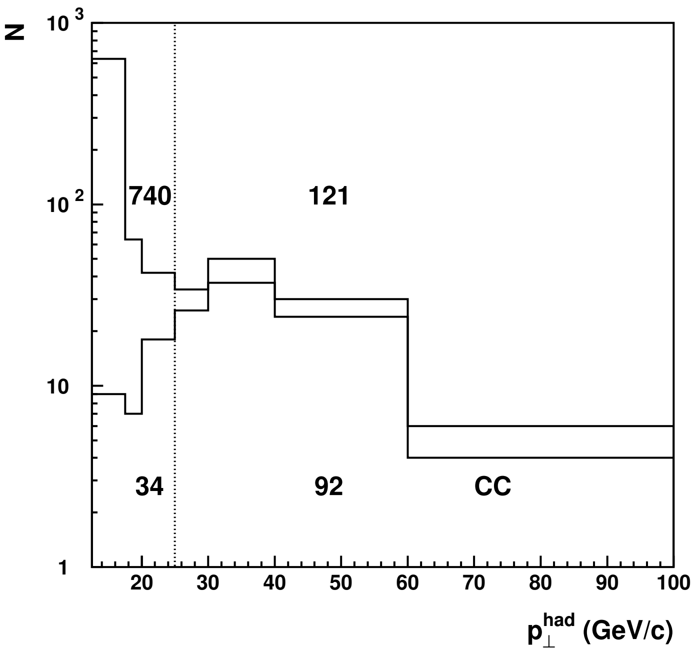


Abbildung 4.23: Die obere Linie entspricht der Anzahl von Ereignissen N nach Anwendung der beschriebenen Filter und der Anforderungen an die Zeitinformation der zentralen Spurkammer und des LAr-Kalorimeters in Abhängigkeit von $p_\perp^{had}$. Die untere Linie entspricht den letztlich selektierten CC-Ereignissen. Die senkrechte Linie kennzeichnet den ursprünglichen $p_\perp^{had}$ Schnitt von 25 GeV/c. Integriert man die Verteilung in den beiden Bereichen, erhält man die angebende Anzahl von Ereignissen.

duktionswirkungsquerschnitts,

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{E_\perp} &\propto E_\perp^{-n} \text{ mit} \\ n &= 6.1 \pm 0.5 \end{aligned} \tag{4.31}$$

[H194b, H196b] erklärt, da mit fallenden $E_\perp$ mehr Ereignisse erzeugt werden, die den gesenkten $p_\perp^{had}$-Schnitt erfüllen können. Der unterschiedliche Ursprung der gemessenen Imbalance des Transversalimpulses im Vergleich zu Ereignissen des geladenen Stroms ist ein Erkennungsmerkmal von Photoproduktionsereignissen.
Ein Nachweis des gestreuten Positrons im Luminositätssystem, mit einer geometrischen Akzeptanz des Elektron-Taggers von $(16.2 \pm 1.5)\%$, ermöglicht eine direkte Identifikation von Photoproduktionsereignissen. Der direkte Nachweis kann zur

Entwicklung und zur Kontrolle der verwendeten Schnitte eingesetzt werden. Ein Vergleich der radialen Ansicht eines Photoproduktionsereignis (Abbildung 4.24) mit einem CC-Ereignis (Abbildung 4.24) im H1-Detektor verdeutlicht die topologischen Unterschiede der Prozesse. Während das CC-Ereignis eine klar asymmetrische Energieverteilung in radialer Ebene aufweist, erkennt man beim Photoproduktionsereignis eine eher symmetrische Verteilung. Ereignisse des geladenen Stroms besitzen als ausgezeichnete Richtung in radialer Ebene die Richtung des Neutrinoimpulses, die entgegengesetzt zu $\vec{p}_\perp^{\,had} / \left|\vec{p}_\perp^{\,had}\right|$ ist. Der hadronische Endzustand von Photoproduktionsereignissen besitzt keine ausgezeichnete Richtung. Diese Unterschiede werden zur Abtrennung ausgenutzt. Man definiert die Größen V_p (parallel) und V_{ap} (antiparallel)

$$\vec{V} = \sum_{\text{Cluster i}} \vec{V}_i = \sum_{\text{Cluster i}} \begin{pmatrix} E_i \sin(\vartheta_i) \sin(\varphi_i) \\ E_i \sin(\vartheta_i) \cos(\varphi_i) \end{pmatrix} \tag{4.32}$$

$$V_p = + \sum_{\substack{\text{Cluster i} \\ \vec{V}\cdot\vec{V}_i > 0}} \frac{\vec{V}\cdot\vec{V}_i}{V} \tag{4.33}$$

$$V_{ap} = - \sum_{\substack{\text{Cluster i} \\ \vec{V}\cdot\vec{V}_i < 0}} \frac{\vec{V}\cdot\vec{V}_i}{V}, \tag{4.34}$$

die einer Projektion der Cluster Energie auf die durch $\vec{V}$ und den Vertex definierten Achse, entsprechen (vgl. Abbildung 4.25).
Könnte man die kinematischen Variablen exakt messen, so würde bei CC-Ereignissen mit einem Teilchenbündel, der einen kleinen Öffnungswinkel aufweist, der parallele Anteil $V_p \approx 1$ betragen, während sich ein antiparalleler Anteil von $V_{ap} \approx 0$ ergeben würde. Bei einer exakten Bestimmung der kinematischen Variablen wäre für ein Photoproduktionsereignis sowohl der parallel, als auch der antiparallele Anteil $V_p \approx V_{ap} \approx 0.5$. Das Verhältnis V_{ap}/V_p wäre somit für Ereignisse des geladenen Stroms etwa 0, für Photoproduktionsereignisse ca. 1. Die begrenzte Detektorauflösung führt zu einer Aufweichung der Erwartung für V_{ap}/V_p. Die Selektionsbedingung

$$p_\perp^{had} > 12.5\,\text{GeV/c} \tag{4.35}$$

verursacht eine Verschiebung des Erwartungswertes bei Photoproduktionsereignissen für V_{ap}/V_p von 1 auf 0.5. Abbildung 4.26 verdeutlicht, daß durch das definierte Verhältnis V_{ap}/V_p, eine Trennung von Photoproduktionsereignissen möglich ist. Wählt man die Bedingung

$$\frac{V_{ap}}{V_p} < 0.13 \tag{4.36}$$

verwirft man alle direkt nachgewiesenen Photoproduktionsereignisse, sowie alle zur Verfügung stehenden simulierten Ereignisse des Photoproduktions Monte-Carlos. Durch diese Bedingung werden gleichzeitig Halo-Myon Ereignisse und Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung verworfen. Derartige Ereignisse führen zu einer erhöhten Anzahl von Einträgen in die Häufigkeitsverteilung 4.26 für die selektierten Ereignisse

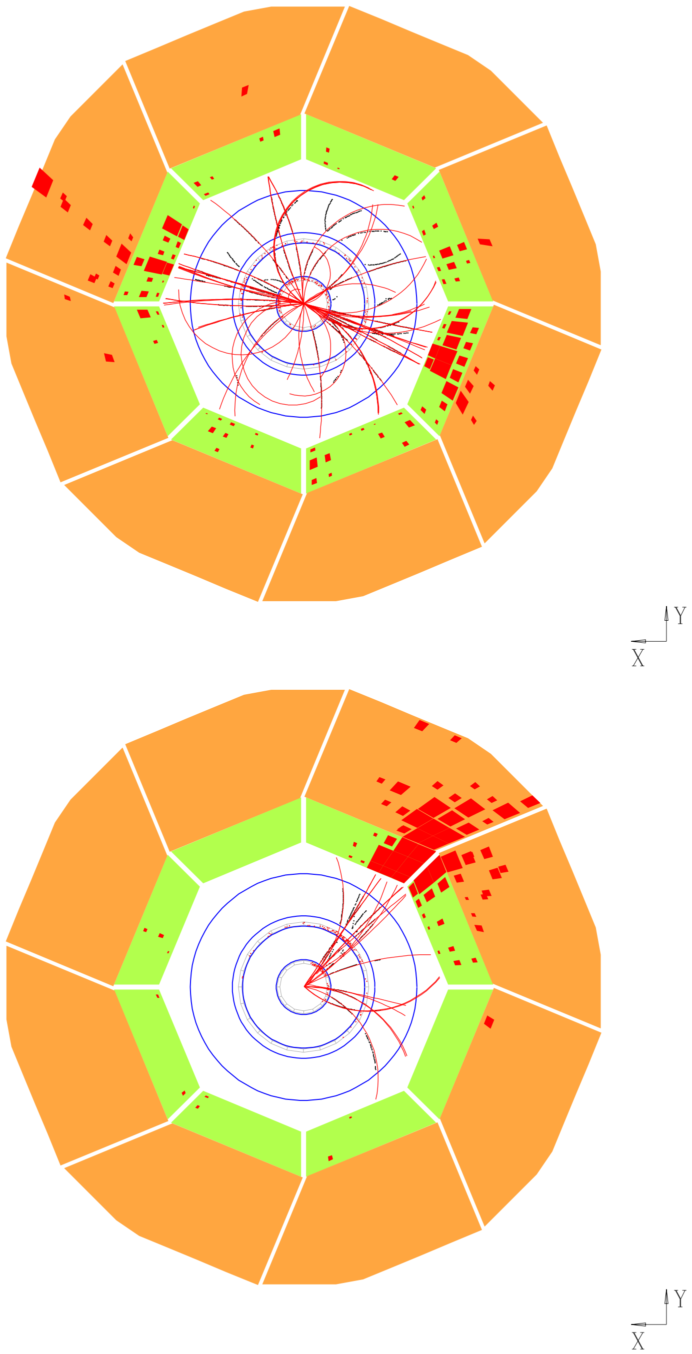


Abbildung 4.24: Radiale Ansicht eines Photoproduktionsereignisses (oben) und ein CC-Ereignisses (unten).

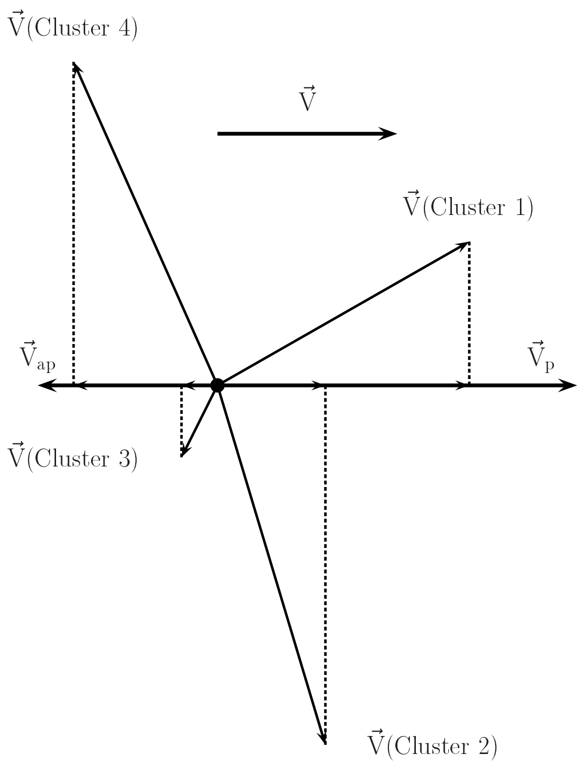


Abbildung 4.25: Projektion der in den Kalorimetern nachgewiesenen Energie auf eine parallele und eine antiparallele Komponente relative zur Achse, die von $\vec{V}$ und dem Vertex definiert wird.

im Vergleich zu der Vorhersage der Monte-Carlo Simulation. Unter den 160 verbleibenden CC-Kandidaten befinden sich noch zwei CC-Ereignisse mit einer Überlagerung eines Bethe-Heitler-Bremsstrahlungsereignisses. Eine genauere Diskusion dieser Ereignisse ist in Abschnitt 6.3.1 zu finden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Bedingung $V_{ap}/V_p < 0.13$ wurde mit der PseudoCC-Methode bestimmt (Abbildung 4.27). Die Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit bei kleineren Werten des Transversalimpulses kann durch die zunehmende Rate von Ereignissen mit mehreren Jets und den steigenden Anteil energieärmerer Hadronen im Endzustand von CC-Ereignissen erklärt werden. Durch das im Detektor vorhandene Magnetfeld entsteht eine zunehmende Ablenkung der energiearmen Teilchen. Diese Ursachen führen zu einer steigenden antiparallelen Komponente V_{ap} relativ zu V_p.

Eine andere Möglichkeit CC-Ereignisse von Photoproduktionsereignissen zu trennen, besteht im Vergleich des Transversalimpulses $p_\perp^{had}$ und der transversalen Energiedeposition $E_\perp^{had}$ (vgl Abbildung 4.28), wie es in [Zeus96] Anwendung fand. Fordert man auch hier, daß alle Photoproduktionsereignisse verworfen werden, so muß die

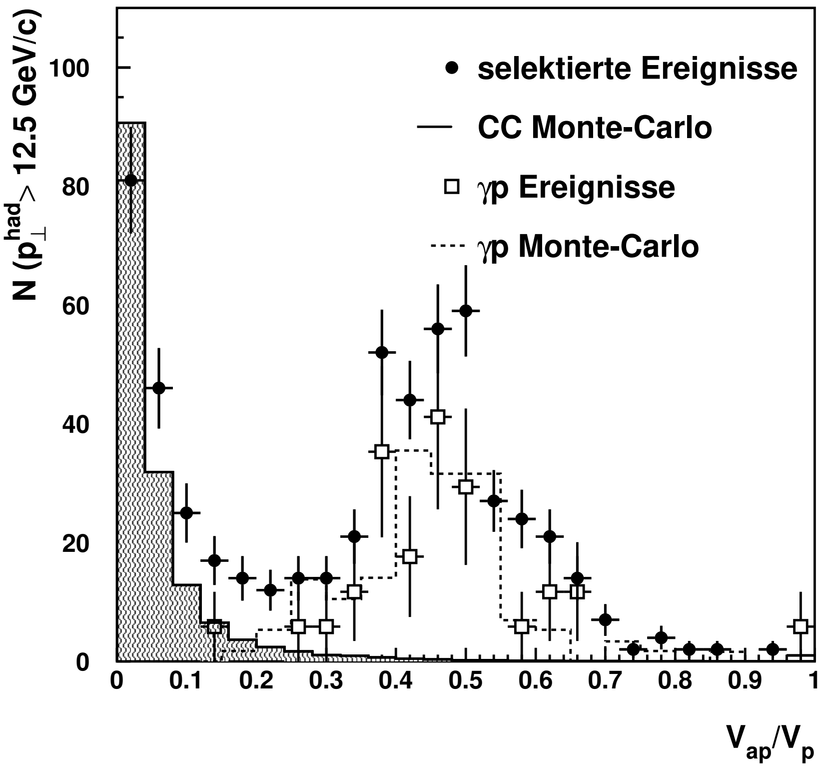


Abbildung 4.26: Häufigkeit der bisher selektierten Ereignisse N (•) und der direkt nachgewiesenen Photoproduktionsereignissen (□) als Funktion von V_{ap}/V_p. Diese werden mit Monte-Carlo-Simulationen des Prozesses des geladenen Stroms (schraffiertes Histogramm) und der Photoproduktion (- - -) verglichen. Für alle Ereignisse gilt $p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$. Die direkt nachgewiesenen Photoproduktionsereignisse sind für die geometrische Akzeptanz des Elektrons-Taggers korrigiert.

Bedingung

$$\frac{p_\perp^{had} \cdot c}{E_\perp^{had}} \;>\; 0.70 \qquad (4.37)$$

erfüllt werden. Vergleicht man die Nachweiswahrscheinlichkeiten (Abbildung 4.27) erkennt man eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit für die hier vorgestellten Methode, da zusätzliche die Information der Richtung des Neutrinos verwendet wird.

4.4.9 Visuelle Inspektion

Ereignisse, die alle Selektionskriterien erfüllen, wurden einer visuellen Inspektion unterzogen. Es wurden Ereignisse aussortiert, die einer der folgenden Klassen eindeutig zugeordnet werden konnten:

- Halo-Myonen

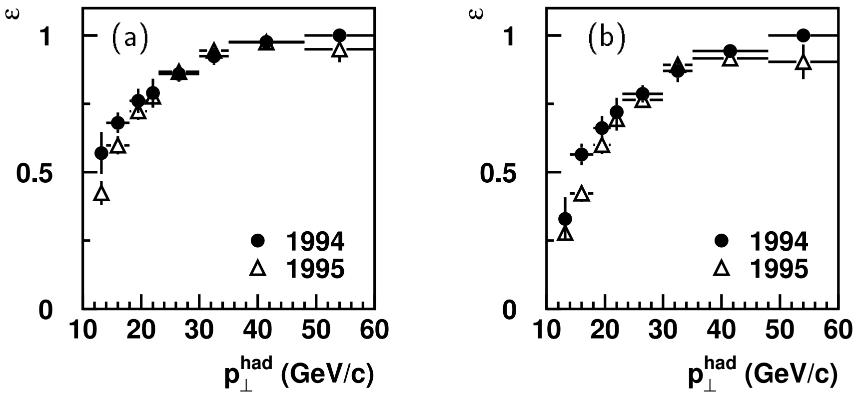


Abbildung 4.27: Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit der V_{ap}/V_p-Bedingung (a) und der $p_\perp^{had}/E_\perp^{had}$-Bedingung (b) vom Transversalimpuls, für 1994 ($\bullet$) und für 1995 ($\triangle$).

Ereignisklasse	Anzahl
Halo-Myon-Ereignisse	15
Kosm. Höhenstrahlung	13
NC-Ereignisse	3
LAr-Rauschen	3
CC-Ereignisse	126

Tabelle 4.3: Einordnung der Ereignisse durch die visuelle Inspektion in die beschriebenen Kategorien. Es verbleiben 126 CC-Ereignisse.

- Kosmische Myonen
- Ereignisse des neutralen Stroms
- lokales Rauschen im LAr-Kalorimeter

Ereignisse der oben angeführten Klassen können durch ihre topologischen Eigenschaften vom menschlichen Auge als solche erkannt werden. Ereignisse, in denen Rauschen einer einzigen Zelle im LAr-Kalorimeter zu einem hohen Transversalimpuls führt, sind identifizierbar, da sich in der Umgebung der Zelle keine weitere Aktivität im LAr-Kalorimeter zeigt und in den Spurkammern keine Aktivität in der betroffen Region herrscht.
Das Ergebnis der visuellen Inspektion und die Zuordnung zu den unterschiedlichen Klassen ist in Tabelle 4.3 zusammengefaßt.

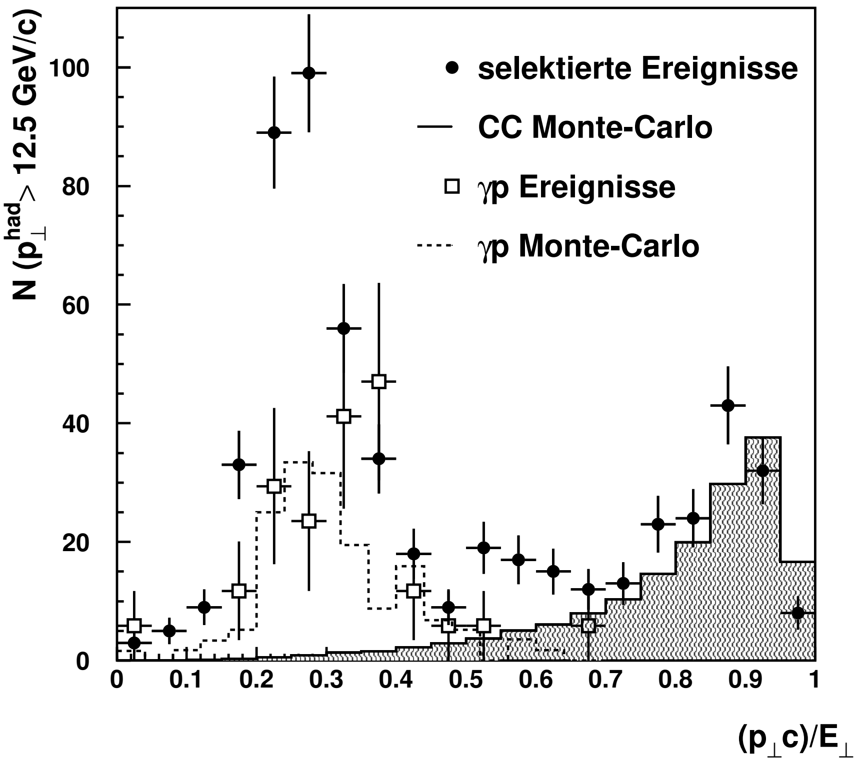


Abbildung 4.28: Häufigkeit der bisher selektierten Ereignisse N (•) und der direkt nachgewiesenen Photoproduktionsereignissen (□) von $(p_\perp^{had} \cdot c)/E_\perp^{had}$. Die Photoproduktionsereignisse wurden durch ein im Elektron-Tagger nachgewiesenes Positron identifiziert und für die geometrische Akzeptanz des Elektron-Taggers korrigiert. Diese Verteilungen werden mit Monte-Carlo-Simulationen des Prozesses des geladenen Stroms (schraffiertes Histogramm) und der Photoproduktion (- - -) verglichen. Für alle Ereignisse gilt $p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$.

4.4.10 Weitere kinematische Bedingungen

In den bisherigen Abschnitten wurden die zur Selektion von Ereignissen des geladenen Stroms gewählten Kriterien beschrieben. Im folgenden werden zusätzliche Bedingungen vorgestellt, die den Einfluß systematischer Effekte auf die Ergebnisse dieser Analyse vermindern.

Der erste dieser Effekte ist die Bestimmung der Energiedeposition im rückwärtigen Kalorimeter. Im Jahre 1994 diente das BEMC, welches zur Messung von elektromagnetischen Schauern konzipiert war (vgl. Abschnitt 3.2), der Energiemessung in diesem Bereich. Es wurde im Jahre 1995 durch das SPACAL ersetzt. In langen Datennahme-Perioden war das SPACAL noch nicht vollständig einsatzbereit. Die Kombination einer auf nur etwa 15% bekannten hadronischen Energieskala (im Falle des BEMC) und einer Reduktion der zur Verfügung stehenden integrierten Lumino-

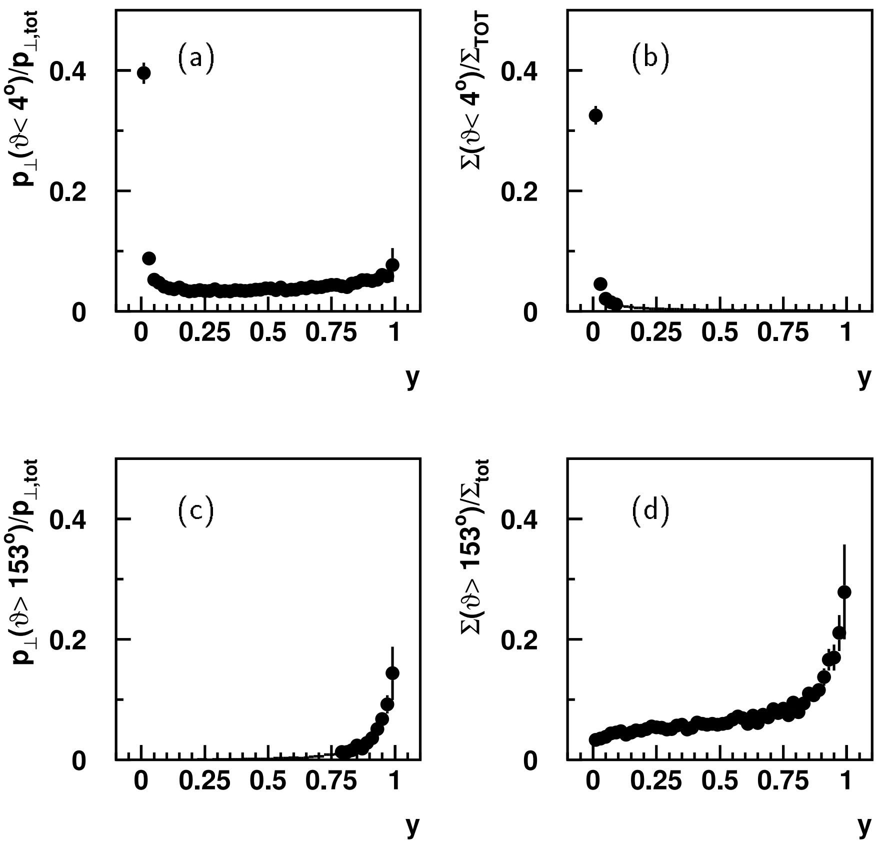


Abbildung 4.29: Die Abbildungen zeigen als Ergebnis einer Monte-Carlo Studie den Anteil des im LAr-Kalorimeter nicht nachweisbaren $p_\perp(\vartheta < 4°)$ (a), $p_\perp(\vartheta > 153°)$ (c) und $\Sigma(\vartheta < 4°)$ (b), $\Sigma(\vartheta > 153°)$ (d) am gesamten $p_{\perp,tot}$ bzw. Σ_{tot}.

sität im Falle des SPACAL, legt eine Einschränkung des kinematischen Bereichs auf Regionen, in denen der Energiefluß im rückwärtigen Bereich zu vernachlässigen ist, nahe. Die Abbildungen 4.29 (c) und (d) zeigen, daß bei einem Verzicht auf Ereignisse mit einer Inelastizität $y > 0.9$ genau dies erreicht wird.

