



X1997-00378

Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion
 $e^+ p \rightarrow \bar{\nu}_e X$
am Elektron/Positron-Proton-Speicherring HERA

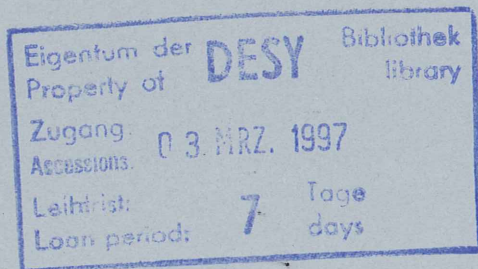
Dissertation an der Fakultät für Physik
der
Technischen Universität München

von

Michael Flieser

angefertigt am

*Max-Planck-Institut für Physik
(Werner-Heisenberg-Institut)*



Max-Planck-Institut für Physik
(Werner-Heisenberg-Institut)

Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion
 $e^+ p \rightarrow \bar{\nu}_e X$
am Elektron/Positron-Proton-Speicherring HERA

MICHAEL FLIESER

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität
München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. A. Buras

Prüfer der Dissertation:

1. Hon.-Prof. Dr. G. Buschhorn
2. Univ.-Prof. Dr. F. von Feilitzsch

Die Dissertation wurde am 26. Juli 1996 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 18. Oktober 1996 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Lepton-Proton-Streuung bei HERA	5
2.1	Lepton-Proton-Streuprozesse	6
2.2	Kinematische Variable	8
2.3	Wirkungsquerschnitte	11
3	Das H1-Experiment am Speicherring HERA	15
3.1	Der Speicherring HERA	15
3.2	Das H1-Experiment	17
3.2.1	Das Spurkammersystem	19
3.2.2	Das LAr-Kalorimeter	21
3.2.3	Das Myonsystem	28
3.2.4	Das Luminositätssystem	29
3.2.5	Trigger und Datenfluß	29
4	Vorbetrachtungen zur Analyse	32
4.1	Die Signatur von CC -Ereignissen	32
4.2	Analysemethode	37
4.2.1	Die Meßgrößen	37
4.2.2	Die Pseudo- CC -Methode	39
4.3	Monte Carlo Simulation	40
5	Selektion der Daten	43
5.1	Die zugrundeliegende Datenmenge	43
5.2	Vorselektion der Daten	44
5.2.1	Die vierte Triggerstufe	45
5.2.2	POT- und DST-Selektion	46
5.3	Die CC -Selektion	46
5.3.1	Filteralgorithmen für Myon-Ereignisse	50
5.4	Abschätzung des Rest-Untergrunds	52
5.4.1	Elektron-Proton-Prozesse	52
5.4.2	Myon-Untergrund	56
5.4.3	Visuelle Überprüfung der selektierten Ereignisse	57

6	Effizienz- und Akzeptanzkorrekturen, systematische Effekte	61
6.1	Energieskala und P_t -Schnitt	61
6.1.1	Modellabhängigkeit der Akzeptanzkorrektur	63
6.1.2	Transversalimpuls-Studien mit NC -Ereignissen	64
6.2	Verteoeffizienz	78
6.3	Triggereffizienz	79
6.4	Myon-Filter	81
7	Resultate	83
7.1	Der CC -Wirkungsquerschnitt	83
7.2	Die W -Masse	84
8	Zusammenfassung	90
	Literaturverzeichnis	92

1. Einleitung

Die Erforschung der grundlegenden Bausteine der Materie und der Wechselwirkungen zwischen ihnen ist eines der faszinierendsten Gebiete moderner Physik. Mit der Entdeckung der Radioaktivität durch Becquerel [1] gegen Ende des 19. Jahrhunderts wurde eine stürmische Entwicklung in der Physik atomarer und subatomarer Phänomene eingeleitet.

Bereits wenige Jahre nach dieser Entdeckung konnte 1909 die Klassifizierung der unterschiedlichen Strahlungsarten, α - und β - und γ -Strahlung, durch Rutherford [2] abgeschlossen werden. In den folgenden Jahren wurde das β -Spektrum intensiv untersucht. Bohr fand, daß es sich bei der β -Strahlung um einen nuklearen Prozeß handeln mußte [3]. Die Beobachtung von Chadwick im Jahre 1914, daß das Energiespektrum der Elektronen kontinuierlich ist [4], widersprach der Interpretation des β -Zerfalls als Zweikörperreaktion. Sie führte schließlich zur Neutrino-Hypothese von Pauli im Jahre 1930 [5].

Von Fermi wurde 1934 erstmals eine theoretische Erklärung des β -Zerfalls und damit der schwachen Wechselwirkung als einer punktförmigen Wechselwirkung von vier Fermionen gegeben [6]. Etwa 20 Jahre später wurde die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung zunächst von Lee und Yang postuliert [7] und dann auch durch die Messungen von Wu experimentell bestätigt [8]. Die V-A Theorie wurde formuliert [9, 10], die im Gegensatz zur Fermi-Theorie den experimentellen Befund der Paritätsverletzung erklärt. Die Phänomenologie der schwachen Zerfälle von Hadronen wurde erfolgreich durch die Cabibbo-Theorie [11] beschrieben.

Dennoch hatten diese bei niedrigen Energien sehr erfolgreichen theoretischen Beschreibungen schwerwiegende Probleme im Hochenergieverhalten. Von der Fermi-Theorie wird ein lineares Ansteigen der totalen Wirkungsquerschnitte der Neutrino-Streuung mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie vorhergesagt. Dies führt bei hohen Energien letztlich zur Verletzung der Unitaritätsgrenze.

Die kurze Reichweite der Wechselwirkung deutete auf massive Vektor-Teilchen als Austauschteilchen hin. In der V-A Theorie wird in Anlehnung an die Quanten-Elektrodynamik *QED* die Wechselwirkung durch den Austausch massiver Eichbosonen beschrieben. Im Limit hoher Energien hat jedoch auch dieser Ansatz gegenüber der Fermi-Punktwechselwirkung keinen substantiellen Vorteil. Bei der Produktion freier *W*-Bosonen tritt auch der longitudinale Polarisationszustand auf mit divergentem Energieverhalten. Dadurch wird die V-A Eichtheorie nicht renormierbar.

Erst das Konzept der spontanen Symmetriebrechung nicht-abelscher Eichfelder nach Yang und Mills [12] brachte die Möglichkeit einer renormierbaren Theorie mit sich [13, 14]. Verschiedene Modelle zur einheitlichen Beschreibung der elektroma-

gnetischen und schwachen Wechselwirkung wurden vorgeschlagen. Das Modell, das schließlich experimentell bestätigt wurde und heute als das Standardmodell der Elementarteilchenphysik angesehen und allgemein akzeptiert wird, stammt von Glashow [15], Salam [16] und Weinberg [17]. In diesem Modell wird unter anderem die Existenz von schwachen neutralen Strömen (Neutral Currents, NC) gefordert. Die Entdeckung der schwachen neutralen Ströme 1973 im Gargamelle-Experiment [18] war ein glänzender Triumph für das Glashow-Salam-Weinberg-Modell. In ihm wurde erstmals die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung in einer vereinheitlichten Theorie gemeinsam beschrieben, der elektroschwachen Theorie[†].

In den Fixed-Target-Neutrino-Experimenten wurden intensiv die schwachen geladenen Ströme (Charged Currents, CC) untersucht. Insbesondere suchte man nach einer Abweichung des totalen Wirkungsquerschnitts vom linearen Energieverhalten. Man hoffte, dadurch die Masse der Austauschteilchen, der W^\pm -Bosonen, bestimmen zu können. Obwohl immer energiereichere Neutrinostrahlen verwendet werden konnten, waren die Ergebnisse innerhalb der experimentellen Unsicherheit stets mit dem linearen Anstieg verträglich (siehe Abb. 1.1). Eine Zusammenstellung der experimentellen Ergebnisse findet man in [22].

In der tiefinelastischen Elektron/Positron-Proton-Streuung bei HERA kann nun erstmals der inverse Prozeß beobachtet werden: Statt eines einlaufenden Neutrinos und eines geladenen Leptons im Endzustand ist hier ein geladenes Lepton im Anfangszustand und das Neutrino im Endzustand. Die Energien bei HERA, 30 GeV für Elektronen und 820 GeV für Protonen, entsprechen etwa einem 50 TeV Lepton-Strahl in einem Fixed-Target-Experiment. Die auftretenden Impulsüberträge Q^2 sind in der Größenordnung der Masse der schwachen Eichbosonen, so daß die durch den W^\pm -Propagator verursachte Abweichung des Wirkungsquerschnitts vom linearen Anstieg meßbar ist.

Eine erste Messung der Reaktion $e^-p \rightarrow \nu X$ wurde von den Experimenten H1 [23] und ZEUS [24] 1994 durchgeführt [25, 26]. In Abb. 1.1 sind die gemessenen Neutrino-Nukleon-Wirkungsquerschnitte der Neutrino-Experimente gegen die Strahlenergie aufgetragen [22]. Das H1-Ergebnis der Messung des totalen CC -Wirkungsquerschnitts für Elektron-Proton-Streuung bei einem Transversalimpuls größer als 25 GeV wurde in einen Neutrino-Nukleon-Querschnitt transformiert und zu $Q^2 = 0$ extrapoliert. Der Einfluß des W -Propagators auf den totalen Wirkungsquerschnitt wurde damit experimentell zum erstenmal nachgewiesen.

In dieser Arbeit sollen Ereignisse der Art $e^+p \rightarrow \bar{\nu} X$, aufgezeichnet mit dem H1 Detektor, untersucht werden. Mit der gesammelten Datenmenge aus der Runperiode von 1994 wird aus der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts die W -Masse bestimmt. Die differentielle Verteilung der Ereignisse enthält zusätzliche Information über die W -Masse. Sie wird zu einer Verbesserung der Massenbestimmung verwendet.

Es ist beachtenswert, daß bei HERA in der Reaktion $lp \rightarrow l'X$ das Quadrat des

[†]Einführende Literatur siehe etwa [19, 20, 21]

durch das Austauschteilchen übertragenen Viererimpulses negativ ($q^2 < 0$) ist. Das bedeutet bei den Reaktionen des geladenen Stroms insbesondere, daß die Masse des W -Bosons im t -Kanal gemessen wird. Diese Messung stellt damit im Vergleich zur Massenbestimmung reeller W -Teilchen in Proton-Antiproton Kollisionen [27] eine neue Information dar.

Weitere Untersuchungen elektroschwacher Parameter sind in Zukunft bei größerer vorliegender Statistik möglich. Vor allem mit den Verhältnissen und Asymmetrien, gebildet aus den CC - und NC -Wirkungsquerschnitten der tiefinelastischen $e^- p$ bzw. $e^+ p$ -Streuung, können Studien zur Helizitätsstruktur der schwachen Wechselwirkung durchgeführt werden oder über die damit extrahierbaren Quarkflavorverteilungen Aussagen der Quantenchromodynamik (QCD) getestet werden [28].

Eine große Bedeutung kommt bei der Untersuchung von CC -Ereignissen mit dem H1-Detektor dem Verständnis der hadronischen Energiemessung mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter zu. Aufgrund des nicht im Detektor nachweisbaren Neutrinos muß die Ereigniskinetik allein aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden. Einen wesentlichen Teil der Arbeit bilden daher Untersuchungen zur Kalibration und Akzeptanz des Kalorimeters.

Zunächst wird im Kapitel 2 auf die Theorie der tiefinelastischen Lepton-Proton-Streuung und insbesondere der elektroschwachen Wechselwirkung eingegangen. In Kapitel 3 werden die in dieser Analyse wesentlichen Detektorkomponenten beschrieben, bevor in Kapitel 4 die Vorgehensweise bei der Analyse erläutert wird. Kapitel 5 ist der Selektion der Ereignisse gewidmet. Akzeptanz- und Effizienz-Korrekturen sowie systematische Einflüsse auf die Messung werden in Kapitel 6 diskutiert. In Kapitel 7 wird schließlich der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+ p \rightarrow \bar{\nu} X$ angegeben und die W -Masse bestimmt. Abschließend sind in Kapitel 8 die Ergebnisse noch einmal zusammengestellt.

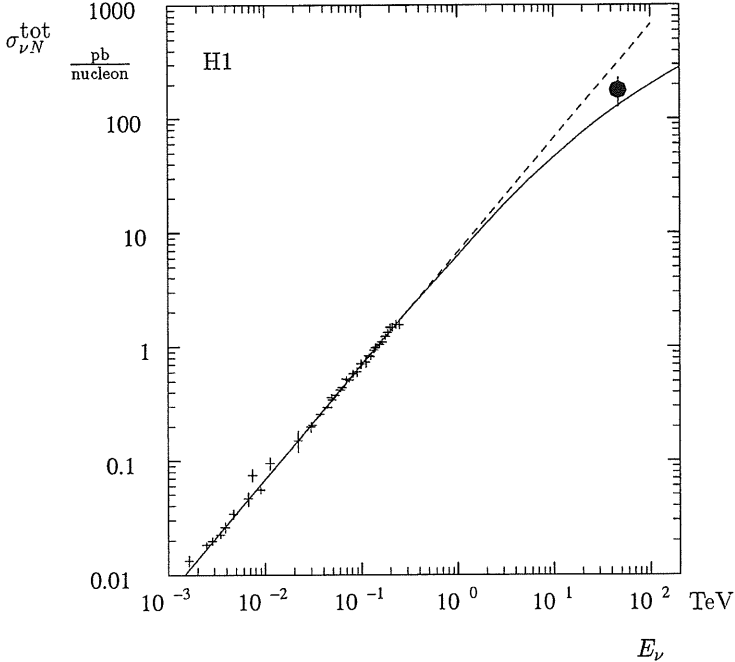


Abbildung 1.1: Der totale νN -Wirkungsquerschnitt, aufgetragen gegen die ν -Energie [25]. Die Kreuze geben die Ergebnisse der Fixed-Target-Experimente an. Die gestrichelte Linie stellt die lineare Extrapolation dar, die durchgezogene Linie die theoretische Erwartung des Standardmodells bei einer W -Masse von 80 GeV. Das H1-Ergebnis für $\sigma_{\text{tot}}(e^- p \rightarrow \nu X)$ wurde zum Vergleich in einen νN -Querschnitt umgerechnet und zu $Q^2 = 0$ extrapoliert. Die äquivalente Strahlenergie ist 47 TeV. Der Einfluß des W -Propagators auf den totalen Wirkungsquerschnitt ist deutlich sichtbar.

2. Lepton-Proton-Streuung bei HERA

Mit der Inbetriebnahme des Elektron-Proton-Speicherrings HERA wurde das überaus erfolgreiche Experimentierprogramm der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung fortgesetzt, das wesentlich zum heutigen Verständnis der fundamentalen Bausteine der Materie und der Wechselwirkungen beigetragen hat.

Die Analyse der elastischen Streuung von Elektronen an Protonen [29] zeigte, daß die Protonen keine punktförmigen Teilchen sind. Die Wirkungsquerschnitte der tiefinelastischen Streuung konnten durch Einführung punktförmiger Partonen, die als unabhängige Streuzentren wirken, erklärt werden [30]. Analog zu den Formfaktoren bei der elastischen Streuung werden die Wirkungsquerschnitte durch sogenannte Strukturfunktionen beschrieben, die von den kinematischen Variablen der Reaktion abhängen. Nach der von Bjorken vorhergesagten Skaleninvarianz der Strukturfunktionen [31] reduziert sich diese Abhängigkeit auf eine einzige dimensionslose Größe x . Die Variable x kann als Anteil des wechselwirkenden Partons am Longitudinalimpuls des Protons interpretiert werden.

Die Partonen wurden mit den von Gell-Mann [32] und Zweig [33] bereits im Jahre 1964 eingeführten Quarks identifiziert. Es entwickelte sich das Quark-Parton-Modell (QPM) [30, 34, 35], das eine der Grundlagen des heutigen Standardmodells der Elementarteilchenphysik darstellt.

Die bei HERA zur Verfügung stehenden Energien machen bisher unerreichte kinematische Bereiche der tiefinelastischen Lepton-Proton-Streuung experimentell zugänglich. In Abb. 2.1 ist die kinematische Ebene, aufgespannt durch x und Q^2 [†], dargestellt. Der Meßbereich bisheriger Fixed-Target-Experimente erstreckt sich bis etwa $Q^2 \approx 200 \text{ GeV}^2$ und $x \geq 0.01$. Der durch HERA neu erschlossene kinematische Bereich, in dem der systematische Fehler der gemessenen Wirkungsquerschnitte $e p \rightarrow e X$ kleiner als 10 % ist, ist schraffiert eingezeichnet. Die geneigte Schraffur bezieht sich auf Messung über das auslaufende Elektron, der senkrecht schraffierte Bereich ergibt sich bei Verwendung des hadronischen Endzustands.

Im folgenden soll zunächst der fundamentale Prozeß der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung, der Austausch eines Eichbosons, diskutiert werden. Im Anschluß daran wird speziell auf den schwachen Prozeß $e^+p \rightarrow \bar{\nu}X$ im Rahmen des Standardmodells eingegangen. Schließlich werden die Definition der kinematischen Variablen gegeben und Möglichkeiten zu ihrer Berechnung angegeben.

[†]zur Definition der kinematischen Variablen siehe Kap. 2.2

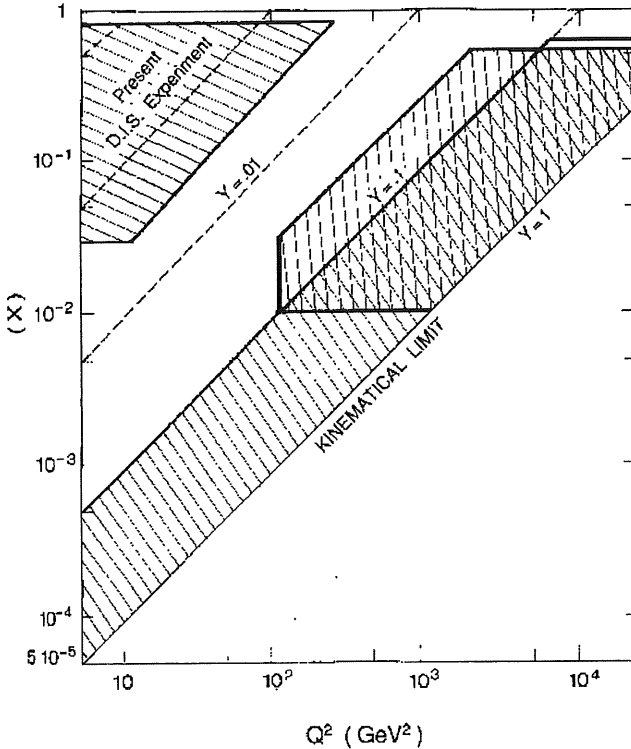


Abbildung 2.1: Experimentell zugänglicher $x-Q^2$ -Bereich für Strukturfunktionsmessungen bei HERA [36]. In den schraffierten Bereichen erwartet man systematische Fehler der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte kleiner als 10%, wenn die Ereigniskinematik durch die Messung des gestreuten Elektrons (geneigte Schraffur) oder des hadronischen Endzustands (senkrechte Schraffur) bestimmt wird. Links oben der in tiefinelastischer Streuung untersuchte Bereich bisheriger Experimente.

2.1 Lepton-Proton-Streuprozesse

Grundsätzlich kann man bei der Lepton-Proton-Streuung zwischen dem Austausch neutraler und geladener Ströme unterscheiden. Im Fall neutraler Ströme wird ein γ -

oder Z^0 -Eichboson ausgetauscht, die Austauscheteilchen des geladenen Stroms sind die W^\pm -Bosonen. Der Feynman-Graph einer Lepton-Quark-Streuung für neutrale und geladene Ströme ist in Abb. 2.2 dargestellt. Das einlaufende Lepton[†] wechsel-

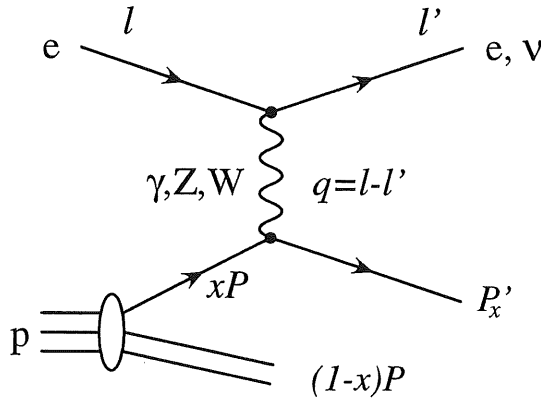


Abbildung 2.2: Feynman-Graph einer Lepton-Quark-Streuung für neutrale und geladene Ströme.

wirkt über den Austausch eines Eichbosons mit den als punktförmig angenommenen Konstituenten des Protons, das heißt mit den Quarks und Antiquarks. Aus den Partonen im Endzustand formieren sich in Folge der starken Wechselwirkung eine Vielzahl von Hadronen. In Richtung des gestreuten Quarks bildet sich ein Teilchenbündel, der sogenannte Stromjet aus. Aus den nicht unmittelbar an der harten Streuung beteiligten Überresten des Protons bildet sich der Targetjet.

In der elektroschwachen Theorie des Standardmodells ist die Kopplungsstärke der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung von gleicher Größenordnung. Der Unterschied in den Wirkungsquerschnitten wird nicht durch die Kopplung, sondern durch den Propagator des ausgetauschten Teilchens verursacht. Die Propagation eines schwachen Eichbosons wird durch $(\frac{1}{Q^2 + M_B^2})^2$ beschrieben. M_B ist die Masse des ausgetauschten Bosons. Aufgrund der Masse von W und Z erscheint die Wechselwirkung bei kleinen Impulsüberträgen „schwach“ im Vergleich zur elektromagnetischen Wechselwirkung, die durch den Austausch eines masselosen Photons mit $\frac{1}{Q^4}$ beschrieben wird.

Je nach Impulsübertrag unterscheidet man beim neutralen Strom zwischen tiefinelastischen Wechselwirkungen (typischerweise ab etwa $Q^2 \approx 5 \text{ GeV}^2$) und Photo-

[†]in dieser Arbeit soll Elektron als generischer Name für das einlaufende Lepton verwendet werden

produktion ($Q^2 \approx 0$), bei der ein quasi-reelles γ ausgetauscht wird. Die ep -Streuung kann daher als Reaktion eines einlaufenden Photons mit dem Proton aufgefaßt werden. Der Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion ist wegen des sehr nahe bei Null liegenden Q^2 wesentlich größer als für tiefinelastische Streuprozesse. Der von H1 bei einer mittleren Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems von 200 GeV gemessene totale Wirkungsquerschnitt ist $165 \pm 2 \pm 11 \mu b$ [37]. Der übertragene Transversalimpuls auf das hadronische System ist nahezu Null. In Kapitel 5.4 wird aufgezeigt, daß wegen der großen Unterschiede im Wirkungsquerschnitt Photoproduktionsereignisse dennoch eine potentielle Untergrundquelle für die CC -Selektion darstellen.

2.2 Kinematische Variable

Der Wirkungsquerschnitt in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung ist bei fester Schwerpunktsenergie \sqrt{s} durch zwei unabhängige Variable festgelegt, zum Beispiel durch die Energie und den Streuwinkel des Leptons. Es ist aber üblich, eine koordinatensystemunabhängige Darstellung zu benutzen und die Kinematik der Ereignisse durch Lorentz-Skalare zu beschreiben.

Es seien mit $k^\mu = (E_e, \vec{k})$ bzw. $k'^\mu = (E'_e, \vec{k}')$ die Vierervektoren des ein- bzw. auslaufenden Leptons bezeichnet und analog mit $p^\mu = (E_p, \vec{p})$ der Vierervektor des einlaufenden Protons. Der hadronische Endzustand sei mit $H^\mu = \sum h^\mu$ bezeichnet. H^μ ist die Summe aller Vierervektoren vom hadronischen Vertex auslaufender Teichen, m_p ist die Masse des Protons. Damit lassen sich die folgenden, mit ihrer anschaulichen Bedeutung angegebenen kinematischen Größen definieren:

q^μ	$= k^\mu - k'^\mu = H^\mu - p^\mu$	Viererimpulsübertrag vom Elektron auf das Proton
Q^2	$= -q_\mu q^\mu$	Quadrat des Viererimpulsübertrags
ν	$= \frac{p_\mu q^\mu}{m_p}$	Energieverlust des Leptons im Proton-Ruhsystem
y	$= \frac{p_\mu q^\mu}{p_\mu k^\mu}$	relativer Energieverlust, ν bezogen auf E_e
x	$= \frac{Q^2}{2p_\mu q^\mu}$	Bjorkensche Skalenvariable x
s	$= \frac{Q^2}{x \cdot y}$	Quadrat der Schwerpunktsenergie

Da im Falle der NC -Ereignisse sowohl das gestreute Elektron als auch das hadronische System im Detektor gemessen werden, stehen zur Bestimmung der Kinematik mehrere Möglichkeiten zur Verfügung, von denen nachfolgend einige aufgelistet sind. Im naiven Quark-Parton-Bild sind die Variablen Energie und Richtung des gestreuten Elektrons bzw. Energie und Richtung des gestreuten Quarks.

- Energie und Richtung des gestreuten Elektrons:

$$\begin{aligned} y(E'_e, \theta_e) &= 1 - \frac{E'_e}{E_e} \cdot \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \\ Q^2(E'_e, \theta_e) &= 4 \cdot E_e \cdot E'_e \cdot \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \end{aligned} \quad (2.1)$$

- Energie und Richtung des gestreuten Quarks:

$$\begin{aligned} y(E_q, \theta_q) &= \frac{E_q \cdot (1 - \cos \theta_q)}{2 \cdot E_e} \\ Q^2(E_q, \theta_q) &= \frac{E_q^2 \cdot \sin^2 \theta_q}{1 - y} \end{aligned} \quad (2.2)$$

- Richtung des gestreuten Elektrons und Richtung des gestreuten Quarks:

$$\begin{aligned} y(\theta_e, \theta_q) &= \frac{\sin \theta_e \cdot (1 - \cos \theta_q)}{\sin \theta_e + \sin \theta_q - \sin(\theta_e + \theta_q)} \\ Q^2(\theta_e, \theta_q) &= 4 \cdot E_e^2 \cdot \frac{\sin \theta_q \cdot (1 + \cos \theta_e)}{\sin \theta_e + \sin \theta_q - \sin(\theta_e + \theta_q)} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Die übrigen Möglichkeiten spielen im Rahmen dieser Arbeit keine Rolle. Eine komplette Auflistung aller möglichen Kombinationen findet man etwa in [38].

Die Energie und Richtung des gestreuten Elektrons sind experimentell direkt meßbar. Dagegen müssen Energie und Richtung des gestreuten Quarks erst mit den Eigenschaften der beobachtbaren Jets im Detektor in Beziehung gebracht werden.

Dieses Problem löst eine Methode, die von Jacquet und Blondel vorgeschlagen wurde [39]. Sie basiert auf der Anwendung der Impulserhaltung bei Vernachlässigung aller Teilchenmassen. Dies ist bei HERA-Energien eine gerechtfertigte Näherung. Die Jacquet-Blondel-Methode (JB, Gl. 2.4) kommt ohne Zuordnung der einzelnen Teilchen zu Strom- oder Targetjet aus. Es wird hier nicht versucht, die im Detektor nachgewiesenen Hadronen Jets zuzuordnen und dann aus den Energien und Richtungen dieser Jets auf die kinematischen Eigenschaften des gestreuten Quarks rückzuschließen.

