Messung von polarisierten Wirkungsquerschnitten des geladenen Stromes bei HERA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Adil Aktas

aus Nazimiye

Hamburg
2005

Messung von polarisierten Wirkungsquerschnitten des geladenen Stromes bei HERA

Measurement of the polarisation dependent cross section in charged current interactions at HERA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Adil Aktas

aus Nazimiye

angefertigt am
Deutschen Elektronen Synchrotron,
Hamburg

Hamburg
2005

Gutachter der Dissertation	:	Prof. Dr. P. Schleper Prof. Dr. B. Naroska
Gutachter der Disputation	:	Prof. Dr. P. Schleper
	:	Prof. Dr. C. Hagner
Datum der Disputation	:	15.09.2005
Vorsitzender des Prüfungsausschusses	:	Dr. H. D. Rüter
Vorsitzender des Promotionsausschusses	:	Prof. Dr. G. Huber
Dekan des Fachbereichs Physik	:	Prof. Dr. G. Huber

Kurzfassung

Am Elektron-Proton Beschleuniger HERA des Deutschen Elektronen Synchrotrons wurden in den Jahren 2003 und 2004 erstmals longitudinal polarisierte Positronen mit Protonen zur Kollision gebracht. Mit diesen Daten ist es möglich die Helizitätsabhängigkeit der schwachen Wechselwirkung bei hohen Impulsüberträgen Q^2 zu überprüfen.
Ziel dieser Arbeit ist die Messung von Wirkungsquerschnitten des geladenen Stromes $e^+p \to \bar{\nu}_e X$. Die Messung basiert auf den Daten, die mit dem H1 Detektor aufgenommen wurden und entsprechen einer integrierten Luminosität von 44.72 pb^{-1}. Die Wirkungsquerschnitte sind im kinematische Bereich $Q^2 \geq 400$ GeV^2 und Inelastizität $y \leq 0.9$ gemessen und mit der Standardmodell-Vorhersage verglichen worden. Die theoretischen Vorhersagen stimmen gut mit den Messungen überein.
Gegenstand der technischen Seite dieser Arbeit ist die Datenauslese des Jet-Triggers. Im Rahmen des HERA Umbaus wurde der Kalorimeter-Trigger um den Jet-Trigger erweitert. Dieser ist auf geringere Energiedepositionen sensitiv und nutzt die vorhandene LAr-Kalorimeter-Granularität besser aus. Die Datenauslese wurde fertiggestellt, getestet und in die H1-Datenauslese eingebunden.

Abstract

In 2003-2004 longitudinally polarised positrons were for the first time brought into collision with unpolarised protons at the electron-proton accelerator HERA of DESY. With this data the helicity dependence of the weak interaction at hight 4-momentum transfer Q^2 can be studied.
The aim of this work is to measure the cross section of the charged current $e^+p \to \bar{\nu}_e X$. The measurement is based on data corresponding to a integrated Luminosity of 44.72 pb^{-1} recorded by the H1 detector. The cross sections are measured in the kinematic region $Q^2 \geq 400$ GeV^2 and $y \leq 0.9$. The comparison of the measurement with the standard model prediction shows good agreement.

With the luminosity upgrade of HERA the existing liquid argon calorimeter trigger of H1 detector was extended by a jet trigger. This trigger is more sensitive to small energy depositions and makes better use of the present liquid argon calorimeter granularity. The technical section of this theses describes the development of software for the readout and verification of the jet trigger hardware and its integration in the data acquisition system of the H1 detector.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das Standardmodell umfaßt das heutige Wissen über die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen mittels der starken und elektroschwachen Kraft, und wurde bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt anhand von Experimenten bestätigt. Dennoch bildet das Standardmodell nicht die allumfassende Theorie, die alle Kräfte in einem Modell zusammenfügt, da die Gravitation nicht in dieses Modell eingefügt ist. Zudem läßt es weitere wichtige Fragen offen und weist einige Mängel auf. Die elektroschwache und die starke Kraft sind nicht wirklich im SM vereinheitlicht. Mit der hohen Anzahl von 28 recht gut bekannten Parametern offenbart das Standardmodell, daß es noch weit von der eigentlichen Theorie der Materie entfernt ist. Es wurden Erweiterungen des Standardmodells vorgeschlagen, um dessen Mängel zu beheben. Die neue Physik aus diesen Modellen liegt primär bei hohen Energie- und Impulsüberträgen. Deshalb ist es wichtig, das Standardmodell weiterhin präzisen Tests zu unterwerfen.

Die experimentelle Überprüfung neuer Modelle geschieht überwiegend an Beschleunigern, in denen hochenergetische Teilchen zur Kollision gebracht werden. Mit der Messung der Reaktionsprodukte anhand von Detektoren können Ereignisse klassifiziert und mit den Vorhersagen der Modelle verglichen werden.

Der Elektron-Proton-Beschleuniger HERA erlaubt mit seiner Schwerpunktenergie von 319 GeV die Beobachtung von elektroschwacher und starker Wechselwirkung bei hohen Impulsüberträgen. Seit dem Umbau von HERA zu HERAII ist es möglich, die Streuung von longitudinal polarisierten Leptonen an Protonen zu studieren. Hinzu kommt, daß bei HERAII die Wechselwirkungsrate der Teilchen um einen Faktor vier höher ist als bei HERA. Dies ermöglicht eine präzise Messung von Ereignissen mit kleiner Wechselwirkungsrate. In dieser Arbeit werden die polarisationsabhängigen Wirkungsquerschnitte des geladenen Stromes in der tief inelastischen Streuung gemessen und mit Standardmodellvorhersagen verglichen. Zusätzlich wurde an einer Vorrichtung (Jet-Trigger) mitgearbeitet, die die Effizienz der Ereignisklassifizierung kurz nach der Kollision erhöht.

Diese Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im ersten Kapitel wird die Theorie kurz dargestellt und im zweiten Kapitel der H1-Detektor besprochen. Die kinematischen Variablen werden im dritten Kapitel diskutiert. Der Analyse der 2003-2004 Daten aus der Positron-Proton-Streuung ist das vierte Kapitel gewidmet. In dem darauffolgenden Kapitel werden die polarisationsabhängigen Wirkungsquerschnitte präsentiert. Der Jet-Trigger und die dazugehörige Auslese werden im siebten Kapitel erläutert. Mit der Zusammenfassung und der Ausblick im letzten Kapitel wird die Arbeit abgeschlossen.

Theorie

Dieses Kapitel ist in zwei Themenabschnitte unterteilt. Der Abschnitt "Tief inelastische Streuung im SM" gibt eine sehr kurze Zusammenfassung der relevanten Theorie wieder. In dem darauffolgenden Themenabschnitt werden die sogenannte Monte-Carlo-Generatoren vorgestellt, anhand derer die Theorie mit der Messung verglichen werden kann.

2.1 Tief inelastische Streuung im SM

Der überwiegende Teil der Informationen der Teilchenphysik wird aus Streuexperimenten gewonnen. In diesen Experimenten werden einlaufende Teilchen aneinander gestreut und die Reaktionsprodukte gemessen. Sind die auslaufenden Teilchen im Endzustand nicht identisch mit den einlaufenden Teilchen, so spricht man von einer inelastischen Streuung.

Bei HERA werden Leptonen an Protonen gestreut. Die Leptonen dienen als punktförmige Sonden, mit denen die Struktur des Protons untersucht werden kann. Bei einem hohen Impulsübertrag, aber nicht zu kleiner Inelastizität, werden die Konstituenten des Protons, auch Partonen genannt, sichtbar. Diese Art der Streuung wird als die tief inelastische Streuung (DIS[1]) bezeichnet.

Im folgenden Abschnitt wird allgemein die Kinematik erläutert. Das Parton-Model und QCD werden in dem zweiten Abschnitt kurz beschrieben. Die folgenden Abschnitte beschränken sich dann auf die e^+p-Prozesse, die für diese Arbeit relevant sind.

2.1.1 Kinematik

Die Kinematik für einen allgemeinen Streuprozeß $l(k) + p(P) \rightarrow l(k') + X$ ist im Diagramm 2.1 skizziert. Die Größen k, $k^{'}$ und P in den Klammern kennzeichnen den Vierervektor des jeweiligen Teilchens. Die Wechselwirkung zwischen dem einlaufenden Lepton l und dem Proton p erfolgt durch den Austausch von Eichbosonen (γ,W$^{\pm}$,Z$^{\circ}$). Vermittelt das geladene $W^{\pm}$-Boson

[1]deep inelastic scattering

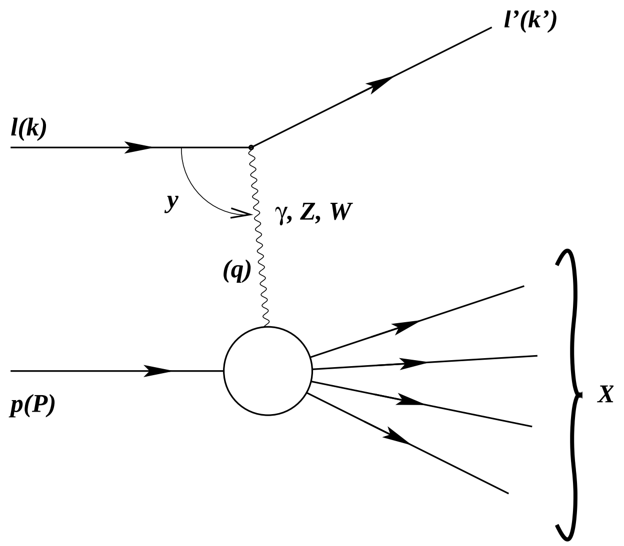

Abbildung 2.1: *Veranschaulichung der Lepton-Proton-Streuung. In den runden Klammern stehen die Viererimpulse der Teilchen.*

die Wechselwirkung, wird aus dem geladenen Lepton l ein neutrales $l^{'}$. Diese Art der Streuung wird als Prozeß des geladenen Stromes (*charged current (CC) reaction*) bezeichnet. Wird ein neutrales Eichboson γ oder Z° ausgetauscht, behält das Lepton seine Ladung. Man spricht vm Prozeß des neutralen Stromes (*neutral current (NC) reaction*). Mit den Viererimpulsen können folgende lorentzinvariante Größen berechnet werden:

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie des lp-Systems ist:

$$s = (k + P)^2$$

  Für hohe kinetische Energien der einlaufenden Teilchen relativ zu ihrer Ruhemasse ergibt sich $s \approx 4E_l E_p$.

- Das Quadrat des Viererimpulsübertrags q auf das ausgetauschte Eichboson ist

$$q^2 = (k - k')^2,$$

  wobei $Q = \sqrt{-q^2}$ der Virtualität des ausgetauschten Eichbosons entspricht, das den Streuprozeß vermittelt. Für $Q^2 \approx 0$ GeV^2 wird das Boson quasireell und der Prozeß wird der Photoproduktion zugeordnet. Große Q^2 fallen in den Bereich der tiefinelastischen Streuung.

- Die Inelastizität y ist definiert als:

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}$$

  Vom Ruhesystem des Protons aus gesehen, entspricht diese Größe dem relativen Viererimpulsübertrag vom Lepton auf das Eichboson.

- Die Bjorken Skalenvariable x ist definiert als:

$$x = \frac{Q^2}{2k \cdot P}$$

  Sie ist im Quark-Parton-Modell für masselose Quarks als Impulsbruchteil des an der harten Streuung beteiligten Partons (siehe 2.1.2) vom Protonimpuls zu verstehen.

Die oben erwähnten kinematischen Variablen sind nicht voneinander unabhängig. Unter Vernachlässigung der Ruhemasse der einlaufenden Teilchen gilt der folgende Zusammenhang

$$Q^2 = xys$$

2.1.2 Parton Model und QCD

Im Parton-Modell ist das Proton aus Partonen zusammengesetzt, wobei das Wort Parton ein Sammelbegriff für Quarks und Gluonen ist. In dem sogenannten Quark-Parton-Modell (QPM) entsprechen die Partonen nur den Quarks und Antiquarks. In einem Bezugssystem sehr hoher Impulse des Protons, dem sog. $infinit\ momentum\ frame$, werden die Konstituenten des Nukleons als ein Strahl kollinearer, freier Partonen angesehen, die eine vernachlässigbare transversale Impulskomponente aufweisen. Die Streuung des einlaufenden Leptons erfolgt elastisch an einem der kollinear einlaufenden Quarks. Die Partonen tragen nur einen gewissen Bruchteil x des Nukleon-Impulses P. Ihre Dichte im Proton wird durch die Parton-Dichte-Funktionen (PDF[2]) $f_i(x)$ beschrieben, wobei hier i die Sorte des Partons markiert und die Dichte nur von der Skalenvariable x abhängt. Dieses Skalenverhalten wird beim Übergang vom QPM zum Quantenchromodynamik (QCD) erweiterten Quark-Parton-Modell gebrochen. In der QCD tragen die Quark's zusätzlich zu ihrer elektrischen Ladung eine Farbladung, die in den drei Grundfarben Rot, Grün und Blau vorkommt. Die Vermittler der Farbwechselwirkung sind acht farblose Gluonen, die jeweils aus einer Farbe und der dazugehörigen Antifarbe bestehen. Durch QCD-Korrekturen in Form von Gluonenabstrahlung des wechselwirkenden Quarks wird der Impulsbruchteil verändert. Das Skalenverhalten wird gebrochen und die Dichten werden von x und Q^2 abhängig.

2.1.3 Geladener Strom

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Positronen e^+ an Protonen p durch W-Austausch kann in niedrigster Ordnung geschrieben werden als:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}^{e^+p}}{dxdQ^2} = (1 + P_{e^+})\frac{G_F^2}{2\pi x}\left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2}\right)^2 x[\bar{u} + \bar{c} + (1-y)^2(d+s)], \tag{2.1}$$

worin G_F die Fermi-Kopplungskonstante ist und M_W der Masse des W-Bosons entspricht. Die Wechselwirkung ist wegen der Ladung des ausgetauschten W-Bosons nur sensitiv auf bestimmte

[2]PDF: parton density function

Quark-Parton-Dichten $(\bar{u}, \bar{c}, d, s)$, die x und Q^2 abhängig sind. Bei kleinem y tragen alle Quarksorten zum Wirkungsquerschnitt bei und mit größer werdender Inelastizität tragen zunehmend die Antiquarks zum Wirkungsquerschnitt bei. Diese Abhängigkeit wird in der Abbildung 2.2 erklärt. Wegen der Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung tragen nur rechtshändige e^+

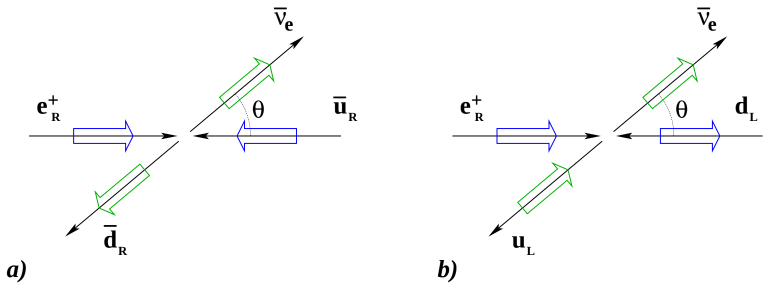

Abbildung 2.2: *Die Drehimpulsbilanz für die Reaktion $e^+\bar{u}_R \to \bar{\nu}_e\bar{d}_R$ ist in a) illustriert. Die nicht ausgefüllten Pfeile deuten die Lage des Spins an und die normalen Pfeile geben die Impulse wieder. Die Richtung des Drehimpulses der auslaufenden Teilchen ist durch den Winkel θ gekennzeichnet. Die z-Komponente des Gesamtdrehimpulses J_z ist vor und nach der Wechselwirkung Null. Die Drehimpulserhaltung ist unabhängig vom Winkel erfüllt. In b) ist die Drehimpulsbilanz für die Reaktion $e^+d_L \to \bar{\nu}_e u_L$ dargestellt. Die z-Komponente des Gesamtdrehimpulses in Richtung der einlaufenden und auslaufenden Teilchen ist eins. Wegen der Erhaltung von J_z ist der Winkel $\theta = \pi$ verboten und der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dxdQ^2$ enthält den winkelabhängigen Term 0.25(1+$\cos\theta$)^2 = (1-y)^2 .*

zum Wirkungsquerschnitt bei. Der Wirkungsquerschnitt ist daher linear von der longitudinalen Polarisation P_{e^+} abhängig. Die Polarisation ist folgendermaßen definiert:

$$P_{e^+} = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L}, \tag{2.2}$$

wobei N_R die Anzahl rechtshändiger [3] Positronen und N_L die Anzahl der linkshändigen Positronen ist. Mit dem steigenden Anteil von linkshändigen Positronen $(N_R \to 0)$ fällt der Wirkungsquerschnitt und ist für rein linkshändige Positronen (P_{e^+}=-1) Null. Der Wirkungsquerschnitt wird mit steigendem Anteil von rechtshändigen Positronen größer.

Im Kapitel 6 wird der gemessene Wirkungsquerschnitt in Form des reduzierten Wirkungsquerschnittes

$$\tilde{\sigma}^{e^+p}_{CC} = \frac{2\pi x}{G_F^2}\left(\frac{Q^2 + M_W^2}{M_W^2}\right)^2 \frac{d^2\sigma^{e^+p}_{CC}}{dxdQ^2} \tag{2.3}$$

angegeben, bei dem die Kopplungsterme und der Q^2- und M_W^2-abhängige Vorfaktor aus der Gleichung 2.1 rausgekürzt werden.

2.1.4 Neutraler Strom

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von longitudinal polarisierten Positronen e^+ an Protonen p kann anhand der sogenannten generalisierten Strukturfunktionen $\tilde{F}_2$ und $\tilde{F}_3$ wie folgt

[3] Da die e^+ hochenergetisch sind, ist der Unterschied zwischen Händigkeit und Helizität vernachlässigbar.

ausgedrückt werden:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}^{e^+p}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4x}\left[(1+(1+y)^2)\tilde{F}_2 + (1+(1-y)^2)x\tilde{F}_3\right] \tag{2.4}$$

, worin α die Feinstrukturkonstante ist. Die generalisierten Strukturfunktionen hängen von P_{e^+} ab und weisen eine x- und Q^2- Abhängigkeit auf. Außerdem beinhalten sie die vektoriellen und axialen Kopplungskonstanten

$$a_e = I_{3,e}, \quad v_e = I_{3,e} + 2e\sin^2\theta \tag{2.5}$$

$$a_q = I_{3,f}, \quad v_f = I_{3,f} + 2Q_f\sin^2\theta \tag{2.6}$$

vom Elektron und den Quarks ans Z-Boson, wobei $I_{3,e}, I_{3,f}$ dem schwachen Isospin der Teilchen entspricht und θ der Weinberg-Winkel ist. Q_f ist die elektromagnetische Ladung der Quarksorte f. $\tilde{F}_2$ setzt sich aus den Beiträgen der reinen elektromagnetischen Wechselwirkung, des reinen Z-Austausches und dem Interferenzterm vom γZ wie folgt zusammen:

$$\tilde{F}_2 = F_2^{\gamma} + \kappa(-v_e - P_e a_e)F_2^{\gamma Z} + \kappa^2(v_e^2 + a_e^2 + 2P_e a_e v_e)F_2^Z \tag{2.7}$$

$$\left(F_2^{\gamma}, F_2^{\gamma Z}, F_2^Z\right) = x\sum_f \left(Q_f^2, 2Q_f v_f, v_f^2 + a_f^2\right)(q+\bar{q}) \tag{2.8}$$

, wobei $q, \bar{q}$ die Parton-Dichte-Funktionen sind und $\kappa = Q^2/[4\sin^2\theta\cos^2\theta(Q^2+M_Z^2)]$ das Verhältnis von Photon-Propagator und Z-Propagator beinhaltet. Zu $\tilde{F}_3$ trägt nur der reine Z-Austausch und der Interferenzterm bei. Im Gegensatz zu $\tilde{F}_2$ hängt $\tilde{F}_3$ von der Differenz der Partondichten ab:

$$x\tilde{F}_3 = \kappa(P_e v_e + a_e)xF_3^{\gamma Z} + \kappa^2(-P_e(v_e^2 + a_e^2) - 2a_e v_e)xF_3^Z \tag{2.9}$$

$$\left(xF_3^{\gamma Z}, xF_3^Z\right) = x\sum_f (Q_f a_f, v_f a_f)(q-\bar{q}) \tag{2.10}$$

Der Beitrag der schwachen Wechselwirkung zum Wirkungsquerschnitt hängt vom Viererimpulsübertrag ab. Bei kleinen Impulsüberträgen gegenüber der Z-Masse kann der Beitrag der schwachen Wechselwirkung vernachlässigt werden, wohingegen das für $Q^2 \geq M_Z^2$ nicht mehr der Fall ist.

2.1.5 Elektroschwache Strahlungskorrekturen

Der Wirkungsquerschnitt des geladenen und neutralen Stromes aus 2.1.3 und 2.1.4 ist in niedrigster Ordnung der elektroschwachen Störungstheorie (Bornsche Näherung) wiedergegeben. Beiträge aus der Bremsstrahlung und einfache Schleifen-Korrekturen sind nicht in der Bornschen Näherung enthalten. Durch Hinzunahme der elektromagnetischen (δ^{qed}) und elektroschwachen (δ^{weak}) Beiträge wird die nicht vernachlässigbare Strahlungskorrektur des Wirkungsquerschnittes in höherer Ordnung berücksichtigt. Der modifizierte Wirkungsquerschnitt kann folgendermaßen dargestellt werden [3]:

$$\frac{d\sigma_{NC,(CC)}^{e^+p}}{dxdQ^2} = \left(\frac{d\sigma_{NC,(CC)}^{e^+p}}{dxdQ^2}\right)_{Born}(1+\delta^{qed})(1+\delta^{weak}) \tag{2.11}$$

Der wesentliche Anteil zur Strahlungskorrektur rührt vom elektromagnetischen Beitrag her. Dabei tragen Prozesse, bei denen das Lepton ein Photon abstrahlt (siehe z.B. Abb.2.3 a), einen dominanten Anteil zur Korrektur bei. Bei NC-Ereignissen kann dies sowohl im Anfangszustand, als auch im Endzustand auftreten, wohingegen dies bei CC-Prozessen nur im Anfangszustand auftritt. Das Photon wird häufig unter einem kleinen Winkel abgestrahlt. Wegen der hohen Masse der Quarks im Vergleich zu der Elektronmasse ist die Abstrahlung von Photonen durch Quarks (siehe z.B. Abb.2.3 b,c) unterdrückt. Neben den Bremsstrahlungprozessen werden Einschleifen-Diagramme der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ mitberücksichtigt, bei denen zusätzlich zum ausgetauschten Eichboson entweder eine Fermionschleife auftritt, oder Bosonen emittiert und wieder absorbiert werden [40]. Die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand ändert die Schwerpunktenergie

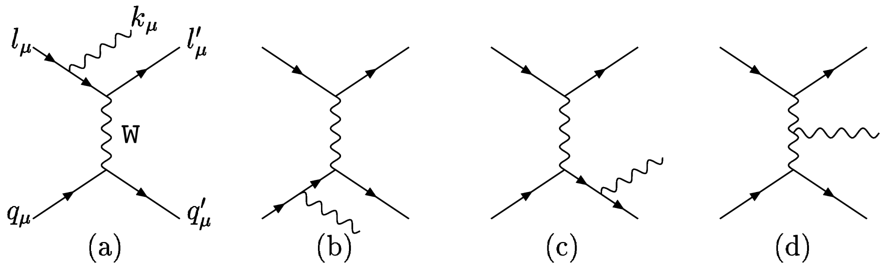

Abbildung 2.3: *Dargestellt sind die Feynman-Diagramme der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ für den geladenen Strom, die ein abgestrahltes Photon im Endzustand aufweisen.*

der Lepton-Proton-Streuung und verändert dadurch die Kinematik. Die Rekonstruktion der Kinematik ist für NC- und CC-Prozesse unterschiedlich. NC-Ereignisse weisen das gestreute Lepton im Endzustand auf und können deshalb anhand mehrerer Methoden rekonstruiert werden. Die CC-Ereignisse können nur aus dem hadronischen Endzustand rekonstruiert werden. Der Beitrag der Strahlungskorrektur zum Wirkungsquerschnitt hängt von dem Phasenraum der Messung und der Rekonstruktionsmethode ab [40] [41].

2.1.6 Photoproduktion

Ereignisse des neutralen Stromes, bei denen die einlaufenden Positronen kaum abgelenkt werden, weisen den höchsten Wirkungsquerschnitt auf. Die Konstituenten des Protons streuen hierbei an

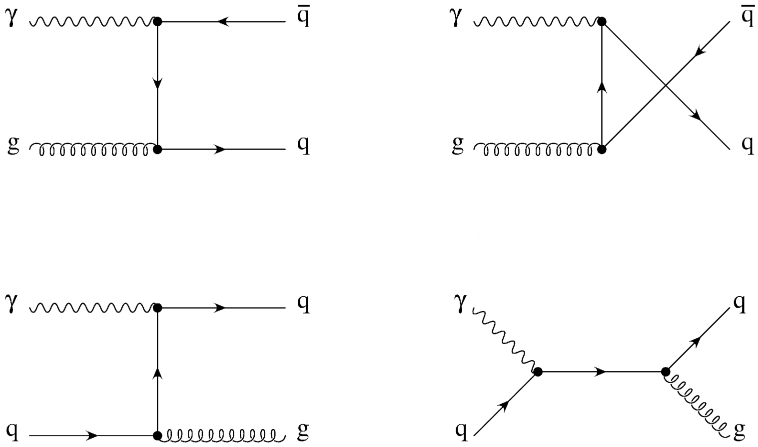

Abbildung 2.4: *Direkte Photoproduktion: Dargestellt sind die Feynman-Diagramme für den Prozeß auf dem Born-Niveau. Obere Reihe: Boson-Gluon-Fusion. Untere Reihe: QCD-Compton-Streuung*

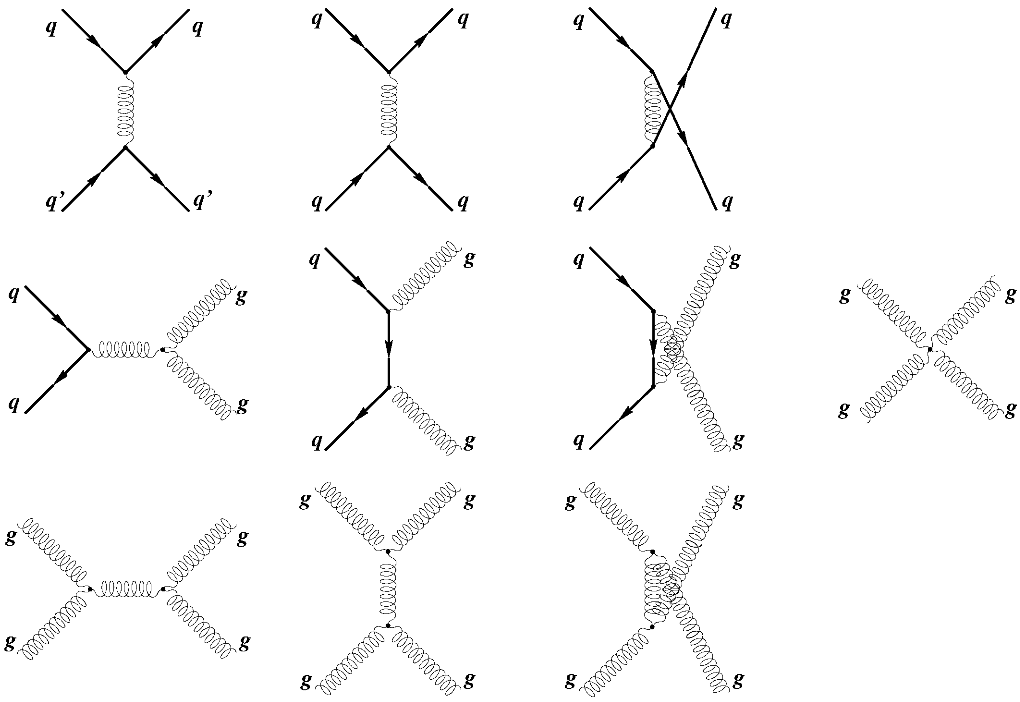

Abbildung 2.5: *Resolved Photoproduktion: Dargestellt sind die Feynman-Diagramme auf dem Bornniveau.*

den quasireellen Photonen aus dem Positron, die gemäß der Weizsäcker-Williams-Näherung den Energiebruchteil y des einlaufenden Positrons aufweisen. Diese Ereignisse haben einen kleinen Viererimpulsübertrag ($Q^2 \approx 0$) und fallen in den Bereich der Photoproduktion. Der Wirkungsquerschnitt σ_{ep} für den Prozeß $ep \to eX$ kann mit dem Photonfluß $f_{\gamma e}$ und der γp-Streuung wie folgt faktorisiert werden:

$$\sigma_{ep\to eX} = \int dy f_{\gamma e}(y)\sigma_{\gamma p\to X}(y) \tag{2.12}$$

Der Photonfluß kann aus dem Integral über die Weizsäcker-Williams-Formel abgeschätzt werden, wobei die obere Integralgrenze den Bereich der Photoproduktion festlegt. Dieser Bereich ist von experimentellen Bedingungen abhängig und liegt am H1-Experiment bei $Q^2 = 1$ GeV^2. Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ für γp Streuung setzt sich aus den drei möglichen Beiträgen zusammen,

$$\sigma_{\gamma p}^{tot} = \sigma_{\gamma p}^{dir} + \underbrace{\sigma_{\gamma p}^{anomalous} + \sigma_{\gamma p}^{VDM}}_{resolved}$$

die in dem folgenden Abschnitt erklärt werden.

Das Photon aus dem Elektron kann entweder direkt (*direct*) mit einem Parton wechselwirken oder im Rahmen der Heisenbergischen Unschärferelation in ein Quark- (q) Antiquark ($\overline{q}$)-Paar oder in Vektormesonen (gebundener $q\overline{q}$-Zustand) fluktuieren und dann im aufgelösten (*resolved*) Zustand an der harten Streuung teilnehmen. In führender Ordnung koppelt das Photon direkt an das Parton über den QCD Compton Prozeß $\gamma q \to qg$ oder über die Boson-Gluon-Fusion $\gamma g \to q\overline{q}$ (Siehe Abb.2.4) . Löst sich das Photon in ein $q\overline{q}$-Paar auf, und es bildet sich kein gebundener hadronischer Zustand (Vektormeson), dann liegt die anomale Komponente vor. Diese tritt nur ein, wenn die Lebensdauer $\tau(e \to e\gamma)$ vom Elektron-Photon-Zustand größer ist, als die der Fluktuation vom γ in ein $q\overline{q}$. Mit steigendem Q^2 fällt $\tau(e \to e\gamma)$ und die Fluktuation $\gamma \to q\overline{q}$ -Paar wird immer unwahrscheinlicher. In führender Ordnung tragen für die resolved Prozesse die in 2.5 abgebildeten Diagramme bei. Im Gegensatz zu dem direkten Prozeß wird bei den resolved Prozessen ein Bruchteil des Photonimpulses vom Photonrest x_γ weggetragen, d.h x_γ <1.

Die Fluktuation des Photons in ein Vektormeson findet ihre quantitative Erklärung in dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell (VDM). Im VDM bildet das $q\overline{q}$ Paar aus dem Photon nach dem Streuprozeß einen hadronisch gebundenen Zustand (ρ, ω, ...).

2.1.7 Lepton-Paar-Produktion

Die elektroschwache Lepton-Paar-Produktion und der Zerfall der Vektormesonen J/Ψ und Υ sind die wesentlichen Quellen für Lepton-Paar-Ereignisse bei HERA, wobei die elektroschwache Lepton-Paar-Produktion die Zwei-Boson-Wechselwirkung, die Bremsstrahlungs-Prozesse und die reelle Z-Boson Produktion beinhaltet. Der dominante Prozeß für die Paar-Erzeugung ist $ep \to \gamma\gamma eX \to l\bar{l}eX$ aus der Zwei-Boson-Wechselwirkung (Abb.2.6). Ähnlich zur Photoproduktion kann der Wirkungsquerschnitt durch den Photonfluß von der Positron und Protonseite und der $\gamma\gamma$ -Streuung faktorisiert werden. Neben der Photon-Photon-Streuung treten noch die anderen

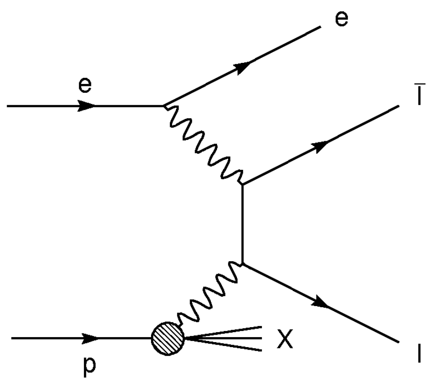

Abbildung 2.6: *Der dominante Kanal für die Lepton-Paar-Produktion bei HERA*

Zwei-Boson-Kombinationen γZ und ZZ auf. Diese neuen Kombinationen und die Prozesse aus der Bremsstrahlung und der reellen Z-Boson Produktion tragen geringfügig zum Wirkungsquerschnitt der Paar-Produktion bei [49].

2.1.8 Reelle W-Bosonen

Reelle W-Bosonen können sowohl in neutralen Strom Reaktionen $ep \rightarrow eWX$ als auch in geladenen Strom Reaktionen $ep \rightarrow \nu WX$ erzeugt werden, wobei die Reaktionen über den neutralen-Strom mit 1.0-1.3 pb den größten Anteil zum Wirkungsquerschnitt beitragen [9]. Die W-Bosonen zerfallen zu ca. einem Drittel leptonisch und zu ca. zwei Dritteln hadronisch. Erzeugt werden sie bevorzugt durch Abstrahlung von den streuenden Quarks im Anfangs- oder im Endzustand. Hierbei ist die Abstrahlung im Anfangszustand der dominantere Beitrag. Die restlichen Prozesse zur Erzeugung von reellen W-Bosonen beinhalten W-Propagatoren und sind wegen der hohen W-Masse stark unterdrückt.

2.2 Monte-Carlo Simulation

Die Abbildung der gemessenen Ereignisse auf theoretische Modelle wird durch die Monte-Carlo Simulation ermöglicht. Die Simulation durchläuft drei Produktionsschritte. Im ersten Schritt berechnet ein Ereignisgenerator die Matrixelemente der jeweiligen Streuprozesse und liefern die auslaufenen Teilchen (Partonen, Leptonen) der Streureaktion. Die generierten Partonen erhalten gegebenenfalls von Partonschauermodellen Korrekturen höherer Ordnungen und fragmentieren anhand von Hadronisierungsmodellen zu farbneutralen Hadronen. Weil die Fragmentation auf einer hohen Abstandsskala abläuft und deshalb nicht störungstheoretisch berechnet werden kann, werden Hadronisierungsmodelle, wie z.B. das Lund-String-Model, herangezogen. Im zweiten

Schritt wird die Wechselwirkung der erzeugten Teilchen mit dem Detektor durch das Programmpaket H1SIM [38] simuliert. H1SIM basiert auf der GEANT-Software [34]. Anschließend wird im dritten Schritt das zeitabhängige Verhalten des Detektors, wie z.B. das Rauschen einiger Detektorkomponenten, simuliert.

Geladener und neutraler Strom in DIS (DJANGO)

Die tief inealstischen NC- und CC-Ereignisse wurden mit der Programmversion DJANGOH 1.2 generiert. Das Programmpaket Django führt in sich mehrere Programme zusammen, die die Berechnung der Matrixelemente, die Partonschauer und die anschliessende Hadronisierung ausführen.

Die Matrixelemente für CC- und NC-Ereignisse werden mit dem Programm LEPTO mit Zuhilfenahme von HERACLES berechnet. Hierbei wird HERACLES zur Berechnung der Strahlungskorrekturen in erster Ordnung eingesetzt [30]. Die Partonschauer werden mit ARIADNE [7] anhand des Farb-Dipol-Modells simuliert und die Fragmentation mit JETSET simuliert. Die Ereignisse wurden unter Verwendung der Parton-Dichte-Funktionen MRSH [51] generiert und in der Analyse auf die H1PDF 2000 umgewichtet.

Photoproduktion (Pythia)

Die Matrixelemente der Photoproduktionsereignisse für leichte und schwere Quarks werden in führender Ordnung mit PYTHIA [56] berechnet. Höhere QCD Effekte werden durch Partonschauer angenähert. Die Hadronisierung läuft über das Lund-String-Modell ab. Verwendet werden die Partondichten GRV LO [36] fürs Photon und CTEQ5L [26] fürs Proton.

Lepton-Paare (GRAPE)

Lepton-Paar-Ereignisse werden mit Grape [35] in führender Ordnung simuliert. Effekte der höheren Ordnung werden durch Abstrahlung im Anfangs- bzw. im Endzustand mitberücksichtigt. Die Hadronisierung wird für quasielastische Ereignisse mit SOPHIA [65] modelliert und für die tief inelastischen Ereignisse wird die Fragmentation mit PYTHIA simuliert.

Reelle W-Bosonen (EPVEC)

Die reellen W-Ereignisse werden in führender Ordnung berechnet und abhängig von dem Transversalimpuls und der Winkelverteilung des W-Bosons auf den Wirkungsquerschnitt für die nächst führende Ordnung korrigiert. Die Partonschauer werden mit Pythia simuliert. Verwendet werden die Partondichten ACFGP [4] fürs Photon und CTEQ4M [27] fürs Proton.

Experiment

3.1 HERA II

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) am Deutschen-Elektron-Synchrotron (DESY) wurde 1992 fertiggestellt und in Betrieb genommen. HERA besteht aus zwei Speicherringen, in denen Leptonen und Protonen gegenläufig auf ihre Endenergie beschleunigt werden und anschließend über einen langen Zeitraum gespeichert werden. An zwei Strahlkreuzungspunkten werden die Strahlen zur Kollision gebracht. In diesen Kreuzungspunkten stehen die Großexperimente H1 [1] und ZEUS [32, 31], die die Ereignisse aus der Wechselwirkung aufzeichen. Die Leptonen und Protonen sind zu Teilchenpakete (*bunch*) zusammengefaßt. Der zeitliche Mindestabstand der Pakete beträgt 96ns und würde einer Paketkollisionsrate von ca. 10.4 MHz (HERA-Clock) entsprechen. Eine Einheit der HERA-Clock wird als ein Bunch Crossing (BC) bezeichnet. Einige Pakete bilden keine Lepton-Proton Kollisionspaare.

Nach einer Betriebszeit von ca. 8 Jahren wurde die Ringanlage überarbeitet (HERA $\rightarrow$ HERAII), um die Luminosität der Anlage zu steigern [61]. Zusätzlich wurden Spin-Rotatoren an den Strahlkreuzungspunkten eingebaut, so daß die Großexperimente H1 und ZEUS Effekte der Streuung von longitudinal polarisierten Leptonen an den Protonen studieren können.

3.1.1 Polarisation

Bei HERA durchläuft der Leptonstrahl das homogene Feld der ringförmig angeordneten Dipolmagnete und wird dadurch auf einer Kreisbahn gehalten. Die Teilchen richten bei ihrem Umlauf ihren Spin durch die Abstrahlung von Synchrotronstrahlung häufiger in Richtung des äußeren Magnetfeldes aus, als umgekehrt [64]. Deshalb steigt mit jedem Umlauf die Anzahl der Teilchen, die ihren Spin in Richtung des Magnetfeldes haben, bis ein Sättigungspunkt P_{max} erreicht ist. Verglichen mit der Abstrahlung von Synchrotronstrahlung, die im wesentlichen aus der Beschleunigung der Teilchen im Magnetfeld herrührt, ist der Effekt sehr klein und die Polarisation

$$P(t) = P_{max}\left(1 - e^{-t/\tau}\right) \tag{3.1}$$

baut sich recht langsam auf. τ ist eine Zeitkonstante. In einem idealen Beschleuniger mit HERA Dimensionen liegt diese Konstante bei ca. 37 Minuten und die theoretische Polarisation bei ca. 92%. Wegen depolarisierender Effekte, die z.B. von Spinrotatoren, Quadrupol- und Sextupolmagneten herrühren, werden diese Werte im realen Fall nicht erreicht. Am Wechselwirkungspunkt von H1 und ZEUS ergaben Simulationen für HERAII Polarisationswerte um 50%. Die Polarisation kann gegenwärtig an zwei verschiedenen Meßpunkten des Speicherrings gemessen werden. Dies gewährleistet eine unabhängige Kontrolle des Meßwertes anhand von zwei unterschiedlichen Meßmethoden. Die Messung der Polarisation basiert in beiden Fällen auf der Compton-Streuung von polarisierten Photonen an polarisierten Leptonen. Bei dem transversalen Polarimeter (TPOL) [11] wird der zirkular polarisierte Laserstrahl an den transversal polarisierten Leptonen gestreut und die Energie der gestreuten Photonen mit einem Sandwich-Kalorimeter aus Wolfram und Szintillatormaterial gemessen. Die Intensität des Lasers ist so eingestellt, daß die Wechselwirkungsrate pro Bunch bei eins liegt (Ein-Photon-Modus). Der Wirkungsquerschnitt hängt bei diesem Modus von der y-Position und der Energie im Kalorimeter ab. Aus der Messung der räumlichen Asymmetrie η für rechts- und linkshändige Photonen kann die Polarisation

$$P \approx \langle \eta_L \rangle - \langle \eta_R \rangle \tag{3.2}$$

berechnet werden. Mit dem TPOL wird die Polarisation online einmal pro Minute gemessen. Das longitudinale Polarimeter (LPOL) [10] sitzt beim HERMES-Experiment in Strahlrichtung zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem Spinrotator. Beim LPOL werden die zirkular polarisierten Photonen an den longitudinal polarisierten Leptonen gestreut. Der LPOL wird in dem Multi-Photon-Modus betrieben. Im Gegensatz zum TPOL hängt der Wechselwirkungsquerschnitt bei dieser Messung nur von der Energie der Photonen [1] ab. Diese werden mit einem Kalorimeter aus NaBi(W0$_4$)$_2$ gemessen. Die Polarisation

$$P \approx \frac{\langle E_L \rangle - \langle E_R \rangle}{\langle E_L \rangle + \langle E_R \rangle} \tag{3.3}$$

wird aus der Energieasymmetrie des links- und rechtshändigen Laser's bestimmt.

3.2 H1-Detektor

Die Abb. 3.1 zeigt eine isometrische Sicht des H1 Detektors mit dem Koordinatensystem des H1 Experiments. Der H1 Detektor hat eine 4π Geometrie, d.h. um den Wechselwirkungspunkt (WWP) ist der zugängliche Raumwinkel möglichst vollständig abgedeckt. Um dies zu gewährleisten umgeben schalenförmig von innen nach außen, Spurkammern, Kalorimeter und Myonendetektor den Wechselwirkungspunkt.

Außerdem ist die Architektur so ausgelegt, daß eine gute Identifikation und eine saubere Energiemessung des gestreuten Elektrons gelingt. Deshalb umgibt im H1 Detektor die supraleitende

[1] ca. 1000 Comptonphotonen pro Bunch werden gemessen

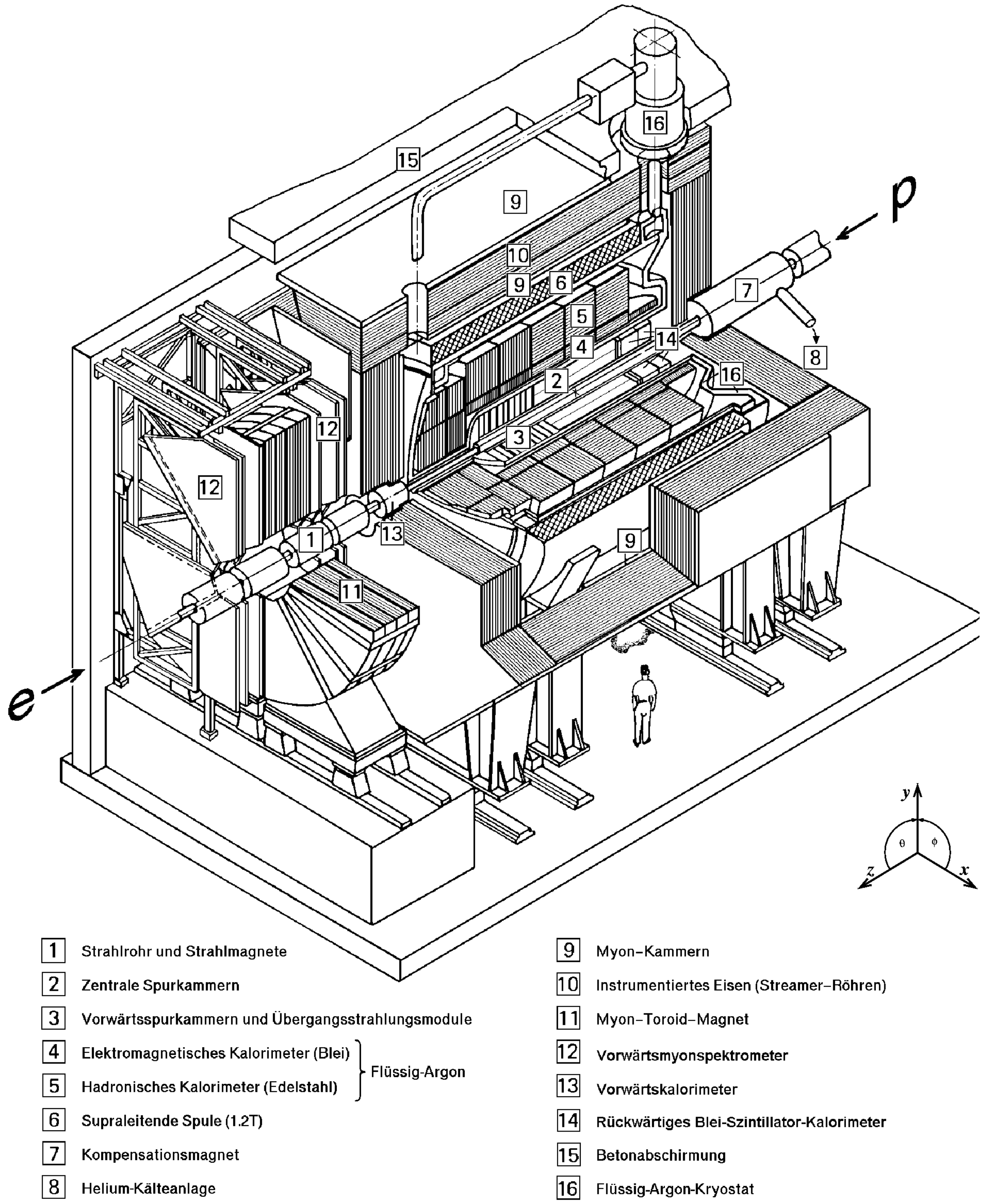

Abbildung 3.1: *Isometrische Sicht auf den H1 Detektor*

Solenoidspule Kalorimeter und Spurkammersystem, was zu einem Materialvolumenersparnis vor den Detektoren führt. Die Spule erzeugt im Inneren des Detektors entlang der z-Achse ein fast homogenes Feld von 1.15 T. Zur Rückführung des magnetischen Flusses dient das instrumentierte Eisen. Das Eisenjoch ist mit sensitiven Bauteilen bestückt und fungiert als Myonendetektor. Im Laborsystem bewegt sich der Schwerpunkt des Elektron-Protonsystems in Protonrichtung. Dies spiegelt sich in dem asymmetrischen Aufbau in der z-θ-Ebene des Detektors wieder.