Eine weitere systematische Unsicherheit besteht in der Bestimmung des Energieflusses in Vorwärtsrichtung, da dieser im LAr-Kalorimeter nur bis zu einem Winkel $\vartheta = 5°$ bestimmt werden kann. Für Ereignisse mit einer Inelastizität $y < 0.1$ können bis zu 40% des Transversalimpulses und bis zu 35% von Σ im LAr-Kalorimeter nicht nachgewiesen werden, wie eine Monte-Carlo Studie zeigt (Abbildungen 4.29 (a) und (b)). Bei kleinen Winkeln ϑ ($\approx 10° - 30°$; dies entspricht einer kleinen Inelastizität) zeigt sich eine starke Änderung der Ansprechwahrscheinlichkeit des CC-Triggers. In Abbildung 4.30 ist die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des CC-Triggers für Ereignisse mit einem transversalen hadronischen Impuls im Bereich $12.5\,\mathrm{GeV/c} < p_\perp^{had} \leq 18\,\mathrm{GeV/c}$ (a) und $p_\perp^{had} > 18\,\mathrm{GeV/c}$ (b) dargestellt. Man erkennt zwei Effekte. Der Verlust an Effizienz bei Winkeln $\vartheta < 15°$ kommt zustande, da die direkte Umgebung

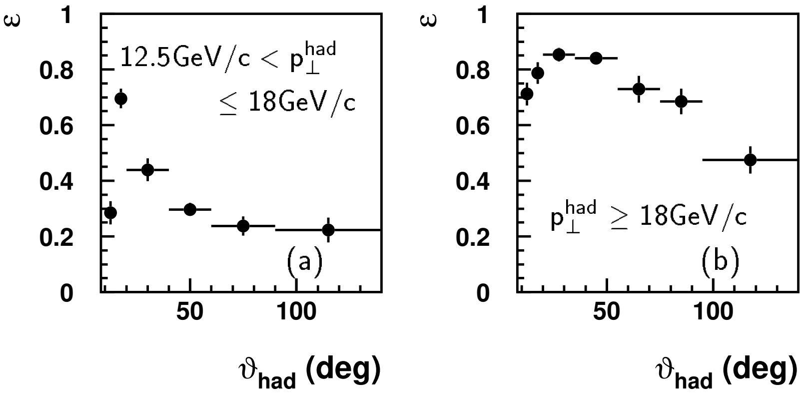


Abbildung 4.30: Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des CC-Triggers für Ereignisse mit eine Transversalimpuls $12.5\,\mathrm{GeV/c} < p_\perp^{had} \leq 18\,\mathrm{GeV/c}$ (a) und $p_\perp^{had} > 18\,\mathrm{GeV/c}$ (b) des Jahres 1995.

des Strahlrohrs, in dem es häufig zu Energiedepositionen des Protonrests kommt, nicht im CC-Trigger berücksichtigt wird. Der zweite Effekt wird in Abbilddung 4.30 (a) deutlich und ist für das Jahr 1995 spezifisch. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Ereignisse mit einem Transversalimpuls $12.5\,\mathrm{GeV/c} < p_\perp^{had} \leq 18\,\mathrm{GeV/c}$ erreicht bei einem Winkel von $\vartheta \approx 25°$ ein Maximum von 70% , welches bei größeren Winkel schnell auf 40% absinkt. Dieses Maximum wird an der Verbindungsstelle zweier Räder des LAr-Kalorimeters durch die für das Jahr 1995 spezifischen Schwellen hervorgerufen. Geringe Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten würde zu großen systematischen Effekten führen.
Die Einschränkung des kinematischen Bereichs auf

$$0.1 \quad < y_{JB} < \quad 0.9 \tag{4.38}$$

vermindert die systematischen Unsicherheiten durch die ϑ-Abhängigkeit (vgl. Abbildungen 4.31, 4.32) des CC-Triggers und vermeidet Einflüsse durch die Empfindlichkeit der Energiebestimmung an den Rändern des Akzeptanzbereichs des LAr-Kalorimeters.

4.4.11 Parametrisierung der Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Ereignisse des geladenen Stroms werden aus PseudoCC-Ereignissen bestimmt, wie bereits in Abschnitt 4.3 erläutert wurde. Eine genauere Untersuchung der Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeiten von kinematischen Variablen ergibt eine Abhängigkeit vom Transversalimpuls $p_\perp^{had}$ und vom Winkel ϑ_{had}. In den Abbildungen 4.31 und 4.32 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Jahre 1994 und 1995 dargestellt. Sie wurden für Ereignisse mit einer Inelastizität im Bereich $0.1 < y_{JB} < 0.9$ ermittelt. Die auf der linken Seite befindlichen Histogramme spiegelt die $p_\perp^{had}$-Abhängigkeit des Ansprechverhaltens

Bereich		a_1	a_2	a_3	χ^2/ndf
1994	$10^\circ < \vartheta_{\mathrm{had}} \leq 40^\circ$	(17.79 ± 0.71) GeV/c	(3.06 ± 0.48) GeV/c	0.916 ± 0.016	1.19
	$40^\circ < \vartheta_{\mathrm{had}} \leq 65^\circ$	(16.30 ± 1.35) GeV/c	(7.13 ± 1.94) GeV/c	0.818 ± 0.050	0.58
	$65^\circ < \vartheta_{\mathrm{had}} \leq 140^\circ$	(20.86 ± 3.03) GeV/c	(10.61 ± 3.49) GeV/c	0.806 ± 0.148	1.00
1995	$10^\circ < \vartheta_{\mathrm{had}} \leq 40^\circ$	(17.30 ± 0.44) GeV/c	(2.11 ± 0.34) GeV/c	0.859 ± 0.022	1.15
	$40^\circ < \vartheta_{\mathrm{had}} \leq 65^\circ$	(16.84 ± 0.44) GeV/c	(4.14 ± 0.70) GeV/c	0.865 ± 0.028	1.20
	$65^\circ < \vartheta_{\mathrm{had}} \leq 140^\circ$	(19.42 ± 1.38) GeV/c	(7.80 ± 1.87) GeV/c	0.766 ± 0.076	0.60

Tabelle 4.4: Ergebnis der Anpassung der $p_\perp^{\mathrm{had}}$-Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit in drei ϑ_{had}-Bereichen für die Jahre 1994 (oben) und 1995 (unten).

des CC-Triggers wieder. Bei kleinen Werten von $p_\perp^{\mathrm{had}}$ wird die Nachweiswahrscheinlichkeit durch das Verhalten der Effizienz des Schnittes gegen Ereignisse der Photoproduktion zusätzlich vermindert. Die Histogramme der rechten Reihe zeigen die ϑ_{had}-Abhängigkeit des CC-Triggers, welche im Bereich der Ringe FB1 und FB2 des LAr-Kalorimeters (vgl. Abschnitt 3.2.2) aufgrund niedriger Schwellen ein maximales Ansprechverhalten aufweisen.
Die dargestellte Parametrisierung der $p_\perp^{\mathrm{had}}$-Abhängigkeit wird analog zur Anpassung des Ansprechverhaltens des NC-Triggers durch die Funktion

$$x = \frac{p_\perp^{\mathrm{had}} - a_1}{a_2} \tag{4.39}$$

$$f(x) = a_3 \cdot \int_{-\infty}^{x} e^{-t^2/2} dt \tag{4.40}$$

beschrieben. Das Ergebnis dieser Anpassungen ist in Tabelle 4.4 zusammengefaßt. Bei der Parametrisierung der ϑ_{had}-Abhängigkeit können zwei Eigenschaften ausgenutzt werden. Zum einen kann man die Tatsache, daß im Bereich des FB2 und FB1 die Ansprechwahrscheinlichkeit des CC-Triggers ein Maximum erreicht, verwenden, da in diesen Ringen des LAr-Kalorimeters die Schwellen den geringsten Wert besitzen. Zum anderen ist es möglich den gleichen Aufbau der Ringe CB3, CB2 und CB1 und die äquivalenten Schwellen des CC-Triggers als Randbedingungen verwenden, da diese ein vergleichbares Ansprechverhalten bei gegebenen $p_\perp^{\mathrm{had}}$ hervorrufen. Aufgrund ausgedehnter hadronischer Endzustände ist in den Ringen FB1 und CB3 ein Übergang von einer maximalen Ansprechwahrscheinlichkeit zu einem konstanten Verhalten der Ansprechwahrscheinlichkeit zu beobachten. Aus diesen Gründen kann man die ϑ_{had}-Abhängigkeit durch ein Polynom des vierten Grades mit einer fixierten Position des Maximums in den Ringen FB2 und FB1, sowie einem festen Wendepunkt im Übergangsbereich zwischen den Ringen FB1 und CB3 beschreiben. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse mit einem Winkel ϑ_{had} größer als das

Minimum kann man durch eine konstante Funktion anpassen.
Die Korrektur der gemessenen Verteilungen für die Nachweiswahrscheinlichkeiten wird im Rahmen der Entfaltung (vgl. Kapitel 5) durchgeführt. Hierbei werden die Monte-Carlo Ereignisse, entsprechend ihrer kinematischen Größen $p_\perp^{had}$ und ϑ_{had}, mit den zweidimensional parametrisierten Nachweiswahrscheinlichkeiten aus der Pseudo-CC-Methode gewichtet. Eine Korrektur mit Nachweiswahrscheinlichkeiten, die über begrenzte Bereiche gemittelt wurden, würde zu unstetigen Verteilung führen. Dies entspricht nicht den Gegebenheiten im Detektor. Ausgedehnte hadronische Endzustände gestalten stetige Übergänge der Nachweiswahrscheinlichkeiten an Übergängen zwischen den Ringen des Kalorimeters. Um dies in den Gewichtungsfaktoren zu berücksichtigen, wird zwischen den parametrisierten $p_\perp^{had}$-Verteilungen die oben beschriebene ϑ_{had} Anpassung durch ein Polynom 4. Ordnung vorgenommen. Das Ergebnis dieser Anpassung für die Nachweiswahrscheinlichkeiten des Jahres 1994 und 1995 ist in der Abbildung 4.33 zu sehen.

4.5 Zusammenfassung der Selektion

Zum Abschluß des Kapitels werden in diesem Abschnitt die Selektion der Ereignisse des neutralen und des geladenen Stroms zusammengefaßt. In Tabelle 4.5 sind die einzelnen Selektionskriterien, die Anzahl der Ereignisse, die diese erfüllen, und die entsprechenden Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ zusammengestellt.
Nach einer vergleichbaren Vorselektion und der Forderung eines NC- bzw. CC-Triggers werden die Ereignisse des neutralen Stroms anhand des gestreuten Positrons im LAr-Kalorimeter identifiziert. Ereignisse beider Prozesse müssen einen rekonstruierten Vertex aufweisen.
Aufgrund der zu geringen Nachweiswahrscheinlichkeit für CC-Ereignisse mit einem Transversalimpuls $p_\perp^{had} < 12.5\,\mathrm{GeV/c}$, werden nur Ereignisse mit einem höheren Transversalimpuls untersucht. Zur Reduktion des Untergrunds, verursacht durch kosmische Höhenstrahlung, sowie durch Halo-Myonen, werden die in Abschnitt 4.4.6 beschriebenen Algorithmen angewendet. Eine weitere Verminderung des Anteils an Untergrundereignisse in der CC-Selektion wird durch die Ausnutzung der Zeitinformation der zentralen Driftkammer, sowie des LAr-Kalorimeters erreicht.
Da Ereignisse des geladenen Stroms anhand des unausgeglichenen Transversalimpuls nachgewiesen werden, müssen im Gegensatz zu NC-Ereignissen weitere Maßnahmen zur Reduktion des Untergrunds herangezogen werden. Demzufolge wurden die in Abschnitt 4.4.7 und 4.4.8 erläuterten Schnitte zur Verringerung des Anteils an NC-Ereignisse und zur Eliminierung von Photoproduktionsuntergrund entwickelt. Eine visuelle Inspektion der Ereignisse, die alle Kriterien der CC-Selektion erfüllen, führt zu einer untergrundfreien Ereignismenge. Unter den Ereignissen, die alle Kriterien der NC-Selektion erfüllen und in einem kinematischen Bereich von $0.1 < y_{JB} < 0.9$ liegen, befinden sich noch (265 ± 20.5) prozeßfremde Ereignisse. Dies sind Ereignisse der Photoproduktion, kosmische- und Halo-Myonen, sowie Zweileptonereignisse. Somit verbleiben in diesem Bereich (5900 ± 81.1) NC-Ereignisse bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von $(95.3 \pm 1.0)\%$. Nach allen Bedingungen werden 106 CC-Ereignisse bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von $(71.6 \pm 1.4)\%$ ausgewählt.

	NC-Selektion		CC-Selektion	
Schnitt	N	ϵ	N	ϵ
Vorselektion	33602	100%	87443	100%
Trigger	32865	$(98.8 \pm 0.2)\%$	23093	$(89.7 \pm 0.9)\%$
e^+-Identifikation	18380	$(98.0 \pm 1.0)\%$	-	-
Vertex	17789	$(99.9 \pm 0.1)\%$	12967	$(99.97 \pm 0.03)\%$
$p_\perp^{had} > 12.5\,GeV/c$	10985	-	9249	-
Topologische Filter	10624	$(98.5 \pm 0.2\ )\%$	1197	$(97.9 \pm 0.4)\%$
Zeitinformation	-	-	861	$(97.3 \pm 0.4)\%$
NC-Schnitt	-	-	560	$(98.3 \pm 0.3)\%$
$V_{ap}/V_p < 0.13$	-	-	160	$(85.3 \pm 1.0)\%$
Visuelle Inspektion	-	-	126	100%
$0.1 < y_{JB} < 0.9$	6352	-	106	-
$\vartheta_{e^+} < 150°$	6165	-	-	-
Untergrund	265 ± 20.5	-	0	-
insgesamt	5900 ± 81.1	$(95.3 \pm 1.0)\%$	106	$(71.6 \pm 1.4)\%$

Tabelle 4.5: Zusammenfassung der Selektion des neutralen (Spalte 2 und 3) und des geladenen Stroms (Spalte 4 und 5). Für die einzelnen Selektionskriterien (Spalte 1) sind jeweils die Anzahl der Ereignisse, die alle bisherigen, einschließlich der aufgeführten Bedingungen erfüllen (Spalte 2 und 4) und die Nachweiswahrscheinlichkeit des jeweiligen Kriteriums, unabhängig von den anderen (Spalte 3 und 5), aufgeführt.

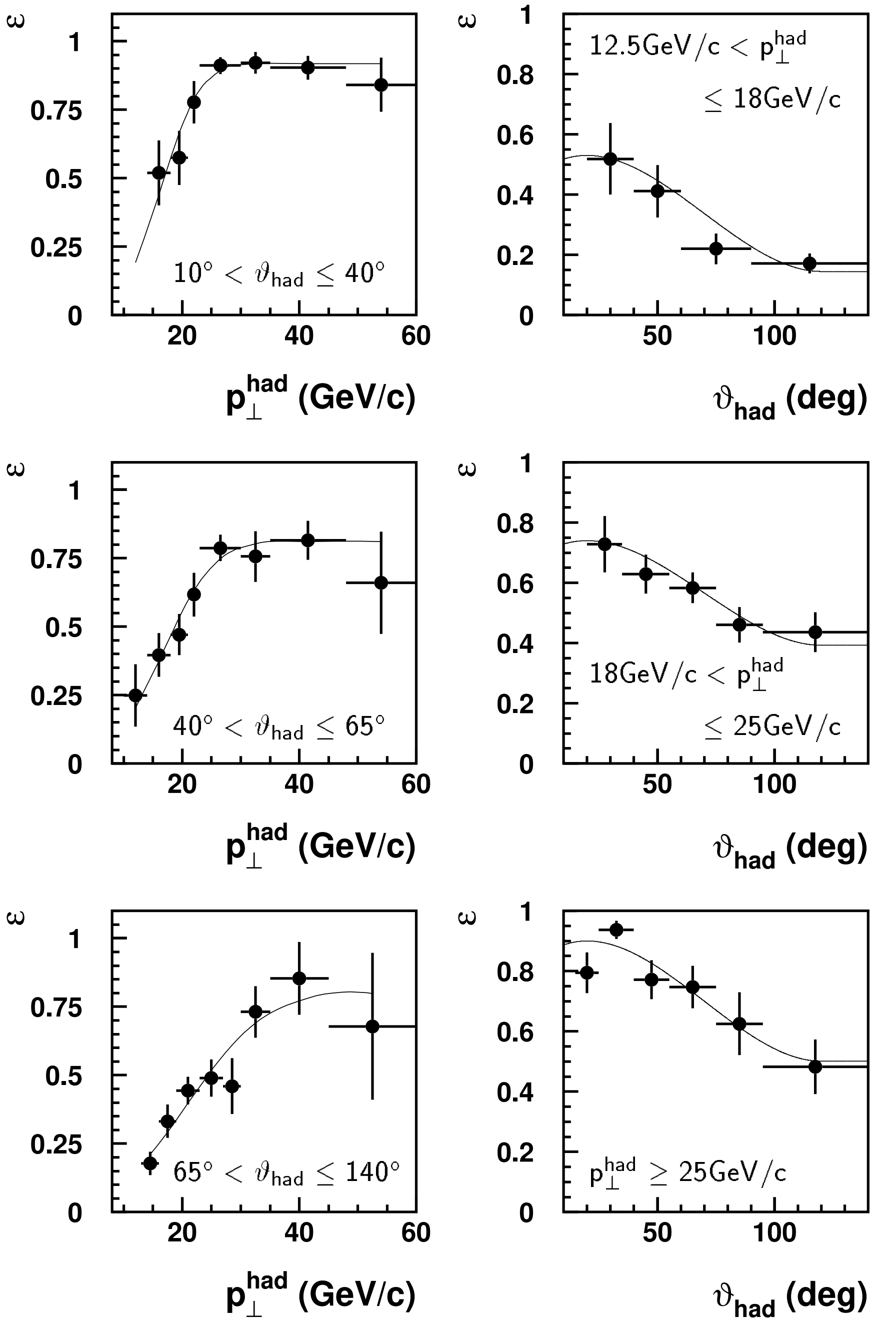


Abbildung 4.31: Nachweiswahrscheinlichkeiten für CC-Ereignisse nach allen Selektionskriterien (•) für das Jahr 1994. Die Histogramme der linken Spalte stellen die $p_\perp^{had}$-Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für drei ϑ_{had}-Bereiche dar. Die Histogramme der rechten Seite zeigen die ϑ_{had}-Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für drei $p_\perp^{had}$-Bereiche. Die im Text beschriebenen Parametrisierungen werden durch die Linien repräsentiert.

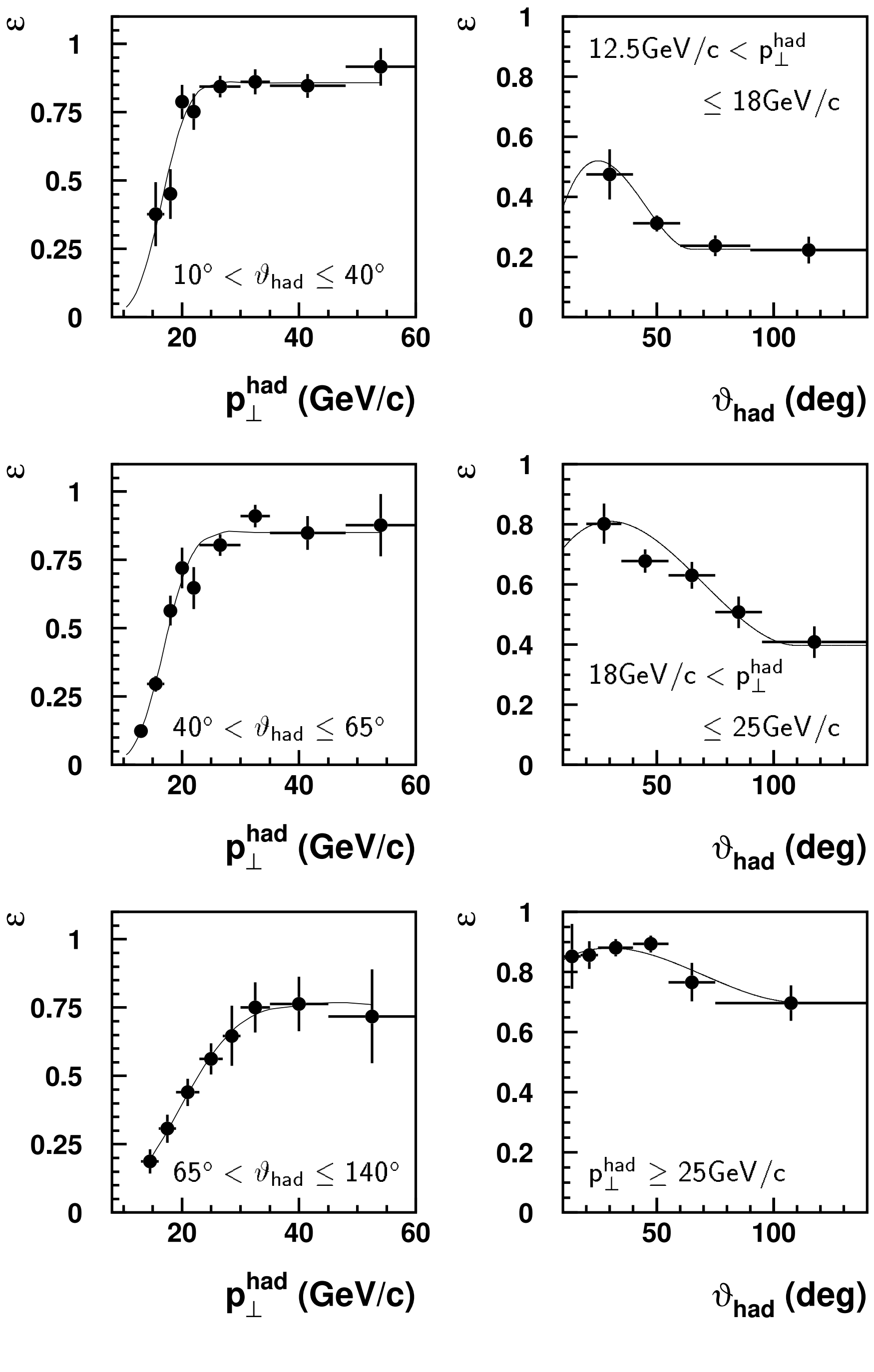
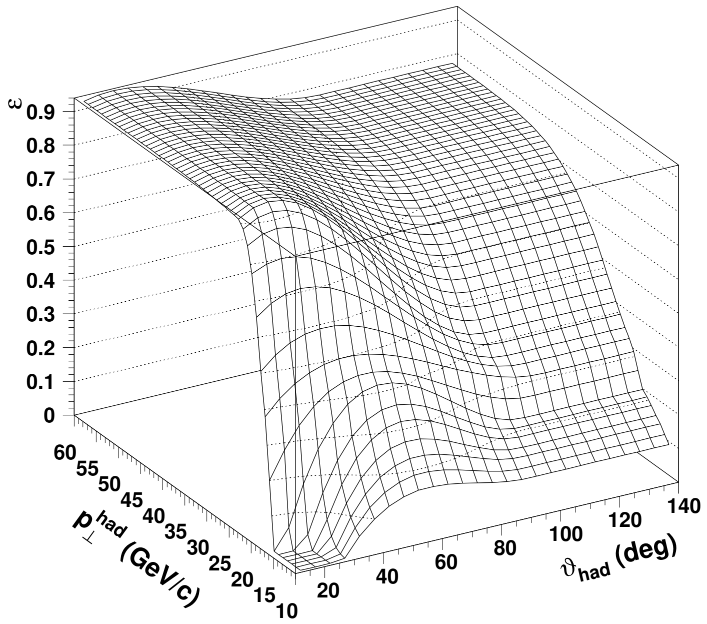


Abbildung 4.32: Nachweiswahrscheinlichkeiten der CC-Selektion (•) für das Jahr 1995. Die Histogramme der linken Spalte stellen die $p_\perp^{had}$-Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für drei ϑ_{had}-Bereiche dar. Die Histogramme der rechten Seite zeigen die ϑ_{had}-Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für drei $p_\perp^{had}$-Bereiche. Die im Text beschriebenen Parametrisierungen werden durch die Linien repräsentiert.



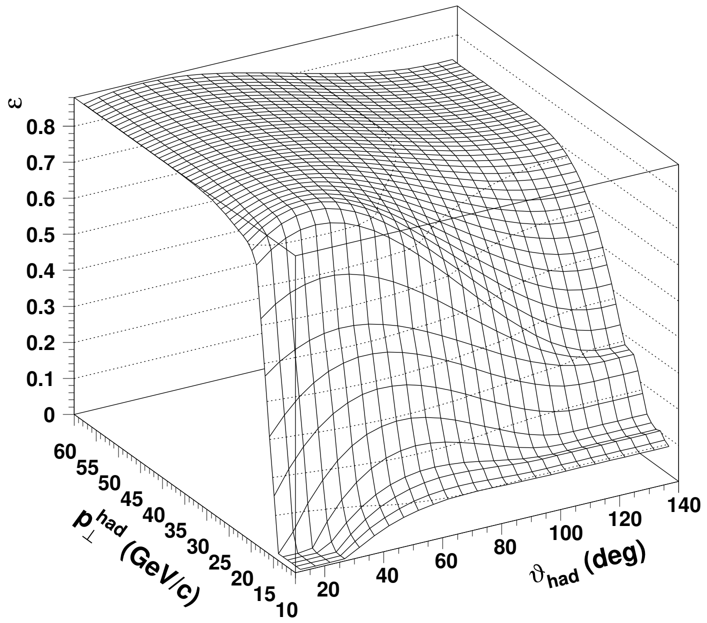


Abbildung 4.33: Zweidimensionale Parametrisierung in $p_\perp^{had}$ und ϑ_{had} der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Jahre 1994 (oben) und 1995 (unten).

Kapitel 5

Entfaltung

Nachdem im vorherigen Kapitel der Schwerpunkt auf dem Nachweis von Ereignissen des geladenen und neutralen Stromes gelegt wurde, werden in diesem Kapitel Entfaltungsmethoden vorgestellt, die es ermöglichen, von gemessenen Größen auf die *wirklichen* Variablen zu schließen, wie es im ersten Abschnitt dieses Kapitels beschrieben wird. Im zweiten Abschnitt wird die Methode der regularisierten Entfaltung [Blob84, Blob85] sowie eine Entfaltungsmethode basierend auf dem Theorem von Bayes [Ago95] vorgestellt. Im darauffolgenden Abschnitt wird die Untersuchung beider Methoden mittels eines statistischen Tests beschrieben. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird die Entfaltung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Prozesse des geladenen und neutralen Stroms detailliert vorgestellt.

5.1 Problemstellung

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist es, physikalische Verteilungen $f(\vec{x})$ zu messen. Im Detektor können diese Verteilungen aufgrund einer begrenzten Auflösung und einer begrenzten Akzeptanz nicht direkt gemessen werden. Es wird hingegen eine zu $f(\vec{x})$ korrelierte Verteilung $g(\vec{y})$ gemessen. Der Zusammenhang zwischen diesen Verteilungen und einer Überlagerung von Untergrundquellen $b(\vec{y})$ wird durch die Faltung

$$g(\vec{y}) \quad = \quad \int A(\vec{y}, \vec{x}) f(\vec{x}) d\vec{x} - b(\vec{y}) \tag{5.1}$$

beschrieben. Um die *wirkliche* Verteilung $f(\vec{x})$ aus den gemessen Größen $g(\vec{y})$ zu extrahieren, ist die genaue Kenntnis der Funktion $A(\vec{y}, \vec{x})$, sowie des Untergrunds $b(\vec{y})$ nötig. Die Funktion $A(\vec{y}, \vec{x})$ beschreibt die begrenzte Akzeptanz und die begrenzte Auflösung des Detektors. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten können als Funktion der gemessenen Größen, wie in Kapitel 4 beschrieben, direkt aus den Daten bestimmt werden. Durch die in Abschnitt 3.4 vorgestellte Detektorsimulation ist die begrenzte Auflösung bekannt. Der Untergrund besteht im Falle des neutralen Stroms vorwiegend aus Photoproduktionsereignissen. Im Falle des geladenen Stroms ist, wie im vorherigen Kapitel erläutert, kein Untergrund in den selektierten Ereignissen vorhanden. Somit sind, mit Ausnahme von $f(\vec{x})$, alle Funktionen in Gleichung 5.1 bekannt. Der verbleibende Schritt zur Bestimmung der wirklichen Verteilung $f(\vec{x})$ ist die Lösung des Faltungsintegrals. Zu diesem Zweck werden im folgenden Abschnitt zwei Entfaltungsmethoden vorgestellt.