Vielmehr wird für die Berechnung von y , ausgehend von der Definition des Vierimpulsübertrags $q^\mu = H^\mu - p^\mu$, über alle Teilchen des hadronischen Endzustands summiert. Mit E_p als der Protonenergie und E_e als der Elektron-Anfangsenergie ergibt sich y direkt aus der Definition

$$y = \frac{p_\mu q^\mu}{p_\mu k^\mu},$$

mit $p = (E_p, 0, 0, E_p)$ und $k = (E_e, 0, 0, -E_e)$. Zur Berechnung von Q^2 werden zunächst die Gleichungen 2.1, mit denen y und Q^2 aus den Elektronvariablen berechnet wird, kobiniert und umgeformt zu

$$Q^2 = \frac{(E_e' \cdot \sin \theta_e)^2}{1 - y} = \frac{P_t^2}{1 - y}.$$

Mit Einsetzen der Erhaltung des Transversalimpulses, $P_t^e = -P_t^{had}$ ergibt sich die Ereigniskinematik gemäß Jacquet-Blondel als:

$$\begin{aligned} y &= \frac{\sum (E^i - P_z^i)}{2 \cdot E_e} \\ Q^2 &= \frac{(\sum P_t^i)^2}{1 - y} \\ x &= \frac{Q^2}{s \cdot y} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Ein weiterer, wichtiger Vorteil der JB-Methode liegt darin, daß im Strahlrohr in Vorwärtsrichtung verschwindende Teilchen nur sehr wenig zu den Summen beitragen. Bei der P_t -Messung sind die Beiträge von Teilchen mit kleinen Winkeln θ^i proportional zu θ^i , bei der $(E - P_z)$ -Summierung sogar proportional zu $(\theta^i)^2$.

Der kinematische Bereich, in dem diese Methode innerhalb eines Fehlers von 10 % verwendet werden kann, ist in Abb. 2.1 senkrecht schraffiert. Zu kleinen y wird der Winkel θ_q sehr klein, so daß die Hadronen in die extreme Vorwärtsrichtung gestreut werden und eine Messung des hadronischen Energieflusses nicht mehr möglich ist. Die Einflüsse der Energieauflösung auf die kinematischen Variablen sind gegeben durch:

$$\begin{aligned} \frac{\delta y}{y} \Big|_{\theta_q} &\sim \frac{\delta E_q}{E_q} \\ \frac{\delta Q^2}{Q^2} \Big|_{\theta_q} &\sim \frac{\delta E_q}{E_q} \cdot \left(1 + \frac{1}{1 - y}\right) \\ \frac{\delta x}{x} \Big|_{\theta_q} &\sim \frac{\delta E_q}{E_q} \cdot \frac{1}{1 - y} \end{aligned}$$

Die Energieauflösung geht direkt proportional in die Auflösung der kinematischen Größen ein. Allerdings wird bei großem y der Fehler in x und Q^2 sehr groß, bei $y = 1$ ist die Kinematik mit der JB-Methode völlig unbestimmbar.

Die Überbestimmtheit der Kinematik bei NC -Ereignissen kann z. B. dazu benutzt werden, um die Elektron-Anfangsenergie E_e zu eliminieren und somit die größte Quelle radiativer Korrekturen auszuschalten.

Eine weitere wichtige Anwendung der Überbestimmtheit der Kinematik liegt in der Möglichkeit zu einer systematischen Überprüfung der Energiekalibration über

die Zwei-Winkel-Methode (2.3). Der Streuwinkel des Elektrons kann direkt beobachtet werden. Der Quarkwinkel θ_q kann über die JB-Methode unabhängig von der Energienormierung des Kalorimeters durch Benutzung folgender Identität bestimmt werden:

$$\tan\left(\frac{\theta_q}{2}\right) \equiv \frac{(1 - \cos \theta_q)}{\sin \theta_q} \equiv \frac{E_q \cdot (1 - \cos \theta_q)}{E_q \cdot \sin \theta_q} = \frac{E_q - E_{zq}}{P_{tq}}$$

Die Größen $E - E_z$ und P_t des gestreuten Quarks werden durch die JB-Größen genähert, so daß schließlich der Quarkwinkel ausgedrückt wird durch:

$$\tan\left(\frac{\theta_q}{2}\right) = \frac{\sum (E^i - P_z^i)}{\sum P_t^i} \quad (2.5)$$

Dieser Ausdruck ist unabhängig von einem globalen Normierungsfaktor in der Energiekalibration des Kalorimeters. Im Kapitel 6.1 wird darauf näher eingegangen und mit dieser Methode der systematische Fehler der Energieskala bestimmt.

2.3 Wirkungsquerschnitte

Neutraler Strom

In niedrigster Ordnung ist der NC -Wirkungsquerschnitt für links- bzw. rechtshändig polarisierte Elektronen $e^- p \rightarrow e^- X$ im Quark-Parton-Bild gegeben durch [40]:

$$\frac{d^2 \sigma^{NC}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi \alpha^2}{xQ^4} \left[\left(1 + (1 - y)^2\right) F_2^{L,R}(x, Q^2) + \left(1 - (1 - y)^2\right) x F_3^{L,R}(x, Q^2) \right] \quad (2.6)$$

Die Konstante α ist die Feinstrukturkonstante. Die Strukturfunktionen $F_2^{L,R}, F_3^{L,R}$ enthalten die Quarkverteilungsdichten, die Kopplungskonstanten und die dem γ - und Z -Austausch entsprechenden Propagatorterme.

$$F_2^{L,R}(x, Q^2) = \sum_f \left[x q_f(x, Q^2) + x \bar{q}_f(x, Q^2) \right] A_f^{L,R}(Q^2)$$

$$x F_3^{L,R}(x, Q^2) = \sum_f \left[x q_f(x, Q^2) - x \bar{q}_f(x, Q^2) \right] B_f^{L,R}(Q^2)$$

Die Callan-Gross Relation [41] $2x F_1 = F_2$ gilt im Partonbild für Spin-1/2 Teilchen. Sie wurde in Gl. 2.6 bereits verwendet.

$$A_f^{L,R}(Q^2) = Q_f^2 + 2Q_e Q_f (v_e \pm a_e) v_f \Pi_Z + (v_e \pm a_e)^2 (v_f^2 + a_f^2) \Pi_Z^2$$

$$B_f^{L,R}(Q^2) = 2Q_e Q_f (v_e \pm a_e) a_f \Pi_Z + 2(v_e \pm a_e) v_f a_f \Pi_Z^2$$

Π_Z ist das Verhältnis aus Z^0 - und γ -Propagator:

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

Die Koeffizienten A_f, B_f können explizit als Kombination der Vektor- und Axialvektorkopplungen a_f, v_f geschrieben werden, wobei a_f und v_f gegeben sind durch:

$$\begin{aligned} a_f &= \left(\frac{\sqrt{2}GM_Z^2}{4\pi\alpha} \right)^{1/2} I_3^f \\ v_f &= \left[\frac{\sqrt{2}GM_Z^2}{4\pi\alpha} \right]^{1/2} (I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W) \end{aligned}$$

G ist die Fermi-Konstante, Q_f die Fermionladung, I_3^f die dritte Komponente des schwachen Isospins, M_Z die Masse des Z^0 -Bosons und θ_W der Weinberg-Winkel. Dabei wurde der im Standardmodell in niedrigster Ordnung gültige Zusammenhang zwischen der Fermi-Konstanten G und der W -Masse, dem Weinberg-Winkel sowie α benützt:

$$G = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2} \sin^2 \theta_W M_W^2}$$

Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte für links- bzw. rechtshändig polarisierte Positronen erhält man durch die Ersetzung von

$$F_2^{L,R} \rightarrow F_2^{R,L}, \quad F_3^{L,R} \rightarrow -F_3^{R,L}.$$

Im Fall von $Q^2 \ll M_Z^2$ verschwindet B_f, A_f reduziert sich auf Q_f^2 . Der Wirkungsquerschnitt ist dann allein durch den Photonaustausch gegeben. Erst bei Impulsüberträgen in der Größenordnung der Z -Masse gewinnt der Z -Propagator an

Bedeutung, so daß die Beiträge des Interferenzterms (linear in P_Z) und des reinen Z -Austauschs (quadratisch in P_Z) wichtig werden.

Geladener Strom

Die Wirkungsquerschnitte der CC -Prozesse $e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e X$ bzw. $e^-p \rightarrow \nu_e X$ lassen sich in folgender Form schreiben [40]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{CC}}{dx dQ^2}(e_L^-) &= \frac{G^2}{\pi} \cdot \frac{1}{(1 + Q^2/M_W^2)^2} \sum_{i,j} |V_{u_i d_j}|^2 u_i(x, Q^2) + (1-y)^2 |V_{u_j d_i}|^2 \bar{d}_i(x, Q^2) \\ \frac{d^2\sigma^{CC}}{dx dQ^2}(e_R^+) &= \frac{G^2}{\pi} \cdot \frac{1}{(1 + Q^2/M_W^2)^2} \sum_{i,j} |V_{u_i d_j}|^2 \bar{u}_i(x, Q^2) + (1-y)^2 |V_{u_j d_i}|^2 d_i(x, Q^2) \\ \frac{d^2\sigma^{CC}}{dx dQ^2}(e_R^-) &= 0 \\ \frac{d^2\sigma^{CC}}{dx dQ^2}(e_L^+) &= 0 \end{aligned}$$

Die Indizes L bzw. R stehen für einen links- bzw. rechtshändig polarisierten Leptonstrahl. Die Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Strahlen ergeben sich aus dem Mittelwert beider Polarisationszustände. Der allgemeine Fall eines teilweise polarisierten Strahls wird durch einen Faktor

$$\frac{1}{2} \cdot (1 + \mathcal{P})$$

beschrieben, wobei \mathcal{P} der Polarisationsgrad ist. Im Standardmodell tritt die schwache Wechselwirkung nur linkshändig auf, die Wirkungsquerschnitte der Prozesse mit anderer Helizität verschwinden.

In der Summe über die Quarkdichten steht u_i für die u -artigen Quarkflavors mit Ladung $+\frac{2}{3}$, d_i für die d -artigen Quarkflavors mit Ladung $-\frac{1}{3}$, der Index i zählt die Quarkfamilien. $V_{u_i d_j}$ sind die Elemente der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM) [42]. Die schwache Wechselwirkung koppelt nicht direkt an die Masseneigenzustände der Quarks. Die schwachen Flavoreigenzustände sind eine Mischung der Masseneigenzustände, die von der CKM-Matrix beschrieben wird.

Die theoretische Vorhersage[†] für den totalen CC -Wirkungsquerschnitt bei der HERA-Schwerpunktenergie beträgt unter Berücksichtigung des experimentellen Schnitts im Transversalimpuls $P_t > 25 \text{ GeV}$ $\sigma(e^-) = 40 \text{ pb}$ für Elektronen und $\sigma(e^+) = 17 \text{ pb}$ für Positronen. Der wesentliche Beitrag zum Wirkungsquerschnitt der e^- -Proton-Reaktion stammt von den u -Valenzquarks. Seequarks spielen eine untergeordnete Rolle, da der P_t -Schnitt eine untere Grenze für x impliziert und damit die Beiträge von den Seequarks einschränkt. Anders ist die Situation bei der Positron-Proton-Reaktion. Wegen der Erhaltung der elektromagnetischen Ladung koppeln hier nur d - und \bar{u} -artige Quarks. Da aber die d -Quarkdichte für große x gegen Null geht, sind bei der e^+p -Reaktion die Beiträge der Seequarks zum Wirkungsquerschnitt etwa von gleicher Größe wie die des d -Valenzquarks.

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte werden die Quarkverteilungsfunktionen benötigt. Den bestehenden Parametrisierungen liegen die Strukturfunktionsmessungen der Fixed-Target-Neutrinoexperimente zu Grunde. Der in diesen Experimenten abgedeckte kinematische Bereich liegt etwa bei $x > 0.01$ und $Q^2 < 200 \text{ GeV}^2$. Da der P_t -Schnitt $x > 0.03$ impliziert, ist lediglich eine Extrapolation der Strukturfunktionen mit Hilfe der Altarelli-Parisi-Gleichungen [43, 44] in den Bereich höherer Q^2 -Werte notwendig. Die Fortsetzung der Parametrisierungen in den erst mit HERA zugänglich gewordenen Bereich kleiner x -Werte wird wegen des Schnitts in P_t in dieser Analyse nicht benötigt. In Abb. 2.3 ist zur Verdeutlichung die kinematische Ebene mit den Beziehungen zwischen den verschiedenen kinematischen Größen dargestellt.

[†]Zu den verwendeten Monte Carlo Programmen siehe Kap. 4.3

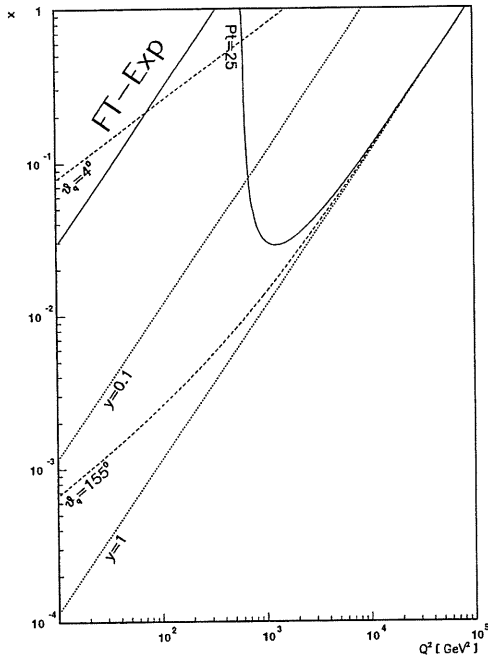


Abbildung 2.3: Beziehungen zwischen den kinematischen Größen. Punktirte Linien: $y = \text{const.}$, gestrichelte Linien: $\theta_q = \text{const.}$ Die Winkel entsprechen den Akzeptanzgrenzen des LAr-Kalorimeters. Ebenfalls eingezeichnet ist der P_1 -Schnitt von 25 GeV. Der Bereich, in dem die Strukturfunktionen aus den Fixed-Target-Experimenten bekannt sind, ist links oben angedeutet.

3. Das H1-Experiment am Speicherring HERA

3.1 Der Speicherring HERA

HERA (siehe Abb. 3.1), die Hadron-Elektron-Ring-Anlage, ist weltweit der erste Speicherring, in dem hochenergetische Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden.

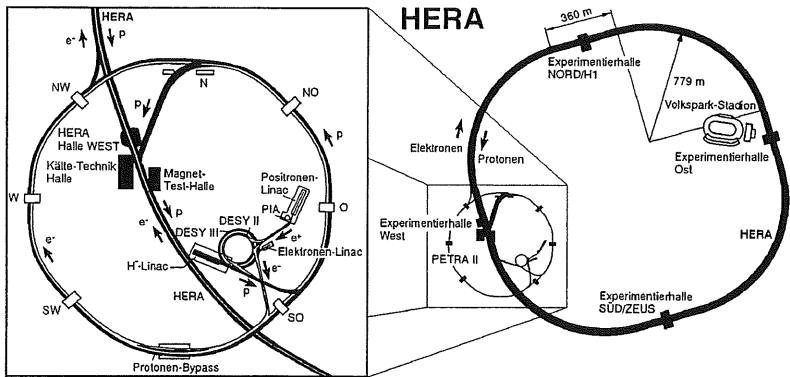


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Speicherrings HERA (rechts) mit Vorbeschleunigersystem (links)

Zur Beschleunigung der Teilchen auf ihre Endenergie von 820 GeV für Protonen und 30 GeV für Elektronen sind mehrere Vorbeschleunigerstufen erforderlich. Abb. 3.1 zeigt eine schematische Darstellung des Vorbeschleunigersystems. Die Elektronen werden zunächst in einem LINAC auf 200 MeV und dann im Synchrotron DESY II auf 7 GeV beschleunigt.

Mit dieser Energie werden sie in das Synchrotron PETRA injiziert. Nach der Weiterbeschleunigung auf 14 GeV werden sie schließlich in den HERA-Elektronenring eingeschossen, wo sie auf ihre Endenergie von 30 GeV gebracht werden. Zur Strahlführung bei dieser Energie ist ein Magnetfeld von 0.165 T nötig. Es wird von kon-

ventionellen Dipolmagneten erzeugt. Die Beschleunigung geschieht mit HF-Resonatoren, die bei 500 MHz betrieben werden. Leistungsstarke HF-Sender werden benötigt, um den Energieverlust der Elektronen durch Synchrotronstrahlung auszugleichen. Bei einer Stromstärke von 58 mA im Elektronenring beträgt die durch Synchrotronstrahlung abgestrahlte Leistung 6.5 MW.

Zur Füllung des Protonenrings werden zunächst H^- Ionen auf 50 MeV vorbebeschleunigt. Mit einer Stripperfolie werden die Elektronen abgestreift, die Protonen werden in DESY III auf 7.5 GeV gebracht. In PETRA wird dann ihre Energie auf 40 GeV erhöht, bevor sie in HERA eingeschossen werden. Um die Protonen bei einer Energie von 820 GeV auf ihrer Sollbahn zu halten, wird ein Magnetfeld von 4.65 T benötigt. Es wird von supraleitenden Magneten erzeugt. Die zur Fokussierung des Strahls verwendeten Quadrupole und Sextupole sind ebenfalls supraleitend.

Die Teilchen laufen in jeweils 210 Teilchenbündeln um. Bei der Sollstromstärke von 160 mA im Protonenring und 60 mA im Elektronenring soll eine Luminosität von $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden. Die Teilchenstrahlen können an bis zu vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden. Der Abstand zwischen zwei Strahlüberkreuzungen (*Bunch Crossing*, BC) beträgt 96 ns. Am nördlichen bzw. südlichen Wechselwirkungspunkt sind die Experimente H1 [23] und ZEUS [24] aufgebaut.

Die in dieser Arbeit analysierten Daten stammen aus der Runperiode von 1994, in der Positronen mit Protonen zur Kollision gebracht wurden. Durch den Wechsel von Elektronen zu Positronen konnte die zu erwartende integrierte Luminosität $\int \mathcal{L} \cdot dt$ erheblich gesteigert werden. Der Grund hierfür liegt in höheren möglichen Stromstärken im Strahl und einer längeren Strahl-Lebensdauer und damit einem verbesserten Strahlzeit-Füllzeit-Verhältnis der Maschine. Es hatte sich herausgestellt, daß die Leistung der installierten Pumpen nicht ausreichte, das Restgas im Bereich des Wechselwirkungspunkts auf ein tolerierbares Maß zu reduzieren. Durch Raumladungseffekte werden die positiven Gas-Ionen im Fall eines Elektronstrahls durch das elektrische Feld auf die Sollbahn hin, von Positronen aber von der Sollbahn weg gelenkt.

Nicht alle Betriebsparameter entsprachen ihren Sollwerten. Die erreichten durchschnittlichen Stromstärken lagen etwa um einen Faktor 4 unter den Designwerten. Dabei waren nicht alle 210 möglichen Teilchenpakete gefüllt. Die Maschine wurde mit 153 kollidierenden Paketen und mit 15 bzw. 17 sogenannten Pilotpaketen betrieben. Die Pilotpakete treffen am Wechselwirkungspunkt auf leere Partner-Pakete. Sie eignen sich insbesondere zu systematischen Studien der Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Untergrundraten. In Tab. 3.1 sind die wichtigsten Parameter mit den nominellen und tatsächlichen Werten angegeben.

	Design	1994
Protonimpuls	820 GeV	
Positronimpuls	30 GeV	27.5 GeV
Schwerpunktenergie	314 GeV	300 GeV
mittl. Protonstrom	160 mA	41 mA
mittl. Positronstrom	60 mA	17 mA
Teilchenpakete Protonring	210	153 + 17
Teilchenpakete Elektronring	210	153 + 15
Abstand zwischen Kollisionen	96 ns	
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$1.4 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tabelle 3.1: HERA-Betriebsparameter: Die in der e^+ -Runperiode von 1994 tatsächlich erreichten Werte sind ihren Sollwerten gegenübergestellt.

3.2 Das H1-Experiment

Der asymmetrische Aufbau des H1-Detektors (Bild 3.2) ergibt sich aus den stark unterschiedlichen Impulsen von Elektronen und Protonen und der damit zu erwartenden typischen Ereignis-topologie. Der Wechselwirkungspunkt ist von zylindrischen Driftkammern und Vieldrahtproportionalkammern (2) umgeben. In Vorwärtsrichtung[†] befinden sich zusätzliche radiale und planare Driftkammern und Übergangsstrahlungsdetektoren (3). Das elektromagnetische Kalorimeter (4) ist eine Samplingstruktur aus Blei und flüssigem Argon. Die einzelnen Schichten sind im zentralen Bereich parallel und im rückwärtigen und vorwärtigen Bereich senkrecht zur Strahlachse orientiert, so daß vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen möglichst senkrecht die einzelnen Schichten durchqueren. Zur Messung der Elektronen, die um kleine Winkel abgelenkt werden, war bis Ende 1994 in Rückwärtsrichtung das Blei-Szintillator-Kalorimeter *BEMC* (12) aufgebaut. Im hadronischen Kalorimeter (5) wird Edelstahl als Absorbermaterial verwendet. Da Argon einen Siedepunkt von 88 °K hat, befindet sich das Kalorimeter in einem Kryostaten. Der Kryostat wird von einer supraleitenden Spule (6) umschlossen. Sie liefert ein homogenes Magnetfeld von 1.2 T, das zur Impulsmessung der Teilchen in den Spurkammern benötigt wird. Das zur Rückführung des magnetischen Flusses dienende Eisenjoch (10) ist mit Streamer-Röhren zur Messung von Myonen und nicht vollständig im Kalorimeter absorbierten Jets instrumentiert. Ergänzt wird das Myon-Detektorsystem durch die Myonkammern (9) und das Myontoroid (11). Hier werden hochenergetische Myonen in Vorwärtsrichtung gemessen. Zur Messung von Hadronen unter kleinen Polarwinkeln dient das Cu-Si-Plug-Kalorimeter (13).

[†]Die Vorwärtsrichtung entspricht der Richtung des Protonstrahls. Polarwinkel werden immer bezüglich dieser Richtung angegeben.

HERA Experiment H1

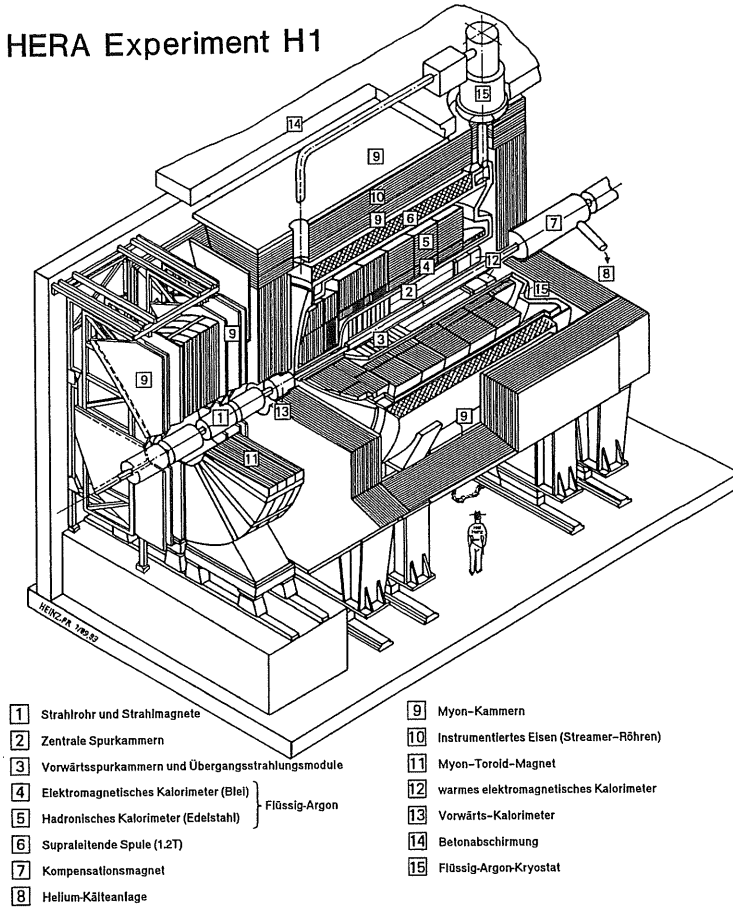


Abbildung 3.2: Schematische Ansicht des H1-Detektors

Mit diesem Detektoraufbau ist eine hohe Hermetizität gewährleistet. Der Akzeptanzbereich des Plug-Kalorimeters in Vorwärtsrichtung reicht bis 0.7° , in Rückwärtsrichtung werden Teilchen im *BEMC* bis 177° gemessen. Die Messung des fehlenden Transversalimpulses in Ereignissen mit hochenergetischen Neutrinos ist sichergestellt. Nachweis und Energiemessung von Myonen zur Identifikation schwerer Quarks ist nahezu über den gesamten Raumwinkel möglich. Das H1-LAr-Pb/Fe-Kalorimeter weist eine hohe Granularität auf. Im Zusammenwirken mit dem Spurkammersystem ist eine präzise Messung von Energie und Richtung der Wechselwirkungsprodukte möglich. Damit wird der systematische Fehler der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte klein gehalten.

Im Folgenden wird auf die für diese Analyse wichtigsten Komponenten des H1-Detektors näher eingegangen.

3.2.1 Das Spurkammersystem

Der Innendetektor dient zum Nachweis und zur Impulsmessung geladener Teilchen. Die Winkelakzeptanz des zentralen Spurdetektorsystems liegt zwischen 25° und 155° , die Vorwärtsspurkammern decken den Bereich von etwa 7° bis 25° ab. Der Innende-

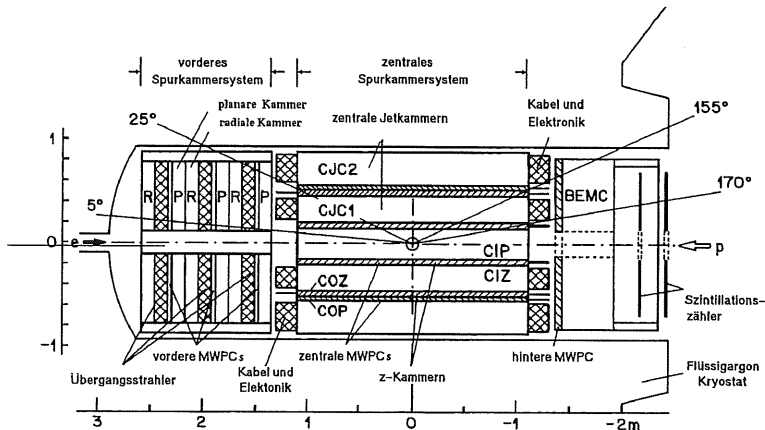


Abbildung 3.3: Schematische Seitenansicht des Innendetektors

tektor ist in den Bildern 3.3 und 3.4 in Seitenansicht und radialer Ansicht dargestellt. Die zentralen Spurdetektoren bestehen aus mehreren Lagen unterschiedlicher Drift-

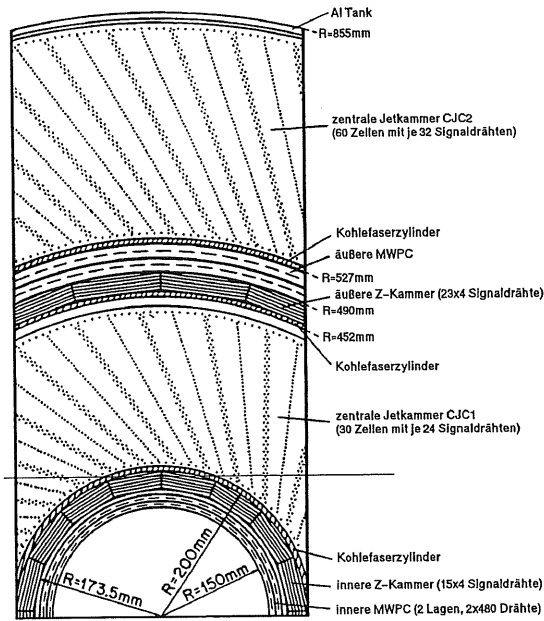


Abbildung 3.4: Radialansicht des zentralen Spurkammersystems

und Proportionalkammern. Die Akzeptanzbereiche sowie die Energie- und Ortsauflösungen der Spurkammern sind in Tab. 3.2 zusammengestellt. Das Hauptvolumen bilden die beiden Driftkammern CJC1 und CJC2. Sie sind nach dem Jetkammerprinzip konstruiert [45]. Die parallel zur Strahlachse verlaufenden Signaldrähte werden an beiden Enden über FADCs ausgelesen. Aus der Driftzeit der Elektronen, die beim Durchgang ionisierender Teilchen durch das Kammervolumen freigesetzt werden, kann die Teilchenkoordinate in der $r-\phi$ -Ebene sehr genau bestimmt werden [46]. Die z -Koordinate wird nur relativ ungenau aus dem Vergleich der Ladungen an den Drahtenden bestimmt [47].