In den folgenden Unterabschnitten werden die relevanten Detektorkomponenten genauer beschrieben.

3.2.1 Spurdetektoren

Um die Spuren von geladenen Teilchen aus der primären Wechselwirkung rekonstuieren zu können, umgeben den Wechselwirkungspunkt mehrere Spurdetektoren (siehe Abb. 3.2). Direkt am Strahlrohr sitzen die Siliziumdetektoren (FST,CST,BST). Diese werden von Viel-Draht-Proportionalkammern und von Driftkammern umgeben. Der Einsatzort dieser unterschiedlichen Kammertypen hängt von ihrer Aufgabe ab. Die Viel-Draht-Proportionalkammern werden wegen ihrer Schnelligkeit bevorzugt zur Selektion der Ereignisse während der Datennahme eingesetzt. Im Gegensatz zu diesen ermöglichen die Driftkammern die Rekonstruktion der Teilchenspuren mit einer hohen Auflösung.

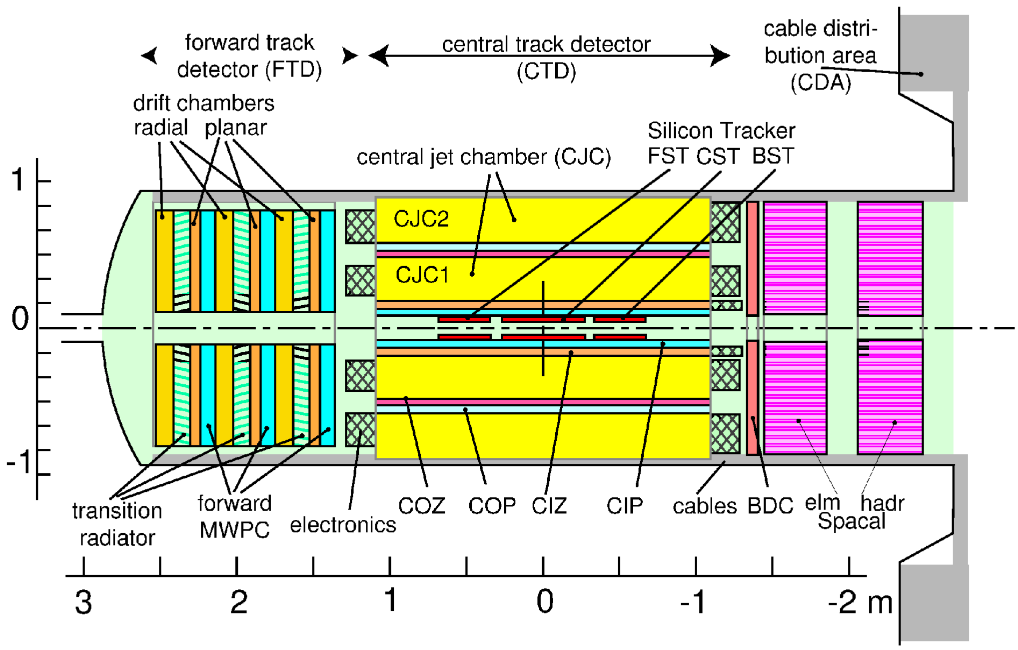

Abbildung 3.2: *Längsschnitt durch das Spurdetektorsystem des H1-Detektors.*

Zentrale Spurdetektoren

Im Zentralbereich umgeben sechs zylindrische Spurdetektoren konzentrisch das Stahlrohr. Wegen ihrer guten Auflösung sind die zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2 (CJC: *central jet chamber*) die wichtigsten Detektoren für die Spurrekonstruktion. Der Transversalimpuls kann anhand der Krümmung der Spur im Magnetfeld mit der Genauigkeit $\sigma(P_T)/P_T^2 \leq 0.005GeV^1$ bestimmt werden. Die Position des Teilchens kann in der (r,ϕ)-Ebene mit einer Auflösung von $\sigma_{r-\phi}$ ≈170 μm bestimmt werden und die z-Auflösung liegt bei $\sigma_z \approx$ 30 cm. Die schlechte z-Auflösung der CJC1 und CJC2 wird von der Proportionalkammer CIP [29] und der Driftkammer COZ kompensiert, die direkt an der CJC1 liegen. Neben der besseren z-Auflösung liefert die CIP mit der COP schnelle Triggersignale. Die geometrische Akzeptanz der Kammern hängt von ihrer Entfernung zum Strahlrohr ab und liegt im vorderen Bereich zwischen $\theta_{min} = [9°, 25°]$ und im rückwärtigen Bereich zwischen $\theta_{max} = [156°, 172°]$.

Vordere Spurdetektoren

Der Siliziumdetektor FST (*Forward Silicon Tracker*) und die Spurkammer FTD (*Forward Track Detektor*) decken den vorderen Bereich ab. Die FST besteht aus Silizium Streifen Detektoren, die radial um die z-Achse angebracht sind. Der FTD setzt sich aus drei Supermodulen zusammen, die jeweils aus mehreren flachen Kammern bestehen. Die Kammern sind um $0°$, $\pm 60°$, $30°$ oder $90°$ um die z-Achse gegeneinander gedreht angebracht. Die geometrische Akzeptanz für den FTD liegt für den Polarwinkelbereich bei $\theta = [5°, 25°]$ und der Polarwinkelbereich der FST erstreckt sich von $8°$ bis $16°$.

Rückwärtige Spurdetektoren

Im rückwärtigen Bereich ist die Spurkammer BTD (*Backward Track Detektor*) und der Siliziumdetektor BST (*Backward Silicon Tracker*) [42] eingebaut. Bis auf die Führung der Kabel und Kühlleitungen ist der BST baugleich mit dem FST [33]. Die BDC ist zwischen den Zentralen Spurdetektoren und dem Kalorimeter SpaCal angebracht und ermöglicht eine gute Messung des Polarwinkels des gestreuten Leptons. Der erfaßbare Polarwinkelbereich liegt bei $153° < \theta < 176°$.

3.2.2 Kalorimeter

Die maßgebliche Aufgabe der vier Kalorimeter in dem H1-Detektor ist die Messung der Teilchenenergien aus der ep-Streuung. Die Kalorimeter sind so angeordnet, daß die Energiemessung der Teilchen über einen großen Raumbereich möglich ist.

Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) deckt den vorderen und den zentralen Bereich des H1-Detektors in einem Polarwinkelbereich von $\theta = [4°, 153°]$ ab. Es ist aus 8 Rädern (*wheels*)

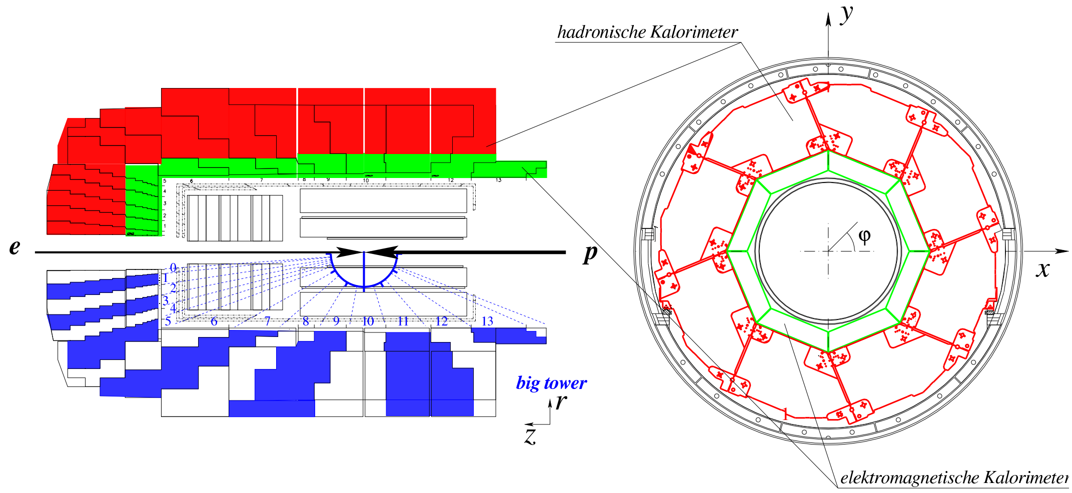

Abbildung 3.3: Längs- und Querschnitt des LAr-Kalorimeters.

zusammengesetzt (Siehe Abb. 3.3) und in einem mit flüssigen Argon gefüllten Kryostaten untergebracht. Jedes dieser wheels besteht aus 8 Oktanten, die abwechselnd aus einem Absorbermaterial, einer Hochspannungsplatte, einem Nachweiselement und einer Ausleseplatte zusammengesetzt sind. Die Oktanten[2] sind in zwei Kalorimeterbereiche unterteilt, das innere elektromagnetische Kalorimeter und das äußere hadronische Kalorimeter. Im elektromagnetischen Kalorimeter kommen als Absorbermaterial 2.4 mm starke Bleiplatten und als Nachweismedium 2.4 mm dicke Argonschichten zum Einsatz. Die Tiefe der Strahlung liegt abhängig von dem Polarwinkel bei 20-30 Strahlungslängen. Beim hadronischen Kalorimeter treten an Stelle der Bleiplatten 19 mm dicke Stahlplatten, die zusätzlich zum Absorptionsverhalten zur mechanischen Stabilität des Aufbaus beitragen. Die Absorptionslänge des hadronischen Kalorimeters liegt zwischen 4.7 und 7. Die Energieauflösung des Flüssig-Argon-Kalorimeters beträgt im elektromagnetischen Bereich $\sigma(E_e)/E_e \approx 12\%\sqrt{E_e} \oplus 1\%$ und im hadronischen Bereich $\sigma(E_h)/E_h \approx 50\%\sqrt{E_h} \oplus 2\%$ [1]. Sie wurde anhand der Teststrahlmessungen an einem Oktanten bestimmt.

SpaCal

Im rückwärtigen Bereich deckt das Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) den offenen Winkelbereich von $\theta = [153°, 177.5°]$ ab [8]. Wie das LAr-Kalorimeter ist es in einen inneren elektromagnetischen und einen äußeren hadronischen Bereich unterteilt. Als Nachweismedium sind Szintillatorfasern parallel zum Strahl in die Bleiplatten (Absorbermedium) eingebracht. Weil das SpaCal insbesondere dem Nachweis des gestreuten Elektrons dient, ist die Granularität und das Blei/Faserverhältnis in der elektromagnetischen Sektion höher ausgelegt als in der hadronischen Sektion. Die elektromagnetische Energieauflösung beträgt $\sigma(E_e)/E_e \approx 7.1\%\sqrt{E_e} \oplus 1\%$.

[2]Dies trifft nur bei den ersten sieben wheels zu. Im achten wheel bestehen die Oktanten nur aus dem elektromagnetischen Teil.

Tail Catcher

Der Tail Catcher liegt innerhalb des Eisenjochs und mißt die Energie der Hadronen, die alle vorherigen Subdetektoren passieren.

PLUG

Die Lücke zwischen dem LAr-Kalorimeter und dem Strahlrohr in dem Polarwinkelbereich $\theta = [0.7°, 3.3°]$ wird von dem PLUG-Kalorimeter abgedeckt. Der PLUG ist aus Kupferplatten (Absorbermaterial) und den dazwischen liegenden Siliziumebenen (Schauernachweis) zusammmengesetzt. Der Detektor ist für die Messung von hochenergetischen Hadronen optimiert.

3.2.3 Myon-Detektor

Der Myon-Detektor besteht aus dem zentralen und dem vorderen Myon-Detektor. Der zentrale Detektor ist hauptsächlich in dem Eisenjoch untergebracht und deckt den Polarwinkelbereich $4° < \theta < 172°$ ab. Die sensitiven Bauteile bestehen aus den sogenannten Plastik-Streamerkammern, von denen zehn Lagen zwischen den Eisenplatten des Jochs installiert sind. Zusätzlich sind jeweils drei Kammerlagen unterhalb und oberhalb des Eisenjochs angebracht. Auf 5 von 16 Streamerkammer-Lagen sind dünne Streifenkathoden (*strips*) angebracht, um die Myonentreffer dreidimensional zu rekonstruieren. Auf den restlichen 11 Lagen sind wesentlich großflächiger ausgeführte Streifenkathoden (*pads*) angeklebt. Mit diesen Lagen wird die Energie der Hadronen gemessen, die aus dem LAr-Kalorimeter entweicht.

Der vordere Myon-Detektor liegt außerhalb vom instrumentierten Eisen in Protonrichtung und deckt einen Polarwinkelbereich $3° < \theta < 17°$ ab. Er besitzt einen eigenen Toroidmagneten. Vor und hinter dem Toroiden sind jeweils drei Driftkammern angebracht. Jede Kammer besteht aus einer doppelten Lage Driftzellen. Die Kammern sind so angeordnet, daß mit vier Kammern der Azimutwinkel gemessen und mit den übrigen zwei Kammern der dazugehörige Polarwinkel bestimmt wird. Weil die Myonen beim Durchqueren des Detektors Energie verlieren, werden nur Myonen detektiert, die ursprünglich mehr als 5 GeV aufwiesen.

3.2.4 Luminositätsystem

Am H1 Experiment wird die Luminosität $\mathcal{L}$ anhand der Rate des Bethe-Heitler-Brems-strahlung Prozesses $ep \rightarrow ep\gamma$ [15] berechnet. Der Wirkungsquerschnitt σ für den Prozeß ist gut bekannt und ist groß genug, so daß der statistische Fehler $\sqrt{N}$ der Messung vernachlässigbar ist.

Das Luminositätssystem besteht aus zwei elektromagnetischen Kalorimetern, die in dem HERA Tunnel bei $z_{ET} =$ -6m und bei $z_{PD} =$ -102.9m nahe am Strahlrohr untergebracht sind [45, 28]. Die Bremsstrahlung kann mit dem Photondetektor (PD) nachgewiesen werden und falls das gestreute Lepton im richtigen Akzeptanzbereich liegt, kann es in dem Elektronen-Tagger (ET) gemessen werden. Die Messung der Photonen mit dem Photondetektor reicht aus, um die Luminosität zu bestimmen. Mit Ereignissen, die gleichzeitig das gestreute Lepton und das Photon aufweisen, kann der Photondetektor kalibriert und gegebenenfalls überwacht werden.

3.3 H1-Triggersystem

Ein beliebig gemessenes Ereignis in dem H1 Experiment kann entweder ein Untergrundereignis, oder eins der physikalisch wünschenswerten Ereignisse aus der elektroschwachen ep-Streuung sein. Die Untergrundereignisse werden im wesentlichen aus der Streuung von Protonen an dem Restgas im Strahlrohr oder mit dem Strahlrohr erzeugt. Diese Streuung läuft über die starke Wechselwirkung, weswegen ihr Wirkungsquerschnitt um mehrere Größenordnungen über der ep-Streuung liegt. Hinzu kommen Ereignisse aus der kosmischen Höhenstrahlung. Die hohe Untergrundrate (induziert vom Protonenstrahl) gegenüber dem kleinen Wirkungsquerschnitt aus der ep-Streuung macht eine Selektion der Ereignisse während der Datennahme zwingend notwendig. Ansonsten müßten alle Subdetektoren mit der ep-Kollisionsrate ausgelesen werden, was eine hohe Datenmenge zum Auslesen und zum Verarbeiten zur Folge hätte.

Die Trennung der wünschenswerten ep-Kandidaten von den Übrigen erfolgt in erster Linie mit den vier hierarchisch geschalteten Triggerstufen (L1,L2,L3,L4) im H1 Detektor . Die Koordination der Auslösemechanismen der vier Stufen und die Auslese der Daten aus dem Detektor läuft nach einem vorgeschriebenen Protokoll ab.

In diesem Kapitel wird zuerst das Protokoll erläutert und dann die vier Triggerstufen beschrieben. Zur Selektion der Daten für eine geladene Strom Analyse und zum Verständnis des in Aufbau befindlichen Jet-Triggers wird im Anschluß der Flüssig-Argon-Kalorimeter-Trigger ausführlich diskutiert.

3.3.1 Protokoll

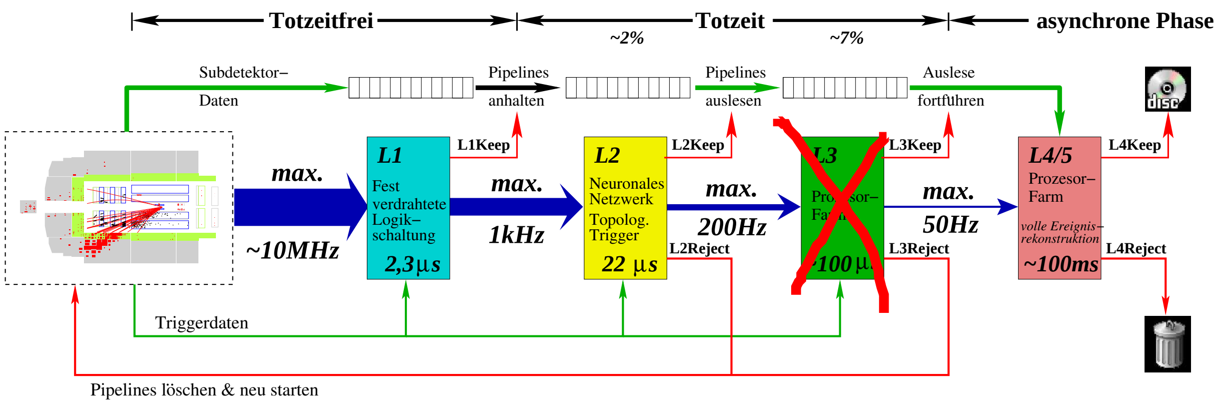

Abbildung 3.4: *Skizze des H1-Trigger und des Auslese Protokolls. Die L3-Stufe ist zur Zeit in der Aufbauphase und ist deshalb durchgestrichen.*

In der Abbildung 3.4 ist das Protokoll für das H1-Triggersystem und den Datenstrom kurz dargestellt. Zeitlich ist das Protokoll in drei Bereiche unterteilt, wobei die Totzeitfreie und Totzeitbehaftete zusammen die synchrone Phase bilden und der dritte Bereich der asynchronen Phase entspricht. Im totzeitfreien Bereich erhalten die relevanten Komponenten mit einer Rate von 10.4 MHz Daten aus den jeweiligen Subdetektoren. Der Datenstrom ist wegen den unterschiedlichen Anforderungen in die Triggerdaten und die Subdetektordaten aufgeteilt. Die Subdetektordaten werden in Ringpuffer (Pipeline) geschrieben und mit den Triggerdaten wird eine Entscheidung auf den jeweiligen Stufen gefällt. Die Datenmenge nimmt mit jeder Triggerstufe ab und die Komplexität der Algorithmen zur Entscheidungsfindung nimmt zu. Deshalb steigt für jede nächsthöhere Stufe in der synchronen Phase die benötigte Zeitmenge, was das Auslesen der Subdetektoren mit 10.4 MHz verhindert. Die Zeit, in der die Subdetektoren nicht ausgelesen werden können, weil ein Ereignis auf den Untergrund hin untersucht wird, wird als die Totzeit erster Ordnung bezeichnet. Verhindern volle Puffer die Beobachtung neuer Ereignisse, so spricht man von der Totzeit zweiter Ordnung. Im Idealfall liegt die gesamte Totzeit unter 10%. Auf jeder Triggerstufe kann das Signal (LxKeep) für die positive Entscheidung gesetzt werden. Bis auf die erste Triggerstufe können auf den anderen Stufen die Ereignisse mit einem LxReject verworfen werden. Diese Signale werden von der zentralen Triggerlogik (CTL) gesetzt. Die CTL überwacht und stimmt den Ablauf des Signalprotokolls mit den relevanten Detektorkomponenten in der synchronen Phase ab. Beim Neustart der Datennahme synchronisiert die CTL die relevanten Subsysteme mit dem Rücksetzsignal (FClr) und startet nach zwei BC die Puffer (PEN). Erst nach 14 μs wird die

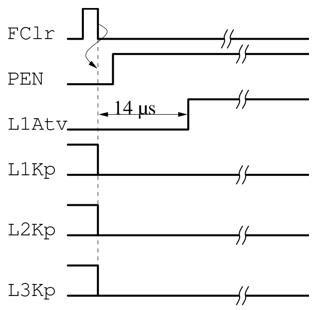

Abbildung 3.5: *Startsequenz. Die Zeitachse verläuft von links nach rechts. Zeichnung wurde aus [43] entnommen.*

Datennahme der Subdetektoren mit L1 active (L1Atv) freigegeben. Anschließend wartet die CTL auf die Reaktionen der aktiven Einheiten, die innerhalb vorgegebener Zeitfenster liegen mussen.

Neben den Ereignissen, die als interessante ep-Kandidaten alle Triggerstufen passieren, werden auch Ereignisse rein zufällig aufgezeichnet. Diese Ereignisse müssen keine bestimmten Kriterien erfüllen. Die Rate dieser Zufallsereignisse beträgt ca. 0.2 Hz.

3.3.2 Erste Stufe L1

Die erste Triggerstufe besteht hauptsächlich aus fest verdrahteten Logikschaltungen, die aus ihren Detektorkomponenten Triggerdaten erhalten. Aufgrund langsamer Subdetektoren, die nicht innerhalb von einem BC ihre Meßergebnisse zur Verfügung stellen können, werden die Daten in die Ringpuffer geschrieben und dort zwischengespeichert. Von dem Ereigniszeitpunkt t_0 bis zum Herbeiführen einer Entscheidung, bleiben der Prozeßkette weniger als 24 BC. Nach ca. 2.3 μs müssen alle Triggerelemente in der zentralen Triggerlogik vorliegen. Die Triggerelemente werden in der CTL logisch zu 128 Subtriggern verknüpft, anhand derer die Entscheidung gefällt wird [63]. Das L1Keep-Signal wird von der CTL gesetzt, falls mindestens eine der Subtriggerbedingung erfüllt wurde. Die Pipelines werden angehalten und die Totzeit erster Ordnung beginnt. Ohne ein L1Keep-Signal wird das gespeicherte Ereignis zu einem späteren Zeitpunkt mit einem neuen Ereignis überschrieben.

Auf der ersten Stufe werden die Raten um ca. fünf Größenordnungen reduziert. Dies wird zum Teil durch sogenannte Prescalefaktoren erreicht. Ereignisse, die zur Lösung von physikalischen Fragestellungen beitragen, aber dafür nicht unbedingt eine hohe Statistik erfordern, werden zugunsten von einer niedrigen Rate nur jedes n-te mal akzeptiert, wobei n dem Prescalefaktor entspricht. Deshalb führt nicht jede positive Entscheidung zwangsläufig zu einem L1Keep-Signal.

3.3.3 Zweite Stufe L2

Auf dem zweiten Level stehen zwei unterschiedliche Konzepte zur Verfügung, um eine detailliertere Analyse der Daten aus den verschiedenen Triggersubsystemen zu betreiben und die Rate von maximal einem Kiloherz unter zweihundert Herz zu drücken [55].

Der Topologische Trigger L2TT projiziert die Eingangsdaten in die θ-ϕ-Ebene, die in 16x16 Intervalle unterteilt ist [13]. Als Entscheidungsgrundlage dient für L2TT die Ereignistopologie. Der neuronale Netzwerk Trigger L2NN basiert auf künstlichen neuronalen Netz-Algorithmen [47], die vor ihrem Einsatz mit Hilfe von Signal- und Untergrund-Monte-Carlo-Simulationen trainiert wurden, um in dem mehrdimensionalen Raum anhand von Mustern den Untergrund zu verwerfen. Beide Systeme senden zusammen bis zu 32 Triggerelemente zur CTL, wobei diese spätestens nach 20 μs nach dem L1Keep der CTL zur Verfügung gestellt werden müssen. Bleibt dies aus, so wird mit dem Rücksetzsignal FClr die Datennahme der Subdetektoren gestartet (siehe Abb. 3.7) und die Totzeit erster Ordnung wird somit beendet. Nach einem L2Keep-Signal wird die Auslese der Ringpuffer eingeleitet.

3.3.4 Dritte Stufe L3

Die dritte Triggerstufe soll parallel zur Datenauslese aus den Speichern laufen und innerhalb von 100 μs der CTL die Resultate zur Verfügung stellen [12]. Für die Auslese der Daten ist ca. 1 ms vorgesehen. Auf L3 wird die Neustartsequenz eingeleitet, sofern die CTL ein L3Reject setzt. Ansonsten erfolgt erst nach dem Abschluß der Auslese die Neustartsequenz. Die Validierung der

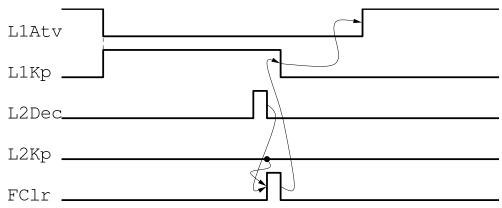

Abbildung 3.6: *Sequenz nach einem L1Keep und einem L2Reject. Die Zeitachse verläuft von links nach rechts. Falls nach einem L1Keep die Triggerelemente nicht rechtzeitig an die CTL geliefert werden, veranlaßt diese einen Neustart der Datennahme. Zeichnung wurde aus [43] entnommen.*

Ereignisse mit der dritten Stufe würde eine Zeitgewinn mit sich bringen. Neben dem Zeitgewinn

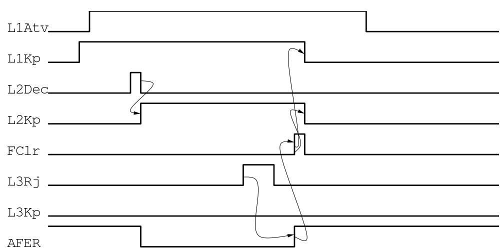

Abbildung 3.7: *Sequenz nach einem L1Keep,L2Keep und einem L3Reject. Die Zeitachse verläuft von links nach rechts. Falls die CTL das Ereignis mit einem L3Reject verwirft, veranlaßt diese einen Neustart der Datennahme. Zeichnung wurde aus [43] entnommen.*

erlauben die eingesetzten Rechner eine einfache und zielgerichtete Analyse auf dem Triggerlevel [52]. Um keine hohen Totzeiten zu erzeugen, sollte vor der vierten Triggerstufe die Rate unter 50 Hz liegen. Weil L3 noch in der Aufbauphase ist, erfolgt die Ratenreduktion auf 50 Hz direkt nach L2.

3.3.5 Vierte Stufe L4/5

Eine Prozessorfarm bildet die vierte Stufe des Triggers [19]. In dieser laufen alle Ereignisdaten zusammen, so daß das Ereignis vollständig rekonstruiert werden kann. Weil L4/5 in der asynchronen Phase liegt, steht ihr sehr viel Zeit zur Verfügung, um eine Triggerentscheidung zu treffen. Die Daten der akzeptierten Ereignisse werden zusammen mit ihren rekonstruierten Daten dauerhaft auf Band abgespeichert. Die 50 Hz Eingangsrate ist im wesentlichen auf die langsame Lieferung der Daten aus Subdetektorkomponenten an L4/5 zurückzuführen. Ohne den Engpaß kann die vierte Stufe mit einer wesentlich höheren Rate betrieben werden.

3.3.6 Der LAr-Kalorimeter-Trigger

Der LAr-Kalorimeter-Trigger arbeitet auf der totzeitfreien Stufe L1 und muß deswegen die Information aus einer sehr großen Anzahl von Kanälen auf das Wesentliche reduzieren, um innerhalb des vorgegebenen Zeitfensters LAr-Triggerelemente zu erstellen. Die Reduktion erfolgt sukzessiv mit der analogen Elektronik (siehe Abb. 3.8). Die Auslesezellen in den Triggerdaten werden nach der Signalverstärkung in den Analogboxen mit den Trigger Merging Board's (TMB) zu Triggerzellen zusammengefaßt. Die hadronischen Triggerzellen bestehen aus je vier Zellen und die elektromagnetischen Triggerzellen aus je 16 Zellen. In den Shaping-and Summing-Modulen (SSM) werden aus Triggerzellen Triggertürme (TT) zusammengesetzt. Die Triggertürme teilen die θ-ϕ-Ebene des LAr-Kalorimeters in 23x32 Intervalle auf. Damit Teilchen, die aus dem Wechselwirkungspunkt kommen, ihre Energie nicht über mehrere TT verteilen, sind die Triggertürme auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtet und ihre Öffnungswinkel $\Delta\theta$ sind dem Schauerprofil angepaßt. Zur Diskriminierung des elektronischen Rauschens wird in den Analog-Gating-Modulen

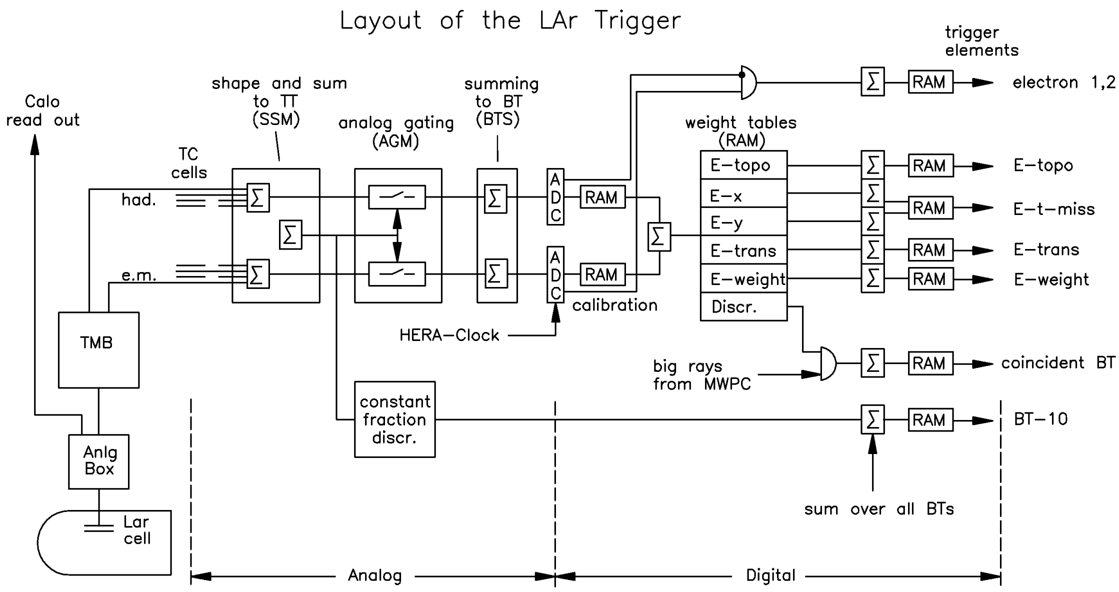

Abbildung 3.8: *Schematische Darstellung der LAr-Trigger-Elektronik*

(AGM) für jeden Triggerturm die Energiesumme berechnet. Energiesummen, die unterhalb der voreingestellten Schwellen liegen, werden in den AGM's unterdrückt [62]. Die verbleibenden TT werden in der Big-Tower-Summing-Unit (BTS) zu den sogenannten Big-Tower zusammengefaßt. Maximal vier TT können zu einem BT zusammengefaßt werden. Das analoge Signal der elektromagnetischen und hadronischen Big-Tower wird in den schellen Analog-Digital-Wandlern (FADC) digitalisiert [6, 21] und mit den Adder-Tree über bestimmte Bereiche summiert. Aus den digitalen Werten werden die Triggerelemente generiert.

Kinematische Variablen

Für die Beschreibung des Endzustandes von inklusiven tief inelastischen Streuprozessen sind zwei Variablen ausreichend, z.B x und Q^2. Der Wirkungsquerschnitt ist von diesen Größen abhängig und ist deshalb sensitiv auf eine ungenaue Rekonstruktion dieser Variablen. Bei den Ereignissen des neutralen Stromes steht sowohl der hadronische Endzustand als auch das gestreute Elektron zur Rekonstruktion der Variablen zur Verfügung. Dies ermöglicht die Rekonstruktion des Ereignisses mit unterschiedlichen Methoden. Beim geladenen Strom kann das Ereignis nur anhand des hadronischen Endzustandes rekonstruiert werden, weil das Neutrino sich dem Nachweis im Detektor entzieht. Deshalb spielt für die Rekonstruktion der CC-Ereignisse die Kalibrierung des hadronischen Endzustandes eine wichtige Rolle. In dieser Arbeit wird für die Kalibrierung des hadronischen Endzustandes der Rekonstruktions-Algorithmus HadrooII[54] verwendet. Dieser Algorithmus basiert auf der Jet-Kalibrierung.

In diesem Kapitel werden zuerst einige Rekonstruktionsmethoden vorgestellt. Anschließend wird die Jet-Identifikation anhand des k_T-Jetalgorithmus erläutert. Abschließend wird die Kalibrierung des hadronischen Endzustandes diskutiert.

4.1 Hadron-Methode

Unabhängig von dem jeweiligen Prozeß werden in der Hadron-Methode alle Teilchen im Endzustand mit Ausnahme des gestreuten Elektrons benutzt, um die Kinematik des Ereignisses zu rekonstruieren. Die kinematischen Variablen sind:

$$Q_h^2 = \frac{p_{T,h}^2}{1-y_h} \qquad y_h = \sum_i \frac{E_i - p_{z,i}}{2E_e} \qquad x_h = \frac{Q_h^2}{s y_h} \qquad , \tag{4.1}$$

wobei E_i für die Energie des i-ten Teilchens steht und $p_{z,i}$ der longitudinalen Komponente des Teilchenimpulses entspricht. Die transversale Komponente des Impulses von dem hadronischen Endzustand ist wie folgt definiert:

$$p_{T,h} = \sqrt{(\sum_i p_{x,h})^2 + (\sum_i p_{y,h})^2} \tag{4.2}$$

4.2 Doppel-Winkel-Methode

Zur Rekonstruktion der Kinematik der NC-Ereignisse kann die Doppel-Winkel-Methode(DA [1])[14] benutzt werden. Bei dieser Methode werden nur die Winkel des hadronischen Endzustandes und des gestreuten Elektrons verwendet.

$$Q^2_{DA} = \frac{4 \cdot E_e^2 \cdot sin\gamma_h \cdot (1 + cos\theta_e)}{N} \qquad y_{DA} = \frac{sin\theta_e \cdot (1 - cos\gamma_h)}{N} \qquad x_{DA} = \frac{Q^2_{DA}}{y_{DA}} \tag{4.3}$$

, wobei θ_e der Polarwinkel des gestreuten Elektrons ist und γ_h dem inklusiven hadronischen Winkel entspricht. Einfachheitshalber wurde die Abkürzung $N = sin\gamma_h + sin\theta_e - sin(\theta_e + \gamma_h)$ eingeführt. Der hadronische Winkel ist als

$$tan\frac{\gamma_h}{2} = \frac{\sum_i E_i - p_{z,i}}{p_{T,h}} \tag{4.4}$$

definiert. Diese Methode ist besonders interessant für die Kalibrierung des Kalorimeters, weil sie nur schwach von der Energiemessung im Kalorimeter abhängt.

4.3 Jetalgorithmus

In dieser Arbeit wird der in H1 gängige k_T-Jetalgorithmus verwendet. Dieser Algorithmus hat den Vorteil, daß die gefundenen Jets sich nicht überlagern. Außerdem zeigt der Vergleich mit anderen Algorithmen in DIS , daß k_T-Algorithmus am besten die Hadronisierungseffekte minimiert [67]. Der Algorithmus läuft über eine Liste von Teilchen, die Partonen, Hadronen oder Detektorobjekte sein können, und faßt nahe beieinanderliegende Objekte zu einem Jet zusammen. Das Zusammenfassen der Objekte aus einer Liste zu Jets ist ein rekursiver Prozeß, der wie folgt abläuft:

1. Der Algorithmus startet mit der Liste der n Teilchen vom Ereignis und setzt die Jetanzahl auf Null.

2. Für alle Teilchen aus der Liste wird der relative Abstand $d_i = E^2_{T,i}$, mit $i \in [1, 2, .., n]$ zu einer Strahlachse berechnet und der Abstand des i-ten zum j-ten Teilchens mit

$$d_{ij} = min\left(E^2_{T,i}, E^2_{T,j}\right) \frac{\Delta r^2_{ij}}{D^2}$$

[1] DA: double angle

bestimmt, wobei für ep-Streuung D gleich eins gesetzt wird. Die Größe D ist ein Maß für den Konusradius. D=1 entspricht ungefähr einem Konusradius R ≈0.7. Δr_{ij} ist der Abstand der Teilchen i und j in der η-ϕ-Ebene und ist wie folgt definiert

$$\Delta r_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}$$

3. Das Minimum d_{min}=$min(d_i, d_{ij})$ wird für alle Teilchen bestimmt und mit d_{ij} verglichen. Entspricht d_{min}=d_{ij}, werden das i-te und j-te Teilchen zu einem Objekt zusammengefaßt. Das neue Teilchen wird anstelle der beiden alten Teilchen in die Liste geschrieben und der Algorithmus springt zum Punkt 2. zurück. Ist d_{min}=d_i, dann wird das Teilchen aus der Liste der Teilchen entfernt und in die Liste der Jets geschrieben. Fall noch irgendwelche Einträge in der Teilchenliste vorhanden ist, springt der Algorithmus wieder zum Punkt 2. zurück. E_t, η und ϕ des zusammengefaßten Teilchen lassen sich aus den alten Objekten berechnen:

$$E_T = E_{T,i} + E_{T,j}, \qquad \eta = \frac{E_{T,i}\eta_i + E_{T,j}\eta_j}{E_T}, \qquad \phi = \frac{E_{T,i}\phi_i + E_{T,j}\phi_j}{E_T}$$

4. Wenn keine Einträge in der Teilchenliste sind, dann hat der Algorithmus jedes Objekt einem Jet zugeordnet und hört auf.

4.4 Kalibrierung

Für die Kalibrierung des hadronischen Endzustandes (hfs[2]) wird der Rekonstruktions-Algorithmus HadrooII[54] verwendet. Der Algorithmus nutzt Objekte wie Elektronen, Myonen und Jets und die dazugehörigen Cluster- und Spurinformationen, um eine auf Jets basierende Kalibrierung anzuwenden. Hierbei werden Cluster- und Spurinformationen miteinander verknüpft. Anhand der verknüpften Information wird der Viererimplus des Objekts abgeschätzt. Die relevanten Elektronen und Myonen dürfen nicht isoliert sein, da sie sonst nicht als ein Teil des hadronischen Endzustandes betrachtet werden. Cluster und Spuren müssen gewisse Anforderungen erfüllen.

Die Spuren müssen die Qualitätskriterien von "Lee West"-Spuren[48] erfüllen und dem Vertex angepaßt sein. Wegen Verständnisschwierigkeiten der Vorwärts-Spur-Kammer für die HERAII-Periode werden nur die zentralen Spuren aus den zentralen Spur-Kammern benutzt. Dabei spielt es keine Rolle ob der angepaßte Vertex dem Punkt der Wechselwirkung entspricht oder von einem Sekundär-Vertex herrührt.

HadrooII verwendet nur Cluster, die aus den Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters und des SPACALs bestehen. Das elektronische Rauschen wird mit Filter-Algorithmen[20] unterdrückt, sofern dies nicht während der Rekonstruktion auf dem Detektorniveau passiert ist.

[2]hfs: hadronic final state

Liegt die Liste der Cluster und Spuren, die die Anforderungen erfüllt, vor, dann sucht der Algorithmus nach Clustern, die zu den Spuren passen. Dazu werden die Spuren auf die LAr- bzw. SPACAL-Oberfläche extrapoliert. Im elektromagnetischen Bereich wird ein Zylinder mit einem Radius von 25 cm und im hadronischen Kalorimeter mit einem Radius von 50 cm um die Spurachse gelegt. Die Energie in den Zylindern wird mit dem Impuls der Spur verglichen. Liegt die Energie im Kalorimeter mehr als 1.96 Standardabweichungen über der Spurenergie, dann wird diese von der Energie im Kalorimeter abgezogen und der Algorithmus versucht die verbleibende Energie anderen Spuren zuzuordnen. Liegen keine Spuren mehr in dem Raumwinkel vor, wird die restliche Energie neutralen Teilchen zugewiesen. Falls die Spur eine höhere Energie aufweist als das Kalorimeter, entscheidet der Algorithmus anhand der Auflösung der jeweiligen Detektorkomponenten, welche Energie die zutreffendere ist.

Zu der gefundenen Liste der Hadronen mit HadroolI werden nicht-isolierte Leptonen und Photonen hinzugefügt. Mit dem invarianten k_T-Algorithmus [23, 39] werden die Listeneinträge zu Jets zusammengefaßt. Die nicht kalibrierten Cluster in den jeweiligen Jets werden mit dem Kalibrierungsfaktor

$$f = \frac{1 - F^{\theta_i}_{p_{T,bal}} \cdot (1 - C_{Cls})}{F^{\theta_i}_{p_{T,bal}} \cdot C_{Cls}} \tag{4.5}$$

regewichtet, wobei C_{Cls} der Anteil des nicht kalibrierten Transversalimpulses in dem Jet ist und $F^{\theta_i}_{p_{T,bal}}$ die Kalibrierungskonstante für den Jet in dem Polarintervall θ_i ist. Die Kalibrierungskonstante ist folgendermaßen parametrisiert

$$F^{\theta_i}_{p_{T,bal}}(p_T^{DA}) = A_{\theta_i}(1 - exp^{-B_{\theta_i} - C_{\theta_i} p_T^{DA}}) \tag{4.6}$$

Zur Bestimmung der Parameter werden die NC-Daten und das NC-Monte-Carlo in acht Polarwinkelintervalle unterteilt und p_T^{DA} wird gegen p_T^h/p_T^{DA} graphisch abgetragen. An die Graphen wird die Funktion 4.6 angepaßt und so die Konstanten für die Daten und die Monte-Carlo-Simulationen bestimmt.

Falls in einem Ereignis keine Jets gefunden werden, wird der gesamte hadronische Endzustand kalibriert. Eine genauere Beschreibung der HadroolI-Kalibrierung ist in [54] zu finden.

In der Abbildung 4.1 sind die Variablen p_T^{DA} und θ_h der ein-Jet-Ereignisse gegen die p_T-Balance abgetragen. Die nichtkalibrierten θ_h-Verteilungen weisen bei hohen Winkeln ein Ungleichgewicht des hadronischen Endzustandes gegenüber dem gestreuten Elektron um ca. 10% auf. Dieses Ungleichgewicht verstärkt sich zu kleineren Winkeln hin. Die Verteilung für die Daten liegt im beobachteten Winkelbereich immer unter der Monte-Carlo-Verteilung. Die Daten weichen bei kleinem θ_h um 5% von der Vorhersage ab und zu größeren θ_h verringert sich der Unterschied auf 2%. Auch die nichtkalibrierte p_T^{DA}-Verteilungen weicht von der Vorhersage ab und ist nicht im p_T balanciert. Nach der Anwendung der HadroolI-Kalibrierung wird der hadronische Endzustand innerhalb von 2% balanciert und die Übereinstimmung von der Daten- und Monte-Carlo-Balance liegt unter 2%. Die Verteilungen für die Zwei- und Drei-Jet-Ereignisse verhalten sich entsprechend, so daß die Unsicherheit der Kalibrierung des hadronischen Endzustandes unter 2% liegt.

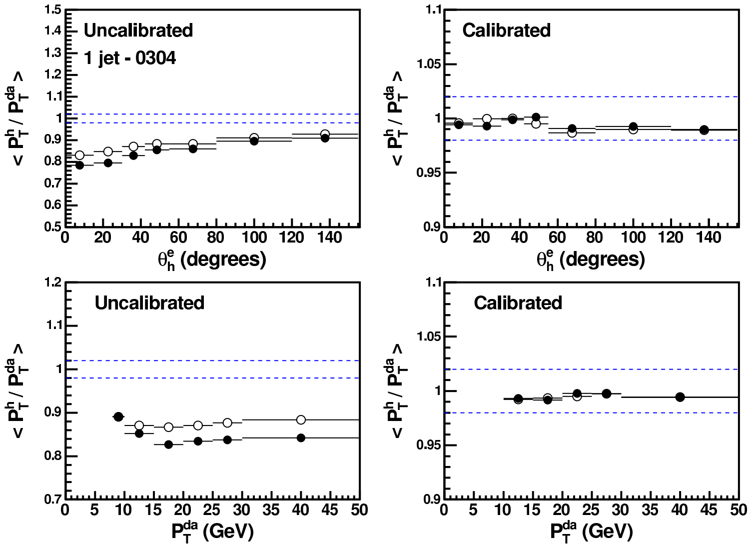

Abbildung 4.1: *Dargestellt sind die Verteilungen p_T^{DA} und θ_h der 1.Jet Ereignisse gegen p_T-Balance vor (links) und nach (rechts) der Kalibrierung des hadronischen Endzustandes mit HadrooII. Die vollen Kreise (•) stehen für die Daten und die Ringe (○) markieren das Monte-Carlo.*

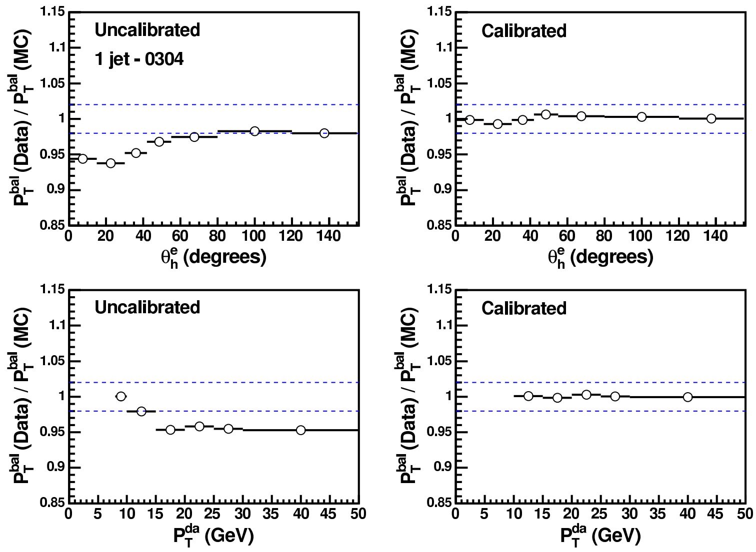

Abbildung 4.2: *MC-Normierte Kontrollverteilungen p_T^{DA} und θ_h vor (links) und nach (rechts) der HadrooII-Kalibrierung.*

Datenanalyse

Die Datenmenge, auf die diese Analyse basiert, wurde in den Jahren 2003-2004 mit dem H1-Detektor aufgenommen. In den folgenden Abschnitten wird die Extraktion der endgültigen Datenprobe aus dieser Menge beschrieben und die Effizienzen der angewandten Schnitte anhand der sogenannten Pseudo-CC Ereignisse studiert.

5.1 Ereignis Selektion

Die Auswahl der Datenprobe erfolgt im wesentlichen in zwei Schritten, in der Vorauswahl und der CC-spezifischen Ereignisselektion. In der Vorauswahl wird die Datenmenge aus den Jahren 2003-2004 um einen Faktor zehn reduziert. Die CC-spezifische Ereignisselektion zielt auf einen hohen Anteil von Ereignissen des geladenen Stromes, bei kleinem Anteil von Untergrundereignissen ab.