5.2 Methode der Entfaltung

5.2.1 Regularisierte Entfaltung

In diesem Abschnitt wird die Methode der regularisierten Entfaltung detailliert vorgestellt [Blob84, Blob85]. Die Darstellung der Meßwerte erfolgt in einer diskreten Form, hierzu unterteilt man den Meßbereich in n Intervalle $[y_i, y_{i+1}]$ mit i=1,...,n. So erhält man eine Darstellung der Gleichung 5.1 in der Form

$$\begin{aligned} g_i \pm \epsilon_i &= \int A_i(x) f(\vec{x}) d\vec{x} \ \text{ mit} && (5.2) \\ g_i &= \frac{1}{\mathcal{L}} \cdot \frac{\hat{N}_i}{y_{i+1} - y_i} \ \text{ und} && (5.3) \\ A_i(x) &= \int_{y_i}^{y_{i+1}} A(x,y) dy. && (5.4) \end{aligned}$$

Hierbei entspricht ϵ_i dem statistischen Fehler der Ereignisse $\hat{N}_i$, welche im Intervall i enthalten sind. Die Werte von g_i werden entsprechend Gleichung 5.3 unter Berücksichtigung des globalen Normierungsfaktors $\mathcal{L}$, der integrierten Luminosität definiert. Für $\hat{N}_i$ Ereignissen kann man durch Fehlerfortpflanzung aus der Poissonstatistik, mit der Poissonwahrscheinlichkeit

$$P(\hat{N}_i, N_i) = e^{-N_i} \frac{N_i^{\hat{N}_i}}{\hat{N}_i!} \qquad (5.5)$$

und einem Erwartungswert von N_i Ereignissen, den statistischen Fehler ϵ_i berechnen.

In einem weiteren Schritt wird die Funktion f(x) durch eine Basis von m bekannten Funktionen $p_j(x)$ mit den Amplituden a_j entwickelt.

$$f(x) = \sum_{j=1}^{m} a_j p_j(x) \qquad (5.6)$$

Somit läßt sich Gleichung 5.2 zu

$$\begin{aligned} g_i \pm \epsilon_i &= \sum_{j=1}^{m} a_j A_{ij} \ \text{ mit} && (5.7) \\ A_{ij} &= \int A_i(x) p_j(x) dx && (5.8) \end{aligned}$$

umformulieren. In der hier vorgestellten Entfaltungsmethode werden B-Splines der 4. Ordnung [Boo78] als Basis zur Entwicklung der Funktion f(x) gewählt. B-Splines der 1. Ordnung sind in einem Wertebereich von x in m Intervallen $[t_j, t_{j+1}]$ definiert durch

$$B_{j,1} = \begin{cases} 1 & t_j \leq x < t_{j+1} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} . \tag{5.9}$$

B-Splines der Ordnung k sind rekursiv durch

$$B_{j,k}(x) = \frac{x - t_j}{t_{j+k-1} - t_j} B_{j,k-1}(x) + \frac{t_{j+k} - x}{t_{j+k} - t_{j+1}} B_{j+1,k-1}(x) \tag{5.10}$$

definiert.

Um eine optimierte Darstellung der Funktion f(x) durch die oben beschriebene Entwicklung zu erhalten, muß man die wahrscheinlichsten Amplituden a_j verwenden. Definiert man die sogenannte *Likelihood Funktion*

$$L(\vec{a}, \hat{N}) = \prod_{i=1}^{n} P(N_i(\vec{a}, \hat{N}_i)), \tag{5.11}$$

so beschreiben die Amplituden a_j mit dem größten Wert $L(\vec{a}, \hat{N})$ die zu entwickelnde Funktion f(x) am besten. Das Maximum der Wahrscheinlichkeit $L(\vec{a}, \hat{N})$ entspricht dem Maximum der Funktion

$$S(\vec{a}, \hat{N}) = -\ln L(\vec{a}, \hat{N}), \tag{5.12}$$

der sogenannten *logarithmischen Likelihood Verteilung.* Unter Verwendung von Gleichung 5.5 erhält man aus Gleichung 5.12 bei Vernachlässigung der konstanten Terme:

$$S(\vec{a}, \hat{N}) = \sum_{i=1}^{n} N_i(\vec{a}) - \sum_{i=1}^{n} \hat{N}_i(\vec{a}) \ln(N_i(\vec{a})). \tag{5.13}$$

Zur Bestimmung des Minimums wird die logarithmische Likelihood Funktion $S(\vec{a}, \hat{N})$ als quadratische Funktion in $\vec{a}$ um einen Startwert $\vec{a'}$ angenähert:

$$S(\vec{a}) = S(\vec{a'}) - (\vec{a} - \vec{a'})^T h + \frac{1}{2}(\vec{a} - \vec{a'})^T H(\vec{a} - \vec{a'}) \quad \text{mit} \tag{5.14}$$

$$h_j = -\frac{\partial S}{\partial a_j} \quad \text{und} \tag{5.15}$$

$$H_{jk} = \frac{\partial^2 S}{\partial a_j \partial a_k}. \tag{5.16}$$

Hierbei ist h_j die negative Ableitung und H_{jk} die Hessematrix von $S(\vec{a}, \hat{N})$. Am Minimum von $S(\vec{a}, \hat{N})$ ist $\nabla S(\vec{a}, \hat{N}) = 0$. Für die quadratische Annährung gilt hier:

$$-\vec{h} + H(\vec{a} - \vec{a'}) = 0. \tag{5.17}$$

Die Lösung dieser Approximation ist somit:

$$a_{app} = \vec{a'} + H^{-1}\vec{h}. \tag{5.18}$$

Da das Ergebnis a_{app} auf einer quadratischen Näherung der logarithmischen Likelihoodfunktion beruht, wird in der vorgestellten Methode ein iteratives Verfahren angewendet, um das tatsächliche Minimum zu finden.

Durch eine Transformation der Hessematrix H mit einer orthogonalen Matrix U_1

$$D = U_1^T H U_1 \tag{5.19}$$

zu einer Matrix D, welche als Diagonalelemente D_{jj} die reellen Eigenwerte der positiv definiten Hessematrix in aufsteigender Form enthält, kann man Gleichung 5.17 schreiben als

$$\vec{\hat{a}} = D^{-\frac{1}{2}} U_1^T (H\vec{a'} + \vec{h}). \tag{5.20}$$

Es läßt sich zeigen, daß die Kovarianzmatrix $V(\vec{\hat{a}})$ gleich der Einheitsmatrix **1** ist. Dies hat zur Folge, daß die Komponenten von $\vec{\hat{a}}$ voneinander unabhängig sind und daß deren Fehler jeweils 1 entspricht. Somit ist es möglich, die Signifikanz der einzelnen Komponenten von $\vec{\hat{a}}$ zu testen und nicht signifikante Komponenten unberücksichtigt zu lassen. Ein derartig scharfer Schnitt führt jedoch zu systematischen Fluktuationen der Annäherung an die Funktion f(x). Um dies zu vermeiden, wird ein regularisierendes Verfahren angewendet. Ein Maß für die Stärke der Oszillation ist das Integral der Krümmung der Funktion f(x)

$$r(\vec{a}) = \int [f''(x)]^2 dx, \tag{5.21}$$

welches für die B-Splines 4.Ordnung durch die quadratische Gleichung

$$r(\vec{a}) = \vec{a}^T C \vec{a} \tag{5.22}$$

mit der konstanten Matrix C ausgedrückt werden kann. In der regularisierten Form der vorgestellten Entfaltungsmethode wird anstelle der logarithmischen Likelihoodfunktion $S(\vec{a}, \hat{N})$ die Funktion

$$R(\vec{a}) = S(\vec{a}, \hat{N}) + \frac{1}{2}\tau r(\vec{a}) \tag{5.23}$$

mit dem Regularisierungsparameter τ minimiert. Dabei ergibt sich für die resultierenden Amplituden $\vec{b}$ im Vergleich zu den Amplituden $\vec{a}$, für den Fall ohne Regularisierung, eine Unterdrückung der Art:

$$b_j = \frac{1}{1 + \tau S_{jj}} a_j, \tag{5.24}$$

wobei S_{jj} die Diagonalelemente der Matrix S sind, die die diagonalisierte Form $S = U_2^T C_1 U_2$ der Funktion $C_1 = D^{-\frac{1}{2}} U_1^T C U_1 D^{-\frac{1}{2}}$ darstellt. Die Summe aller Unterdrückungsfaktoren m_0

$$m_0 = \sum_{j=1}^{m} \frac{1}{1 + \tau S_{jj}} \tag{5.25}$$

kann man als effektive Anzahl der Freiheitsgrade ansehen.

Das Ergebnis $\bar{f}(x)$ der Entfaltung für die gewählten Intervalle k läßt sich nun darstellen als Funktion von m zu eineinander orthogonalen Wahrscheinlichkeitsfunktionen $p_j(x)$ und den dazugehörigen Amplituden b_j:

$$\bar{f}(x) = \sum_{j=1}^{m} b_j p_j(x). \tag{5.26}$$

Die entsprechende Kovarianzmatrix $V(\vec{b})$ ist dann

$$V(\vec{b}) = (\mathbf{1} + \tau S)^{-2}. \tag{5.27}$$

Die Intervallgrenze $[x_k, x_{k+1}]$ und die Anzahl der effektiven Anzahl der Freiheitsgrade m_0 beeinflußt die statistischen Korrelationen zwischen den Meßpunkten f_k

$$f_k = \frac{1}{x_{k+1} - x_k} \int_{x_k}^{x_{k+1}} f(x)dx. \tag{5.28}$$

Bei der Wahl von m_0 muß man darauf achten, daß alle statistisch relevanten Komponenten von $\vec{a}$ berücksichtigt werden und daß keine zu starken Oszillationen bei zu großen Werten von m_0 auftreten.

5.2.2 Entfaltung basierend auf dem Bayes Theorem

Die zweite in diesem Kapitel vorgestellte Methode zur Entfaltung von Meßdaten [Ago95] stellt einen Zusammenhang zwischen der Anzahl von Ereignissen $n(E_j)$ $(j = 1, ..., m)$ im Intervall E_j der gemessen Größe und der Anzahl von Ereignissen $\hat{n}(C_i)$ in einem Intervall C_i $(i = 1, ..., n)$ der wahren Verteilung her. Hierbei wird die bedingte Wahrscheinlichkeit $P(C_i|E_j)$, daß ein Ereignis im Intervall C_i der gemessenen Größe durch eine begrenzte Auflösung des Detektors aus dem Intervall E_j stammt, durch das Bayes-Theorem gegeben:

$$\begin{aligned} P(C_i|E_j) &= \frac{P(E_j|C_i) \cdot P(C_i)}{\sum_{l=1}^{n} P(E_j|C_l) \cdot P(C_l)} \quad \text{mit} \\ P(C_l) &= \frac{\hat{n}(C_l)}{\sum_{i=1}^{n} \hat{n}(C_i)}. \end{aligned} \tag{5.29}$$

Unter Berücksichtigung der begrenzten Akzeptanz ϵ_i für das i-te Intervall der wahren Verteilung erhält man die wahre Anzahl der Ereignisse durch:

$$\hat{n}(C_i) = \frac{1}{\epsilon_i} \sum_{j=1}^{m} n(E_j) \cdot P(C_i|E_j) \tag{5.30}$$

Technisch erhält man die Transfermatrix $P(C_i|E_j)$ aus einer Monte-Carlo Simulation. Zur Lösung der Faltungsgleichung 5.1 wird ein iteratives Verfahren eingesetzt, bei dem man eine Verteilung $P_0(\vec{C})$ als Startpunkt wählt, die eine gute Näherung der wahren Verteilung $P(\vec{C})$ sein sollte. Man kann ebenso eine flache Verteilung $P_0(\vec{C}) = 1/n$ wählen. Durch Einsetzen von $P_0(\vec{C})$ in die Gleichungen 5.29 und 5.30 erhält man neue Werte für $\hat{n}(C)$ und $P(\vec{C})$. Für den folgenden Iterationsschritt werden diese für n_0 und $P_0(C)$ eingesetzt. Ein χ^2 Vergleich zwischen den Werten n_0 vor und nach dem letzten Iterationsschritt gibt einen Hinweis, in wie weit das Verfahren konvergiert. Sollte der Wert von χ^2 *klein genug* sein, bricht man die Iteration ab. Es gibt keine allgemein gültige Regel, wann das Verfahren abzubrechen ist.

Die Lösung der Faltung 5.1 kann somit geschrieben werden als

$$\hat{n}(C_i) = \sum_{j=1}^{m} M_{ij} \cdot n(E_j), \tag{5.31}$$

mit der Faltungsmatrix M_{ij}

$$M_{ij} = \frac{P(E_j|C_i) \cdot P_0(C_i)}{\left[\sum_{l=1}^{m} P(E_l|C_i)\right] \cdot \left[\sum_{l=1}^{n} P(E_j|C_l) \cdot P_0(C_l)\right]}. \tag{5.32}$$

Die hier vorgestellte Methode berücksichtigt zwei Beiträge zur Kovarianzmatrix V_{kl}. Zum einen geht der statistische Fehler $V_{kl}(\vec{n}(E))$ der beobachteten Ereignisse $n(E_j)$ durch Fehlerfortpflanzung in die Fehlerbetrachtung ein. Zum anderen wird der Fehler durch die begrenzte Anzahl von zur Verfügung stehenden Monte-Carlo Ereignissen und der daraus resultierenden Ungenauigkeit der Transfermatrix $P(E_j|C_i)$ durch

$$V_{kl}(M) = \sum_{i,j=1}^{m} n(E_i) \cdot n(E_j) \mathrm{Cov}(M_{ki}, M_{lj}) \tag{5.33}$$

Rechnung getragen. Die Summe aus den beiden Beiträgen ergibt die Kovarianzmatrix für diese Methode:

$$V_{kl} = V_{kl}(\vec{n}(E)) + V_{kl}(M) \tag{5.34}$$

5.3 Untersuchung der Schätzungstreue

Das entscheidende Merkmal für eine Entfaltungsmethode, ist die Schätzungstreue der entfaltenden Größen und dies im vorliegenden Fall bei geringer Statistik der untersuchten Ereignisse. Unter Schätzungstreue versteht man, daß keine systematischen Verschiebungen der Ergebnisse durch die angewandte Methode hervorgerufen werden. Eine weitere, nicht minder wichtige Eigenschaft ist die korrekte Beschreibung der Kovarianzmatrix.

Um die oben angeführten Eigenschaften der Entfaltungsmethoden zu untersuchen, kann man einen statistischen Test der Methoden mit der Hilfe eines einfachen Monte-Carlo Generators durchführen. Als wahre Verteilung wird eine Gaußverteilung mit

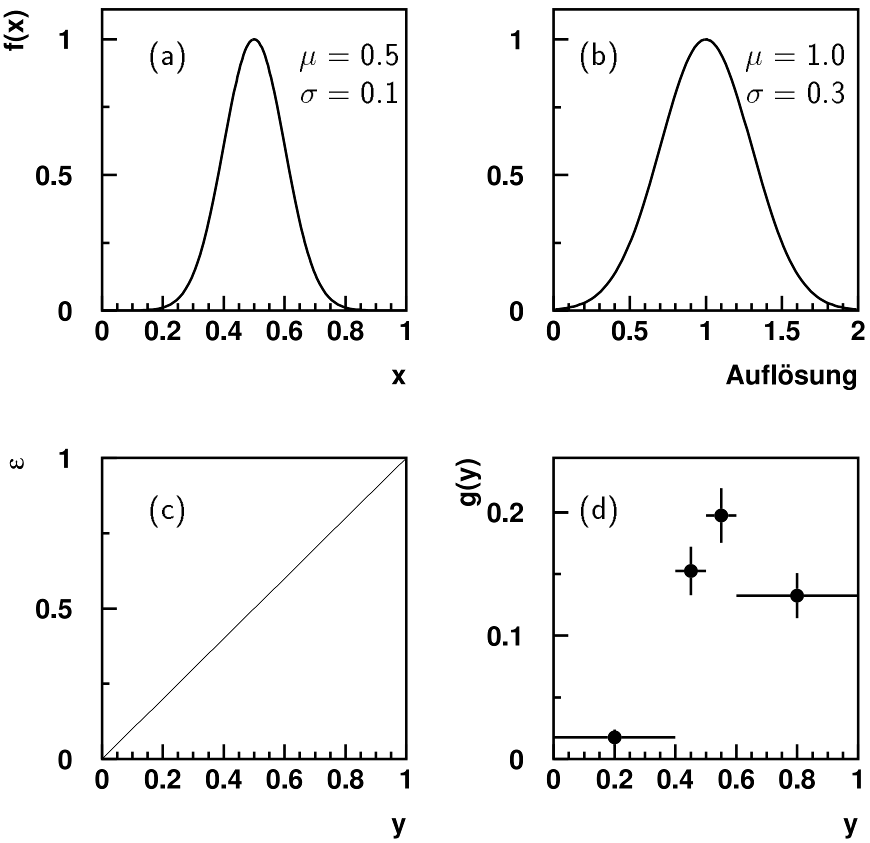


Abbildung 5.1: Funktionen des einfachen Monte-Carlo Generators: die *wahre* Verteilung f(x) (a), die gewählte Auflösung (b), die gewählte Akzeptanz ϵ (c) und ein Beispiel für die *gemessene* Größe g(y) eines der *Experimente* (d).

einer Breite $\sigma = 0.1$ und einem Mittelwert von $\mu = 0.5$ gewählt (vgl. Abbildung 5.1 (a)). Man nimmt eine ebenfalls gaußförmige multiplikative Auflösung des Detektors mit einer Breite $\sigma = 0.3$ und einem Mittelwert $\mu = 1.0$ an (vgl. Abbildung 5.1 (b)). Die Akzeptanz ϵ sei eine Gerade mit der Steigung von 1 (vgl. Abbildung 5.1 (c)). Zur Durchführung des statistischen Tests werden 200 mal unabhängig von einander 400 Ereignisse, entsprechend der oben beschriebenen Verteilung, Auflösung und Akzeptanz generiert. Man spricht von 200 unabhängigen *Experimenten*. Unter Berücksichtigung der begrenzten Akzeptanz entspricht dies jeweils 200 gemessenen Ereignissen. Dies ist vergleichbar mit der Statistik, die für die Ereignisse des geladenen Stroms zur Verfügung stehen. Ein Beispiel dieser Experimente ist in Abbildung 5.1 (d) dargestellt. Für diesen Test wurden 4 Intervalle $[\mathrm{x_i}, \mathrm{x_{i+1}}]$ für alle Experimente, entsprechend der Analyse des Prozesses des geladenen Stroms gewählt. Die Intervallgrenzen $(\mathrm{x_1}, .., \mathrm{x_5})$ sind (0.0,0.4,0.5,0.6,1.0). Die Wahl der Intervalle mit unterschiedlichen Breiten gewährleistet eine minimale Anzahl von Ereignissen in jedem Intervall. Als Abbruchkriterium für das iterative Lösungsverfahren der Methode basierend auf dem Bayes Theorem, wurde die Bedingung $\chi^2 < 0.04$ gewählt. In diesem Zusammenhang ist χ^2, wie in Abschnitt 5.2.2 erläutert, ein Hinweis auf die Konvergenz dieses Verfahrens.

Die Schätzungstreue der regularisierten Entfaltungsmethode und der Methode beruhend auf dem Bayes Theorem kann den Abbildungen 5.2 und 5.3 (a) - (d) entnommen werden. In jeder dieser Abbildungen ist ω_i, mit

$$\omega_\mathrm{i} = \frac{\hat{\mathrm{f}}(\mathrm{x_i}) - \mathrm{f}(\mathrm{x_i})}{\Delta\hat{\mathrm{f}}(\mathrm{x_i})}, \tag{5.35}$$

die Abweichung des entfalteten Wertes $\hat{\mathrm{f}}(\mathrm{x_i})$ vom wahren Wert $\mathrm{f}(\mathrm{x_i})$ normiert auf den Fehler $\Delta\hat{\mathrm{f}}(\mathrm{x_i})$ für jedes Experiment dargestellt. Man erkennt, daß die regularisierte Entfaltungsmethode einen Mittelwert $|\bar{\omega}_\mathrm{i}|$ in der Größenordnung von 0.2 aufweist, während die Methode beruhend auf dem Bayes Theorem systematische Abweichungen $|\bar{\omega}_\mathrm{i}|$ um 0.9 zeigt. Zur allgemeinen Lösung des Faltungsintegrals werden Annahmen gemacht, um ein oszillatorisches Verhalten der Lösungen zu vermeiden, die zu einer Verschiebung des Mittelwertes führen. In der Methode der regularisierten Entfaltung wird davon ausgegangen, daß Amplituden höherer Ordnung, welche Oszillationen hervorrufen würden, keinen wesentlichen Beitrag zur Lösung haben und somit gedämpft werden können. In der Methode beruhend auf dem Bayes Theorem geht indirekt über das verwendete Monte Carlo zur Bestimmung der Faltungsmatrix $\mathrm{M_{ij}}$ Annahmen ein, die Oszillationen bei der Bestimmung der Lösung verhindern. In einem Vergleich der bekannten Methoden zeigt die Methode der regularisierten Entfaltung auch bei Verwendung einer dem Monte-Carlo-Generator zu grundeliegenden Verteilung f(x) , die der wahren Verteilung nicht ähnelt, ein vergleichbares Ergebnis wie dieser Test.
Zur Untersuchung der korrekten Beschreibung der Kovarianzmatrix $\mathrm{V_{kl}}$ betrachtet man χ^2

$$\chi^2 = \vec{\mathrm{r}}^\mathrm{T}\mathrm{V}^{-1}\vec{\mathrm{r}} \ \text{ mit} \tag{5.36}$$

$$\mathrm{r_i} = \hat{\mathrm{f}}(\mathrm{x_i}) - \mathrm{f}(\mathrm{x_i}). \tag{5.37}$$

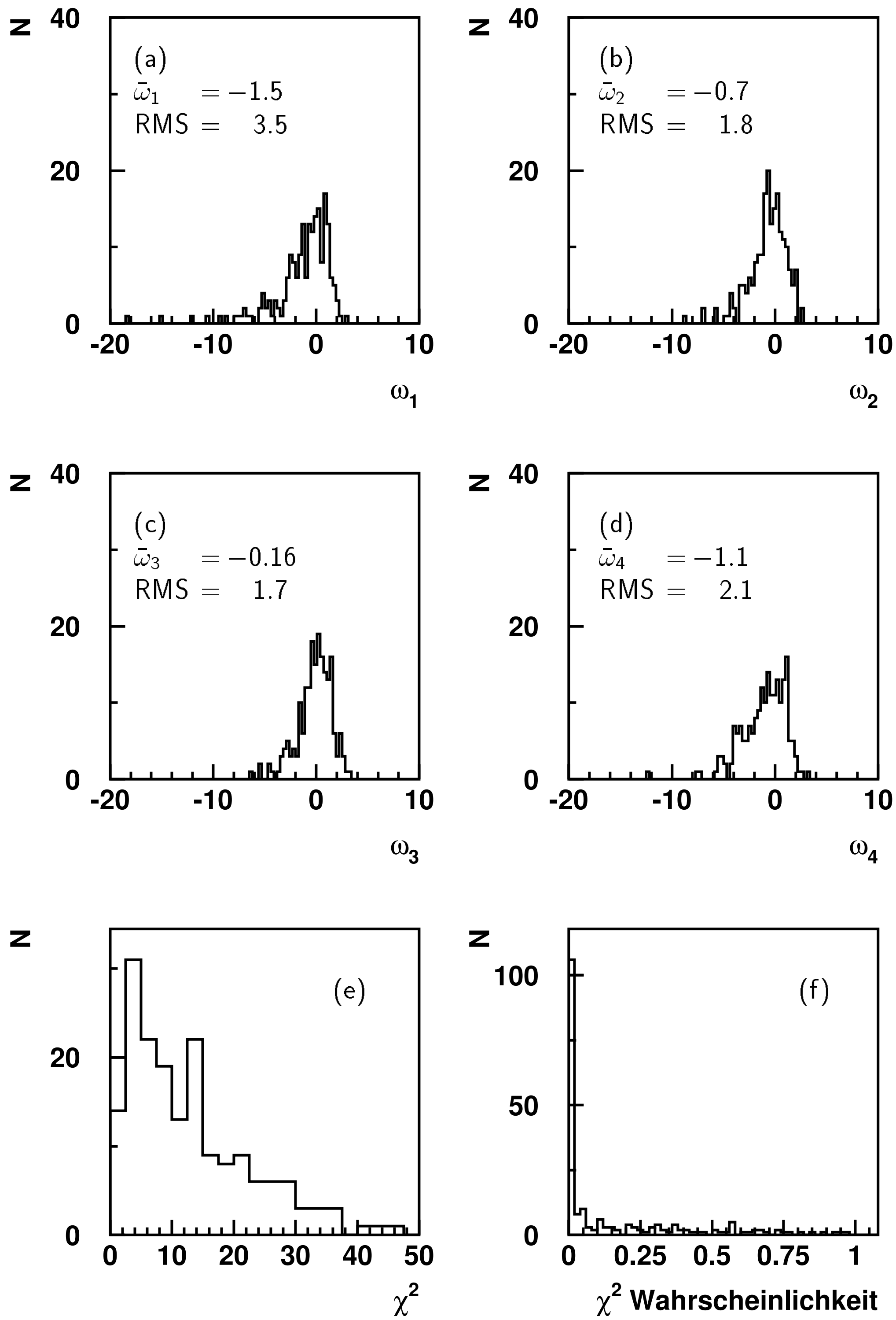


Abbildung 5.2: Ergebnis des statistischen Tests für die Methode beruhend auf dem Bayes Theorem. In (a) bis (d) ist die relative Abweichung der entfalteten Werte von den wahren Größen für die einzelnen Intervalle dargestellt. Abbildung (e) zeigt die χ^2-Verteilung der Experimente und Abbildung (f) zeigt die entsprechende χ^2-Wahrscheinlichkeit.

Der Wert für χ^2 für die vorgestellten Methode ist in den Figuren 5.2 (e) und 5.3 (e) abgebildet. Berechnet man die Wahrscheinlichkeit für das entsprechende χ^2 ergibt sich die χ^2-Wahrscheinlichkeit [PDF96a]. Die resultierende Verteilung der χ^2-Wahrscheinlichkeit muß bei korrekter Beschreibung der Kovarianzmatrix gleichverteilt sein. Eine Anhäufung von Einträgen bei kleinen bzw. großen Werten der χ^2-Wahrscheinlichkeit zeigt, daß die Fehler im Mittel zu klein bzw. zu groß beschrieben werden. Ein Vergleich der Abbildungen 5.2 (e) und 5.3 (e) zeigt eine bessere Beschreibung der Fehler durch die regularisierte Methode.

Aufgrund der im Mittel besseren Schätzungstreue und der korrekteren Beschreibung der Kovarianzmatrix wurde für die Korrektur der begrenzende Detektorauflösung und der eingeschränkten Akzeptanz in dieser Analyse die Methode der regularisierten Entfaltung verwendet.

5.4 Entfaltung der Wirkungsquerschnitte

Nachdem in den vorherigen Abschnitten die prinzipielle Vorgehensweise der Entfaltungsmethoden diskutiert und die Schätzungstreue der Methoden untersucht wurde, behandelt dieser Abschnitt die Umsetzung der gewählten Methode auf die vorliegende Fragestellung. In Abschnitt 5.4.1 wird zunächst die Wahl der Meßgrößen $\vec{y}$ aus Gleichung 5.1 und die Wahl der Funktion $h(\vec{x})$, einer Transformation der wahren Variablen $\vec{x}$ diskutiert. In Abschnitt 5.4.2 wird die Wahl der Intervallgrenzen der differentiellen Wirkungsquerschnitte vorgestellt.