Daher befinden sich innerhalb der CJC1 und zwischen CJC1 und CJC2 die beiden z -Kammern CIZ und COZ. Diese sind ebenfalls Driftkammern, wobei die Drähte konzentrisch-kreisförmig in der $r-\phi$ -Ebene verlaufen. Die Auflösung in der z -Koordinate ist $300\mu\text{m}$ [48]. Ergänzt wird das zentrale Spurkammersystem von zwei

Vieldrahtproportionalkammern, CIP und COP [49], innerhalb der CIZ bzw. außerhalb der COZ. Ihre Aufgabe besteht hauptsächlich darin, Signale für die Triggerentscheidung (die sogenannten Triggerelemente) zur Verfügung zu stellen. In dieser Analyse wird speziell das Triggerelement "z-Vertex-T0" verwendet, das das Vorliegen eines Vertexsignals anzeigt und das Ereignis eindeutig einem Bunch Crossing zuordnet. Es wird durch eine Koinzidenz von Treffern in mindestens 3 aus 4 Lagen der CIP und COP gebildet.

Der vordere Teil des Innendetektors ist in Abb. 3.5 vergrößert dargestellt. Er besteht aus drei Modulen mit je einer radialen und einer planaren Driftkammer und einer Vieldrahtproportionalkammer. In den planaren Driftkammer wird die θ -Koordinate gemessen, während in der radialen Kammer die Koordinaten in der $r - \phi$ -Ebene bestimmt werden. Zusätzlich wird hier die Strahlung aus den Übergangsstrahlungselementen nachgewiesen, die diesen Kammern vorgelagert sind. Die Vieldrahtproportionalkammern dienen wiederum Triggerzwecken. In Tabelle 3.2 sind Akzeptanz und Auflösungen der Komponenten des Innendetektorsystems zusammengestellt.

Spule: Radius, Feld	3 m	$B = 1.15 T, \Delta B/B \leq 2\%$
Zentrale Spurkammern		
Polarwinkel \rightarrow , radialer Bereich	$25^\circ < \theta < 155^\circ$	$150 < r < 850 \text{ mm}$
Jetkammer: Ortsauflösung	$\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$	$\sigma_z = 22.0 \text{ mm}$
z - Kammern: Ortsauflösung	$\sigma_{r\phi} = 25 \text{ bzw. } 28 \text{ mm}$	$\sigma_z \approx 350 \mu\text{m}$
Impuls \rightarrow , dE / dx - Auflösung	$\sigma_p/p^2 < 0.003 \text{ GeV}^{-1}$	$\sigma(dE)/dE = 10\%$
Vorwärts - Spurkammern		
Polarwinkel \rightarrow , radialer Bereich	$7^\circ < \theta < 25^\circ$	$120 < r < 800 \text{ mm}$
Ortsauflösung	$\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$	$\sigma_{x,y} = 210 \mu\text{m}$
Trigger - Prop. Kammern		
Winkelbereich	$7^\circ < \theta < 175^\circ$	

Tabelle 3.2: Akzeptanzbereich, Orts- und Impulsauflösung der Spurkammern des Innendetektors.

3.2.2 Das LAr-Kalorimeter

Das Herzstück des H1-Detektorsystems stellt das große Flüssig-Argon-Kalorimeter [50] dar. Es ist ein Sampling-Kalorimeter, das sowohl zur Messung von elektromagnetischen als auch von hadronischen Teilchen konstruiert wurde.

Die Absorberplatten, im elektromagnetischen Teil aus Blei, im hadronischen aus Edelstahl, bilden mit flüssigem Argon zwischen den Platten eine Sandwichstruktur. Das Absorbermaterial dient zum Anschauen der Teilchen, die Signalerzeugung

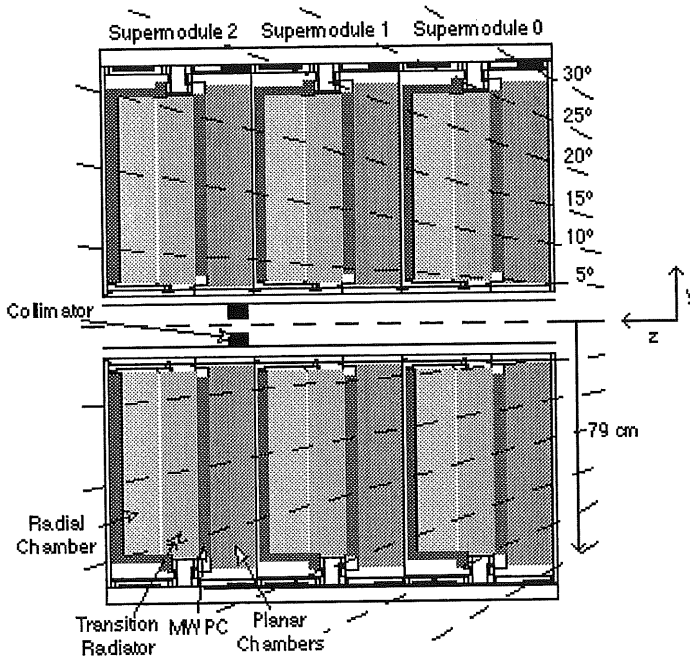


Abbildung 3.5: Schematische Seitenansicht des Vorwärtsspurendetektors. Er besteht aus drei Modulen mit je einer Vieldrahtproportionalkammer, einem Übergangsstrahlungselement und je zwei Driftkammern.

findet in den LAr-Schichten statt. Über eine angelegte Hochspannung wird die Ionisationsladung nachgewiesen, die von den durchgehenden geladenen Teilchen erzeugt wurde. Das Signal aus diesen aktiven Schichten reflektiert somit nur eine Stichprobe (engl. *sampling*) der insgesamt absorbierten Energie.

Eine schematische Seitenansicht des Kalorimeters ist in Abb. 3.6 gezeigt. Die Dicke der Absorberplatten im elektromagnetischen Kalorimeter ist 2.4 mm , die LAr-Spalte sind ebenfalls 2.4 mm breit. Im hadronischen Kalorimeter besteht eine elementare Zelle aus insgesamt 19 mm Stahl-Absorber und einem doppelten LAr-Spalt von je 2.3 mm . Der Aufbau der elementaren Auslesezellen im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter ist in Abb. 3.7 dargestellt.

Insgesamt wird das Kalorimeter über etwa 45000 elektronische Kanäle ausgelesen.

Neben der Energiemessung ist aufgrund dieser feinen Segmentierung auch eine gute Ortsmessung und die Möglichkeit zur Teilchenidentifikation über die Schauerprofile gegeben [51].

Das LAr-Kalorimeter besteht aus acht Rädern, die axialsymmetrisch den Innendetektor umgeben. Die ersten sechs Räder (BBE bis FB2E) sind wiederum aus acht Oktanten aufgebaut, die beiden vordersten Räder aus zwei Halbschalen. Die Absorberplatten sind dabei jeweils so angeordnet, daß vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen unter möglichst großen Winkeln auftreten. Die Spalte zwischen den einzelnen Oktanten eines Rades sind weitestgehend nicht-projektiv bezüglich des Wechselwirkungspunkts angeordnet (siehe Abb. 3.8), um gute Nachweiswahrscheinlichkeit über den gesamten vom LAr-Kalorimeter abgedeckten Raumwinkel zu gewährleisten. Dieser erstreckt sich von 4° in Vorwärtsrichtung bis 153° in Rückwärtsrichtung. Die Tiefe des elektromagnetischen Teils des Kalorimeters beträgt abhängig vom θ -

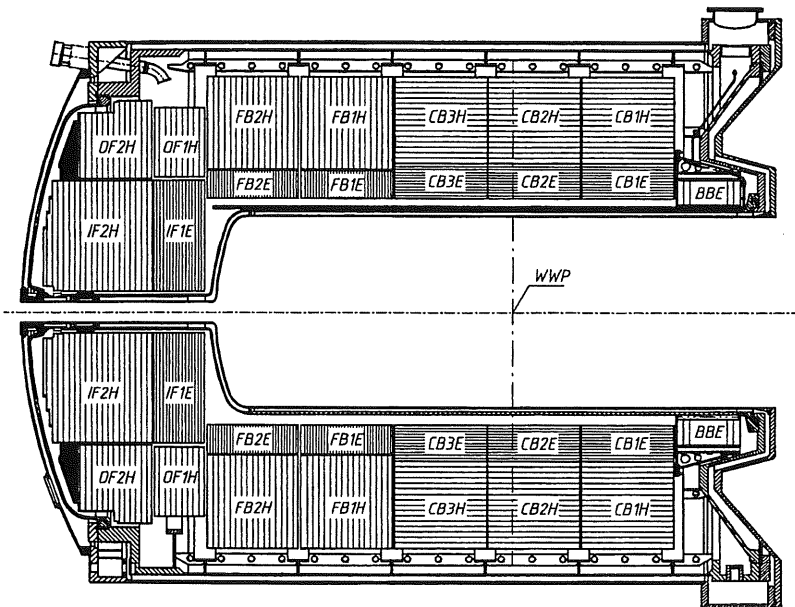


Abbildung 3.6: Seitenansicht des LAr-Kalorimeters. Die Orientierung der Absorberplatten ist mit eingezeichnet.

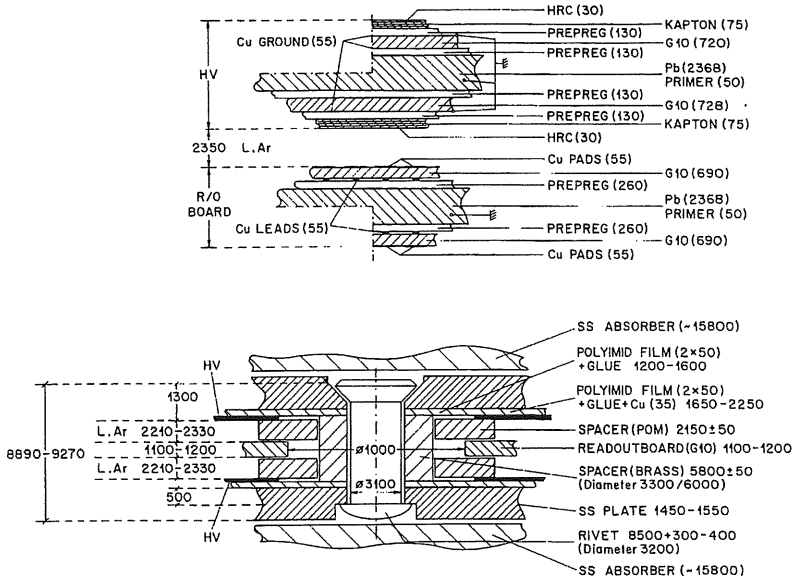


Abbildung 3.7: Aufbau der elementaren Auslesezellen im elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeter.

Winkel etwa 20 bis 30 Strahlungslängen X_0 , elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter zusammen ergeben etwa 4 bis 7 nukleare Absorptionslängen λ_{abs} . In Abb. 3.9 sind die Linien konstanter Tiefe, ausgedrückt in X_0 und λ_{abs} dargestellt.

Die Energieauflösung im elektromagnetischen Kalorimeter ist durch die sogenannten Samplingfluktuationen dominiert, das heißt durch die Schwankung des in den aktiven Schichten deponierten Energieanteils. Aufgrund dieses rein statistischen Prozesses verbessert sich die relative Energieauflösung mit wachsender Primärenergie gemäß:

$$\frac{\sigma}{E} = a \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Die Proportionalitätskonstante a wurde am europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf gemessen, wo Prototypen der einzelnen Kalorimetermodule Elektronenstrahlen fester Einfallenergie ausgesetzt wurden. Die absolute Energieeichung der Kalorimetersignale bezüglich elektromagnetischer Schauer, die sogenannte "elektromagnetische Energieskala", wurde ebenfalls in diesen Messungen bestimmt und

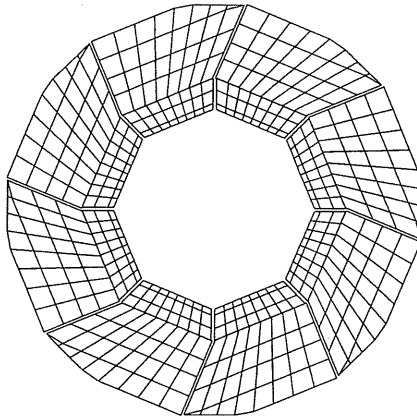


Abbildung 3.8: Radialansicht eines Rades des H1-LAr-Kalorimeters. Die Form der einzelnen Module wurde im Hinblick auf nicht-projektive Spalten zwischen den Modulen optimiert. Die Segmentation in Auslesezellen ist ebenfalls dargestellt.

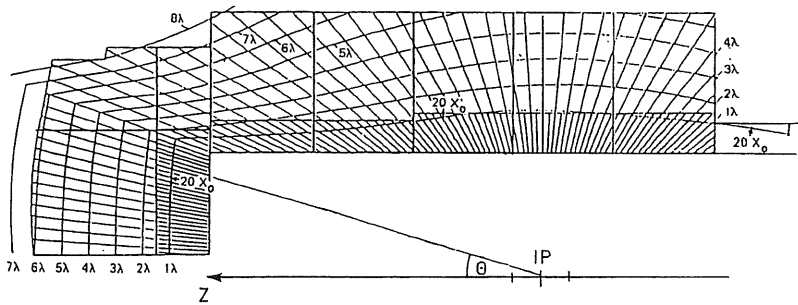


Abbildung 3.9: Linien konstanter nuklearer Absorptionslänge λ_{abs} und elektromagnetischer Strahlungslänge X_0 im H1-LAr-Kalorimeter

auf des H1-Kalorimeter übertragen [52]. Zwischen der gemessenen Ladung in den Kalorimeterzellen i und der Energie besteht der Zusammenhang

$$E = \sum_{\text{Module Zellen}} \sum C^j Q_i^j.$$

Der Index j numeriert die verschiedenen Kalorimetermodule, die aufgrund ihrer unterschiedlichen Bauweisen einen jeweils anderen Kalibrationsfaktor erfordern. Die Unsicherheit in der Normierung der elektromagnetischen Energieskala beträgt 3%.

Bei der Messung hadronischer Teilchen kommen zu den Samplingfluktuationen aufgrund der weitaus komplexeren Schauermechanismen und Prozeßvielfalt große statistische Schwankungen bei der Ausbildung des Schauers hinzu und verschlechtern die Energieauflösung zusätzlich. Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern trägt bei hadronischen Schauern nur ein Teil der Primärenergie zum sichtbaren Kalorimetersignal bei. Ein Teil der Energie wird in Spallationsreaktionen zum Aufbrechen der Kerne (ca. 8 MeV pro Nukleon) aufgewendet und trägt daher nicht zum Kalorimetersignal bei. Dabei freigesetzte niederenergetische Neutronen ($E_{kin} \leq 20$ MeV) können das Kalorimeter ohne Energiedeposition verlassen. Die auf die Restkerne übertragene Rückstoßenergie geht meist ebenfalls verloren, da die Kerne wegen der kurzen Reichweite im Absorber die aktive Schicht nicht erreichen. Eine weitere Quelle für Energieverluste sind Neutrinos aus schwachen Mesonenzerfällen. Die beim Zerfall entstehenden hochenergetischen Myonen deponieren als minimal ionisierende Teilchen nur einen Bruchteil ihrer Energie. Alle diese Prozesse führen zu starken Fluktuationen im meßbaren Signal. Eine besondere Bedeutung kommt der Produktion von neutralen Pionen zu. Aufgrund der Isospininvarianz der starken Wechselwirkung sind im Mittel ein Drittel der erzeugten Pionen neutral. Diese zerfallen elektromagnetisch in zwei Photonen und führen daher zur Bildung elektromagnetischer Subschauer im hadronischen Schauer. Die Energie dieser π^0 -Komponente trägt daher ohne weitere Verluste zum Kalorimetersignal bei. Detaillierte Diskussionen zur Thematik der hadronischen Schauerbildung findet man in [53, 54, 55]

Ein konstruktionsbedingter Nachteil der oben beschriebenen Struktur des H1-LAr-Kalorimeters ist eine unterschiedliche Signalhöhe bei elektromagnetisch oder hadronisch wechselwirkenden einfallenden Teilchen gleicher Primärenergie. Diese Eigenschaft ist typisch für ein nicht-kompensierendes Kalorimeter. Bei einem kompensierenden Kalorimeter dagegen wird durch geeignete Materialwahl und Dimensionierung von Absorber- und Ausleseschicht die Signalausbeute bei hadronischen Schauern an die elektromagnetischen Schauer angeglichen. Die unterschiedliche Signalausbeute bei nicht-kompensierenden Kalorimetern erfordert eine eigene hadronische Energiekalibration. Zusätzlich wird die Energieauflösung verschlechtert, da der Anteil der in den hadronischen Schauern enthaltenen elektromagnetischen π^0 -Komponente starken statistischen Schwankungen unterworfen ist.

Es wurde daher bei H1 großer Wert auf die Entwicklung geeigneter Rekonstruktionstechniken gelegt, mit denen diese Effekte bei der Auswertung der Meßdaten korrigiert werden können [56, 57, 58]. Das Prinzip dieser sogenannten Wichtungstechnik ist, elektromagnetische Subschauer im Kalorimeter an lokal hohen Ladungsdichten zu erkennen und dann elektromagnetische und hadronische Energiedepositionen separat geeignet zu wichten. Diese Vorgehensweise wird durch die feine Segmentierung des Kalorimeters ermöglicht, die die unterschiedliche Ausdehnung der Schauertypen

aufföst. Die Abmessungen der kleinsten Ausleseeinheit, einer Kalorimeterzelle, sind longitudinal einige Strahlungslängen X_0 und lateral von der Größenordnung des Mölière-Radius ρ_M . Diese Werte liegen im H1-LAr-Kalorimeter um etwa eine Größenordnung unter dem der für hadronische Schauer charakteristischen Längenskala, der nuklearen Absorptionslänge λ_{abs} .

Die Energiemessung von Hadronen wurde mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen und Testmessungen mit Pionen am CERN kalibriert [59]. Die systematische Unsicherheit der Energieskala wurde zu 5% bestimmt. Mit der Wichtungstechnik wird eine Auflösung von $55\%/\sqrt{E}$ erreicht [58].

Zu Triggerzwecken existiert für das Kalorimeter eine eigene schnelle Ausleseelektronik. Die Segmentierung in elektronische Kanäle ist dabei allerdings sehr viel gröber als die oben beschriebene. Die Triggerelektronik ist in Abb. 3.10 überblickartig dargestellt. Die Zellen des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters werden in den *Trigger Merging Boards* (TMB) zu Triggerzellen (TC) zusammengefasst. Daraus werden im *Summing and Shaping Module* (SSM) insgesamt 474 Triggertürmen (TT) derart gebildet, daß sich eine bezüglich des Wechselwirkungspunkts projektive geometrische Anordnung ergibt. Die TT werden in der *Bigtower Summing Unit* (BTS) weiter zu 240 Großtürmen (BT) zusammengefaßt. Nur die Signale der TT, die eine zur Unterdrückung des Rauschens angelegte Schwelle [60] im *Analogue Gating Module* (AGM) übersteigen, werden in der BT-Summierung berücksichtigt. Die BT-Signale werden digitalisiert und dann zu verschiedenen topologischen Summensignalen kombiniert. Diese Summen werden mit den eingestellten Triggerschwellen verglichen. Die Ergebnisse dieser Vergleiche, die sogenannten Triggerelemente, werden an die zentralen Triggerlogik übergeben.

Speziell zum Triggern von *CC*-Ereignissen werden zur Erkennung von fehlendem Transversalimpuls Triggerelemente gebildet. Dazu werden die gemäß dem Polar- und Azimutwinkel gewichteten Signale der einzelnen BT i

$$\begin{aligned} E_x^{BT_i} &= E^{BT_i} \cdot \sin \theta_i \cdot \cos \phi_i \\ E_y^{BT_i} &= E^{BT_i} \cdot \sin \theta_i \cdot \sin \phi_i \end{aligned}$$

vektoriell zu $P_t^{trigger}$ addiert:

$$P_t^{trigger} = \sqrt{\left(\sum_i E_x^{BT_i}\right)^2 + \left(\sum_i E_y^{BT_i}\right)^2}$$

Durch Vergleich mit einer hohen, mittleren und niedrigen Schwelle werden daraus drei Triggerelemente LAr-Etmiss abgeleitet. Die Höhe der Schwellen ist durch die vom jeweiligen Triggerelement verursachte maximal tolerierbare Triggerrate gegeben.

Die Information über den zeitlichen Verlauf der Signale in den einzelnen BT in einem Bereich von vier Bunch Crossings um den Zeitpunkt des Ereignisses wird mit den Daten aufgezeichnet. Aus den Maxima der Zeitspektren aller BT kann damit

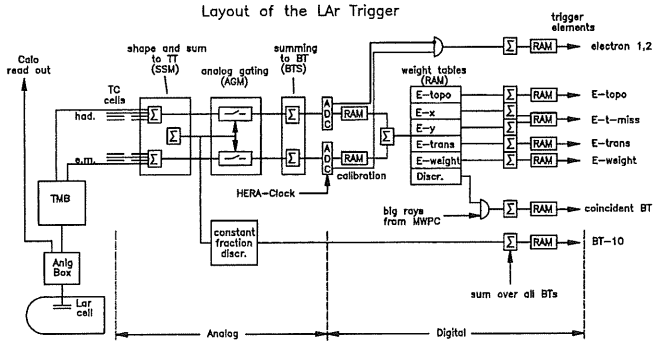


Abbildung 3.10: Überblick über die Signalverarbeitung im LAr-Trigger.

später der Ereigniszeitpunkt im Kalorimeter rekonstruiert werden [61]. Das zeitliche Auflösungsvermögen dieser Methode beträgt etwa 15 ns und ist damit wesentlich besser als ein Bunch Crossing.

3.2.3 Das Myonsystem

Außerhalb des LAr-Kalorimeters befindet sich die supraleitende Spule, die das zur Impulsmessung der Teilchen in den Spurkammern benötigte Magnetfeld erzeugt. Das Eisenjoch, das den magnetischen Fluß zurückführt, ist mit Streamerröhren instrumentiert. Diese Detektorkomponenten werden zugleich in einem digitalen und analogen Modus ausgelesen. Die Information im digitalen Modus ist das Treffermuster, während durch den Analogmodus ein Kalorimetersignal zur Verfügung steht, das zur Energierekonstruktion verwendet wird. Die Energieauflösung des instrumentierten Eisens beträgt $\sigma(E)/E \approx 100\% \cdot \sqrt{E}$. Damit kann die Energiemessung bei Ereignissen, in denen Schauer im LAr-Kalorimeter nicht vollständig absorbiert wurden, komplettiert werden.

Der digitale Modus dient zum Myonennachweis. Es wird sowohl ein schnelles

Signal für den Trigger zur Verfügung gestellt, als auch die zur späteren Spurrekonstruktion benötigte Ortsinformation der einzelnen Treffer geliefert. Der Zeitpunkt eines Myonendurchgangs wird vom Myontriggersystem mit einer Präzision von etwa 20 ns gemessen und damit eindeutig einem bestimmten Bunch Crossing zugeordnet.

3.2.4 Das Luminositätssystem

Die Luminosität wird im H1-Experiment über die Rate des Bethe-Heitler-Prozesses $ep \rightarrow ep\gamma$ gemessen. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion wird von der Quantenelektrodynamik (QED) sehr genau vorhergesagt. Zum Nachweis dieser Ereignisse wird eine Koinzidenzmessung des Elektrons und des Photons durchgeführt. Dazu sind bei $z = -33\text{ m}$ der sogenannte Elektron-Tagger und bei $z = -103\text{ m}$ der Photodetektor aufgebaut. Diese beiden Detektoren sind Cherenkov-Kalorimeter, in denen die Energie sehr genau gemessen wird. Beim Photodetektor ist zusätzlich zur Abschirmung der Synchrotronstrahlung ein Bleifilter und ein Wassercherenkovzähler vorgelagert, um sicherzustellen, daß das Photon ohne vorherige Wechselwirkung gemessen wird. In Abb. 3.11 ist das H1-Luminositäts-System im Überblick dargestellt.

Der systematische Fehler bei der Luminositätsmessung war in der beschriebenen Meßperiode 1.4 % [62]. Der größte Beitrag zum Fehler kommt von der Unsicherheit der unteren Nachweisgrenze im Photodetektor und damit von der Energieauflösung und Energienormierung des Photodetektors.

Eine weitere Anwendung des Luminositätssystems ist der Nachweis und die Energiemessung des gestreuten Elektrons in Photoproduktionsergebnissen. Bei diesen Ereignissen ist das Elektron aufgrund des sehr geringen Impulsübertrags nicht im Hauptdetektor nachweisbar, da es nur um sehr kleine Winkel aus der Strahlrichtung ausgelenkt wird. Die Winkelakzeptanz des Elektron-Taggers beträgt $0 - 5\text{ mrad}$. Die durchschnittliche Akzeptanz für Elektronen in γp -Ereignissen ist 36% [23]

3.2.5 Trigger und Datenfluß

Die Anforderungen, die an das Datenauslesesystem eines HERA-Experiments gestellt werden, sind hoch. Die kurze Zeitspanne zwischen zwei Bunch Crossings von nur 96 ns sowie die große Menge an auszuwählender Detektorinformation erfordern eine leistungsfähige Elektronik und Datenverarbeitung.

Die Untergrundrate, im wesentlichen gebildet aus Reaktionen von Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr (Strahl-Gas-Reaktionen) oder mit Teilen des Strahlrohrs und Strahlführungskomponenten (Strahl-Wand-Reaktionen), ist durch hadronische Wirkungsquerschnitte bestimmt. Diese liegen um Größenordnungen über den elektroschwachen $e p$ -Wirkungsquerschnitten. Die Untergrundrate beträgt etwa 10^5 Hz . Da bei der Datenaufzeichnung nur wenige Ereignisse pro Sekunde verarbeitet werden können, kommt der Triggerelektronik die wichtige Aufgabe zu, zu entscheiden, ob ein für die Analyse interessantes Ereignis stattgefunden hat. Die Herausforderung

dabei ist die kurze Zeit zwischen zwei Bunch Crossings von 96 ns , die mit der Zeit für die komplette Detektorauslese von etwa 2 ms zu vergleichen ist. Bei H1 wird diesen Anforderungen durch ein fünfstufiges Triggerkonzept Rechnung getragen.

Die erste Triggerstufe (L1) ist als konventioneller Schwellentrigger realisiert. Aus den Triggerelementen der einzelnen Detektorkomponenten werden durch logische Verknüpfungen die sogenannten Subtrigger gebildet. Durch ein logisches Oder aller Subtrigger wird innerhalb von $2 \mu\text{s}$ entschieden, ob ein Ereignis aufgezeichnet oder verworfen werden soll.

Die Detektorinformationen werden laufend in einer elektronischen Warteschleife (Pipeline) zwischengespeichert. Die Länge dieser Pipeline beträgt $2.4 \mu\text{s}$. Damit wird erreicht, daß durch die erste Triggerstufe keine Totzeit verursacht wird. Entscheidet L1, daß ein interessantes Ereignis vorliegt, wird die Pipeline angehalten und die Auslese des Detektors beginnt.

Gleichzeitig beginnen die zweite und dritte Triggerstufe L2 und L3 zu arbeiten. Ihnen steht die selbe Information wie L1 zur Verfügung, jedoch kann hier mehr Zeit für die Entscheidungsfindung aufgewendet werden. Es können komplexere Algorithmen zur Ausnutzung von hochdimensionalen Korrelationen eingesetzt werden. Bisher waren L2 und L3 noch nicht aktiv. Derzeit befinden sie sich noch in der Testphase. Es ist geplant, L2 mit neuronalen Netzen zu realisieren.