Zuerst wird die Vorauswahl anhand von Qualitätskriterien und sicheren Schnitten getroffen. Alle Ereignisse sind in Abhängigkeit der aktiven Detektorkomponenten während eines Laufes (run) bewertet worden. Waren während des Laufes wichtige Detektorkomponenten zur Rekonstruktion des Ereignisses voll funktionsfähig und die Strahleigenschaften stabil, so werden die Ereignisse akzeptiert. Anderenfalls werden sie verworfen, weil sie die erforderlichen Qualitätskriterien nicht erfüllen.

Ferner soll sichergestellt werden, daß alle Detektorkomponenten, die zum Triggern und zur Rekonstruktion von Ereignissen mit hohem Transversalimpuls gebraucht werden, auch ordnungsgemäß funktionieren. Die Auslese der CIP und des LAr-Detektors mußte während der Datennahme einwandfrei funktionieren. Außerdem mußte das Auffinden vom LAr-Rauschen [1] während der Aufzeichnung der Daten aktiviert sein. Datenabschnitte bei denen der CIP-Trigger z.B. nach einem totalen Stromausfall nicht korrekt aufgesetzt wurde, wurden ebenfalls ausgeschlossen. Die integrierte Luminosität des Runs muß nach den vorherigen Schnitten mindestens 0.2 pb^{-1} betragen.

[1] Zusätzlich zu den Ereignissen, die als physikalisch Sinnvoll erachtet werden, werden Daten zufällig aufgenommen und nach rauschenden Zellen im LAr-Kalorimeter abgesucht. Identifizierte Zellen werden auf dem L4/5 Trigger-Niveau ausgeschlossen.

Die Ereignisse dürfen nur einen Prescalefaktor von eins haben. Für den betrachteten Datensatz ergibt sich eine integrierte Luminosität von 47.36 pb^{-1}.

Die wesentliche Reduktion der Ausgangsdaten um ca. eine Größenordnung erfolgt mit lockeren Schnitten. Die Ereignisse müssen einen transversalen Impuls $p_{T,Calo}$ von mindestens 8 GeV (Abb. 5.1) im LAr-Kalorimeter besitzen und gleichzeitig einen 'zentralen' bzw. 'vorderen' Wechselwirkungspunkt haben. Der transversale Impuls $p_{T,Calo}$ setzt sich nur aus Energiedepositionen im LAr-Detektor zusammen, wobei die Energie des gestreuten Positrons ausgeschlossen wird. Die Ineffizienz des $p_{T,Calo}$-Schnittes im finalen Phasenraum liegt bei 0.15 % .

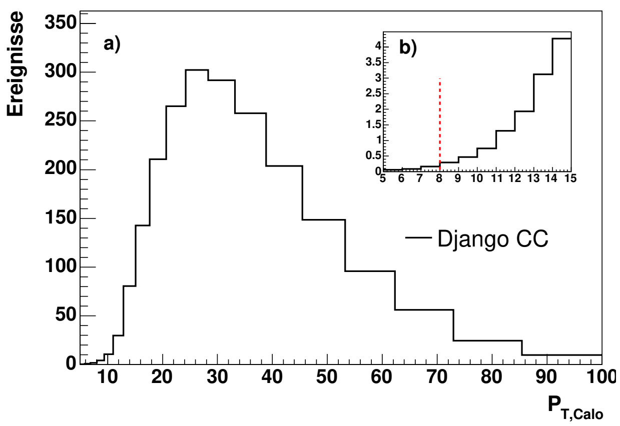

Abbildung 5.1: *Die Verteilung des Transversalimpulses $p_{T,Calo}$ vom Signal Monte Carlo Django CC im Kalorimeter (Figur a.)). Bis auf die Transversalimpuls-Schnitte sind alle anderen Analyseschnitte angewandt. Figur b) zeigt einen kleineren Ausschnitt aus der $p_{T,Calo}$-Verteilung. Die gestrichelte Linie gibt den angewandten Schnitt wieder.*

5.2 Polarisation

In den Jahren 2003-2004 wurde während der Datennahme die Helizität [2] dreimal gewechselt. Zuerst wurde wegen des höheren Wechselwirkungsquerschnittes der Positronen der Beschleuniger rechtshändig[3] betrieben. Anschließend wurde der Beschleuniger auf die negative Helizität umgestellt. Nachdem genügend Daten aufgezeichnet wurden, wurde zur positiven Helizität zurückgewechselt. Das Profil der Luminosität in Abhängigkeit von der Polarisation ist in 5.2 dargestellt. Bis auf den $p_{T,Calo}$-Schnitt wurden die übrigen Schnitte der Vorauswahl angewandt. Die Daten sind bei drei unterschiedlichen Werten stark konzentriert, wobei zwei von ihnen sehr ausgeprägt sind. Die Ursache für die Verteilung um den Wert (-15%) lag in einer kurzzeitigen Schwierigkeit, die Strahlen auf geeigneten Bahnen so zur Kollision zu bringen, daß sowohl die spezifische Luminosität als auch die Polarisation einen hohen Wert erreichen konnte.

[2] Die Projektion des Spins $\vec{s}$ auf die Impulsrichtung $\vec{p}$ wird Helizität $\lambda = \vec{s} \cdot \vec{p}/|\vec{p}|$ bezeichnet.

[3] Da die e^+ hochenergetisch sind, ist der Unterschied zwischen Händigkeit und Helizität vernachlässigbar.

Wegen der Korrelation zwischen dem Mittelwert der Polarisation $\langle P \rangle$ und $\mathcal{L}$ liefert ein oberer Schnitt auf die Polarisation P_{cut}^{oben} in den linkshändigen Datensatz einen höheren Wert $\langle P \rangle$ und eine kleinere Luminosität. Zum Beispiel liegt der Mittelwert der Polarisation für die gesamte negative Helizitätsphase bei ca. 38 % und steigt auf ca. 40 % an, falls die Ereignisse mit einer Polarisation -20 % $\leq P \leq$ 0% verworfen werden. Die Luminosität fällt von 22.5 pb^{-1} auf 20.6 pb^{-1}. Kleinere Schnitte ($P_{cut}^{oben} =$ -20% $\rightarrow P_{cut}^{oben} =$ -55%) sind wegen dem höheren Datenverlust bei kleinerem $\langle P \rangle$ Anstieg ineffizienter.

Wegen einer integrierten Luminosität von $\approx 1.9pb^{-1}$ ist der statistische Fehler für die Daten (-20 % $\leq P \leq$ 0%) zu groß, um eine aussagekräftige Messung des Wirkungsquerschnittes zu erhalten. Deswegen werden Ereignisse mit einer Polarisation zwischen -20 % und 0% aus der Analyse ausgeschlossen.

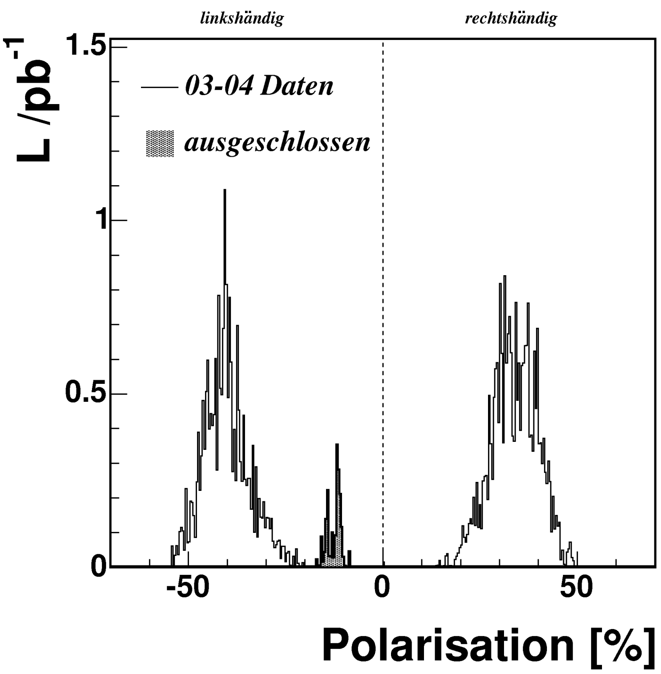

Abbildung 5.2: *Polarisationprofil für den 2003-2004 Datensatz. Dargestellt ist die Luminosität $\mathcal{L}$ in Abhängigkeit von der Polarisation P. Die gestrichelte Linie markiert die Grenze zwischen den linkshändig und rechtshändig polarisierten Daten.*

Die Monte-Carlo-Ereignisse des geladenen Stromes werden unpolarisiert generiert und erhalten ihre Polarisationsabhängigkeit während der CC-Analyse anhand der Verteilung 5.2. Für jedes Ereignis wird dem Polarisationprofil entsprechend ein Polarisationswert gewürfelt. Anschließend wird das Ereignis mit $1{+}P$ gewichtet. Dies hat den Vorteil, das nur eine Monte-Carlo Datei für ein beliebiges Polarisationsprofil benötigt wird.

5.3 Die Pseudo-CC Methode

Ereignisse des geladenen Stromes zeichnen sich durch ein Neutrino $\bar{\nu}_e$ im Endzustand ($e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e X$) aus. Das schwach wechselwirkende Neutrino entzieht sich dem Nachweis im Detektor und erzeugt ein Ungleichgewicht im hadronischen Endzustand in Form von fehlendem Transversalimpuls. Im Falle des neutralen Stromes balanciert das detektierte Positron den hadronischen Endzustand im Detektor. Ohne das gestreute Positron im Endzustand unterscheidet sich bei gleicher Kinematik ein NC-Ereignis in guter Näherung nicht von einem CC-Ereignis. Bei der Pseudo-CC Methode werden NC-Ereignisse in sogenannte Pseudo-CC Ereignisse umgewandelt, indem das gestreute Positron aus dem Ereignis entfernt wird und das Ereignis neu rekonstruiert wird (Abb. 5.3). Weil aus der statistisch limitierten CC-Datenprobe die Effizienzen nicht präzise genug abgeschätzt werden können, werden die rekonstruierten Pseudo-CC Ereignisse zur Bestimmung der CC-Effizienzen ε eingesetzt. Die Pseudo-CC Ereignisse werden vor der Effizienzbestimmung mit der Formel (5.1) auf den CC-Wechselwirkungsquerschnitt umgewichtet.

$$w = \frac{d^2\sigma_{CC}/dxdQ^2}{d^2\sigma_{NC}/dxdQ^2} \tag{5.1}$$

Hierbei wird der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für den geladenen und neutralen Strom in nächst führender Ordnung unter Verwendung der Partondichteverteilung H1 PDF 2000 bestimmt.

Die Effizienz ε in einem Intervall b für einen Schnitt C entspricht dem Quotienten aus der Anzahl der Ereignisse $N_{b,m}$, die den Schnitt überleben, durch die gesamte Zahl der Ereignisse $N_{b,tot}$ in dem Intervall.

$$\varepsilon_{C,b} = \frac{N_{b,m}}{N_{b,tot}} = \frac{\sum_{i=1}^{m} w_b}{\sum_{i=1}^{tot} w_b} \tag{5.2}$$

Der Fehler der Effizienz $\Delta\varepsilon_{C,b}$ wird entsprechend der Näherung (5.3)berechnet, wobei $m \neq tot$ sein muß.

$$\Delta\varepsilon_{C,b} = \frac{1}{N_{b,m}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{m} w_b^2 \cdot (\sum_{i=1}^{tot} w_b^2 - \sum_{i=1}^{m} w_b^2)}{\sum_{i=1}^{tot} w_b^2}} \tag{5.3}$$

Falls alle Ereignisse die Schnitte überleben, d.h m=tot und $m \geq 2$, läuft die Summe nur bis zu $m-1$.

5.4 Die Trigger für CC-Ereignisse

CC-Ereignisse können im Trigger an einem hohen Ungleichgewicht in der Transversalenergie $E_{T,miss}$ oder an einer räumlich lokalisierten Energiedeposition erkannt werden. Auf dem Triggerniveau werden diese physikalischen Merkmale mit einem Zeit-Kriterium und einer Vetobedingung zu einem Subtrigger kombiniert. Zur Identifikation von CC-Ereignissen werden die

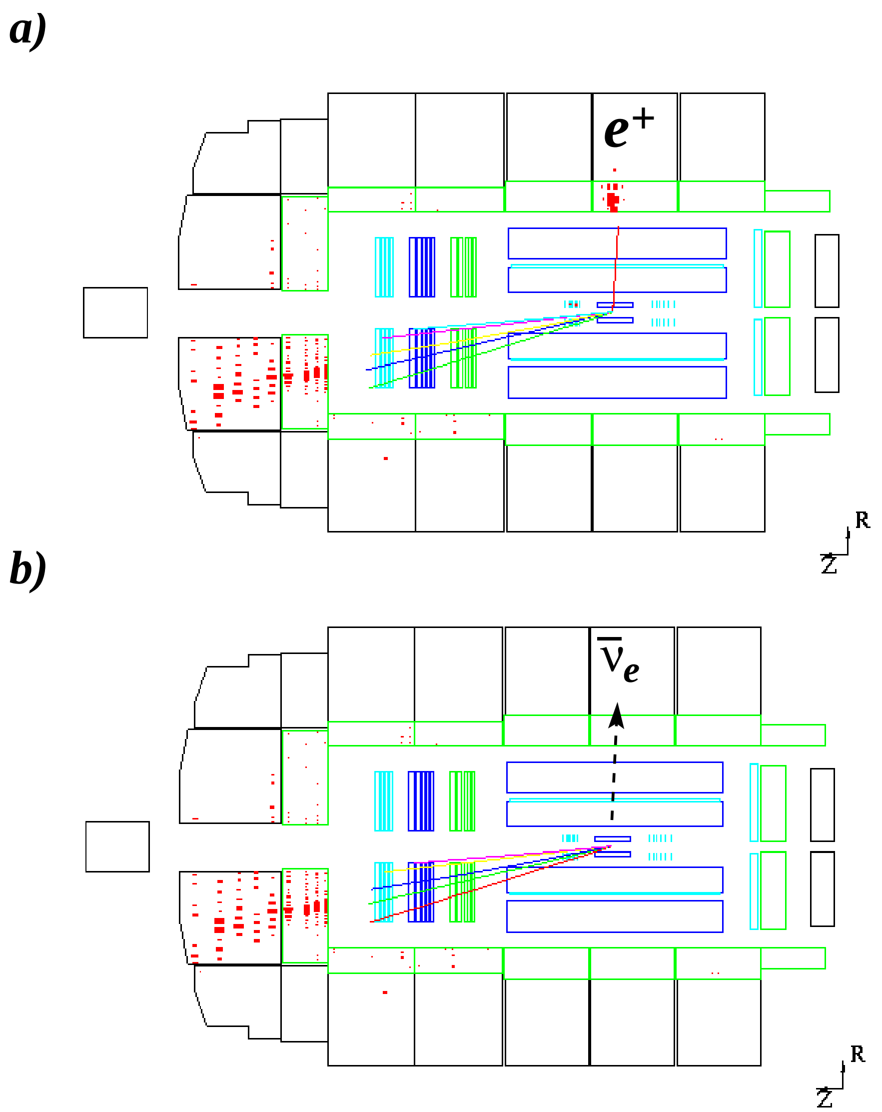

Abbildung 5.3: *Ereignis im H1-Detektor. a) Ereignis des neutralen Stromes in der Seitenansicht. Das gestreute Positron wird im zentralen Bereich des LAr-Detektors gemessen. b) Das selbe Ereignis nach der Anwendung der PseudoCC-Methode. Die Energiedeposition des Positrons im LAr-Kalorimeter und die Spuren in den zentralen Driftkammern sind innerhalb eines Konus aus dem Ereignis entfernt worden.*

Subtrigger ST66, ST67 und ST77 verwendet. Ihre genaue Zusammensetzung aus den Triggerelementen (TE) ist in der Tabelle 6.2 dargestellt. Die Auswahl der Subtrigger wird im folgenden Abschnitt genauer erläutert und ihre Effizienz in dem darauffolgende Abschnitt diskutiert.

5.4.1 Auswahl der Subtrigger

ST66:	(LAr_IF > 1 && LAr_Etmiss > 2) && (CIP_T0||(LAr_T0&&!CIP_T0_nextbc))&& (FIT_IA||!FIT_BG)&& (!SPCLh_AToF_E_1&&!VETO_BG&&!BToF_BG&&!SToF_BG)&& (!(CIP_mul>7&&CIP_sig==0))	phys. Merkmal Zeit-Kriterium Veto-Bedingung
ST67:	(LAr_electron_1) && (CIP_T0||(LAr_T0&&!CIP_T0_nextbc))&& (FIT_IA||!FIT_BG)&& (!VETO_BG&&!BToF_BG&&!SToF_BG)&& (!(CIP_mul>7&&CIP_sig==0))	phys. Merkmal Zeit-Kriterium Veto-Bedingung
ST77:	(CIP_sig>0&&LAr_Etmiss>1)&& (CIP_T0)&& (FIT_IA||!FIT_BG)&& (!BToF_BG&&!SToF_BG)&& (!(CIP_mul>7&&CIP_sig==0))	phys. Merkmal Zeit-Kriterium Veto-Bedingung

Tabelle 5.1: *Definition der Subtrigger ST66, ST67 und ST77.*

Der Subtrigger ST66 ist im wesentlichen ein $E_{T,miss}$-Trigger vom Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr_Etmiss). Die globale $E_{T,miss}$-Schwelle liegt bei diesem Trigger sehr hoch [4] und ist mit der Energiedeposition im vorderen Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters (LAr_IF) kombiniert. Diese physikalischen Merkmale müssen in Koinzidenz mit der Zeit-Information aus der CIP (CIP_T0) oder aus dem Flüssig-Argon-Trigger (LAr_T0) sein. Dabei wird das Ereignis-Zeitfenster wegen der besseren Zeitauflösung der Proportionalkammer hauptsächlich von der CIP vorgegeben. Der Ereigniszeitpunkt t_0 aus dem LAr-Trigger darf nicht ein Bunch Crossing vor dem CIP t_0 liegen.

Der Subtrigger ST67 ist eigentlich zum Auffinden von Elektronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter ausgelegt. Sein Triggerelement LAr_elec_1 identifiziert anhand von lokalen Energiedepositionen in dem Kalorimeter Elektronkandidaten. Ein Elektron deponiert in einem kleinen Raumwinkel [5] den größten Teil seiner Energie im elektromagnetischen LAr-Kalorimeter (EM) und nur einen sehr kleinen Anteil im hadronischen (HA) Bereich. Diese Eigenschaft ist in dem LAr_elec_1 logisch verknüpft. Das Triggerelement fordert eine Energiemenge im EM-Kalorimeter, die über einer gewissen Schwelle liegen muß und verlangt gleichzeitig ein Veto auf eine hohe Energiedeposition

[4] Zur Unterdrückung vom Untergrund sind bei allen LAr-Triggerelementen Schwellenwerte [17] gesetzt. Bei $E_{T,miss}$ sind zwei Schwellen zu unterscheiden(siehe 3.3). Die lokale Schwelle variiert in Abhängigkeit von dem Polarwinkel und die zweite Schwelle entspricht einem globalen Schnitt.

[5] Im LAr-Trigger sind die Raumwinkelbereiche durch die Hardware festgelegt und werden im Falle von LAr_elec_1 als Big Tower (siehe Kapitel 7) bezeichnet.

im hadronischen Kalorimeter. Die Schwelle im HA ist jedoch so hoch gesetzt, das praktisch kein Veto auftritt und nur auf die Energie in EM getriggert wird. Die meisten Jets von CC-Ereignissen mit hohem Transversalimpuls erfüllen diese Bedingung. Die Energieschwelle im EM-Teil ist hoch angesetzt und mit demselben Zeit-Kriterium wie beim Subtrigger ST66 verknüpft.

Der ST77 ist ein $E_{T,miss}$-Trigger mit Spurinformation aus der CIP. Die globale Schwelle für den fehlenden Transversalimpuls liegt bei diesem Trigger bei einem mittleren Wert von ca. 4.4 GeV. Der Ereigniszeitpunkt wird nur von der CIP festgelegt. Die Kombination aus der Energiemessung im LAr-Trigger und der Spur-und Zeitinformation der CIP macht ST77 zum effizientesten CC-Trigger (siehe Abb. 5.7).

Ereignisse, die nicht von einer Positron-Proton Wechselwirkung herrühren, werden anhand der Vetobedingungen im Trigger unterdrückt. Dabei spielen die Triggerelemente CIP_mul und CIP_sig aus der CIP eine wesentliche Rolle. Die CIP-Signifikanz CIP_sig ist ein Maß für die Position des Ereignisvertex. Die Signifikanz wird anhand der Anzahl der zentralen Spuren relativ zur Anzahl der vorwärts und rückwärts gerichteten Spuren berechnet und kann nur die Werte 0,1,2,3 annehmen. Ereignisse mit einem zentralen Wechselwirkungspunkt weisen einen hohen CIP-Signifikanz-Wert auf, wohingegen Strahl-Wand-Reaktionen eher einen rückwärtigen Ereignispunkt besitzen (siehe Abb. 5.4). Die CIP-Multiplizität CIP_mul wird so digitalisiert, daß sie ganzzahlige Werte zwischen 0 und 15 annimmt[6] , wobei mit steigender Multiplizität auch die Anzahl der Spuren steigt. Bei einem Wert von 7 wurden mehr als 65 und weniger als 100 Spuren gefunden. Das Veto (CIP_mul>7&&CIP_sig==0) reduziert die Gesamtrate der CC-Trigger um eine Größenordnung auf ca. 2 Hz (siehe Abb. 5.5).

5.4.2 Triggereffizienz

Die Triggereffizienzen der einzelnen Subtrigger sind in der Abbildung 5.7 in Abhängigkeit vom fehlenden Transversalimpuls $p_{T,miss}$ und dem Winkel des hadronischen Endzustandes γ_h aufgetragen. Diese wurden aus den sogenannten Pseudo-CC Ereignissen (Kap. 5.3) bestimmt.

Im Flüssig-Argon-Kalorimeter hängen die lokalen Triggerschwellen für $E_{T,miss}$ und LAr_elec_1 vom Polarwinkel θ ab (siehe Abb. 5.6). Dies ist auf die Winkelabängigkeit des elektronischen Rauschens und des Untergrundes zurückzuführen. Der Flüssig-Argon-Kalorimeter-Trigger ist bei kleinen Winkeln sensitiv auf Strahl-Restgas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen. Hohe Schwellen bei kleinen Winkeln unterbinden den Beitrag dieser Energiedepositionen zur Berechnung der globalen Größe $E_{T,miss}$ und zur Identifikation von Elektronkandidaten. Diese Schwelle in θ ist bei kleinen Winkeln γ_h in der Verteilung 5.7 sichtbar. Die Triggereffizienzen der Subtrigger ST66 und ST77 liegen unter der Schwellenkante (9^o) bei ca. 50% und erreichen über der Schnittkante einen Wert von ca. 95%. Im Gegensatz zu den LAr_Etmiss Triggerelementen ST66 und ST77 ändern sich die LAr_elec_1-Schwellen bei kleinen Winkeln nicht so sprunghaft und das Minimum der Schwellen wird erst bei größeren Winkeln erreicht. Deshalb ist ST67 bei kleinen γ_h ineffizienter

[6]Zu Begin der Datennahme 2003-2004 lagen nur sieben Intervalle vor. Eine Multiplizität von 7 entsprach einem Ereignis mit mehr als 100 gemessen Spuren.

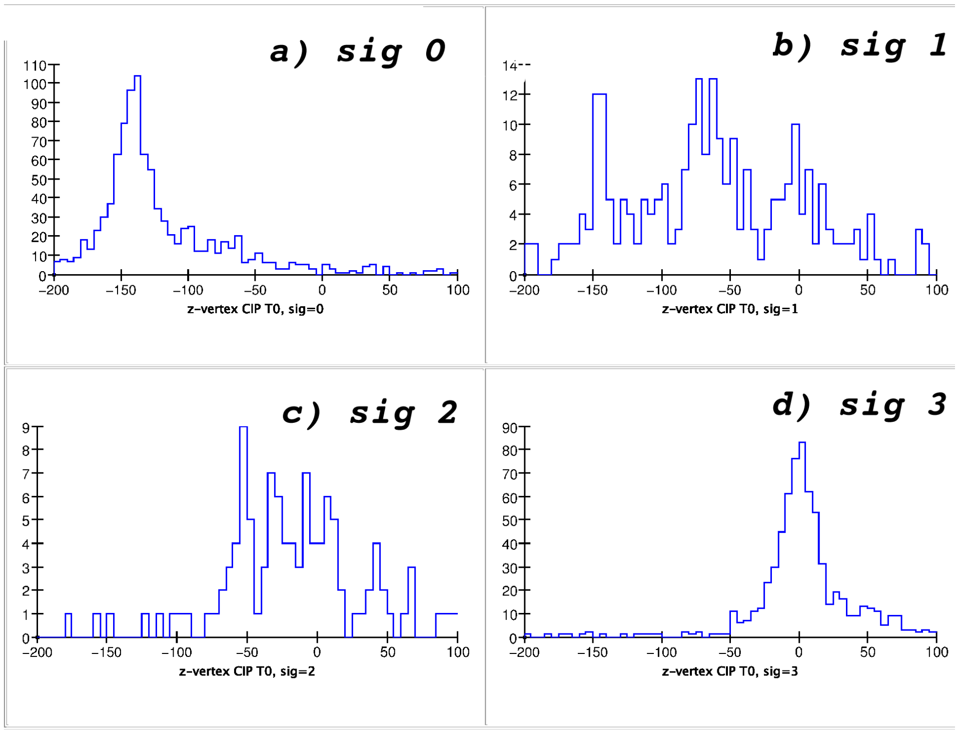

Abbildung 5.4: *Abgebildet ist der Ereignisvertex für alle CIP-Signifikanz-Werte. Der Mittelwert der Vertex-Verteilung nähert sich mit steigender Signifikanz dem nominellen Wechselwirkungspunkt bei z=0. In der Abbildung a) ist ein Maximum um -150cm zu sehen, das von der Wechselwirkung vom Strahl mit dem Kollimator CB5 stammt. In b) erzeugt der Kollimator CA5 ein Maximum.*

und erreicht wesentlich später als die E$_{T,miss}$-Trigger das Maximum. Mit ansteigendem θ steigt die elektrische Kapazität der zusammengefaßten LAr-Zellen in dem jeweiligen Winkelabschnitt $\Delta\theta$. Große elektrische Kapazitäten erzeugen einen hohen Rauschpegel. Der Pegel wird durch ansteigende E$_{T,miss}$-Schwellen auf einen tolerablen Wert reduziert, mit dem Nebeneffekt, daß die Effizienz mit steigendem Hadronwinkel abfällt.

Die CC-Trigger sind bei kleinen Transversalimpulsen sehr ineffizient. Dies liegt an der Methodik, den Untergrund anhand von lokalen und globalen Triggerschwellen zu reduzieren. Jede lokale Schwelle bedeutet gewissermaßen ein Schnitt in die Energie des Ereignisses in einem Winkelbereich. Die Summe der lokalen Schnitte drückt häufig Ereignisse mit einem kleinen p$_{T,miss}$ unter die globale Triggerschwelle. Im Gegensatz zu ST66 verbessert ST67 die Effizienz im ersten Intervall deutlich, weil es auf lokale Energiedepositionen triggert.

Trigger, die auf lokalen Größen oder auf Ereignistopologien im Kalorimeter basieren, könnten die Effizienz steigern. Diese Konzepte sollen im neuen Trigger, dem Jet-Trigger, umgesetzt werden. Mit der Erweiterung des alten LAr-Triggers durch den Jet-Trigger erhofft man sich eine Verbesserung der Triggereffizienz bei kleinem p$_{T,miss}$. Der Jet-Trigger wird in Kapitel 7 ausführlich diskutiert.

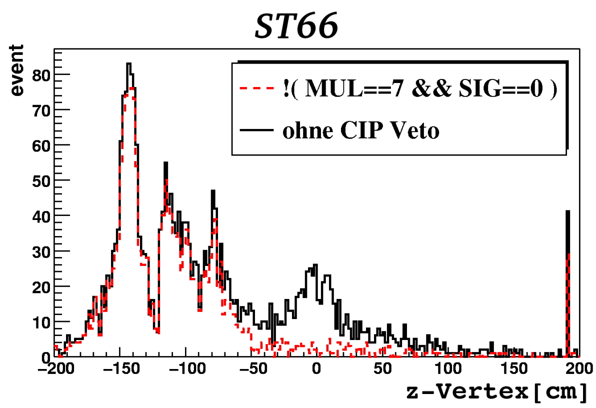

Abbildung 5.5: *Dargestellt ist die z-Vertexverteilung für Ereignisse, bei denen der Subtrigger ST66 getriggert hat. Die gestrichelte Linie stellt die Ereignisse dar , die das CIP-Veto erfüllen.*

In den Arbeiten [41] und [58] wurde die Effizienz der CC-Trigger aus den Pseudo-CC Daten mit der CC Monte Carlo Simulation verglichen. Der Vergleich lieferte hohe Diskrepanzen zwischen den Effizienzen der Daten und der Monte Carlo Simulation. Deshalb werden in dieser Arbeit die Monte Carlo Ereignisse mit den Effizienz aus den Pseudo-CC Daten gewichtet. Die Korrektur erfolgt intervallweise, wobei die Gewichtungsfaktoren in einem x-Q^2-Gitter vorliegen (Abb.5.8).

5.5 Ereignisvertex

Zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik und zum Verständnis der Winkel des hadronischen Endzustandes ist eine genaue Kenntnis des Vertex nötig. Der Ereignisvertex hängt vom Zustand der Strahlen im Beschleuniger während eines Laufes ab. Im günstigsten Fall entspricht die Verteilungsfunktion der Teilchen in den Paketen einer Gaußfunktion und diese durchdringen sich am nominellen Wechselwirkungspunkt. Dementsprechend folgen die rekonstruierten Wechselwirkungspunkte entlang der z-Achse (z_{Vertex}) auch einer Gaußfunktion. Der Kollisionspunkt der Teilchenpakete für eine Füllung kann von der Maschine nur mit einem mittleren Fehler (Toleranz) von einigen Zentimetern eingestellt werden. Deshalb weisen die Läufe aus unterschiedlichen Füllungen gegeneinander verschobene Verteilungen auf. Zusätzlich führt das Protonpaket im Abstand von 4.8 ns Satellitenpakete aus Protonen mit sich. Außerdem wechselwirken die Protonpakete mit dem Restgas oder mit der Strahlwand. Ein Schnitt auf den z-Vertex von $|z_{Vertex}| \leq 35$ cm unterdrückt Satellitenereignisse und reduziert Strahl-Restgas und Strahl-Wand-Ereignisse.

Die Monte-Carlo Ereignisse erhalten durch eine künstliche Verschmierung einen Gauß"förmigen Vertex. Der Mittelwert und die Standardabweichung wird häufig aus den alten Datensätzen entnommen, sofern keine neuen vorliegen. Deshalb ist es nicht überraschend, das die z-Vertexverteilung der Daten nicht ausreichend gut von der Monte-Carlo-Simulation beschrieben wird. Die Monte-Carlo-Ereignisse werden daher auf die Daten korrigiert (Abb. 5.9).

Die Rekonstruktion des Vertex findet anhand der Spuren im Detektor statt. Ein sogenannter

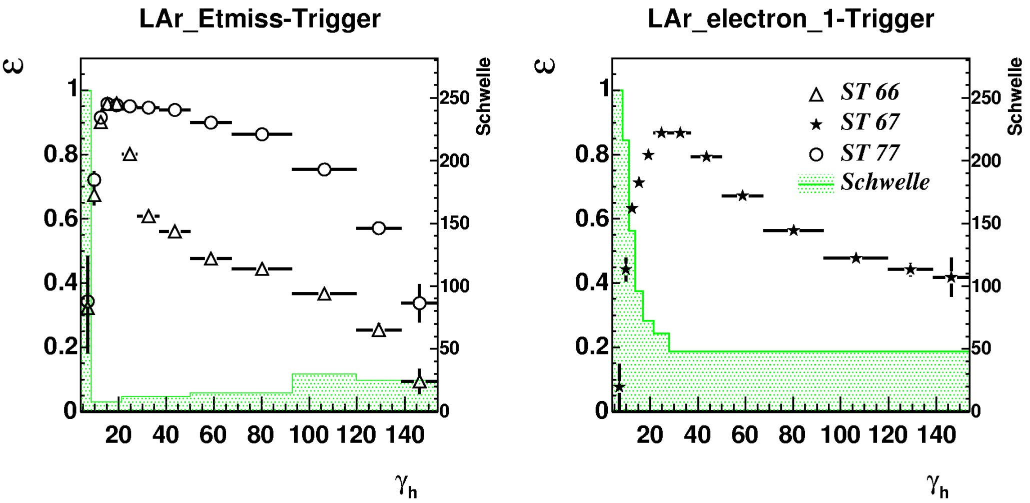

Abbildung 5.6: *Dargestellt sind die Effizienzen der Subtrigger und die lokalen Energieschwellen in Abhängigkeit vom Winkel des hadronischen Endzustandes. links: CC-Subtrigger mit dem Triggerelement LAr_Etmiss und der lokalen LAr_Etmiss-Schwelle. rechts: ST77 mit der lokalen Triggerschwelle für LAr_elec_1.*

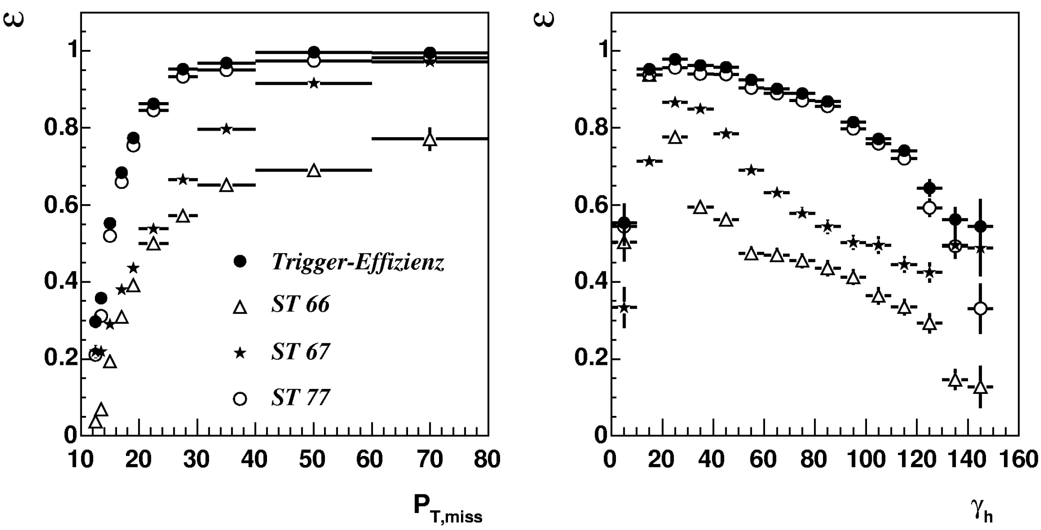

Abbildung 5.7: *Die Effizienz der Trigger in Abhängigkeit vom fehlenden Transversalimpuls $p_{T,miss}$, (links) und vom Winkel des hadronischen Endzustandes γ_h (rechts).*

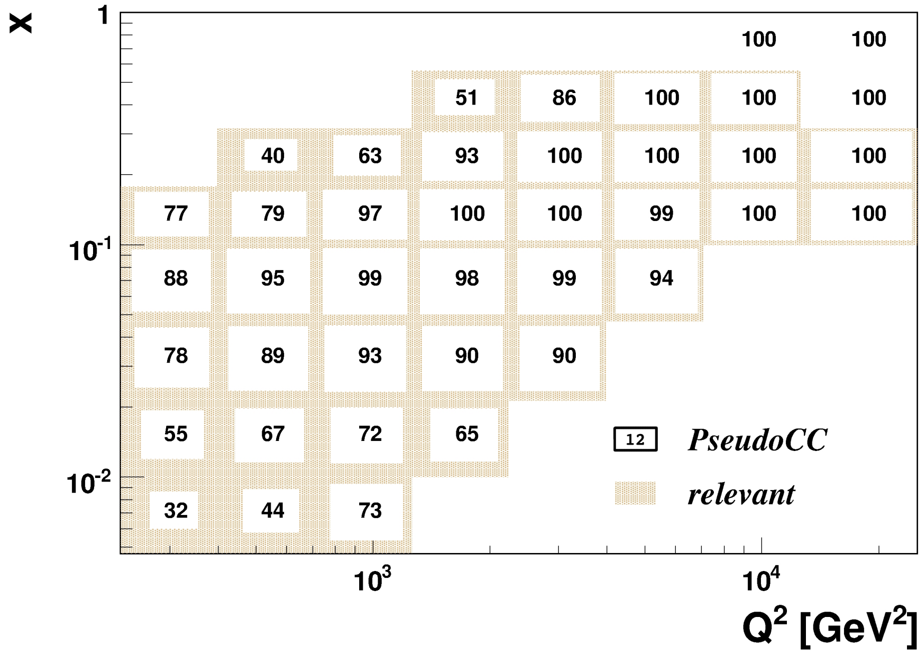

Abbildung 5.8: *Trigger-Effizienz in x-Q^2-Intervallen für die Pseudo-CC Daten. Die schraffierte Fläche markiert den Phasenraum der Messung des CC-Wirkungsquerschnittes und die Zahlen geben die Effizienzen in in Prozent im jeweiligen Intervall wieder.*

zentraler Vertex wird aus den Teilchenspuren in den zentralen Driftkammern rekonstruiert. Die Rekonstruktionseffizienz für einen zentralen Vertex in Abhängigkeit von der Inelastizität y_h ist in Abb. 5.10 abgebildet. Die Effizienz liegt bei Inelastizitäten von $y_h > 0.2$ bei 100% und fällt unterhalb dieser Grenze schnell ab. Ereignisse mit einer kleinen Inelastizität weisen überwiegend vorwärts gerichtete Spuren auf und können deshalb schlecht mit den zentralen Driftkammern rekonstruiert werden. Aus den Spuren der vorwärts Driftkammer (FTD) wird der Vorwärts-Vertex rekonstruiert. Leider sind die 2003-2004 Daten des FTD zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht ausreichend verstanden. Deshalb wird dieser Vertextyp aus der Analyse ausgeschlossen. Ebenfalls ausgeschlossen werden Ereignisse für die kein zentraler Vertex rekonstruiert wurde.

Die Vertex-Effizienz der Daten liegt bei kleinen y_h unter der Monte-Carlo-Effizienz. Zum Abschätzen der Diskrepanz und zur Korrektur der Simulation wurden bei beiden Diagrammen die folgende Funktion angepaßt:

$$\varepsilon_{y_h} = \frac{1}{1 + e^{-A \cdot log(y_h) + B}} + C \tag{5.4}$$

A, B und C sind die freien Parameter der Funktion. Bei kleinen Inelastizitäten scheint die Diskre-

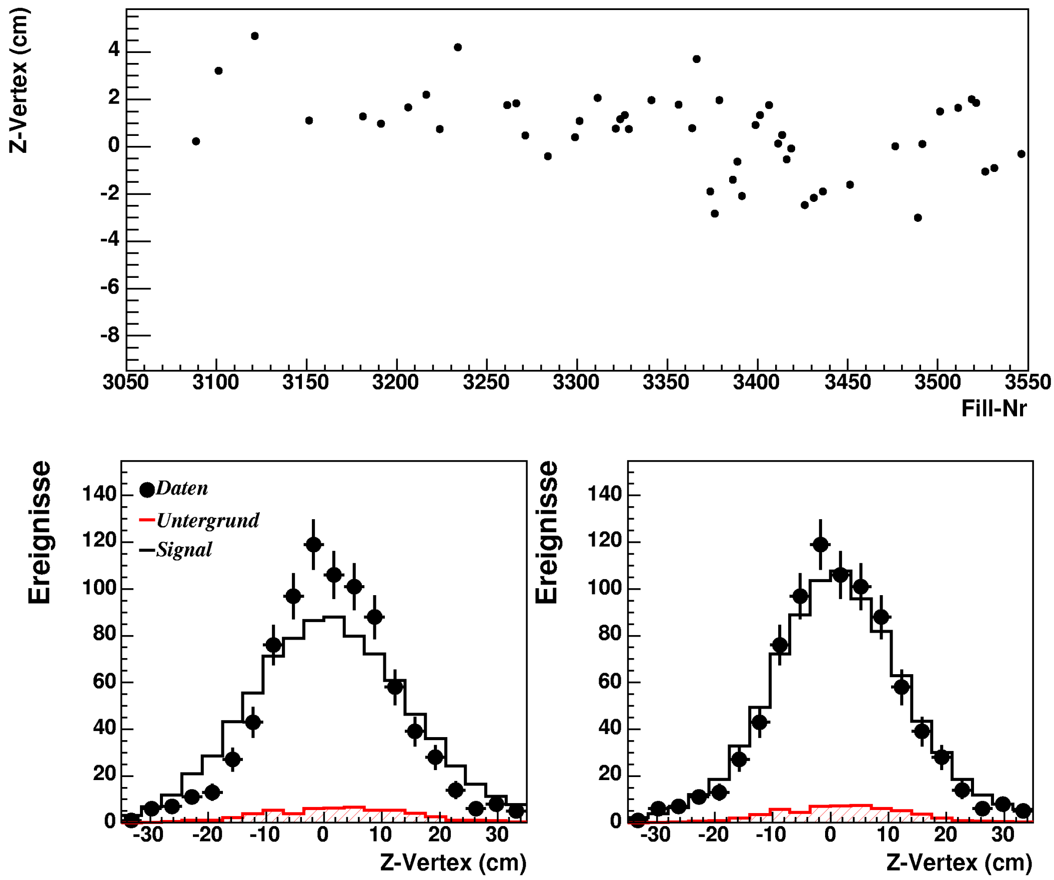

Abbildung 5.9: *Der Ereignis-Vertex. links unten: ohne Monte-Carlo-Korrektur. rechts unten: Signal- und Untergrund Monte Carlo Simulationen sind umgewichtet auf die Form der Vertexverteilung der Daten. oben: z-Koordinate des mittleren Kollisionspunktes der Strahlen in Abhängigkeit von der Füllung des Beschleunigers.*

panz signifikant zu sein. Die Korrektur der Simulation auf die Pseudo-CC Daten ändert die Anzahl der Signal-Ereignisse jedoch nur um 0.2 % und wird deshalb in dieser Arbeit nicht angewendet. In der Abschätzung der systematischen Unsicherheit wird dieser Fehler mitberücksichtigt. Der systematische Fehler ist bei kleinen y 10 % und fällt auf 1 % für y größer als 0.3. In den ersten zwei y-Intervallen ist die Abweichung nicht vom systematischen Fehler abgedeckt. Diese Intervalle liegen aber nicht im endgültig analysierten Phasenraum (siehe Abschnitt 5.7) dieser Analyse.

5.6 Untergrund

In dieser Arbeit wird zwischen zwei Untergrund-Arten unterschieden, dem ep-induzierten Untergrund und dem nicht-ep induzierten Untergrund. Photoproduktion (γp), neutrale Strom Reaktio-

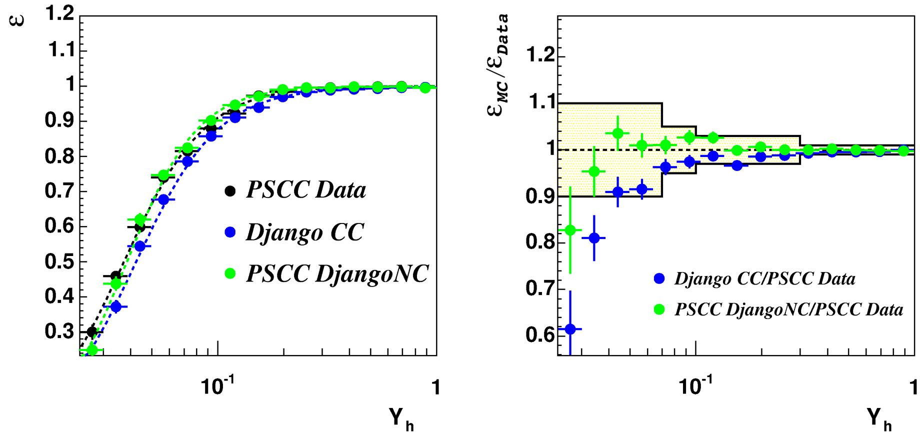

Abbildung 5.10: *links: Effizienz für den zentralen Vertex in Abhängigkeit von der Inelastizität y_h. Die gestrichelten Linien entsprechen den an die Diagramme angepaßten Funktionen. rechts: Die Monte-Carlo-Simulationen sind auf die Daten normiert. Die durchgezogenen Linien geben nach 5.4 den systematischen Fehler wieder.*

nen, Lepton-Paar-Produktion und reelle W-Boson-Ereignisse stellen den ep-Untergrund dar. Auf der anderen Seite gibt es die Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse, Myonen aus der kosmischen Strahlung und Halo-Myonen, die nicht der Strahl-Strahl-Wechselwirkung zugeordnet werden.

In diesem Abschnitt werden die ep-Untergrund-Ereignisse diskutiert und ihre systematischen Fehler abgeschätzt. Im Anschluß wird die Unterdrückung des nicht-ep Anteils mit topologischen Suchalgorithmen vorgestellt und ihre Effizienz berechnet.

5.6.1 ep induzierter Untergrund

Die γp- und NC-Wechselwirkungsquerschnitte sind wesentlich größer als der gesuchte CC-Wechselwirkungsquerschnitt. Die begrenzte Auflösung und die limitierte geometrische Akzeptanz des Detektors können bei diesen Prozessen ein Ungleichgewicht im Transversalimpuls erzeugen. Ereignisse mit einem hohen p$_{T,miss}$ sind schwer von den CC-Ereignissen zu unterscheiden. Deshalb liefern γp und NC-Ereignisse den größten Beitrag zum ep induzierten Untergrund. Lepton-Paar- und reelle W-Boson-Ereignisse tragen sehr wenig zum Untergrund bei. Im Folgenden werden alle ep-Prozesse mit einem hohen Beitrag zum Untergrund behandelt.

Der γp-Untergrund

Als Photoproduktion wird bei HERA der Bereich kleiner Impulsüberträge $Q^2 \leq 1$ GeV^2 bezeichnet und bildet im Detektor mit einer Ereignisrate von ca. 25Hz den größten Teil der Ereignistypen. Bei γp-Ereignissen verläßt das gestreute Positron den Detektor durch die Strahlröhre. Der direkte Nachweis des gestreuten Leptons könnte mit dem Elektron-Tagger des Luminositätssystems erfolgen. Wegen der begrenzten Akzeptanz des Taggers wird mit dieser Methode jedoch nur ein

Bruchteil der γp-Ereignisse identifiziert.