5.4.1 Die Wahl der Variablen

Wie in Kapitel 2 dargelegt wurde, kann man die Kinematik der inklusiven Prozesse des geladenen und neutralen Stroms durch zwei unabhängige Parameter beschreiben. Auch die Nachweiswahrscheinlichkeiten weisen ein zweidimensionales Verhalten auf. So liegt die Wahl von zwei unabhängigen Größen zur Beschreibung der Meßgrößen nahe. Die grundlegenden Variablen, aus denen man alle anderen kinematischen Variablen berechnen kann sind $p_\perp^{had}$ und y_{JB}. Durch die Wahl dieser Größen stellt man eine vollständige Beschreibung der Meßgrößen sicher. Die Abbildungen 5.4 (a) und (b) zeigen den Vergleich der gemessen Verteilungen zu den simulierten Monte-Carlo Verteilungen als Funktion von $p_\perp^{had}$ und y_{JB} für den Prozess des geladenen Stroms. Die Abbildungen 5.4 (c) und (d) zeigen die gleichen Verteilungen für den Prozess des neutralen Stroms. Die theoretische Vorhersage beschreibt die Daten im Rahmen der statistischen Unsicherheit.

Das Programm RUN [Blob96] sieht zur Parametrisierung der f(x), wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, eine äquidistante Definition der Intervalle $[t_j, t_{j+1}]$ vor. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx$, $d\sigma/dy$ sowie $d\sigma/dQ^2$ weisen bei kleinen Werten der entsprechenden Variablen ein dominantes Maximum auf. Würde man die differentiellen Wirkungsquerschnitte ohne Transformation der Variablen x wählen, würde man durch die äquidistante Wahl der Intervalle an Sensitivität verlieren, da

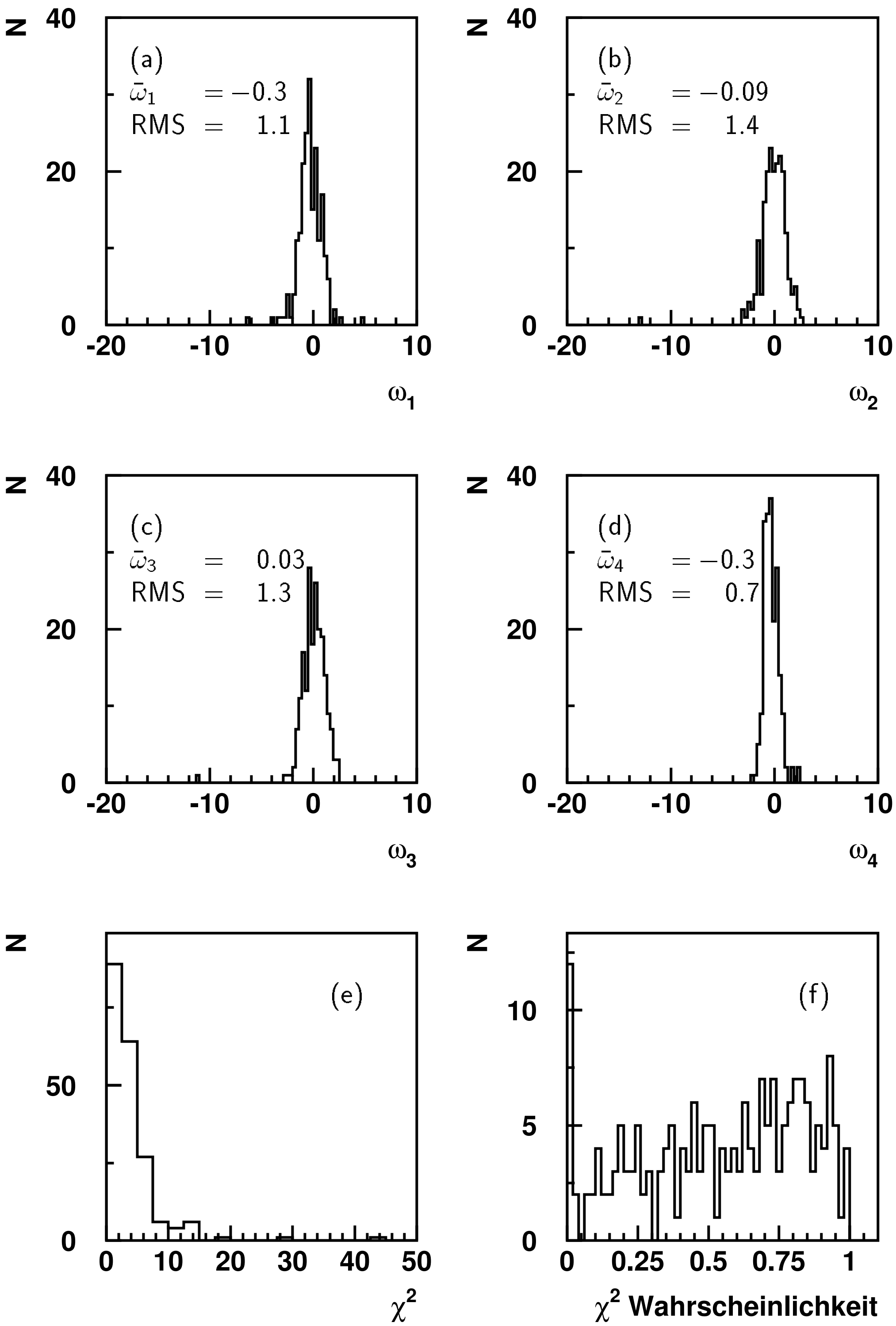


Abbildung 5.3: Ergebnis des statistischen Tests für die regularisierte Entfaltungsmethode. In (a) bis (d) ist die relative Abweichung der entfalteten Werte von den wahren Größen für die einzelnen Intervalle dargestellt. Abbildung (e) zeigt die χ^2-Verteilung der Experimente und Abbildung (f) zeigt die entsprechende χ^2-Wahrscheinlichkeit.

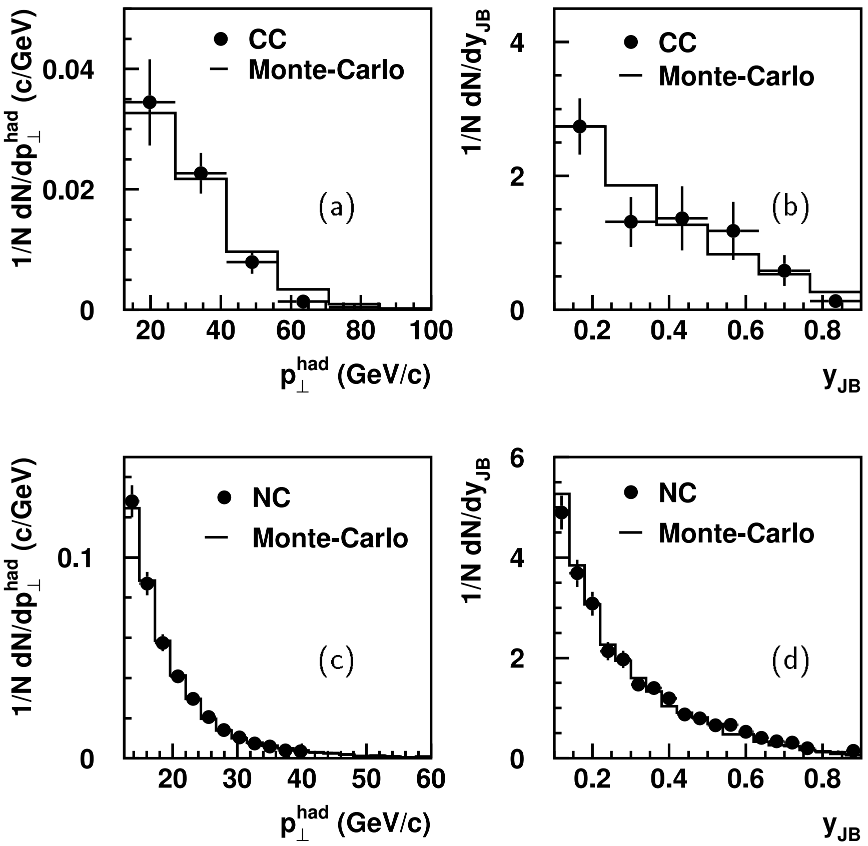


Abbildung 5.4: Vergleich der simulierten $p_{\perp}^{had}$- und y_{JB}-Monte-Carlo Verteilungen mit den Meßdaten des geladenen Stroms (a,b) und des neutralen Stroms (c,d).

f(x)	h(x)
$\frac{d\sigma}{dx}$	$\frac{1}{x + 0.01}$
$\frac{d\sigma}{dy}$	sqrt(y)
$\frac{d\sigma}{dQ^2}$	$\log Q^2$

Tabelle 5.1: Die Transformation h(x) der Variablen x

sich der größte Teil der Ereignisse in nur wenigen Intervallen anhäuft. Dies kann vermieden werden, indem man die differentiellen Wirkungsquerschnitte transformiert. In Tabelle 5.1 ist die Wahl der Transformation h(x) für die unterschiedlichen Variablen x aufgeführt. Die Abbildungen 5.5 zeigen die transformierten differentiellen Wirkungsquerschnitte des geladenen und des neutralen Stroms am Beispiel generierter Monte-Carlo Ereignisse. Die Abbildung 5.5 zeigt, daß die transformierten Wirkungsquerschnitte in linearer Skala eine höhere Sensitivität auf die begrenzte Detektor Auflösung im Rahmen der Entfaltung ermöglichen.

5.4.2 Die Wahl der Intervallgrenzen

Die Anzahl der Intervalle muß, wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, alle statistisch relevanten Komponenten von f(x) berücksichtigen, darf aber keine starken Oszillationen durch eine zu große Anzahl von Intervallen hervorrufen. Für die CC Wirkungsquerschnitte ergibt sich aufgrund dieser Randbedingungen die Wahl von vier Intervallen. Die Wahl der Intervallgrenzen beeinflußt die Korrelationen zwischen den Intervallen. Eine zu enge Wahl der Intervallgrenzen bei gegebener Auflösung kann im Mittel dazu führen, daß nicht mehr entschieden werden kann, aus welchen Intervall der wahren Größen ein Ereignis stammt. Dies würde große Korrelationen nach sich ziehen. Im Programm RUN [Blob96] ist ein Verfahren implementiert [Blob85], daß die Korrelationen minimiert. In Tabelle 5.2 ist die Wahl der Intervallgrenzen i (i=1,..,5) zusammengefaßt. Da es das Ziel dieser Analyse ist, die Prozesse des geladenen Stroms und des neutralen Stroms zu vergleichen, sollten die Intervallgrenzen für die entsprechenden Wirkungsquerschnitte identisch sein. Im Falle der CC Ereignisse besteht im Gegensatz zu den NC Ereignissen eine statistische Limitierung. Dies führt zu einer erhöhten Sensitivität bei der Wahl der Intervallgrenzen für die Wirkungsquerschnitte des geladenen Stroms und impliziert, daß diese Grenzen für die NC Wirkungsquerschnitte übernommen werden. Die Abbildungen 5.6 (a) bis (l) zeigen die Häufigkeitsverteilung der Differenz zwischen dem wahren Wert der kinematischen Größe y_j und der kinematischen Größe $\tilde{y}_j$ nach Berücksichtigung der Detektorauflösung für Monte-Carlo Ereignisse j. Diese Differenz ist für die Intervalle i $[x_i, x_{i+1}]$ der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte dargestellt. Die Normierung der Auflösung entspricht der Breite $x_{i+1} - x_i$ der jeweiligen Intervalle i. Die darge-

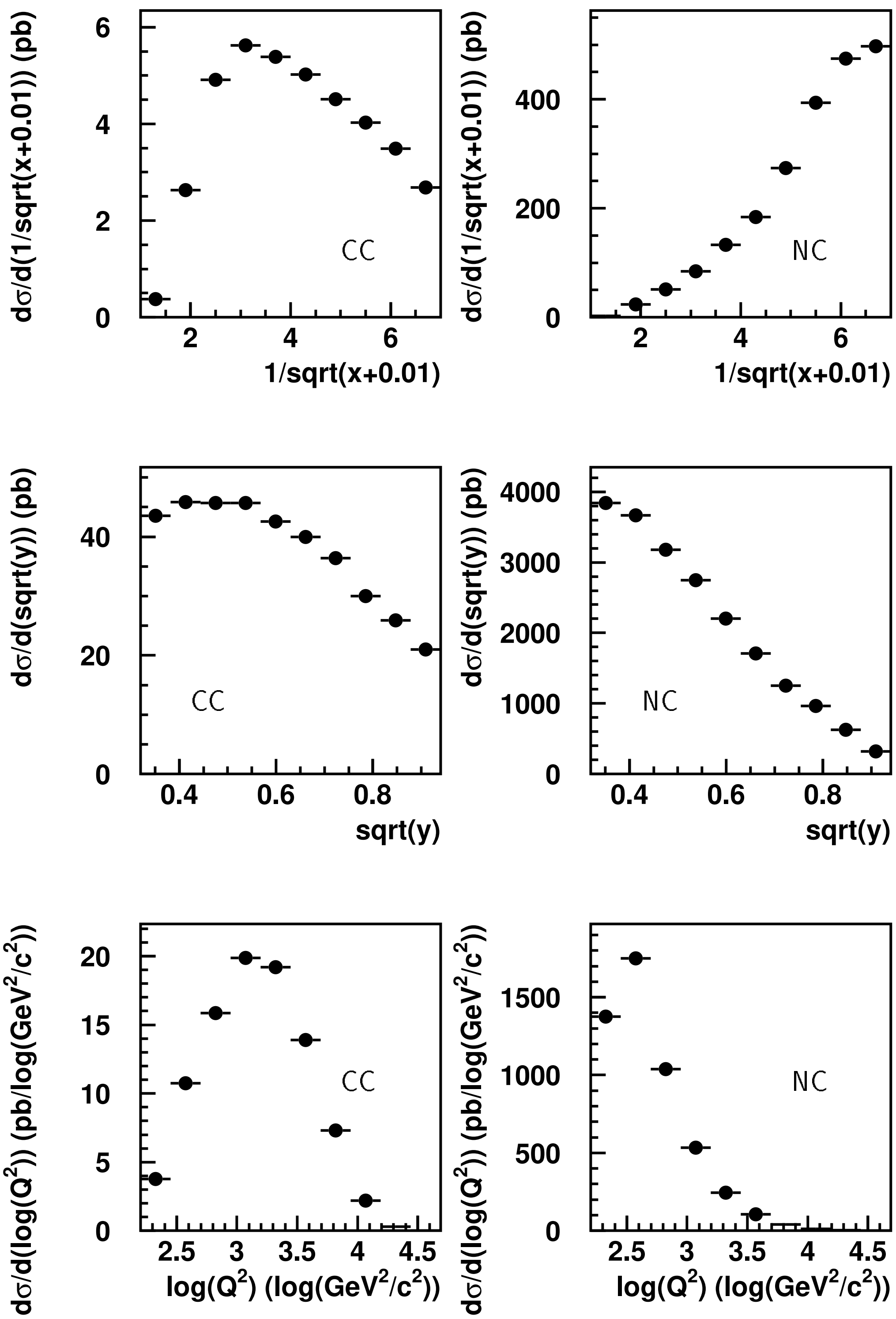


Abbildung 5.5: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte generierter Monte-Carlo Ereignisse als Funktion der transformierten Variablen für den geladenen Strom und den neutralen Strom.

i	$\frac{d\sigma}{dx}$	$\frac{d\sigma}{dy}$	$\frac{d\sigma}{dQ^2}$
1	0.01	0.1	300 GeV^2/c^2
2	0.023	0.2	700 GeV^2/c^2
3	0.05	0.3	1250 GeV^2/c^2
4	0.10	0.55	5000 GeV^2/c^2
5	1.00	0.9	50000 GeV^2/c^2

Tabelle 5.2: Die Wahl der Intervallgrenzen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte

stellte Größe υ_i^j ist definiert als:

$$\upsilon_i^j = \frac{y_j - \tilde{y}_j}{x_{i+1} - x_i}. \tag{5.38}$$

Es zeigt sich, daß für die Breite der Verteilungen von υ_i in allen Intervallen i gilt:

$$\sigma(\upsilon_i) < 0.5. \tag{5.39}$$

Dies bedeutet, daß aufgrund der begrenzten Detektorauflösung, weniger als 38% der Ereignisse aus den gewählten Intervallen migrieren. Daraus ergibt sich eine geringe Korrelation zwischen den Intervallen der zu bestimmenden Wirkungsquerschnitte.

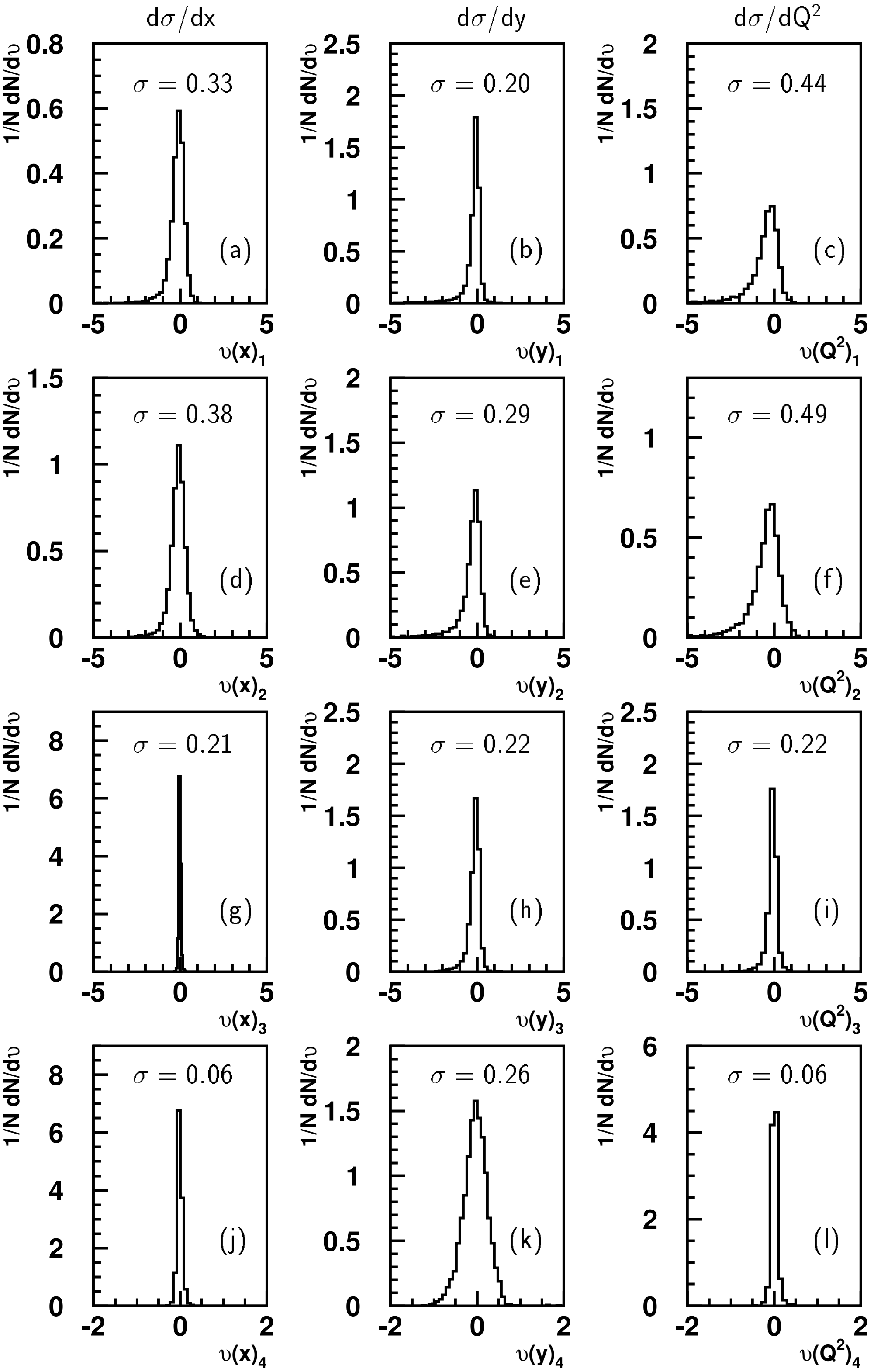


Abbildung 5.6: Die mittlere Fehlbestimmung der kinematischen Variablen v_i relativ zur Breite der gewählten Intervalle i $[x_i, x_{i+1}]$ für die $\frac{d\sigma}{dx}$ (a,d,g,j), $\frac{d\sigma}{dy}$ (b,e,h,k) und $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ (c,f,i,l).

Kapitel 6

Untersuchung systematischer Unsicherheiten

In diesem Kapitel wird untersucht, welche systematischen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für Ereignisse des geladenen und neutralen Stroms auftreten. Zur Einschätzung der Meßwerte sind neben der genauen Kenntnis der Lage der Meßpunkte und der korrekten Bestimmung der Kovarianzmatrix die Einflüsse von Schnitten, Korrekturfaktoren und Eichgrößen auf die Ergebnisse der Analyse von größter Wichtigkeit. Einer der dominierenden Beiträge zur systematischen Unsicherheit in der Untersuchung der Ereignisse des geladenen Stroms, ist die Unsicherheit in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit, auf die im folgenden Abschnitt detailliert eingegangen wird. Die Eichung des LAr-Kalorimeters und die daraus resultierende globale Energieskala ist eine weitere Ursache für systematische Effekte, diese werden in Abschnitt 6.2 untersucht. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden die durch die Behandlung von Untergrundereignissen hervorgerufenen systematischen Effekte diskutiert.

6.1 Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die systematischen Unsicherheiten der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse des geladenen und neutralen Stroms werden im folgenden dargestellt. Alle Ergebnisse werden in Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

6.1.1 Ereignisse des geladenen Stroms

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten wird, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, mittels der PseudoCC-Methode durchgeführt. Es zeigen sich im Rahmen der gegebenen Statistik keine Unterschiede in den hadronischen Endzuständen der Prozesse des geladenen und neutralen Stroms [Rie97a]. Dies bedeutet, daß die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit aus PseudoCC-Ereignissen keine relevante systematische Unsicherheit verursacht. Aufgrund der begrenzten Statistik der PseudoCC-Ereignisse und der daraus resultierenden Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten in begrenzten Intervallen von ϑ_{had} und $\mathrm{p}_{\perp}^{\mathrm{had}}$ können systematische

Effekte auftreten. Die Analyse wurde in einen kinematischen Bereich ausgedehnt, in dem die Ansprechwahrscheinlichkeit des LAr-Triggers und die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Bedingung zur Reduktion der Photoproduktionsereignisse Korrekturen bis zu einem Faktor 5 erfordern.

Die Parametrisierung der gesamten Nachweiswahrscheinlichkeit glättet die Oberfläche dieser zweidimensionalen Verteilung. Eine glatte Oberfläche entspricht dem tatsächlichen Verhalten der Nachweiswahrscheinlichkeiten. Unterschiedliche Schwellen des CC-Triggers in den Ringen des LAr-Kalorimeter rufen ein unstetiges Verhalten des Ansprechverhalten hervor. Räumlich ausgedehnte hadronische Endzustände der CC-Ereignisse hingegen führen zu einer Glättung des Ansprechverhaltens des CC-Triggers zwischen den Ringen des LAr-Kalorimeters. Eine geringfügig falsche Beschreibung der Akzeptanzkanten kann zu nichtvernachlässigbaren systematischen Verschiebungen führen. Um die Sensitivität auf die verwendete Glättung zu untersuchen, wurde auf die Parametrisierung der ϑ-Abhängigkeit verzichtet und nur eine Parametrisierung in einer Dimension ($p_\perp^{had}$) verwendet. Vergleicht man die Wirkungsquerschnitte nach einer Korrektur mit der ein-, bzw. zweidimensionalen Parametrisierung der Nachweiswahrscheinlichkeit, erhält man eine konservative Abschätzung der systematischen Unsicherheit diese Effekts. In Tabelle 6.1 sind die systematischen Unsicherheiten zusammengefaßt.

6.1.2 Ereignisse des neutralen Stroms

Für die Ereignisse des neutralen Stroms gibt es drei Quellen für systematische Effekte in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten.

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Algorithmus für Positronen wurde bestimmt, indem man einen unterschiedlichen Algorithmus verwendet, der das Positron aufgrund seiner isolierten, hochenergetischen Spur identifiziert. Es ergibt sich (vgl. Kapitel 4) eine Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon = 98.8\%$. Eine andere Möglichkeit, diese Nachweiswahrscheinlichkeit zu bestimmen, bietet die Monte-Carlo Simulation. Diese ergibt eine Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon = 99.1\%$. Die systematische Unsicherheit kann zu 1% abgeschätzt werden.

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die topologischen Filter wurde mittels einer visuellen Überprüfung der aufgrund dieses Schnittes verworfen Ereignisse bestimmt. Sie ist $\epsilon = 98.5\%$. Auch hier kann die Monte-Carlo Simulation zu einer unabhängigen Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit herangezogen werden. Die Simulation ergibt ein Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon = 99.3\%$. Dies bedeutet, daß auch in diesem Fall die systematische Unsicherheit unter 1% liegt.

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit des NC-Triggers wurde, wie in Abschnitt 4.2.3 dargestellt, aus dem unabhängigen DcRϕ-Trigger bestimmt (vgl. Abbildung 4.2). Die PseudoCC-Methode bietet eine weitere Möglichkeit, die Ansprechwahrscheinlichkeit des NC-Triggers zu bestimmen. Da in diesen Ereignissen die Information des Positrons aus allen Komponenten des Detektors, insbesondere das LAr-Kalorimeters, entfernt wurde, ist der CC-Trigger des PseudoCC-Ereignisses vom NC-Trigger des NC-Ereignisses unabhängig. Dies bedeutet, daß der CC-Trigger des PseudoCC-Ereignisses als Monitor-Trigger zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit herangezogen werden kann. Um die Auswirkung der unterschiedlichen Ansprechwahrscheinlichkeiten zu studieren, gewichtet man in einer weiteren Entfaltung die Monte-Carlo Ereignisse mit der aus den PseudoCC-Ereignissen bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Es zeigen sich systematische Einflüsse bis zu 2%.

6.2 Energieskala

Zur Überprüfung der hadronischen Energieskala verwendet man einen Vergleich zwischen dem, von der absoluten Energieskala unabhängigen Doppelwinkelmethode (vgl. Abschnitt 2.1.3) vorhergesagten, Transversalimpuls $\mathrm{p}_\perp^{2\alpha}$ mit dem hadronischen Transversalimpuls $\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}}$ für Ereignisse des neutralen Stroms. Um eine eindeutige Korrelation des hadronischen Winkels ϑ_{had} mit der Energiedeposition im LAr-Kalorimeters zu erhalten, finden hier nur NC-Ereignisse mit einem Jet Berücksichtigung. Bildet man den Quotienten

$$\mathrm{r} \;=\; \frac{\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{had}}}{\mathrm{p}_\perp^{2\alpha}}, \tag{6.1}$$

kann man die Genauigkeit der in der Monte-Carlo Simulation implementierten Energieskala durch den Vergleich dieses Quotienten zwischen den aufgezeichneten NC-Ereignissen und den simulierten Monte-Carlo Ereignissen studieren. Abbildung 6.1 zeigt diesen Vergleich für vier unterschiedliche Bereiche der Pseudorapidität η. Man erkennt, daß die Ausläufer und die Breite der Verteilung der aufgezeichneten Daten von der Monte-Carlo Simulation beschrieben wird. Der Mittelwert unterliegt jedoch einer kleinen systematischen Verschiebung. Um dies etwas differenzierter zu untersuchen, betrachtet man den Quotienten

$$\delta \;=\; \frac{\langle \mathrm{r}_{\mathrm{Daten}} \rangle}{\langle \mathrm{r}_{\mathrm{Monte-Carlo}} \rangle} \tag{6.2}$$

für 3 unterschiedliche Bereiche des Transversalimpulses des Positrons $\mathrm{p}_\perp^{\mathrm{e}}$ und 4 unterschiedliche Bereiche der Pseudorapidität η. In Abbildung 6.2 erkennt man, daß die systematischen Verschiebungen für alle betrachteten Bereiche unter 3% liegen.