In der vierten Triggerstufe L4 steht bereits die komplette Detektorinformation zur Verfügung, so daß das Ereignis bereits teilweise rekonstruiert werden kann. Abhängig von den Subtriggern, die zur positiven Entscheidung auf L1 geführt haben, werden hier verschiedene Algorithmen auf der Basis von rekonstruierten Größen zur L1-Verifikation eingesetzt. Einfache Filter für Myon- und Strahl-Gas-Untergrundereignisse werden ebenfalls bereits auf L4 eingesetzt.

L5 ist im strengen Sinne eigentlich keine Triggerstufe. Hier werden zeitversetzt zur Datennahme die von L4 akzeptierten Ereignisse voll rekonstruiert, in Ereignisklassen eingeteilt und auf sogenannte POT[†]- und DST^{††}-Magnetbänder geschrieben. Die Definition der Ereignisklassen dient zur weiteren Volumenreduzierung der Datenmenge. Hier werden erste analyseabhängige Schnitte durchgeführt. Die DST-Daten stellen die Grundlage für die weitere Analyse dar.

[†]Production Output Tapes

^{††}Data Summary Tapes

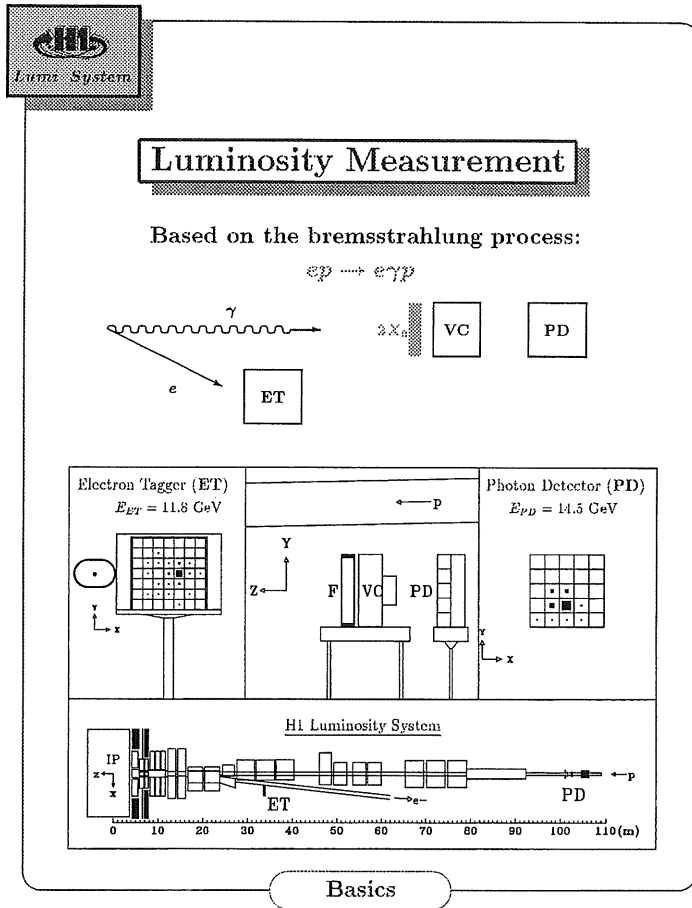


Abbildung 3.11: Überblick über das H1-Luminositäts-System. Die Luminosität wird über den Bethe-Heitler-Prozess $e p \rightarrow e \gamma p$ bestimmt. Dazu werden das Elektron im Electron Tagger (ET) und das Photon im Photon Detektor (PD) in Koinzidenz nachgewiesen. Der PD wird durch einen vorgeschalteten Veto Counter (VC) abgeschirmt (siehe Text).

4. Vorbetrachtungen zur Analyse

In diesem Kapitel sollen zunächst die experimentelle Signatur von Ereignissen des geladenen Stroms dargestellt und charakteristische Merkmale herausgestellt werden, die sie von anderen ep -Ereignissen unterscheiden. Die zur Monte Carlo Simulation eingesetzten Programme werden kurz beschrieben und das Prinzip der Analyse erläutert. Dabei wird insbesondere eine Methode diskutiert, mit der Effizienzen direkt aus den Daten gewonnen werden können und die sich ideal zur systematischen Überprüfung der Simulation eignet.

4.1 Die Signatur von CC-Ereignissen

Ereignisse des schwachen geladenen Stroms zeichnen sich bei großen Transversalimpulsen des auslaufenden Neutrinos und damit bei hohen Impulsüberträgen Q^2 durch eine einzigartige Signatur aus: Da das auslaufende Neutrino im Detektor keine Signale hinterläßt, wird der beobachtete Endzustand ausschließlich vom hadronischen System gebildet. Daher erscheint die Transversalimpuls-Bilanz des Ereignisses nicht ausgeglichen. Dieser Endzustand kann durch die beiden Größen E_{trans} und P_t , die skalare und vektorielle Summe der Transversalimpulse aller nachgewiesenen Teilchen charakterisiert werden. E_{trans} ist die Gesamt-Transversalenergie, P_t der Gesamt-Transversalimpuls des Ereignisses.

$$E_{trans} = \sum \sqrt{P_{x_i}^2 + P_{y_i}^2}$$
$$P_t = \sqrt{\left(\sum P_{x_i}\right)^2 + \left(\sum P_{y_i}\right)^2}$$

Für CC -Ereignisse gilt wegen des unbeobachtbaren Neutrinos im Endzustand $P_t = |P_t^\nu|$. Man erwartet $P_t \approx E_{trans}$. Durch die Abstrahlung harter Gluonen unter großen Winkeln kann sich die Energie des gestreuten Quarks auf mehrere, voneinander separierte Jets aufteilen. In diesen Fällen kann P_t auch kleinere Werte als E_{trans} annehmen.

Bei den NC -Prozessen dagegen ist der Transversalimpuls des beobachteten Endzustands ausgeglichen. Im Falle von tiefinelastischen NC -Ereignissen kompensiert das gestreute Elektron den Transversalimpuls des hadronischen Systems. Bei Photoproduktionsereignissen kann wegen des verschwindenden Impulsübertrags das Hadronensystem keinen Transversalimpuls erhalten. In beiden Fällen gilt $P_t \approx 0$. Die skalare Summe der Transversalimpulse aller Teilchen E_{trans} kann dagegen durchaus große Werte annehmen.

Abweichungen von $P_t \approx 0$ können aber dennoch durch Imperfektionen des Detektors auftreten.

- **Fluktuationen bei der Energiemessung**

Die Energiemessung in Samplingkalorimetern unterliegt prinzipiellen statistischen Schwankungen. Bei der Messung hadronischer Teilchen können große Fluktuationen bei der Ausbildung der Schauer auftreten (siehe Kap. 3.2.2) und die Auflösung zusätzlich verschlechtern.

- **Detektorakzeptanz**

Aufgrund der begrenzten geometrischen Akzeptanz und nicht-sensitiver Bereiche des Detektors, wie zum Beispiel Strahlrohr, Spalte zwischen Detektormodulen oder tote Bereiche im Kalorimeter können Teilchenverluste auftreten. Neben diesen durch Beschränkungen des überdeckten Raumwinkels verursachten Teilchenverlusten können Verluste auch dadurch entstehen, daß Teilchen bereits vor dem Kalorimeter gestoppt werden und das sensitive Volumen nicht erreichen oder aber das Kalorimeter durchdringen, ohne ihre gesamte Energie deponiert zu haben.

In Abb. 4.1 ist ein typisches *CC*-Ereignis gezeigt. In der oberen Bildhälfte ist das Ereignis in Seitenansicht, links unten in Radialansicht dargestellt. Zusätzlich zu den Treffern in den Spurkammern sind die rekonstruierten Spuren eingezeichnet. Rechts unten ist der Energiefluß in der $\eta - \phi$ -Ebene dargestellt. Die Größe η ist die Pseudorapidität. Sie ist definiert durch $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$, wobei θ der Polarwinkel ist.

Die Werte für die skalare und vektorielle Summe der Transversalimpulse der nachgewiesenen Teilchen betragen $E_{trans} = 107 \text{ GeV}$, $P_t = 103 \text{ GeV}$. Aus dem hadronischen Energiefluß ergibt sich nach der Jacquet-Blondel-Methode $x = 0.47$, $y = 0.50$, $Q^2 = 21080 \text{ GeV}^2$.

Im Vergleich dazu ist in Abb. 4.2 ein *NC*-Ereignis gezeigt. Hier ist $E_{trans} = 200 \text{ GeV}$ und $P_t = 2 \text{ GeV}$. P_t setzt sich aus $P_t^{had} = 97 \text{ GeV}$ und dem Transversalimpuls des Elektrons $P_t^e = 96 \text{ GeV}$ zusammen. Wie erwartet ist $E_{trans} \approx |P_t^{el}| + |P_t^{had}| \approx 2 \cdot |P_t^{had}|$. In Abb. 4.3 ist ein Photoproduktionsereignis dargestellt. Es wird über das Elektron im Elektron-Tagger (siehe Kap. 3.2.4) eindeutig identifiziert. Die Transversalenergie E_{trans} beträgt hier 92 GeV , für P_t wird 4.3 GeV gemessen. Aus den drei Abbildungen wird klar, daß sich die Größe P_t sehr gut zur Unterscheidung von *CC*- und *NC*-Ereignissen eignet.

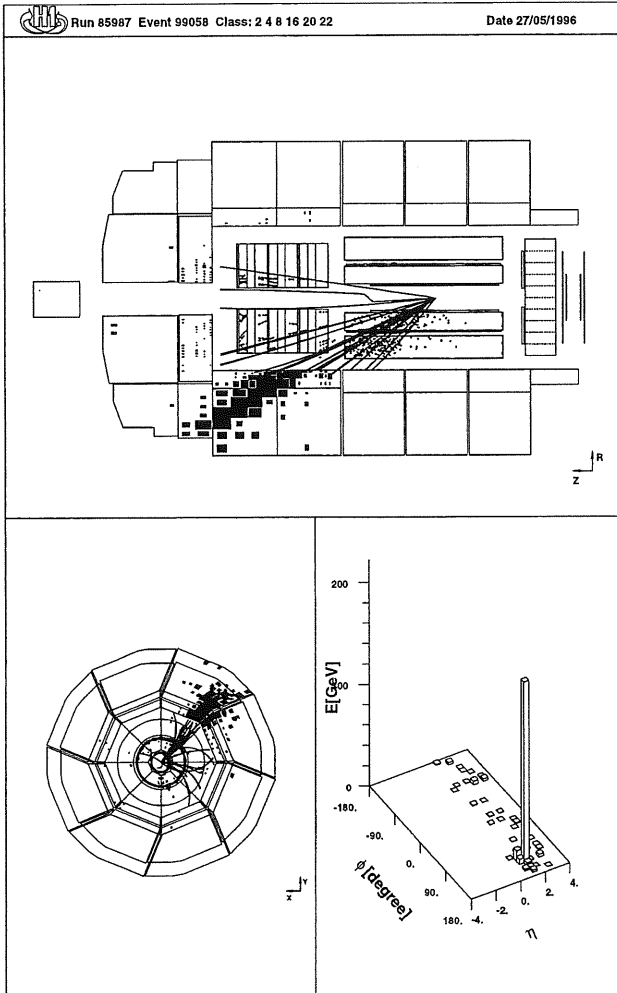


Abbildung 4.1: CC -Ereignis bei hohem Q^2 . Für die kinematischen Größen ergibt sich: $x = 0.47$, $y = 0.50$, $Q^2 = 21080 \text{ GeV}^2$. Rechts unten ist der Energiefluß in der $\eta - \phi$ -Ebene gezeigt.

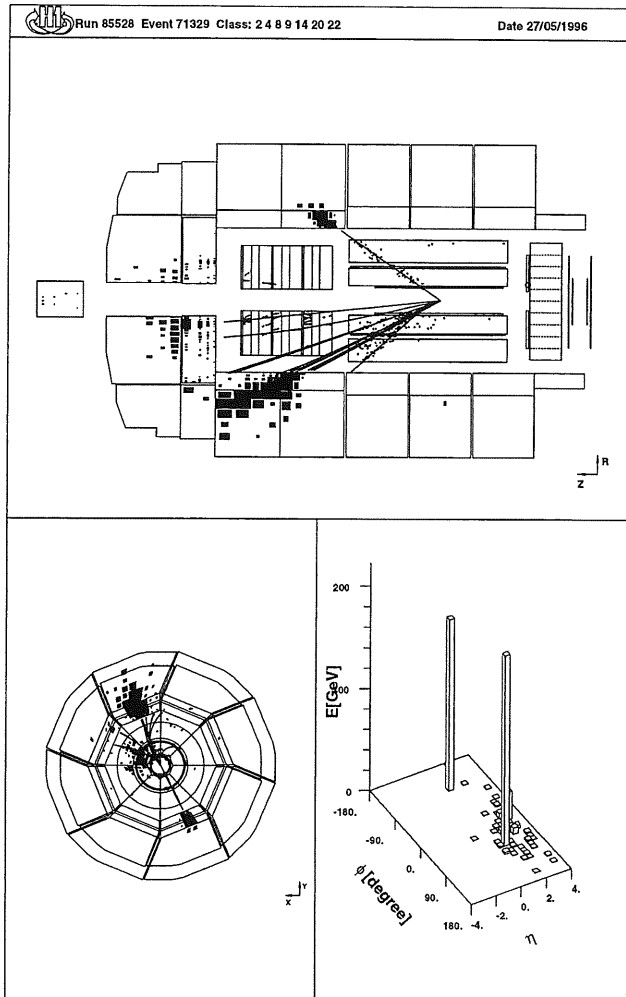


Abbildung 4.2: NC -Ereignis bei hohem Q^2 . Für die kinematischen Größen ergibt sich: $x = 0.43$, $y = 0.43$, $Q^2 = 16588 \text{ GeV}^2$

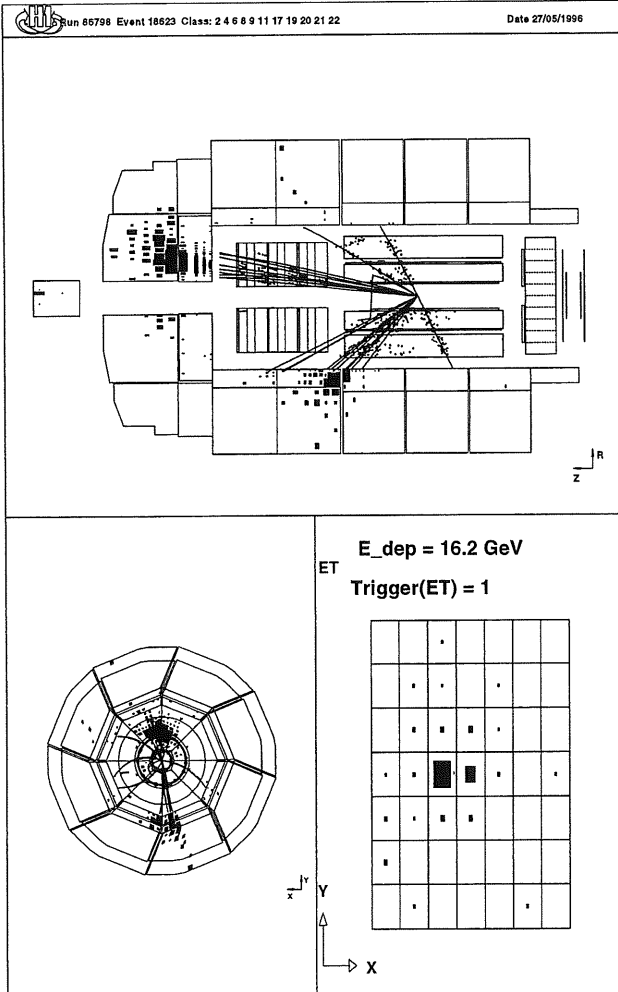


Abbildung 4.3: γp -Ereignis, identifiziert durch das im Elektron-Tagger nachgewiesene Elektron. Die im Kalorimeter gemessene Transversalenergie beträgt 92 GeV, der Transversalimpuls ist in etwa ausgeglichen ($P_t = 4.3$ GeV).

4.2 Analysemethode

Diese klare und einfache Signatur der CC -Ereignisse wird sowohl im Trigger als auch zur späteren Selektion verwendet. Das Hauptselektionskriterium ist $P_t > 25 \text{ GeV}$. Ein Schnitt in dieser Größe hat verschiedene Vorteile:

- P_t ist eine einfach zu messende Größe und erfordert im Gegensatz zu den kinematischen Variablen nicht die zusätzliche Messung des longitudinalen Energieflusses.
- Ein Schnitt im Transversalimpuls impliziert eine untere Schranke für Q^2 (siehe Abb. 2.3). Aus $P_t > 25 \text{ GeV}$ ergibt sich $Q^2 > 625 \text{ GeV}^2$. Es wird daher der für elektroschwache Effekte sensitive kinematische Bereich hoher Q^2 selektiert.
- Der Schnitt impliziert eine untere Schranke für x (Abb. 2.3). Beim verwendeten Wert von $P_t > 25 \text{ GeV}$ ergibt sich $x > 0.03$. Dies hat den Vorteil, daß die zur theoretischen Vorhersage des Wirkungsquerschnitts benötigten Partondichtefunktionen aus den Fixed-Target-Experimenten verwendet werden können. Die Strukturfunktionen in diesem kinematischen Bereich sind gut gemessen, so daß die Unsicherheit der theoretischen Vorhersage gering ist. Lediglich die Gültigkeit der Altarelli-Parisi Gleichungen zur Evolution in den Bereich hoher Q^2 muß angenommen werden.
- Durch den P_t -Schnitt wird auch der Bereich der y -Werte sehr nahe bei 1 ausgeschlossen (siehe Abb. 2.3), in dem die Rekonstruktionsmethode nach Jacquet-Blondel für Q^2 und damit auch für x versagt.
- Die Größe P_t ist ein einfaches und effizientes Kriterium zur Abtrennung des Untergrundes (siehe Kap. 5.4).

Auf Triggerebene stehen speziell für die CC -Ereignisse aus dem Kalorimeter die LAr-Etmiss-Triggerelemente (siehe Kap. 3.2.2, S. 27) zur Erkennung von fehlendem Transversalimpuls zur Verfügung. In Koinzidenz mit dem z-Vertex-T0 Triggersignal der zentralen Vieldrahtproportionalkammern (Kap. 3.2.1, S. 21), das anzeigt, daß ein Ereignis am Wechselwirkungspunkt stattgefunden hat, ergibt sich damit ein effizienter Trigger für CC -Ereignisse.

4.2.1 Die Meßgrößen

Die Kinematik der Ereignisse wird gemäß der Formel von Jacquet-Blondel (Gl. 2.4, S. 10) berechnet. Die zwei dazu benötigten physikalischen Größen sind

$$\sum (E^i - P_z^i) \text{ und } \sum P_t^i,$$

wobei sich die Summe über alle vom hadronischen Vertex ausgehenden Teilchen erstreckt. Um zu meßbaren Größen überzugehen, wird die Summierung der Teilchenimpulse des hadronischen Endzustands durch die Summe über alle Kalorimeterzellen ersetzt. Die Impulse werden durch die gemessenen Energiedepositionen in den Kalorimeterzellen i mit den Positionen \vec{x}_i ersetzt:

$$\begin{aligned} \sum_{\text{Hadronen}} &\longrightarrow \sum_{\text{LAR-Zellen}} \\ \vec{P}_i &\longrightarrow E \cdot \frac{\vec{x}_i}{x_i} \end{aligned}$$

Die Summation erstreckt sich über alle Zellen des LAR-Kalorimeters. \vec{x}_i ist der Vektor vom gemessenen Vertex zum Mittelpunkt der Kalorimeterzelle i .

Um die systematischen Unsicherheiten bei der Monte Carlo Simulation klein zu halten, wurden möglichst wenige Detektorkomponenten in die Analyse einbezogen:

- Auf das Plug-Kalorimeter, das den unmittelbaren Bereich um das Strahlrohr in Vorwärtsrichtung bis etwa 4° abdeckt, wurde aus Gründen der Stabilität der Kalibration und der Simulierbarkeit verzichtet. Eine Messung der Energie in diesem Winkelbereich wäre wünschenswert, da so die notwendige Akzeptanzkorrektur durch eine direkte Messung ersetzt werden könnte und damit die systematische Unsicherheit dieser Korrektur vermindert werden könnte.
- Das in rückwärtiger Richtung sich befindende BEMC (Backward Electromagnetic Calorimeter) kann aus kinematischen Gründen weggelassen werden. Der Schnitt von 25 GeV im Transversalimpuls bedingt, daß das wechselwirkende Quark unter Winkeln nicht größer als 135° gestreut wird. Der Akzeptanzbereich des BEMC beginnt hingegen erst bei etwa 155° .
- Das instrumentierte Eisen (Tailcatcher, TC) dient zur Messung von Schauern, die unvollständig im LAR-Kalorimeter absorbiert wurden. Die im TC gemessenen P_T -Beiträge sind jedoch gering. In Abb. 4.4 sind die relativen P_T -Abweichungen vom Sollwert aus einer Monte Carlo Simulation dargestellt. In (a) wurden nur Signale aus dem LAR-Kalorimeter berücksichtigt, während in (b) LAR und TC verwendet wurden. Die Beiträge vom instrumentierten Eisen sind klein. Man sieht, daß keine wesentliche Verbesserung der Auflösung zu erwarten ist. Um Probleme in der Energiekalibration bei der Monte Carlo Simulation zu vermeiden, wird auf den TC verzichtet. Die in einzelnen Ereignissen auftretenden Teilchenverluste aus dem LAR-Kalorimeter werden daher nicht für jedes Ereignis individuell gemessen, sondern in der Akzeptanzkorrektur des P_T -Schnitts statistisch korrigiert.
- Bei der Rekonstruktion des Ereignisvertex wird ausschließlich auf Signale des zentralen Spurkammersystems zurückgegriffen. Die Position des aus den Spuren im Vorwärtsspurendetektor gebildeten Vertex stellte sich als problematisch

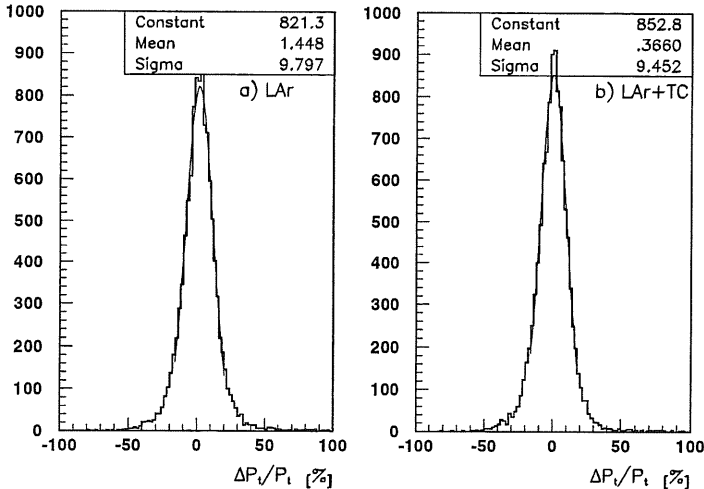


Abbildung 4.4: Abweichung des rekonstruierten Transversalimpulses vom wahren Wert (Monte Carlo). a) nur LAr Kalorimeter, b) LAr + Tailcatcher. Werden nur Signale aus dem LAr-Kalorimeter verwendet, wird im Mittel der Transversalimpuls um 1.5% zu klein rekonstruiert. Die Auflösung in P_t ist 9.8%. Nimmt man Signale aus dem Tailcatcher hinzu, verbessert sich die mittlere Abweichung auf 0.4%, während die Auflösung in etwa gleich bleibt. Mittlere Abweichung und Auflösung wurden durch Anpassung einer Gausskurve an die Verteilungen bestimmt.

heraus. Häufig wird die Vertexbestimmung durch Spuren aus Sekundärwechselwirkungen mit dem Strahlrohr gestört.

4.2.2 Die Pseudo-CC-Methode

Parallel zur CC-Selektion wurde auch eine Selektion für NC-Ereignisse mit hohem Q^2 durchgeführt. Als Hauptkriterium dieser Selektion wurde die Existenz eines isolierten, kompakten Elektronschauers im LAr-Kalorimeter gefordert. Dieser wird anhand seiner lateralen Schauerstruktur identifiziert. Zusätzlich wird die Existenz einer Spur im Innendetektor gefordert, die mit diesem Cluster verbunden ist. Dadurch wer-

den Photon-induzierte Cluster als Quelle für Misidentifikationen ausgeschlossen. In 95% der Ereignisse wird durch diese Kriterien genau ein Elektronkandidat gefunden. Bei den restlichen 5% der NC -Ereignisse mit mehr als einem Elektronkandidaten ist in fast allen Fällen der Kandidat mit dem höchsten Transversalimpuls das gestreute Elektron. Die Wahrscheinlichkeit, den falschen Kandidaten auszuwählen, beträgt 0.003 ± 0.002 . Als Trigger für die NC -Ereignisse kann der LAr-Elektron-Trigger oder der LAr-Etrans-Trigger verwendet werden. Beide Trigger sind für Elektronen sehr effizient. Aufgrund der Unabhängigkeit beider Trigger kann aus ihnen die Triggereffizienz bestimmt werden. Es ergibt sich eine kombinierte Triggerwahrscheinlichkeit von 0.999 ± 0.001 [63, 64].

Die gesammelten NC -Ereignisse stellen eine ideale Kontrolldatenmenge dar, mit der einerseits die Monte Carlo Simulation der CC -Ereignisse überprüft werden kann und andererseits die verschiedenen Effizienzen direkt aus den Daten bestimmt werden können.

Das Prinzip dabei ist, sämtliche vom Elektron verursachten Signale im Detektor zuerst zu entfernen und dann den verbleibenden Rest des Ereignisses, der nur noch aus dem hadronischen Endzustand besteht, neu zu rekonstruieren. Die Unterschiede in den kinematischen Verteilungen von NC - und CC -Ereignissen werden durch eine Gewichtung im Verhältnis der theoretisch erwarteten Wirkungsquerschnitte ausgeglichen. Auf diese Weise erhält man sogenannte Pseudo- CC -Ereignisse, die sämtliche Eigenschaften von echten CC -Ereignissen aufweisen und deren kinematische Verteilung äquivalent zu der von CC -Ereignissen ist. Der Nachweis und die Selektion dieser Ereignisse erfolgt jedoch unabhängig vom hadronischen System nur über das Elektron allein und ist damit orthogonal zu den Kriterien der CC -Selektion.

Insbesondere eignet sich diese Datenmenge zur Bestimmung der Trigger- und Vertexteffizienz. Die Effizienz ergibt sich als Anteil der gewichteten Pseudo- CC -Ereignisse, die die Kriterien der CC -Selektion erfüllen. Sämtliche Ineffizienzen mit ihren eventuell auftretenden zeitlichen Schwankungen werden mit dieser Methode automatisch richtig erfaßt.

4.3 Monte Carlo Simulation

Neben der Extraktion der Akzeptanzen und Effizienzen aus den Daten selbst können diese Korrekturen auch aus einer Monte Carlo Simulation gewonnen werden. Insbesondere ist bei unzureichender Statistik der Kontrolldatenmenge eine detaillierte Monte Carlo Simulation der Detektoreinflüsse auf die Messung unverzichtbar.

In dieser Analyse wird zur Ereignisgenerierung das Programmpaket DJANGO [65] in der Version 2.1 verwendet, das die Verbindung von Teilen mehrerer Programme darstellt. Zunächst wird in einem ersten Schritt mittels Monte Carlo Integration der Wirkungsquerschnitt der betrachteten Reaktion berechnet und die Ereignisse entsprechend dem gewählten Phasenraum verteilt. Dazu wird in DJANGO das Pro-

gramm HERACLES 4.1 [66] verwendet. Es generiert den tiefinelastischen Prozeß $l p \rightarrow l' (\gamma) X$ auf Partonebene, wobei QED - und schwache Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ und die virtuellen One-loop-korrekturen komplett berücksichtigt werden. QCD -Prozesse sind in HERACLES nicht implementiert.