Neben dem Merkmal $Q^2 \leq 1$ GeV^2 weisen die Photoproduktionsereignisse im Idealfall ein Gleichgewicht im Transversalimpuls auf. Durch die ungenaue Messung der Energie im Experiment wird ein Ungleichgewicht in p$_{T,miss}$ erzeugt. Das Ungleichgewicht wird durch Teilchenschauer verstärkt, wenn diese an der geometrischen Akzeptanzkante liegen. Beispielsweise verlieren Schauer im vorderen Bereich Teilchen durch die Strahlröhre. Trotz alledem weisen die Photoproduktionsereignisse einen isotroperen transversalen Impulsstrom in der r-ϕ Ebene des Detektors auf als CC-Ereignisse. Bei CC-Ereignissen wird der Gesamtimpuls des hadronischen Endzustandes p$_{T,h}$ in der einen Hemisphäre durch den fehlenden Transversalimpuls des Neutrino in der anderen Hemisphäre ausgeglichen, d.h es liegt eine ausgezeichnete Richtung des gemessenen Impulses in der Radialebene vor. Motiviert durch diesen Unterschied wurden zwei skalare Variablen V_p, V_{ap} definiert [50]:

$$V_p = \sum_{i=0}^{n} \vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_{p,h} \qquad f\ddot{u}r \quad \vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_{p,h} > 0 \tag{5.5}$$

$$V_{ap} = - \sum_{i=0}^{n} \vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_{p,h} \qquad f\ddot{u}r \quad \vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_{p,h} < 0 \tag{5.6}$$

Dabei ist $\vec{n}_{p,h} = \vec{p}_{T,h}/p_{T,h}$ der normierte Vektor des gesamten hadronischen Endzustandes ist. Ein CC-Ereignis mit einem hohen Transversalimpuls und mit einem einzigen Teilchenschauer im Endzustand weist eine große parallele Komponente (V_p) zu dem hadronischen Endzustand auf. Die antiparallele Komponente (V_{ap}) ist sehr klein. Das Verhältnis V_{ratio}=V_{ap}/V_p ist dementsprechend sehr klein. Das gleiche Ereignis mit einem Teilchenschauer an Stelle des Neutrinos im Endzustand liefert $V_{ap} \approx V_p$. Das Verhältnis V_{ap}/V_p eines ausbalancierten Ereignisses liegt nahe bei eins. Die V_{ratio}-Verteilung für das γp- und das CC-Monte-Carlo ist in 5.11 abgebildet. Die

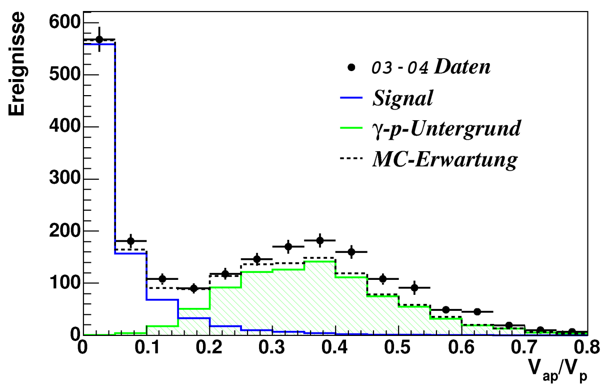

Abbildung 5.11: *V_{ap}/V_p-Verteilung für die 03-04 Daten und die dazugehörigen Monte-Carlo-Simulationen. Bis auf die V_{ap}/V_p-Schnitte sind alle anderen Schnitte angewandt.*

CC-Ereignisse befinden sich bei kleinen Werten von V_{ap}/V_p und die Anzahl der Ereignisse fällt steil ab. Die Photoproduktions-Ereignisse hingegen befinden sich bei größeren Werten. Wegen des $p_{T,miss}$-Schnittes sind sie gaußörmig um eine Wert von ca. 0.4 verteilt.

Die Kombination der Größen V_{ap}/V_p und $p_{T,miss}$ in der zwei-dimensionalen Verteilung (Abb. 5.12) macht den Unterschied der beiden Ereignistypen γp und CC besser sichtbar. Die γp-Ereignisse liegen eher bei kleinen fehlenden Transversalimpulsen und hohen V_{ap}/V_p Werten als CC-Ereignisse. Ein parabolischer Schnitt in der zwei dimensionalen Verteilung kombiniert mit einem einfachen Schnitt $V_{ratio} \leq 0.25$ unterdrückt den Untergrund um zwei Größenordnungen auf ca. 20 Ereignisse. Die drei Parameter der Parabel wurden anhand des totalen Fehlers vom CC-Wirkungsquerschnitt optimiert.

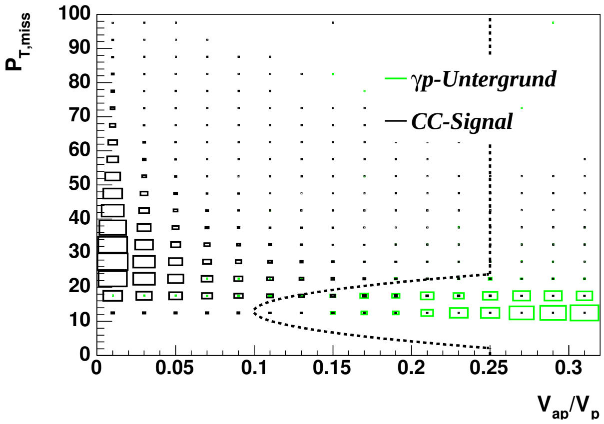

Abbildung 5.12: *V_{ap}/V_p gegen $p_{T,miss}$. Die gestrichelte Linie gibt den zwei dimensionalen Schnitt wieder. Der wesentliche Teil des γp-Untergrundes liegt innerhalb des zwei dimensionalen Schnittes.*

Die Effizienz nach dem Anbringen des zwei dimensionalen Schnittes in Abhängigkeit der Björken-Skalenvariable x in Abbildung 5.13 dargestellt. Über einem x-Wert von 0.08 liegt die Effizienz bei 100 Prozent und fällt zu kleineren x-Werten hin auf 50 Prozent ab. Bei kleinem x-Björken ist die ausgezeichnete Richtung des hadronischen Endzustandes nicht stark ausgeprägt. Dies liegt unter anderem an dem kleinen Transversalimpuls $p_{T,miss}$ der Ereignisse, die dadurch ein homogeneres Schauerprofil in der r-ϕ Ebene besitzen. Ereignisse mit mehr als einem Jet im hadronischen Endzustand verstärken diesen Effekt. Diese Effekte sind in der Abbildung 5.14 anhand von Schnitten auf x oder auf die Anzahl der Teilchenschauer im Endzustand veranschaulicht. Der Verlauf der Effizienzverteilung der Daten wird von den Monte-Carlo-Simulation wiedergegeben. Dabei unterscheidet sich das Signal-Monte-Carlo Django-CC nicht wesentlich von der Pseudo-CC Django-NC Monte-Carlo-Simulation. In den auf die Daten normierten Verteilungen (Abb. 5.13 rechts) ist dies leicht nachvollziehbar. Der dort sichtbare Unterschied fließt bei kleinen Werten x_h nicht in den systematischen Fehler ein. Für den systematischen Fehler wurde der Wert von V_{ap}/V_p um ± 0.02 variiert. Innerhalb der systematischen Unsicherheit wird die Effizienz von der Monte-Carlo Vorhersage beschrieben. Die Abschätzung des γp-Untergrundanteils erfolgt mit Ereignissen, bei denen das gestreute Positron in dem Elektron-Tagger nachgewiesen wird. In diesem

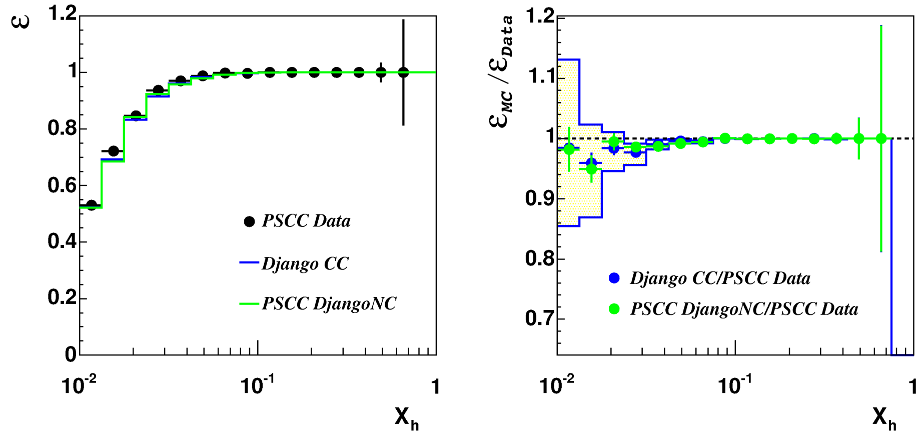

Abbildung 5.13: *links: Effizienz für den V_{ap}/V_p-Schnitt in Abhängigkeit von der Skalenvariable x_h. rechts: Die Monte-Carlo-Simulationen sind auf die Daten normiert. Die durchgezogenen Linien zeigen den Einfluß des systematischen Fehlers von $\pm$0.02 auf V_{ap}/V_p.*

Zusammenhang werden zusätzlich folgende Prozesse in Betracht gezogen:

- CC-Ereignis mit einem Bethe-Heitler-Bremsstrahlungsprozeß überlagert
- γp-Ereignis mit einem Bethe-Heitler-Bremsstrahlungsprozeß überlagert
- CC-Ereignis mit einem γp-Prozeß überlagert.

Die Beiträge der jeweiligen Prozesse werden mit zufällig aufgenommenen Ereignissen (Kap. 3.3) abgeschätzt. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein CC-Ereignis mit einem Bethe-Heitler-Prozeß überlagert ist, liegt bei 0.017. Für ein überlagertes γp-Ereignis mit einem Bethe-Heitler-Bremsstrahlungsprozeß ergibt sich ein Wert von ca. 0.022. Die Überlagerung von CC-Ereignissen mit den Photoproduktionsereignissen ist vernachlässigbar.

Die V_{ap}/V_p-Verteilung für die getaggten Daten und der dazugehörigen γp-Monte-Carlo Verteilung ist in 5.15 b) abgebildet. Für die Monte-Carlo-Simulation wurde die Inelastizität y_e aus dem generierten y_{jb} berechnet. Dabei wurde die Energie der Positronen künstlich um 15% verschmiert. An die Daten- und simulierte γp-Verteilung wurde ein Akzeptanz-Schnitt von $0.4 \leq y_e \leq 0.85$ angewandt. Ein systematischer Fehler (siehe Fehlerband) von 30% auf die Normierung der Photoproduktions-Erwartung wurde angenommen. Bis auf das erste V_{ap}/V_p-Intervall stimmt die Messung innerhalb vom Fehlerband gut mit der γp-Erwartung überein. In dem ersten Intervall werden ca. 13 überlagerte CC-Ereignisse und ca. 3 γp-Ereignisse erwartet. Gemessen werden aber 19 Ereignisse. Der Einfluß des systematischen Fehlers auf die Kontrollverteilung ist in 5.15 a) dargestellt. Der Fehler scheint in der Kontrollverteilung recht konservativ.

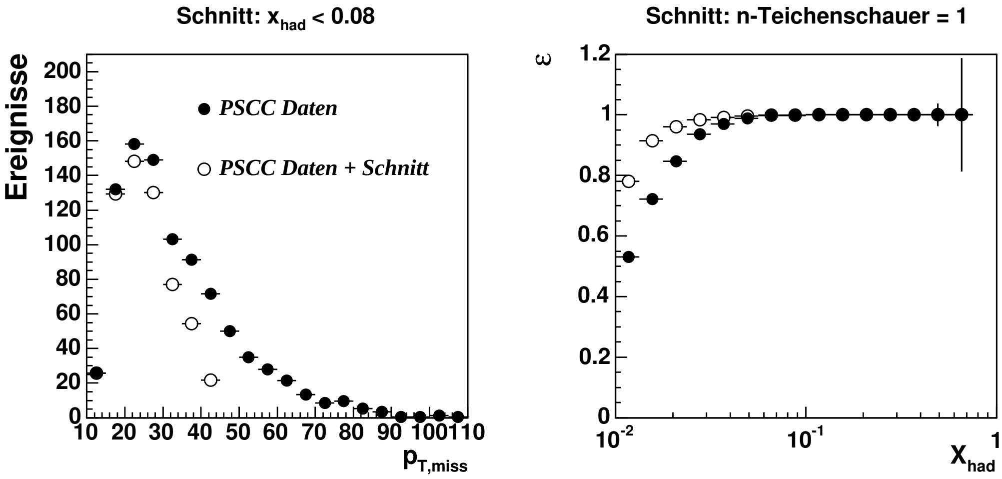

Abbildung 5.14: *links: $p_{T,miss}$-Verteilung für die Pseudo-CC Daten ohne den zwei dimensionalen V_{ap}/V_p-Schnitt. Die Verteilung (○) mit dem zusätzlichen Schnitt x < 0.08 liegt erwartungsgemäß bei kleinen Transversalimpulsen. rechts: Effizienz für den V_{ap}/V_p-Schnitt mit (•) und ohne (○) dem zusätzlichen Schnitt auf die Anzahl der Teilchenschauer (Jets) im Endzustand. Die V_{ap}/V_p-Schnitteffizienz bei kleinen Intervallen ist für Ereignisse mit nur einem Teilchenschauer im Endzustand wesentliche höher als ohne den Schnitt auf die Anzahl.*

Der NC-Untergrund

NC-Ereignisse werden in der Regel durch das Auffinden des gestreuten Elektrons anhand eines Suchalgorithmus identifiziert. Die Identifikation basiert auf einem kompakten und isolierten elektromagnetischen Schauer des Elektrons in dem Kalorimeter. Der Schauer ist auf wenige Kalorimeterzellen konzentriert und weist eine geringe transversale Ausdehnung auf. Der hadronische Endzustand wird durch das identifizierte Elektron balanciert. Wegen der begrenzenden Akzeptanz und der limitierten Auflösung des Detektors erhalten einige der Ereignisse des neutralen Stromes ein hohes Ungleichgewicht in p_T. Zum Beispiel erzeugen gestreute Positronen in den Lücken des Kalorimeters ein untypisches Schauerprofil und werden nicht als solche erkannt. Ereignisse mit einem unerkannten Positron bei einem hohen Impulsübertrag weisen in der zentralen Spurkammer eine isolierte Spur auf, die in der r-ϕ Ebene gegenüber dem hadronischen Endzustand liegt. Deshalb gelten Ereignisse, die nicht die Bedingung 5.7 erfüllen, als NC-Kandidaten und werden aus der Probe entfernt.

$$|\phi_h - \phi_{Spur}| \leq 160^\circ \tag{5.7}$$

Für die Spur gelten die folgenden Isolationskriterien:

- Die Spur muß ein Transversalimpuls p_T von mehr als 1 GeV und einen Polarwinkel θ größer als 25° aufweisen.

- Die Spur darf weder einem Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter oder Spacal zugeordnet werden, noch einem identifizierten Myon.

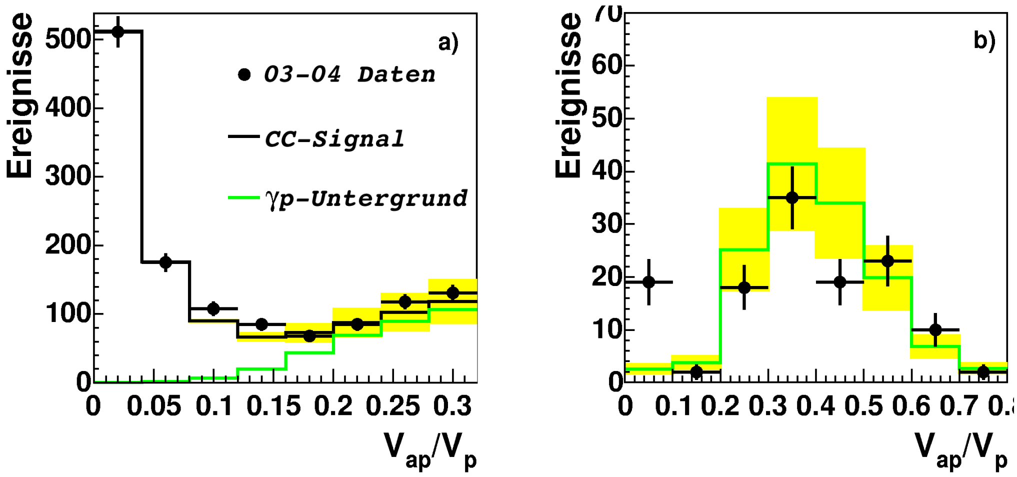

Abbildung 5.15: *V_{ap}/V_p-Verteilung. a) Die Kontrollverteilung für V_{ap}/V_p mit dem systematischen Fehler von 30% auf γp als Fehlerband. b) Ereignisse mit einem Positron im Elektron-Tagger. Die γp-Monte-Carlo-Simulation der Photoproduktion (Pythia) ist auf die Akzeptanz von dem Elektron-Tagger korrigiert.*

- Der Abstand R der isolierten Spur i zu einer beliebigen Spur j in der η-ϕ - Ebene darf nicht größer als 0.5 sein. Der Isolationskonus in der η-ϕ - Ebene ist folgendermaßen definiert

$$R = \sqrt{(\phi_i - \phi_j)^2 + (\eta_i - \eta_j)^2}, \tag{5.8}$$

mit der Pseudorapidität η = -$ln\,(\,tan\,(\theta/2))$.

Bei Ereignissen mit Elektronen im Endzustand wird ihre Akoplanarität $\Delta\phi_{ac}$ und ihre Entfernung zu den Teilchenschauern berechnet. Die Akoplanarität $\Delta\phi_{ac}$ ist definiert durch den Azimutwinkel ϕ zwischen dem Positron und dem hadronischen Endzustand.

$$\Delta\phi_{ac} = |\phi_h - \phi_{e^+}| \tag{5.9}$$

$\Delta\phi_{ac}$ ist ein Maß für das Gleichgewicht in der η- ϕ - Ebene. Die Entfernung des Elektrons zu den nächsten Teilchenschauern D_{jet} in der η- ϕ - Ebene ist folgendermaßen festgelegt

$$D_{jet} = \sqrt{(\phi_{jet} - \phi_{e^+})^2 + (\eta_{jet} - \eta_{e^+})^2} \tag{5.10}$$

D_{jet} ist ein Maß für die Isolation des Positrons. Ereignisse mit einem hohen D_{jet} und mit einem isolierten Positron und einer Akoplanarität $\Delta\phi_{ac} \geq 160\,^\circ$ werden aus der Probe entfernt.

5.6.2 Nicht ep induzierter Untergrund

Neben den Ereignissen aus der Positron-Proton-Wechselwirkung am nominellen Wechselwirkungspunkt werden Ereignisse anderen Ursprungs registriert. Der Hauptanteil dieser Ereignisse besteht aus Strahl-Restgas-Wechselwirkungen, Halo-Myonen und Myonen aus der kosmischen Strahlung. Diese Ereignisse besitzen kein diskretes Ereigniszeitpunkt t_0 und weisen eine von ep-Ereignissen verschiedene Topologie auf. In erster Linie zielen die Untergrund-Algorithmen auf die topologischen Unterschiede ab. In diesem Unterkapitel werden erst die Algorithmen vorgestellt und anschließend ihre Effizienz abgeschätzt.

Die topologischen Algorithmen

Die topologischen Algorithmen sind aus historischen Gründen in drei Gruppen eingeteilt, Ibg, Ibgfm und Ibgam. Ibg entspricht den ersten zehn Suchalgorithmen aus dem Programmpaket QBGFMAR [24] und Ibgfm beinhaltet die restlichen sechzehn. Das Auffinden vom Untergrund mit Ibgfm-Algorithmen basiert auf ein- und zwei-dimensionalen Schnitten auf Abschätzparameter (Estimatoren). Algorithmen die nach Fertigstellung und Test des Programmpackets QBGFMAR entworfen wurden, befinden sich hauptsächlich in Ibgam.

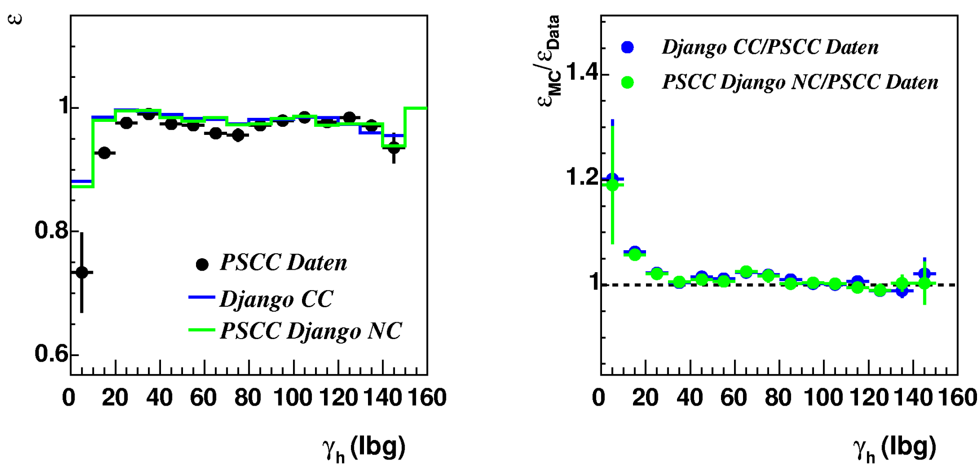

Abbildung 5.16: *links: Effizienz zum Auffinden von CC-Ereignissen mit den verwendeten Ibg Algorithmen in Abhängigkeit von γ_h. rechts: Die Monte-Carlo-Effizienzen sind auf die der Pseudo-CC Daten normiert.*

Ibg umfaßt Algorithmen, die einfache topologische Zusammenhänge beinhalten und ausschließlich Halo-Myonen und Myonen aus der kosmischen Strahlen identifizieren. Halo-Myonen entstehen bei der Kollision des Protonstrahls mit der Strahlwand oder mit dem Restgas in der Strahlröhre. Sie begleiten den Protonenstrahl und durchqueren horizontal in Protonrichtung den H1-Detektor. Dementsprechend ist die typische Signatur eines hochenergetischen Halo-Myons eine nahezu horizontale Spur, die sich durch mehrere Detektorkomponenten durchzieht. Informationen aus den massiven Detektorkomponenten, dem Flüssig-Argon-Kalorimeter, dem Myon-Detektor und dem SPACAL werden von den Ibg-Algorithmen benutzt, um das Halo-Myon-Muster im Ereignis zu finden (siehe Tabelle 5.2).

Die kosmischen Myonen sind der Bestandteil der harten Komponente der Sekundärstrahlung, die aus der Wechselwirkung der Primärstrahlung [7] mit der Erdatmosphäre entsteht. Wegen ihrer hohen Masse verlieren Myonen kaum Energie durch Bremsstrahlung und büßen auf ihrem Flug durch die Atmosphäre im Mittel 2 GeV ihrer Energie ein. Deshalb können hochenergetische Myonen oberhalb von 2 GeV die Erdoberfläche erreichen und unter anderem Schauer im Detektor erzeugen. Im Barrel[8] ergibt sich für kosmische Myonen eine Ereignisrate von 700Hz [37] . Die häufigsten Ereignismerkmale sind

- zwei gegenüber liegende Spuren im Myondetektor, wobei sie eine annähernd übereinstimmende Richtung aufweisen.
- eine Spur im Myondetektor und eine Energiedeposition im LAr-Kalorimeter, die innerhalb eines langen Zylinder mit einem kleinen Radius liegt. Zylinderachse und Spur liegen in einer annähernd übereinstimmenden Richtung.

Im Gegensatz zu den horizontal ausgerichteten Halo-Myonen sind die Spuren der kosmischen Myonen vom Polarwinkel θ abhängig. Die Algorithmen für kosmische Myonen suchen diese innerhalb $10^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$.

Die verwendeten Algorithmen aus der Ibg-Gruppe sind in der Tabelle 5.2 kurz beschrieben. Zur Identifikation der unterschiedlichen Algorithmen-Arten sind die kosmischen Myonen Algorithmen mit kos und für Halo-Myonen Algorithmen mit halo gekennzeichnet. Ihre Effizienz ist in 5.16 links dargestellt. Bei kleinen und mittleren γ_h-Intervallen weicht die Monte-Effizienz von den Pseudo-CC Daten ab (5.16 rechts). Dieser Unterschied wird hauptsächlich von dem COSTALAR-Algorithmus verursacht, weil im Gegensatz zu den Daten die Monte-Carlo-Simulationen das Rauschen im instrumentierten Eisen nicht beinhalten. Dies hat zur Folge, daß in dem einen Fall das Rauschen im instrumentierten Eisen zwei Stützpunkte für eine Zylinderachse liefern kann und der Zylinder einen großen Teil des hadronische Endzustandes enthält, z.B. Ereignisse mit einem Jet im Endzustand, und in dem anderen Fall keine Stützpunkte gefunden werden. Ohne COSTALAR wird die Effizienz in den statistisch signifikanten Intervallen recht gut von der Monte-Carlo-Simulation beschrieben. Die restliche Ineffizienz bei kleinen γ_h-Intervallen in Daten und in Monte-Carlo wird durch den COSLAR-Algorithmus erzeugt. Die Ibgfm-Gruppe beinhaltet zehn QBGFMAR-Algorithmen, die auf ein dimensionalen Estimator-Schnitten basieren und sechs die zwei dimensionale Schnitte auf die Estimatoren anwenden. Die zwei dimensionalen Algorithmen sind um drei neue Algorithmen

[7] Der Teilchenstrom aus dem Weltraum in die Erdatmosphäre wird als Primärstrahlung bezeichnet. Die Primärstrahlung besteht aus ca. 85 % Protonen und ca. 14% α-Teilchen. Der Rest ist aus Elektronen, schweren Ionen und Photonen zusammengesetzt. In der Erdatmosphäre setzen sich diese in andere Teilchen um und werden als Sekundärstrahlung auf der Erdoberfläche beobachtet.

[8] Der Abschnitt des Myonendetekors ohne die Endkappen wird als Barrel (*Faß*) bezeichnet.

Algorithmus	Beschreibung	Art
HALAR	longitudinale horizontale Energiedeposition im LAr-Detektor	halo
HAMULAR	annährnd übereinstimmende Richtung der Energiedeposition im LAr-Kalorimeter und der rückwärtigen Endkappe des Myondetektors	halo
HAMUMU	horizontal ausgerichtete Treffer in der vorderen und hinteren Endkappe weisen eine übereinstimmende Richtung auf	halo
HASPALAR	horizontale Energiedeposition im SPACAL und IF vom LAr-Detektor	halo
HAMUIF	horizontale Energiedeposition in der rückwärtigen Endkappe und dem IF vom LAr-Detektor	halo
COSMUMU	zwei gegenüberliegende Myon-Spuren mit vergleichbarer Richtung	kos
COSMULAR	gesamte Energie im LAr weist auf die Myon-Spur	kos
COSTALAR	gesamte LAr-Energie zeigt auf einander gegenüberliegenden Spuren in dem instrumentierten Eisen.	kos
COSTRACK	zwei exakt entgegengerichtete Spuren in der zentralen Spurkammer	kos
COSLAR	lange isolierte Energiedeposition im LAr-Kalorimeter.	kos

Tabelle 5.2: *Suchalgorithmen aus der Ibg-Gruppe*

erweitert. Viele der Estimatoren sind entweder Komponenten der Ibg-Algorithmen oder von diesen abgeleitet. Die Effizienz der Ibgfm ist in 5.17 links dargestellt. Daten- und Monte-Carlo-Effizienzen stimmen gut überein. Die Ineffizienz liegt bei $\approx 2\%$. Zur Ineffizienz von Ibgfm tragen überwiegend zwei Estimatoren bei. Der eine Estimator basiert auf COSLAR und der andere Estimator beruht auf der Anzahl der Spuren in den zentralen Spurkammern.

Das QBGFMAR-Paket ist nachträglich um sechs neue Algorithmen [9] erweitert worden, die zu der Ibgam-Gruppe zusammengefaßt werden. BEAMGAS-Estimatoren weisen Strahl-Restgas-Ereignisse nach, bei denen der Wechselwirkungspunkt in dem H1-Detektor liegt. Hochenergetische Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung werden in dieser Gruppe von den Algorithmen COSLARSHAPE, COSLARTRACK und COSTRACKTIME nachgewiesen. Die COSLARSHAPE-Algorithmen fassen beieinander liegende Energiedepositionen zusammen ($supercluster$) und passen an die zusammengefaßten Volumina Zylinder an. In Abhängigkeit von der Eindringtiefe des Myons in dem H1-Detektor werden an die Energie im Zylinder E_{zyl}, die Länge l_{zyl} und die Polarausrichtung θ_{zyl} der Zylinderachse und an die Anzahl der LAr-Zellen in dem Zylindervolumen n_{zyl} Bedingungen gestellt. z.B wird ein Ereignis, daß ein Supercluster mit $n_{zyl} \geq 6$, $E_{zyl} > 1GeV$, $\theta_{zyl} > 30°$, $l_{zyl} > 40cm$ und einer dazugehörigen Spur im instrumentierten Eisen auf der gegenüberliegenden Seite als ein kosmischer Myon Kandidat behandelt. Der dazugehörige Suchalgorithmus wird wegen seiner Ineffizienz von 6% aus der Analyse ausgeschlossen. Ebenso wird der COSLARTRACK-Algorithmus, der hohe Energiedepositionen im äußeren LAr-Detektor mit dem dazu angepaßten Vertex kombiniert, wegen seiner hohen Ineffizienz (9%) nicht angewandt. Im COSTRACKTIME werden Ereignisse mit zwei Spuren in annähernd übereinstimmender Richtung im Myon-Detektor und der dazugehörigen Zeitdifferenz Δt aus den zentralen Spurkammern ana-

[9]BEAMGAS, COSLARSHAPE, COSLARTRACK, HALARTRACK, HASPA und COSTRACKTIME

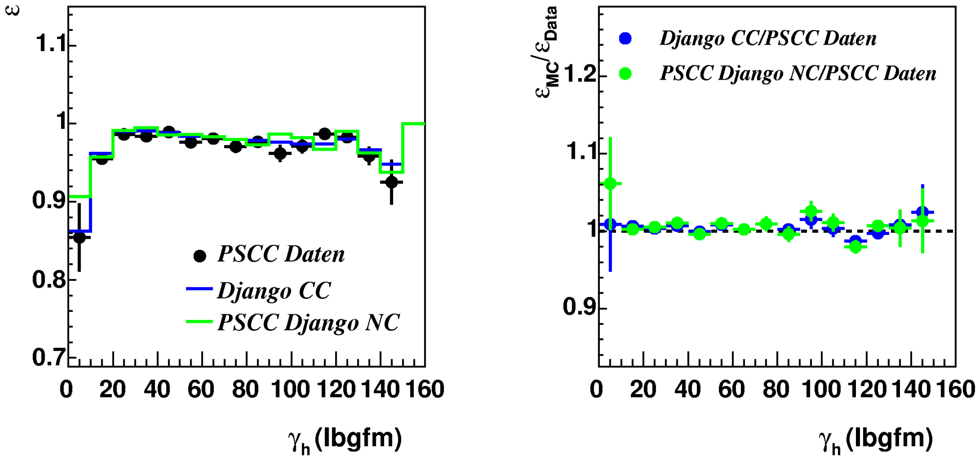

Abbildung 5.17: *links: Effizienz zum Auffinden von CC-Ereignissen mit den verwendeten Algorithmen aus der Ibgfm-Gruppe in Abhängigkeit von γ_h. rechts: Die Monte-Carlo-Effizienzen sind auf die der Pseudo-CC Daten normiert.*

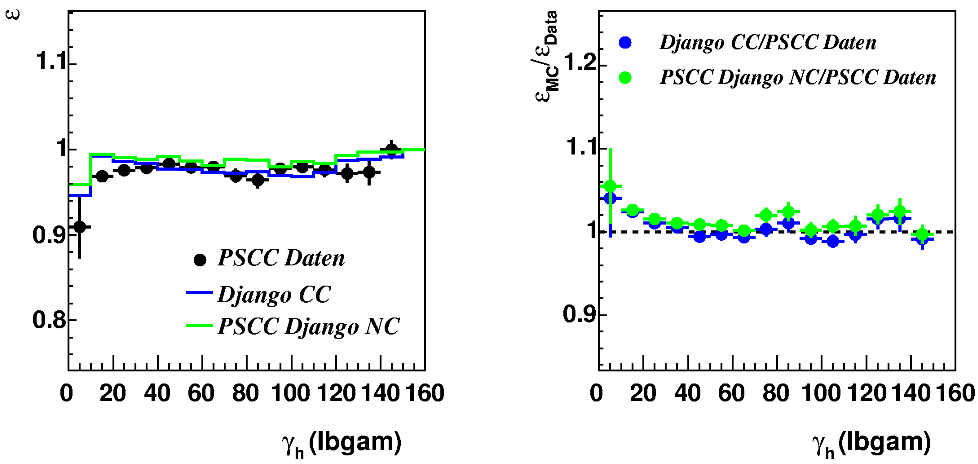

Abbildung 5.18: *links: Effizienz der verwendeten Ibgam Algorithmen in Abhängigkeit von γ_h. Die Algorithmen rechts: Die Monte-Carlo-Effizienzen sind auf die der Pseudo-CC Daten normiert.*

lysiert. Die Zeitdifferenz darf nicht mehr als 1.92ns betragen. Ein zweiter COSTRACKTIME-Suchalgorithmus, der auf Δt und auf das Verhältnis von nicht angepaßten Spuren zu angepaßten Spuren beruht, wird wegen seiner Ineffizienz von 1.7% nicht berücksichtigt. Hohe isolierte Energiedepositionen im LAr-Kalorimeter ohne dazu passende Spuren aus den Spurkammern

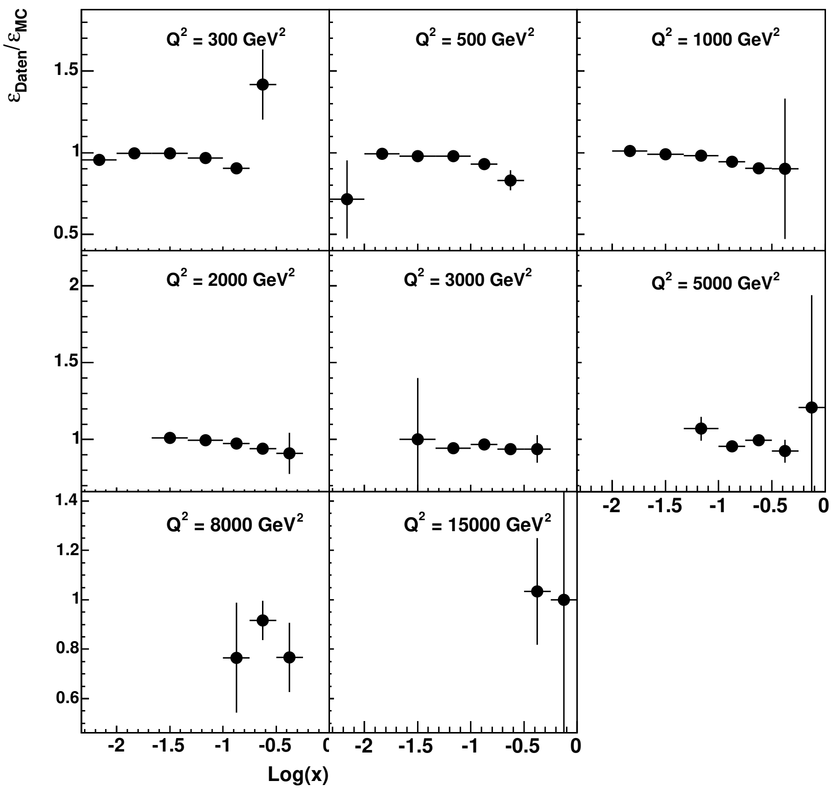

Abbildung 5.19: *Gewichtungsfaktoren für die MC-Simulation werden aus der Effizienz der Untergrund-Algorithmen berechnet. Die Pseudo-CC Daten-Effizienz ist auf die der Monte-Carlo-Simulation normiert und ist in Abhängigkeit von x_h für unterschiedliche Q^2-Intervalle dargestellt. Erwartungsgemäß liegen die Werte für die signifikanten Intervalle nahe bei eins. Nur Intervalle an der Inelastizitäts-Schnittkante und bei hohen Q^2 weichen stärker ab.*

werden mit dem HALARTRACK-Algorithmus als Halo-Myon-Kandidaten markiert. Myonen, die den Detektor längs durchqueren und dabei durch den SPACAL fliegen, werden anhand des Energieungleichgewichts zwischen dem vorderen und dem rückwärtigen Bereich des H1-Detektors erkannt. Die Ineffizienz der genutzten Ibgam-Algorithmen liegt bei $\approx 2\%$ (siehe Abb. 5.18) und die Diskrepanz zwischen Pseudo-CC Daten und dem Signal Monte-Carlo Django CC befindet sich in den relevanten Intervallen unter 3%. Aus den Pseudo-CC Daten ergibt sich für alle angewandten Algorithmen eine Effizienz von ca. 94%. Die Monte-Carlo-Effizienz fällt mit ca. 96% höher aus. Das Signal-Monte-Carlo Django CC wird auf den Unterschied in der Effizienz korrigiert. Die Korrekturfaktoren in x-Q^2-Intervallen sind in 5.19 abgebildet.

Ereigniszeitpunkt

Neben den topologischen Suchalgorithmen wird der Untergrund durch einen Schnitt auf den Ereigniszeitpunkt t_0 aussortiert. Der Ereigniszeitpunkt kann für geladene Teilchen aus der Driftzeitmessung an den Anoden der zentralen Spurkammern bestimmt werden. Für ep-Ereignisse ist t_0 an den Kollisionszeitpunkt der Teilchenpakete gebunden und deshalb im wesentlichen diskret, wohingegen nicht ep induzierter Untergrund einen homogeneren Ereigniszeitpunkt aufweist. Die $t_{0,CJC}$-Auflösung der Spurkammern liegt mit ca. $2ns$ bzw 10.4 ticks [10] weit unter der Bunch-Crossing-Periode und ermöglicht einen Schnitt auf die CJC-Ereigniszeit. In dieser Analyse werden Ereignisse verworfen, die nicht innerhalb von dem Zeitfenster $\pm\Delta t_0 = |t_{0,CJC} - t_{nom}| = 50$ ticks (0.1BC) um den nominellen Wert t_{nom} liegen. In den e^+p-Läufen 357072 bis 368000 lagen aus technischen Gründen neben den Ereignissen mit $t_{nom} = 460$ ticks auch Ereignisse mit $t_{nom} = 410$ ticks vor (Abb. 5.20 b). Dementsprechend ist der Schnitt auf die Ereigniszeit angepaßt. Ferner liefert der LAr-Kalorimeter-Trigger ein Ereigniszeitpunkt $t_{0,LAr}$, wobei die Auflösung bei ≈ 0.1 BC liegt. Die Verteilung wird um ihr Maximum von 0.12 BC sehr gut mit einer Gaußkurve beschrieben, während ihre Schwänze wegen dem Untergrund signifikant von einer Gaußkurve abweichen (Abb. 5.20 rechts unten). Ereignisse die außerhalb von dem Zeitfenster 0.54 BC liegen werden aus der Probe entfernt. Die Breite der Zeitfenster entspricht für beide Schnitte 5σ und die gesamt Ineffizienz liegt bei ca. 1.5 %. Das Monte-Carlo wird auf die Ineffizienz korrigiert.

[10] Zeitmaß für die CJC. 500 ticks entsprechen 96ns.

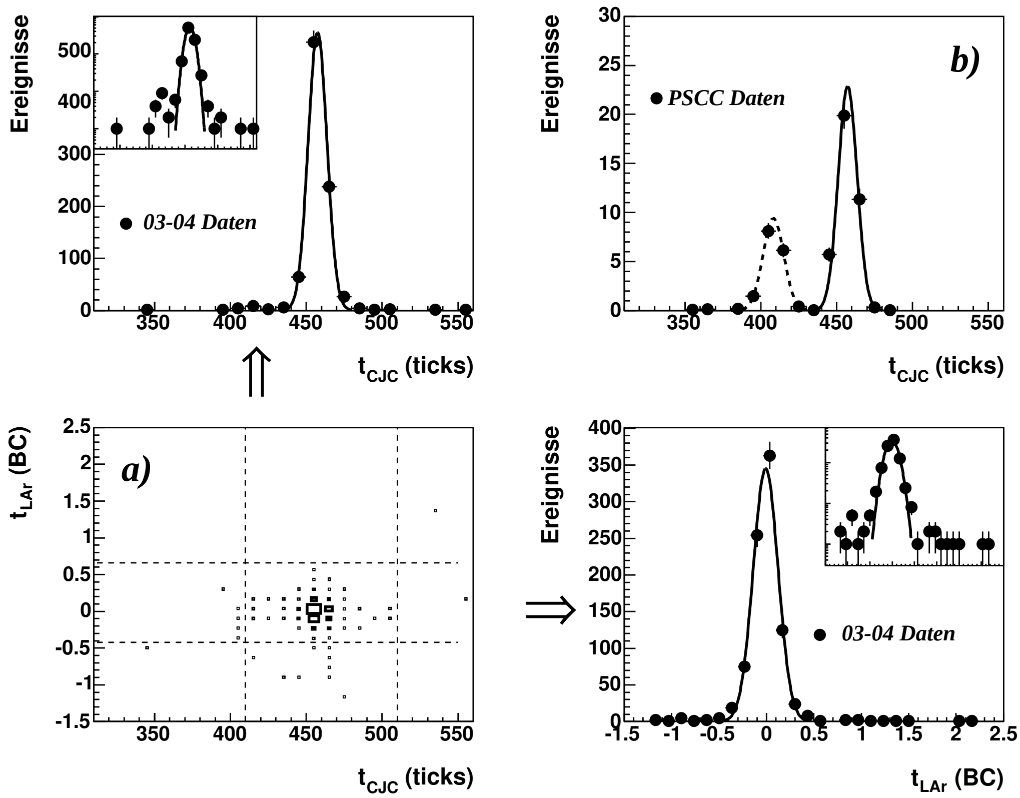

Abbildung 5.20: *Die Ereigniszeitpunktstudie: Bis auf den Ereigniszeit-Schnitt sind alle anderen CC-Schnitte angewandt. In a) ist für die 03-04 Daten die Ereigniszeit* $t_{0,CJC}$ *gegen* $t_{0,LAr}$ *abgetragen. Die gestrichelten Linien deuten die Schnitte* $|t_{0,CJC} - 460| \leq 50$ *und* $|t_{0,LAr} - 0.12| \leq 0.54$ *an. Die Projektion der zwei dimensionalen Verteilung auf ihre ein dimensionalen Größen ist mit den Pfeilen(*$\Rightarrow$*) gekennzeichnet. Um die Schwänze der ein dimensionalen Verteilungen sichtbar zu machen, wurden die selben Histogramme mit einer logarithmischen Skala kleiner in die gleichen Bilder eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien stellen die angepaßten Gaußkurven dar. Die eindimensionale Verteilung in Abhängigkeit von* $t_{0,CJC}$ *ist links oben abgebildet und die* $t_{0,LAr}$*-Verteilung ist rechts unten dargestellt. Um die Maxima herum werden die Verteilungen recht gut von der Gaußkurve beschrieben, wohingegen sie wegen dem Beitrag von Untergrund in den Schwänzen der Verteilungen erheblich von einer Gaußkurve abweichen. In b) sind die zwei Maxima in den Läufen 357072 bis 368000 mit den Pseudo-CC Daten veranschaulicht.*

5.7 Phasenraum-Schnitte

Das wesentliche Merkmal von den geladenen-Strom-Ereignissen ist das gestreute Neutrino im Endzustand, das den Detektor unerkannt verläßt und dadurch ein Ungleichgewicht im gemessenen Transversalimpuls erzeugt. Ein zusätzliches Ungleichgewicht in p_T erzeugt die Fehlmessung der Energie und die begrenzte Akzeptanz des Detektors. Die $p_{T,miss}$-Verteilung der Monte-Carlo-Simulationen ist in 5.21 a) dargestellt, wobei die Schnitte auf die Phasenraumgrößen $p_{T,miss}$, Q^2 und y_h nicht angewandt wurden. Der Untergrund liegt im Vergleich zum Signal (CC-Django) bei kleineren Intervallen und rechtfertigt damit einen Schnitt auf kleine $p_{T,miss}$-Werte. In dieser Analyse wird auf einen Wert von 12 GeV geschnitten, weil

- bei kleineren $p_{T,miss}$-Werten die Triggereffizienz unter 30% liegt (siehe Abb. 5.7).
- ein Schnitt auf hohe $p_{T,miss}$-Werte gleichbedeutend mit einem Schnitt auf hohe Impulsüberträge Q^2 ist.

Die Schnitt-Effizienz liegt bei ca. 98% und weist eine Ineffizienz für das Signal von ca. 25% auf.

Neben dem p_T-Schnitt werden balancierte Ereignisse mit dem Schnitt auf die Virtualität Q^2 aus der Probe entfernt. Die hohe Ineffizienz bei kleinen Q^2-Intervallen begrenzt den Schnitt nach unten. Ereignisse mit einem $Q^2 < 223\ GeV^2$ werden unterdrückt (siehe Abb. 5.22).

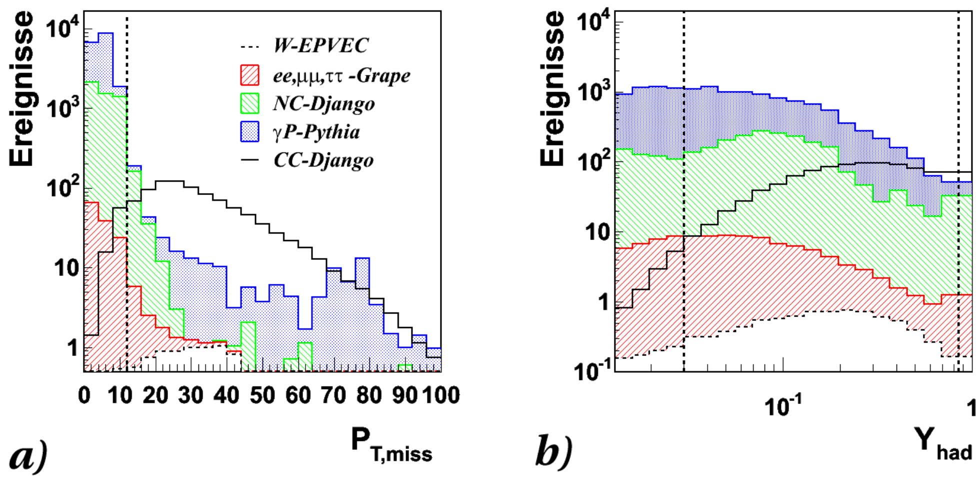

Abbildung 5.21: *Abgebildet sind die Verteilungen für die Phasenraumgrößen $p_{T,miss}$ und y_h für die CC-Monte-Carlo-Erwartung. Die Phasenraumschnitte auf $p_{T,miss}$,Q^2 und y_h sind bei diesen Verteilungen angewandt. Der Untergrund ist sukzessiv aufaddiert. In a) kennzeichnet die senkrechte gestrichelte Linie den Schnitt $p_{T,miss}$ ≥12GeV und in b) markieren sie die Schnittkanten für $0.03 \leq y_h \leq 0.85$.*

Die Verteilung der Inelastizität y_h ist in 5.21 b) dargestellt. Im Gegensatz zur Impulsverteilung ist sie auf der logarithmischen Skala eher flach und es läßt sich a priori nicht ein einfacher

Separationschnitt festlegen. Wegen der Ineffizienz (siehe Abb. 5.10) bei kleinen y_h und der Zunahme vom Betrag des Rauschens bei kleiner werdender Inelastizität, werden die Werte unter 0.03 in dieser Analyse ausgeschlossen. Bei hohen Inelastizitäten sind die radiativen Korrekturen für den CC-Prozeß sehr hoch und die Auflösung der Inelastizität in Abhängigkeit von x oder Q^2 ist sehr schlecht. Deshalb werden alle Ereignisse mit einer Inelastizität über 0.85 verworfen. Der Phasenraum ist in Abhängigkeit von x und Q^2 in der Abbildung 5.22 veranschaulicht.