Zum Studium der Auswirkung dieses systematischen Effektes auf die Resultate dieser Analyse kann man die globale Energieskala in der Monte-Carlo Simulation ändern. Die Auswirkung dieser Unsicherheit auf die Ergebnisse kann durch eine Entfaltung mit veränderter Energieskala (±3%) bestimmt werden. Um etwaige nichtlineare Einflüsse der nicht exakt bestimmten Energieskala zu überprüfen, werden die Ergebnisse mit der nominellen Energieskala $\mathrm{f(x_i)}$ mit den Ergebnissen der

	Bin	Trigger CC	Trigger NC	E-Skala CC	E-Skala NC	Untergrund CC	Untergrund NC
$\frac{d\sigma}{dx}$	$0.01 < x \leq 0.023$	11%	0.4%	8%	4%	6%	3%
	$0.023 < x \leq 0.05$	7%	0.4%	8%	1%		
	$0.05 < x \leq 0.10$	2%	0.2%	5%	4%		
	$0.10 < x \leq 1.0$	5%	2.0%	6%	4%		
$\frac{d\sigma}{dy}$	$0.1 < y \leq 0.2$	2%	0.2%	2%	5%		
	$0.2 < y \leq 0.3$	5%	0.2%	8%	6%		
	$0.3 < y \leq 0.55$	5%	0.2%	4%	4%		
	$0.55 < y \leq 0.9$	3%	0.5%	13%	10%		
$\frac{d\sigma}{dQ^2}$	$300\ \mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 \leq 700\ \mathrm{GeV}^2/c^2$	10%	0.6%	10%	3%		
	$700\ \mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 \leq 1250\ \mathrm{GeV}^2/c^2$	7%	0.7%	6%	2%		
	$1250\ \mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 \leq 5000\ \mathrm{GeV}^2/c^2$	5%	0.7%	6%	3%		
	$5000\ \mathrm{GeV}^2/c^2 < Q^2 \leq 50000\ \mathrm{GeV}^2/c^2$	10%	2.0%	23%	7%		

Tabelle 6.1: In dieser Tabelle sind die relativen Verschiebungen der Wirkungsquerschnitte zusammengefaßt, die durch die systematischen Unsicherheiten hervorgerufen werden. Für den Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms muß zusätzlich eine globale Unsicherheit der Normierung aufgrund der Kalibration des LAr-Kalorimeters von $(9 \pm 2)\%$ berücksichtigt werden. Die Bestimmung der Luminosität verursacht für beide Prozesse eine globale Unsicherheit von 1.5%.

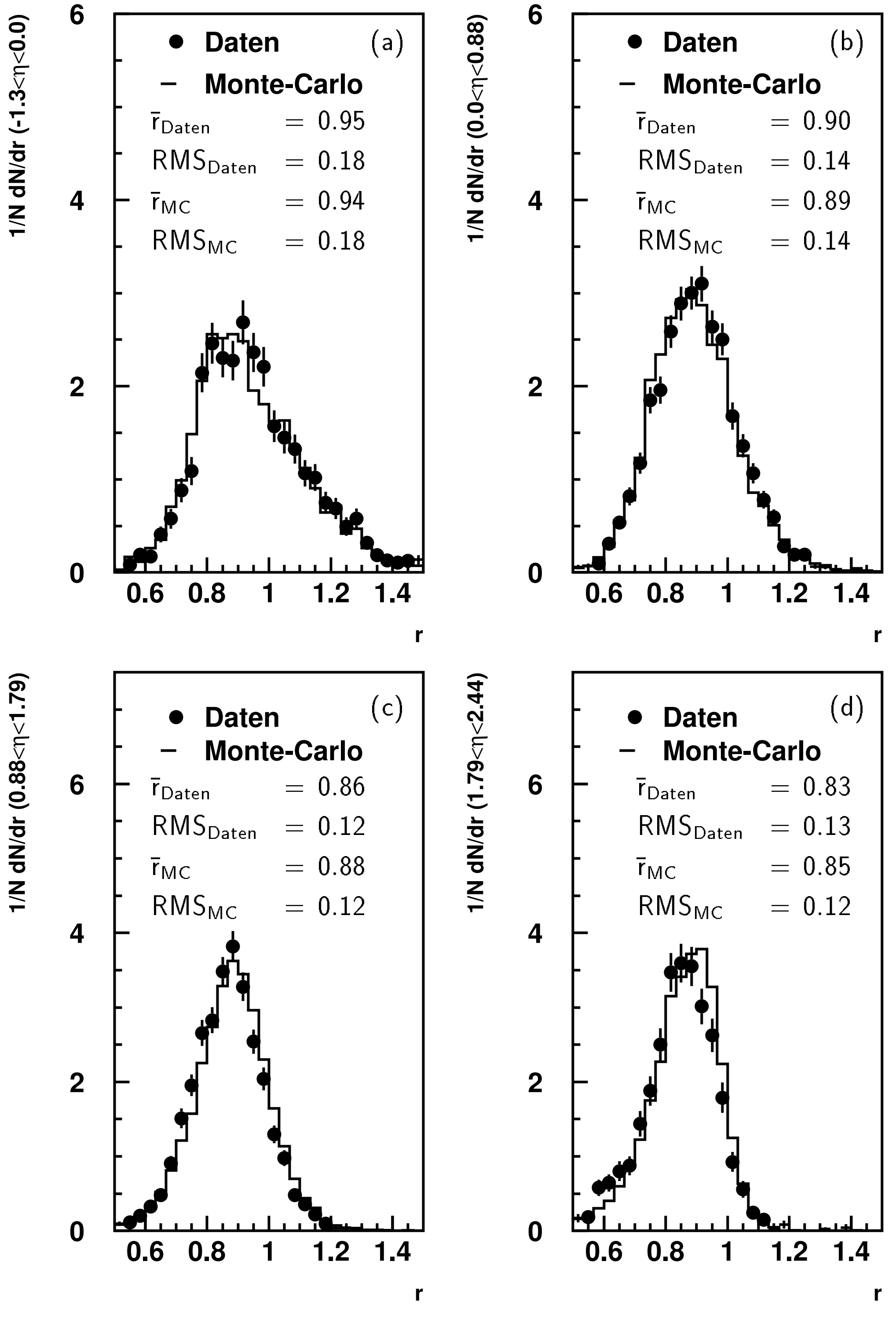


Abbildung 6.1: In den Abbildungen (a)-(d) ist ein Vergleich des Verhältnisses r von Daten zu dem Verhältnis r der Monte-Carlo Simulation für 4 unterschiedliche Bereiche der Pseudorapidität η im Detektor für NC-Ereignisse mit $p_\perp^e > 12\,\mathrm{GeV/c}$ dargestellt.

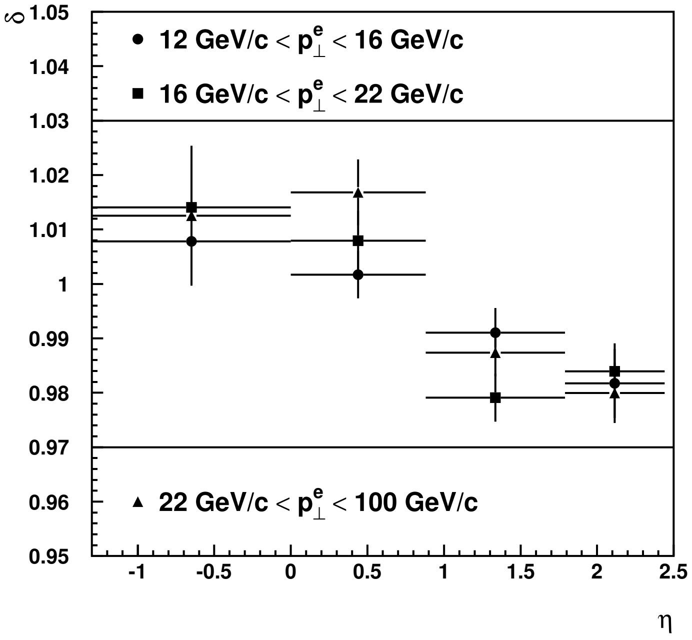


Abbildung 6.2: Das Verhältnis δ als Funktion der Pseudorapidität η für unterschiedliche Bereiche des Transversalimpulses des Positrons $p_\perp^e$.

Entfaltung mit einer um $w = (-3\%, -1.5\%, 1.5\%, 3\%)$ verschobenen Energieskala $\hat{f}(x_i, w)$ verglichen. In der Abbildung 6.3 ist die Abweichung der Ergebnisse für die verschiedenen differentiellen Wirkungsquerschnitte und den jeweiligen Intervallen i (i=1,..,4)

$$\Delta WQ_i = \frac{\hat{f}(x_i, w) - f(x_i)}{f(x_i)} \tag{6.3}$$

für den Prozeß des geladenen Stroms dargestellt. Es zeigt sich für alle Intervalle ein lineares Verhalten von ΔWQ_i mit der Änderung der Energieskala entsprechend der kinematischen Erwartung. Es läßt sich eine systematische Abweichung für die einzelnen Intervalle von 5% bis 23% bei $|w| = 3\%$ ablesen. Aufgrund der kinematischen Gegebenheiten für die Ereignisse des geladenen Stroms sind Steigungen unterschiedlicher Größenordnung und unterschiedlichen Vorzeichens in den Intervallen der differentiellen Wirkungsquerschnitte zu beobachten. In Abbildung 6.4 sind die theoretischen Vorhersagen der differentiellen Wirkungsquerschnitte des geladenen Stroms in einem kinematischen Bereich dargestellt, aus dem Ereignisse aufgrund der Auflösung das LAr-Kalorimeters und der Änderung der absoluten Energieskala innerhalb deren Unsicherheit in die Ereignismenge gelangen können. Eine Erhöhung der Energieskala ($w > 0$) hat zur Folge, daß die rekonstruierten kinematischen Variablen x_{JB}, y_{JB} und Q^2_{JB} zu einem im Mittel größeren Wert verschoben werden. Eine Senkung der Energieskala ($w < 0$) hat einen gegenläufigen Effekt.

Um die Auswirkungen dieses Effektes zu veranschaulichen, betrachtet man die einfache Binkorrekturmethode. Für diese gilt:

$$\begin{aligned}
\hat{f}(x_i, w) &\propto \hat{N}_i \cdot \frac{N_i^{MC}}{\hat{N}_i^{MC}(w)} \\
&= \hat{N}_i \cdot \frac{1}{\hat{N}_i^{MC}(w)/N_i^{MC}} \\
&= \frac{\hat{N}_i}{\epsilon_{mig}(w)}.
\end{aligned}$$

Hierbei ist $\hat{N}_i$ die Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse im Intervall i. Mit N_i^{MC} wird die tatsächliche Anzahl von generierten Monte-Carlo Ereignissen im Intervall bezeichnet. Nach Berücksichtigung der Detektorauflösung mit einer um w verschobenen Energieskala befinden sich $\hat{N}_i^{MC}(w)$ Monte-Carlo Ereignisse im Intervall i. Dem Quotienten $\hat{N}_i^{MC}(w)/N_i^{MC}$ entspricht in dieser vereinfachten Darstellung der Korrekturfaktor für den Migrationseffekt $\epsilon_{mig}(w)$.

In den Intervallen der Wirkungsquerschnitte des geladenen Stroms, die den Abbildung 6.3 (b) und (d)-(l) dargestellt sind, führt eine Erhöhung der Energieskala in der Monte-Carlo-Simulation aufgrund des Verlaufs der Wirkungsquerschnitte (vgl. Abbildung 6.4) zu einer steigenden Anzahl von simulierten Monte-Carlo Ereignissen $\hat{N}_i^{MC}(w > 0)$ in diesen Intervallen. Somit gilt:

$$\begin{aligned}
\hat{N}_i^{MC}(w > 0) &> \hat{N}_i^{MC}(w = 0) \\
\hat{N}_i^{MC}(w < 0) &< \hat{N}_i^{MC}(w = 0).
\end{aligned}$$

Daraus folgt unmittelbar:

$$\begin{aligned}
\epsilon_{mig}(w > 0) &> \epsilon_{mig}(w = 0) \\
\epsilon_{mig}(w < 0) &< \epsilon_{mig}(w = 0).
\end{aligned}$$

Für den Wirkungsquerschnitt im Intervall i ergibt sich somit:

$$\begin{aligned}
f(x_i) = \hat{f}(x_i, w = 0) &> \hat{f}(x_i, w > 0) \\
f(x_i) = \hat{f}(x_i, w = 0) &< \hat{f}(x_i, w < 0).
\end{aligned}$$

und führt in Abbildung 6.3 zu negativen Steigungen in den betrachteten Intervallen. In den Intervallen bei einem niedrigen Viererimpulsübertrag Q^2_{JB} und kleinen Werten von x_{JB} der Wirkungsquerschnitte des geladenen Stroms (vgl. Abbildung 6.3 (c),(a),(d)) führt ein entgegengesetztes Verhalten der Wirkungsquerschnitte (vgl. Abbildung 6.4) zu positiven Steigungen in Abbildung 6.3.

In der Abbildung 6.5 ist die Abweichung der Ergebnisse für die verschiedenen differentiellen Wirkungsquerschnitte für den Prozeß des neutralen Stroms zu sehen. Es zeigt sich aufgrund der kinematischen Gegebenheiten (vgl. Abbildung 6.4) in allen Intervallen eine negative Steigung von ΔWQ_i. Die Unsicherheit liegt in einer

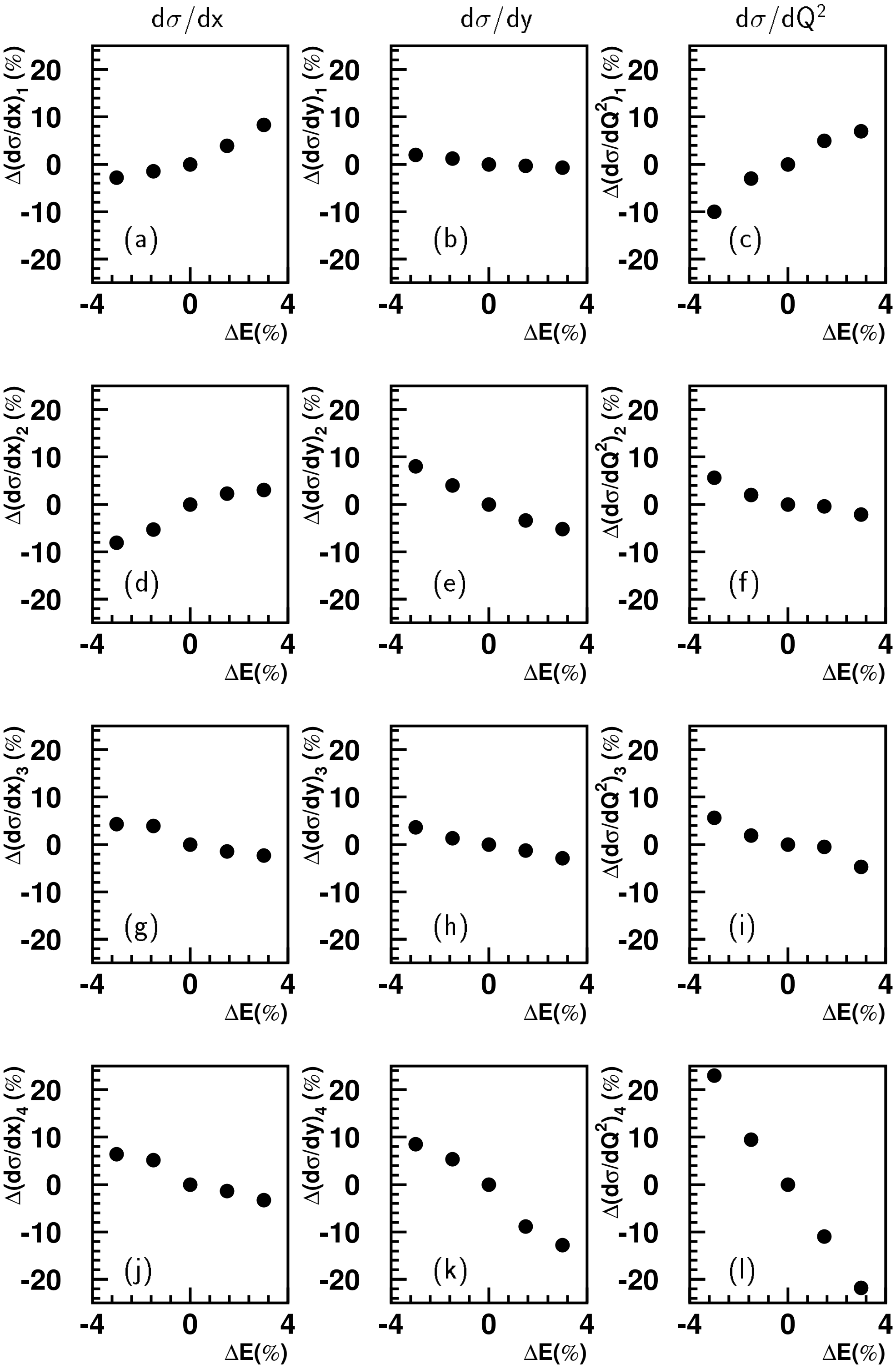


Abbildung 6.3: Einfluß der Unsicherheit der Energieskala auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte der Ereignisse des geladenen Stroms bei einer Variation der Energieskala um ±3% und ±1.5%. Die Abbildungen (a,d,g,j) zeigen die prozentuale Änderung des differentiellen x-Wirkungsquerschnittes. Die Abbildungen (b,e,h,k) zeigen die des differentiellen y-Wirkungsquerschnittes und die Abbildungen (c,f,i,l) die des differentiellen Q^2-Wirkungsquerschnittes.

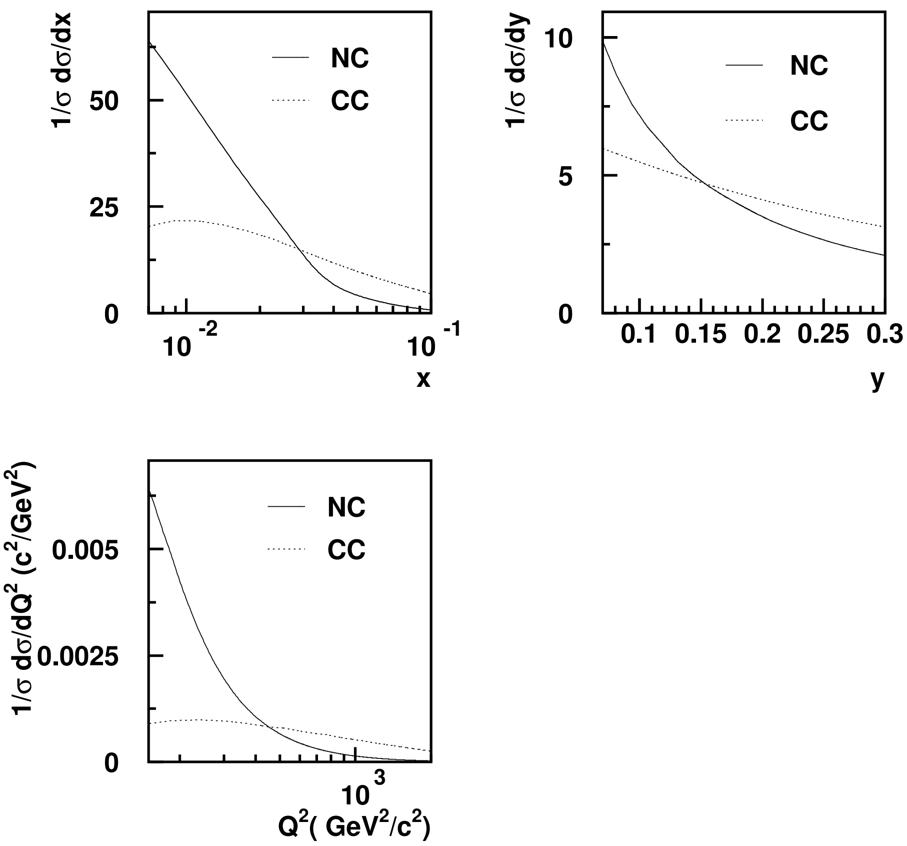


Abbildung 6.4: Theoretische Vorhersage der differentiellen Wirkungsquerschnitte des geladenen und neutralen Stroms durch das Programm HERACLES [Kwi91]. Die Wirkungsquerschnitte sind auf den totalen Wirkungsquerschnitt in den gegebenen Intervallen normiert. Die Wirkungsquerschnitte wurden für den kinematischen Bereich $p_\perp > 10\,\mathrm{GeV/c}$ und $0.05 < y < 0.95$ berechnet, aus dem Ereignisse aufgrund der begrenzten Auflösung des LAr-Kalorimeters und der Änderung der Energieskala innerhalb deren Unsicherheit in die Ereignismenge gelangen können.

Größenordnung von 6% bis 19% bei $|w| = 3\%$. Da bei der Änderung der Energieskala um w mit $|w| < 0$ ($|w| > 0$) die Wirkungsquerschnitte in allen Intervallen zunehmen (abnehmen), kann man dieses Verhalten in erster Näherung durch eine Änderung der Normierung der Verteilungen beschreiben. Die globale Unsicherheit wird im folgenden durch die mittlere Steigung in den Intervallen der jeweiligen Wirkungsquerschnitte angenähert. Es ergibt sich eine globale Unsicherheit der Normierung von $(9 \pm 2)\%$. Der verbleibende Einfluß der Unsicherheit der Bestimmung der Energieskala auf die Wirkungsquerschnitte nach Berücksichtigung dieses globalen Effektes ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Er liegt in einer Größenordnung von 2% bis 10% bei $|w| = 3\%$.

6.3 Untergrund

Der Untergrund aus Ereignissen, die nicht bei Reaktion zwischen Positronen und Protonen entstehen, ist, wie in Kapitel 4 dargestellt wurde, kleiner als 1%. Die Größenordnung der systematischen Effekte, die durch derartige Untergrundquellen hervorgerufen werden, sind damit im Vergleich zu der Unsicherheit aufgrund der Kalibration des LAr-Kalorimeters vernachlässigbar.

Der dominiertende Beitrag zur systematischen Unsicherheit aufgrund von ep-Untergrundprozessen, wird durch Photoproduktionsereignisse hervorgerufen. Da diese aus unterschiedlichen Gründen in die Selektion der Ereignisse des geladenen, bzw. des neutralen Stroms gelangen, werden diese Effekte im folgenden getrennt betrachtet.

6.3.1 Ereignisse des geladenen Stroms

In der Selektion der Ereignisse des geladenen Stroms, die alle in Abschnitt 4.3. beschriebenen Bedingungen erfüllen, befinden sich noch zwei Ereignisse mit einem im Elektron-Tagger nachgewiesenen Positron. Aufgrund von zufälligen Koinzidenzen zwischen Ereignissen der tiefunelastischen Streuung und Ereignissen des Bethe-Heitler-Prozesses, erwartet man einen Anteil von ca. 6% derartiger Überlagerungen [H196e]. Dies entspricht in dieser Selektion (6 ± 2.4) Ereignissen und erklärt die beobachteten Ereignisse mit einem identifizierten Lepton im Elektron-Tagger. Das erste dieser Ereignisse besitzt ein Σ_{tot} von 67 GeV bei einer im Tagger nachgewiesenen Energie von 21.6 GeV. Dieser Wert von Σ liegt über dem kinematisch erreichbaren Wert von $\Sigma_{\mathrm{tot}} = 55$ GeV und ist auch aufgrund einer begrenzten Detektorauflösung durch Photoproduktionsereignisse nicht erreichbar. In der verwendeten Monte-Carlo Simulation treten in Ausnahmefällen Werte von Σ_{tot} bis zu 60 GeV auf. Bei dem Zweiten dieser Ereignisse (vgl. Abbildung 6.7) kann es sich um ein Photoproduktionsereignis handeln, falls ein zweiter Jet den Detektor unbeobachtet verlassen würde. Unter der Annahme, es würde kein Photon im Anfangszustands des Positrons emittiert werden, wäre der zweite Jet bei einem Winkel von $\vartheta_{\mathrm{Jet}} = 73°$ zu erwarten und würde im Detektor nachzuweisen sein. Es wäre die Abstrahlung eines Photons einer Energie von etwa 20 GeV erforderlich, um zu erreichen, daß der zweite Jet den Akzeptanzbereich des LAr Kalorimeters nach vorne verläßt. Hierbei müßte

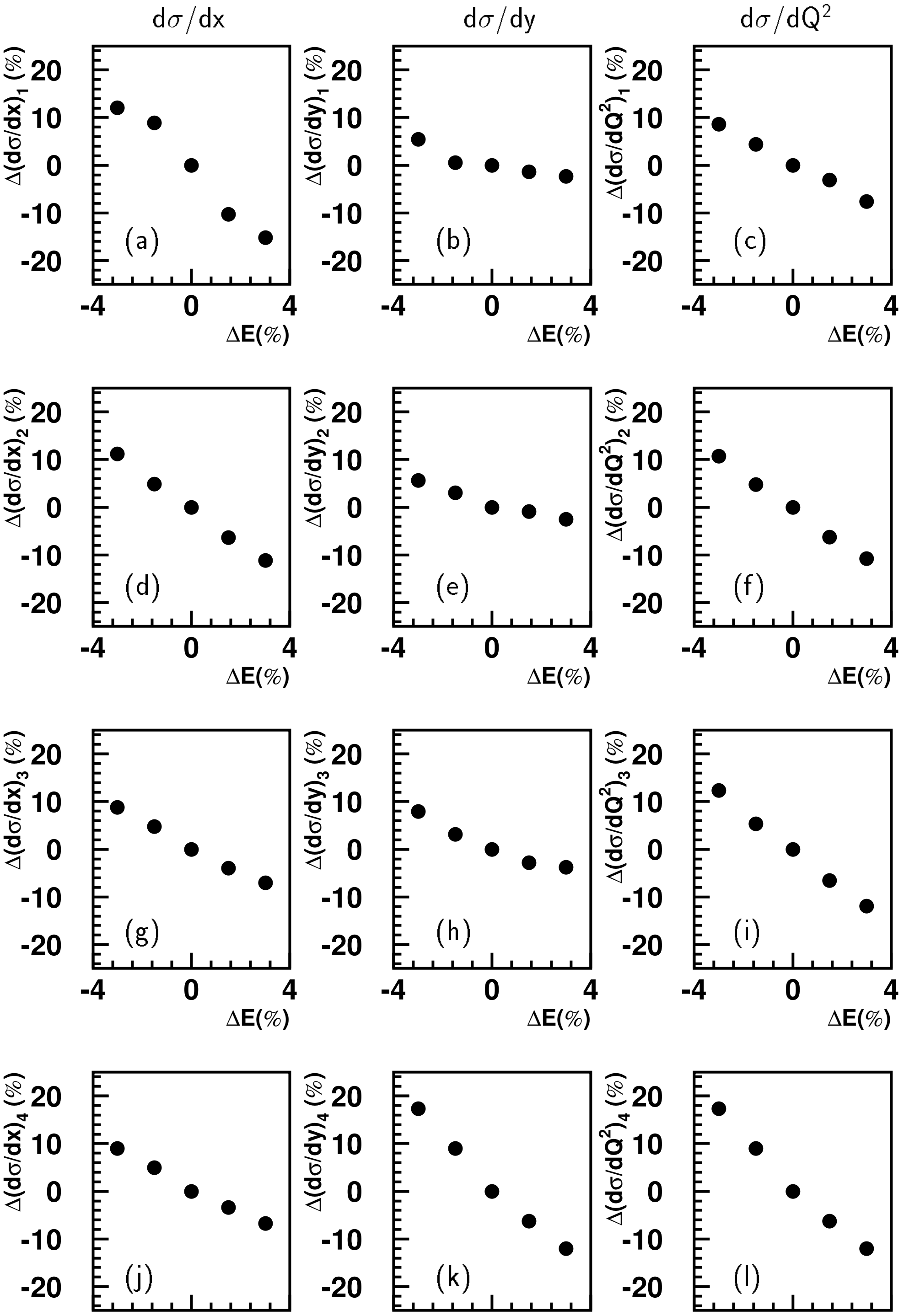


Abbildung 6.5: Einfluß der Unsicherheit der Energieskala auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte der Ereignisse des neutralen Stroms bei einer Variation der Energieskala um $\pm 3\%$ und $\pm 1.5\%$. Die Abbildungen (a,d,g,j) zeigen die prozentuale Änderung des differentiellen x-Wirkungsquerschnittes. Die Abbildungen (b,e,h,k) zeigen die des differentiellen y-Wirkungsquerschnittes und die Abbildungen (c,f,i,l) die des differentiellen Q^2-Wirkungsquerschnittes.