QCD -Effekte werden in der Ereignisgenerierung mit den Programmen ARIADNE 4.0 [67] und JETSET 7.3 [68, 69, 70] simuliert. Die Reaktionsprodukte des tiefinelastischen Subprozesses, das gestreute Quark und der Protonrest sind als farbgeladene Objekte nicht unmittelbar beobachtbar, sondern fragmentieren in farbneutrale Hadronen. Das gestreute Parton kann zunächst Gluonen abstrahlen, durch die weitere Gluonen und Quark-Antiquarkpaare erzeugt werden können. In dieser Phase sind die Impulsüberträge hoch, so daß diese Prozesse perturbativ beschreibbar sind. Der einer störungstheoretischen Beschreibung zugängliche Teil wird in DJANGO durch ARIADNE behandelt. JETSET beschreibt den darauf folgenden Bereich der Hadronisation, in dem die auftretenden Impulsüberträge niedrig sind und daher die starke Kopplungskonstante α_s groß wird, so daß die Störungsrechnung nicht mehr anwendbar ist.

ARIADNE ist eine Implementation von QCD -Prozessen basierend auf dem Farbdipolmodell [71]. In diesem Modell wird die Emission eines Gluons g von z. B. einem Quark-Antiquark-Paar $q\bar{q}$ als Strahlung des Farbdipols zwischen q und \bar{q} aufgefaßt. Die Emission eines weiteren, weicheren Gluons wird dann als Strahlung von zwei näherungsweise unabhängigen Dipolen zwischen dem Quark und dem Gluon $g q$ und zwischen dem Gluon und dem Antiquark $g\bar{q}$ behandelt. Eine weitere Abstrahlung eines erneut weicheren Gluons kann jetzt durch drei unabhängige Dipole erfolgen. Dieses Schema wiederholt sich in analoger Weise wie bei einem Kaskadenmodell.

JETSET modelliert schließlich den Übergang zu den beobachtbaren farbneutralen Hadronen mit dem LUND-Stringmodell [72]. In diesem Modell wird ein Quark-Antiquarkpaar, das durch ein lineares Farbpotential verbunden ist, als sogenannter String aufgefaßt. Entfernen sich nun die beiden Partonen voneinander, erhöht sich dadurch die potentielle Energie des String, bis sie zur Bildung eines neuen Quark-Antiquarkpaares ausreicht. Der String reißt dann in diesem Bild ab und es entstehen daraus zwei Strings.

DJANGO bietet in der Version 1.0 die Möglichkeit, im störungstheoretischen Bereich anstatt des Farbdipolmodells aus ARIADNE auch das Partonschauermodell aus LEPTO [73] zur QCD -Beschreibung zu verwenden. Im Partonschauermodell wird in Analogie zu einem bremsstrahlungsartigen Teilchenschauer eine Partonkaskade erzeugt. Beliebig hohe Ordnungen in α_s können damit simuliert werden, allerdings nur in der Näherung der Berücksichtigung der führenden logarithmischen Terme [74]. In Kap. 6.1 wird von der Partonschaueroption Gebrauch gemacht.

Als Strukturfunktion des Protons wird die Parametrisierung MRSH [75] verwendet.

Das Ergebnis der Ereignisgenerierung ist eine Liste von Teilchen-Vierervektoren, die dann an das Programm H1FAST [76] zur Simulation des H1-Detektors und der

Signalerzeugung der sensitiven Detektorkomponenten übergeben wird.

Ab diesem Schritt können Daten und Monte Carlo völlig parallel behandelt werden. Zur Rekonstruktion der Ereignisse wird das gleiche Programm H1REC verwendet.

5. Selektion der Daten

5.1 Die zugrundeliegende Datenmenge

Die Daten stammen aus der Positron-Runperiode von 1994. Von allen aufgezeichneten Ereignissen wurden in die Analyse nur solche einbezogen, die gewissen technischen Anforderungen genügen, um möglichst gleichbleibende experimentellen Bedingungen und Qualität der Daten sicherzustellen.

Die Ereignisse werden in sogenannten Runs aufgezeichnet. Die zeitliche Ausdehnung eines Runs liegt in der Größenordnung von Minuten bis Stunden. Bereits bei der Datennahme wurde darauf geachtet, möglichst die Experimentierbedingungen über die Laufzeit eines Runs konstant zu halten. Aus allen aufgezeichneten Daten wurden für die vorliegende Messung folgende Runs ausgeschlossen:

- Alle Runs, bei denen für diese Analyse wichtige Detektorkomponenten des H1-Detektors nicht aktiv waren. Diese Situation trat vor allem am Anfang neuer HERA-Strahlfüllungen auf, wenn die hohen Untergrundraten ein Einschalten der zentralen Spurkammern verhinderten.
- Alle Runs, in denen der nominelle Wechselwirkungspunkt verschoben war. Um für die Strukturformelmessungen den Akzeptanzbereich der rückwärtigen Detektoren zu kleineren x und Q^2 hin zu vergrößern, wurde für einige Runs der Wechselwirkungspunkt in positiver z -Richtung um 70 cm verschoben. Insgesamt wurden unter diesen Bedingungen eine Datenmenge mit einer integrierten Luminosität von 65 nb^{-1} aufgezeichnet. Da dies mit etwa 2% nur einen sehr kleinen Teil der gesamten Jahresluminosität ausmacht, wurde wegen der veränderten Bedingungen für den Trigger und die Vertex- und Spur-Rekonstruktion auf diese Runs verzichtet.
- Alle Runs, bei denen in der Kalorimeter-Elektronik Probleme mit starkem elektronischen Rauschen auftraten. Bei einigen Runs traten in Gruppen von elektronischen Auslesekanälen extreme kohärente Rauscheffekte auf, so daß ein nicht vernachlässigbarer Anteil des Kalorimeters bei der Energiemessung keine sinnvollen Signale lieferte und der Nachweis eines gestreuten Elektrons fraglich war. In manchen Fällen erstreckten sich diese Probleme auch auf die Trigger-elektronik. Die hauptsächlich betroffenen Regionen im Kalorimeter waren ein Oktant des CB1E- und CB2E-Rades, die Hälfte eines Oktanten des CB3E-Rades und etwa je ein Viertel zweier Oktanten im FB1E-Rad.

- Alle Runs, bei denen die Standard-Einstellungen der zentralen Triggerlogik für Physik-Trigger nicht aktiviert waren.

Während der Runs werden in den Datenstrom der Ereignisse auch Informationen über den Detektorstatus durch zusätzliche Datensätze eingefügt. Dies erlaubt es, auch innerhalb eines Runs den Hochspannungsstatus wichtiger Detektorkomponenten zu überwachen und gegebenenfalls Teile des Runs von der Analyse auszuschließen. Dadurch wird sichergestellt, daß kein Ereignis durch kurzfristige punktuelle Ausfälle einzelner elektronischer Kanäle verloren geht oder unvollständig gemessen wird. Bei den nachfolgend aufgeführten Systemen wurde in dieser Analyse der Status der Hochspannungsversorgung laufend überwacht und nur diejenigen Teile der Runs verwendet, in denen alle Hochspannungskanäle auf ihren Sollwerten waren:

- Flüssig-Argon-Kalorimeter
Das LAr-Kalorimeter ist das zentrale Nachweisgerät dieser Analyse. Es wird sowohl zur Energiefuß-Messung als auch im Trigger benötigt. Die gleichbleibende Funktion dieses Detektorteils muß sichergestellt werden.
- Zentrale Driftkammern CJC1 und CJC2
Damit wird garantiert, daß die Rekonstruktionseffizienz des Vertex nicht durch den Ausfall von einzelnen Driftzellen beeinträchtigt ist. Insbesondere soll dadurch sichergestellt werden, daß vor allem auch eine eventuelle Elektronspur gemessen wird.
- Zentrale Proportionalkammern CIP und COP
Diese Komponenten liefern das Signal für den z-Vertex Trigger.
- Instrumentiertes Eisen
Die Myonuntergrundabtrennung basiert zu einem wesentlichen Teil auf Signalen aus dem instrumentierten Eisen.

Zusätzlich zur Beschränkung der Datenmenge aufgrund dieser technischen Kriterien wurden zur Analyse nur solche Ereignisse zugelassen, die aus Bunch Crossings mit kollidierenden Teilchenpaketen (siehe Kap. 3.1) stammen. Untergrundereignisse aus der kosmischen Höhenstrahlung sowie Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen außerhalb des Kollisionszeitfensters werden dadurch automatisch aus der Datenmenge entfernt.

Die Luminosität muß für diese speziellen Bedingungen bestimmt werden. Es ergab sich für die analysierte Positron-Runperiode von 1994 insgesamt eine integrierte Luminosität von $2.7 \pm 0.05 \text{ pb}^{-1}$.

5.2 Vorselektion der Daten

Unter Vorselektion sollen die Kriterien zusammengefaßt werden, die bis zur DST-Klassifizierung angewendet wurden. Da auf Ereignisse, die nicht in eine der DST-

Klassen fallen, später nur unter sehr großem Aufwand zugegriffen werden kann, wurden für diese Phase der Selektion nur sehr konservative Kriterien angewendet. Auch um die Effizienzbestimmung der Datenselektion zu vereinfachen, wurden die Schnitte dabei so gewählt, daß im späteren Verlauf der Hauptselektion restriktivere Kriterien bei denselben oder abgeleiteten Größen angewendet werden, so daß die Effizienz der auf dem Niveau der Vorselektion durchgeführten Schnitte nicht separat bestimmt werden muß. Insbesondere stand auch mit dieser Vorgehensweise eine Datengrundmenge zur Verfügung, von der ausgehend eine endgültige Selektion durchgeführt werden konnte, die invariant gegen kleine Veränderungen in den Rekonstruktionsprogrammen oder der erst zu einem späteren Zeitpunkt bekannten endgültigen Kalibrationsparametern der Driftkammern ist.

5.2.1 Die vierte Triggerstufe

Bereits in der vierten Stufe des H1-Triggers (siehe Kap. 3.2.5) werden erste analyseabhängige Schnitte zur Reduktion von Untergrundereignissen durchgeführt. Der angewendete Algorithmus hängt dabei für jedes Ereignis von den Subtriggern ab, die auf der Stufe L1 zur positiven Triggerentscheidung geführt haben. Für den in dieser Arbeit verwendete *CC*-Trigger, einer Kombination des *z*-Vertex-Triggers und des LAr-Etmiss-Triggers (siehe Kap. 3.2.1 und 3.2.2), gilt auf der Triggerstufe L4 folgende Bedingung:

Ein Ereignis wird verworfen, falls mindestens eines nachfolgend aufgeführten der Kriterien erfüllt ist:

- Vertex
Es werden nur Vertices außerhalb der nominellen Wechselwirkungszone gefunden, wobei dieser Bereich durch $-50 \text{ cm} < z < +50 \text{ cm}$ definiert wird.
- Spuren
Es werden keine Spuren in der Wechselwirkungszone gefunden oder es werden Spuren gefunden, die ihren Ursprung bei kleinen Werten von *z* haben und somit aus einem Strahl-Wand- oder Strahl-Gas-Ereignis stammen.
- Energie im Kalorimeter
Der im LAr-Kalorimeter rekonstruierte Gesamt-Transversalimpuls des Ereignisses ist kleiner als 5 GeV . Dabei kann jedoch aus Zeitgründen nicht die volle LAr-Rekonstruktion mit der Wichtungsprozedur für die hadronische Energiemessung durchlaufen werden. Die Messung des Transversalimpulses erfolgt mit der elektromagnetischen Kalibration, wobei als Näherung für die hadronische Kalibration ein Skalierungsfaktor von 1.7 angewendet wird.
- Myonen-Untergrund
Ein Ereignis hat eindeutig die Signatur einer Wechselwirkung eines kosmischen Myons oder eines Strahlhalo-Myons. Die Algorithmen zur Abtrennung dieser

Ereignisse beruhen auf den gleichen Prinzipien wie die im späteren Verlauf der Selektion eingesetzten Untergrundfilter (siehe 5.3.1). Die angewendeten Schnitte sind allerdings gegenüber den endgültigen Schnitten weich und auf Sicherheit optimiert.

Mit der Triggerstufe L4 wird die Online-Datenverarbeitung abgeschlossen. Die Daten werden als sogenannte Rohdaten auf Magnetbänder geschrieben.

5.2.2 POT- und DST-Selektion

Im H1-Datenfluß werden aus den Rohdaten zunächst die sogenannten POT-Daten produziert und anschließend in einem weiteren Schritt Ereignisklassen auf DST Niveau gebildet. Ziel dieser Einteilung ist jeweils eine Datenreduktion um etwa eine Größenordnung.

Zunächst durchlaufen die Rohdaten die volle Rekonstruktion. Gegenüber L4 werden die Kriterien zur Abtrennung des Untergrunds weiter verfeinert. Der rekonstruierte Transversalimpuls muß jetzt oberhalb 10 GeV liegen. P_t wird dabei aus den Zellen des LAr-Kalorimeters und des BEMC gebildet. Zusätzlich muß mindestens eine Spur gefunden werden, wobei im zentralen Spurdetektor eine Mindestlänge von 10 cm und ein maximaler Abstand von der Strahlachse von 5 cm gefordert wird. Eine Spur im Vorwärts-Spurdetektor wird nur dann gewertet, wenn sie mindestens ein Segment aus einer der planaren Driftkammern enthält.

5.3 Die CC-Selektion

Die H1-DST-Klasse 8 wird durch die bisher genannten Kriterien definiert. Ausgehend von dieser Datenmenge, die aus 25493 Ereignissen besteht, wird jetzt der endgültige Schnitt von 25 GeV im rekonstruierten Transversalimpuls durchgeführt. Ein Großteil des Untergrunds wird bereits durch diesen Schnitt verworfen. Die Ereignismenge wird auf 8054 Ereignisse reduziert.

Der Untergrund wird weiter reduziert durch die Forderung der Existenz eines rekonstruierten Vertex innerhalb 35 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt. Die Kenntnis der Vertexposition ist zur Berechnung der Kinematik notwendig. Gleichzeitig werden dadurch Untergründereignisse verworfen, die ihren Ursprung außerhalb der Wechselwirkungszone haben. Nach diesem Schnitt verbleiben noch 1354 Ereignisse in der Datenmenge.

Die Triggerbedingung besteht aus einer Koinzidenz der Triggerelemente LAr-Etmis und z-Vertex-T0 (siehe Kap. 3.2). Die Beschränkung auf diese beiden Triggerelemente hat den Vorteil, daß auf L4 ein wohldefinierter und überschaubarer Algorithmus zur Anwendung kommt, der speziell auf die CC-Selektion abgestimmt wurde. Die Schwelle des verwendeten LAr-Etmis-Triggers lag in der betrachteten Runperiode bei $P_t = 6 \text{ GeV}$, weit entfernt vom Analyseschnitt bei $P_t = 25 \text{ GeV}$.

Eine detaillierte Studie des Schwellenverhalten des Triggers bei der Effizienzbestimmung ist damit nicht erforderlich. Durch den Vertextrigger wird das Ereignis eindeutig einem Bunch Crossing zugeordnet. Aufgrund technischer Probleme im Zeitverhalten anderer Triggerelemente wurde die Koinzidenz von Vertex- und LAr-Signal zusätzlich zum nominellen Ereigniszeitpunkt, dem Bunch Crossing 0, auch im Bunch Crossing 1 akzeptiert. Durch diese Maßnahme konnten auch die Ereignisse behalten werden, bei denen das T0-Signal eines anderen Triggerelements um ein Bunch Crossing verfrüht war und daher die Zählung der Bunch Crossings um eins verschoben war.

Nach Anwendung aller genannten Kriterien verbleiben noch 944 Ereignisse in der selektierten Datenmenge. Sie enthält hauptsächlich Reaktionen von Myonen aus der Höhenstrahlung oder aus dem Protonstrahlhalo. Diese Ereignisse können auf zweierlei Arten die Selektionskriterien erfüllen:

- Im Fall der sogenannten überlagerten Ereignisse werden die Vertex- und Spurbedingungen durch ein anderes, gleichzeitig stattfindendes strahlinduziertes Ereignis erfüllt.
- Die andere Möglichkeit besteht darin, daß durch ein geladenes Sekundärteilchen aus der Wechselwirkung eines Myons mit der Detektormaterie oder durch das Myon selbst eine Spur erzeugt wird, die den Selektionskriterien genügt.

Die P_t -Bedingung wird in beiden Fällen durch einen elektromagnetischen Schauer erfüllt, der durch die Abstrahlung eines hochenergetischen Bremsstrahlungsphotons vom Myon induziert wurde.

Zur Abtrennung dieser Myon-induzierten Ereignisse wurde mit speziell entwickelten Filteralgorithmen nach den charakteristischen Signaturen dieser Ereignisse gesucht. Die verwendeten Algorithmen machen von der charakteristischen Energieverteilung im Kalorimeter und den Signalen im instrumentierten Eisen Gebrauch. In Abb. 5.1 ist ein Beispiel eines Höhenstrahlungsereignisses gezeigt. Das Myon durchdringt den Detektor zentral, wobei es in der Nähe des Wechselwirkungspunkts das Strahlrohr kreuzt. Es wird durch die für Myonen typischen Signale im instrumentierten Eisen identifiziert. Im LAr-Kalorimeter findet man die Spur eines minimal ionisierenden Teilchens und zusätzlich eine kompakte Energiedeposition von 116 GeV. In Abb. 5.2 ist ein typisches Halo-Ereignis zu sehen. Das Myon durchdringt den Detektor parallel zur Strahlachse. Die Myonspur ist im instrumentierten Eisen und im LAr-Kalorimeter zu erkennen. Im Kalorimeterrad CB1H wird durch ein Bremsstrahlungsphoton ein elektromagnetischer Schauer induziert. Gleichzeitig findet am Wechselwirkungspunkt eine ep -Reaktion statt, so daß die Trigger- und Spurkriterien der Selektion erfüllt werden. Nachfolgend werden die Grundprinzipien der eingesetzten Myonfilter dargestellt.

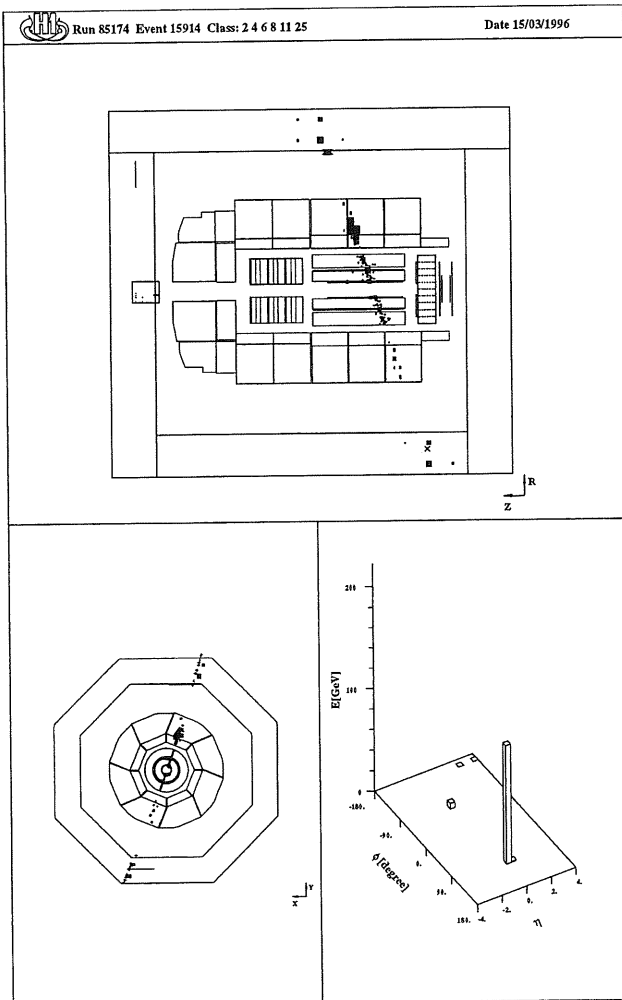


Abbildung 5.1: Ein Myon aus der kosmischen Höhenstrahlung durchdringt den Detektor nahe am Wechselwirkungspunkt. Im LAr-Kalorimeter induziert ein Bremsstrahlungsphoton einen Schauer mit einer Energie von 116 GeV.

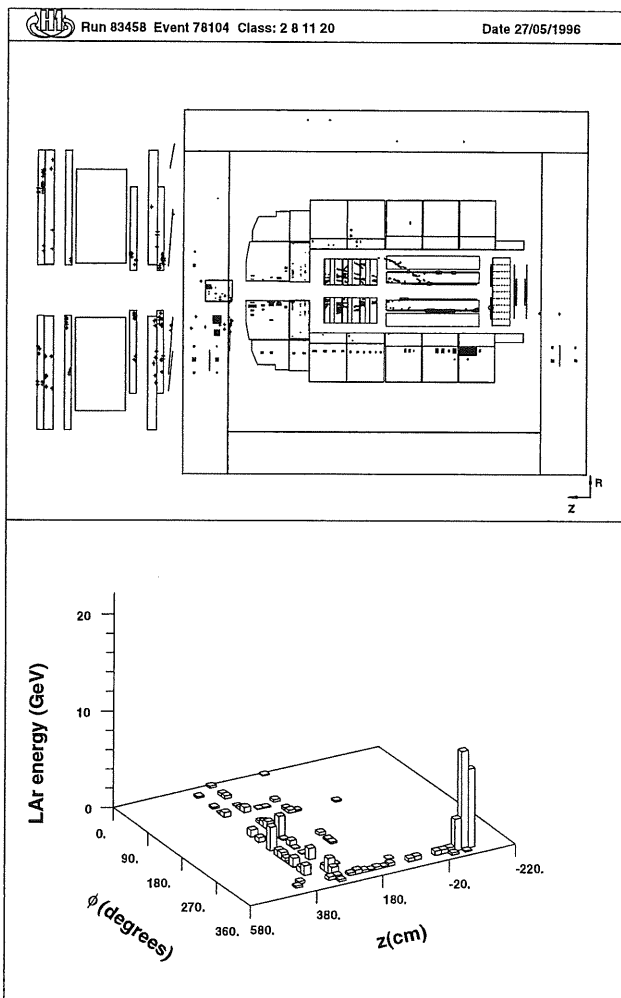


Abbildung 5.2: Ein Myon aus dem Protonstrahlhalo durchdringt den Detektor parallel zur Strahlachse. Im LAr-Kalorimeter ist die Spur des minimal ionisierenden Myons und der bremsstrahlungsinduzierte Schauer zu sehen. Korrespondierende Myonsignale sind auch in beiden Endkappen zu beobachten. Die Trigger- und Vertexbedingungen werden durch ein gleichzeitig stattfindendes ep-Ereignis erfüllt. In der unteren Bildhälfte ist der Energiefluß im LAr-Kalorimeter dargestellt.

5.3.1 Filteralgorithmen für Myon-Ereignisse

Die in der Selektionskette verwendeten Filter stützen sich auf Signale aus dem LAr-Kalorimeter sowie aus Energie- und Trefferinformation aus dem instrumentierten Eisen. Um die verschiedenartigen Signaturen der Strahlhalo- und kosmischen Myon-Reaktionen optimal zu erfassen, werden diese Informationen jeweils in unterschiedlichen Kombinationen benutzt. Ein Ereignis passiert die Myon-Unterdrückung nur, wenn keiner der eingesetzten Filter angesprochen hat.

Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung

Myonkammer-Verfahren. Im Myonkammer-Verfahren [64] wird die Spurinformation des digitalen Myonsystems benutzt. Ein Ereignis wird verworfen, wenn mindestens zwei parallele Spurstücke gefunden werden, wobei der Abstand zwischen beiden Spurstücken mindestens 4 Meter betragen muß. Mit diesem Algorithmus werden den Detektor penetrierende Myonen gefunden. Alternativ dazu wird ein Ereignis ebenfalls verworfen, wenn anstatt des zweiten Spurstücks mit dem analogen Myonsystem eine Energiedeposition auf der durch den Detektor extrapolierten Spurrichtung nachgewiesen wird. Da die Treffer im digitalen Myonsystem nur im Zeitfenster von etwa einem Bunch Crossing um den tatsächlichen Zeitpunkt des Teilchendurchgangs erfaßt werden können, ist die Effizienz dieses Filters auf Ereignisse beschränkt, in denen Myonen den Detektor im nominellen Bunch Crossing 0 durchqueren.

Clusterachsen-Verfahren. Im Clusterachsen-Verfahren [77] wird die große Halbachse der Energieverteilung eines Clusters als Flugrichtung des Teilchens, das den Cluster verursacht hat, interpretiert. Zunächst werden die für dieses Verfahren signifikanten LAr-Energiecluster ausgewählt. Die Kriterien dazu sind eine Energiedeposition von mindestens 2.5 GeV sowie eine räumliche Ausdehnung über mindestens vier Kalorimeterzellen.

Von diesen Clustern wird jeweils die große Halbachse der Energieverteilung bestimmt. Ein Ereignis wird als kosmisches Myonereignis identifiziert, falls auf der Clusterachse Energiedepositionen im instrumentierten Eisen nachgewiesen werden. Diese Energiedepositionen müssen entweder zu beiden Seiten des Clusters im instrumentierten Eisen liegen, oder auf der Seite des Clusters, auf der sich vom Cluster aus gesehen auch der Wechselwirkungspunkt befindet. Damit wird die Fehlklassifizierung von ep -Ereignissen verhindert, in denen die Signale im Tailcatcher von einem im LAr-Kalorimeter unvollständig absorbierten Jet herrühren.

Die Energiesignale des LAr-Kalorimeters und des instrumentierten Eisens sind über mehrere Bunch Crossings vorhanden. Daher werden mit dieser Methode auch Myonen gefunden, die den Detektor außerhalb des nominellen Bunch Crossing durchqueren.

Energieverteilungs-Verfahren. Diese Methode [63] untersucht die globale Energieverteilung eines Ereignisses. Zuerst werden das erste und zweite Moment der gesamten im LAr-Kalorimeter, Tailcatcher und BEMC beobachteten Energieverteilung

berechnet.

$$\vec{x} = \frac{\sum_k E^k \cdot \vec{x}^k}{\sum_k E^k}$$

$$X_{ij} = \frac{\sum_k E^k \cdot x_i^k \cdot x_j^k}{\sum_k E^k}$$

Der Summationsindex k läuft über alle Zellen der Kalorimeter, x_i^k ist die i -te Komponente des Ortsvektors zur Zelle k , mit $i, j = 1, 2, 3$. Aus dem Tensor X_{ij} werden die Hauptachsen und die zugehörigen Eigenwerte bestimmt. Aus diesen Größen lassen sich für die Myonerkennung geeignete Variable ableiten. Es werden die z -Komponente und die Radialkomponente des Energieschwerpunkts, die Streuung aus der Berechnung der Radialkomponente, die Länge der großen Halbachse, sowie die Elliptizität und Planarität der Energieverteilung betrachtet. Aus der Kombination dieser Variablen wird schließlich eine Wahrscheinlichkeitsaussage gewonnen, anhand derer die Ereignisse klassifiziert werden. Ebenso wie die Clusterachsen-Methode ist dieses Verfahren auch zum Auffinden von Myonen außerhalb des nominellen Bunch Crossings geeignet.

Myonen aus dem Strahlhalo

Durch Wechselwirkungen von Protonen mit Strahlführungskomponenten werden ständig eine große Zahl von Myonen produziert, die den Protonstrahl als Halo umgeben. Sie durchdringen parallel zum Protonstrahl auch den Detektor. Die eindeutige Signatur von Halo-Ereignissen ist der Nachweis von Energiedepositionen im Kalorimeter unter festem Azimuthwinkel ϕ über eine große Distanz in z -Richtung hinweg.

Treffermuster-Verfahren. Dieses Verfahren [77] sucht direkt nach dem Vorhandensein eines parallel zur z -Richtung fliegenden Teilchens. Dazu werden die Zellen des LAr-Kalorimeter in $36 \cdot 26$ ϕ - z -Bereiche aufgeteilt. Die Größe eines solchen Bereiches beträgt 10° in ϕ und 20 cm in z . Die Zahl der getroffenen z -Bereiche eines ϕ -Segments wird dann als Klassifikationskriterium verwendet. Ein Vorteil dieser Methode besteht darin, daß sie ausschließlich mit LAr-Informationen auskommt und daher unabhängig vom Myonsystem ist.