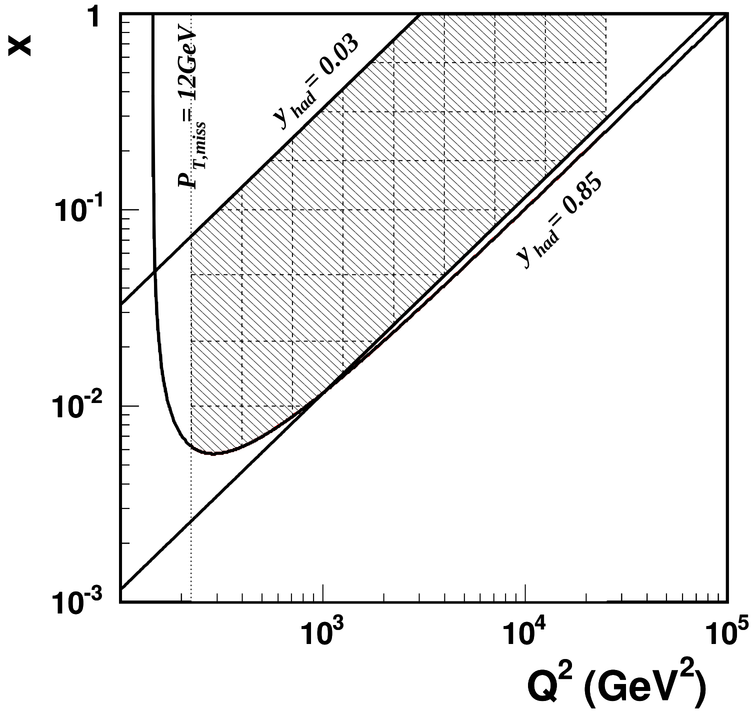

Abbildung 5.22: *Dargestellt ist der Phasenraum in Abhängigkeit von x und Q^2. Die durchgezogenen Linien stehen für die Schnitte auf die Inelastizität und auf den fehlenden Transversalimpuls. Die gepunktete Linie stellt den Schnitt auf $Q^2 =$ 223 GeV^2 dar. Die schraffierte Fläche markiert den Bereich, in dem die differentiellen Wirkungsquerschnitte gemessen werden und die gestrichelten Linien markieren die Intervallgrenzen.*

5.8 Kontroll-Verteilungen

Die Datenprobe wurde nach den folgenden Schnitten anhand von dem H1-Ereignis-Display nach Untergrund abgesucht. Die Liste der Untergrund-Kandidaten wurde von mehreren Leuten unabhängig von einander bestimmt und nur die Ereignisse aus der gesamten Schnittmenge (ca. 3%) wurden aus der Probe entfernt.

- Vorauswahl der Ereignisse
- Phasenraumschnitte: $p_{T,miss} \geq 12$ GeV, $0.03 \leq y_h \leq 0.85$, $Q^2 \geq 223$ GeV^2

- Subtrigger ST66 ST67 und ST77
- Vertexschnitt: $-35cm \leq z_{vertex} \leq 35cm$
- Untergrund Algorithmen Ibg,Ibgfm und Ibgam
- Ereigniszeitpunkt $|\mathrm{t}_{0,CJC} - \mathrm{t}_{nom}| = 50$ ticks, $|\mathrm{t}_{0,LAr} - 0.12| \leq 0.54$
- Parabolischer Schnitt in die V_{ap}/V_p-$p_{T,miss}$ Verteilung und $V_{ap}/V_p \leq$0.25
- sonstige Schnitte gegen nicht ep-Untergrund

Die Anzahl der Ereignisse pro integrierter Luminosität in 1pb^{-1} Intervallen (Ereignisrate) gegen den Lauf ist in der Abbildung 5.23 a dargestellt. Die drei Perioden mit den zwei Helizitätsphasen sind anhand der angepaßten Funktionen an die Ereignisrate gut zu erkennen. Zur Identifikation von starken Schwankungen in der Ereignisrate wurden die zwei Helizitätsphasen auf die Ereignisrate projiziert (siehe Abb. 5.23 c). An den negativ polarisierten Datensatz wurde eine Poissonfunktion angepaßt und an den positiv polarisierten eine Gaußfunktion. Die Daten werden von den angepaßten Funktionen recht gut beschrieben. Zur Prüfung der Polarisation wurde die Ereignisrate auf die Polarisation normiert (siehe Abb. 5.23 b) und auf die normierte Ereignisrate projiziert (Abb. 5.23 d). Der Verlauf der Projektion wird sehr gut von der angepaßte Poissonverteilung beschrieben. Als Gegenprobe zur Ereignisrate aus 5.23 a wurden nur der $p_{T,miss}$-Schnitt und die Untergrundalgorithmen auf die Datenprobe angewandt, um das Rauschen im Detektor anhand des kleineren statistischen Fehlers in der Datenprobe zu erkennen. In der Gegenprobe wurden starke Abweichung in der Ereignisrate entdeckt.

Die Kontrollverteilungen der Phasenraumvariablen $p_{T,miss}, Q^2, E$-p_z und x sind für die zwei Helizitätsperioden getrennt in Abb. 5.24 und 5.25 dargestellt. Die linkshändige (LH) Datenprobe schwankt wegen der geringeren Statistik wesentlich stärker um die Vorhersage als die rechtshändige (RH). Die Anzahl der Untergrundereignisse pro pb^{-1} ist in beiden Fällen fast gleich. Beim Untergrund dominiert der Photoproduktionsanteil vor dem NC-Anteil und der reellen W-Produktion. Photoproduktion liegt überwiegend bei kleinem Q^2, kleinem E-p_z und mittleren x, wohingegen neutrale Strom Ereignisse beim mittleren Q^2, großen E-p_z und kleinem x liegen.

Die $p_{T,miss}$-Verteilung fällt erwartungsgemäß bei hohen Werten exponentiell ab und ist wegen den Phasenraumschnitten um 25 GeV verschmiert. Der Beitrag vom Untergrund liegt bei kleinen Impulsüberträgen. Die $p_{T,miss}$-Verteilungen für den rechtshändigen Datensatz wird sehr gut von der Monte-Carlo-Simulation beschrieben. Die linkshändigen Daten liegen bei kleinen Impulsüberträgen unter der Vorhersage und weisen auf einen Unterschuß in den Daten hin. Dennoch werden sie im Rahmen der statistischen Fluktuation gut von der Monte-Carlo-Simulation beschrieben. Der Unterschuß ist in den anderen Verteilungen stärker sichtbar. Die Abweichung ist in der Q^2-Verteilung bei kleinen Impulsüberträgen signifikanter und hat eine Auswirkung auf die berechneten Wirkungsquerschnitte. Auch bei kleinem E-p_z liegen die Daten signifikant unter der Vorhersage. Bezeichnenderweise liegen fast alle Intervalle in der x-Verteilung unter der Erwartung. Neben der Annahme, daß die Diskrepanz von einer statistischen Fluktuation herrührt, konnte keine weitere Erklärung gefunden werden. Im Gegensatz zu den linkshändigen Verteilungen werden alle rechtshändigen Verteilungen im Rahmen der statistischen Fluktuationen sehr gut von der Erwartung beschrieben. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse für die zwei Helizitätsphasen ist in der Tabelle 5.3.

	links händig	rechts händig
Luminosität (pb^{-1})	20.61	24.11
Polarisation (%)	-40.21	33.74
Daten (Anzahl)	219	609
Signal (Anzahl)	219.5	580.2
Untergrund (Anzahl)	21.01	24.74

Tabelle 5.3: *Resultat*

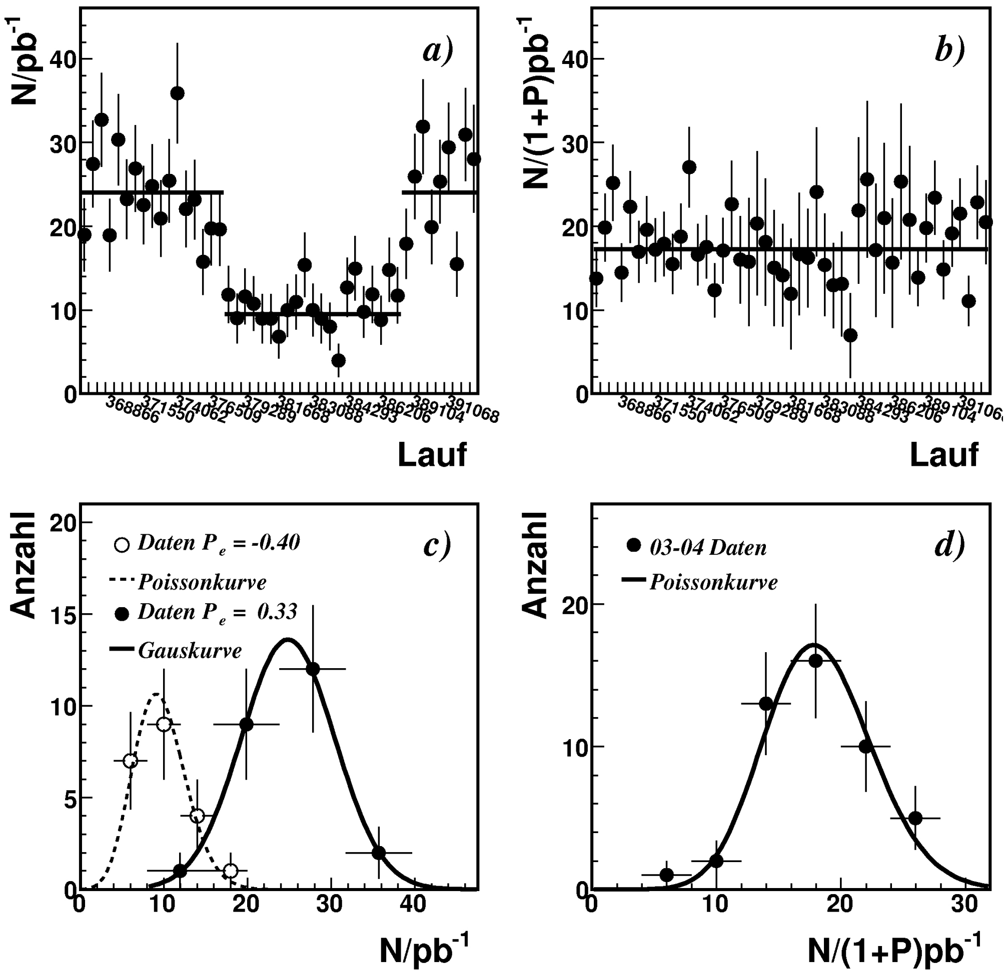

Abbildung 5.23: *a) Aufgetragen ist die Laufnummer gegen Anzahl der Ereignisse(N) in* pb^{-1}*-Intervallen (Ereignisrate) für die 2003-2004 Daten nach der Selektion. Die Linien geben die konstanten Funktionen wieder, die an die zwei verschiedenen Helizitätsphasen angepaßt wurden. In b) ist der Lauf gegen die polaristionnormierte Ereignisrate abgetragen. Die Linie entspricht der angepaßten Funktion. c) Dargestellt ist die Projektion der Ereignisrate für die zwei verschiedenen Helizitätsphasen. An die Daten mit positiver Polarisation wurde eine Gaußkurve angepaßt und an die Daten mit negativer Polarisation eine Poissonfunktion. In d) ist die Projektion der normierten Ereignisrate dargestellt. An die Daten wurde eine Poissonkurve angepaßt.*

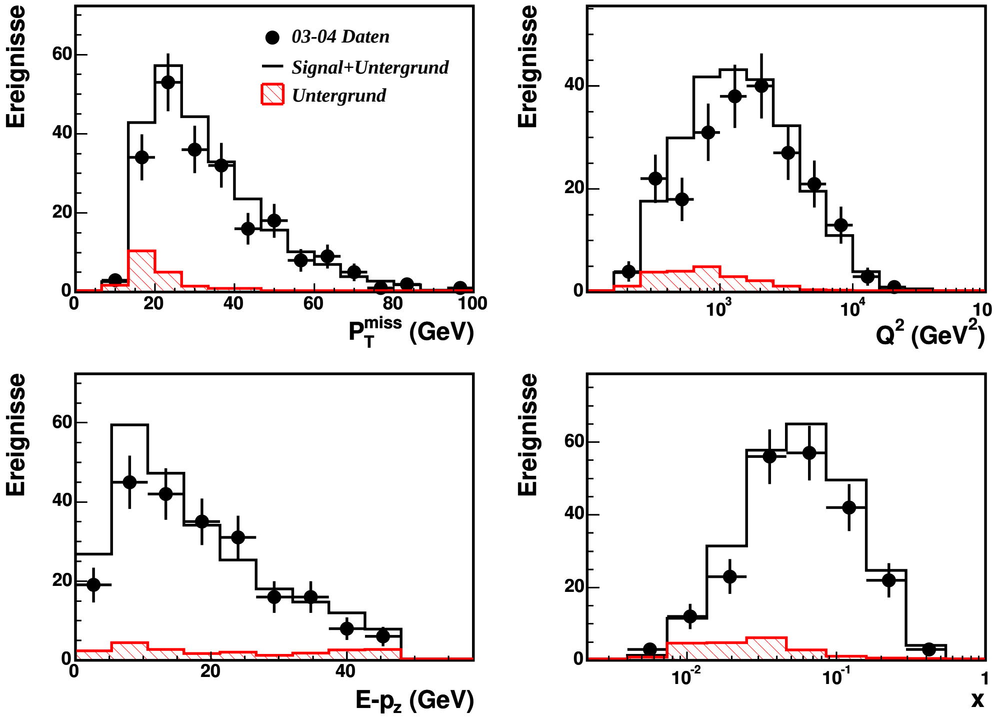

Abbildung 5.24: *Kontrollverteilungen für die linkshändige Datenperiode.*

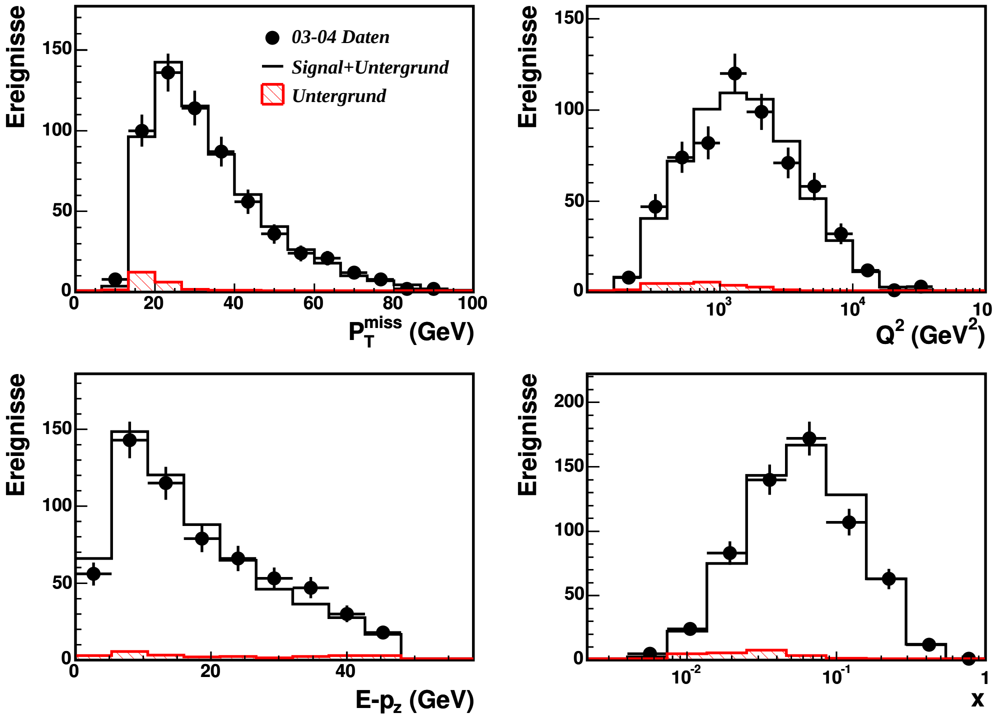

Abbildung 5.25: *Kontrollverteilungen für die rechtshändige Datenperiode.*

Wirkungsquerschnitt

In diesem Kapitel werden die Messungen der Wirkungsquerschnitte besprochen. Im ersten Abschnitt wird die Berechnung des Wirkungsquerschnittes erläutert und anschließend kurz die Einteilung der kinematischen Ebene in Intervalle dargelegt. Die systematischen Fehler werden in dem dritten Abschnitt zusammengefaßt. In den darauffolgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Messungen für den totalen, den differentiellen und den reduzierten Wirkungsquerschnitt präsentiert.

6.1 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Der Wirkungsquerschnitt ist allgemein als $\sigma = N/\mathcal{L}$ definiert, wobei im idealen Fall N die Anzahl der Ereignisse für den betrachteten Prozesses ist und $\mathcal{L}$ der integrierten Luminosität entspricht. In einem realen Detektor, der z.B. nicht den gesamten Raumwinkel umspannt, muß N auf die Akzeptanz ($\mathcal{A}$) des Detektors korrigiert werden und der vorhandene Untergrund $N^{Untergrund}$ von den selektierten Daten N^{Daten} abgezogen werden. Die Anzahl der Untergrundereignisse wird mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulationen abgeschätzt. Da die beobachteten Ereignisse in einem endlichen Intervall gemessen werden, werden die Messungen auf das Intervallzentrum (B) korrigiert. Zusätzlich werden die elektroschwachen Strahlungskorrekturen (rad[1]), die die Messung beinhaltet, mit dem Korrekturfaktor $\Delta\sigma^{rad}_{Theorie}$ aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt entfernt. Ein beliebig gemessener Wirkungsquerschnitt $\sigma^\star$, z.B. der totale ($\sigma^\star = \sigma_{CC}$), differentielle ($\sigma^\star = d\sigma_{CC}/dQ^2$) bzw doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt ($\sigma^\star = \tilde{\sigma}_{CC}$), ist dann gegeben durch

$$\sigma^\star = \frac{N^{Daten} - N^{Untergrund}}{\mathcal{A} \cdot \mathcal{L} \cdot B} \Delta\sigma^{rad}_{Theorie} \quad \text{mit } \Delta\sigma^{rad}_{Theorie} = \sigma^{nrad}_{gen} / \sigma^{rad}_{gen} \tag{6.1}$$

, wobei der theoretische Wirkungsquerschnitt σ^{rad}_{gen} [2] die Strahlungskorrekturen beinhaltet und der Wirkungsquerschnitt σ^{nrad}_{gen} die radiative Korrekturen nicht beinhaltet. Mit der Akzeptanz-

[1] rad ist die Abkürzung für *radiative* und bedeutet Strahlung und nrad steht für *non radiative*, d.h keine Strahlung

[2] gen: Generatorlevel

definition aus 6.3 kann 6.1 zu der einfachen Gleichung 6.2 umgeformt werden. Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes erfolgt unabhängig von der Form (total, differentiell oder doppelt-differentiell) nach dem selben Schema 6.2:

$$\sigma^{\star} = \frac{N^{Daten} - N^{Untergrund}}{N^{Signal}} \sigma^{\star}_{Theorie} \quad \text{mit } \sigma^{\star} = \left\{ \sigma^{tot}, \frac{d\sigma}{dQ^2}, \frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} \right\} \quad , \tag{6.2}$$

wobei N^{Signal} die Anzahl der Signalereignisse ist, die mit Hilfe der Signal-Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden . Das Signal-Monte-Carlo muß in diesem Fall die radiativen Korrekturen beinhalten. Diese Gleichung hat den Vorteil, daß nur aus der Messung der Ereignisanzahl in einem beliebigen Intervall und dem dazugehörigen theoretischen Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\star}_{Theorie}$ auf eine sehr einfache Weise der gemessene Wirkungsquerschnitt berechnet werden kann. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß der theoretische Wirkungsquerschnitt in dem gemessenen Phasenraum berechnet werden muß.

Die Aussagekraft des gemessenen Wirkungsquerschnittes wird anhand der Akzeptanz $\mathcal{A}$, Reinheit $\mathcal{R}$ und Stabilität $\mathcal{S}$ beurteilt. Diese Größen werden in dem folgenden Abschnitt erläutert.

Akzeptanz, Reinheit und Stabilität

Aufgrund von Messungenauigkeiten und Detektoreffekten tritt eine Wanderung der Ereignisse zwischen den Meßintervallen auf. Ereignisse auf dem Generatorlevel (Gen), die in einem Intervall i liegen, können auf dem Rekonstruktionslevel (Rec) in ein anderes Intervall j migrieren. Unter der Annahme, daß die Signalereignisse gut rekonstruiert werden, kann die Migration anhand der Akzeptanz, Reinheit und Stabilität aus dem Signal-Monte-Carlo quantifiziert werden.

Für die Beschreibung der Akzeptanz, Reinheit und Stabilität werden als Hilfsmittel einige Variablen definiert. Diese sind zum größten Teil in der schematischen Darstellung 6.1 veranschaulicht. Die Gesamtzahl der Ereignisse auf dem generierten $N_{Gen}(i)$ und rekonstruierten $N_{Rec}(i)$ Level in einem Intervall i ist definiert als

$$\begin{aligned} N_{Rec}(i) &= N_{STAY}(i) + N_{SMEARIN}(i) \\ N_{Gen}(i) &= N_{STAY}(i) + N_{SMEAROUT}(i) + N_{LOST}(i) \end{aligned}$$

, wobei

- N_{STAY} Anzahl der rekonstruierten Ereignisse, die im generierten Bin i bleiben.
- N_{LOST} Anzahl der generierten Ereignisse aus dem Bin i, die aus dem definierten Phasenraum migrieren.
- $N_{SMEARIN}$ Anzahl der rekonstruierten Ereignisse, die außerhalb des rekonstruierten Bins i generiert werden und in dem Bin i rekonstruiert werden.
- $N_{SMEAROUT}$ Ereignisse die aus dem generierten Bin i in ein anderes Bin im Phasenraum auswandern.

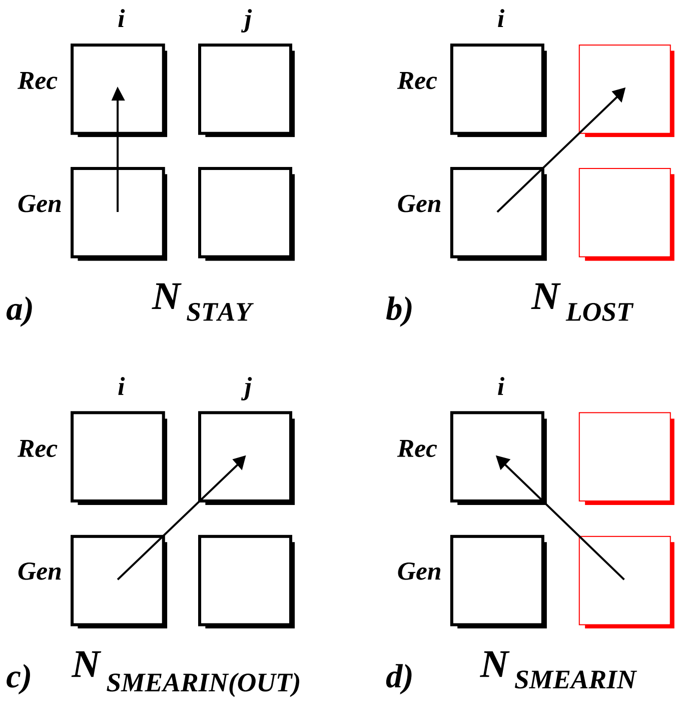

Abbildung 6.1: *Schematische Darstellung der Wanderbewegung von Ereignissen innerhalb von Intervallen. Die Pfeile markieren die Migrationsrichtung von Ereignissen vom Generatorniveau (Gen) hin zu Rekonstruktionsniveau (Rec). Die schwarzen Rechtecke symbolisieren die Intervalle, die innerhalb des betrachteten Phasenraums liegen und die hellen (roten) Rechtecke stehen für Intervalle, die außerhalb des betrachteten Phasenraums liegen. a) Ereignis bleibt in dem Intervall in dem es generiert worden ist (STAY). b) Ereignis migriert aus dem beobachteten Phasenraum (LOST) c) Ereignis wandert vom generierten Intervall i zum rekonstruierten Intervall j (SMEARIN bzw SMEAROUT) . d) Ereignis migriert von außen in den beobachteten Phasenraum (SMEARIN).*

Mit den Hilfsgrößen können die drei Variablen folgendermassen geschrieben werden

$$\begin{aligned} Akzeptanz: \quad \mathcal{A}(i) &= N_{Rec}(i)/N_{Gen}(i) && (6.3)\\ Reinheit: \quad \mathcal{R}(i) &= N_{STAY}(i)/N_{Rec}(i) && (6.4)\\ Stabilit\ddot{a}t: \quad \mathcal{S}(i) &= N_{STAY}(i)/(N_{Gen}(i) - N_{LOST}(i)) && (6.5) \end{aligned}$$

Die Akzeptanz in einem Intervall i ist ein Maß für das Auffinden der generierten Ereignisse in dem Bin i auf dem Rekonstruktionslevel in demselben Intervall. Weil in das rekonstruierte Intervall auch Ereignisse hinein migrieren können, wird diese Akzeptanz als eine verschmierte Akzeptanz bezeichnet. Der Anteil der generierten Ereignisse, die in demselben Intervall rekonstruiert werden, wird durch die Reinheit beschrieben. Die Stabilität ist ein Maß für den Verlust der generierten Ereignisse in ein anderes Bin.

6.2 Einteilung der kinematischen Ebene

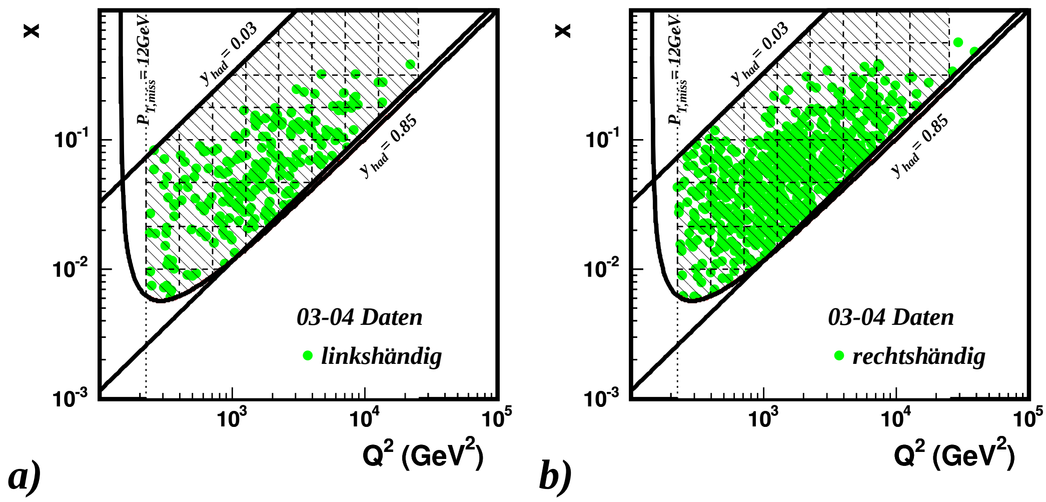

Abbildung 6.2: *Dargestellt ist die Verteilung der Daten in Abhängigkeit von x und Q^2. Die durchgezogenen Linien stehen für die Schnitte auf die Inelastizität und auf den fehlenden Transversalimpuls. Die gepunktete Linie stellt den Schnitt auf Q^2= 223 GeV^2 dar. Die schraffierte Fläche markiert den Bereich, in dem die differentiellen Wirkungsquerschnitte gemessen werden und die gestrichelten Linien markieren die Intervallgrenzen. In a) ist die Verteilung der Daten mit negativer Helizität dargestellt und in b) die Daten aus der positiven Helizitätsperiode.*

Die Einteilung der x-Q^2-Ebene in jeweils acht Intervalle in x und Q^2 mit den Grenzen

$\log_{10}(Q^2/GeV^2)$	2.35	2.6	2.85	3.1	3.35	3.6	3.85	4.1	4.4
$\log_{10}(x)$	-2.33	-2	-1.67	-1.33	-1	-0.75	-0.5	-0.25	0

ist motiviert durch die Auflösung und Statistik. Je drei Intervalle pro Zehnerpotenz wurden für die einzelnen Variablen festgesetzt. Die Begründung für die kleinste und die größte Bingrenze in x und Q^2 kann aus den Verteilungen 6.2 a, b für die linkshändigen und rechtshändigen Daten entnommen werden. Bei hohen Q^2-Werten fällt die Anzahl der Ereignisse schnell auf kleine Werte ab. Zum Beispiel beinhaltet das höchste Q^2-Bin in Abb. 6.2 a) nur vier Ereignisse und in Abb. 6.2 b) nur sechs Ereignisse. Deshalb ist ein Argument für die obere Grenze in Q^2 die geringe Statistik. Ein anderes Argument ist das Migrations-Verhalten von Ereignissen in steil ansteigenden bzw. abfallenden Bereichen des Wirkungsquerschnittes, wie z.B bei hohem Q^2. Es wandern im Mittel mehr Ereignisse in Bins mit hohem Q^2 als umgekehrt. Dieses Verhalten führt zu einer hohen Akzeptanz, die mit einer geringen Reinheit und Stabilität einher geht. Die untere Grenze in x und Q^2 ist bedingt durch die Phasenraumschnitte (Kap. 5.7).

6.3 Systematische Unsicherheit

Die systematische Unsicherheit setzt sich aus unkorrelierten und korrelierten Fehlern zusammen. Korrelierte Fehler verursachen eine Verschiebung der Meßpunkte in eine Richtung. Zum Beispiel werden bei einer Fehlmessung der Luminosität die gemessenen Wirkungsquerschnitte gemeinsam in eine Richtung verschoben. Bei unkorrelierten Fehlern ist die Bin-zu-Bin Korrelation nicht vorhanden. Ihre Fehlerquellen sind eher bedingt durch die lokalen Detektoreigenschaften, wie z.B ineffiziente Bereiche.

Die entscheidenden Unsicherheiten wurden in den Kapiteln 4 und 5 studiert. Die Bestimmung der Auswirkung der systematischen Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt hängt von der Art des Fehlers ab. Falls der Fehler nicht von einer Größe abhängt, z.B der Fehler auf die Polarisation, wird die Auswirkung anhand eines Gesamtfehlers auf den Wirkungsquerschnitt bestimmt. Diese Fehlerart ist in der unteren List mit einem Vollkreis (•) markiert. Ansonsten wird die Auswirkung der Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt anhand der Variation der Größe mit der Signal-Monte-Carol-Simulation studiert. Diese Fehler (⇕) werden im wesentlichen als symmetrisch angenommen und unabhängig voneinander um eine Standardabweichung in beide Richtungen variiert. Dabei wird für jede Richtung die Ereignisselektion mit der Signal-Monte-Carol-Simulation wiederholt. Der Mittelwert der Abweichungen aus beiden Messungen entspricht dann der jeweiligen Meßunsicherheit. Die relevanten Quellen für die Unsicherheit der CC-Analyse sind separat für korrelierte und unkorrelierte Fehler unten aufgelistet und ihre Auswirkung auf den Wirkungsquerschnitt kann aus den Tabellen im Anhang B entnommen werden. Die Summe der Quadrate der einzelnen systematischen Fehler und des statistischen Fehlers eines Intervalles entspricht dem Quadrat des totalen Fehlers der Messung.

Unkorrelierte Fehler:

⇕ Der Fehler auf die Triggereffizienz ε entspricht (1-ε)·15% $\oplus$ 2% (siehe Kap.5.4.2).

⇕ Die Unsicherheit auf die Rekonstruktion des Ereignisvertex ist in vier Stufen von y_{had} abhängig (siehe Abb. 5.10), wobei

  1. Für y_{had} $\leq$0.07 ist der Fehler 10%
  2. Für 0.07< y_{had} $\leq$0.1 ist der Fehler 5%
  3. Für 0.1< y_{had} $\leq$0.2 ist der Fehler 2%
  4. Für 0.2< y_{had} ist der Fehler 1%

- Die Unsicherheit auf die Effizienz der Untergrund-Algorithmen beträgt 2% (siehe Kap.5.6.2).
- Die radiative Korrektur ist intervallabhängig und liegt in allen Bereichen unter 2% [57].

Korrelierte Fehler:

- Der Fehler der Subtraktion des elektronischen Rauschens des hadronischen Endzustandes wird durch die Variation des Rauschens um 10% ermittelt.
- Die Unsicherheit für die hadronische Energieskala liegt bei 2%.
- Eine Unsicherheit durch den Schnitt auf die Größe V_{ap}/V_p wird bestimmt durch eine Variation des V_{ap}/V_p-Wertes um 0.02.

- Der systematische Fehler der Monte-Carlo-Erwartung entspricht für
  - Pythia 30% (Kap.5.6.1) und für den restlichen Untergrund 100%
  - das CC-Django seinem statistischen Fehler
- Der Fehler auf die Polarisation liegt für den linkshändigen Datensatz bei 1.1% und für den rechtshändigen Datensatz bei 0.7%. Dieser Fehler fließt nur in den totalen Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte ein.
- Die Ungenauigkeit der Luminosität liegt für die 2003-2004 genommenen Daten bei 2.4%. Dieser Wert wird nicht in die Berechnung des totalen Fehlers mit einbezogen.

Quellen	*Variation*	*Effekt auf* σ_{tot}
hadronische Energie	**± 2 %**	*1.3%*
Lar-Rauschen	*10%*	*0.3%*
Triggereffizienz	*15%(1-ε)+2%*	*3%*
Vertexeffizienz	*y-Abhängig*	*2.4%*
Vap/Vp-Schnitt	*± 0 .02*	*0.5%*
Untergrundalgorithmen	*y-Abhängig*	*2.0%*
radiative Korrektur		*0.8%*
CC-Signal MC		*1.1%*
Photoproduktionsuntergrund	*± 30%*	*1.0%*
restlicher Untergrund	*100%*	*0.8%*
tot systematischer Fehler		*4.9%*
Luminosität		*2.4%*

Abbildung 6.3: *In der Tabelle sind die Fehlerquellen, die Variation der systematischen Fehler und der Effekt auf den totalen Wirkungsquerschnitt aufgelistet.*

6.4 Totaler Wirkungsquerschnitt

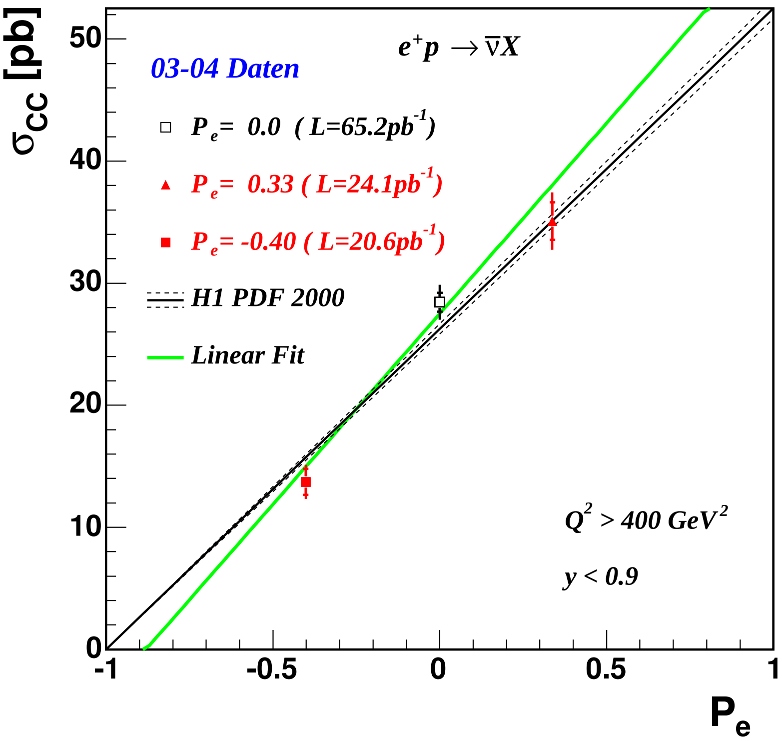

Abbildung 6.4: *Abgebildet ist der totale Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Polarisation für den 2003-2004 Datensatz. Die durchgezogene Linie entspricht der theoretischen Vorhersage unter Verwendung der Partondichteverteilung H1 PDF 2000 und die gestrichelten Linien markieren den Fehler der theoretischen Vorhersage. Die helle Linie (linear Fit) gibt die angepasste Gerade wieder.*

Die Messung des totalen Wirkungsquerschnittes für den polarisierten Datensatz erfolgt in dem Bereich $Q^2 > 400$ GeV^2 und $0 \leq y_{had} \leq 0.85$. Das Ergebnis wird in den Phasenraum $y_{had} \leq 0.9$ extrapoliert. Die Werte für den extrapolierten Wirkungsquerschnitt sind

$$\sigma_{CC}(P_e = +0.33) = 35.01pb \pm 1.54pb(stat) \pm 1.89pb(sys)$$
$$\sigma_{CC}(P_e = -0.40) = 13.71pb \pm 1.08pb(stat) \pm 0.94pb(sys)$$

Die Messung des unpolarisierten Wirkungsquerschnittes umfaßt den gleichen Bereich des Phasenraumes und basiert auf den HERA-I Datensatz mit der Luminosität von $\mathcal{L} = 65.2$ pb^{-1} [2, 44] . Bis auf den systematische Fehler der radiativen Korrekur (3.0 % $\rightarrow$ 0.8%) [57] ist das Messverfahren genauso, wie es in [2] beschrieben ist.

$$\sigma_{CC}(P_e = 0.00) = 28.44pb \pm 0.77pb(stat) \pm 1.22pb(sys)$$

Die extrapolierten Meßwerte sind mit der theoretischen Vorhersage, die unter Verwendung der Partondichteverteilung H1 PDF 2000 [2] bestimmt wurde, in 6.4 abgebildet. Die Beiträge zu dem systematischen Fehler sind einzeln in der Tabelle 6.3 und im Anhang B.1 aufgelistet.

Der rechtshändige Wirkungsquerschnitt stimmt mit der theoretischen Vorhersage sehr gut überein. Wie in [2] tritt auch für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt eine Abweichung um mehr als ein Sigma von der Erwartung ein. Der Meßwert wurde aus [44] entnommen und wird deshalb hier nicht diskutiert. Der linkshändige Wirkungsquerschnitt weicht mehr als eine Standardabweichung von der Erwartung ab, weil die Vorhersage über der gemessenen Ereigniszahl liegt (siehe Abb. 5.8).

An die gemessenen Werte ist eine Gerade angepasst. Hierbei wurde in der Kovarianzmatrix die Hälfte des systematischen Fehlers als ein korrelierter Fehler angenommen. Die Methode der kleinsten Quadrate χ^2 liefert ein Übereinstimmung von $\chi^2 = 2.66$ pro Freiheitsgrad.

6.5 Einfach differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$

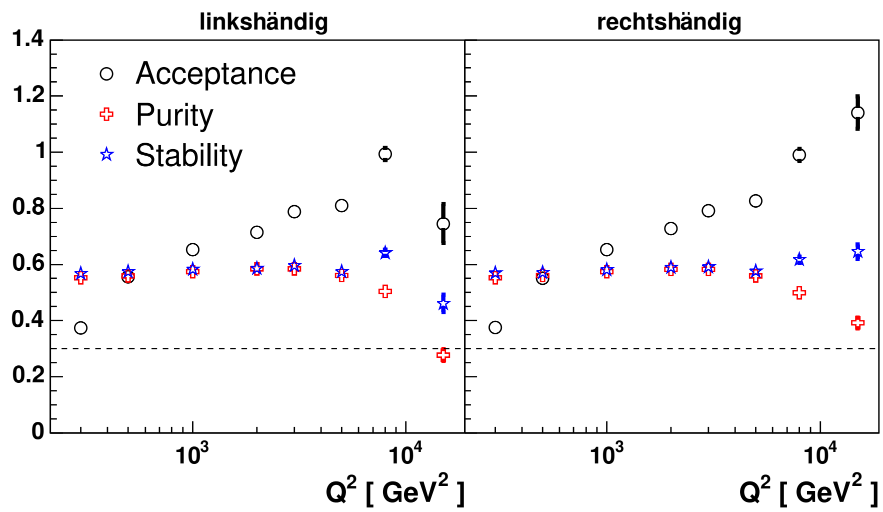

Abbildung 6.5: *Dargestellt ist die Akzeptanz, Reinheit und Stabilität für den linkshändigen und rechtshändigen Datensatz in Abhängigkeit von Q^2. Die gestrichelte Linie markiert einen Wert von 30 %.*

Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ ist für die zwei unterschiedlichen Helizitätsphasen in dem Bereich $400 \leq Q^2 \leq 15000$ GeV^2 und $y \leq 0.9$ in der Abbildung 6.6 a) und 6.7 a) dargestellt. Die dazugehörigen Meßwerte sind im Anhang B.3 aufgelistet. Die Reinheit und die Stabilität (siehe Abb. 6.5) muß an den jeweiligen Meßpunkten über 30% liegen. Über einen großen Q^2-Bereich liegen die Reinheit und die Stabilität bei ca. 55% und weichen erst bei großen Q^2-Werten von diesem ab. Bei großen Q^2-Werten wandern die Ereignisse eher in das Bin ein als aus. Deshalb fällt die Reinheit und im Gegenzug steigt die Stabilität. Die Akzeptanz nimmt zu größeren Q^2-Werten stetig zu. Der Meßwert bei Q^2= 15000 GeV^2 wird im linkshändigen Fall we-

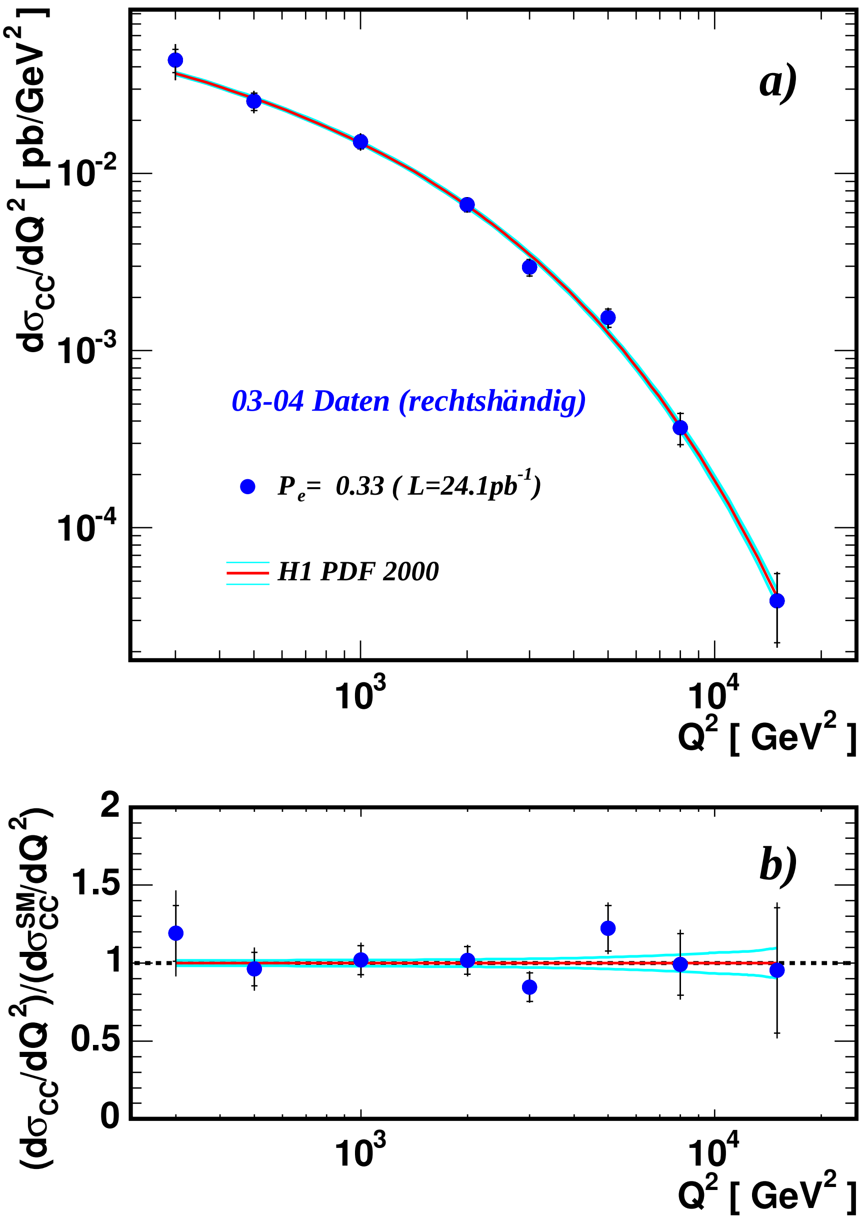

Abbildung 6.6: *Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt für den rechtshändigen Datensatz. In a) ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ des geladenen Stromes in Abhängigkeit von Q^2 abgebildet. Die Punkte entsprechen den Meßwerten und die durchgezogene Linie veranschaulicht die theoretische Vorhersage, die aus der Partondichteverteilung H1 PDF 2000 berechnet wurde. Der innere Fehlerbalken repräsentiert den systematischen Fehler und der äußerer Fehlerbalken den totalen Fehler. In b) ist die differentielle Verteilung auf die Vorhersage $d\sigma^{SM}/dQ^2$ normiert.*

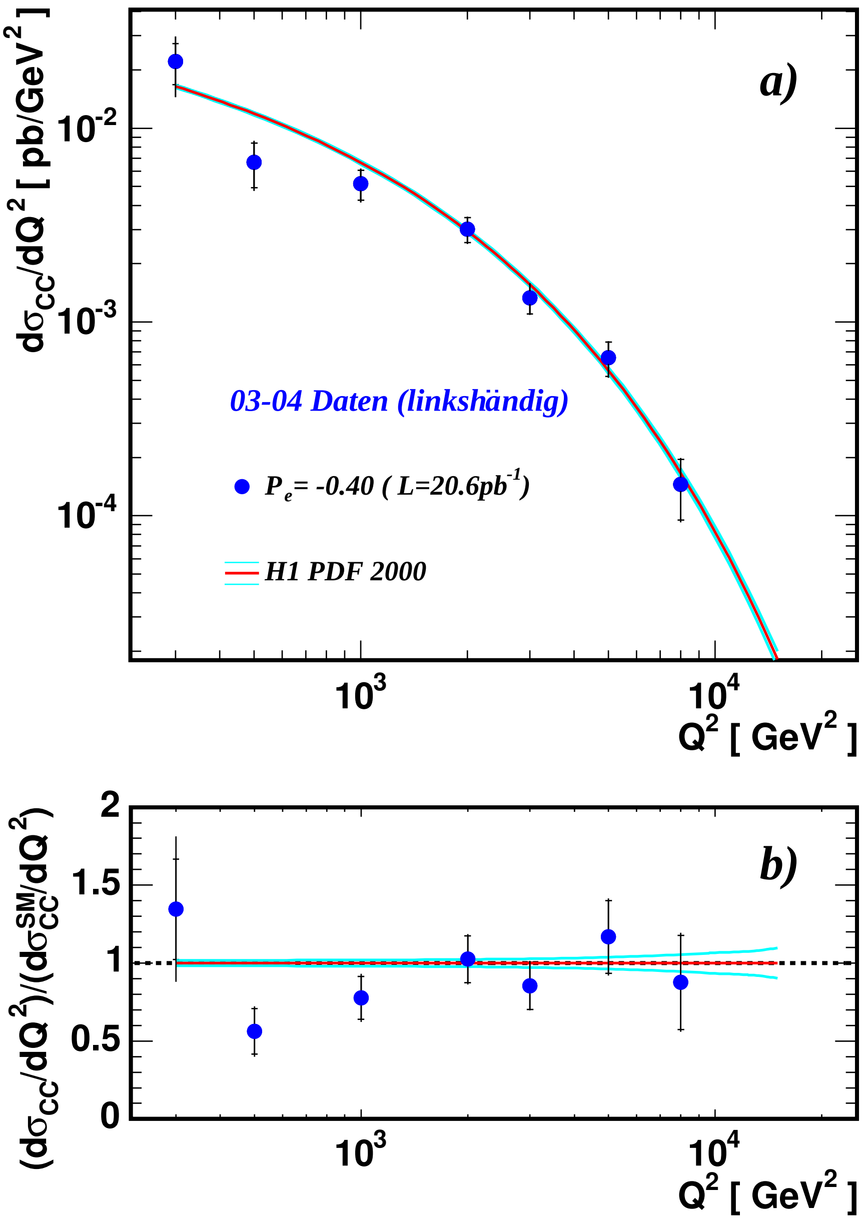

Abbildung 6.7: *Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt für den linkshändigen Datensatzt. In a) ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ des geladenen Stromes in Abhängigkeit von Q^2 abgebildet. Die Punkte entsprechen den Meßwerten und die durchgezogene Linie veranschaulicht die theoretische Vorhersage, die aus der Partondichteverteilung H1 PDF 2000 berechnet wurden. Der innere Fehlerbalken repräsentiert den systematischen Fehler und der äußerer Fehlerbalken den totalen Fehler. In b) ist die differentielle Verteilung auf die Vorhersage $d\sigma^{SM}/dQ^2$ normiert.*

gen einer zu kleinen Reinheit ausgeschlossen.
Die rechtshändigen Daten stimmen im Rahmen der Fehler recht gut mit der Standardmodellvorhersage überein, wohingegen die linkshändigen Daten in dem Intervall $500 \leq Q^2 \leq 1000$ GeV^2 von der Vorhersage abweichen. Die Abweichung von einem und zwei Sigma in dem linkshändigen Fall ist mit einer statistischen Fluktuation verträglich. Eine kurze Diskussion des entsprechenden Q^2-Bereiches und die dazugehörigen Verteilungen befinden sich in dem Anhang A.1.