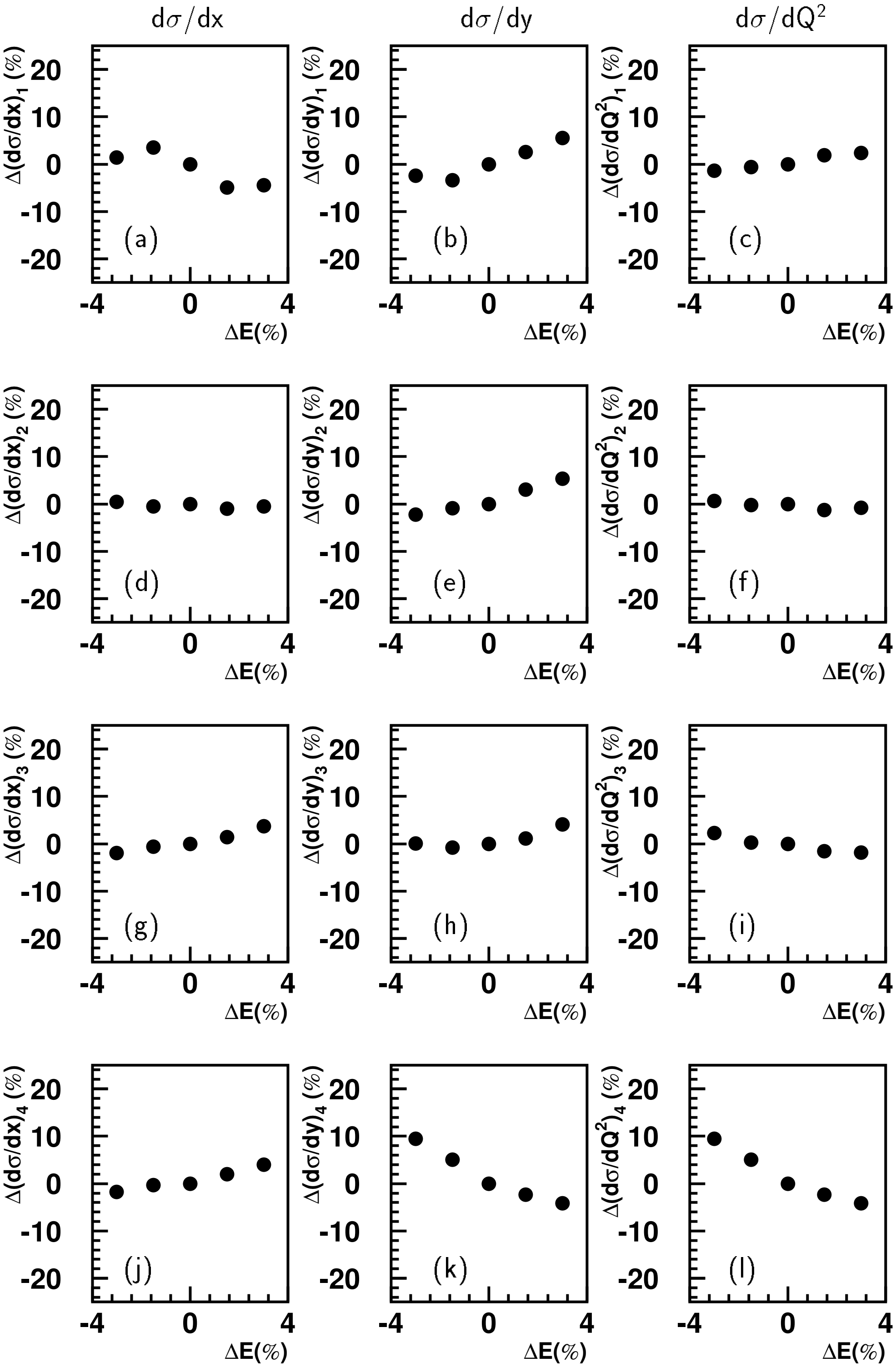


Abbildung 6.6: Verbleibender Einfluß der Unsicherheit der Energieskala auf die gemessenen Wirkungsquerschnitte der Ereignisse des neutralen Stroms bei einer Variation der Energieskala um ±3% und ±1.5% nach Berücksichtigung der globalen Unsicherheit in der Normierung. Die Abbildungen (a,d,g,j) zeigen die prozentuale Änderung des differentiellen x-Wirkungsquerschnittes. Die Abbildungen (b,e,h,k) zeigen die des differentiellen y-Wirkungsquerschnittes und die Abbildungen (c,f,i,l) die des differentiellen Q^2-Wirkungsquerschnittes.

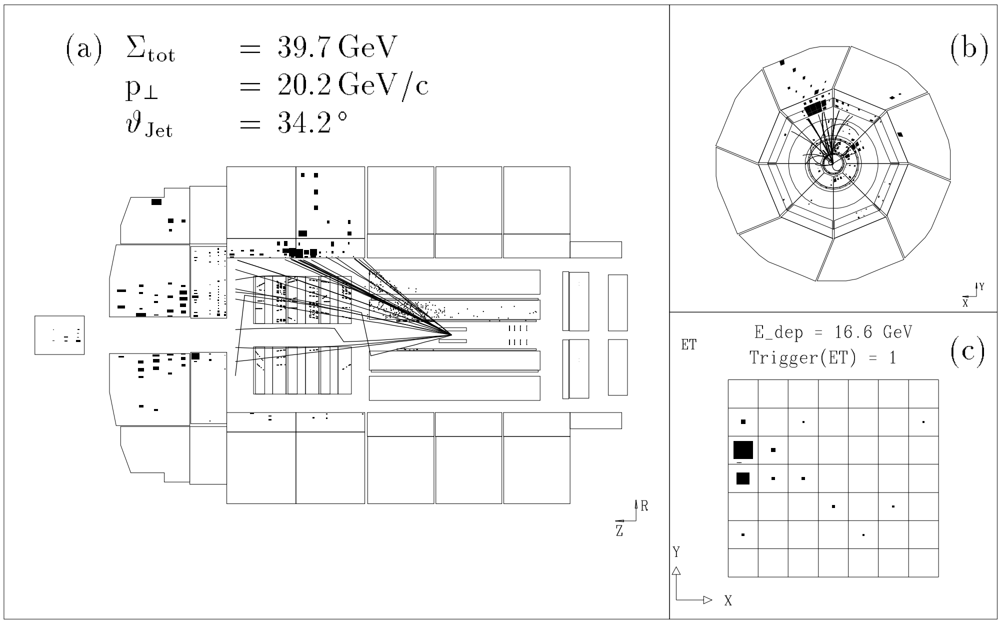


Abbildung 6.7: Die Abbildung zeigt einen CC-Kandidaten in der Seitenansicht (a) und im Querschnitt (b) des H1-Detektors. Bei diesem Ereignis wurde ein Positron im Elektron-Tagger des Detektors (c) nachgewiesen.

der zweite Jet einen Transversalimpuls $p_\perp$ von 20 GeV/c tragen, um die Bilanz des Transversalimpulses auszugleichen. Betrachtet man die Abstrahlung eines Photons mit einer Energie von 20 GeV und das Auftreten einer Zweijetstruktur unabhängig voneinander, so erwartet man auf der Grundlage einer Monte-Carlo Studie, daß etwa 3% aller Photoproduktionsereignisse ein derartiges Verhalten zeigen. In dem für diese Analyse zur Verfügung stehenden Photoproduktions-Monte-Carlo erfüllt keines der Ereignisse die gestellten Bedingung. D.h. bei Berücksichtigung der um den Faktor 1.64 geringeren Luminosität der simulierten Ereignisse kann man bei einem Vertrauensbereich von 95% ausschließen, daß sich mehr als 6 Photoproduktionsereignisse unter den selektierten Daten befinden, dies entspricht einem Anteil von 6% an der CC-Ereignismenge. Somit kann man die systematische Unsicherheit mit 6% angeben.

6.3.2 Ereignisse des neutralen Stroms

Auch für Ereignisse des neutralen Stroms stellt die Photoproduktion den dominierenden Anteil der Untergrundquellen an den systematischen Unsicherheiten dar. Wie in Abschnitt 4.2. beschrieben wurde, wird in dieser Analyse der Photoproduktionsuntergrund entsprechend der Monte-Carlo Simulation statistisch abgezogen. Zur Überprüfung der Vorhersage der Monte-Carlo Simulation dient die Tatsache, daß das als Positron fehlidentifizierte Teilchen keine relevante Information über die Ereigniskinematik besitzt. Für ein wirkliches Ereignis des neutralen Stroms kann man die kinematischen Größen sowohl aus der Information des Positrons als auch aus dem hadronischen Endzustand extrahieren. Für Photoproduktionsereignisse ergeben sich hierbei systematisch verschiedene Werte bei der Bestimmung der kinematischen Variablen. Demzufolge kann man, wie in den Abbildungen 4.8 (e) und (f) dargestellt ist, die Vorhersage der Monte-Carlo Simulation mit einer unabhängigen, auf den Daten basierenden Bestimmung des Untergrundes vergleichen. Der Vergleich der beiden Methoden zeigt, daß bei einem Anteil von bis zu 6% Photoproduktionsereignissen an den NC-Kandidaten, die systematische Unsicherheit eine Größenordnung von 3% besitzt.

Kapitel 7

Resultate

7.1 Totale Wirkungsquerschnitte des geladenen und des neutralen Stroms

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} wird in einem kinematischen Bereich von $p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $0.1 < y < 0.9$ für die Prozesse des geladenen und neutralen Stroms gemessen. Die Wirkungsquerschnitte werden entsprechend der Gleichung

$$\sigma_{\mathrm{tot}} \quad = \quad \frac{\mathrm{N} - \mathrm{U}}{\mathcal{L} \cdot \epsilon_{\mathrm{migr}} \cdot \epsilon_{\mathrm{eff}}} \tag{7.1}$$

berechnet. Hierbei bezeichnet N die Anzahl der 106 CC bzw. 6165 NC Kandidaten. Für die Selektion der Ereignisse des geladenen Stroms zeigte sich im 4. Kapitel, daß keine Untergrundereignisse U^{CC} in der Ereignismenge verbleiben. Unter den NC Kandidaten befinden sich noch $\mathrm{U}^{\mathrm{NC}} = (265 \pm 20.5)$ Ereignisse der Photoproduktion, der Zweileptonerzeugung sowie Halo- bzw. kosmische-Myon-Ereignisse (vgl. Kapitel 4). Die integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ für die zur Analyse verwendeten Luminositätsperioden ist $(6.57 \pm 0.10)\,\mathrm{pb}^{-1}$. Aufgrund der Auflösung der Energiemessung des LAr-Kalorimeters kommt es zu Migrationen von Ereignissen über die kinematischen Grenzen in $p_\perp^{\mathrm{had}}$ und y_{JB}, die sich aus Monte-Carlo Simulationen der Ereignisse des geladenen und neutralen Stroms bestimmen lassen (vgl. Abbildung 7.1).
Für die Selektion des geladenen Stroms ergibt sich ein Korrekturfaktor der Migrationseffekte

$$\epsilon_{\mathrm{migr}} \quad = \quad \frac{\mathrm{N}(p_\perp^{\mathrm{had}} > 12.5\,\mathrm{GeV} \wedge 0.1 < y_{\mathrm{JB}} < 0.9)}{\mathrm{N}(p_{\perp,\mathrm{war}} > 12.5\,\mathrm{GeV} \wedge 0.1 < y_{\mathrm{war}} < 0.9)} \tag{7.2}$$

von $\epsilon_{\mathrm{migr}}^{\mathrm{CC}} = (0.893 \pm 0.008 \pm 0.023)$ und entsprechend für die NC-Selektion von $\epsilon_{\mathrm{migr}}^{\mathrm{NC}} = (0.731 \pm 0.007 \pm 0.052)$. Der erste Fehler entspricht dem statischen Fehler. Der zweite Fehler beruht auf der Unsicherheit in der Kalibration des LAr-Kalorimeters von 3%. Der Unterschied zwischen $\epsilon_{\mathrm{migr}}^{\mathrm{CC}}$ und $\epsilon_{\mathrm{migr}}^{\mathrm{NC}}$ läßt sich auf das unterschiedliche Verhalten der Wirkungsquerschnitte beider Prozesse in Abhängigkeit von $p_\perp$ zurückführen. Der Prozeß des neutralen Stroms weist eine, im Vergleich zum geladenen Strom, stärkere Abhängigkeit von $p_\perp$ ($\propto 1/p_\perp^4$) auf. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{eff} für die Ereignisse des geladenen Stroms wurde, wie in Kapitel 4 beschrieben,

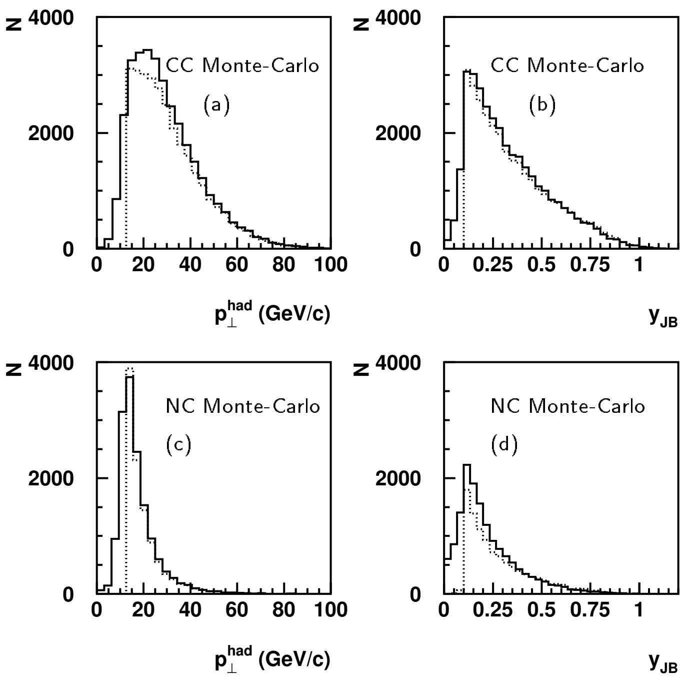


Abbildung 7.1: Die gepunkteten Linien entsprechen Häufigkeitsverteilungen für Monte-Carlo Ereignisse mit $p_\perp^{had} > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $0.1 < y_{JB} < 0.9$. Die durchgezogenen Linien entsprechen Häufigkeitsverteilungen für Monte-Carlo Ereignisse mit $p_{\perp,war} > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $0.1 < y_{war} < 0.9$. Die Häufigkeitsverteilungen (a) und (b) verdeutlichen den Effekt der Migration für die Ereignisse des geladenen Stroms in Abhängigkeit des transversalen hadronischen Impulses $p_\perp^{had}$ und y_{JB} anhand einer Monte-Carlo Simulation. Die Häufigkeitsverteilungen (c) und (d) zeigen den Effekt der Migration für die Ereignisse des neutralen Stroms.

mittels der PseudoCC-Methode bestimmt. Sie beträgt $\epsilon_{eff}^{CC} = (0.716 \pm 0.014)$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Selektion der Ereignisse des neutralen Stroms wurde, wie in Kapitel 4 vorgestellt, durch unabhängige Methoden für die einzelnen Bedingungen aus den Daten bestimmt. Sie beträgt $\epsilon_{eff}^{NC} = (0.953 \pm 0.010)$. Somit sind die in dieser Analyse bestimmten totalen Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma_{tot}^{CC}(p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c},\ 0.1 < y < 0.9) = (25.2 \pm 2.5 \pm 1.6)\,\mathrm{pb} \qquad (7.3)$$
$$\sigma_{tot}^{NC}(p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c},\ 0.1 < y < 0.9) = (1289 \pm 24 \pm 95)\,\mathrm{pb}. \qquad (7.4)$$

Der erste Fehler entspricht dem statistischen Fehler, der zweite dem systematischen Fehler. Eine Berechnung der totalen Wirkungsquerschnitte mit dem Generator HERACLES [Kwi91], basierend auf den Partondichten MRSH [MRS94], CTEQ3D [CTEQ3D] und CTEQ4D [CTEQ4D] ergibt:

$$\sigma_{SM}^{CC}(p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c},\ 0.1 < y < 0.9) = (23.2 \pm 0.3 \pm 0.1)\,\mathrm{pb} \qquad (7.5)$$
$$\sigma_{SM}^{NC}(p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c},\ 0.1 < y < 0.9) = (1324 \pm 50 \pm 7)\,\mathrm{pb}. \qquad (7.6)$$

Hierbei geht der erste Fehler auf die Verwendung der unterschiedlichen Partondichten zurück, der zweite Fehler entspricht einer 3%-Unsicherheit der radiativen Korrekturen [Schö96a]. Zusätzlich ist noch eine Unsicherheit zu berücksichtigen, die durch die Bestimmung der Partondichten aus denen ihnen zugrundeliegenden Messungen entsteht. Ein Vergleich der theoretischen Vorhersagen mit den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitten ergibt eine Übereinstimmung innerhalb einer Standardabweichung und ist dadurch mit früheren Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts mit der Bedingung $p_\perp > 25\,\mathrm{GeV/c}$ bei H1 [H194a, H195a] konsistent. Unter der Annahme einer Punktwechselwirkung, dies entspricht einer unendlichen Propagatormasse des W-Bosons, wäre ein totaler Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms im untersuchten kinematischen Bereich von $(45.0 \pm 1.4)\,\mathrm{pb}$ zu erwarten.

7.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte des geladenen und des neutralen Stroms

Zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte des geladenen und neutralen Stroms aus den Observablen $p_\perp^{had}$ und y_{JB} wurde die in Kapitel 5 beschriebene Methode der regularisierten Entfaltung [Blob85] verwendet. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte beinhalten radiative Effekte, d.h. es sind keine Born-Wirkungsquerschnitte.

Die Intervalle für die differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden, wie in Abschnitt 5.4.2 definiert, gewählt, um kleine Korrelationen zwischen den Intervallen der einzelnen Wirkungsquerschnitte zu erhalten. Ein entscheidender Faktor zur Wahl der Intervallgrenzen war die statistische Anzahl der CC-Ereignisse. Um einen Vergleich der Prozesse des geladenen und neutralen Stroms zu ermöglichen, wurden die für die Wirkungsquerschnitte des geladenen Stroms definierten Intervallgrenzen zur Darstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte des neutralen Stroms übernommen.

Die systematischen Unsicherheiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden bestimmt, indem man die in die Entfaltung eingehenden Größen im Rahmen der jeweiligen systematischen Unsicherheit variiert (vgl. Kapitel 6). Hierbei wurden u.a. die Meßwerte der kinematischen Variablen $p_\perp^{had}$ und y_{JB} im Rahmen der Unsicherheit der hadronischen Energieskala variiert und dann mit den veränderten Größen erneut entfaltet.

Die Ergebnisse für die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx$, $d\sigma/dy$ und $d\sigma/dQ^2$ in einem kinematischen Bereich $p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $0.1 < y < 0.9$ sind für die Prozesse des geladenen und des neutralen Stroms in den Tabellen 7.1, 7.2 und 7.3 zusammengefaßt. Hierbei bezeichnet $\langle f(x) \rangle$ den mittleren Wirkungsquerschnitt

$$\langle f(x) \rangle = \frac{\int_{x_i}^{x_{i+1}} f(x)dx}{x_{i+1} - x_i} \tag{7.7}$$

im Intervall i $[x_i, x_{i+1}]$. Der statistische Fehler zu $\langle f(x) \rangle$ wird mit δ_σ^{stat} bezeichnet. Der

Fehler aufgrund der systematischen Unsicherheit der absoluten Kalibration des LAr-Kalorimeters sei $\delta_\sigma^{\mathrm{scale}}$. Entsprechend werden mit $\delta_\sigma^{\mathrm{eff}}$ und $\delta_\sigma^{\gamma\mathrm{p}}$ die systematischen Fehler für die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten und für die Abschätzung des Untergrundes für die betrachteten Prozesse bezeichnet (vgl. Kapitel 6). Für alle Intervalle muß eine weitere Unsicherheit $\delta_\sigma^{\mathrm{entf}} = 0.2 \cdot \delta_\sigma^{\mathrm{stat}}$ berücksichtigt werden. Diese Unsicherheit ergibt sich durch die Entfaltung der Meßwerte (vgl. Abschnitt 5.3).

Der Faktor $\mathrm{c_{Born}}$ gibt das Verhältnis

$$\mathrm{c_{Born}} \quad = \quad \frac{\int_{\mathrm{x_i}}^{\mathrm{x_{i+1}}} \mathrm{f_{SM}^{Born}(x)dx}}{\int_{\mathrm{x_i}}^{\mathrm{x_{i+1}}} \mathrm{f_{SM}(x)dx}} \tag{7.8}$$

des Born Wirkungsquerschnittes $\mathrm{f_{SM}^{Born}(x)}$ zur theoretischen Vorhersage unter Berücksichtigung der radiativen QED-Effekte $\mathrm{f_{SM}(x)}$ im Intervall i $[\mathrm{x_i}, \mathrm{x_{i+1}}]$ an. Um die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit Born-Wirkungsquerschnitten vergleichen zu können, muß der Faktor $\mathrm{c_{Born}}$ berücksichtigt werden.

In Tabelle 7.4 sind die Korrelationen $\mathrm{cor_{i,j}}$ zwischen den entfalteten Werten der mittleren Wirkungsquerschnitte $\langle \mathrm{f(x)} \rangle$ in den Intervallen i und j angegeben. Die Beträge der Korrelationen $|\mathrm{cor_{i,j}}|$ sind für die Querschnitte des geladenen Stroms, für welche die Wahl der Intervalle optimiert wurde, im Mittel 0.15. Im Falle des neutralen Stroms ist die Größenordnung der Korrelationen $|\mathrm{cor_{i,j}}| \approx 0.2$.

Den Vergleich der gemessenen mittleren Wirkungsquerschnitte $\langle \mathrm{f(x)} \rangle$ in den einzelnen Intervallen mit der theoretischen Vorhersage im Standardmodell wird bei den Werten $\langle \mathrm{x} \rangle$ durchgeführt. Für die Werte $\langle \mathrm{x} \rangle$ gilt:

$$\mathrm{f_{SM}}(\langle \mathrm{x} \rangle) \quad = \quad \mathrm{c_{bin}} \cdot \langle \mathrm{f_{SM}(x)} \rangle, \tag{7.9}$$

d.h. der differentielle Wirkungsquerschnitt der theoretischen Vorhersage $\mathrm{f_{SM}}(\langle \mathrm{x} \rangle)$ am Punkt $\langle \mathrm{x} \rangle$ entspricht bis auf einen Faktor $\mathrm{c_{bin}}$ dem mittleren theoretischen Wirkungsquerschnitt im Intervall i $[\mathrm{x_i}, \mathrm{x_{i+1}}]$. Dies bedeutet, daß nach einer Korrektur des gemessenen mittleren Wirkungsquerschnitts $\langle \mathrm{f(x)} \rangle$ mit dem Faktor $\mathrm{c_{bin}}$, ein Vergleich am Punkt $\langle \mathrm{x} \rangle$ mit der theoretischen Vorhersage $\mathrm{f_{SM}}(\langle \mathrm{x} \rangle)$ möglich ist.

In den Abbildungen 7.2, 7.3 und 7.4 werden die entfalteten differentiellen Wirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{dx}$, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{dy}$ und $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{dQ^2}$ in einem kinematischen Bereich von $\mathrm{p_\perp} > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $0.1 < \mathrm{y} < 0.9$ mit den Vorhersagen des Generators HERACLES [Kwi91] unter Berücksichtigung radiativer Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ verglichen. Es wurde hierbei die Partondichte MRSH [MRS94] verwendet. Durch einen Vergleich der theoretischen Vorhersage unter Verwendung anderer Partondichten, wie z.B. CTEQ3D [CTEQ3D], zeigt sich eine Unsicherheit der Vorhersage von $(3-5)\%$ (vgl. Abbildung 7.2). Die inneren Fehlerbalken der entfalteten Werte entsprechen dem statistischen Fehler, die äußeren entsprechen der quadratischen Addition der statistischen und systematischen Fehler.