Zylinder-Verfahren. Beim Zylinder-Verfahren [78] wird durch Energiedepositionen oder Spuren in den Endkappen die Lage eines Zylinders parallel zur Strahlachse definiert. Durch Energie- und Treffer-Verteilungen im LAr-Kalorimeter bezüglich des Zylinders werden Halo-Ereignisse identifiziert.

Clusterachsen-Verfahren. Hier geht die Bildung des Zylinders vom LAr-Kalorimeter aus, wobei dann das Signal in den Endkappen zur Klassifizierung dient. Ein Ereignis wird vom Clusterachsen-Verfahren ebenfalls verworfen, wenn die Achsen aller Cluster parallel zur z -Achse sind. Dieses Kriterium eignet sich für reine Halo-Ereignisse ohne Überlagerung anderer Ereignisse.

Nach Anwendung dieser Filteralgorithmen verbleiben aus den 944 Ereignissen noch 67 Ereignisse in der Datenmenge.

5.4 Abschätzung des Rest-Untergrunds

Die Signatur von CC -Ereignissen kann außer durch Myonereignisse aus dem Strahlhalo oder der kosmischen Strahlung durch Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Reaktionen, tiefinelastische Ereignisse des neutralen Stroms und Photoproduktion vertauscht werden. Durch den Analyseschnitt von $P_t > 25 \text{ GeV}$ werden jedoch diese Ereignisklassen stark unterdrückt bzw. ganz ausgeschaltet. Alle strahlinduzierten Ereignisse haben aus Impulserhaltungsgründen keinen Gesamttransversalimpuls und können nur durch eine Fluktuation der Energiemessung oder durch nicht detektierte Teilchen $P_t > 0$ erhalten.

Bei den Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignissen kollidiert ein Proton mit einem ruhenden Target, so daß für diese Ereignisklassen die Schwerpunktsenergie gegenüber e-p-Kollisionen, und damit auch die maximal mögliche Transversalenergie dieser Ereignisse stark reduziert ist. Diese Ereignisse spielen deshalb für die Analyse keine Rolle und brauchen nicht weiter diskutiert werden.

5.4.1 Elektron-Proton-Prozesse

Zwei potentielle Untergrundquellen aus Wechselwirkungen des neutralen Stroms müssen betrachtet werden: tiefinelastische NC -Ereignisse mit hohem Impulsübergang und Photoproduktionsereignisse.

Tiefinelastische NC -Ereignisse

NC -Ereignisse bei hohem Q^2 können nur dann als CC -Ereignisse falsch klassifiziert werden, wenn das gestreute Elektron nicht nachgewiesen wird. Dies könnte einerseits dadurch geschehen, daß das Elektron nach vorne¹ gestreut wird und nicht mehr im LAr-Kalorimeter nachweisbar ist. Eine solche Ereignis-Topologie erfordert allerdings ein extrem hohes Q^2 . Der Wirkungsquerschnitt ist daher entsprechend klein, so daß dieser Untergrund vernachlässigt werden kann. Dies wird durch die Winkelverteilung des Elektrons aus NC -Ereignissen mit $P_t > 25 \text{ GeV}$ bestätigt (Abb. 5.3). Man sieht, daß in der extremen Vorwärtsrichtung keine Ereignisse mehr auftreten. Ebenfalls eingezeichnet ist die theoretische Erwartung. Der Akzeptanzbereich des LAr-Kalorimeters reicht bis 4° .

Eine andere Möglichkeit besteht darin, daß das gestreute Elektron aufgrund eines technischen Problems einer Kalorimeterzelle unvollständig gemessen wird oder daß einen Großteil der Energie in einem Spalt zwischen den Kalorimetermodulen deponiert wird. Diese Ereignisse können aber an den übrigen Signalen des Elektrons leicht erkannt werden. Ein Beispiel ist in Abb. 5.4 gezeigt. Bei der visuellen Inspektion der selektierten Ereignisse (siehe Abschnitt 5.4.3) werden diese falsch klassifizierten NC -Ereignisse aus der Datenmenge entfernt.

¹Man beachte die H1-Konvention, Polarwinkel immer bezüglich der Protonrichtung anzugeben.

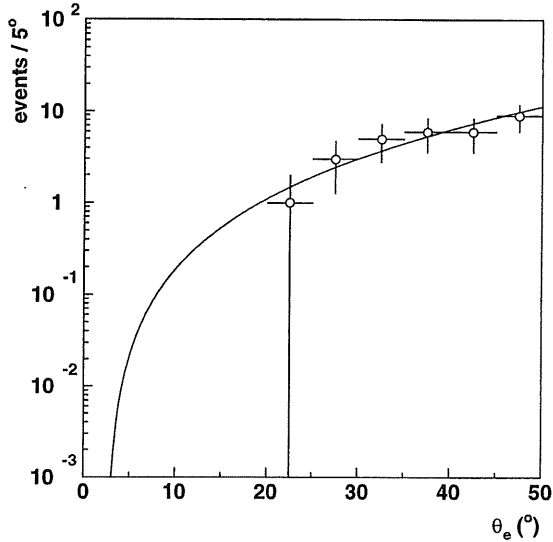


Abbildung 5.3: Winkelverteilung von Elektronen aus NC-Ereignissen mit $P_t > 25 \text{ GeV}$. Die durchgezogene Linie stellt die theoretische Erwartung dar. (aus [79])

Photoproduktion

Photoproduktionsereignisse (γp) stellen aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts einen potentiell gefährlichen Untergrund für diese Messung dar. Aufgrund des geometrischen Akzeptanzbereichs des Elektron-Taggers kann das auslaufende Elektron nur in etwa 1/3 der Fälle direkt nachgewiesen werden und damit das Ereignis eindeutig als γp -Ereignis identifiziert werden (siehe Kap. 3.2.4).

Die charakteristische Signatur eines γp -Ereignisses mit hoher Transversalenergie ist eine planare Jet-Jet-Topologie, wobei sich die Transversalimpulse der beiden Jets kompensieren.

Wenn aber aufgrund von Akzeptanzverlusten im LAr-Kalorimeter Teilchen eines Jets nicht nachgewiesen werden oder extreme Fluktuationen bei der Energiemessung der Jets auftreten, könnte durchaus der im Kalorimeter gemessene Gesamt-Transversalimpuls die Selektionsschwelle überschreiten.

Allerdings ist a priori eine sehr hohe Schwerpunktsenergie im Photon-Parton-System erforderlich, damit Jets mit hinreichend hohen Transversalimpulsen erzeugt

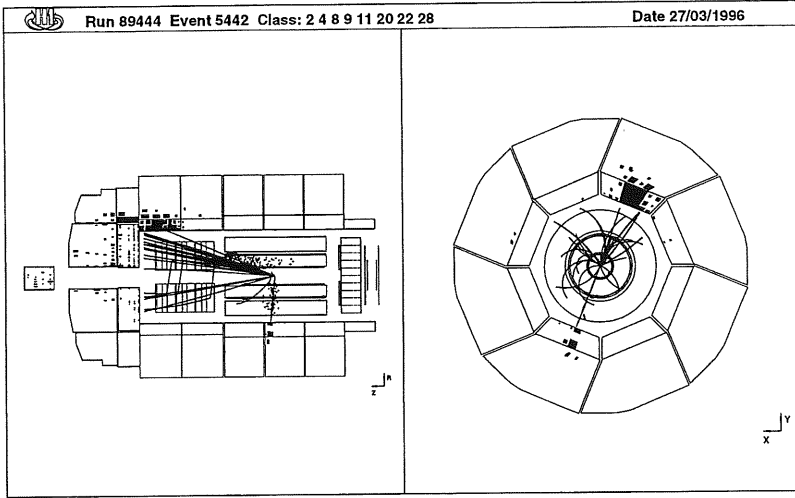


Abbildung 5.4: *NC-Ereignis mit schlecht gemessenem Elektron. Durch das fehlende Signal einer Kalorimeterzelle ist die Transversalimpulsbilanz nicht ausgeglichen.*

werden können. Daher sind derartige Ereignisse stark unterdrückt.

Zur quantitativen Abschätzung des Untergrunds wurde eine Datenmenge analysiert, die mit einem P_t -Schnitt von $P_t > 10 \text{ GeV}$ selektiert wurde. Sie besteht hauptsächlich aus γp -Ereignissen, enthält aber natürlich auch CC -Ereignisse. Die P_t -Verteilung dieser Datenmenge ist in Abb. 5.5 durch die Kreissymbole dargestellt. Man beobachtet ein exponentielles Abfallen des Spektrums im Bereich kleiner P_t im Gegensatz zum relativ flachen Verlauf bei großen P_t . Die Form des Spektrums wird sehr gut wiedergegeben durch eine Summe aus einer Exponentialfunktion, die die P_t -Verteilung der γp -Ereignisse beschreibt und einem Ansatz in der Form des theoretisch erwarteten differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{dP_t}$ für CC -Ereignisse. In der Abbildung ist das Ergebnis der Funktionsanpassung mit diesem Ansatz als durchgezogene Linie eingezeichnet. Die freien Parameter dieses Fits sind die Steigung der Exponentialfunktion, die Normierung des γp -Beitrags und die Normierung des CC -Beitrags. Die Steigung ergibt sich zu $(-0.47 \pm 0.03) \text{ GeV}^{-1}$. Das Integral des gefitteten reinen γp -Beitrags oberhalb von $P_t = 25 \text{ GeV}$ ist der zu erwartende Untergrund an γp -Ereignissen für die CC -Wirkungsquerschnittsmessung. Der gefit-

teten Beitrag der γp -Ereignisse ist in Abb. 5.5 als gestrichelte Linie eingezeichnet. Für den zu erwartenden Untergrund ergibt sich 0.3 ± 0.1 Ereignisse.

Zur Kontrolle dieser Extrapolation der γp -Verteilung wurden die Ereignisse im P_t -Bereich zwischen 20 GeV und 25 GeV nach planaren Zwei-Jet-Topologien durchsucht. Es wurden drei Ereignisse gefunden, in guter Übereinstimmung mit der von

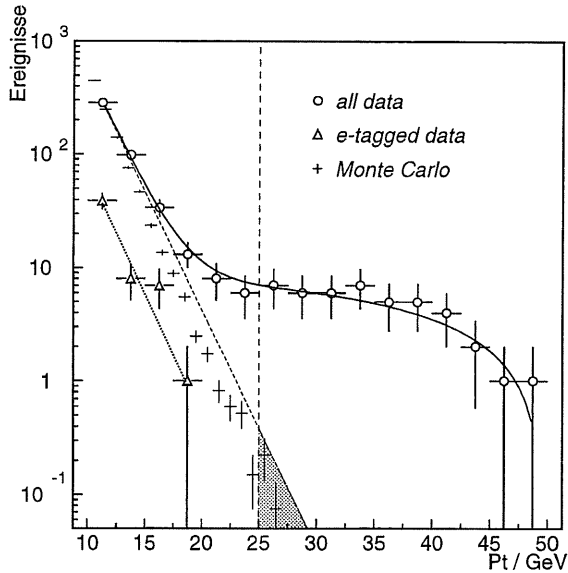


Abbildung 5.5: P_t -Spektrum einer Selektion mit einem P_t -Schnitt von 10 GeV (Kreise). Das Spektrum läßt sich als Summe einer exponentiell abfallenden Verteilung von γp -Ereignissen und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dP_t}$ für CC -Ereignisse erklären. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis eines Fits mit diesem Ansatz dar. Der gefittete γp -Anteil ist als gestrichelte Linie separat dargestellt. Der daraus zu erwartende Untergrund für die CC -Wirkungsquerschnittsmessung mit $P_t > 25 \text{ GeV}$ ist als schattierte Fläche eingezeichnet. Das Fit-Ergebnis wird durch die Verteilung von γp Monte Carlo Ereignissen (Kreuze) bestätigt. Es ist ebenfalls konsistent mit der P_t -Verteilung von identifizierten (tagged) γp -Ereignissen in den Daten (Dreiecke). Zum Vergleich ist eine gepunktete Linie mit der Steigung aus dem Fit eingezeichnet. (aus [79])

der Extrapolation vorhergesagten Zahl von 3.3 γp -Ereignissen.

Zur weiteren Überprüfung sind in Abb. 5.5 γp Monte Carlo Ereignisse als Kreuze eingezeichnet, die mit dem Generator PHYTIA [80] erzeugt wurden. Die P_T -Verteilung dieser Ereignisse fällt exponentiell ab und bestätigt damit den Fit-Ansatz. Die Steigung stimmt innerhalb des Fehlers mit dem Wert aus den Daten überein. Eine zusätzliche Überprüfung des Ansatzes ist aus den Daten selbst möglich. Ein Teil der γp -Ereignisse kann über das nachgewiesene Elektron im Elektron Tagger des Luminositätssystems eindeutig identifiziert werden. Das P_T -Spektrum dieser Ereignisse ist in Abb. 5.5 mit Dreiecksymbolen eingezeichnet. Es weist ebenfalls den exponentiellen Abfall in erwarteter Größe auf [81].

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß bei dem verwendeten P_T -Schnitt von 25 GeV der Untergrund aus Photoproduktionsereignissen vernachlässigt werden darf.

5.4.2 Myon-Untergrund

Die in der Selektion verwendeten Untergrundfilter benutzen ausschließlich topologische Kriterien zum Auffinden von Myon-Ereignissen. Es ist aber ebenso möglich, einen Teil der Untergrundereignisse nur durch ihre charakteristische Zeitstruktur zu identifizieren [61]. Aus der zentralen Jetkammer kann der exakte Zeitpunkt des Teilchendurchgangs T_{CJC} sehr genau bestimmt werden. Die Zeitauflösung ist im Bereich von 1 ns. Eine zusätzliche Zeitinformation über das Ereignis T_{LA_r} wird durch das LA_r-Triggersystem zur Verfügung gestellt (siehe Kap. 3.2.2). Aus dem zeitlichen Verlauf der Signalhöhen in den einzelnen Großtürmen kann der Zeitpunkt der Schauerbildung im Kalorimeter mit einer Auflösung von etwa 15 ns rekonstruiert werden.

Durch einen Schnitt auf die Differenz $\Delta = |T_{CJC} - T_{LA_r}|$ werden überlagerte Ereignisse identifiziert, bei denen der Zeitpunkt der Energiedeposition im Kalorimeter nicht mit dem Teilchendurchgang im Innendetektor übereinstimmt. Myoninduzierte Reaktionen, die sich asynchron zur HERA-Bunch-Struktur ereignen, können anhand von T_{CJC} identifiziert werden.

Dieser Algorithmus zur Myonenerkennung ist unabhängig von den verwendeten topologischen Kriterien der Selektion. Er wird dazu benutzt, die Effizienzen der Myonfilter zu bestimmen und die Zahl der verbleibenden Myon-Ereignisse nach Anwendung der topologischen Kriterien abzuschätzen.

Zu dieser Untersuchung werden zunächst alle Selektionsschnitte bis auf die Myonfilter angewendet. 944 Ereignisse erfüllen diese Bedingungen. Sie können nun in vier Klassen eingeteilt werden: Ereignisse, die von beiden Algorithmen als Untergrund erkannt werden, Ereignisse, die von jeweils genau einem der beiden Algorithmen erkannt werden und Ereignisse, die von keiner der beiden Methoden als Untergrund identifiziert werden. Die Klassen sind in Tab. 5.1 dargestellt. Der verbleibende Untergrund in den 55 Ereignissen, die durch keine der beiden Methoden identifiziert wur-

Myonsignatur	zeitliche	keine zeitliche
topologische	633	244
keine topologische	12	55

Tabelle 5.1: Einteilung der 944 selektierten Ereignisse nach topologischen und zeitlichen Myonsignaturen. Es ergeben sich dadurch vier disjunkte Klassen: eine Klasse mit Ereignissen, die von beiden Methoden als Myonereignisse identifiziert werden, je eine Klasse mit Ereignissen, die von genau einer Methode, nicht aber der anderen identifiziert werden, und eine Klasse von Ereignissen, bei denen weder eine zeitliche noch eine topologische Myonsignatur vorliegt.

den, kann als Produkt der kombinierten Ineffizienzen beider Methoden abgeschätzt werden. Man erwartet $(12 \cdot 244) / 633 \approx 5 \pm 2$ Ereignisse.

In Abb. 5.6 ist die Zeitstruktur der Ereignisse, eingeteilt nach ihrer topologischen Klassifikation, dargestellt. Auf der Abszisse ist der Ereigniszeitpunkt bestimmt aus der Driftkammer, auf der Ordinate aus dem Kalorimeter in jeweils in Bunch Crossings aufgetragen. Man erkennt zwei prominente Bänder, eines mit $T_{LAR} \approx T_{CJC}$ und eines mit $T_{CJC} \approx 0$. Im ersten ist der Zeitpunkt der Ereignisse unkorreliert mit der Bunch-Struktur. Diese Band wird daher interpretiert als Myon-Untergrund aus der kosmischen Höhenstrahlung. Im zweiten Band wird der Ereigniszeitpunkt durch Spuren eines strahlinduzierten Ereignisses festgelegt. Die Energiedeposition im LAR-Kalorimeter kann zu allen Zeiten erfolgen. Daher werden diese Ereignisse als überlagerte Myon-Ereignisse gedeutet. Die CC-Ereignisse sollten im Schnittpunkt der beiden Bänder liegen. Man erwartet sie zum nominellen Strahlüberkreuzungszeitpunkt. Zusätzlich sollte der Zeitpunkt der Energiedeposition im Kalorimeter nicht von dem des Teilchendurchgangs in den Spurkammern abweichen. Diese Interpretation wird durch die topologische Klassifikation der Ereignisse bestätigt.

5.4.3 Visuelle Überprüfung der selektierten Ereignisse

Die nach Anwendung der topologischen Filter verbleibenden 67 Ereignisse wurden einer visuellen Inspektion unterzogen. Das Ziel ist, offensichtlich Myon-induzierte Ereignisse, die aufgrund der konservativ gewählten Kriterien in der Datenmenge verblieben waren, zu entfernen.

Es wurden insgesamt 15 Höhenstrahlungseignisse und 4 Halo-Ereignisse identifiziert. Diese Zahl ist in guter Übereinstimmung mit den obigen Ausführungen zum restlichen Myon-Untergrund. Man erwartet 12 von der Zeit-Methode identifizierte Ereignisse und zusätzliche 5 von der abgeschätzten Ineffizienz der Algorithmen herrührende Ereignisse zu finden.

Daneben werden auch andere eindeutig identifizierbare Nicht-CC-Ereignisse aus der Datenmenge entfernt. Dazu zählen insbesondere falsch klassifizierte NC-Ereig

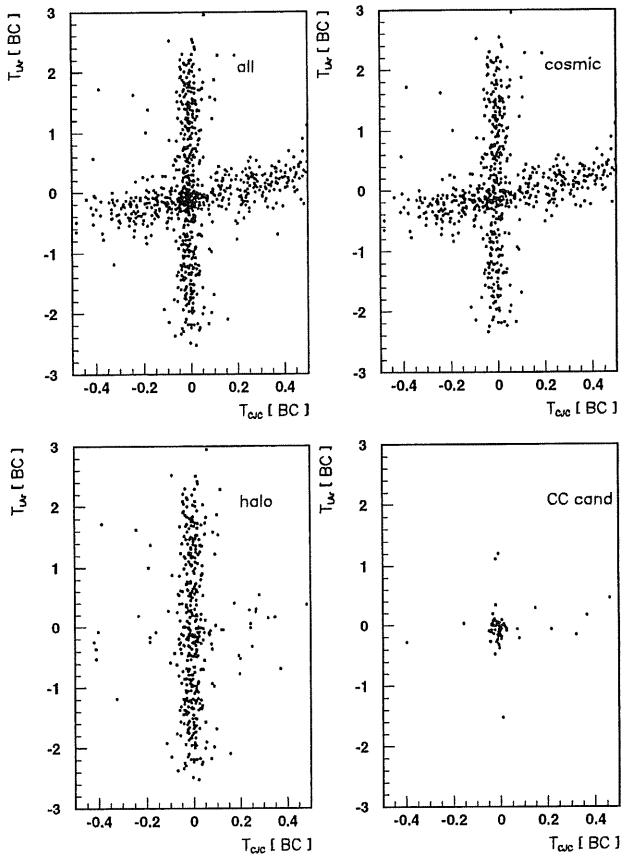


Abbildung 5.6: Zeitstruktur aller selektierten Ereignisse. Aufgetragen ist jeweils der Ereigniszeitpunkt in Bunch Crossings (BC), bestimmt aus dem Kalorimeter gegen den aus der zentralen Driftkammer. Zusätzlich zum gesamten Datensatz links oben sind die Ereignisklassen gemäß ihrer Klassifizierung durch die topologischen Myonfilter dargestellt. Die beobachtete Bänderstruktur kann durch reine und überlagerte Ereignisse aus der Höhenstrahlung und aus dem Protonstrahlhalo erklärt werden. CC-Ereignisse werden im Schnittpunkt beider Bänder erwartet.

nisse. Ein typisches Beispiel ist in Abb. 5.4 gezeigt. Aufgrund technischer Probleme bei der Elektronmessung, hier der Ausfall einer Kalorimeterzelle, übersteigt der Gesamttransversalimpuls die Selektionsschwelle. Insgesamt wurden 5 NC -Ereignisse identifiziert und aus der Datenmenge entfernt.

Zwei offensichtliche Nicht- CC -Ereignisse mit hochenergetischen Leptonen im Endzustand wurden identifiziert und entfernt. Dabei wurden in einem Fall ein μ^+ und im anderen Fall ein e^- beobachtet. Das Myon-Jet-Ereignis ist in Abb. 5.7 zu sehen. Die wahrscheinlichste Erklärung für den Ursprung beider Ereignisse ist die direkte W -Produktion mit anschließendem $W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ beziehungsweise $W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}$ Zerfall. Eine genaue Analyse zum W -Jet-Ereignis findet man in [82].

Es verbleiben insgesamt 41 Ereignisse in der Datenmenge. Nach den Ergebnissen dieses Unterkapitels wird davon ausgegangen, daß diese Menge untergrundfrei ist und es sich daher tatsächlich um 41 CC -Ereignisse handelt. Abschließend sind die Ereigniszahlen nach den einzelnen Selektionsschritten in der Tabelle 5.2 noch einmal zusammengestellt.

Selektionsschritt	Zahl der Ereignisse
Vorselektion	25493
P_t -Schnitt $P_t > 25 \text{ GeV}$	8054
Vertexbedingung	1354
Triggerbedingung	944
Myonfilter	67
visuelle Überprüfung	41

Tabelle 5.2: Zahl der selektierten Ereignisse nach den einzelnen Selektionsschritten.

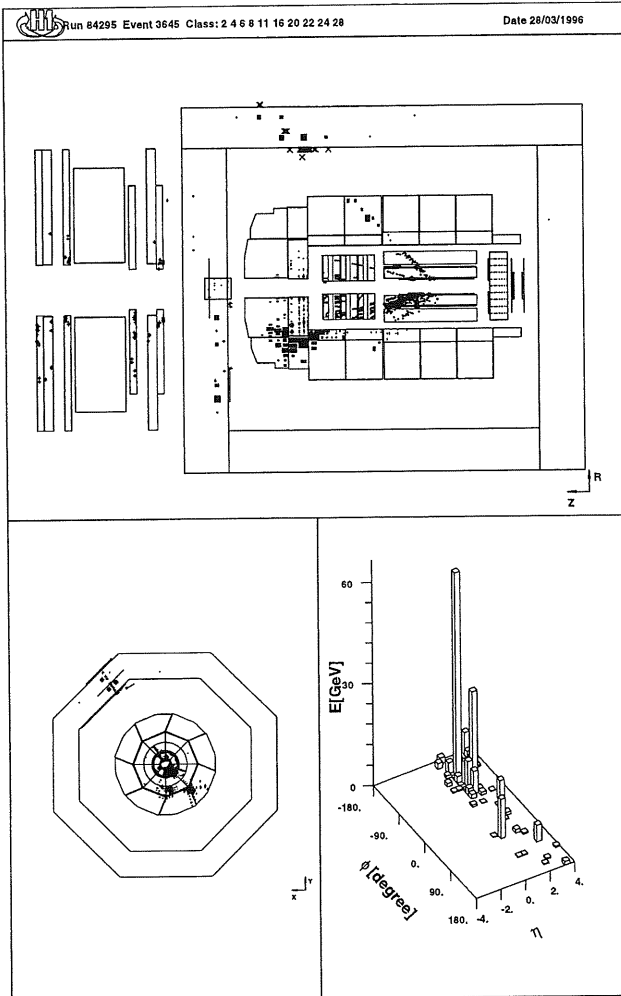


Abbildung 5.7: Kandidat für direkte W -Produktion mit nachfolgendem $W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ Zerfall

6. Effizienz- und Akzeptanzkorrekturen, systematische Effekte

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ist die Kenntnis der Effizienzen der angewendeten Selektionskriterien, ein echtes CC -Ereignis zu akzeptieren, erforderlich. Für den P_t -Schnitt wird eine Korrektur benötigt, die den Einfluß der geometrischen Akzeptanz des LAr-Kalorimeters auf die Messung berücksichtigt. Außerdem müssen die Effekte der Energieauflösung, die zu Wanderungen von Ereignissen um den P_t -Schnitt führen, korrigiert werden.

Bei der Selektion wurde schrittweise vorgegangen. Bei jedem neuen Kriterium wurden jeweils alle vorherigen Schritte durchgeführt. Damit ergibt sich der Gesamtkorrekturfaktor als Produkt der Einzeleffizienzen. In diesem Kapitel werden die Korrekturen für den P_t -Schnitt sowie der Trigger- und Vertexbedingung bestimmt. Gleichzeitig wird der systematische Fehler der einzelnen Korrekturen untersucht.

6.1 Energieskala und P_t -Schnitt

Der Faktor ϵ_{P_t} zur Korrektur der Detektoreinflüsse auf die Messung des Transversalimpulses P_t^{had} wird mit Monte Carlo Simulationen bestimmt. Verschiedene Effekte sind dabei zu berücksichtigen:

- Aufgrund der endlichen Auflösung des Detektors bei der Messung von P_t^{had} ergeben sich Abweichungen vom wahren Transversalimpuls $-P_t^y$ und damit Migrationen der Ereignisse um den Schnitt bei $P_t = 25 \text{ GeV}$. Dies kann zu einer Netto-Wanderungsbewegung führen.
- Aufgrund der beschränkten Akzeptanz des Detektors werden nicht alle Teilchen des hadronischen Endzustands nachgewiesen, so daß sich auch dadurch Abweichungen des gemessenen P_t vom wahren Wert ergeben.

Die genannten Effekte können nicht bei jedem Ereignis individuell korrigiert werden, sondern müssen statistisch durch einem mittleren Korrekturfaktor berücksichtigt werden.

Die Korrektur ϵ_{P_t} ergibt sich aus dem Monte Carlo als Verhältnis der Ereignisse mit wahren P_t größer als 25 GeV und der Ereignisse mit gemessenem P_t größer als

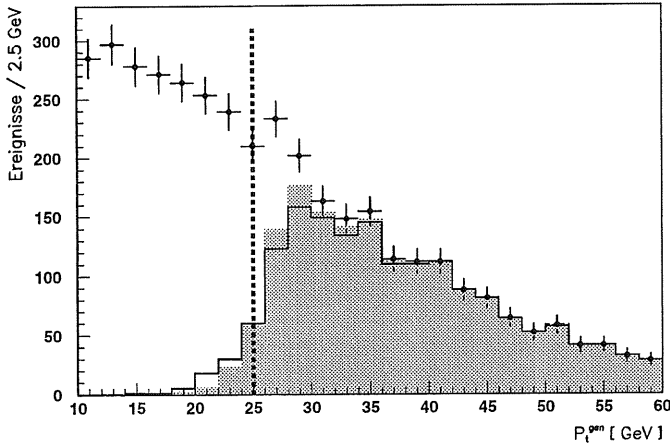


Abbildung 6.1: Das generierte P_t^{gen} -Spektrum von Monte Carlo Ereignissen. Die volle Ereignismenge ist durch die Punkte mit Fehlerbalken dargestellt. Die schattierte Fläche zeigt den Einfluß der geometrischen Akzeptanz, d. h. sie stellt die Ereignisse dar, deren Energiedepositionen im geometrischen Akzeptanzbereich des LAr-Kalorimeters einem Transversalimpuls von mehr als 25 GeV entsprechen. Das mit durchgezogener Linie gezeichnete Histogramm zeigt die Ereignisse mit gemessenem $P_t > 25$ GeV. Bei $P_t = 25$ GeV ist eine senkrechte Linie eingezeichnet, die die Grenze des in dieser Arbeit analysierten P_t -Bereichs darstellt.