In beiden Messungen ist der Anteil der statistischen Fehler(> 8.8 %) am gesamten Fehler dominant. Der systematische Fehler entspricht ca. der Hälfte des statistischen Fehlers. Zum systematischen Fehler trägt bei kleinem Q^2 die Variation der Triggereffizienz bei und bei großem Q^2 die Variation der hadronischen Unsicherheit.

6.6 Einfach differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$

In der Abbildung 6.9 ist der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$ für beide Helizitätsphasen dargestellt, wobei der kinematische Bereich durch $Q^2 \geq 1000$ GeV^2 und die extrapolierte Inelastizität $y \leq 0.9$ bestimmt ist. Die ersten beiden und das letzte Intervall in x fallen aus der

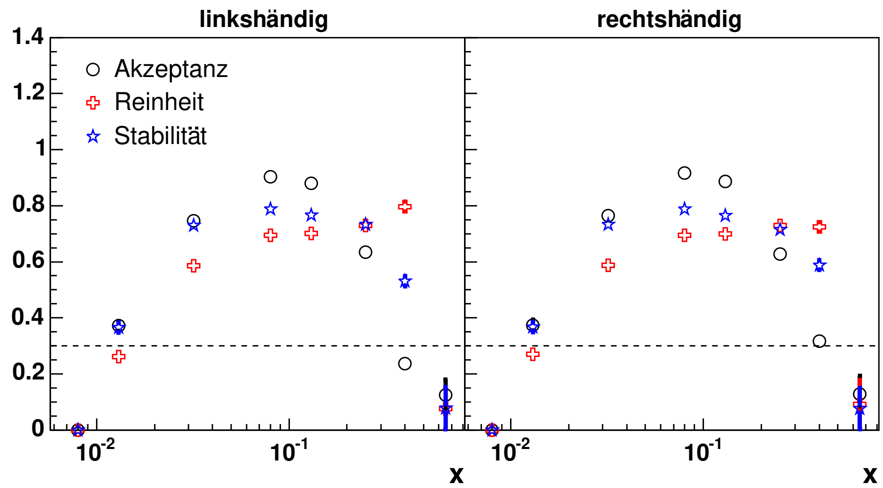

Abbildung 6.8: *Dargestellt ist die Akzeptanz, Reinheit und Stabilität für den linkshändigen und rechtshändigen Datensatz in Abhängigkeit von x. Die gestrichelte Linie markiert einen Wert von 30 %.*

Messung heraus, weil sie keine Reinheit und Stabilität von mehr als 30% aufweisen (siehe Abb. 6.8). Ansonsten ist die Verteilung für die Reinheit und die Stabilität relativ flach. Die theoretische Vorhersage berechnet aus der Partonverteilung H1 PDF 2000 beschreibt die Meßwerte aus der rechtshändigen Datenperiode recht gut. Die linkshändigen Resultate alternieren um die Vorhersage und weichen in einem Punkt von dieser um mehr als ein Sigma (siehe Abb. 6.9 c) ab . Wie beim $d\sigma/dQ^2$ dominiert auch hier der statistische Fehler den Gesamtfehler. Dieser ist wegen der Polarisationsabhängigkeit des Wechselwirkungsquerschnittes für die linkshändigen Resultate wesentlich größer als für die rechtshändigen Ergebnisse. Zum systematischen Fehler tragen die jeweiligen Quellen gleichermaßen bei. Der Wechselwirkungsquerschnitt steigt mit fallendem x an

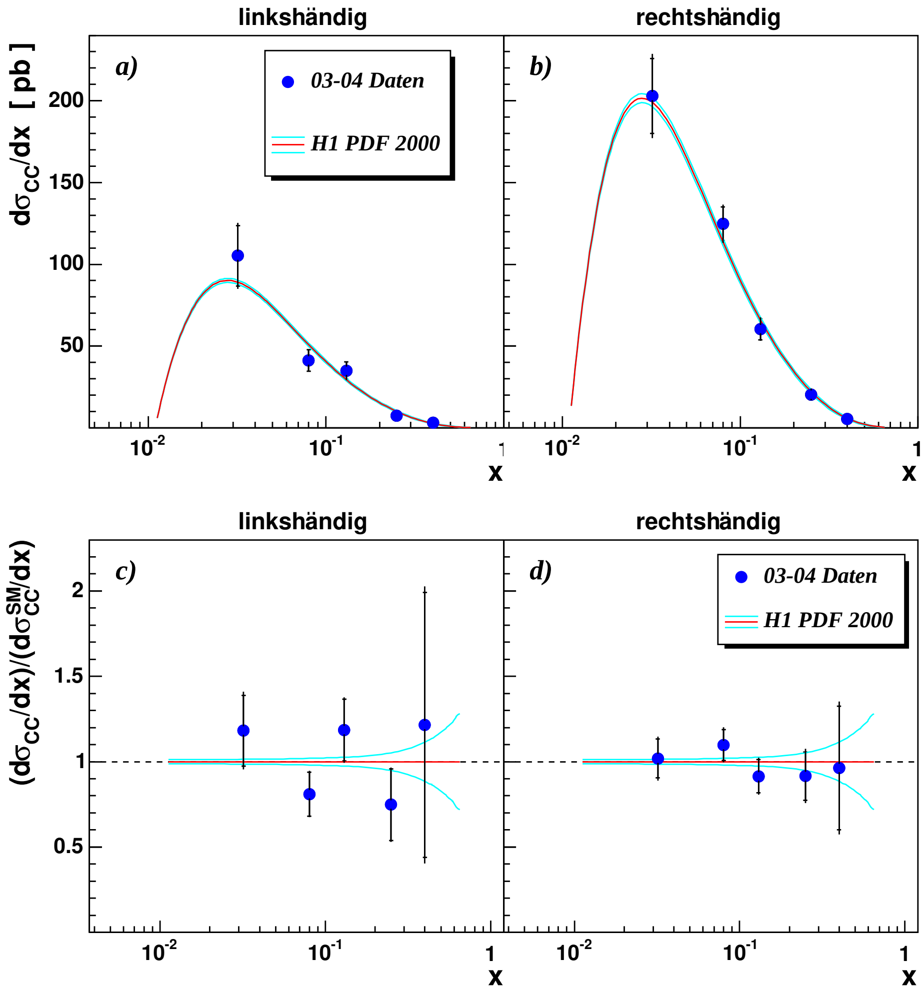

Abbildung 6.9: *Einfach differentieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von x. Die durchgezogene Linie entspricht der theoretischen Vorhersage berechnet aus der Partonverteilung H1 PDF 2000. In a) sind die gemessenen Punkte für den linkshändigen Datensatz abgebildet und in b) die Meßwerte aus den Daten der rechtshändigen Periode. Das Verhältnis Messung zur Vorhersage ist in c) und d) dargestellt.*

und fällt um $3\cdot 10^{-2}$ wieder ab. Der Abfall der Erwartung wird durch die Schnitte $Q^2 \geq 1000$ GeV^2 und $y \leq 0.9$ in den Phasenraum verursacht. Die Wirkungsquerschnitte sind in der Tabelle B.2 aufgelistet.

6.7 Reduzierte Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{CC}$

Der reduzierte Wirkungsquerschnitt wird an den acht mal acht Punkten in der x-Q^2-Ebene gemessen. Die Resultate sind bei festen Q^2-Werten in Abhängigkeit von x in Abb. 6.11 und Abb. 6.14 abgebildet. Die Übereinstimmung der Messung mit der Vorhersage kann aus den Abbildungen 6.12 und 6.15 entnommen werden. Die Q^2-Intervalle, die keine Meßpunkte aufweisen, sind nicht dargestellt.

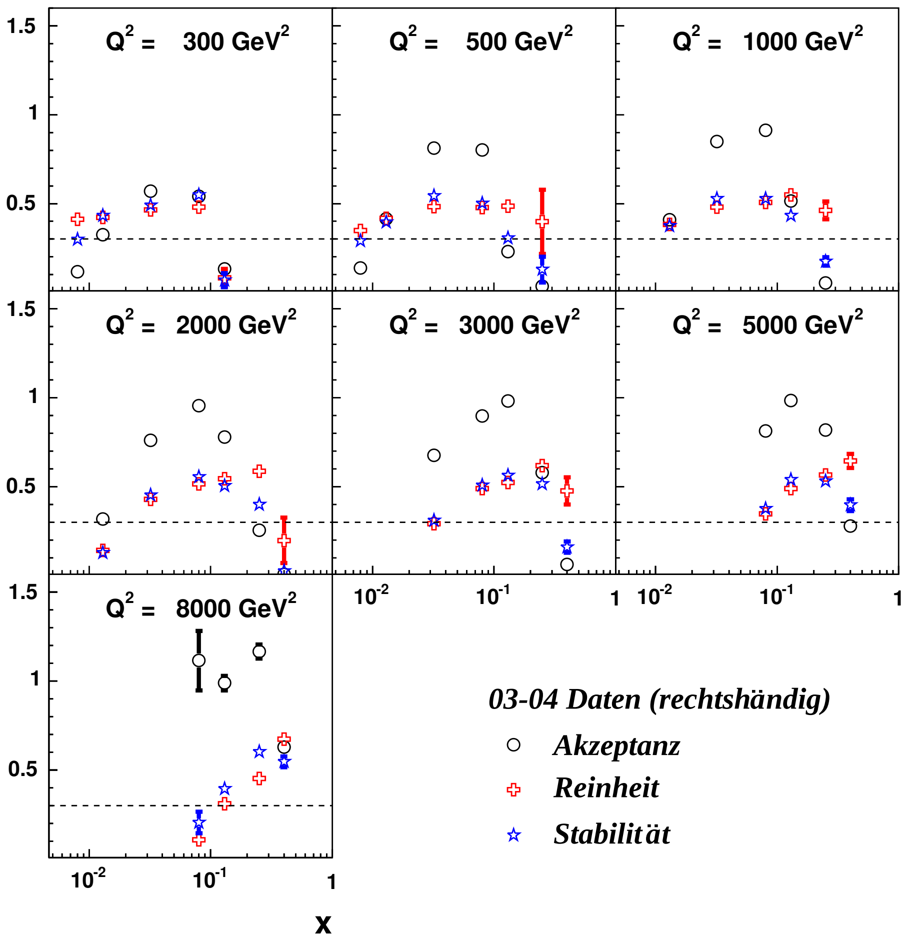

Abbildung 6.10: *Dargestellt ist die Akzeptanz, Reinheit und Stabilität für die rechtshändige Datenperiode bei festen Q^2-Werten in Abhängigkeit von x. Die gestrichelte Linie markiert die Schnittgrenze von 30% auf die Reinheit und die Stabilität.*

Die Verteilung der Reinheit und Effizienz (siehe Abb. 6.10, 6.13) ist bei kleinen Q^2-Werten flach und weicht im wesentlichen nur in den Intervallen, die an der y-Schnittkante liegen, davon ab. Zu größeren Q^2 hin wird der kleinste meßbare x-Wert durch den oberen Inelastizitätsschnitt höher geschoben und hohe x-Werte werden durch die Statistik limitiert. Aus der flachen Verteilung wird

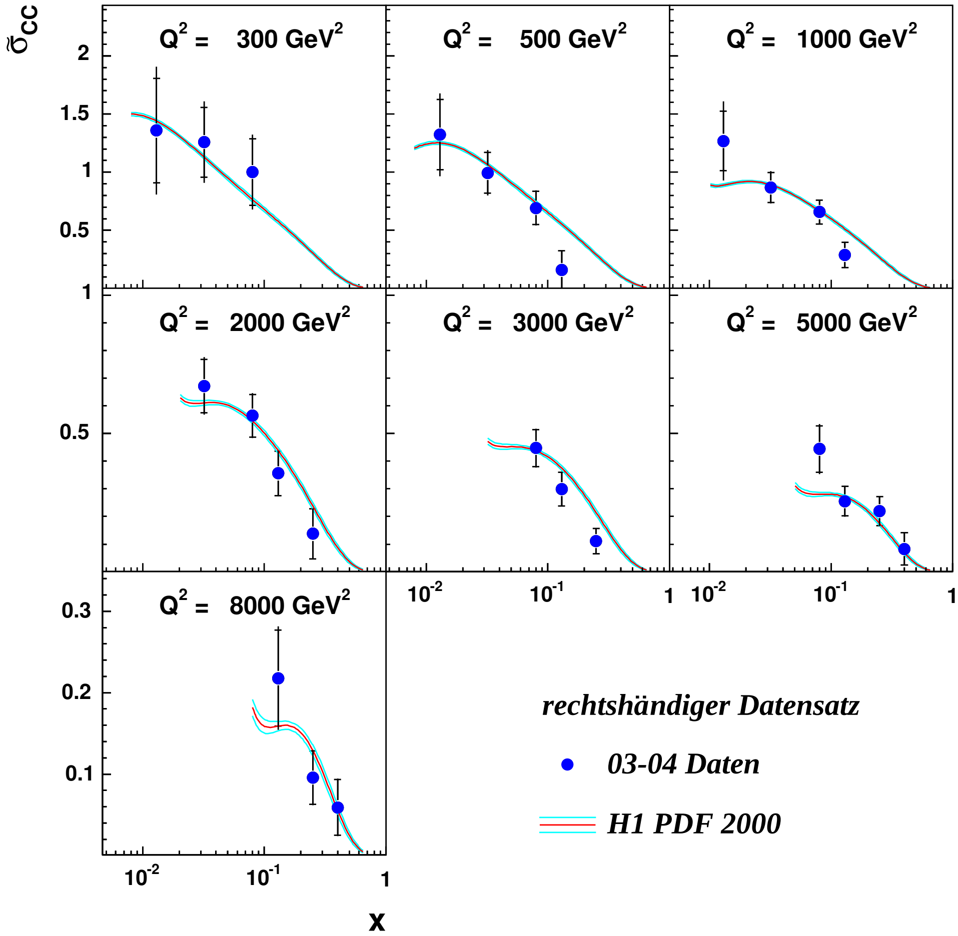

Abbildung 6.11: *Reduzierter Wirkungsquerschnitt der rechtshändigen Daten in Abhängigkeit von x. Die durchgezogene Linie stellt die Standardmodell-Vorhersage dar, die aus der H1 PDF 2000 berechnet wurde. Der innere Fehlerbalken entspricht dem systematischen Fehler und der äußere dem totalen Fehler des Meßwertes.*

eine zu hohen x hin ansteigende Verteilung. Meßpunkte, die eine Reinheit oder eine Stabilität unter 30% aufweisen, werden aus der Analyse entfernt. Die verworfenen Punkte liegen zum größten Teil an der Inelastizitätsschnittkante. Die Akzeptanz steigt mit steigendem Viererimpulsübertrag, weil die Effizienz für das Auffinden von Ereignissen bei hohem Q^2 steigt.

Das Fenster für die Messung des Wirkungsquerschnittes verschiebt sich zu größeren Q^2 hin zu hohen x Werten. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte für den rechtshändigen Datensatz werden gut von der Vorhersage beschrieben. Abweichungen von der Vorhersage treten häufig bei Wirkungsquerschnitten auf, die in der Nähe einer Schnittkante liegen und relativ zur Erwartung einen großen statistischen Fehler aufweisen. Wie bei den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitten dominiert auch hier der statistische Fehler den totalen Fehler. Der Beitrag des systematischen Fehlers macht sich bei kleinen und bei sehr großen Impulsüberträgen bemerkbar.

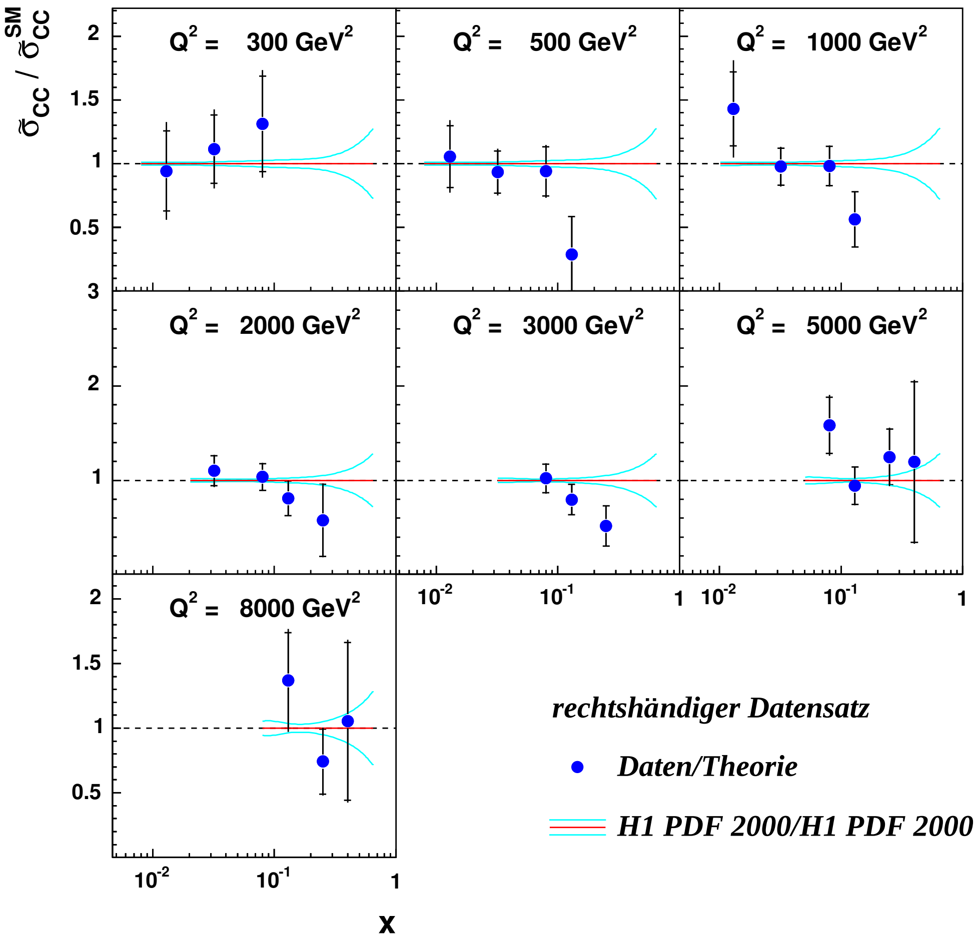

Abbildung 6.12: *Normierter Wirkungsquerschnitt der rechtshändigen Daten in Abhängigkeit von x. Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist auf die Standardmodell-Erwartung aus H1 PDF 2000 normiert. Der äußere Fehlerbalken entspricht dem Gesamtfehler und der innere Fehlerbalken dem systematischen Fehler des normierten Meßwertes. Die durchgezogene Gerade markiert die normierte Erwartung.*

Der reduzierte Wirkungsquerschnitt für die linkshändigen Daten weist stärkere Abweichungen von der theoretischen Erwartung auf als der rechtshändige Datensatz. Zwischen den Q^2-Werten von 500 GeV^2 und 1000 GeV^2 liegt die Anzahl der Datenereignisse unter der MC-Erwartung (siehe Abb. 5.24) , was dazu führt, daß der gemessene Wirkungsquerschnitt unter der Erwartung liegt. Am signifikantesten scheinen die Werte bei $Q^2 = 500$ GeV^2 von der Vorhersage abzuweichen. Eine nähere Beobachtung des entsprechenden Intervalls weist in den beobachteten Kontrollverteilungen kein Problem auf (siehe Abschnitt A.2). Insgesamt läßt sich sagen, daß die polarisierten Wirkungs-

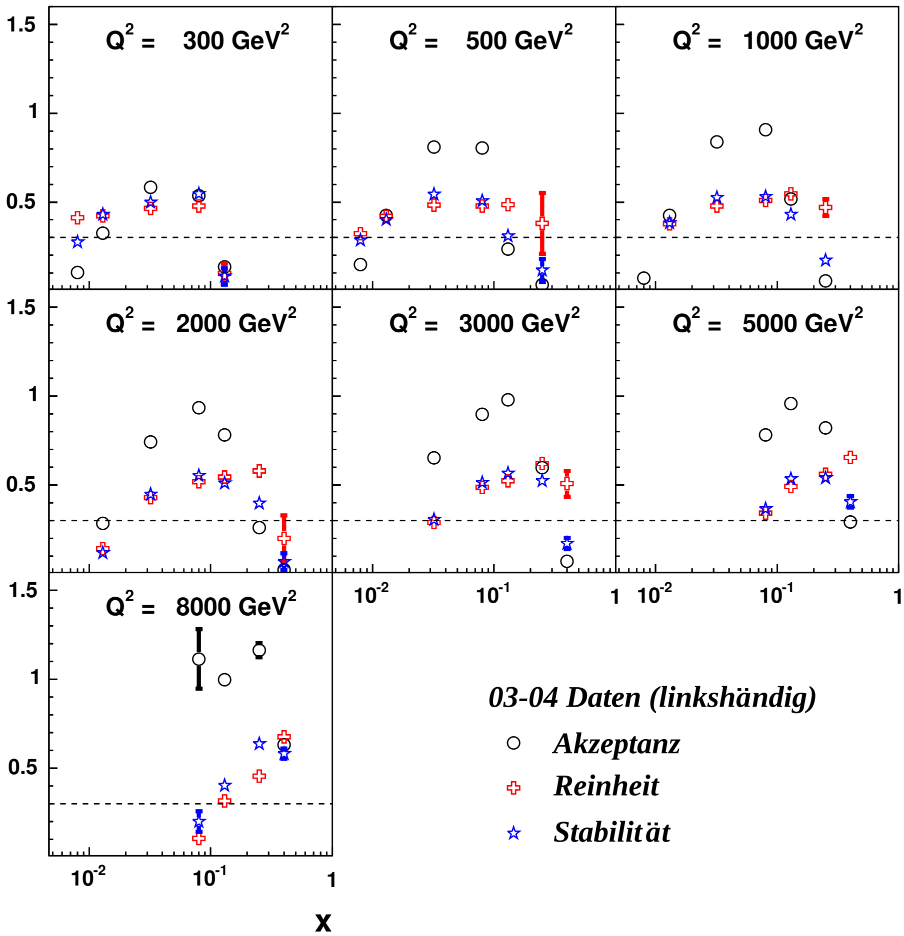

Abbildung 6.13: *Dargestellt ist die Akzeptanz, Reinheit und Stabilität für die linkshändige Datenperiode bei festen Q^2-Werten in Abhängigkeit von x. Die gestrichelte Linie markiert die Schnittgrenze von 30% auf die Reinheit und die Stabilität.*

querschnitte sowohl integriert als auch differentiell in x und Q^2 überall mit der Erwartung verträglich sind.

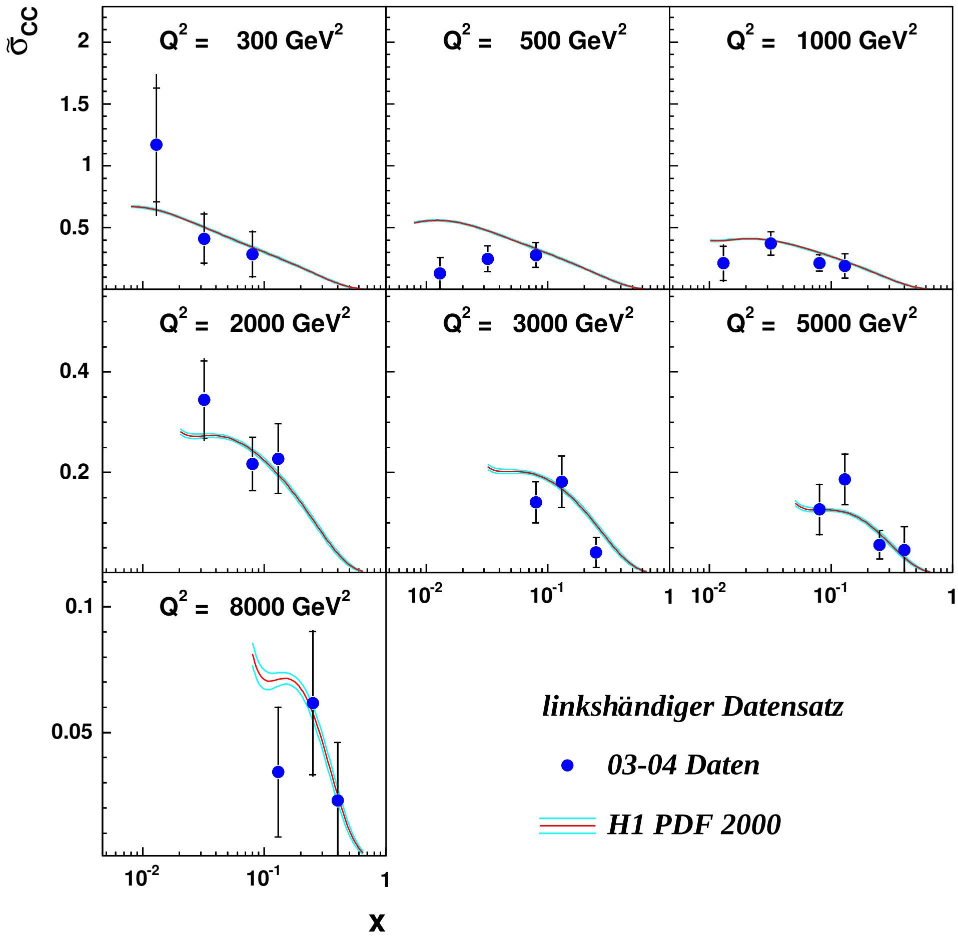

Abbildung 6.14: *Reduzierter Wirkungsquerschnitt der linkshändigen Daten in Abhängigkeit von x. Die durchgezogene Linie stellt die Standardmodell-Vorhersage dar, die aus der H1 PDF 2000 berechnet wurde. Der innere Fehlerbalken entspricht dem systematische Fehler und der äußere dem totalen Fehler des Meßwertes.*

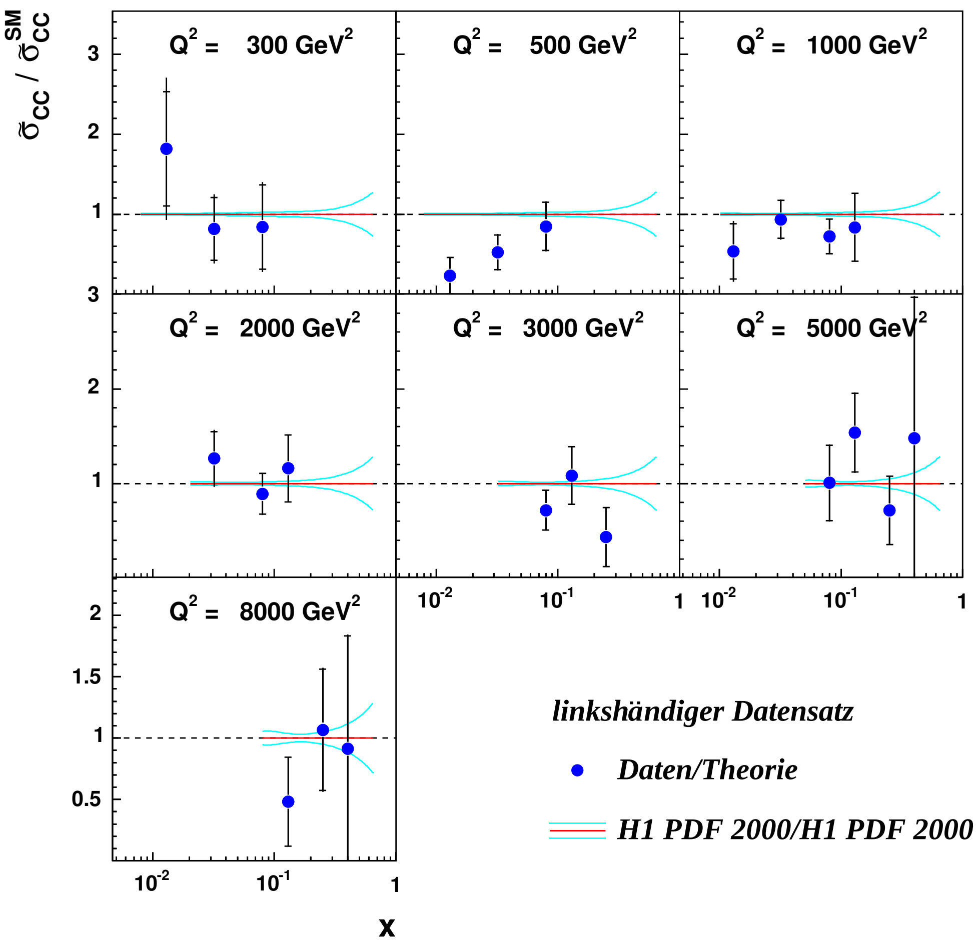

Abbildung 6.15: *Normierter Wirkungsquerschnitt der linkshändigen Daten in Abhängigkeit von x. Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist auf die Standardmodell-Erwartung aus H1 PDF 2000 normiert. Der äußere Fehlerbalken entspricht dem Gesamtfehler und der innere Fehlerbalken dem systematischen Fehler des normierten Meßwertes. Die durchgezogene Gerade markiert die normierte Erwartung.*

Jet-Trigger

Elektron-Proton-Collider-Experimente sind wegen des kleinen Wechselwirkungsquerschnitts und dem kleinen Signal-zu-Untergrund [1] Verhältnis auf effiziente Trigger angewiesen. Am H1 Experiment verstärkt die begrenzte Datenrate mit der diese weggeschrieben werden, (ca. 10 Hz) die Triggerabhängigkeit. Der Umbau von HERAI zu HERAII führt zu einer Vervierfachung der Luminosität und verlangt im Gegenzug effizientere Trigger für die Experimente als beim HERAI run. Deshalb wurden am H1-Experiment neue Trigger entwickelt, um interessante Physik aus den hohen Datensätzen zu extrahieren. Zum Beispiel wurde die alte CIP mit zwei Lagen durch eine neue mit fünf Lagen ersetzt, was in einem Polarwinkelbereich $9^0 < \theta < 172^0$ zu einer Triggereffizienz von 100% führt. Außerdem wurde ein komplett neuer Trigger, der FTT fertiggestellt, der anhand der zentralen Spurkammer-Informationen seine Triggerentscheidung auf den ersten drei Triggerstufen fällen kann [18]. Bei dem LAr-Kalorimeter-Trigger hat man sich entschieden, den alten LAr-Trigger mit einem neuen Trigger, dem Jet-Trigger zu ergänzen. Dieser nutzt die vorhandene LAr-Kalorimeter-Granularität besser aus und ist sensitiver auf geringere Energiedepositionen. Außerdem bietet der Jet-Trigger wegen der Möglichkeit auf unterschiedliche Jet-Topologien zu triggern, eine bessere Unterscheidung der interessanten Prozesse und eine effizientere Diskriminierung von Untergrundereignissen. In Vorstudien zum Jet-Trigger wurde dies unter anderem für CC- (siehe Abb. 7.1) und D*-Ereignisse gezeigt [46].

In dem folgenden Abschnitt werden die Jet-Trigger-Komponenten vorgestellt und gleichzeitig ihre Aufgaben erläutert. Die Einbettung des Triggers konzeptionell in das H1-Experiment wird durch das Auslese-Protokoll ermöglicht. In dem dritten Abschnitt wird die Realisierung der Jet-Trigger-Auslese mit der Programmiersprache C vorgestellt. Das letzte Kapitel befaßt sich mit der Überprüfung der Auslese.

[1] In diesem Zusammenhang wird die Proton-Restgas-Wechselwirkung und Proton-Strahlrohr-Wechselwirkung als Untergrund bezeichnet.

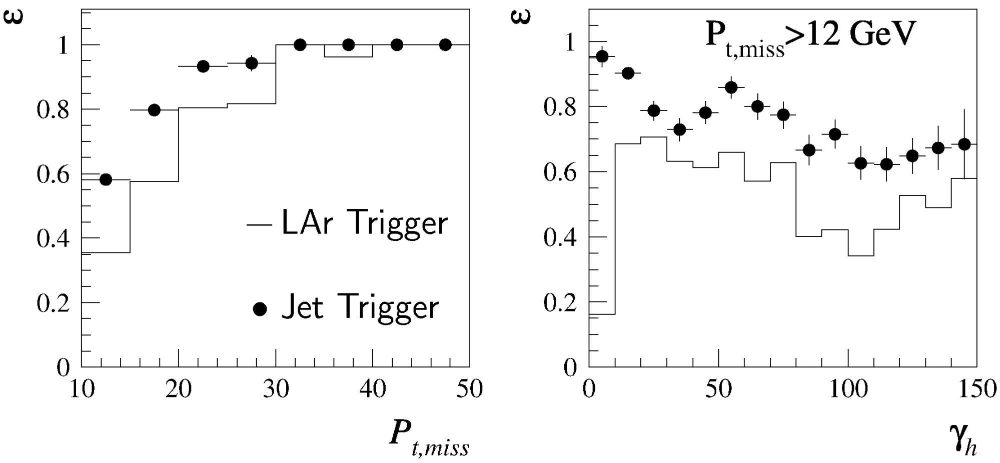

Abbildung 7.1: *links:Trigger Effizienz für fehlenden Transversalimpuls rechts: Winkel γ_h im hadronischen Endzustand. Mit dem Jet-Trigger tritt eine wesentliche Verbesserung der Effizienzen ein [46].*

7.1 Trigger Komponenten

Konzeptionell ist der Jet-Trigger in vier Aufgabenbereiche unterteilt. Das Design der Hardware ist durch den Einsatz von leistungsstarken FPGA [2]'s in ihrer Funktionalität sehr flexibel gehalten.

Im ersten Teilbereich wird im Wesentlichen die analoge Information der jeweiligen Trigger-Tower (TT) aus dem alten LAr-Trigger digitalisiert und zu Input-Towern (IT) zusammengefaßt (mapping). Die Zusammenfassung von TT zu IT erfolgt im vorderen Bereich des LAr-Kalorimeters mit der bestmöglichen Granularität, d.h. eins zu eins falls das elektromagnetische Kalorimeter dieselbe Granularität aufweist wie das hadronische. Ansonsten wird die schlechtere Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters übernommen. Für den rückwärtigen Bereich ist wegen des Boosts in Protonflugrichtung keine hohe Auflösung der Jets auf dem Triggerlevel erforderlich. Dort werden mehrere Trigger-Tower zu einem Input-Tower zusammengefaßt. Dadurch wird die zu bearbeitende Datenmenge für die folgenden Stufen reduziert. Die Digitalisierung und das mapping geschieht in der ACS [3] -Karte [59]. Für jeden LAr-Kalorimeter Oktanten werden 6 ACS-Karten vom Typ B und 3 ACS-Karten vom Typ A zum Einsatz kommen. Der Zusatz Typ B sagt nur aus, daß die jeweilige Karte eins zu eins abbildet. Beim Typ A liegt eine x zu y Zuordnung vor, wobei x und y die Werte 1,2,3,4 annehmen können. Neben der Digitalisierung erfolgt in den ACS-Karten die Speicherung der digitalen TT-Energien und die Selektion der Signale anhand von Schwellen (Null-Unterdrückung). Sechzehn Bits markieren die Adressen der Register, die selektierte Signale erhalten. Anhand der Bits werden diese Register von der Auslese lokalisiert und ausgelesen. Die digitalen TT-Informationen werden über mehrere paralelle Datenleitungen, die 4 Bit serielle sind, zur nächsten Stufe geschickt.

[2] $\underline{F}$ield $\underline{P}$rogrammable $\underline{G}$ate Array

[3] $\underline{A}$nalog Digital Converter $\underline{S}$torage $\underline{C}$alculator

Die zweite Stufe setzt sich aus vier BFU's ($\underline{B}$ump $\underline{F}$inder $\underline{U}$nit) zusammen. In den BFU's liegt die Input-Tower Information in einem zwei dimensionalen Feld (η, ϕ) vor. Jeder BFU-Karte sind zwei LAr-Kalorimeter Oktanten zugeordnet, in der paralell rechnende Prozessoren nach Jets suchen. Anschließend werden die Jets in der PSU ($\underline{P}$rimary $\underline{S}$orting $\underline{U}$nit) nach der Größe ihrer transversalen Energien sortiert. Bei Energiedepositionen in den Input-Towern an der ϕ-Kante werden die benachbarten IT der anliegenden Oktanten mitberücksichtigt. Jets mit gleichem E_T werden zusätzlich zu größeren η und ϕ hin sortiert. Aus der so erhaltenen Jetliste werden die ersten sechs Jets pro BFU zur SSU ($\underline{S}$econdary $\underline{S}$orting $\underline{U}$nit) parallel übertragen.

Die SSU sortiert nach den selben Kriterien wie die PSU die vierundzwanzig Jets und leitet die ersten sechzehn Jets weiter an die sechzehn möglichen TEG ($\underline{T}$rigger $\underline{E}$lement $\underline{G}$enerator). Die Liste der Jets von den jeweiligen BFU's und die Liste der sortierten Jets wird abgespeichert. Diese können ausgelesen werden und im Nachhinein zur Kontrolle der SSU herangezogen werden.

Die TEG's bilden im Jet Trigger das letzte Glied. Jeweils vier TEG's sind auf einer TEG-Karte untergebracht. Jede der 16 möglichen TEG's kann bezüglich der ihr zur Verfügung stehenden Schnitte auf die Jet-Topologie eine positive Triggerentscheidung fällen. Die Schnitte werden durch die gewünschten physikalischen Ereignisse definiert (genaueres Siehe [16]).

Anhand der sogenannten CDCC ($\underline{C}$lock $\underline{D}$istribution $\underline{C}$onfig $\underline{C}$ard) sind die Karten mit der HERA-Clock synchronisiert. Diese Karte bildet die Schnittstelle zwischen der zentralen Triggerlogik und den jeweiligen Teilbereichen und koordiniert durch das Setzen von Flags das Zusammenspiel der Auslese (*readout*) und der Hardware. Die Konfiguration der ACS-Karten wird durch die CDCC angestoßen. Die Basis für die Koordinierung bildet das Ausleseprotokoll, das im folgenden Abschnitt erläutert wird.

Der Jet-Trigger bildet mit seinen 80 Karten ein komplexes System für den Datentransfer, für die Spannungsversorgung und für die Kühlung. Am H1-Experiment werden solche Systeme häufig in genormte Gehäuse (*crate*) mit einer durchgehenden Rückwandplatine (*backplane*) untergebracht. Ein Luftstrom in vertikaler Richtung sorgt in den Crates für die Wärmeabfuhr. Die Backplane versorgt die Karten mit Strom und ermöglicht den Datentransfer über den durchgehenden VME[4]-Bus. VIC[5]'s verbinden alle Jet-Trigger-Crates seriell miteinander, so daß die Kommunikation der Karten nicht auf ein Crate begrenzt bleibt. Die Auslese der Daten läuft über diese serielle Verbindung. Die maximale Busbreite für die Datenübertragung ist bei der eingesetzten Hardware auf 32 Bit limitiert. Für die Adressierung stehen die Adressräume A16, A24 und A32 zur Verfügung. Der Datentransfer zwischen zwei Karten folgt nach einem festen Schema. Zuerst verlangen die Karten von einem Master [6] das Zugriffsrecht auf den Bus. Ist dies erteilt, so synchronisieren die Karten ihren Transfer und belegen während des Datentransfers den Bus. Nach dem Transfer der Daten an die gewünschte Adresse wird der Bus wieder freigegeben. Falls zusammenhängende Daten transferiert werden sollen, so können diese in dem Block-Modus mit einer höheren Transferrate übertragen werden, als einzelne Zugriffe. Bei dieser Übertragungart wird

[4]VERSA Module Eurocard

[5]Vertical Inter Connection

[6]Die Masterkarte kontrolliert und verteilt Zugriffsrechte auf den VME-Bus.

im Voraus eine Zieladresse übertragen und alle folgenden Daten in die inkrementierte Adressen geschrieben.

7.2 Auslese-Protokoll

Damit der Jet-Trigger reibungslos in das H1-Experiment eingebunden werden kann, wurde anhand der bestehenden Central-Trigger-Logik (CTL) ein Auslese-Protokoll festgelegt. Dieses Protokoll umfaßt die vorgeschriebenen Sequenzen nach einem Steuer-Signal der CTL und enthält zusätzlich die Flag BFF (*Buffer Free Flag*) für die Steuerung der Datenauslese (siehe Abb. 7.2). Die BFF

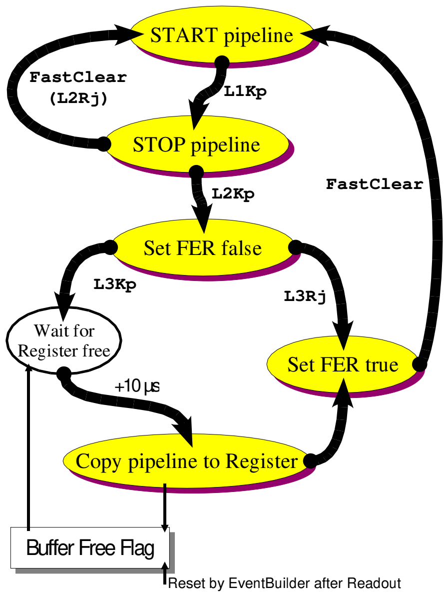

Abbildung 7.2: *Das Auslese-Protokoll von dem Jet-Trigger.*

befindet sich in einem beschreibbaren Register der CDCC-Karte. Im Falle von einem L3Keep-Signal und einem leeren Register stößt die CDCC-Karte alle ACS an, ihre Daten aus den Ringpuffern in den Registern zu sichern. Nachdem alle ACS-Karten die Daten gesichert haben, wird die Flag auf Register voll umgesetzt und die Auslese der Daten kann beginnen. Währenddessen kann die CTL eine neue Datennahme starten. Das Design des Protokolls ermöglicht damit die Speicherung eines weiteren Ereignisses, bevor das erste komplett ausgelesen wurde. Dieser Mechanismus reduziert die Totzeit. Nachdem die Auslese der Daten aus den Registern beendet ist, wird die Flag auf Register frei zurückgesetzt. Das Umsetzen der Flag zwischen der Auslese und der CDCC wird auch als Handschlag (*handshake*) bezeichnet.

7.3 Auslese

Die Auslese ist im Wesentlichen in drei Abschnitte unterteilt. Der erste Abschnitt umfaßt die Initialisierung, der zweite das Auslesen der Hardware und der dritte Teil die Freigabe von reservierten Ressourcen. Der Zugriff auf die Hardware erfolgt über eine seriell geschaltete VIC-Kette. Der zugehörige Adreßraum hängt von der Zugriffsart ab.

Dem Auslesecode liegt die folgende Philosophie zugrunde. Variablen, die in vielen Funktionen eine wesentliche Rolle spielen, werden global in der Quelltextdatei [7] definiert. Der Gültigkeitsbereich wird auf die lokalen Funktionen in der Quelltextdatei beschränkt [8] und somit nach außen abgekapselt. Die Initialisierung oder die Wertezuweisung von Außen kann nur mit befugten Funktionen erfolgen. Typischerweise sind diese Variablen Größen, die vor dem Aufruf der Ausleseinitialisierung gesetzt werden müssen, z.B. *read_n_data_byte* und *acs_bma_mode*. Diesen wird der Übergabeparameter der jeweiligen Funktionen zugewiesen (siehe *set_read_data_byte_size*).

```
void set_read_data_byte_size(unsigned short size)
{
    read_n_data_byte = size;
}
```

7.3.1 Initialisierung

Die Initialisierung erfolgt bis auf die oben erwähnten statisch definierten Variablen ausschließlich in der Funktion *acs_daq_init()*. Diese Funktion ist folgendermaßen strukturiert. Am Anfang der Initialisierung wird den grundlegenden Feldern Speicherplatz zugewiesen. Ihre Initialisierung findet im Anschluß mit den Informationen aus den steering files statt. Anschließend wird der erwünschte VME Bustransfermodus aufgesetzt.

Zuerst wird für die Felder *bit_addr_in_acs_cards, unpack_n_bits_per_acs_card* Speicher reserviert. Die Variablenlänge bzw. die Größe des Speichers richtet sich nach der Anzahl der definierten Karten. Für jede vorhandene Karte ist eine Adresse für die 'zero suppressed bits' vorgesehen, die in Zukunft in der Variable *bit_addr_in_acs_cards* abgespeichert werden wird. Wieviele Bits aus dem Wort[9], das in der Adresse abgespeichert ist, interpretiert werden sollen, hängt vom Kartentyp und von den vorhandenen Karten ab. Dieser Wert wird später unter Zuhilfenahme von zwei Steuerdateien (*steeringfile*) bestimmt und in *unpack_n_bits_per_acs_card* abgespeichert (siehe *read_geometric_table_into_arrays_final()*). Jedesmal, wenn ein neuer Speicherplatz angelegt wird, wird der Zähler für den Stack finish_stack inkrementiert. Im Nachhinein dient dieser für die Freigabe von reservierten Speicherplätzen in umgekehrter Reihenfolge.

[7]Die Deklaration der Funktionen steht in der Datei acs_readout.h und ihre Definition und die der statischen Variablen erfolgt in der Datei acs_readout.c

[8]statisch deklariert

[9]Ein Wort besteht aus 32 Bits

Danach erfolgt die Speicherplatzreservierung für die Trigger-Tower Nummern und ihre Adressen im ACS. Anschließend wird die Funktion *read_geometric_table_into_arrays_final()* aufgerufen, um die obigen Felder mit Inhalt zu füllen.