Prozeß		NC	CC
Intervall 1	$0.01 < x \leq 0.023$		
	$\langle x \rangle$	0.0165	0.018
	c_{bin}	1.007	0.998
	$\langle d\sigma/dx \rangle$ (pb)	$50.2 \cdot 10^3$	328.
	δ_σ^{stat} (pb)	$1.1 \cdot 10^3$	182.
	δ_σ^{scale} (pb)	$2.5 \cdot 10^3$	26.
	δ_σ^{eff} (pb)	$0.7 \cdot 10^3$	36.
	$\delta_\sigma^{\gamma p}$ (pb)	$1.5 \cdot 10^3$	20.
	c_{Born}	0.814	0.933
Intervall 2	$0.023 < x \leq 0.05$		
	$\langle x \rangle$	0.0337	0.0365
	c_{bin}	1.001	1.005
	$\langle d\sigma/dx \rangle$ (pb)	$12.2 \cdot 10^3$	222.
	δ_σ^{stat} (pb)	$0.3 \cdot 10^3$	47.
	δ_σ^{scale} (pb)	$0.1 \cdot 10^3$	18.
	δ_σ^{eff} (pb)	$0.2 \cdot 10^3$	16.
	$\delta_\sigma^{\gamma p}$ (pb)	$0.4 \cdot 10^3$	13.
	c_{Born}	0.849	0.956
Intervall 3	$0.05 < x \leq 0.10$		
	$\langle x \rangle$	0.070	0.073
	c_{bin}	1.010	0.996
	$\langle d\sigma/dx \rangle$ (pb)	$2.03 \cdot 10^3$	140.
	δ_σ^{stat} (pb)	$0.07 \cdot 10^3$	21.
	δ_σ^{scale} (pb)	$0.08 \cdot 10^3$	13.
	δ_σ^{eff} (pb)	$0.03 \cdot 10^3$	3.
	$\delta_\sigma^{\gamma p}$ (pb)	$0.06 \cdot 10^3$	8.
	c_{Born}	0.8996	0.9888
Intervall 4	$0.10 < x \leq 1.0$		
	$\langle x \rangle$	0.272	0.295
	c_{bin}	1.006	1.000
	$\langle d\sigma/dx \rangle$ (pb)	56.4	4.90
	δ_σ^{stat} (pb)	3.0	2.24
	δ_σ^{scale} (pb)	2.2	0.29
	δ_σ^{eff} (pb)	1.4	0.25
	$\delta_\sigma^{\gamma p}$ (pb)	1.6	0.29
	c_{Born}	0.984	1.075

Tabelle 7.1: Zusammenfassung des Ergebnisses für den den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dx}(p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c},\ 0.1 < y < 0.9)$ der Prozesse des geladenen und neutralen Stroms. Für den Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms muß zusätzlich eine globale Unsicherheit der Normierung aufgrund der Kalibration des LAr-Kalorimeters von $(9 \pm 2)\%$ berücksichtigt werden. Die Bestimmung der Luminosität verursacht für beide Prozesse eine globale Unsicherheit von 1.5%.

Prozeß			NC	CC
Intervall 1	$0.1 < y \leq 0.2$			
	$\langle y \rangle$		0.146	0.15
	c_{bin}		0.999	1.000
	$\langle d\sigma/dy \rangle$	(pb)	$4.74 \cdot 10^3$	84.3
	δ_σ^{stat}	(pb)	$0.09 \cdot 10^3$	13.9
	δ_σ^{scale}	(pb)	$0.24 \cdot 10^3$	1.7
	δ_σ^{eff}	(pb)	$0.07 \cdot 10^3$	1.7
	$\delta_\sigma^{\gamma p}$	(pb)	$0.14 \cdot 10^3$	5.0
	c_{Born}		0.904	1.053
Intervall 2	$0.2 < y \leq 0.3$			
	$\langle y \rangle$		0.247	0.250
	c_{bin}		1.001	0.998
	$\langle d\sigma/dy \rangle$	(pb)	$3.05 \cdot 10^3$	39.4
	δ_σ^{stat}	(pb)	$0.06 \cdot 10^3$	8.1
	δ_σ^{scale}	(pb)	$0.18 \cdot 10^3$	3.2
	δ_σ^{eff}	(pb)	$0.04 \cdot 10^3$	2.0
	$\delta_\sigma^{\gamma p}$	(pb)	$0.09 \cdot 10^3$	2.4
	c_{Born}		0.828	1.004
Intervall 3	$0.3 < y \leq 0.55$			
	$\langle y \rangle$		0.415	0.42
	c_{bin}		1.002	0.997
	$\langle d\sigma/dy \rangle$	(pb)	$1.61 \cdot 10^3$	30.0
	δ_σ^{stat}	(pb)	$0.03 \cdot 10^3$	5.2
	δ_σ^{scale}	(pb)	$0.06 \cdot 10^3$	1.2
	δ_σ^{eff}	(pb)	$0.02 \cdot 10^3$	1.5
	$\delta_\sigma^{\gamma p}$	(pb)	$0.05 \cdot 10^3$	1.8
	c_{Born}		0.7796	0.962
Intervall 4	$0.55 < y \leq 0.9$			
	$\langle y \rangle$		0.71	0.72
	c_{bin}		0.999	1.005
	$\langle d\sigma/dy \rangle$	(pb)	379.	15.4
	δ_σ^{stat}	(pb)	13.	3.9
	δ_σ^{scale}	(pb)	34.	2.0
	δ_σ^{eff}	(pb)	6.	0.5
	$\delta_\sigma^{\gamma p}$	(pb)	11.	0.9
	c_{Born}		0.671	0.936

Tabelle 7.2: Zusammenfassung des Ergebnisses für den den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dy}(p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c},\, 0.1 < y < 0.9)$ der Prozesse des geladenen und neutralen Stroms. Für den Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms muß zusätzlich eine globale Unsicherheit der Normierung aufgrund der Kalibration des LAr-Kalorimeters von $(9 \pm 2)\%$ berücksichtigt werden. Die Bestimmung der Luminosität verursacht für beide Prozesse eine globale Unsicherheit von 1.5%.

Prozeß			NC	CC
Intervall 1	$300\,\mathrm{GeV^2/c^2} < \mathrm{Q^2} \leq 700\,\mathrm{GeV^2/c^2}$			
	$\langle \mathrm{Q^2} \rangle$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	460	525
	$\mathrm{c_{bin}}$		1.010	1.002
	$\langle \mathrm{d}\sigma/\mathrm{dQ^2} \rangle$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	1.39	0.0106
	$\delta_\sigma^{\mathrm{stat}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.04	0.0036
	$\delta_\sigma^{\mathrm{scale}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.04	0.0011
	$\delta_\sigma^{\mathrm{eff}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.02	0.0011
	$\delta_\sigma^{\gamma\mathrm{p}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.04	0.0006
	$\mathrm{c_{Born}}$		0.8149	0.9607
Intervall 2	$700\,\mathrm{GeV^2/c^2} < \mathrm{Q^2} \leq 1250\,\mathrm{GeV^2/c^2}$			
	$\langle \mathrm{Q^2} \rangle$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	935	960
	$\mathrm{c_{bin}}$		1.006	1.003
	$\langle \mathrm{d}\sigma/\mathrm{dQ^2} \rangle$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.330	0.00929
	$\delta_\sigma^{\mathrm{stat}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.010	0.00192
	$\delta_\sigma^{\mathrm{scale}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.007	0.00056
	$\delta_\sigma^{\mathrm{eff}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.005	0.00065
	$\delta_\sigma^{\gamma\mathrm{p}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.010	0.00056
	$\mathrm{c_{Born}}$		0.8078	0.973
Intervall 3	$1250\,\mathrm{GeV^2/c^2} < \mathrm{Q^2} \leq 5000\,\mathrm{GeV^2/c^2}$			
	$\langle \mathrm{Q^2} \rangle$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	2240	2750
	$\mathrm{c_{bin}}$		0.999	1.006
	$\langle \mathrm{d}\sigma/\mathrm{dQ^2} \rangle$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.0393	0.00291
	$\delta_\sigma^{\mathrm{stat}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.0016	0.00041
	$\delta_\sigma^{\mathrm{scale}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.0012	0.00017
	$\delta_\sigma^{\mathrm{eff}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.0006	0.00015
	$\delta_\sigma^{\gamma\mathrm{p}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.0012	0.00017
	$\mathrm{c_{Born}}$		0.802	1.009
Intervall 4	$5000\,\mathrm{GeV^2/c^2} < \mathrm{Q^2} \leq 50000\,\mathrm{GeV^2/c^2}$			
	$\langle \mathrm{Q^2} \rangle$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	13000	12950
	$\mathrm{c_{bin}}$		0.997	0.998
	$\langle \mathrm{d}\sigma/\mathrm{dQ^2} \rangle$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.000219	0.0000338
	$\delta_\sigma^{\mathrm{stat}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.000033	0.0000238
	$\delta_\sigma^{\mathrm{scale}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.000015	0.0000078
	$\delta_\sigma^{\mathrm{eff}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.000005	0.0000034
	$\delta_\sigma^{\gamma\mathrm{p}}$	$(\mathrm{pb \cdot c^2/GeV^2})$	0.000007	0.0000020
	$\mathrm{c_{Born}}$		0.6994	1.0235

Tabelle 7.3: Zusammenfassung des Ergebnisses für den den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{dQ^2}}(\mathrm{p_\perp} > 12.5\mathrm{GeV/c},\ 0.1 < \mathrm{y} < 0.9)$ der Prozesse des geladenen und neutralen Stroms. Für den Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms muß zusätzlich eine globale Unsicherheit der Normierung aufgrund der Kalibration des LAr-Kalorimeters von $(9 \pm 2)\%$ berücksichtigt werden. Die Bestimmung der Luminosität verursacht für beide Prozesse eine globale Unsicherheit von 1.5%.

Korrelation $d\sigma/dx$ (NC)	Intervall 1	Intervall 2	Intervall 3	Intervall 4
Intervall 1	1			
Intervall 2	0.36	1		
Intervall 3	-0.30	0.33	1	
Intervall 4	0.07	-0.20	-0.02	1

Korrelation $d\sigma/dx$ (CC)	Intervall 1	Intervall 2	Intervall 3	Intervall 4
Intervall 1	1			
Intervall 2	-0.20	1		
Intervall 3	0.04	0.03	1	
Intervall 4	0.00	-0.23	0.03	1

Korrelation $d\sigma/dy$ (NC)	Intervall 1	Intervall 2	Intervall 3	Intervall 4
Intervall 1	1			
Intervall 2	0.53	1		
Intervall 3	-0.17	0.39	1	
Intervall 4	-0.15	-0.25	0.41	1

Korrelation $d\sigma/dy$ (CC)	Intervall 1	Intervall 2	Intervall 3	Intervall 4
Intervall 1	1			
Intervall 2	0.15	1		
Intervall 3	-0.14	0.20	1	
Intervall 4	0.00	-0.10	0.12	1

Korrelation $d\sigma/dQ^2$ (NC)	Intervall 1	Intervall 2	Intervall 3	Intervall 4
Intervall 1	1			
Intervall 2	0.10	1		
Intervall 3	-0.17	0.05	1	
Intervall 4	0.12	-0.34	0.37	1

Korrelation $d\sigma/dQ^2$ (CC)	Intervall 1	Intervall 2	Intervall 3	Intervall 4
Intervall 1	1			
Intervall 2	0.14	1		
Intervall 3	-0.18	-0.04	1	
Intervall 4	0.02	0.12	-0.25	1

Tabelle 7.4: Korrelationsmatrizen $\mathrm{cor}_{\mathrm{i,j}}$ der entfalteten differentiellen Wirkungsquerschnitte der Prozesse des geladenen und neutralen Stroms.

Durch die Senkung des $p_\perp$-Schnittes auf $p_{\perp,\mathrm{min}} = 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ ist der in dieser Analyse zugängliche kinematische Bereich in x_{BJ} von $x_{BJ,\mathrm{min}} = 0.03$ auf $x_{BJ,\mathrm{min}} = 0.01$ und in Q^2 von $Q^2_{\mathrm{min}} = 629\,\mathrm{GeV^2/c^2}$ auf $Q^2_{\mathrm{min}} = 300\,\mathrm{GeV^2/c^2}$ erweitert worden. Der $p_\perp$-Schnitt von $p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ würde eine untere Grenze des Viererimpulsübertrages $Q^2_{\mathrm{min}} = 174\,\mathrm{GeV^2/c^2}$ implizieren. Aufgrund der geringen Anzahl von CC-Ereignissen im Bereich $174\,\mathrm{GeV^2/c^2} < Q^2 < 300\,\mathrm{GeV^2/c^2}$ wurde bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ dieser nicht berücksichtigt.

Ein Vergleich der differentiellen x-Verteilung mit der theoretischen Vorhersage in Abbildung 7.2 zeigt, daß diese im Rahmen der Fehler von der Vorhersage beschrieben wird. Dies ist im Falle des neutralen Stroms mit dem Ergebnis der Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei großen Impulsüberträgen am H1-Experiment [H196c] konsistent. Bei großen Werten von x finden in der tiefunelastischen Positron-Proton Streuung hauptsächlich Reaktion des Positrons mit den Valenzquarks des Protons statt. Mit abnehmenden Werten von x führen Reaktionen mit den Seequarks im Proton zu ansteigenden Wirkungsquerschnitten. Die Bedingungen $p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $0.1 < y < 0.9$ grenzen den kinematischen zugänglichen Bereich bei kleinen und großen Werten von x ein und haben die Reduktion der Wirkungsquerschnitte an diesen kinematischen Grenzen zur Folge.

Die theoretische Vorhersage der differentiellen y-Verteilung beschreibt ebenfalls im Rahmen der Fehler den Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$ (vgl. Abbildung 7.3). Das Intervall bei den kleinsten y-Werten des Prozesses des geladenen Stroms weist eine statistische Abweichung um 1.5 Standardabweichungen auf, wie sie bereits in diesem y-Bereich in früheren Analysen der im Jahr 1994 aufgezeichneten Daten [Schö96a] beobachtet wurde.

In Abbildung 7.4 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen aufgetragen. Auch hier beschreibt die Vorhersage des Standardmodells die Ergebnisse dieser Analyse. Im Intervall bei den höchsten Werten des Impulsübertrages Q^2 wird für den Prozeß des neutralen Stroms ein um 1.5 Standardabweichungen zu hoher Wirkungsquerschnitt durch das Standardmodell vorhergesagt. In einer neueren Veröffentlichung nicht korrigierter Q^2-Verteilungen [H197a] vom H1-Experiment wird bei einem $Q^2 > 15000\,\mathrm{GeV^2/c^2}$ eine im Vergleich zur Vorhersage des Standardmodells erhöhte Anzahl von Ereignissen des neutralen Stroms beobachtet. Vergleicht man das Intervall des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ mit bei den höchsten Impulsüberträgen $5000\,\mathrm{GeV^2/c^2} < Q^2 \leq 50000\,\mathrm{GeV^2/c^2}$ mit den in [H197a] veröffentlichten Werten, so ergibt sich eine konsistente Beschreibung dieses kinematischen Bereichs. Vergleicht man diesen Meßpunkt mit der theoretischen Vorhersage, unter der Annahme, daß nur virtuelle Photonen ausgetauscht würden, wird ein um 2.2 Standardabweichung zu hoher Wirkungsquerschnitt in diesem kinematischen Bereich vorhergesagt.

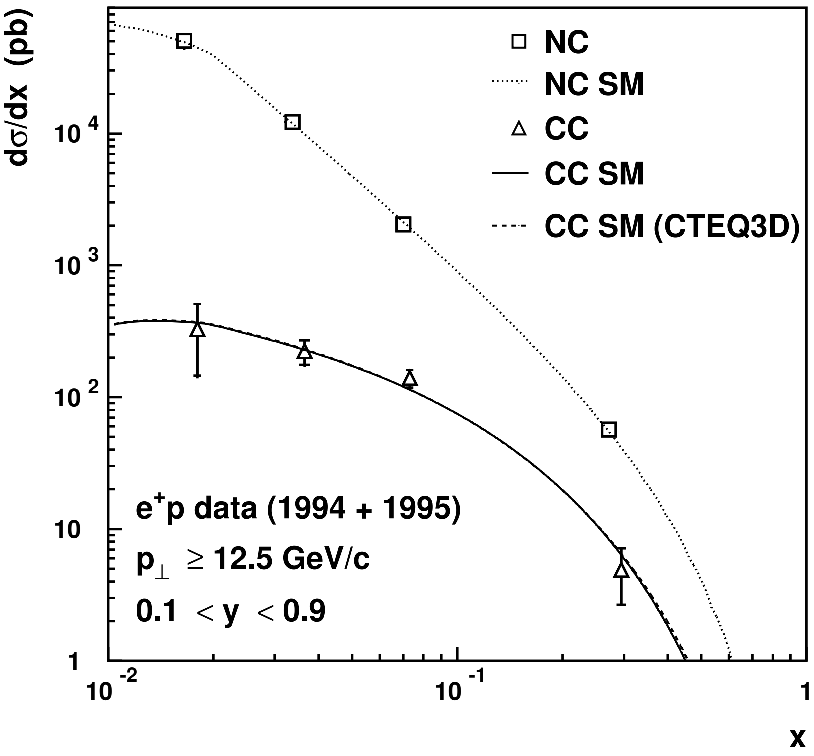


Abbildung 7.2: Die Abbildung zeigt einen Vergleich des $d\sigma/dx$-Wirkungsquerschnitts des geladenen Stroms ($\triangle$) und des neutralen Stroms ($\square$) mit der theoretischen Vorhersage des Generators HERACLES unter Verwendung der Partondichte MRSH für den geladenen Strom (durchgezogene Linie) und dem neutralen Strom (gepunktete Linie). Die unterbrochene Linie repräsentiert die theoretische Vorhersage des Generators HERACLES unter Verwendung der Partondichte CTEQ3D für den geladenen Strom.

7.3 Bestimmung der Masse des W-Bosons

Die Masse des W-Bosons m_W kann unter der Annahme der Gültigkeit des Standardmodells aus dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ bestimmt werden. Die theoretische Vorhersage des Standardmodells kann durch den Generator HERACLES [Kwi91] auf der Basis von drei Größen berechnet werden. Setzt man die präzise gemessenen Größen α, m_Z [PDF96b] als bekannt voraus und berücksichtigt man die Messung der Fermi-Kopplungskonstanten G_F in μ-Experimenten [Bar84, Gio84] kann man durch eine χ^2-Anpassung die Propagatormasse $m_{W,prop}$ des W-Bosons bestimmen. Gleichung 7.10 entspricht dem Wirkungsquerschnitt des

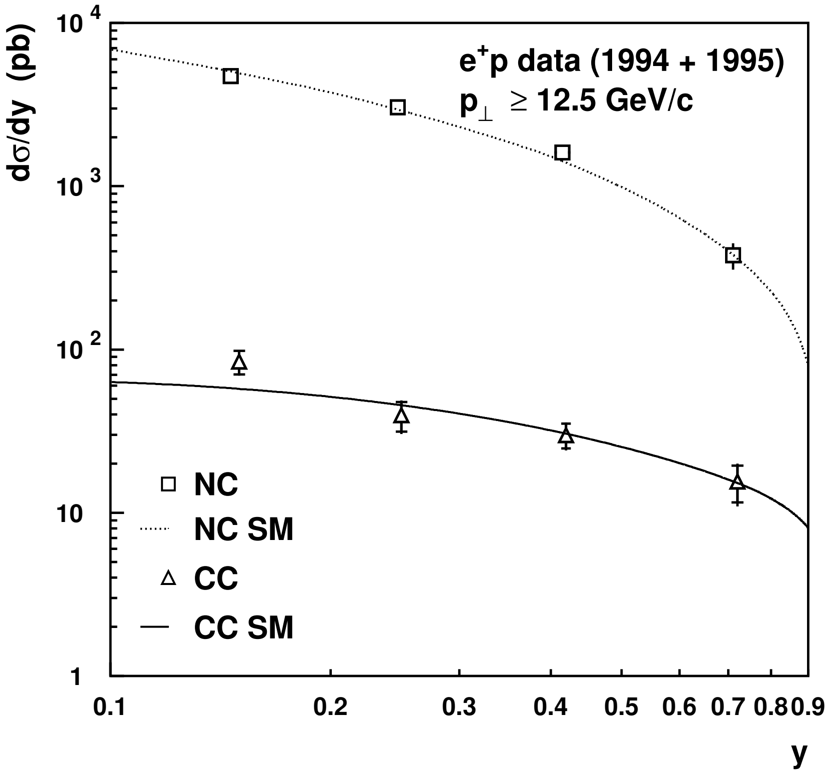


Abbildung 7.3: Die Abbildung zeigt einen Vergleich des $d\sigma/dy$-Wirkungsquerschnitts des geladenen Stroms (△) und des neutralen Stroms (□) mit der theoretischen Vorhersage des Generators HERACLES unter Verwendung der Partondichte MRSH für den geladenen Strom (durchgezogene Linie) und dem neutralen Strom (gepunktete Linie).

geladenen Stroms in niedrigster Ordnung

$$\frac{d^2\sigma^{e^+}_{CC}}{dxdQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi}\frac{1}{(1+\frac{Q^2}{m^2_{W,prop}})^2}\left[\sum_{\bar{q}=\bar{u},\bar{c}}\bar{q}(x,Q^2)+(1-y)^2\sum_{q=d,s}q(x,Q^2)\right] \tag{7.10}$$

und verdeutlicht den Einfluß der Propagatormasse auf den Wirkungsquerschnitt. Für die χ^2-Anpassung von $m_{W,prop}$ wurde das auf dem Generator HERACLES [Kwi91] basierende Programm EWFIT [Rie97b] verwendet. In Abbildung 7.5 (a) ist die Abhängigkeit des resultierenden χ^2 von der variierten Masse des W-Bosons im Propagatorterm $m_{W,prop}$ dargestellt. Es ergibt sich eine W-Masse von

$$m_{W,prop} = (79.4^{+7.7}_{-7.1} \pm 5.5 \pm 0.6)\,\mathrm{GeV/c^2}. \tag{7.11}$$

Der systematische Fehler wurde durch die Variation des gemessenen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ innerhalb dessen systematischer Unsicherheit bestimmt. Der letzte angegebene Fehler entspricht dem Unterschied, der sich bei der Wahl anderer

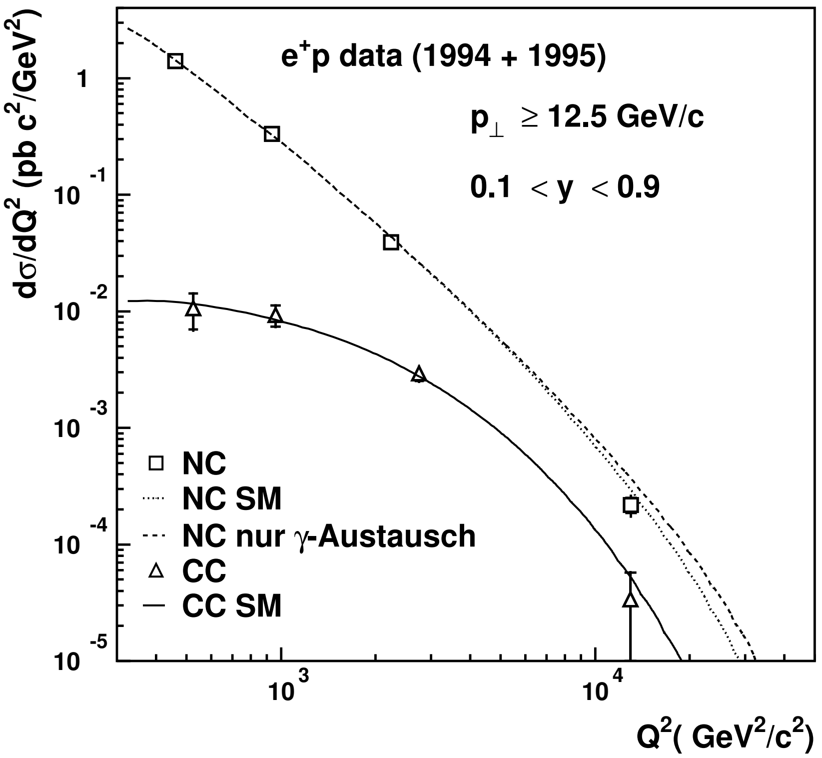


Abbildung 7.4: Die Abbildung zeigt einen Vergleich des $d\sigma/dQ^2$-Wirkungsquerschnitts des geladenen Stroms (△) und des neutralen Stroms (□) mit der theoretischen Vorhersage des Generators HERACLES unter Verwendung der Partondichte MRSH für den geladenen Strom (durchgezogene Linie) und dem neutralen Strom (gepunktete Linie). Die unterbrochene Linie zeigt die theoretische Vorhersage für den Prozeß des neutralen Stroms unter der Annahme, daß nur virtuelle Photonen ausgetauscht würden.

Quarkpartondichten (CTEQ3D, CTEQ4D) ergibt. Diese Messung ist konsistent mit früheren Analysen der bei H1 im Jahre 1994 aufgezeichneten Daten [H196a]. Der statistische Fehler konnte durch eine größere Statistik und die Erweiterung des untersuchten kinematischen Bereichs im Vergleich zu dem Ergebnis in [H196a] der Positron-Proton Wechselwirkung von $18\,\mathrm{GeV/c^2}$ auf $7.4\,\mathrm{GeV/c^2}$ reduziert werden. Die bestimmte W-Masse ist konsistent mit der Messung der ZEUS-Kollaboration [Zeus96].

Zur Überprüfung der konsistenten Beschreibung des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ durch das Standardmodell, kann man im Generator HERACLES [Kwi91] auch die Basisgrößen α, m_Z [PDF96b] und die Masse des W-Bosons m_W wählen, wie in [Bey96] erläutert wird. In die theoretische Vorhersage des Wirkungsquerschnitts gehen über radiative Korrekturen als weitere Größen die Masse des top-Quarks und des Higgsteilchens mit $m_t = (175 \pm 15)\,\mathrm{GeV/c^2}$ und $m_H = 200\,\mathrm{GeV/c^2}$ ein. Es zeigt

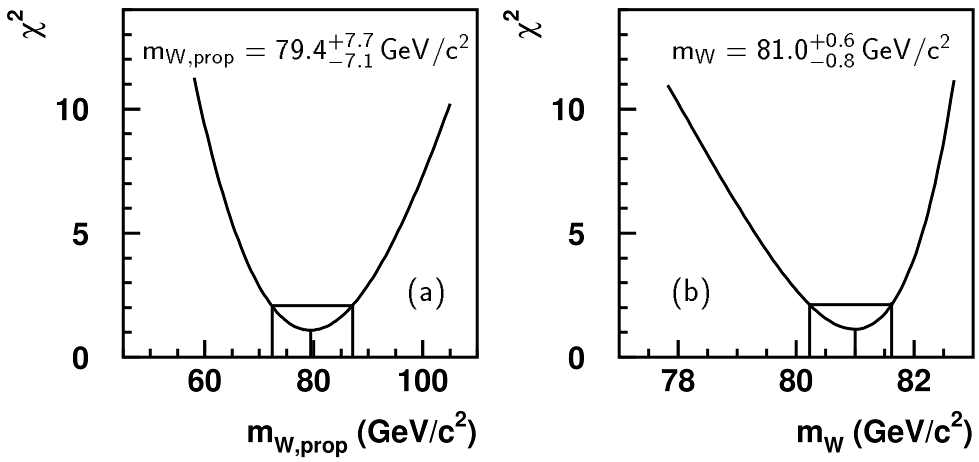


Abbildung 7.5: Ergebnis der χ^2-Anpassung von $\mathrm{m_{W,prop}}$ (a) und $\mathrm{m_W}$ (b) für 3 Freiheitsgrade. Die eingezeichneten Linien entsprechen einem Fehler von $\pm 1\sigma$.

sich eine im Rahmen der statistischen und systematischen Unsicherheiten zu vernachlässigende Abhängigkeit von $\mathrm{m_H}$. Durch die Wahl dieser Basisgrößen erhält man bei einer χ^2-Anpassung der Masse des W-Bosons $\mathrm{m_W}$ eine erhöhte Sensitivität. Um dies zu verdeutlichen kann man $\mathrm{G_F}$, wie in [Bey96] beschrieben, ausdrücken durch:

$$\begin{aligned} \mathrm{G_F} &= \frac{\pi \cdot \alpha}{\sqrt{2}\sin^2(\theta_\mathrm{W}) \cdot \mathrm{m_W^2}} \cdot \frac{1}{1 - \Delta\mathrm{r}(\alpha, \mathrm{m_W}, \mathrm{m_Z}, \mathrm{m_H}, \mathrm{m_t})} \quad \text{mit} \qquad (7.12) \\ \sin^2\theta_\mathrm{W} &= (1 - \frac{\mathrm{m_W^2}}{\rho_0 \mathrm{m_Z^2}}). \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnet θ_W den Weinbergwinkel. Mit Δr werden radiative Korrekturen berücksichtigt. Die größere Sensitivität auf die W-Masse wird erreicht, da zusätzlich zu der ersten Methode die Normierung des Wirkungsquerschnitts durch den Zusammenhang zwischen $\mathrm{G_F}$ und $\mathrm{m_W}$ (vgl. Gleichung 7.12) eine weitere empfindliche Bedingung darstellt. Das Ergebnis einer χ^2-Anpassung der theoretischen Vorhersage mittels des Programms EWFIT [Rie97b] an den $d\sigma/dQ^2$-Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 7.5 (b) in Abhängigkeit der variierten W-Masse $\mathrm{m_W}$ dargestellt. Durch dieses Verfahren ergibt sich ein zu $\mathrm{m_{W,prop}}$ konsistentes Ergebnis für $\mathrm{m_W} = (81.0^{+0.6}_{-0.8} \pm 0.8 \pm 0.3)\,\mathrm{GeV/c^2}$. Der statistische Fehler entspricht der in [Bey96] vorhergesagten Sensitivität für eine integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ von $6.57\,\mathrm{pb^{-1}}$. Der systematische Fehler wurde, wie im Falle der W-Propagatormasse, durch eine Variation des gemessenen $d\sigma/dQ^2$-Wirkungsquerschnitts innerhalb dessen systematischer Fehler bestimmt. Er beinhaltet die Unsicherheit von $\pm 0.1\,\mathrm{GeV/c^2}$ auf die Bestimmung von $\mathrm{m_W}$, die durch die Ungenauigkeit in der Bestimmung der Masse des top-Quarks von $\pm 15\,\mathrm{GeV/c^2}$ hervorgerufen wird. Der letzte angegebene Fehler entspricht dem Unterschied, der sich bei der Wahl anderer Quarkpartondichten (CTEQ3D, CTEQ4D) ergibt.