25 GeV.

$$\epsilon_{P_t} = \frac{N(P_t^{gen} > 25 \text{ GeV})}{N(P_t^{had} > 25 \text{ GeV})}$$

Für die vorliegende Messung ergibt sich $\epsilon_{P_t} = 0.91$ mit einem systematischen Fehler von 0.06. In diesem Fehler ist der statistische Fehler aus der Zahl der Monte Carlo Ereignisse, der systematische Fehler aus Annahmen in den Monte Carlo Modellen und der systematische Fehler aus der Energiekalibration des Kalorimeters enthalten.

Mit Hilfe der Monte Carlo Simulation lassen sich Akzeptanzeffekte von den Einflüssen der kalorimetrischen Energiemessung getrennt untersuchen. Bei der Simulation werden Ort und Betrag der Energiedepositionen aus allen Wechselwirkungen der Teilchen mit der Detektormaterie aufgezeichnet. Damit ist es möglich, eine

Sollenergie als Summe aller Energiedepositionen im Volumen einer Kalorimeterzelle zu definieren. In der Summe werden sowohl Energiedepositionen in den aktiven LAr-Schichten als auch in passiven Absorberschichten berücksichtigt. Auch die in Spallationsreaktionen zum Aufbrechen der Kerne aufgewendete Energie geht in diese Summe ein. Das kalibrierte Energiesignal einer Kalorimeterzelle sollte daher im Mittel gerade dieser Sollenergie entsprechen.

In Abb. 6.1 ist die Verteilung des generierten Transversalimpulses von Monte Carlo Ereignissen dargestellt. Das schattierte Histogramm zeigt den Einfluß der geometrischen Akzeptanz des Kalorimeters auf die P_t -Messung. Es sind nur die Ereignisse eingezeichnet, deren P_t berechnet mit der oben definierten Sollenergie der Kalorimeterzellen, größer als 25 GeV ist. Da P_t eine vektorielle Größe ist, kann der Betrag von P_t durch Teilchenverluste sowohl größer als auch kleiner werden. Im Mittel gehen aber durch die Akzeptanz um den Schnitt bei 25 GeV mehr Ereignisse verloren, als zusätzlich gewonnen werden. Der Hauptteil der P_t -Verluste kommt durch Teilchen, die den Detektor in Vorwärtsrichtung nahe oder in der Strahlröhre verlassen und nicht nachgewiesen werden. Akzeptanzverluste in Rückwärtsrichtung spielen aus kinematischen Gründen keine große Rolle. Der Anteil, der von Teilchen herrührt, die das LAr-Kalorimeter durchdringen, ohne ihre gesamte Energie deponiert zu haben, ist klein (siehe Abb. 4.4, S. 39). Niederenergetische Teilchen des hadronischen Endzustands, die bereits vor dem Kalorimeter ihre Energie verlieren, tragen ebenfalls nur sehr wenig zu den Akzeptanzverlusten bei.

Die in Abb. 6.1 schattiert gezeichnete Verteilung der Ereignisse, die bei idealer Energiemessung durch einen P_t -Schnitt bei 25 GeV akzeptiert werden würden, wird durch die endliche Auflösung der Energiemessung im Bereich des Schnitts verschmiert. Das Histogramm zeigt die Ereignisse, deren aus dem hadronischen Endzustand gemessenes P_t größer als 25 GeV ist. Der Korrekturfaktor ϵ_{P_t} ergibt sich in dieser Darstellung anschaulich als das Verhältnis aus der Fläche unter der durch die Kreuze dargestellten Verteilung oberhalb von $P_t = 25 \text{ GeV}$ und der Fläche unter der durchgezogenen Histogrammlinie. Ein Fehler in der Energiekalibration des Kalorimeters würde diese Fläche unter der durchgezogenen Histogrammlinie, die ja durch die Bedingung $P_t^{\text{had}} > 25 \text{ GeV}$ definiert ist, vergrößern oder verkleinern. Zur Bestimmung des Fehlers des Korrekturfaktors ϵ_{P_t} wurde eine systematische Untersuchung der Monte Carlo Simulation durchgeführt.

6.1.1 Modellabhängigkeit der Akzeptanzkorrektur

Der systematische Fehler der Akzeptanzkorrektur aus Annahmen in der Monte Carlo Simulation wurde durch Variation der verwendeten Monte Carlo Modelle und Strukturfunktionen abgeschätzt. Die Akzeptanzkorrektur hängt von der detaillierten Beschreibung des Energieflusses in Vorwärtsrichtung ab.

Es wurden das Partonschauermodell und das Farbdipolmodell im Programm DJANGO (siehe 4.3) jeweils mit verschiedenen Strukturfunktionen kombiniert gete-

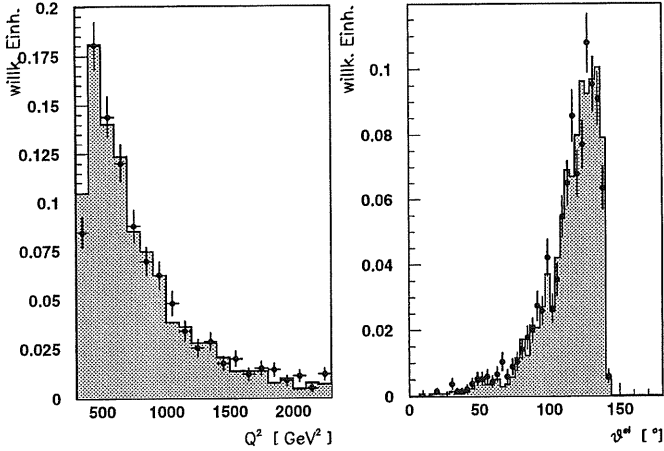


Abbildung 6.2: Q^2 -Verteilung und Winkelverteilung des gestreuten Elektrons der für die Untersuchung verwendeten NC -Ereignisse. Die realen Daten sind durch Punkte, die Monte Carlo Simulation durch Histogramme dargestellt.

stet. Verwendet wurden zwei extreme Parametrisierungen der Strukturfunktionen, eine mit flachem Gluonverlauf bei kleinem x (MRSD0) und eine mit stark ansteigender Gluondichte (MRSD-) [83].

Für die Akzeptanzkorrektur ergaben sich daraus Unterschiede bis zu 1 %. Dieser Wert wird als Beitrag der Modellabhängigkeit zum systematischen Fehler der Akzeptanzkorrektur verwendet.

6.1.2 Transversalimpuls-Studien mit NC -Ereignissen

Ereignisse des neutralen Stroms bei hohen Impulsüberträgen eignen sich gut zur Überprüfung der Monte Carlo Simulation. Aufgrund der Überbestimmtheit der Kinematik kann die Rekonstruktion des Elektrons mit der Rekonstruktion des hadronischen Endzustands verglichen werden.

In einem ersten Schritt wird zunächst der systematische Fehler bei der Messung des gestreuten Elektrons bestimmt. Das Elektron kann dann als Referenzskala für die Messung des Transversalimpulses aus dem hadronischen Endzustand P_t^{had} ver-

wendet werden. Dabei sind in der Größe P_t^{had} sowohl die Akzeptanzeffekte als auch die Einflüsse der Energieauflösung und Energienormierung enthalten. Da in einem derartigen Vergleich keine Monte Carlo Größen benutzt werden, können Daten und Monte Carlo damit direkt verglichen werden.

Die Untersuchung wird mit einer NC -Datenmenge durchgeführt, die zur Suche nach Leptoquarks und SUSY-Teilchen aus der Positron-Runperiode von 1994 selektiert wurde [84]. Die Ereignisse wurden im wesentlichen über die Messung des gestreuten Elektrons selektiert. Das wichtigste Selektionskriterium bestand in der Identifikation eines Elektronkandidaten im LAr-Kalorimeter mit hohem Transversalimpuls. Gleichzeitig wurde für die Variablen x und y $x > 0.01$ und $y > 0.1$ gefordert.

Damit ist diese Datenmenge gut geeignet, die in der vorliegenden Analyse verwendeten Monte Carlo Simulationen zu überprüfen:

- Aufgrund der Selektion der Ereignisse über das Elektron ist der hadronische Endzustand nicht durch Schnitte in eine bestimmte Richtung hin beeinflusst.
- Der von der Ereignismenge abgedeckte kinematische Bereich entspricht dem der vorliegenden CC -Analyse.
- Die Beschränkung auf $y > 0.1$ stellt keinen Nachteil dar. Im Bereich sehr kleiner y versagt die Messung der kinematischen Variablen aus dem hadronischen Endzustand, da in diesem Fall der Stromjet in die extreme Vorwärtsrichtung geht.

Die Ereignisse werden mit einer NC Monte Carlo Simulation verglichen. Um zu korrespondierenden kinematischen Bereichen zu gelangen, wurden in beiden Datenmengen folgende Schnitte durchgeführt

$$\begin{aligned} P_t^{el} &> 17 \text{ GeV} \\ y^{2\alpha} &> 0.12. \end{aligned}$$

P_t^{el} steht für den im Kalorimeter gemessenen Transversalimpuls des Elektrons, $y^{2\alpha}$ bedeutet das aus der Zwei-Winkel-Methode bestimmte y (siehe Kap. 2.2, Gl. 2.3). Der Winkel des gestreuten Quarks, bestimmt mit der Jacquet-Blondel-Methode (Kap. 2.2, Gl. 2.5), sei mit θ_{had} bezeichnet.

Die resultierenden kinematischen Verteilungen der Ereignisse sind in Abb 6.2 dargestellt. Es wird gute Übereinstimmung der beiden Datenmengen beobachtet.

Überprüfung der Elektronrekonstruktion

Zunächst muß die Definition eines rekonstruierten Elektrons festgelegt werden. In dieser Analyse werden dazu die in [51] beschriebenen technischen Estimatoren verwendet. Es werden demnach in jedem Ereignis nach kompakten isolierten Clustern

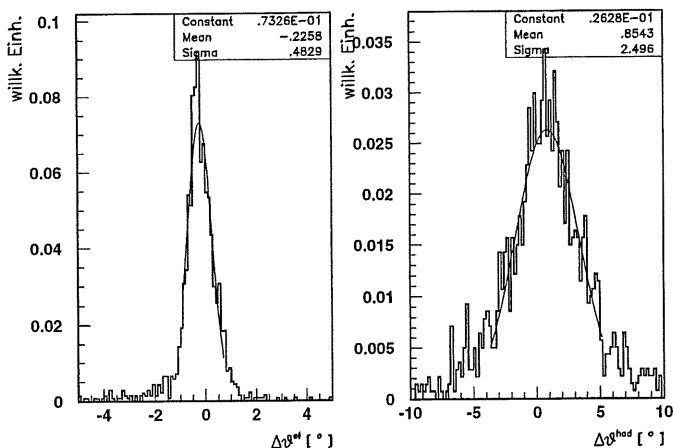


Abbildung 6.3: Überprüfung der Rekonstruktion der beiden Winkel θ^{el} und θ^{had} mit einer Monte Carlo Simulation. Die Winkel werden mit einer Genauigkeit von $\sigma = 0.5^\circ$ bzw. $\sigma = 2.5^\circ$ rekonstruiert.

im elektromagnetischen Kalorimeter als Elektron-Kandidaten gesucht. In den meisten Fällen ergibt sich nur ein Cluster, das diese Bedingungen erfüllt. Werden mehr als ein Elektronkandidat gefunden, wird derjenige mit dem höchsten Transversalimpuls als gestreutes Elektron ausgewählt. Der Algorithmus wurde dahingehend optimiert, das gestreute Elektron richtig zu identifizieren. Die Mißidentifikationswahrscheinlichkeit ist kleiner als 0.1%. Die Wahrscheinlichkeit, kein Elektron zu finden, liegt aufgrund der strengen Kriterien bei etwa 8%[†].

Mit dieser Definition wird ein Ereignis in zwei Hälften aufgespalten: Alle Kalorimetersignale, die nicht dem Elektron zugeordnet werden, werden zum hadronischen Endzustand gerechnet.

Die Energie des gestreuten Elektrons E^{el} wird als Summe der Energien der Kalorimeterzellen berechnet, die innerhalb eines Zylinders liegen, dessen Achse vom Ereignisvertex und dem Energieschwerpunkt des Elektronkandidaten definiert wird.

[†]Die angegebenen Zahlen beziehen sich auf Monte Carlo NC -Ereignisse mit gestreuetem Elektron im Akzeptanzbereich des LAr-Kalorimeters.

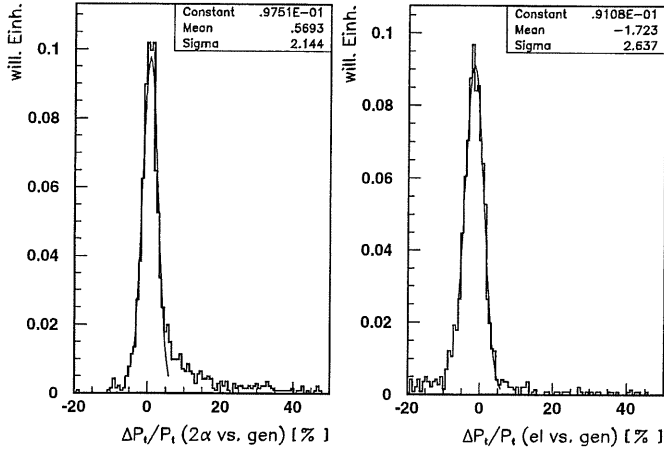


Abbildung 6.4: Auflösung der P_t -Messung mit der Zwei-Winkel-Methode (links) und der Elektron-Methode (rechts) aus einer Monte Carlo Studie. Die Auflösung der Zwei-Winkel-Methode ist zwar etwas besser, allerdings tritt ein langer Ausläufer zu großen P_t auf. Die Auflösungen werden jeweils durch Anpassung einer Gaußfunktion an den Zentralteil des Spektrums bestimmt.

Der Radius des Zylinders beträgt 15 cm. Die Position des Elektrons im Kalorimeter wird als der Energieschwerpunkt der Zellen in dem Zylinder berechnet:

$$\vec{x} = \frac{\sum E_i \cdot \vec{x}_i}{\sum E_i} \quad (6.1)$$

Zusammen mit den Koordinaten des Ereignisvertex werden daraus der Polar- und Azimutwinkel θ^{el} und ϕ^{el} des gestreuten Elektrons berechnet.

Aus den Signalen der Kalorimeterzellen des hadronischen Endzustands werden P_t und y gemäß der Jacquet-Blondel-Formel (siehe Kap. 2.2, Gl. 2.4 berechnet. Der hadronische Streuwinkel θ^{had} wird durch den Winkel des gestreuten Quarks im naiven Partonmodell gemäß Jacquet-Blondel definiert:

$$\tan\left(\frac{\theta^{had}}{2}\right) = \frac{\sum(E^i - P_z^i)}{\sum P_t^i} \quad (6.2)$$

Bei dieser Meßvorschrift sind die Winkel θ^{el} und θ^{had} in sehr guter Näherung unabhängig von der Energiekalibration, da sich ein globaler Skalierungsfaktor in den Ausdrücken 6.1 und 6.2 herauskürzt. Lediglich ortsabhängige Mißkalibrationen könnten die Berechnung der Winkel beeinflussen. Damit sind diese Größen gut geeignet, die Kalibration zu überprüfen.

In Abb. 6.3 ist die Abweichung der beiden gemessenen Winkel von ihren wahren, in der Monte Carlo Simulation generierten Werten gezeigt. θ^{el} wird demnach mit einer Auflösung von $\sigma = 0.5^\circ$ rekonstruiert, die Auflösung der hadronischen Winkelmessung beträgt $\sigma = 2.5^\circ$. Die mittlere Abweichung der rekonstruierten Werte von ihren Sollwerten beträgt für den Elektronwinkel 0.2° , für den hadronischen Winkel 0.9° .

Durch die Inversion der Formeln 2.3 aus Kap. 2.2 für y und Q^2 als Funktion der beiden Winkel läßt sich eine Vorhersage $E^{2\alpha}$ für die Energie des Elektrons beziehungsweise für P_t gewinnen. Diese Vorhersage wurde anhand einer Monte Carlo Simulation untersucht. In Abb. 6.4 ist links die prozentuale Abweichung von $P_t^{2\alpha}$ vom wahren Wert, dem generierten Transversalimpuls des gestreuten Elektrons, gezeigt. Im Zentralteil der Verteilung beobachtet man sehr gute Übereinstimmung. Zum Vergleich ist rechts die Auflösung der direkten P_t -Messung des Elektrons mit dem Kalorimeter aufgetragen. Die Auflösung der Zwei-Winkel-Methode ist etwas besser als die der kalorimetrischen Messung. Im Mittel sind die Werte der Zwei-Winkel-Methode weniger als 0.5% gegenüber den wahren Werten verschoben. Die Auflösung liegt bei etwa 2%. Allerdings ist ein langer Schwanz der Verteilung zu hohen Werten hin festzustellen. Dieser wird durch radiative Ereignisse verursacht, bei denen das einlaufende Elektron vor der tiefinelastischen Wechselwirkung ein Photon abstrahlt. Bei der der Zwei-Winkel-Methode wird jedoch für die Anfangsenergie des Elektrons stets der nominelle Wert verwendet. Diese Erklärung des Ausläufers wird durch Abb. 6.5 bestätigt, in der wie in Abb. 6.4 die relative Abweichung des Zwei-Winkel- P_t vom generierten Wert gezeigt ist, wobei hier aber nur die nicht-radiative Ereignisse berücksichtigt wurden. Der Ausläufer zu hohen Transversalimpulsen hin ist verschwunden.

Auf der Basis des Verhältnisses von Zwei-Winkel-Vorhersage und gemessener Elektronenergie $E^{2\alpha}/E^{el}$ lassen sich Daten und Monte Carlo direkt vergleichen. In Abb. 6.6 ist die relative Abweichung der beiden Größen für Monte Carlo und Daten dargestellt. Es kann sowohl der arithmetische Mittelwert des Verhältnisses als auch das Verhältnis der Peakpositionen verglichen werden. Die Übereinstimmung ist in beiden Fällen sehr gut. Die Unterschiede sind kleiner als 0.5%.

In Abb. 6.7 ist dieses Verhältnis noch jeweils gegen die z -Position des Elektrons (oben) und den hadronischen Winkel θ^{had} (unten) aufgetragen. In der oberen Bildreihe ist gut zu sehen, daß die Zwei-Winkel-Methode robust gegen die toten Bereiche der Spalte zwischen Kalorimetermodulen ist. Im Bereich der Spalte fällt die gemessene Energie des Elektrons wesentlich gegen die Zwei-Winkel-Energie ab.

Im unteren Teil des Bildes 6.7 sieht man, daß die Zwei-Winkel-Methode bei klei-

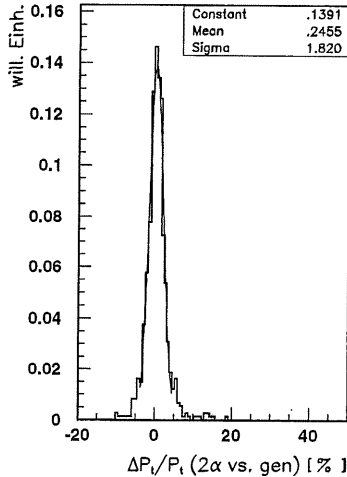


Abbildung 6.5: P_t -Auflösung der Zwei-Winkel-Methode für Monte Carlo Ereignisse ohne Photonabstrahlung im Elektron-Anfangszustand.

nen Winkeln des gestreuten Quarks nicht mehr optimal ist. Der Verlauf der Kurve in den Daten wird aber vom Monte Carlo sehr gut beschrieben.

Ein weiterer Test der elektromagnetischen Energiekalibration kann über Position des Maximums der Energie des gestreuten Elektrons durchgeführt werden. Aus dem theoretischen NC -Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma^{NC}}{dx dQ^2}$ ergibt sich für einen festen Streuwinkelbereich ein Maximum in der Energie des gestreuten Elektrons, der sog. kinematische Peak. Die Position dieses Maximums kann daher als Kalibrationspunkt verwendet werden. Zu diesem Zweck werden in Abb. 6.8 Ereignisse selektiert, in denen das gestreute Elektron im Kalorimetermodul CB1 nachgewiesen wird. Es sind oben das wahre Energiespektrum E^{gen} der Monte Carlo Ereignisse, in der Mitte die Zwei-Winkel-Energie $E^{2\alpha}$ und unten die Kalorimeterenergie E^{el} aufgetragen. Die schattierten Histogramme repräsentieren die Monte Carlo Ereignisse. $E^{2\alpha}$ und E^{el} für die Daten sind als Punkte mit eingetragen. Die Übereinstimmung ist exzellent. Zwischen Daten und Monte Carlo ergibt sich bei Vergleich des Mittelwerts der Energien ein Unterschied von 1.3%, bei Vergleich der Maxima-Positionen aus einer

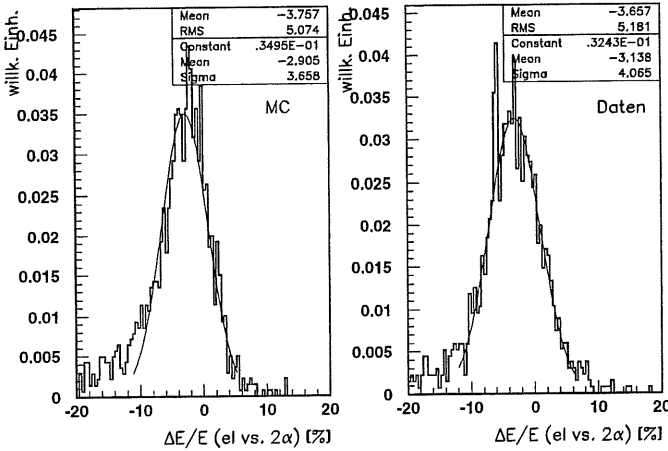


Abbildung 6.6: Relative Abweichung der im Kalorimeter gemessenen Elektronenergie von der Zwei-Winkel-Vorhersage für Monte Carlo (links) und Daten (rechts).

Gauss-Anpassung beträgt der Unterschied zwischen Daten und Monte Carlo 0.4%.

Die im Kalorimeter gemessene Energie E^{el} ist nicht im Sinne einer fertig kalibrierten Größe zu verstehen, sondern lediglich als Zwischenstufe in der Rekonstruktion anzusehen. Die darauf noch anzuwendenden Korrekturfaktoren müssen aus der detaillierten Monte Carlo Simulation gewonnen werden. Die Bestimmung solcher Korrekturfaktoren steht aber in dieser Analyse nicht im Vordergrund. Ziel dieser Diskussion ist, den systematischen Fehler rekonstruierter Größen zu bestimmen, auf Basis derer ein direkter Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo bezüglich des hadronischen Endzustands durchgeführt werden kann. Eine Analyse mit dem Ziel der absoluten Kalibrierung der elektromagnetischen Energieskala findet man in [85].

Insgesamt kann der systematische Fehler der Elektronkalibration in dem in dieser Arbeit wichtigen kinematischen Bereich nach den Ergebnissen dieses Abschnitts konservativ mit 2% angegeben werden, in Übereinstimmung mit der unabhängigen Analyse [85]. Sowohl das direkt im Kalorimeter gemessene P_t des gestreuten Elektrons als auch die Zwei-Winkel-Vorhersage eignen sich als Referenzskala, um Daten und Monte Carlo Simulation bezüglich der P_t -Messung aus dem hadronischen End-

zustand vergleichen zu können.

Untersuchung der hadronischen Energiemessung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde der systematische Fehler der Elektron-Energieskala bestimmt. Diese Skala kann jetzt als Grundlage zur Überprüfung der hadronischen Kalibration verwendet werden. Das Ziel dabei ist, einen systematischen Fehler der P_t -Messung zu erhalten. Dabei spielen sowohl Energieskalierungsfehler als auch die geometrische Akzeptanz des Kalorimeters eine Rolle. Durch das Studium der P_t -Balance in NC -Ereignissen werden beide Effekte gemeinsam behandelt.

In der Abb. 6.9 sind das Verhältnis zwischen dem gemessenen hadronischen Transversalimpuls und dem Elektron-Transversalimpuls bzw. der Zwei-Winkel-Vorhersage gezeigt, wobei jeweils die Monte Carlo Simulation mit den Daten verglichen wird. Man findet insgesamt gute Übereinstimmung. Dies läßt sich durch das Verhältnis der Mittelwerte

$$\frac{P_t^{had}/P_t^{el}(\text{Daten})}{P_t^{had}/P_t^{el}(\text{MC})}$$

quantifizieren. Der Vergleich auf der Basis von P_t^{el} ergibt $98.6 \pm 2\%$, beim Vergleich von P_t^{had} mit $P_t^{2\alpha}$ findet man $98.8 \pm 2\%$. Die Mittelwerte wurden durch Anpassung einer Gaußskurve an den Zentralteil der Verteilungen bestimmt.

In den Abb. 6.10 und 6.11 ist das P_t -Verhältnis als Funktion von P_t selbst und als Funktion des hadronischen Winkel θ^{had} gezeigt. Es ist nicht konstant über den betrachteten kinematischen Bereich, sondern ist beträchtlichen Schwankungen unterworfen. Der Verlauf dieser Schwankungen wird von der Simulation gut beschrieben. Auffallend ist jedoch, daß die signifikantesten Punkte im Monte Carlo stets oberhalb den Daten liegen und daher eine kleine Reskalierung der rekonstruierten hadronischen Energie in den Daten nahelegen.

Neben der transversalen Impulsbilanz kann auch das longitudinale Moment untersucht werden, indem die y Werte, gemessen über das Elektron und den hadronischen Endzustand, verglichen werden. Erneut findet man gute Übereinstimmung von Daten und Monte Carlo, wobei aber wiederum eine kleine Verschiebung der hadronischen Energiekalibration die Übereinstimmung verbessern würde.

Eine von den kinematischen Größen abhängige Korrektur $f(x, Q^2)$ der hadronischen P_t -Messung kann mit der zur Verfügung stehenden Datenmenge nicht abgeleitet werden. Es wird daher ein mittlerer Korrekturfaktor f für den kinematischen Bereich der CC -Wirkungsquerschnittsmessung $P_t^{had} > 25 \text{ GeV}$ definiert:

$$f = \frac{\left\langle \frac{P_t^{el} - P_t^{had}}{P_t^{el}} \right\rangle_{\text{Daten}}}{\left\langle \frac{P_t^{el} - P_t^{had}}{P_t^{el}} \right\rangle_{\text{MC}}}$$

Es ergibt sich ein Wert von 1.025, mit dem die rekonstruierte hadronische Energie in den Daten hochzukalieren ist.