Konzeptionell ist die Funktion so entworfen, daß sie zuerst nur die Hardwareinformationen aus dem steering config.vme verwertet und im Anschluß daran, die Information aus den Geometrietabellen typ_B_TT_list.bin und typ_B_TT_list.bin mit der vom config.vme kombiniert. Das config.vme ist ein ASCI file, in dem zuerst die Karten definiert werden müssen. Nach der Definition legt man die Anzahl und den Ort bzw. Partition ($\approx$ crate) der jeweiligen Karten fest. Diese Information wird eingelesen und in Form von einem vme tree[10] dem Benutzer zur Verfügung gestellt. Manipulierende Funktionen [11] auf dem tree ermöglichen diese Informationen abzurufen. z.B. kann die Basisadresse einer beliebigen Karte vom tree mit der Funktion *PpcVme1(card_typ,parti,card)* abgerufen werden, falls die Nummer und die Partition bekannt sind. (Mehr zum VMETree siehe [5],[25]). Mit der Information aus dem tree wird die Basisadresse von der CDCC Karte bestimmt.

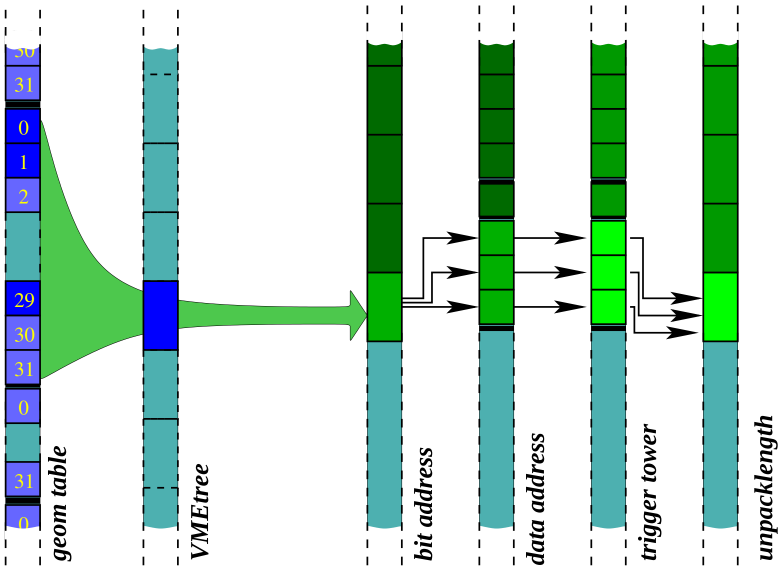

Abbildung 7.3: *Schematische Darstellung der Initialisierung von Feldern anhand vom VMEtree und der Geometrietabelle.*

Dabei spielt für das Auffinden der Karte keine Rolle, in welchem Crate die Karte zum gegenwärtigen Zeitpunkt steckt. Zwei ineinander verschachtelte Schleifen suchen solange im Baum nach der CDCC bis sie eine Karte diesen Typ's finden. Mit der CDCC-Basisadresse und der Kenntnis vom Offset für die Flagadresse läßt sich die Adresse für das Flag leicht ausrechen. Das Auffinden der Bitadressen erfolgt durch Kombination von tree- und Geometrieinformation. Geometrieinformationen sind für Kartentyp A und B separat in zwei verschiedenen binary files. Diese enthalten einen

[10]eng. tree: Baum

[11]Diese Funktionen befinden sich in den Bibliotheken vmeusr.h und vmetree.h

Standard-Bos-Bank-Kopf [12] und die Nummern der Trigger-Tower. Jeder Karte sind 32 Trigger-Tower-Nummern zugewiesen, wobei existierende Trigger-Tower Nummern immer positiv sind. Um einigermaßen unabhängig von den Karten die Adressen der 'zero suppressed bits' und der Daten in den ACS-Registern zu bestimmen, werden jeweils 32 TT Nummern aus der Geometrietabelle ausgelesen. Die 32 Werte werden auf positive Zahlen hin untersucht. Falls ein Trigger-Tower existiert, wird die jeweilige Karte im tree gesucht. Existiert keine Karte mehr, bricht die Routine die Suche ab. Findet sie die jeweilige Karte und die dazugehörige Basisadresse, wird anhand der Positionen der TT in dem Block die Datenadresse ermittelt. Für das Auffinden der Basisadresse stehen zwei Funktionen zur Verfügung (*get_next_card_addr_AM9()*, *get_next_card_addr_AMB()*). Die erste Funktion ermittelt die Adresse für Einzelzugriffe und die zweite liefert die Adresse für Blocktransfer. Welche der beiden Funktionen aufgerufen wird, hängt von dem Modus ab, den der Benutzer gesetzt hat. Die Bitadresse wird wie die Flagadresse aus der Basisadresse plus einer Bit-Offset-Adresse bestimmt. Die Anzahl der zu entpackenden Bits wird aus der Anzahl der TT $\geq$ Null pro Block ermittelt. Anhand von Blöcken mit mindestens einem TT $\geq$ Null wird die verwendete Speichergröße der Felder ermittelt. *bit_array_length* wird bei solchen Blöcken inkrementiert und *data_array_length* jeweils um die Anzahl der zu entpackenden Bits erhöht. Danach wird wieder ein 32'ger Zahlenblock aus der Geometrietabelle ausgelesen und die obigen Schritte von neuem durchexerziert. Die Prozedur wird so oft wiederholt, bis entweder keine Karte mehr vorhanden ist oder bis man am Ende der Geometrietabelle angelangt ist. Am Ende steht die benutzte Speichergröße für die Felder fest. Der Vorteil von diesem Verfahren ist, daß die Programmierung der Initialisierung unabhängig von dem Standort der jeweiligen Karten im Crate ist. Die Existenz und Standortdefinition wird mit den steering files gesteuert.

Nachdem die bisher definierten Felder von der Funktion *read_geometric_table_into_arrays()* initialisiert sind, erfolgt die Reservierung von Speicher für die Daten und zero supressed bits . Anschließend wird mit Hilfe der von Firma CES (CREATIVE ELECTRONIC SYSTEMS) zur Verfügung gestellten Bibliotheken [13] der Blocktransfer aufgesetzt. Hierfür wird die Blockgröße pro Zugriff, die Wortgröße (32 oder 64 Bit) und der address modifier vom Benutzer definiert. Hinzu kommt noch der Speicherplatz für die BMA chain [14]. Beim planmäßigen Ablauf der Funktion *acs_daq_init()* gibt diese eine Null zurück. Ansonsten wird nach dem Auftreten eines Fehlers die Funktion *acs_daq_finish()* aufgerufen und eine 1 zurückgegeben.

[12] Ein Bos-Bank besteht aus einem Kopf und den dazugehörigen Daten. Der Kopf besteht aus sechs Worten. Das erste Wort entspricht dem Namen der Bank,das vierte beinhaltet die gesamte Banklänge ausschließlich der ersten drei Worte, das fünfte gibt die Spalten- und das sechste die Zeilenanzahl an.

[13] Im Wesentlichen sind es Routinen aus den Bibliotheken libuio.a libbma.a, die dem user eine Schnittstelle zur BMA Hardware bieten.

[14] VME Blockzugriffe werden in Form von einer Kette (*chain*) angelegt und in der Reihenfolge von der BMA Hardware abgearbeitet.

7.3.2 Ausleseprozedur

Die Grundidee beim Entwurf der Ausleseprozedur *acs_daq_readout()* war, diese in wenige aber wesentliche Prozeßschritte zu unterteilen und dadurch überschaubar zu machen. Im ersten Schritt muß anhand der Flag die Erlaubnis zur Auslese von Daten aus den ACS-Karten überprüft werden. Der zweite Schritt umfaßt die Kopie der codierten Bits in den reservierten PPC-Speicher [15]. Im letzten Schritt werden die Daten in den PPC-Speicher kopiert.

Nach dem Empfang von einem L3Keep fragt die Auslese in einer Schleife den Inhalt des buffer free flags ab. Solange die Flag nicht auf 0 gesetzt ist, läuft die Schleife weiter. Ist sie nicht in einem Zeitraum von einer Sekunde auf 0 gesetzt, wird diese Schleife mit einer Fehlermeldung abgebrochen und das Kopieren der Bits in den PPC-Speicher läuft ohne das handshake Protokoll an. In Zukunft wird die Auslese nach solch einem Fehler direkt abgebrochen .

Das Auslesen der Bits erfolgt in *read_encoded_bits_into_PPC_mem()*. Der vorherige Satz ist in sofern richtig, wenn der Anwender die Option für 'zero suppressed bits' gewählt hat. Erst dann werden die Werte aus den Adressen vom Feld *bit_addr_in_acs_cards* dem Feld *bits_in_PPC*
_mem zugewiesen.

```
if(readout_mode==JT_READ_ZERO_SUPPRESSED){/* read zero suppressed data */
    for(i=0;i< bit_array_length;++i){
        bits_in_PPC_mem[i]=*((unsigned long *)bit_addr_in_acs_cards[i]);
    }
}
```

Falls die Option read all trigger tower eingeschaltet ist, werden alle Einträge von *bits_in_PPC_mem* auf 0xffffffff gesetzt. Weil alle 'zero suppressed bits' auf eins gesetzt sind, werden alle vorhandenen ACS-Karten ausgelesen. Diese Einstellung erleichtert dem Benutzer das Auffinden von Fehlern und bietet die Möglichkeit die ACS-Karten zu kalibrieren. Mit der dritten Option werden Zufallszahlen anstelle von den 'zero suppressed bits' in das Bit-Feld gefüllt. Dabei werden die überflüssigen Bits ausmaskiert.

```
else if(readout_mode==JT_READ_RANDOMIZED){/* read randomized TT values */
   srand(time(0));
   for(i=0;i< bit_array_length;++i){
      bits_in_PPC_mem[i]=rand()&(~(0xffffffff<<unpack_n_bits_per_acs_card[i]));
   }
}
```

Anschließend werden die codierten Bits entweder in der Routine *create_chain()* oder in der Routine *do_transfer_with_single_mode()* ausgepackt. Welche der beiden Funktionen zum Zuge kommt, hängt von der gewählten Option ab. Will der Benutzer den Blocktransfer benutzen, wird *create_chain()* aufgerufen. Gibt der User den direkten VME-Zugriffen den Vorzug, wird

[15] Ein PPC (*Power PC*) ist eine VME-Prozessorkarte, die mit einer CPU bestückt ist.

do_transfer_with_single_mode() ausgeführt. Beide Funktionen haben einen sehr ähnlichen Programmablauf. Dieser Programmablauf wird anhand *do_transfer_with_single_mode()* erläutert.

Zuerst wird der zugehörige Bos-Bank-Kopf mit den bekannten Größen wie Bankname und Anzahl der Spalten erzeugt. Anschließend wird in einer Schleife ein codierter Wert aus dem Bit-Feld ausgelesen und das Bitmuster auf Einsen hin abgesucht. Beim Erfolg wird in die erste Spalte der aktuellen Zeile die Trigger-Tower-Nummer hineingeschrieben und entsprechend der Adressen werden mit vier Einzel-Zugriffen die Daten aus den ACS-Karten ausgelesen. Nachdem alle Werte aus dem Bit-Feld entpackt sind, wird die Schleife abgebrochen und die Banklänge und die Zeilenanzahl für das Ereignis adjustiert. Nachdem die Daten sicher in dem PPC-Speicher untergebracht sind, wird das ACS-Speicher durch Umsetzen der flag von Null auf eins zum Überschreiben freigegeben. Nach dieser Freigabe ist der Auslesezyklus abgeschlossen. Ein neuer Zyklus wird mit einem L3Keep eingeleitet. Der Unterschied zwischen dieser Funktion und *create_chain()* besteht darin, das in *create_chain()* keine Datenzugriffe gemacht werden, sondern eine Prozeß-Kette aufgebaut wird. Jedes Element der Kette enthält den Zugriffsmodus [16], die Blockgröße [17], die Zieladresse und die dazugehörige Speicheradresse im PPC. Das Auslesen der ACS-Karten erfolgt mit Hilfe der Chain in der Funktion *do_transfer_with_chain()*. In dieser wird der VME-Transfer mit der Funktion *bma_chain_start()* mittels der definierten Elemente in der Chain gestartet. Der Vorteil von einem BMA-Transfer liegt darin, daß dieser Transfer autark von der CPU von der BMA-Hardware abgewickelt wird und die CPU während des Transfers mit anderen Prozessen beschäftigt werden kann. Sicherheitshalber muß der Transfer mit der Funktion *bma_wait()* überwacht werden. Ansonsten kann es passieren, daß vor der kompletten Auslese der Daten die Flag gesetzt wird und die ACS-Register für ein neues Ereignis freigegeben werden.

7.3.3 Freigabe von Ressourcen

Die Freigabe von Ressourcen findet ausschließlich in der Funktion *acs_daq_finish()* statt. Das Grundgerüst dieser Funktion ähnelt sehr einem Stack [18]. Jedesmal wenn in *acs_daq_init()* Funktionen aufgerufen werden, die im Nachhinein eine Freigabe erfordern, muß diese Freigabe in ein Stack eingefügt werden. Die Sortierung des Stack hängt von dem Prozeßablauf ab, d.h. was zuerst aufgerufen wird, wird zuletzt freigegeben. Den Sprung an die richtige Stelle des Stacks ermöglicht die switch-case Funktion mit Hilfe der Variablen finish_stack (siehe 7.3.1). Diese Variable ist global definiert und nach außen hin abgekapselt.

[16] Der Zugriff kann ein Lese- oder Schreibzugriff sein. In diesem Fall ist es immer ein Lesezugriff.

[17] Bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt wurde die Blockgröße auf eine Wortlänge begrenzt. Das liegt daran, daß das ACS-Prototyp beim BMA-Transfer zwar die richtige Anzahl der Worte zurückschickt, die Adresse jedoch nicht inkrementiert und deshalb nur den Wert aus der ersten Adresse in der Blocklänge zurückschickt.

[18] Obwohl es nur einem Stack sehr ähnelt, wird in diesem Abschnitt trotzdem das Wort Stack benutzt werden

7.4 Test der Auslese

Während das Ausleseprogramm (Readout) für den Jet Trigger geschrieben wurde, gab es nicht die Möglichkeit dieses mit den Hardware Prototypen (ACS-Karte Typ B und der CDCC) in Hamburg zu testen. Deshalb wurden die ersten Auslese-Tests nur mit dem PPC und einer Speicherkarte durchgeführt (abstrakte Testumgebung). In der Weiterentwicklungsphase wurde neben dieser Testmöglichkeit die Software im Zusammenspiel mit den Prototypen in München geprüft und an einigen Stellen an die Hardware angepaßt. Anschließend wurden zwei Testserien mit den Prototypen in der H1 Umgebung absolviert. Die zwei unterschiedlichen Testmöglichkeiten werden in den folgenden Abschnitten genauer erklärt.

7.4.1 Abstrakte Testumgebung

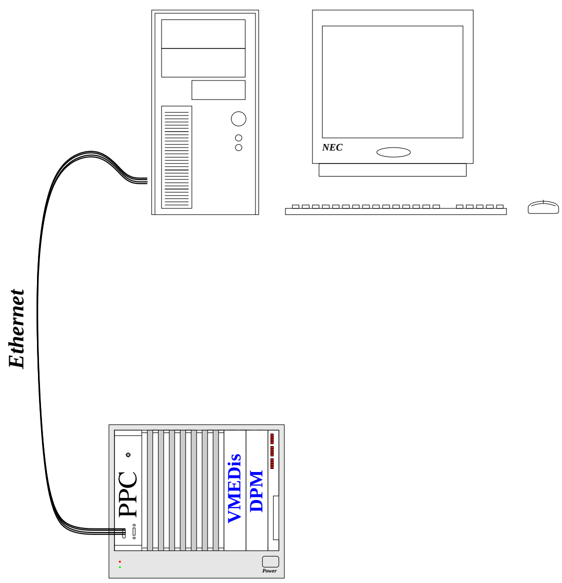

Abbildung 7.4: *Experimentierstand für die Prüfung des Ausleseprogramms während der Entwicklungsphase. Der Power PC war über eine Ethernetverbindung mit einem handelsüblichen PC verbunden.*

Der Teststand für die Readout Software ohne Prototypen wurde zuerst so entworfen, daß die Initialisierung, die Ausleseprozedur und die Freigabe von Ressourcen auf ihre grundlegenden Eigenschaften hin getestet werden konnten. Hierfür benötigte man ein PPC, eine lesbare und beschreibbare Speicherkarte und eine Karte zum Überwachen der VME-Zugriffe. Als Speicherkarte entschied man sich für die Karte DPM 8241 [19] , weil ihre Speicheradressen nicht wie bei der Nachfolgekarte DPM 8242 konfiguriert werden müssen. Die VME-Zugriffe wurden mit einer

[19] **D**ual **P**ort **M**emory. Diese Speicherkarte ist eine lesbare und beschreibbare Speicherkarte, die sowohl Einzelzugriffe als auch Blocktransfer unterstützt.

VMEDis-Karte kontrolliert. Diese Karte hat auf der Frontplatte LED's, die die Zieladresse, die dazugehörigen Daten und noch einige andere relevante Signale aus einem VME-Buszyklus anzeigen. Alle Hardware Komponenten waren in einem Crate untergebracht (siehe 7.4). Das Programmieren und Starten der Programme erfolgte von einem gewöhnlichen PC.

Nachdem die erste Version des Jet Trigger Readout die wesentlichen Schreib- und Auslesezyklen ohne Fehler bewerkstelligte, wurde das Programm init_dpm_mem geschrieben, das die Speicherkarte mit Nullenunterdrückten-Bits und den dazugehörigen Daten füllt. Mit welchen Daten der Speicher initialisiert wurde, hing von der jeweiligen Situation ab. Dies konnte durch die geeignete Wahl einer shell Option gesteuert werden. Die folgenden Optionen, die man durch den Aufruf von -help abrufen kann, wurden dem Benutzer zur Verfügung gestellt.

```
Usage: init_dpm_mem

     [ all_0         <-0> ]    # DPM will be initialized with value 0
     [ all_FF        <-F> ]    # DPM will be initialized with value FF
     [ constant_val  <-c> ]    # DPM will be initialized with value  < example -c 0x2 >
     [ gaus          <-g> ]    # DPM will be initialized with gaus distributed values

Example: init_dpm_mem -F
```

Nachdem alle wesentlichen Punkte, wie Blocktransfer, nullenunterdrückte Daten und die Übertragunsgeschwindigkeiten, keine Probleme aufwiesen, wurde im Trailer ein zusätzlicher VIC-Branch erstellt und das Crate von dem Branch 2 sichtbar gemacht [20]. Das Crate wurde an der ersten Stelle der seriellen VIC-Kette vom kompletten Jet-Trigger angebracht. Die neue Umgebung stellt das L3Keep Signal als interrupt zur Verfügung, womit die Reaktion der Auslese auf das Buffer Free Flag getestet werden kann. Die Karten wurden in das neue Crate umgesteckt und die obigen Tests mit dem L3Keep Signal wiederholt. Dabei hat sich herausgestellt, daß die gewünschte Lesegeschwindigkeit für ein Blocktransfer nicht der erhofften Leserate entsprach. Der Aufruf einzelner Funktionen in *acs_daq_readout()* erfordert mehr Zeit als geplant, z.B. erfordert der Aufruf der Funktion *create_chain* im Schnitt 27μs (siehe Abb. 7.5). Ob der Aufruf der Funktion oder der Funktionsinhalt so viel Totzeit produziert, sollte anhand der Funktion *create_chain()* getestet werden. Die Bibliotheken wurden so umgeschrieben, daß mit einem DefineStatement entweder die Funktion aufgerufen werden konnte oder ihr Inhalt im Quelltext expandiert werden konnte. Das Ergebnis ist in der Abbildung 7.5 links dargestellt. Beide Methoden liefern Resultate, die im Rahmen der statistischen Fluktuationen recht gut übereinstimmen. Zeitintensive Aufrufe wie *bma_chain_start()* konnten mit dieser Methode nicht überprüft werden, weil sie von CES in Form von Bibliotheken zur Verfügung gestellt wurden und deshalb nicht manipuliert werden können.

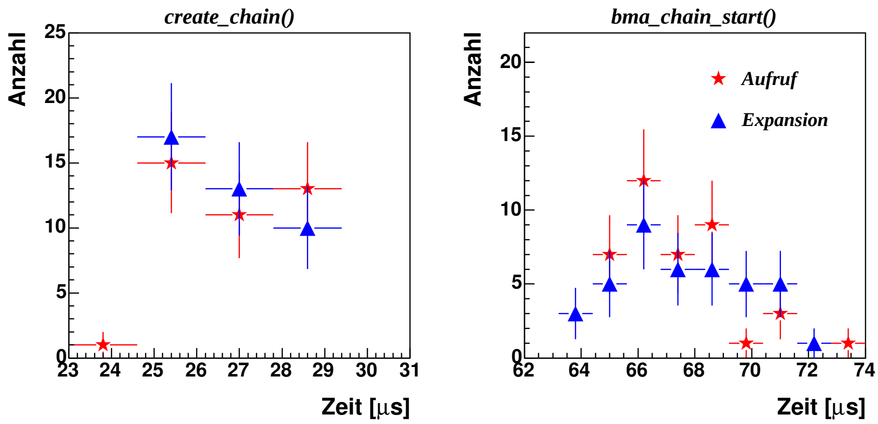

Abbildung 7.5: *Mit den Funktionen `create_chain()` und `bma_chain_start()` sollte die Geschwindigkeit von Funktionsaufruf und Funktionsexpansion im Quellcode untersucht werden, wobei hier nur die Funktion `create_chain()` manipuliert werden konnte. Bis auf die statistischen Fluktuationen kann man keinen wesentlichen Unterschied zwischen Funktionsaufruf und ihrer Expansion im Quellcode feststellen.*

7.4.2 Natürliche Testumgebung

Das Zusammenspiel des Readouts und der Jet-Trigger-Hardware wurde zum ersten mal in dem H1 Labor in München getestet. Der Aufbau des Teststandes war so einfach wie möglich gehalten (siehe Abbildung 7.6) und ähnelte nur ansatzweise dem endgültigen Aufbau. Zwei Crate waren durch eine VIC-Kette miteinander verbunden. In dem einen Crate steckte der PPC und in dem anderen Crate waren die CDCC und die ACS-Karte vom Typ B untergebracht. Auf den PPC konnte mit einem PC über eine Ethernetverbindung zugegriffen werden. Das ACS Puffer wurde mit vordefinierten Werten gefüllt und anschließen ausgelesen. Die CDCC-Karte und der Frequenzgenerator waren synchronisiert. Ein Readout-Zyklus wurde von der CDCC Karte vorgegeben. Die CDCC-Karte lieferte für das ACS ein L2Keep und für den PPC ein 100μs verzögertes L3Keep. Zuerst wurden nur einzelne Zyklen gestartet. Dies ermöglichte einzelne Schritte aus dem Readoutprotokoll (Abb. 7.2) zu untersuchen und die Funktionsweise der Hardware und der Auslese in diesen Punkten zu verifizieren. Zuerst wurde mit zwei aufeinanderfolgenden Lesezugriffen die Datenstabilität in dem ACS-Register und in dem ACS-Puffer getestet. Die Speicherung von zwei zeitlich aufeinanderfolgenden Ereignissen in der ACS-Karte konnte mit der Auslese bescheinigt werden. Anschließend wurde das handshake anhand der Flag untersucht. Es stellte sich heraus, daß das BFF vom ACS nicht richtig gesetzt wurde und somit das zweite Ereignis überschrieben werden konnte. Anhand mehrerer Zyklen konnte nachgewiesen werden, daß bei jedem zweiten Zyklus das ACS seinen Puffer überschrieb. Danach wurde die Auslesegeschwindigkeit und die zeitliche Stabilität der Auslese und der Hardware getestet. Beide Prüfungen liefen über einige Tage und verliefen fehlerfrei. Das reibungslose Zusammenspiel der Hardware mit der Auslese konnte anhand dieser Tests verifiziert werden. Das gesamte Ausleseprotokoll konnte nicht verifiziert wer-

[20] Branch 2 ist das CaloDAQ readout branch.

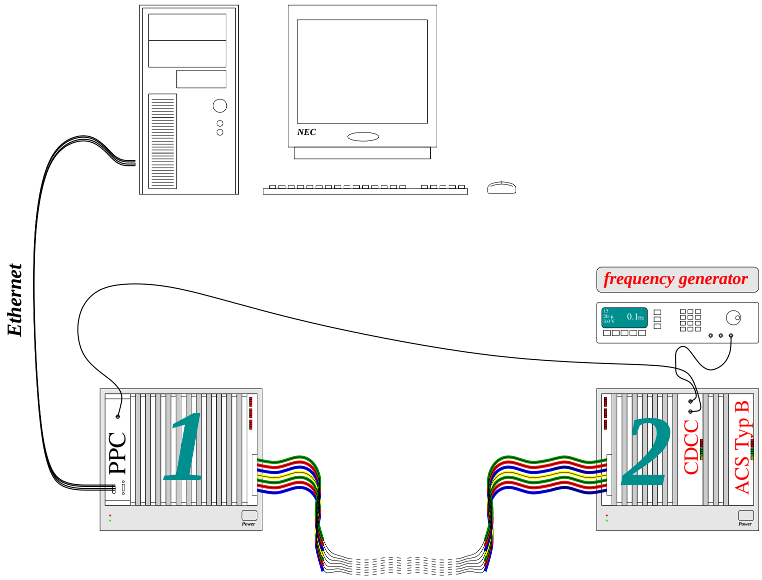

Abbildung 7.6: *Experimentierstand im H1 Labor am MPI München.*

den, weil die Hardware sich noch in der Aufbauphase befand. Dieser Überschreibfehler vom ACS wurde nach der Testreihe durch die Umprogrammierung der ACS-Karte behoben.

Die Funktionstüchtigkeit der kompletten ACS-Karte mit der CDCC im Zusammenspiel mit der Software wurde später in einer einwöchige Testreihe mit den H1-Standardsignalen getestet. Der Schwerpunkt der Tests wurde auf die Hardware gelegt, die in dem Zustand alle Punkte des Readoutschemas ohne Probleme erfüllen müßte, sowie die Karten fehlerfrei waren. Der Testaufbau im H1-Trailer mußte nur in einigen Punkten geändert werden. Der VIC-Branch wurde vom DPM-Crate ins ACS-Crate versetzt und die CDCC mit den H1-Signalen aus einem der STC Fanout Karten aus den STC-Crate gefüttert (siehe Abb. 7.7). Die Signale im LAr-Kalorimeter wurden mit Hilfe von Pulsern erzeugt. Das ACS erhielt die analogen Signale von der BTS über ein Flachbandkabel. Die Auslese konnte wahlweise von einem beliebigen PC oder vom SSP [21] gestartet werden.

Die relevanten H1-Standardsignale aus der Fanoutkarte konnten bei dieser Testreihe nicht vollständig lokalisiert werden. Deshalb wurden einige Signale aus anderen abgeleitet (siehe Abb. 7.8) , z.B. aus L2Keep wurde ein zeitlich verzögertes L3Keep erzeugt oder L2Rej und L3Rej wurden aus dem FCL abgeleitet.

Nachdem die Hardware konfiguriert und initialisiert worden war, wurde die Software an den gegenwärtigen Zustand der Hardware angepaßt. Im stand alone Modus [22] wurde die Sicherheit der Daten in dem ACS-Register getestet und im Anschluß daran das handshake zwischen ACS und Readout überprüft.

[21] **S**ysten **S**upervisor

[22] stand alone Modus bedeutet hier, daß die Daten mit dem PPC aus dem ACS-Registern ausgelesen wurden, ohne das dieser in dem Standard-DAQ-run-Readout war.

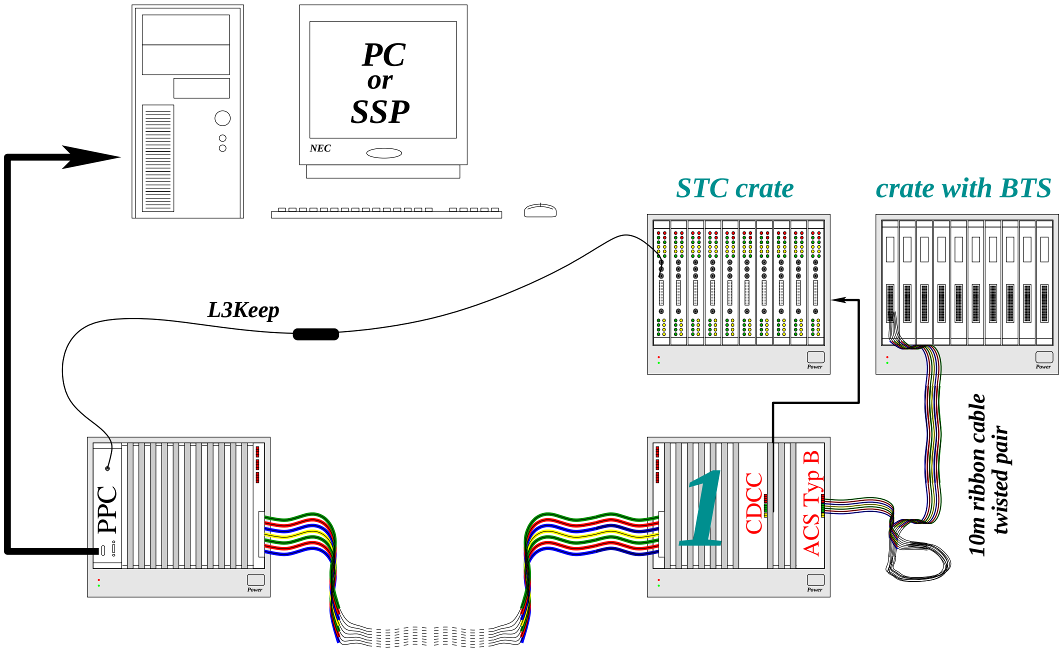

Abbildung 7.7: *Experimentierstand im H1 trailer.*

Nachdem diese im stand alone Modus einwandfrei liefen, wurden der EB [23] mit den Jet-Trigger-Readout Bibliotheken aufgerufen. Bei jedem DAQ run wurden neben dem alten Trigger-readout auch das Jet-Trigger-Readout gestartet. In der CTL-Einstellung wurde der Trigger auf Lar t_0 eingeschaltet und das L1Keep um 4 BC verzögert, weil das Signal aus dem LAr-Trigger nicht in ein Fenster von $9BC$ gepaßt hätte. Danach wurden drei Trigger-Tower in unterschiedlichen Raumwinkelbereichen des LAr-Kalorimeters sondiert (siehe Abb.7.9). Für einen der drei Trigger-Tower wurde die richtige BTS-Karte ausfindig gemacht und an diese die ACS-Karte angeschlossen. Es wurden nacheinander drei DAQruns mit jeweils drei unterschiedlichen Pulshöhen [24] aufgezeichnet. Die Rohdaten wurden, sobald ein Zugriff auf diese möglich war, in ROOT files konvertiert und einer schnellen Analyse unterworfen. Bei der schnellen Analyse waren nur die folgenden Punkten von Bedeutung:

Beide Systeme sind ausgelesen.

Die Pulse liegen einem Zeitfenster von $16BC$.

Das Signaleprofil ähnelt einer Gaußkurve bzw. Parabel.

Solange nicht alle Punkte erfüllt waren wurde eine neue Datennahme gestartet. Während der gültigen DAQruns stellten sich einige Probleme für die Prototypen ein. Die ACS-Karte setzte

[23] eventbluider

[24] Der Pulser wurde mit Pulshöhen von 500, 300 und 150 DC counts betrieben.

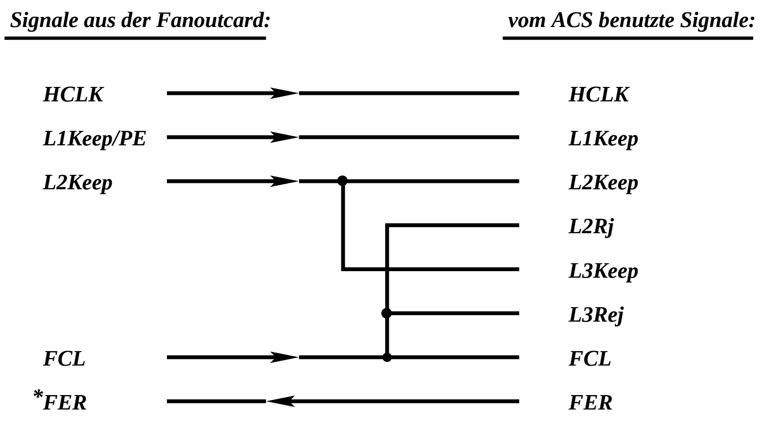

Abbildung 7.8: *Schema zur Systemverkabelung mit den H1-Standardsignalen. Dieses Schema wurde für die erste Testreihe mit den Prototypen in der H1-Halle in Hamburg benutzt. Die Pfeile deuten in die Richtung der gesendeten Signale, z.B. empfängt die CDCC die HCl aus der Fanout-Karte und das FER wird von der CDCC an die Fanout-Karte gesendet.*

das handshake Protokoll nicht richtig um und verursachte periodisch timeout-Warnungen (siehe 7.3.2). Das vom ACS gesendete FER (siehe Abb. 7.8) zeigte nicht seine Wirkung.

Die Pulsersignale in den Triggern sind in 7.10 und 7.11 abgebildet. In der linken Spalte stehen die Pulsersignale aus dem Jet-Trigger und in der rechten Spalte die dazugehörigen Werte aus dem alten LAr-Trigger. Die Diagramme in einer Spalte sind nach hohen Amplituden des Pulsers geordnet. In den 2 dimensionalen Legoplots entspricht die x-Achse der Zeit in BC, wobei der Nullpunkt durch ein LAr-t_0 aus einem beliebigen Trigger-Tower festgelegt wurde. Auf der y-Achse ist die Ereignisnummer abgetragen und auf der z-Achse die Amplitude der Ereignisse in FADC counts für die jeweiligen BC. Das Signal aus dem LAr-Trigger liegt in einem Zeitfenster

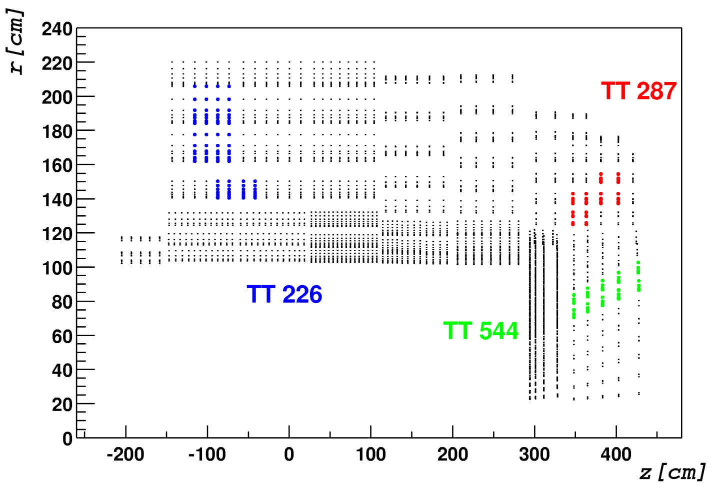

Abbildung 7.9: *Ausgewählte Tower*

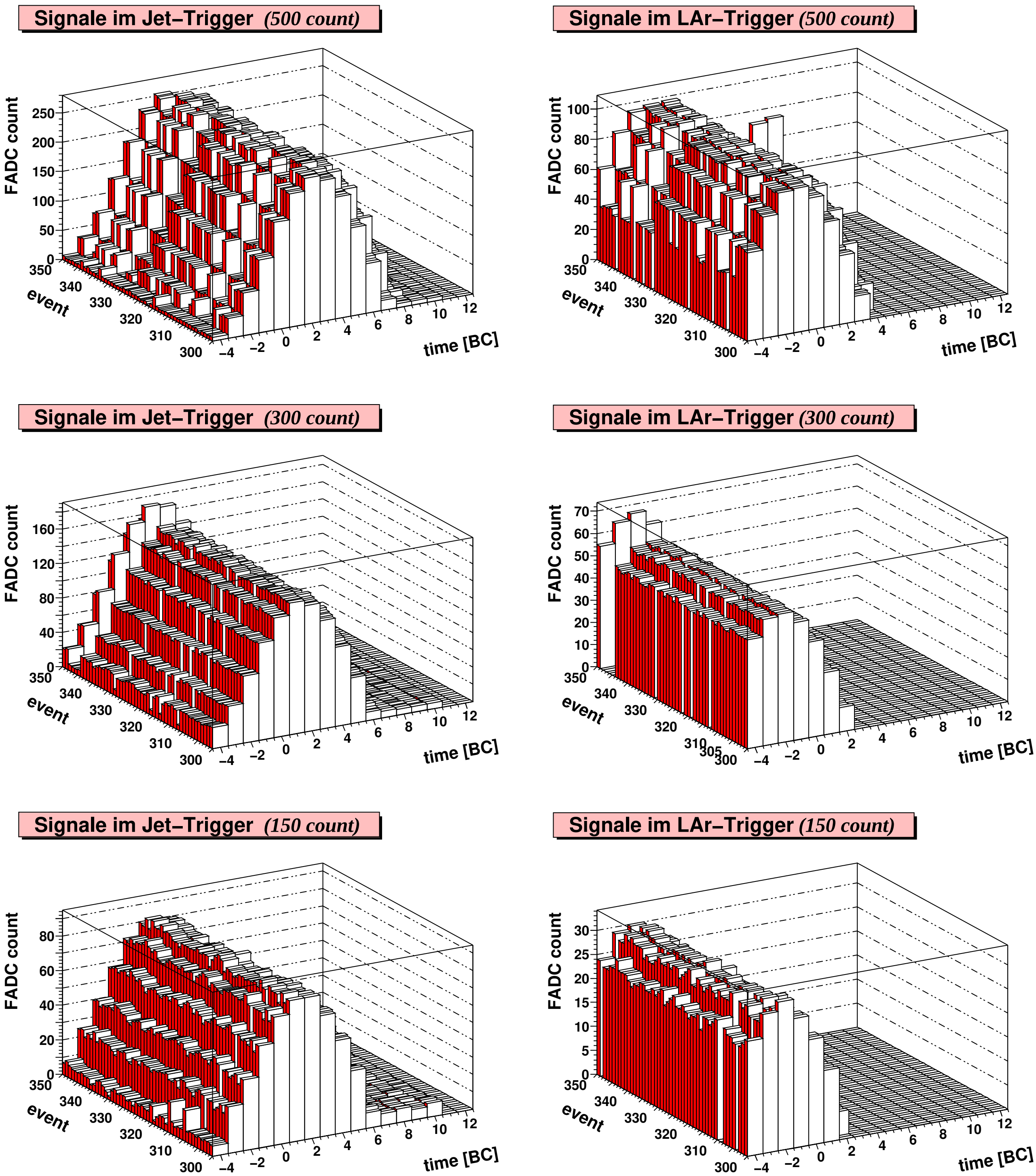

Abbildung 7.10: *Pulsformen für den Trigger-Tower Nummer 287 bei Pulseramplituden von 500, 300 und 150 DC counts. Pulsersignale im Jet-Trigger stehen in der linken Spalte und in der rechten stehen die Pulsersignale, die aus dem LAr-Trigger ausgelesen wurden.*

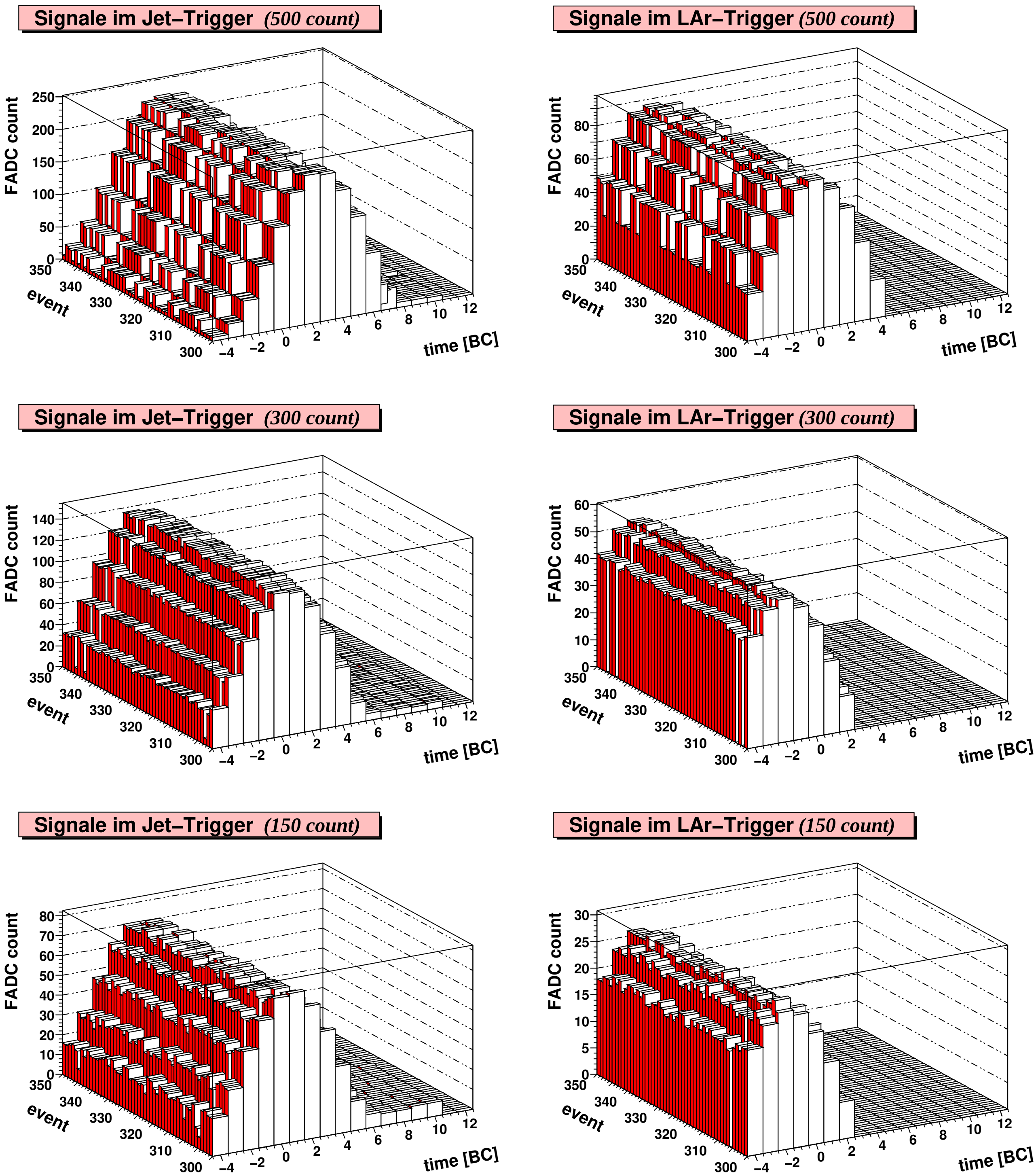

Abbildung 7.11: *Pulsformen für den Trigger-Tower Nummer 226 bei Pulseramplituden von 500, 300 und 150 DC counts. Pulsersignale im Jet-Trigger stehen in der linken Spalte und in der rechten stehen die Pulsersignale, die aus dem LAr-Trigger ausgelesen wurden.*

von 9 BC. Um den gesamten Puls sichtbar zu machen, wurde aus den ACS-Registern ein Zeitfenster von 16 BC ausgelesen. Beide Triggersignale weisen eine gute Pulsform auf und für die jeweilige Messung liegt ein stabiles t_0 vor. Bei allen Messungen verschiebt sich das t_0 bei geringer werdender Pulseramplitude zu kleineren Werten. Dies liegt an Trigger-Towern mit hohen Analogschwellen. Während der Datennahme können parallel zu den Pulserereignissen Ereignisse aus der kosmischen Strahlung auftreten, die den Trigger generieren und somit den Ereigniszeitpunkt t_0 festlegen. Dieser Zeitpunkt liegt vor dem mittleren Ereigniszeitpunkt und ist kontinuierlich verteilt. Das Rauschen kann ebenfalls einen Trigger generieren. Pulserereignisse, deren Ereigniszeitpunkt über dem mittleren t_0 liegen, sind deshalb von Ereignissen aus der kosmischen Strahlung oder vom Rauschen getriggert worden. Die erwartete Linearität[60] zwischen der gewählten Pulseramplitude (counts) und den FADC counts findet sich in der Messung wieder (Abb. 7.12).