Die vorliegende Bestimmung von $m_{W,prop}$ zeigt im Vergleich mit Messungen von m_W am TEVATRON [CDF95, D096] und bei LEP [Aleph97, Delphi97, L397, Opal96] eine konsistente Beschreibung des Standardmodells in einem unterschiedlichen kinematischen Bereich und in einem anderen physikalischen Prozess. Unterschiede in der Masse des virtuellen *W-Bosons*, wie sie bei HERA bestimmt wird, zu der Masse des reellen W-Bosons, wie sie am TEVATRON und bei LEP2 gemessen wird, würde einen Hinweis auf bisher nicht beobachtete Austauschteilchen geben [Hag97].

7.4 Bestimmung der Helizität

Die Kopplung der Konstituenten des Protons im Quark-Parton-Modell in der Reaktion des geladenen Stroms unterscheidet sich für Quarks q und Antiquarks $\bar{q}$. Aus dem (V−A)-Charakter des geladenen Stroms folgt, daß nur linkshändige Quarks an der Streuung teilnehmen und mit einem Gesamtspin $J(eq) = 1$, d.h. in einem Spintriplett, mit dem Positron koppeln. Dies führt zu einer $(1-y)^2$-Abhängigkeit der Quarkdichten $q(x, Q^2)$ im Wirkungsquerschnitt. Antiquarks hingegen koppeln in der Reaktion $(e^+p \rightarrow \bar{\nu}X)$ in einem Spinsingulett $(J(eq) = 0)$.

Mit Hilfe des $d\sigma/dy$-Wirkungsquerschnitts kann der (V−A)-Charakter des geladenen Stroms im Rahmen des Standardmodells überprüft werden, indem man in Gleichung 7.13 zwei zusätzliche freie Parameter a und b einführt. Im Standardmodell sind bei einer korrekten Beschreibung der Partondichten $q(x, Q^2)\,(q = d, s)$ und $\bar{q}(x, Q^2)\,(\bar{q} = \bar{u}, \bar{c})$ für den Fall einer (V–A)-Wechselwirkung die Parameter a und b gleich 1.

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma_{CC}^{e^+}}{dxdQ^2} &= \frac{G_F^2}{2\pi}\frac{1}{(1+Q^2/m_W^2)^2}\cdot \\ &\left[\mathbf{a}\cdot\sum_{\bar{q}=\bar{u},\bar{c}}\bar{q}(x,Q^2) + \mathbf{b}\cdot(1-y)^2\sum_{q=d,s}q(x,Q^2)\right] \qquad (7.13)\end{aligned}$$

Eine χ^2-Anpassung des Wirkungsquerschnitts 7.13 an den $d\sigma/dy$-Wirkungsquerschnitt mit dem Programm EWFIT [Rie97b] ergibt für die Parameter a und b folgendes Ergebnis:

$$a = (0.96 \pm 0.37 \pm 0.18) \qquad (7.14)$$

$$b = (1.18 \pm 0.35 \pm 0.02). \qquad (7.15)$$

Der Korrelationparameter ist −0.812. Der erste Fehler entspricht dem statistischen Fehler, der zweite dem systematischen Fehler. Die Korrelation zwischen den Parametern ist in Abbildung 7.6 dargestellt. Die Vorhersage des Standardmodells wird innerhalb einer Standardabweichung bestätigt. Dies bedeutet, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$ durch eine (V–A)-Wechselwirkung beschrieben werden kann.

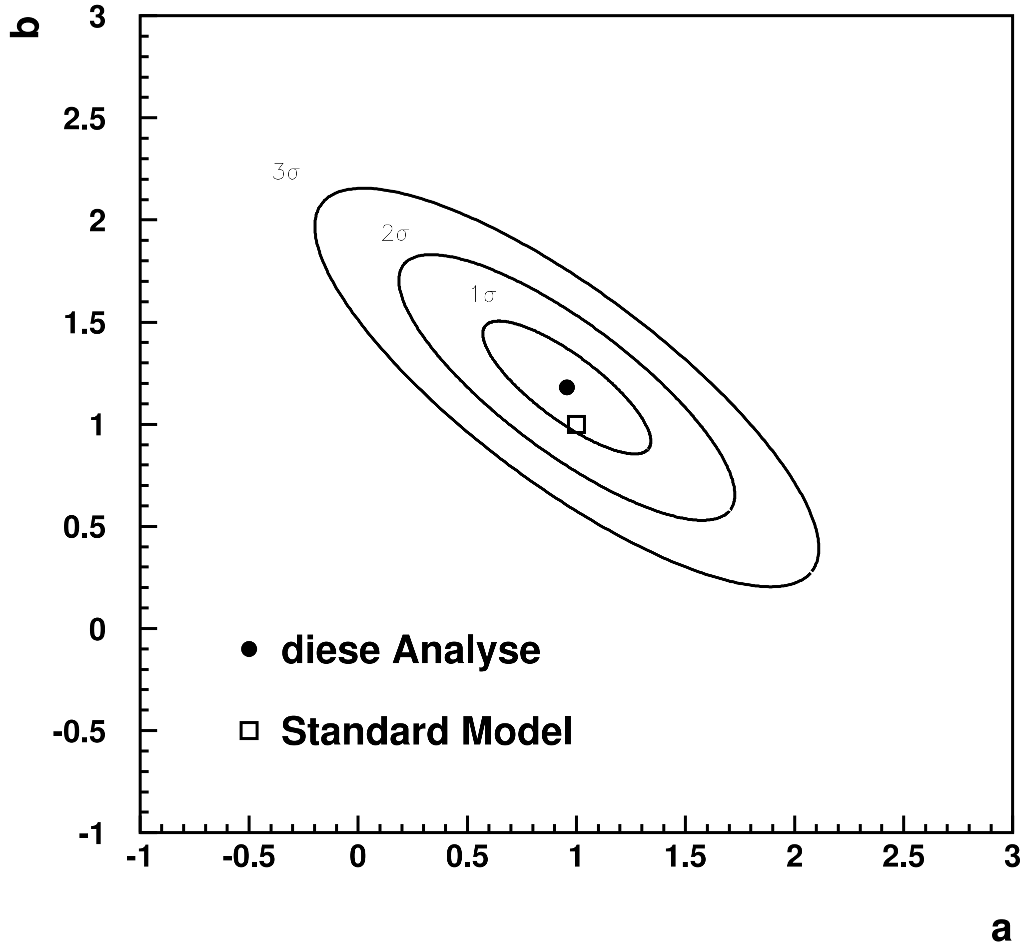


Abbildung 7.6: Ergebnis der χ^2-Anpassung der Parameter a und b ($\bullet$) im Vergleich zu der Vorhersage des Standardmodells ($\square$). Die 1σ, 2σ und 3σ-Konturen sind dargestellt.

Zusammenfassung

Die vorliegende Analyse umfaßt das Studium der Prozesse des geladenen und neutralen Stroms mit dem H1-Detektor bei HERA. Ihr liegen die in den Jahren 1994 und 1995 aufgezeichneten e^+p-Daten zugrunde, die einer integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ von $6.57\,\mathrm{pb}^{-1}$ entsprechen.

Der totale Wirkungsquerschnitt und die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dx$, $d\sigma/dy$ und $d\sigma/dQ^2$ werden für den Prozeß des geladenen und neutralen Stroms in einem kinematischen Bereich $p_\perp > 12.5\,\mathrm{GeV/c}$ und $0.1 < y < 0.9$ gemessen. Aus dem Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ des geladenen Stroms wurde die Masse des W-Bosons

$$m_{\mathrm{W,prop}} = (79.4^{+7.7}_{-7.1} \pm 5.5)\,\mathrm{GeV/c^2},$$

wie sie in den Propagatorterm eingeht, bestimmt. Aus der y-Abhängigkeit konnte die Helizitätsstruktur der Konstituenten des Protons überprüft werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$ läßt sich durch eine (V−A)-Wechselwirkung beschreiben. Die statistische Signifikanz der in den Jahren 1994 und 1995 aufgezeichneten Daten reicht nicht aus, um die quantenmechanische Interferenz des γ, Z^0-Austausches vom hypothetischen reinen γ-Austausch eindeutig zu unterscheiden.

In dieser Arbeit wurde der $p_\perp^{\mathrm{had}}$-Schnitt im Vergleich zu vorausgegangenen Analysen des Prozesses des geladenen Stroms [H194a, H195a] von $25\,\mathrm{GeV/c}$ auf $12.5\,\mathrm{GeV/c}$ gesenkt. So wurde der in dieser Analyse zugängliche Phasenraum in x_{BJ} von 0.03 auf 0.01 und in Q^2 von $629\,\mathrm{GeV^2/c^2}$ auf $300\,\mathrm{GeV^2/c^2}$ erweitert. Zum besseren Verständnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten in dem neuen kinematischen Bereich wurde die Methode zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten des geladenen Stroms weiterentwickelt und eine neue Parametrisierung der Nachweiswahrscheinlichkeit entwickelt. Zur Reduktion des Untergrundes wurden Schnitte entwickelt, die auf Informationen des LAr-Kalorimeters und der Spurkammern basieren. Der dominierende ep-Untergrundprozeß bei der Selektion der Ereignisse des geladenen und neutralen Stroms ist die Photoproduktion. Um Ereignisse dieses Prozesses zu verwerfen, wurde für die Analyse des geladenen Stroms eine effiziente topologische Methode zur Unterscheidung beider Prozesse entwickelt. Für die Selektion der NC-Ereignisse wurde eine neue statistische Methode zur Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds aufgrund der unterschiedlichen Rekonstruktionsmethoden der kinematischen Variablen verwendet. Die dominierende systematische Unsicherheit bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte besteht in der Eichung des LAr-Kalorimeters. Eine

Untersuchung der Kalibration des LAr-Kalorimeters zeigte, daß im betrachteten kinematischen Bereich $0.1 < y_{JB} < 0.9$ die Eichung mit einer Genauigkeit von 3% bekannt ist. Die Arbeit umfaßt Studien von Entfaltungmethoden sowie einen Vergleich der Methode der regularisierten Entfaltung [Blob85] und einer Methode, die auf dem Bayes Theorem beruht [Ago95].

Die geplante Verbesserung des Ringbeschleunigers HERA zur Erhöhung der spezifischen Luminosität, sowie die vorgesehene e^-p-Periode, werden es in Zukunft ermöglichen, Aufschlüsse über die Partondichten bei hohen Impulsüberträgen und großem Werten von x_{BJ} zu erhalten. Dies ist aufgrund neuerer aufregender Messungen von Jets bei einem hohem Transversalimpuls am TEVATRON [CDF97] und der Beobachtung von Ereignissen bei hohen Implusüberträgen bei HERA [H197a, Zeus97] von größter Bedeutung, um die Ursachen dieser Effekte zu verstehen. Durch die Kombination der Daten aus der e^+p- und e^-p-Periode wird es möglich sein, die Strukturfunktion $xF_3(x, Q^2)$ zu bestimmen.

Danksagung

Zum Abschluß meiner Dissertation möchte ich allen Mitgliedern der H1-Kollaboration danken, ohne deren Anstrengungen und Interesse diese Arbeit niemals zustande gekommen wäre.

Den Professoren V. Blobel und F.W. Büßer gilt aufgrund der Ermöglichung dieser Arbeit und dem steten Interesse an ihrem Gelingen mein besonderer Dank.

Für die zahlreichen interessanten Diskusionen beim gemeinsamen Kaffee danke ich Dr. Silhacène Aïd.

Für die vielen wertvollen Ratschläge und Anregungen danke ich Dr. Stefan Rieß, Dr. Rolf Beyer und Dr. Dieter Haidt sowie allen anderen Mitgliedern der *elektroschwachen* Gruppe.

Für das Korrekturlesen dieser Arbeit danke ich Dr. Rolf Beyer, Dr. Stefan Rieß und meiner Schwester Inge.

Meinen Eltern gilt besondere Dank für Ihre moralische und finanzielle Unterstützung während meiner Dissertation.

Hamburg, den 15. August 1997

Ich versichere, daß ich die vorliegende Dissertation unter Angabe aller verwendeter Referenzen selbstständig angefertigt habe.

Literaturverzeichnis

[Ago95] G. D'Agostini, A multidimensional unfolding method based on Bayes'-theorem, Nucl. Instr. Meth. A362, p 487, 1995.

[Aleph97] R. Barate et al., Measurement of the W Mass in e^+e^- Collisions at Production Threshold, Phys. Lett., B401, p. 347, 1997.

[And84] B. Andersson, The Lund String Model, Proc. of the Conf. *Antiproton 1984* in Durham 1984, p. 447, 1984.

[Bau78] T.H. Bauer et al., The Hadronic Properties of the Photon in High-Energy Interactions, Rev. Mod. Phys, 50, p.261, 1961.

[Bar84] G. Bardin et al., A new Measurement of the Positive Muon Lifetime, Phys. Lett., 137B, p.135, 1984.

[Ben87] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, A Comparative Study of Coherent and Non-Coherent Parton Shower Evolution, Nucl. Phys., B289, p. 810, 1987.

[Bey96] R. Beyer et al., Electroweak precision tests with deep inelastic scattering at HERA, Proceedings of the HERA Workshop 1995/96 *Future Physics at HERA*, edt. G. Ingelmann, A. DeRoeck, R. Klanner, Hamburg 1996, Vol. 1, p. 140, 1996.

[Bjø69] J.D. Bjørken, Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum, Phys. Rev., 179, p. 1547, 1969.

[Blob84] V. Blobel, Unfolding Methods in high-energy physics experiments, DESY 84-118, Dezember 1984.

[Blob85] V. Blobel, Unfolding Methods in high-energy physics experiments, Proceedings of the 1984 Cern School of Computing, Aiguablava, Catalonien, CERN Comp. School 1984, p 88, 1995

[Blob96] V. Blobel, Programm RUN, Hamburg, 1996

[Blon79] A. Blondel, F. Jacquet, Detectors for Charged Current Events, in U. Amladi, Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, p. 377, 1979.

[Bloo69] E.D. Bloom et al., High-Energy Inelastic ep Scattering at 6-degrees and 10-degrees, Phys. Rev. Lett., 23, p. 930, 1969.

[Boo78] C. de Boor, A practicle Guide to Splines, Springer-Verlag, New York, Heidelberg, Berlin, 1978.

[Bün96] L. Büngener, Vergleich der Wirkungsquerschnitte geladener Ströme in tiefinelastischer Elektron-Proton und Positron-Proton Streuung, Dissertation, Universität Hamburg, Fachbereich für Physik, 1996.

[CDF95] F. Abe et al., Measurement of the W Boson Mass, Phys. Rev. Lett., 75, p. 11, 1995.

[CDF97] R. Plunkett for the CDF collaboration, High E_T Jets at CDF, Presented at High-energy Physics International Euroconference on Quantum Chromodynamics (QCD 96), Montpellier, France, 4-12 Jul 1996., Nucl. Phys. Proc. Suppl., 54A, p. 81, 1997.

[Coz87] G. Cozzika, D. Haidt, G. Ingelman, Precision on M_W, M_Z and $\sin^2\theta_W$ from $d\sigma/dQ^2$, Proceedings of the HERA Workshop, edt. R.D. Peccei, Hamburg 1987, Vol. 2, p. 713, 1988.

[CTEQ3D] H.L. Lai et al., Global QCD Analysis and the CTEQ Parton Distributions, hep-ph/9410404, 1994.

[CTEQ4D] H.L. Lai et al., Improved Parton Distributions from Global Analysis of Recent Deep Inelastic Scattering and Inclusive Jet Data, hep-ph/9606399, 1996

[D096] S. Abachi et al., Measurement of the W Boson Mass, Phys. Rev. Lett., 77, p. 3309, 1996.

[Delphi97] P. Abreu et al., Measurement and Interpretation of the W Pair Cross-Section in e^+e^- Interactions at 161 GeV, Phys. Lett., B397, p. 158, 1997.

[Desy81] A proposal for a large electron-proton colliding beam facility at DESY, DESY HERA 81-100, 1981

[DJA94] K. Charchula, G.A. Schuler, H. Spiesberger, Combined QED and QCD Radiative Effects in Deep Inelastic Lepton-Proton Scattering: The Monte Carlo Generator DJANGO6, Comp. Phys. Comm., 81, p. 381, 1994.

[Egli89] S. Egli et al., The Central Inner z Drift Chamber of the H1 Experiment, Nucl. Instrum. Meth., A 279, p. 487, 1989.

[Eweff] M. Hapke, L. Büngener, A. Schöning, K. Rüter, G. Martin, Programm EWEFF, Hamburg, 1992-1997.

[Fri73] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, Advantages of the Color Octet Gluon Picture, Phys. Lett., B 47, p. 365, 1973.

[Fey58] R.P. Feynman, M. Gell-Mann, Theory of Fermi Interaction, Phys. Rev., 109, p. 193, 1958.

[Fey69] R.P. Feynman, Very High Energy Collisions of Hadrons, Phys. Rev. Lett., 23, p. 1415, 1969.

[Gea87] R. Brun et al., GEANT3 Users Guide, CERN-DD/EE/84-1, 1987.

[Ghe88] H. Fesefeldt, The e/h Ratio and Energy Resolution of Hadronic Calorimeters, Nucl. Instrum. Meth., A 263, p. 114, 1988.

[Gio84] K.L. Giovanetti et al., Mean Life of the Positive Muon, Phys.Rev., D29, p. 343, 1984.

[Gla61] S.L. Glashow et al., Partial Symmetries of Weak Interactions, Nucl. Phys., 22, p. 579, 1961.

[Gus86] G. Gustafson, Dual Description of a Confined Color Field, Phys. Lett., B175, p. 453, 1986.

[H189a] J. Bürger et al., The Central Jet Chamber of the H1-Experiment, Nucl. Instrum. Meth., A 279, p. 217, 1989.

[H191] L. Görlich, H.P. Wellisch, Documentation of the LAr clustering, Interner Bericht, H1-91-204, 1991 unveröffentlicht.

[H193a] A. Andrieu et al., The H1 Liquid Argon Calorimeter System, Nucl. Instrum. Meth., A 336,p. 460, 1993.

[H193b] A. Andrieu et al., Results from pion calibration runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and comparison with simulations, Nucl. Instrum. Meth., A 336,p. 499, 1993.

[H194a] T. Ahmed et al., First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA, Phys. Lett.,B 324, p. 241, 1994.

[H194b] T. Ahmed et al., Inclusive Charged Particle Cross Section in Photoproduction at HERA, Phys. Lett., B 324, p. 176, 1994.

[H195a] S. Aid et al., Measurement of the e^- and e^+ induced Charged Current Cross Section at HERA, Z. Phys., C 67, p. 565, 1995.

[H195b] A. Pieuchot et al., Pile-up Energy Detection using the Liquid Argon Big Tower Timing Information, Interner Bericht, H1-95-423, 1995 unveröffentlicht.

[H196a] S. Aid et al., Measurement of the Q^2 Dependence of the Charged and Neutral Current Cross Section in $e^{\pm}p$ Scattering at HERA, Phys. Lett., B 379, p. 319, 1996.

[H196b] S. Aid et al., Jets and Energy Flow in Photon-Proton Collision at HERA, Z. Phys., C70, p. 17, 1996.

[H196c] S. Aid et al., Elastic and Inelastic Photoproduction of J/Ψ Mesons at HERA, Nucl. Phys., B472, p. 3., 1996.

[H196d] I. Abt et al., The H1 Detector at HERA, Internal Report, DESY H1-96-01, 1996.

[H196e] L. Favart, R. Maraček, H1 1994 Integrated Luminosity Measurement Using Bremsstrahlung Overlapping Events and quasi-real QED Compton Events, Interner Bericht,H1-96-503, 1996 unveröffentlicht.

[H197a] C. Adloff et al., Observation of Events at very high Q^2 in ep Collisions at HERA, Z. Phys., C74, p. 191, 1997.

[Hag97] K. Hagiwara, Analysis of Electroweak Precision Data and Prospects for Future Improvements, KEK-TH-512, 1997, Submitted to Z.Phys.C.

[Hap94] M. Hapke, Messung der Wirkungsquerschnitte geladener Ströme in tiefinelastischer Streuung, Dissertation, Universität Hamburg, DESY FH1K-94-05, 1994.

[Kri91] J. Kripfganz, H.J. Möring, H. Spiesberger, Higher Order Leading Logarithmic QED Corrections to Deep Inelastic ep Scattering at Very High Energies, Z. Phys, C49, p 501, 1991.

[Kwi91] A. Kwiatkowski et al., HERACLES: An Event Generator for ep-Interaction at HERA Energies Including Radiative Processes, Proc. of the Workshop *Physics at HERA*, Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelmann, Hamburg 1991, Vol. 3, p. 1419, 1991.

[L397] M. Acciarri et al., Measurement of W Pair Cross-Sections in e^+e^- Interactions at $\sqrt{s} = 172\,\mathrm{GeV}$ and W Decay Branching Fractions, CERN-PPE-97-067, p. 21, 1997.

[Lev96] S. Levonian, Help for the e-tagger related analyses, persönliche Mitteilung, 1996.

[Lip96] J. Lipinski, Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 bei großen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg, DESY FH1-96-05, 1996.

[Lön92] L. Lönnblad, Ariadne Version 4: A Program for Simulation of QCD-Casscades Implementing the Color Dipole Model, DESY-92-046, 1992.

[MRS93] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, Proc. on the Workshop on Quantum Field Theory, Theor. Aspects of QED, eds. B. Geyer and M. Iigenfritz, p 11, 1993.

[MRS94] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, RAL preprint 94-055, 1994.

[Mue92] K. Müller et al., Construction and Performance of a Thin Cylindrical Multiwire Proportional Chamber with Cathode Pad Readout for the H1 Experiment, Nucl. Instrum. Meth., A 312, p.457, 1992.

[Opal96] K. Ackerstaff et al., Measurement of the Mass of the W Boson in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 161\,\mathrm{GeV}$, Phys. Lett., B389, p. 416, 1996.

[PDF96a] R.M. Barnett et al., Review of Particle Properties, Phys. Rev., D 54, p. 158, 1996.

[PDF96b] R.M. Barnett et al., Review of Particle Properties, Phys. Rev., D 54, p. 19, 1996.

[Pol73] H.D. Politzer et al., Reliable Perturbative Results for strong Interactions?, Phys. Rev. Lett., 30, p. 1346, 1973.

[Pie97] A. Pieuchot, Mesure des diffusions positron-proton profondément inélastique à courant chargé et courant neutre sur le collisionneur HERA, Thèse, Orsay, 1997.

[PYT93] T. Sjöstrand, PYTHIA 5.7 and JETSET 7.5, Physics and Manual, CERN-TH.7112/93.

[Rie95] S. Rieß, persönliche Mitteilung, 1995.

[Rie97a] S. Rieß, persönliche Mitteilung, 1997.

[Rie97b] S. Rieß, Programm EWFIT, 1997.

[Rut11] E. Rutherford, The Scattering of α- and β- Particles by Matter and the Structure of the Atom, Philosophical Magazine. 21, p. 669, 1911.

[Rüt95] K. Rüter, persönliche Mitteilung, 1995.

[Rüt96] K. Rüter, Untersuchung des schwachen geladenen Stroms in tiefinelastischen Positron-Proton Kollisionen mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, Fakultät der Physik, 1996.

[Sal68] A. Salam, Elementary Particle Theory, Almqvist, 1968.

[Schö94] A. Schöning, ASCOSM: Cosmic Finder auf Basis topologischer Energieverteilung, Programmdokumentation, 1994 unveröffentlicht.

[Schö96a] A. Schöning, Untersuchung von Prozessen mit virtuellen und reellen $W^{\pm}$-Bosonen am H1-Detektor bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg, DESY F11/F22-96-02, 1996.

[Schö96b] A. Schöning, Persönliche Mitteilung, 1996.

[Sjö87] T. Sjöstrand, The Lund Monte Carlo for Hadronic Processes: PYTHIA VERSION 4.8 Computer Phys. Comm., 43, p 347, 1987.

[Sjö92] T. Sjöstrand, PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: Physics and Manual, CERN-TH-6488-92, 1992.

[Spi91] H. Spiesberger et al., Radiative Corrections at HERA, Proceedings of the Workshop *Physics at HERA*, Vol 2, p. 798, 1991.

[Web84] B.R. Webber, A QCD Model for Jet Fragmentation including soft Gluon Interference, Nucl. Phys., B238, p. 492, 1984.

[Wei67] S. Weinberg, A Model of Leptons. Phys. Rev. Lett., 19, p. 1264, 1967.

[Wel94] H.P. Wellisch et al., Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using software Weighting Techniques, MPI-PhE/94-03, 1994.

[Wol92] T. Wolff et al., A Drift Chamber Track finder for the first level Trigger of the H1 Experiment, Nucl. Instrum. and Meth., A 323, p.537, 1992.

[Zeus95] M. Derick et al., Measurement of Charged and Neutral Current e^-p Deep Inelastic Scattering Cross-Sections at high Q^2, Phys. Rev. Lett., 75, p. 1006, 1995.

[Zeus96] M. Derick et al., Study of Charged-Current ep-Interaction at $Q^2 > 200\,\mathrm{GeV}^2$ with the ZEUS Detector at HERA, Z. Phys, C73, p. 73, 1996.

[Zeus97] 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, p. 207, 1997.