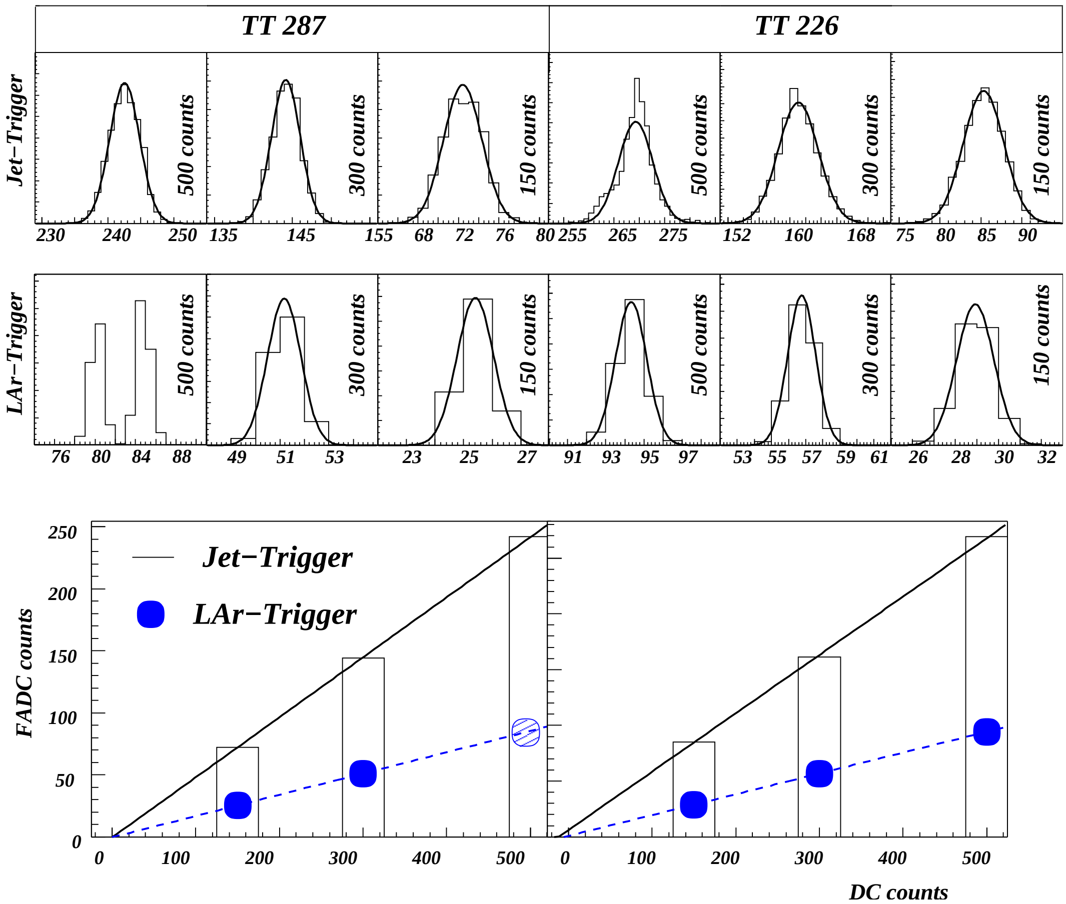

Abbildung 7.12: *Oben sind die Amplituden von 2500 Events pro run in ein Diagramm eingetragen. An diese Verteilungen wurden Gaußkurven angepaßt. Die Mittelwerte μ der Gaußkurven wurden in die unteren Histogramme eingetragen und an diese wurde eine Gerade angepaßt. Beim Trigger-Tower 287 liegen aus unerklärlichen Gründen zwei peaks vor. Aus dieser Verteilung wurden die Parameter durch die Mittelwertbestimmung aus μ_1,μ_2 und der Fehler aus dem Abstand von den Mittelwerten bestimmt (siehe schraffierter Punkt). Ein linearer Fit zeigt die sehr gute lineare Korrelation zwischen den Pulser DC counts und den FADC counts aus den Triggern auf.*

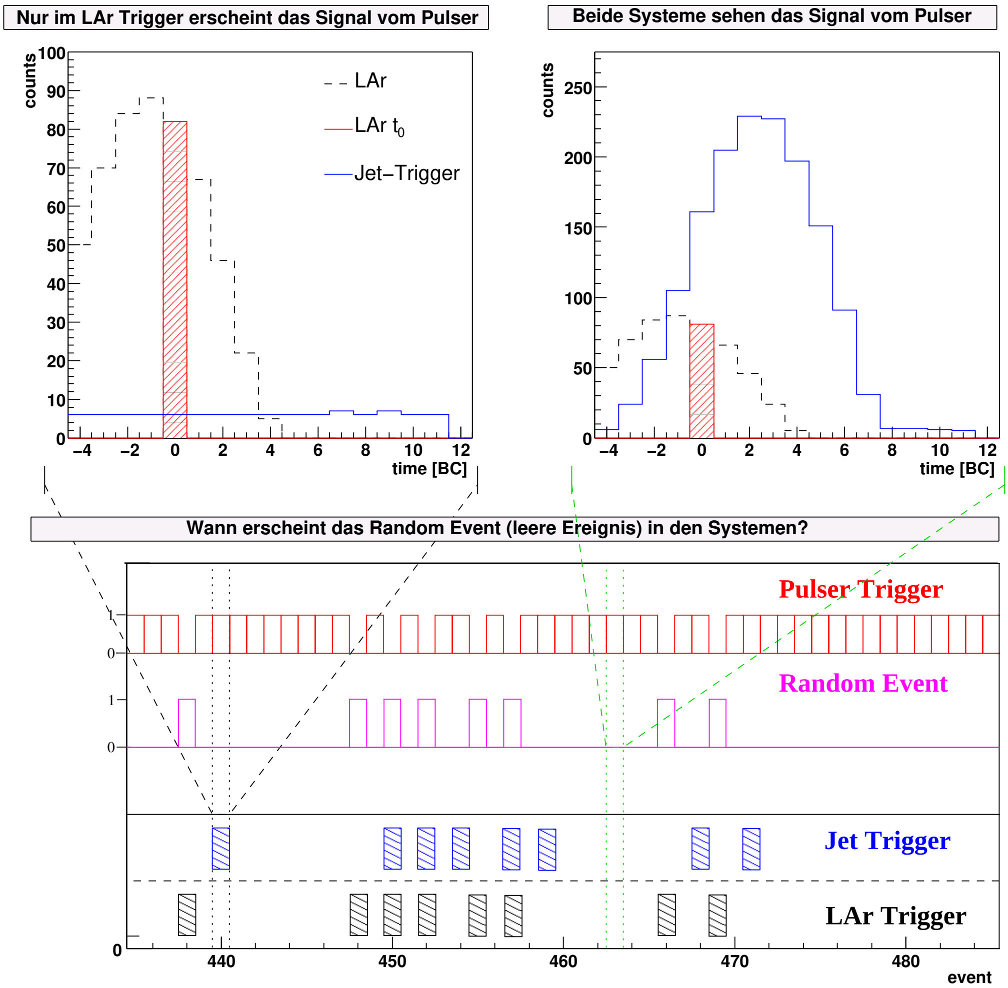

Abbildung 7.13: *Vergleich zwischen Random Events aus dem LAr-Trigger mit denen aus dem Jet-Trigger.*

Unter der Annahme, daß das alte LAr-Trigger System im Wesentlichen einwandfrei funktioniert, können Ereignisse aus dem Jet-Trigger mit denen aus dem LAr-Trigger verglichen werden, um einen Ereignisverlust in dem neuen System feststellen zu können oder das Mischen von zwei unterschiedlichen Ereignissen (*eventmixing*) zu erkennen. Für den Vergleich eignen sich leere Ereignisse [25] hervorragend. Wenn leere Ereignisse im LAr-Trigger auftreten, dann sollten sie in Koinzidenz mit leeren Ereignissen des Jet-Triggers sein. Leere Ereignisse werden durch das Hinzuschalten eines Random-Triggers kontrolliert erzeugt. In der Abbildung 7.13 sind die leeren Ereignisse mit den erwarteten Triggern verglichen worden. Die leeren Ereignisse aus dem LAr-Trigger stimmen sehr gut mit den Random-Triggern überein, wohingegen dies beim Jet-Trigger

[25]Leere Ereignisse weisen im Jet-Trigger nur pedestal auf und im LAr-Trigger liegen für diese Ereignisse keine Einträge in der ATBX- und ATBE-Bank vor. Bei diesen Ereignissen kam der t_0 Trigger nicht in Koinzidenz mit der Energiedeposition im Kalorimeter (random event), was dazu führt, das die Energiedeposition nicht mehr im betrachteten Zeitfenster liegt.

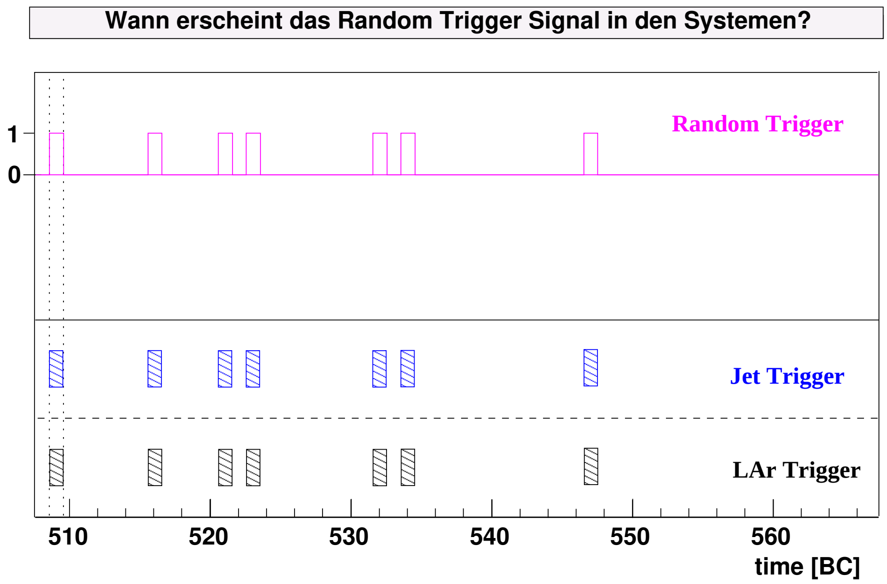

Abbildung 7.14: *Vergleich zwischen Random Events aus dem LAr-Trigger mit denen aus dem Jet-Trigger.*

nicht der Fall ist. Die Random-Events aus dem LAr-Trigger erscheinen im Jet-Trigger um zwei Ereignisse verzögert, d.h. eventmixing tritt auf.

Um die Ursache vom eventmixing zu klären, wurde der Testaufbau in einigen Punkten verändert. Die Random-Events wurden durch das Hinzuschalten des Random-Triggers mit einer wohldefinierten Frequenz generiert. Nur ein einziger Trigger-Tower wurde für das LAr-t_0 frei geschaltet. Außerdem wurde zur Überwachung der Vorgänge in der ACS-Karte ihr Zustand jeweils vor und nach einem handshake ausgelesen. Zusätzlich wurden die ersten VME-Zugriffe auf die ACS-Karte und die CDCC mit einer VME-Monitor-Karte VMETro überwacht. Der Vorteil der programmierbaren Hardware ermöglichte es, einige Änderungen an der ACS-Karte und an der CDCC vorzunehmen. Darüber hinaus wurden alle H1-Standard-Signale aus der STC-Fanout-Karte zur Systemverkabelung benutzt. Anhand VMETro konnte die wesentliche Quelle des Eventmixings auf das nicht greifen des Hardwareresets zurückgeführt werden. Wurde die Hardware durch ein künstliches VME-Reset auf den Startmodus gesetzt, trat am Anfang des jeweiligen Runs kein eventmixing auf (Abb. 7.14). Unabhängig vom VMETro ging dies klar aus dem beobachteten Zustand der ACS-Karte hervor.

Im Anschluß wurde durch das stufenweise Erhöhen der Random-Trigger-Frequenz bis an die 1000 Hz Grenze die Robustheit der Hard- und Software getestet. Zu diesem Zweck wurden ebenfalls der Vergleich der Random-Events herangezogen. Es stellte sich heraus, daß einmal in ca. 150000 Ereignissen ein Ereignis verloren geht. Dies passierte genau zu dem Zeitpunkt, wenn drei Ereignisse in einer sehr kurzen Zeit aufeinander auftraten. Die zeitliche Differenz zwischen dem ersten und dem zweiten Event betrug $\Delta t_{12} \approx 200\mu$ und zwischen dem zweiten und dem dritten Event lagen ca. $\Delta t_{12} \approx 200\mu$. Nach der Simulation der Hardware konnte auf der Seite von der ACS-Karte kein Fehler festgestellt werden. Eine genaue Analyse läßt den Schluß zu, daß der Verlust des Ereignisses durch die ungeschirmte Verkabelung zwischen der ACS-Karte,der CDCC und der STC Fanout-Karte verursacht wurde [66].

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit beschäftigt sich mit Ereignissen des geladenen Stromes aus der tief inelastischen Streuung von longitudinal polarisierten Positronen an unpolarisierten Protonen bei hohem Impulsübertrag. Die Analyse basiert auf den Datensätzen aus den Jahren 2003 und 2004, die mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Die Datensätze mit den unterschiedlichen Helizitäten wurden genutzt, um den totalen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Polarisation zu studieren und zusätzlich den einfach differentiellen ($d\sigma/dQ^2$, $d\sigma/dx$) und den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma^2/dxdQ^2$ für die zwei unterschiedlichen Händigkeiten zu messen. Die Polarisationsabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes aus der Vorhersage des Standardmodells stimmt mit der Beobachtung gut überein.

Als schwierig erweist sich der linkshändige Datensatz wegen der geringen Statistik. Deswegen weisen die linkshändigen Wirkungsquerschnitte stärkere Fluktuationen auf als die rechtshändigen. Dennoch sind sie verträglich mit der Vorhersage.

Wegen des kleinen CC-Wirkungsquerschnittes relativ zum Untergrund, sind die detaillierten Effizienzstudien anhand der Pseudo-Charged-Current-Ereignisse eine notwendige Voraussetzung. Hinzu kommen die Korrekturen der Monte-Carlo-Simulationen, z.B. Trigger-Effizienz- und Vertex-Effizienz-Korrektur, die insgesamt einen Unterschied bis zu 15% in der Messung ausmachen können. Bei der Studie von Triggereffizienzen zeigt sich für Ereignisse mit einem kleinen Transversalimpuls, daß die gegenwärtigen Trigger eine Effizienz von ca. 30% aufweisen.

Mit dem im Aufbau befindlichen Jet-Trigger soll dieser Wert weit über 50% gedrückt werden. Für diesen neuen Trigger wurde die Auslese geschrieben und die Hardware in der Entwicklungsphase mit der Auslese getestet. Die Auslese des Jet-Triggers wurde in das H1-Experiment eingebunden und anhand von Tests wurde die Funktion verifiziert.

Nach den Startschwierigkeiten von HERAII wird in den folgenden Jahren insgesamt eine Datenmenge von mehr als $\mathcal{L} = 700$ pb^{-1} erwartet. Aus dieser Datenmenge können die Wirkungsquerschnitte präzise vermessen werden. Dadurch ergibt sich für die Bestimmung der Valenzquarkdichten ($\sigma_{CC} \propto d_v$) eine bessere Genauigkeit. Die lineare Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes von der Polarisation kann anhand mehrerer Punkte mit einem klein bleibenden statistischen Fehler studiert werden. Zudem kann mit kleinen Fehlern eine Ausschlußgrenze auf die rechtshändigen W-Bosonen gesetzt werden.

Unterschuß-Studien

Die Daten der negativen Helizitätsperiode weisen für den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ und den reduzierten Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{CC}$ in dem Bereich von 400 $\leq Q^2 \leq$ 1259 GeV^2 eine Abweichung von der Standardmodell-Vorhersage auf (siehe Abb. 6.7, 6.13). Dieser Bereich umfaßt zwei Q^2-Intervalle, die in den folgenden Abschnitten diskutiert werden.

A.1 Erstes Intervall (400 $\leq Q^2 \leq$ 708 GeV^2)

In der Abbildung A.1 sind die Phasenraumvariablen $p_{T,miss}$, Q^2, E-p_z,x und die Winkelverteilungen θ_h,ϕ_h für die negative Helizitätsperiode dargestellt. Der Phasenraum ist auf das Intervall 400 $\leq Q^2 \leq$ 708 GeV^2 limitiert, um die Fluktuationen in dem ersten Intervall zu überprüfen.

Erwartungsgemäß liegen die Daten unter der Monte-Carlo-Erwartung und weisen einen großen statistischen Fehler auf. Daten und Vorhersage haben einen ähnlichen Profilverlauf. Um dies zu veranschaulichen, ist die Erwartung auf die Daten Flächen normiert. Die normierte Verteilung beschreibt die Daten im Rahmen der Statistik sehr gut. Die Ereignisse liegen bei kleinem θ_h und weisen eine flache ϕ_h-Verteilung auf. Die schwache Winkelabhängigkeit von ϕ_h ist bedingt durch die Verschiebung des nominellen Wechselwirkungspunktes. Der Untergrundbeitrag ist bei kleinen Impulsüberträgen wie erwartet recht hoch (13%) und weist keine Unregelmässigkeiten auf.

A.2 Zweites Intervall (708 $< Q^2 \leq$ 1259 GeV^2)

Die Kontrollverteilungen für das zweite Intervall sind in Abbildung A.2 dargestellt. Die Diskrepanz zwischen der Vorhersage und der Messung liegt in diesem Bin bei ca. 20% und die Größen $E-p_z$, x, θ_h stimmen recht gut mit der Vorhersage überein. Bis auf die Winkelverteilung ϕ_h stimmt bei den restlichen Größen die normierte Monte-Verteilung gut mit der Daten-Verteilung überein. Die Ursache für das Verhalten von ϕ_h konnte nicht gefunden werden.

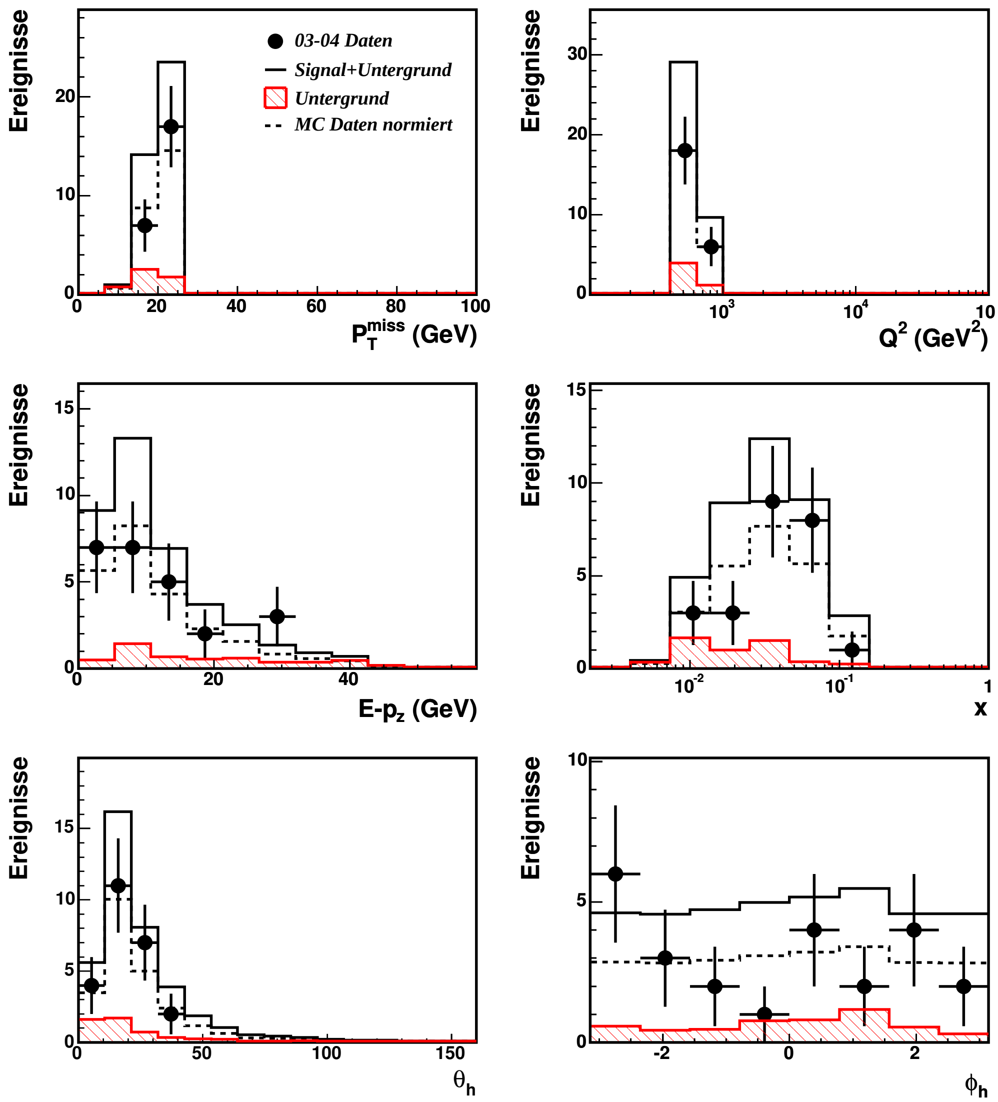

Abbildung A.1: *Kontrollverteilungen für die Datenperiode mit den linkshändige Positronen in dem Intervall 400 $\leq Q^2 \leq$ 708 GeV^2. Die gestrichelte Linie markiert die Monte-Carlo-Erwartung, die auf die Anzahl der Daten normiert ist.*

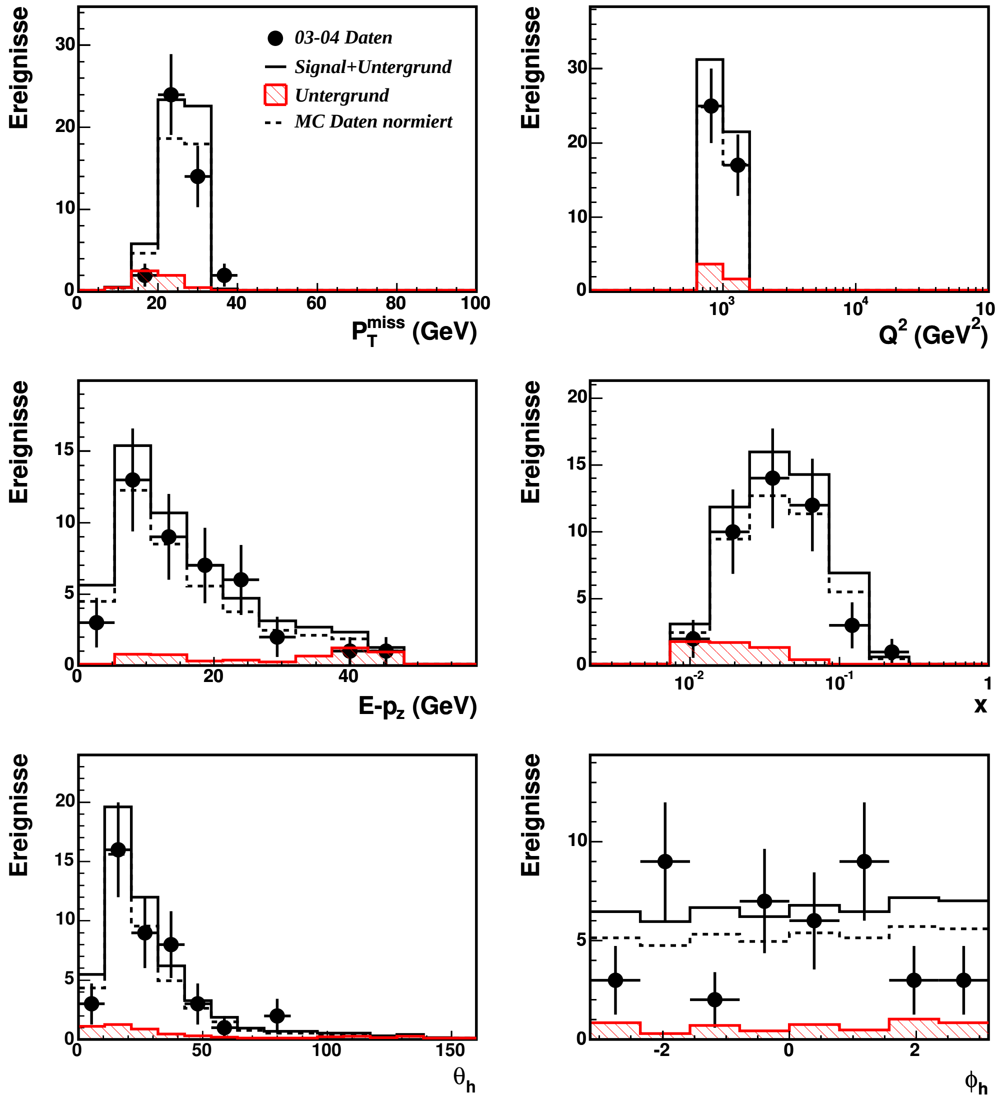

Abbildung A.2: *Kontrollverteilungen für die linkshändige Datenperiode in dem Intervall 708 < Q^2 ≤ 1259 GeV^2. Die gestrichelte Linie markiert die Monte-Carlo-Erwartung, die auf die Anzahl der Daten normiert ist.*

Tabellen

δ_{stat} : statistische Fehler
δ_{tot} : totale Fehler
δ_{cor}^{h+} : Auswirkung der Unsicherheit der hadronischen Energieskala auf den Wirkungsquerschnitt
δ_{cor}^{N+} : Auswirkung der Unsicherheit des LAr-Rauschens auf den Wirkungsquerschnitt
δ_{cor}^{V+} : Auswirkung der Unsicherheit des V_{ap}/Vp-Schnittes auf den Wirkungsquerschnitt
δ_{cor}^{T+} : Auswirkung der Unsicherheit der Triggereffizienz auf den Wirkungsquerschnitt
δ_{cor}^{vtx+} : Auswirkung der Unsicherheit der Vertexeffizienz auf den Wirkungsquerschnitt

B.1 Totaler Wirkungsquerschnitt

Q2 (GeV^2)	σ_{CC} (pb/GeV^2)	δ_{stat} (%)	δ_{tot} (%)	δ_{cor}^{h+} (%)	δ_{cor}^{N+} (%)	δ_{cor}^{V+} (%)	δ_{cor}^{T+} (%)	δ_{cor}^{vtx+} (%)
4.50E+03	3.50E+01	4.39E+00	6.97E+00	1.33E+00	2.96E-01	5.60E-01	2.86E+00	2.41E+00

Tabelle B.1: *rechtshändig*

Q2 (GeV^2)	σ_{CC} (pb/GeV^2)	δ_{stat} (%)	δ_{tot} (%)	δ_{cor}^{h+} (%)	δ_{cor}^{N+} (%)	δ_{cor}^{V+} (%)	δ_{cor}^{T+} (%)	δ_{cor}^{vtx+} (%)
4.50E+03	1.37E+01	7.85E+00	1.04E+01	1.26E+00	2.86E-01	5.86E-01	3.16E+00	2.42E+00

Tabelle B.2: *linkshändig*

B.2 Einfachdifferentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dx$

x	$d\sigma_{CC}/dx$ (pb)	δ_{stat} (%)	δ_{tot} (%)	$\delta_{cor}^{h^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{N^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{V^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{T^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{vtx^+}$ (%)
3.20E-02	2.02E+02	1.12E+01	1.28E+01	7.66E-01	8.40E-01	2.92E-01	3.51E+00	1.18E+00
8.00E-02	1.24E+02	8.24E+00	9.61E+00	1.70E+00	6.75E-01	3.01E-01	1.55E+00	1.95E+00
1.30E-01	6.02E+01	1.06E+01	1.19E+01	2.83E+00	3.53E-01	5.87E-02	1.17E+00	2.47E+00
2.50E-01	2.03E+01	1.55E+01	1.75E+01	6.32E+00	2.11E-01	5.03E-03	1.47E+00	2.65E+00
4.00E-01	5.52E+00	3.76E+01	4.05E+01	1.25E+01	1.56E+00	0.00E+00	1.37E+00	2.30E+00

Tabelle B.3: *rechtshändig*

x	$d\sigma_{CC}/dx$ (pb)	δ_{stat} (%)	δ_{tot} (%)	$\delta_{cor}^{h^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{N^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{V^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{T^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{vtx^+}$ (%)
3.20E-02	1.05E+02	1.74E+01	1.93E+01	7.40E-01	8.30E-01	2.86E-01	3.95E+00	1.18E+00
8.00E-02	4.11E+01	1.58E+01	1.69E+01	1.74E+00	6.85E-01	2.98E-01	2.16E+00	1.95E+00
1.30E-01	3.49E+01	1.52E+01	1.63E+01	2.77E+00	3.65E-01	6.18E-02	1.37E+00	2.48E+00
2.50E-01	7.44E+00	2.80E+01	2.93E+01	6.27E+00	2.22E-01	8.68E-03	1.36E+00	2.66E+00
4.00E-01	3.11E+00	6.38E+01	6.67E+01	1.35E+01	2.62E+00	0.00E+00	4.43E+00	2.89E+00

Tabelle B.4: *linkshändig*

B.3 Einfachdifferentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$

Q2 (GeV^2)	$d\sigma_{CC}/dQ^2$ (pb/GeV^2)	δ_{stat} (%)	δ_{tot} (%)	$\delta_{cor}^{h^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{N^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{V^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{T^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{vtx^+}$ (%)
3.00E+02	2.21E-02	2.39E+01	3.47E+01	3.97E+00	3.35E-01	7.86E+00	1.08E+01	5.24E+00
5.00E+02	6.66E-03	2.58E+01	2.87E+01	1.79E+00	2.97E-01	2.89E+00	5.51E+00	3.76E+00
1.00E+03	5.16E-03	1.77E+01	2.00E+01	1.16E+00	3.13E-02	7.50E-01	3.73E+00	2.75E+00
2.00E+03	3.01E-03	1.45E+01	1.59E+01	1.38E-01	3.94E-01	2.83E-02	3.04E+00	2.22E+00
3.00E+03	1.33E-03	1.76E+01	1.87E+01	2.99E+00	4.75E-01	2.68E-01	1.63E+00	1.92E+00
5.00E+03	6.56E-04	1.99E+01	2.13E+01	5.20E+00	6.79E-01	1.79E-01	2.12E+00	1.63E+00
8.00E+03	1.45E-04	3.45E+01	3.63E+01	9.71E+00	9.78E-01	9.34E-02	1.00E+00	1.30E+00

Tabelle B.5: *linkshändig*

Q2 (GeV^2)	$d\sigma_{CC}/dQ^2$ (pb/GeV^2)	δ_{stat} (%)	δ_{tot} (%)	$\delta_{cor}^{h^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{N^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{V^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{T^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{vtx^+}$ (%)
3.00E+02	4.37E-02	1.49E+01	2.32E+01	4.10E+00	3.75E-01	7.96E+00	1.08E+01	5.22E+00
5.00E+02	2.55E-02	1.12E+01	1.46E+01	1.76E+00	3.10E-01	2.82E+00	5.58E+00	3.77E+00
1.00E+03	1.51E-02	9.13E+00	1.13E+01	1.09E+00	3.27E-02	7.07E-01	3.56E+00	2.76E+00
2.00E+03	6.68E-03	8.80E+00	1.02E+01	1.81E-01	4.08E-01	5.72E-02	2.45E+00	2.20E+00
3.00E+03	2.95E-03	1.08E+01	1.21E+01	3.01E+00	4.89E-01	2.84E-01	1.57E+00	1.90E+00
5.00E+03	1.53E-03	1.18E+01	1.36E+01	4.99E+00	7.02E-01	1.85E-01	1.52E+00	1.61E+00
8.00E+03	3.67E-04	1.99E+01	2.27E+01	9.82E+00	9.85E-01	8.37E-02	1.00E+00	1.29E+00
1.50E+04	3.87E-05	4.22E+01	4.57E+01	1.63E+01	1.79E+00	0.00E+00	1.00E+00	1.04E+00

Tabelle B.6: *rechtshändig*

B.4 Reduzierter Wirkungsquerschnitt $\tilde{\sigma}_{CC}$

x	$\tilde{\sigma}_{CC}$	δ_{stat} (%)	δ_{tot} (%)	$\delta_{cor}^{h^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{N^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{V^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{T^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{vtx^+}$ (%)
1.30E-02	1.16E+00	3.92E+01	4.89E+01	4.12E+00	1.27E-01	1.30E+01	1.59E+01	2.84E+00
3.20E-02	4.12E-01	4.83E+01	5.27E+01	4.04E+00	3.40E-01	5.67E+00	6.61E+00	4.77E+00
8.00E-02	2.86E-01	6.29E+01	6.70E+01	2.86E+00	1.33E+00	2.26E+00	4.57E+00	9.74E+00
1.30E-02	1.30E-01	9.81E+01	9.96E+01	1.99E+00	1.42E-01	7.24E+00	9.68E+00	1.62E+00
3.20E-02	2.49E-01	4.15E+01	4.33E+01	1.82E+00	2.17E-01	1.65E+00	4.07E+00	3.04E+00
8.00E-02	2.79E-01	3.56E+01	3.66E+01	1.93E+00	6.01E-01	2.50E-01	2.63E+00	5.83E+00
1.30E-01	3.79E-03	0.00E+00	1.44E+01	4.35E-01	6.56E+00	0.00E+00	4.81E+00	1.00E+01
1.30E-02	2.12E-01	6.45E+01	7.10E+01	2.94E+00	2.39E-01	5.80E+00	8.32E+00	1.00E+00
3.20E-02	3.72E-01	2.52E+01	2.69E+01	1.04E+00	4.25E-01	4.30E-01	3.40E+00	2.07E+00
8.00E-02	2.15E-01	3.00E+01	3.06E+01	4.61E-01	4.58E-01	1.10E-01	2.08E+00	3.22E+00
1.30E-01	1.91E-01	5.07E+01	5.15E+01	9.11E-01	2.38E+00	0.00E+00	2.65E+00	6.31E+00
3.20E-02	3.44E-01	2.23E+01	2.38E+01	6.43E-01	9.35E-01	9.98E-02	4.13E+00	1.04E+00
8.00E-02	2.16E-01	2.43E+01	2.50E+01	7.47E-01	6.19E-01	2.41E-01	2.52E+00	2.52E+00
1.30E-01	2.27E-01	3.04E+01	3.09E+01	7.69E-01	3.75E-01	1.70E-02	1.00E+00	3.24E+00
2.50E-01	2.14E-02	0.00E+00	2.11E+01	7.22E-01	3.25E+00	0.00E+00	3.54E+00	5.47E+00
8.00E-02	1.40E-01	2.90E+01	2.97E+01	3.33E+00	8.07E-01	3.92E-01	1.40E+00	1.24E+00
1.30E-01	1.81E-01	2.80E+01	2.86E+01	1.53E+00	5.81E-01	5.93E-02	1.00E+00	2.78E+00
2.50E-01	4.15E-02	7.16E+01	7.20E+01	4.46E+00	1.26E+00	0.00E+00	1.00E+00	3.16E+00
8.00E-02	1.26E-01	3.95E+01	4.06E+01	6.05E+00	9.07E-01	4.96E-01	3.24E+00	1.00E+00
1.30E-01	1.86E-01	2.69E+01	2.77E+01	4.08E+00	8.57E-01	5.29E-02	2.07E+00	1.33E+00
2.50E-01	5.63E-02	5.06E+01	5.12E+01	5.43E+00	5.43E-01	2.80E-02	1.00E+00	2.72E+00
4.00E-01	4.57E-02	1.00E+02	1.01E+02	1.00E+01	2.83E+00	0.00E+00	1.00E+00	3.03E+00
1.30E-01	3.42E-02	7.52E+01	7.61E+01	9.51E+00	1.33E+00	2.37E-01	1.00E+00	1.00E+00
2.50E-01	6.16E-02	4.62E+01	4.73E+01	7.75E+00	4.88E-01	0.00E+00	1.00E+00	1.25E+00
4.00E-01	2.29E-02	1.00E+02	1.01E+02	1.24E+01	9.09E-01	0.00E+00	1.00E+00	2.64E+00

Tabelle B.7: *linkshändig*

x	$\tilde{\sigma}_{CC}$	δ_{stat} (%)	δ_{tot} (%)	$\delta_{cor}^{h^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{N^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{V^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{T^+}$ (%)	$\delta_{cor}^{vtx^+}$ (%)
1.30E-02	1.35E+00	3.31E+01	4.05E+01	4.27E+00	3.10E-01	1.30E+01	1.59E+01	2.85E+00
3.20E-02	1.25E+00	2.39E+01	2.78E+01	3.99E+00	3.58E-01	5.71E+00	7.12E+00	4.77E+00
8.00E-02	1.00E+00	2.85E+01	3.21E+01	3.17E+00	1.25E+00	2.19E+00	4.33E+00	9.74E+00
1.30E-02	1.32E+00	2.28E+01	2.70E+01	2.04E+00	2.19E-01	7.22E+00	1.03E+01	1.62E+00
3.20E-02	9.95E-01	1.77E+01	1.96E+01	1.67E+00	1.33E-01	1.68E+00	3.97E+00	3.04E+00
8.00E-02	6.92E-01	2.05E+01	2.20E+01	1.95E+00	6.55E-01	2.75E-01	2.53E+00	5.84E+00
1.30E-01	1.60E-01	1.02E+02	1.03E+02	8.96E-02	6.37E+00	0.00E+00	4.66E+00	1.00E+01
1.30E-02	1.26E+00	2.01E+01	2.68E+01	2.79E+00	2.05E-01	5.84E+00	9.22E+00	1.00E+00
3.20E-02	8.69E-01	1.47E+01	1.61E+01	1.02E+00	4.29E-01	4.35E-01	3.23E+00	2.07E+00
8.00E-02	6.57E-01	1.56E+01	1.65E+01	5.42E-01	4.10E-01	9.97E-02	1.51E+00	3.22E+00
1.30E-01	2.88E-01	3.81E+01	3.91E+01	7.85E-01	2.36E+00	0.00E+00	2.51E+00	6.29E+00
3.20E-02	6.71E-01	1.43E+01	1.56E+01	7.19E-01	9.49E-01	9.47E-02	3.67E+00	1.04E+00
8.00E-02	5.64E-01	1.36E+01	1.45E+01	6.83E-01	6.36E-01	2.29E-01	1.38E+00	2.52E+00
1.30E-01	3.55E-01	2.24E+01	2.31E+01	9.28E-01	4.11E-01	7.50E-03	1.29E+00	3.23E+00
2.50E-01	1.37E-01	6.62E+01	6.73E+01	9.33E-01	3.49E+00	0.00E+00	3.23E+00	5.45E+00
8.00E-02	4.47E-01	1.48E+01	1.58E+01	3.38E+00	8.19E-01	4.07E-01	1.33E+00	1.24E+00
1.30E-01	2.98E-01	2.01E+01	2.08E+01	1.52E+00	5.68E-01	6.65E-02	1.00E+00	2.79E+00
2.50E-01	1.10E-01	4.10E+01	4.17E+01	4.82E+00	1.22E+00	0.00E+00	1.58E+00	3.16E+00
8.00E-02	4.43E-01	1.88E+01	2.04E+01	5.75E+00	1.00E+00	5.16E-01	2.66E+00	1.00E+00
1.30E-01	2.55E-01	2.09E+01	2.18E+01	4.02E+00	8.32E-01	5.17E-02	1.00E+00	1.32E+00
2.50E-01	2.19E-01	2.36E+01	2.47E+01	5.10E+00	5.25E-01	1.61E-02	1.00E+00	2.71E+00
4.00E-01	8.27E-02	7.09E+01	7.23E+01	9.97E+00	2.91E+00	0.00E+00	1.00E+00	3.03E+00
1.30E-01	2.17E-01	2.69E+01	2.91E+01	9.70E+00	1.32E+00	2.13E-01	1.00E+00	1.00E+00
2.50E-01	9.58E-02	3.41E+01	3.54E+01	7.91E+00	5.46E-01	0.00E+00	1.00E+00	1.25E+00
4.00E-01	5.92E-02	5.79E+01	5.97E+01	1.23E+01	9.97E-01	0.00E+00	1.00E+00	2.63E+00

Tabelle B.8: *rechtshändig*

Literaturverzeichnis

[1] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], *The H1 detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. A **386**, 310 (1997).

[2] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross sections at HERA*, Eur. Phys. J. C **30**, 1 (2003) [arXiv:hep-ex/0304003].

[3] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Measurement of neutral and charged current cross-sections in positron proton collisions at large momentum transfer*, Eur. Phys. J. C **13** (2000) 609 [arXiv:hep-ex/9908059].

[4] P. Aurenche *et al. Higher order QCD corrections to the photoproduction of a direct photon at HERA.* , Z. Phys. C **56** (1992) 589.

[5] V. Andreev *et al.* [H1 Collaboration], *Isolated electrons and muons in events with missing transverse momentum at HERA*, Jean-Baptiste Chabane,Rapport de Stage,Dynamic VME-tree setup on PPC, Juin 2000.

[6] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group Collaboration], *The H1 liquid argon calorimeter system*, Nucl. Instrum. Meth. A **336**, 460 (1993).

[7] L. Lonnblad, *"ARIADNE version 4: A Program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model. "*, Comput. Phys. Commun. **71** (1992) 15.

[8] R. D. Appuhn *et al.* [H1 SPACAL Group Collaboration], *The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter* , Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 397.

[9] U. Baur, J.A. Vermaseren, D.Zeppenfeld, *Electroweak vector boson production in high-energy ep collision* , Nucl. Phys. B **375**, 3 (1992).

[10] M. Beckmann *et al.*, *The longitudinal polarimeter at HERA* , Nucl. Instrum. Meth. A **479** (2002) 334 [arXiv:physics/0009047].

[11] D. P. Barber *et al.*, *The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA* , Nucl. Instrum. Meth. A **329** (1993) 79.

[12] E. Barrelet *et al*. *The Hardware Implementation of L3 Triggers in H1* , H1-Note H1-12/88-100, 1988.

[13] C. Beigbeider *et al*. *Level 2 Topological Trigger (L2TT) Hardware* , H1-Note H1-07/98-547, 1998.

[14] Stan Bentvelsen *et al.*, *Reconstruction of (x,Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA*, Proceedings of the workshop: Physics at HERA, volume 1,pages 23-41 DESY,2002.

[15] H. Bethe and W. Heitler, *On The Stopping Of Fast Particles And On The Creation Of Positive Electrons*, Proc. Roy. Soc. Lond. A **146** (1934) 83.

[16] Juraj Bracinik *et al.*, *A trigger element generator for LAr Jet-Trigger*, April 2, 2003.

[17] Juraj Bracinik *et al.*, *Status and Performance of Liquid Argon Trigger during 2003/2004 running period*,April 2, 2005.

[18] A. Baird *et al.*, *A fast high resolution track trigger for the H1 experiment*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **48** (2001) 1276 [arXiv:hep-ex/0104010].

[19] A. J. Campbell *et al*. *Proposal to merge Level-4 and Level-5 Systems of the H1 Experiment* , H1-Note H1-12/98-558, 1998.

[20] J. Cao, Z. Zhang. LAL Paris, *Towards an Unbiased Measurement of Kinematic Variables at Low y Region* ,H1-Note H1-12/99-580,DESY,1999.

[21] T. Carli *et al.*, *Performance of the H1 Lar Trigger in 1994.* ,H1-Note H1-07/95-445,DESY,1995.

[22] Sascha Caron, *Jets in Photoproduction at HERA* PhD thesis,RWTH Aachen 11.07.2002

[23] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour and B. R. Webber, *Longitudinally invariant K(t) clustering algorithms for hadron hadron* , Nucl. Phys. B **406**, 187 (1993).

[24] E. Chabert *et al.*, *An updated phan package for cosmic and halo muon topological rejection in high p_T physics analysis.* ,H1-Note H1-11/98-556,DESY,1998.

[25] Dirk Hoffmann,CaloDAQ-Manual,unpublished.

[26] H.L. Lai *et al.* [CTEQ Collaboration], *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions*, Eur. Phys. J. C **12**, 375 (2000) [arXiv:hep-ph/9903282].

[27] H.L. Lai *et al. Improved parton distributions from global analysis of recent deep inealstic stattering and inclusive jet data.* , Phys. Rev. D **55** (1997) 1280

[28] V. Andreev *et al. Proposal for an Upgrade of the H1 Luminosity System and its Associated Electronics for HERA2000* , H1-Note, H1-06/98-544, DESY PRC -98/05.

[29] M. Cuje *et al.* [H1 Collaboration], *H1 High Luminosity Upgrade 2000 - CIP and Level 1 Vertex Trigger* , DESY PRC 98/02.

[30] E.K. Charchula, G. A. Schuler and H. Spiesberger, *"Combined QED and QCD radiative effects in deep inelastic lepton - proton scattering: The Monte Carlo generator DJANGO6."*, Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 381.

[31] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], *Measurement of total and partial photon proton cross-sections at 180-GeV center-of-mass energy*, Z. Phys. C **63** (1994) 391.

[32] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration], *A Measurement of sigma(t) (gamma p) at s**(1/2) = 210-GeV* , Phys. Lett. B **293** (1992) 465.

[33] H1 Collaboration, *A Forward Silicon Tracker for H1* , DESY PRC 99-01 (1999).

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

[35] T. Abe, *GRAPE-Dilepton(Version 1.1): A generator for dilepton production in ep collisions.*, Comput. Phys. Commun. **136** (2001) 126.

[36] M. Glück, E. Reya and A.Vogt, *Parton structure of the photon bejond the leading order*, , Phys. Rev. D **45** (1992) 3986

[37] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], *"The H1 detector at HERA. "*, Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.

[38] J. Meyer, *Guide for H1 simulation program H1SIM.*, ,H1-Note H1-11/89-xxx,DESY,1989.

[39] S. D. Ellis and D. E. Soper, *Successive combination jet algorithm for hadron collisions* , Phys. Rev. D **48** (1993) 3160 [arXiv:hep-ph/9305266].

[40] B. Heinemann, S. Riess and H. Spiesberger, *Prepared for Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics (Plenary Starting Meeting), Hamburg, Germany, 27-30 Apr 1998*

[41] Beate Heinemann, *Measurement of Charged Current and Neutral Current Cross Sections in Positron-Proton Collisions at sqrt(s)=300 GeV* , PhD thesis,Univ. Hamburg 12.1999

[42] H. Henschel and R. Lahmann, *The backward silicon tracker of the H1 experiment at HERA* , Nucl. Instrum. Meth. A **453** (2000) 93.

[43] Dirk Hoffmann, *Zwei-Elektron-Ereignisse im H1-Detektor*, PhD thesis,Univ. Hamburg 07.2000

[44] H1prelim-04-141, *First Measurement of the Polarisation Dependence of the Total Charged Current Cross Sections* , ICHEP04,Aug. 16-23, 2004 Beijing

[45] H1 Collaboration, *Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA.* , ICHEP96, Warsaw, Poland (1996).

[46] H1 Colaboration, *Proposel to Upgrade the LAr Calorimeter Trigger: Jet Trigger*,DESY-PRC-99-02.

[47] J. Cao, Z. Zhang. LAL Paris, *Realization of a Second Level Neural Network Trigger for the H1 Experiment at HERA* ,H1-Note H1-01/97-509,DESY,1997.

[48] Lee West, *Heavy flavor working group track selection code by Lee West*,Available from H1 Collaboration.

[49] Boris Leißner, *Muon Pair Production in Electron-Proton Collisions*, PhD thesis,RWTH Aachen 10.2002

[50] Günter Martin, *Untersuchung von Prozessen des geladenen und neutralen Stroms mit dem H1-Detektor bei HERA*, PhD thesis,Univ. Hamburg 09.1997

[51] A.D.Martin, R.G.Roberts and W.J.Stirling. *Parton distributions update*, Phys. Lett. **B306**, 145 (1993)

[52] Jürgen Naumann, *ntwicklung und Test der dritten H1-Triggerstufe* PhD thesis,Univ. Dortmund 12.2002

[53] D. Pitzl *et al.*, *The H1 silicon vertex detector* , Nucl. Instrum. Meth. A **454** (2000) 334 [arXiv:hep-ex/0002044].

[54] Matti Peez, Benjamin Portheault, Emmanuel Sauvan, *An energy flow algorithm for hadronic reconstruction in OO: Hadroo2*, ,H1-Note H1-01/05-616,DESY,2005.

[55] T. Nicholls *et al.*, *Concept, design and performance of the second level trigger of the H1 detector*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **45** (1998) 810.

[56] B.T. Sjostrand, *High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4.*, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[57] B. Portheault, Z. Zhang, ORSAY, *Radiative Corrections for Charged Current Process at HERA Revisited* ,H1-Note H1-11/04-614,DESY,2004

[58] J.Rauschenberger, *Prozesse des geladenen Stromes in tief-unelastischer Positron-Proton Streuung bei HERA*, PhD thesis,Univ. Hamburg 12.2002

[59] Ringberg 2000, Workshop on Triggering at H1, January 23-26 2000, Ringberg [MPI-PhE/2000-13]

[60] Martin zur Nedden & Burkard Reisert *The H1 Liquid Argon Trigger Calibration: Overview, Description and Performance*.

[61] U. Schneekloth, *The HERA luminosity upgrade* , DESY-HERA-98-05 (1998).

[62] F. Sefkov , *Calibration of the H1 LAr calorimeter trigger analog thresholds.* ,H1-Note H1-10/94-394,DESY,1994.

[63] F. Sefkow, E. Elsen, H. Krehbiel, U. Straumann and J. Coughlan, *Experience with the first level trigger of H1*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42** (1995) 900.

[64] A.A. Sokolov and I.M. Ternov, Sov. Phys. Dokl. **8** No. 12 (1964) 1203.

[65] A. Mucke, R. Engel, J.P. Rachen, R.J. Protheroe and T. Stanev, *Monte Carlo simulations of Photohadronic processes in astrophysics.*, Comput. Phys. Commun. **124** (2000) 290.

[66] private comunication with Werner Haberer

[67] Markus Wobisch, *Measurement and QCD Analysis of Jet Cross Sections in Deep-Inelastic Positron-Proton Collisions at sqrt(s)=300 GeV* , PhD thesis,RWTH Aachen 4.02.2000