Diese Korrektur wurde in Abb. 6.13 angewendet. Es wird das Verhältnis des rekonstruierten Q^2 , gemessen mit dem Elektron und mit dem hadronischen Endzustand verglichen. Das Monte Carlo stimmt mit den Daten innerhalb von 2% überein. Zusammenfassend kann die systematische Unsicherheit der P_t^{had} -Skala mit 4% angegeben werden. Die Auswirkung auf die Akzeptanz- und Migrationskorrektur ϵ_{P_t} wird durch die systematische Variation der P_t^{had} -Skala um diesen Betrag bestimmt. Es ergeben sich Änderungen von 6%. Zusammen mit dem Beitrag von der Modellabhängigkeit ergibt sich insgesamt

$$\epsilon_{P_t} = 0.91 \pm 0.06 .$$

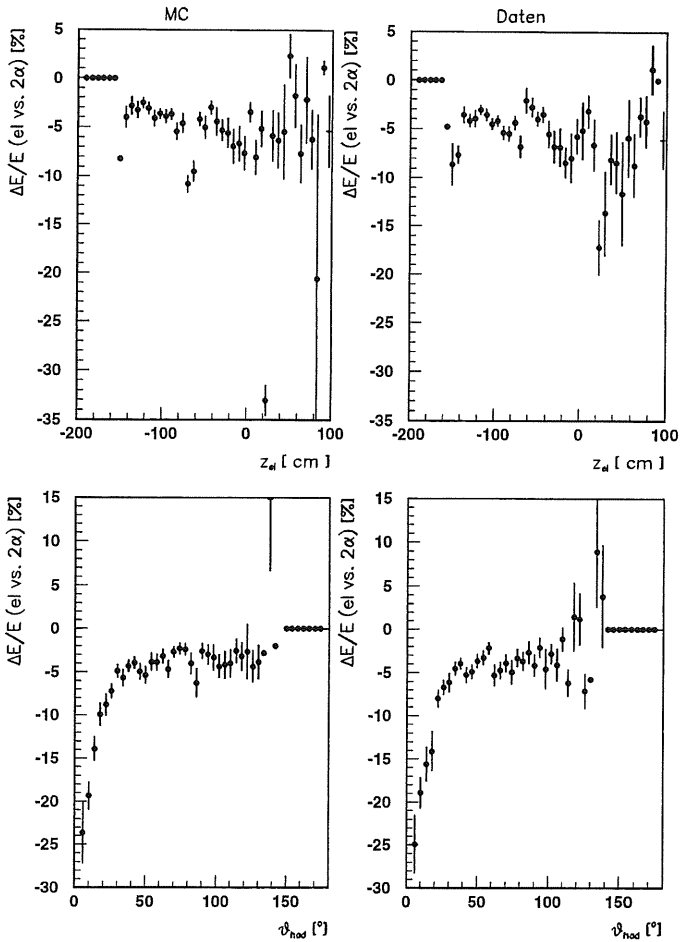


Abbildung 6.7: Relative Abweichung der im Kalorimeter gemessenen Elektronenergie von der Zwei-Winkel-Vorhersage für Monte Carlo (links) und Daten (rechts) aufgetragen gegen die z -Position des Elektrons (oben) und den hadronischen Winkel θ^{had} (unten). Deutlich ist in der oberen Bildreihe der Abfall der direkt gemessenen Elektronenergie gegenüber der Zwei-Winkel-Energie im Bereich der Spalte zwischen den Kalorimeter-Rädern zu sehen. Bei den unteren Bildern wird deutlich, daß für Berechnung der kinematischen Größen aus dem hadronischen Endzustand bei kleinen Quarkwinkeln aufgrund von Akzeptanzverlusten Abweichungen ergeben, die aber durch die Monte Carlo Simulation beschrieben werden.

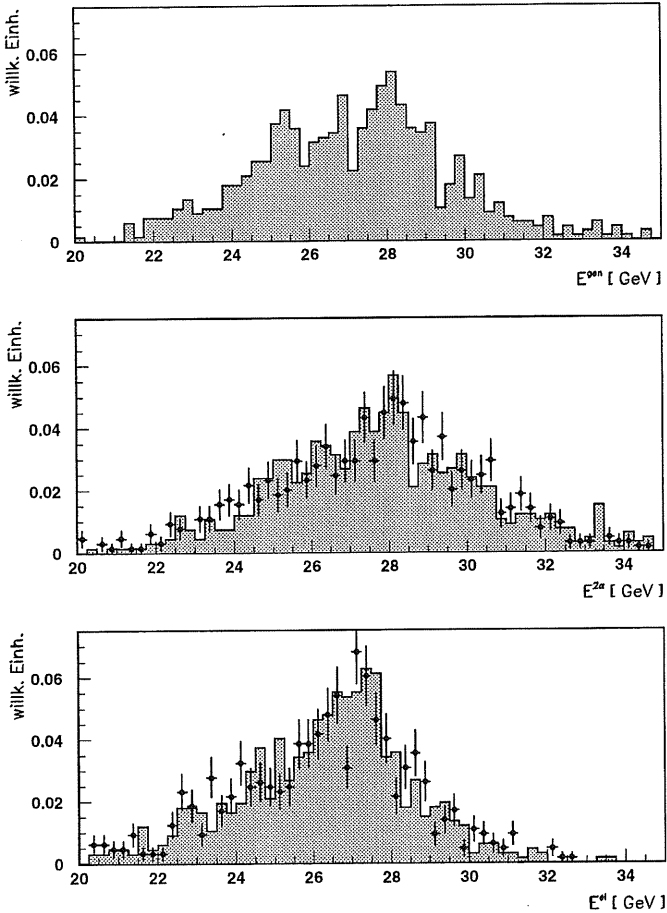


Abbildung 6.8: Energiespektren der Elektronen im Kalorimetermodul CB1 für Monte Carlo (Histogramme) und Daten (Kreuze). Oben die wahre Energie, in der Mitte die Zwei-Winkel-Energie und unten die Kalorimeter-Energie.

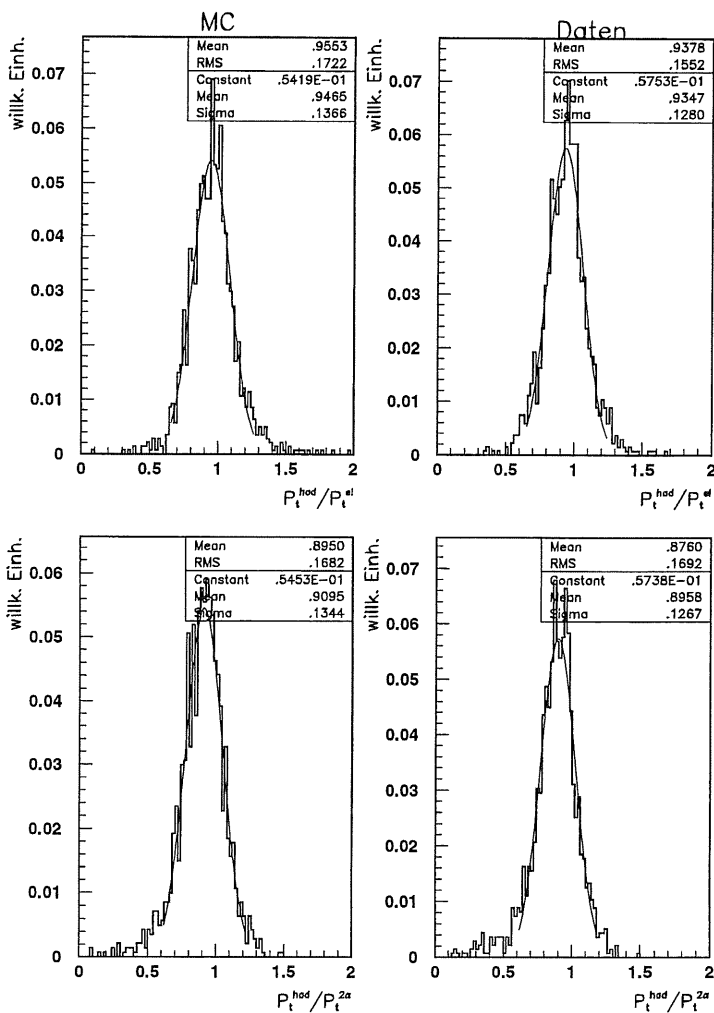


Abbildung 6.9: Vergleich des aus dem hadronischen Endzustand gemessenen P_t^{had} mit P_t , gemessen mit dem Elektron (oben) und der Zwei-Winkel-Methode (unten). Dieser Vergleich wird für Monte Carlo (links) und Daten (rechts) durchgeführt. Bei den Histogrammen sind jeweils der Mittelwert, das mittlere Abweichungsquadrat sowie die Parameter einer Gauss-Anpassung angegeben

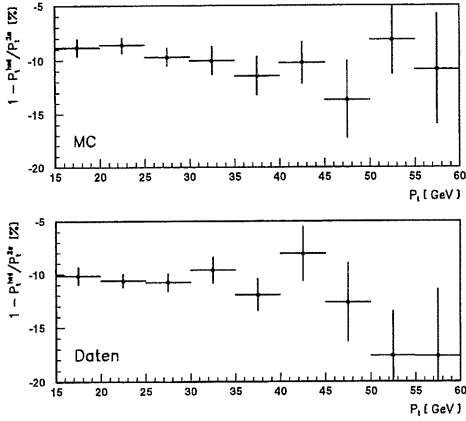


Abbildung 6.10: Vergleich von P_t^{had} und P_t aus der Zwei-Winkel-Methode als Funktion von P_t für Daten und Monte Carlo.

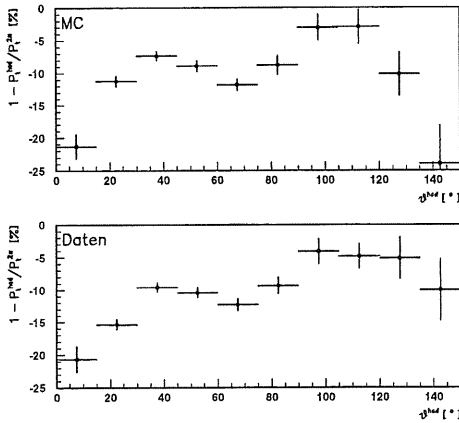


Abbildung 6.11: Vergleich von P_t^{had} und P_t aus der Zwei-Winkel-Methode als Funktion des hadronischen Winkels θ^{had} für Daten und Monte Carlo.

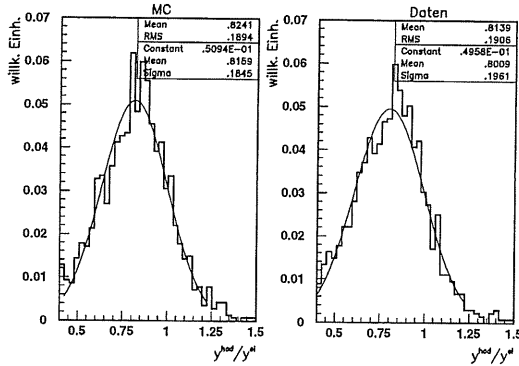


Abbildung 6.12: Vergleich der y Messung, basierend auf den Hadronen (y^{had}) und der entsprechenden Messung mit dem Elektron (y^{el}) für Daten und Monte Carlo.

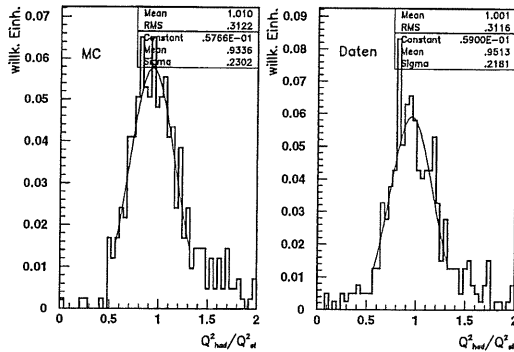


Abbildung 6.13: Vergleich der Q^2 Messung aus Hadronen und Elektron für Ereignisse mit $P_t^{had} > 25$ GeV nach Anwendung des Energieskalierungsfaktors von 1.025.

6.2 Vertexteffizienz

Die Vertexteffizienz wird definiert als das Verhältnis der CC -Ereignisse mit $P_t > 25 \text{ GeV}$, bei denen aus den Spuren in den zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2 ein Ereignisvertex im Bereich von 35 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt rekonstruierbar ist, zur Zahl aller CC -Ereignisse mit $P_t > 25 \text{ GeV}$. Die Vertexteffizienz läßt sich mit der Pseudo- CC -Methode aus Kapitel 4.2.2 bestimmen. Es wird überprüft, ob nach Entfernung der Spur des gestreuten Elektrons die verbleibenden, von den Hadronen verursachten Signale in der zentralen Jetkammer zur Rekonstruktion eines Ereignisvertex ausreichen. Diese Vertexteffizienz ist in Abb. 6.14 für Daten (gefüllte Symbole) und Monte Carlo (offene Symbole) als Funktion von θ^{had} gezeigt. Deutlich sieht man den Abfall der Akzeptanz der zentralen Spurkammern bei etwa $\theta \approx 30^\circ$. Zum Vergleich ist die Effizienz aus der Monte Carlo Simulation mitein-

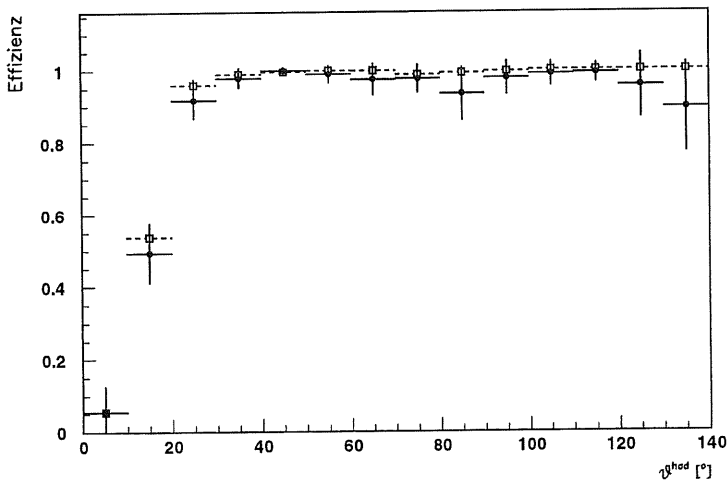


Abbildung 6.14: Vertexteffizienz als Funktion des hadronischen Winkels. Die gefüllten Punkte stellen das Ergebnis der Pseudo- CC -Daten dar, die offenen Symbole repräsentieren Pseudo- CC -Monte Carlo.

getragen. Es handelt sich dabei um eine NC -Simulation, wobei dieselbe Prozedur

zur Erzeugung einer Pseudo-CC-Datenmenge wie bei den Daten durchlaufen wurde. Daten und Monte Carlo stimmen gut überein. Die kleinen Unterschiede, die vor allem im Bereich der geometrischen Akzeptanzgrenzen zu beobachten sind, rühren von der im Mittel um etwa 0.8 größeren Spurmultiplicität im Monte Carlo her. Die Vertexeffizienz ergibt sich aus den Pseudo-CC-Daten zu $0.84 \pm 2\%$, aus dem Pseudo-CC-Monte Carlo zu $0.88 \pm 1\%$.

Die systematischen Defekte der Pseudo-CC-Methode bei der Effizienzbestimmung wurden in einem Vergleich von Pseudo-CC-Monte Carlo und *CC*-Monte Carlo bestimmt. Im Idealfall wäre die Pseudo-CC-Datenmenge in allen Eigenschaften völlig äquivalent zur *CC*-Datenmenge (siehe Kap. 4.2.2). Kleine Abweichungen treten aber, bedingt durch die unterschiedliche Selektion und Fehler bei der Gewichtung der Ereignisse [86], dennoch auf. Aus dem *CC* Monte Carlo ergibt sich die Vertexeffizienz zu $0.90 \pm 1\%$.

Die Vertexeffizienz für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird aus den Pseudo-CC-Daten bestimmt und auf den beschriebenen Effekt gemäß

$$\epsilon_{Vtx} = \epsilon_{PSCCDaten} \cdot \frac{\epsilon_{CCMC}}{\epsilon_{PSCCMC}}$$

korrigiert. Damit ergibt sich schließlich für die Vertexeffizienz

$$\epsilon_{Vtx} = 0.87 \pm 0.03.$$

6.3 Triggereffizienz

Die Bestimmung der Triggereffizienz kann ebenfalls mit der Pseudo-CC-Methode aus den Daten selbst ohne Verwendung einer Monte Carlo Simulation durchgeführt werden. Alle für die Triggerentscheidung auf L1 notwendigen Informationen, das heißt die Signalhöhen in den einzelnen Triggertürmen und die Treffer in den zentralen Proportionalkammern, werden bei der Datennahme als Ereignis-Größen mitaufgezeichnet. Daher kann zu einem späteren Zeitpunkt die Triggerentscheidung nachvollzogen werden. Insbesondere kann damit nach Entfernung der zum Elektron gehörenden Signale berechnet werden, ob ein Ereignis über den hadronischen Endzustand getriggert worden wäre.

In Abb. 6.15 ist die Triggereffizienz des LAr- P_t -Triggers gegen den gemessenen Transversalimpuls des hadronischen Systems aufgetragen. Die Effizienz nähert sich bei hohen Transversalimpulsen einem Plateau bei 1. Man sieht allerdings, daß selbst weit entfernt von der nominalen Triggerschwelle bei $P_t = 6 \text{ GeV}$ einige Ereignisse nicht getriggert werden. Hierfür gibt es zweierlei Gründe:

- Zum einen kann sich der gesamte Transversalimpuls eines Ereignisses auf mehrere Triggertürme verteilen. Je weiter verstreut die Energie ist, um so größer wird die Wahrscheinlichkeit, daß Signale in einzelnen Triggertürmen

nicht mehr die angelegten Schwellen übersteigen und daher die in diesen Triggertürmen deponierte Energie für die Berechnung des Transversalimpulses im Trigger verloren ist.

- Zum anderen waren in extremer Vorwärtsrichtung die Triggertürme um das Strahlrohr aus der Summation für den Gesamttransversalimpuls herausgenommen, um die durch Strahl-Gas-Untergrundereignisse bedingte Triggerrate in Grenzen zu halten. Dadurch ergab sich die geometrische Akzeptanzgrenze effektiv bei etwa 8° , so daß Ereignisse mit einem sehr kleinen hadronischen Streuwinkel θ^{had} vom Trigger nicht mehr erfaßt wurden.

Die Effizienz des Vertex-Triggersignals (siehe Kap. 3.2.1) aus den Proportionalkammern ist in Abb. 6.16 gegen den hadronischen Streuwinkel aufgetragen. Man sieht

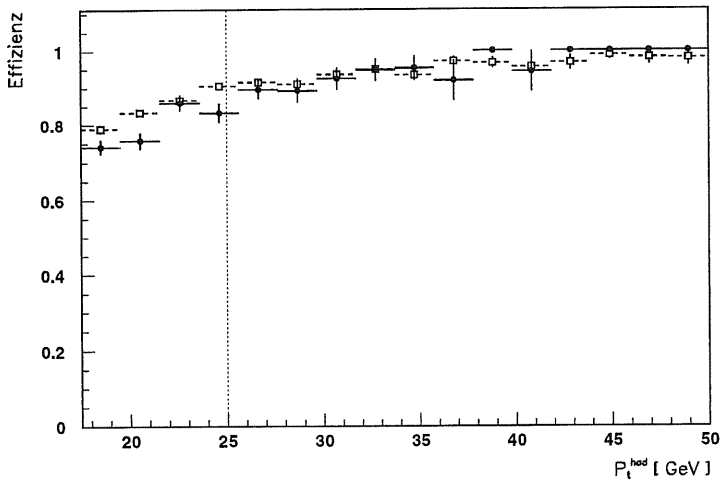


Abbildung 6.15: LAr- P_t -Triggereffizienz als Funktion des im Kalorimeter gemessenen Transversalimpulses für Daten (gefüllte Symbole) und Monte Carlo (offene Symbole). Die senkrechte gestrichelte Linie markiert den Analyseschnitt bei $P_t = 25$ GeV.

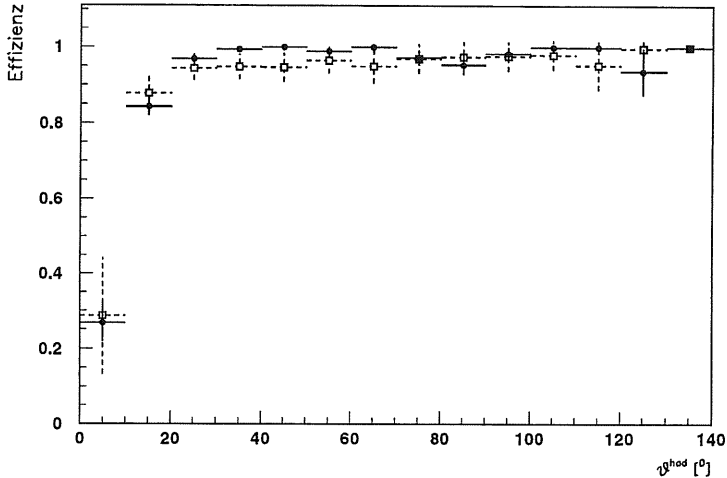


Abbildung 6.16: Effizienz der zentralen Proportionalkammern für ein Vertex-TO-Signal aus dem hadronischen Endzustand für Daten (gefüllte Symbole) und Monte Carlo (offene Symbole).

die steil abfallende Effizienz zu kleinen Winkeln hin, die von der geometrischen Akzeptanz herrührt.

Die Gesamteffizienz der verwendeten Triggerbedingung ergibt sich nach der Pseudo-CC-Methode zu:

$$\epsilon_{\text{Trig}} = 0.90 \pm 0.02$$

Dieses Ergebnis wird durch die Monte Carlo Simulation bestätigt. Der Fehler resultiert aus der zur Verfügung stehenden Datenstatistik.

6.4 Myon-Filter

Die Effizienz der Myon-Untergrundfilter wird definiert als der Anteil der CC -Ereignisse, die nicht durch die Höhenstrahlungs- oder Halo-Filteralgorithmen verworfen werden. Die verwendeten Algorithmen sind in Kap. 5.3.1 zusammengestellt.

Sie stützen sich ausschließlich auf topologische Kriterien. Diese Gesamteffizienz der Filter, die auf der L4 Triggerstufe und in der Selektionskette eingesetzt wurden, wurde mit Hilfe der Pseudo-CC-Ereignisse bestimmt. Von allen Ereignissen mit $P_t > 25 \text{ GeV}$, die auch das Trigger- und Vertex-Kriterium erfüllten, wurden 97% von den Filteralgorithmen akzeptiert. Damit ergab sich für die Effizienz ϵ_μ ein Wert von

$$\epsilon_\mu = 0.97 \pm 0.02 .$$

Diese Zahl wird durch Monte Carlo Simulationen bestätigt. Der Fehler ist rein statistischer Natur. Er ist bestimmt durch die zur Verfügung stehende Zahl an Pseudo-CC-Ereignissen. Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts ist er jedoch als systematischer Fehler zu behandeln.

7. Resultate

7.1 Der CC -Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt σ der Reaktion $e^+ p \rightarrow \bar{\nu}_e X$ mit einem Transversalimpuls $P_t > 25 \text{ GeV}$ ergibt sich aus der Formel

$$\frac{N(P_t > 25) - B}{\mathcal{L} \cdot \epsilon}$$

N ist die Zahl der beobachteten Ereignisse, B gibt die Zahl der erwarteten Untergrundereignisse an. \mathcal{L} ist die Luminosität und ϵ die Gesamteffizienz.

Die in dieser Analyse verwendeten Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = (2.70 \pm 0.05) \text{ pb}^{-1}$. Insgesamt werden $N = 41$ Ereignisse beobachtet. Gemäß den Ausführungen in Kap. 5.4 sind keine Untergrundereignisse abzuziehen ($B = 0$). Die Gesamteffizienz $\epsilon = \epsilon_{P_t} \cdot \epsilon_{V_{tx}} \cdot \epsilon_{Trig} \cdot \epsilon_{\mu}$ (siehe Kap. 6) für die bei der Analyse durchgeführten Schritte beträgt $\epsilon = 0.69 \pm 0.02$. Die einzelnen Beiträge zu dieser Gesamtkorrektur sind in Tab. 7.1 zusammengestellt.

Mit Einsetzen aller Werte findet man für den totalen Wirkungsquerschnitt bei der HERA Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 300.3 \text{ GeV}$

$$\sigma(e^+ p \rightarrow \bar{\nu} X | P_t > 25 \text{ GeV}) = (21.9 \pm 3.4 \pm 2.0) \text{ pb}.$$

Der erste angegebene Fehler ist der statistische Fehler der Messung, der zweite beinhaltet alle bekannten systematischen Einflüsse. Der Hauptbeitrag zum systematischen Fehler kommt vom systematischen Fehler der hadronischen P_t -Messung.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt ist in Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Wert von $(17.0 \pm 0.5) \text{ pb}$, der sich unter Verwendung des Programms HERACLES (siehe Kap. 4.3) ergibt.

Analyseschritt	Effizienz
P_t -Schnitt ϵ_{P_t}	0.91 ± 0.06
Vertexbedingung $\epsilon_{V_{tx}}$	0.87 ± 0.03
Triggerbedingung ϵ_{Trig}	0.90 ± 0.02
Myonfilter (incl. L4) ϵ_{μ}	0.97 ± 0.02
Gesamteffizienz ϵ	0.69 ± 0.06

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der Korrekturfaktoren der Datenselektionskette

7.2 Die W -Masse

Bestimmung der W -Masse aus dem totalen Wirkungsquerschnitt

Aus der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts kann die Masse des im t -Kanal ausgetauschten W -Bosons direkt bestimmt werden.

Der Wirkungsquerschnitt läßt sich schreiben als

$$\sigma(e^+ p \rightarrow \bar{\nu} X | P_t > 25 \text{ GeV}) = \frac{G^2}{\pi} \cdot \int_{Q_0^2}^s dQ^2 \frac{1}{(1 + \frac{Q^2}{M_W^2})^2} \cdot \int_{x_0(Q^2)}^1 dx f(x, Q^2).$$

Die unteren Integrationsgrenzen werden durch die Bedingungen $P_t > 25 \text{ GeV}$, $0 < x < 1$ und $0 < y < 1$ implizit festgelegt. Das Quadrat der Schwerpunktsenergie ist die obere Grenze für die Q^2 -Integration. G ist die Fermi-Konstante. Sie ist mit hoher Genauigkeit im Myonzerfall gemessen. Die Funktion $f(x, Q^2)$ enthält die Partondichteverteilungen mit den entsprechenden kinematischen Faktoren und den Mischungswinkeln der CKM-Matrix (siehe Kap. 2.3).

Im Bereich niedriger Energien, das heißt im Bereich kleiner Impulsüberträge Q^2 wird damit die Größe des Wirkungsquerschnitts im wesentlichen durch die die Kopplungsstärke G der Wechselwirkung bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt ist dann eine lineare Funktion des Quadrats der Schwerpunktsenergie s .

Der Einfluß des Propagators macht sich über die Dämpfung des Wirkungsquerschnitts bei Impulsüberträgen in der Größenordnung der W -Masse bemerkbar (vgl. Kap. 1).

Der gemessene Wirkungsquerschnitt von $(21.9 \pm 3.4 \pm 2.0) \text{ pb}$ entspricht einer W -Masse von

$$M_W = (104 \pm 19[\text{stat.}]_{-11}^{+13} [\text{syst.}]) \text{ GeV}.$$

Eine zusätzliche Information über die W -Masse enthält der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dQ^2}$. Nicht nur aus der Gesamtzahl der beobachteten Ereignisse, sondern auch aus der Form der Q^2 -Verteilung kann die Propagator-Masse bestimmt werden. Die maximale Information liefert eine Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts, die gleichzeitig sowohl die Form als auch das Integral der Q^2 -Verteilung der Ereignisse untersucht.

Eine derartige Untersuchung wird mit der Extended Maximum Likelihood Methode (EML) durchgeführt [87]. Die Q^2 -Verteilung der gemessenen Ereignisse der Reaktion $e^+ p \rightarrow \bar{\nu} X$ ist in Abb. 7.1 dargestellt. Das Histogramm zeigt die auf die Luminosität normierte Monte Carlo Erwartung. Im Rahmen des statistischen Fehlers stimmen die Verteilungen überein.

Die Extended Maximum Likelihood Methode

Der Unterschied zur Standard Maximum Likelihood Methode (ML) besteht darin, daß die Wahrscheinlichkeitsdichte nicht auf die Zahl der beobachteten Ereignisse

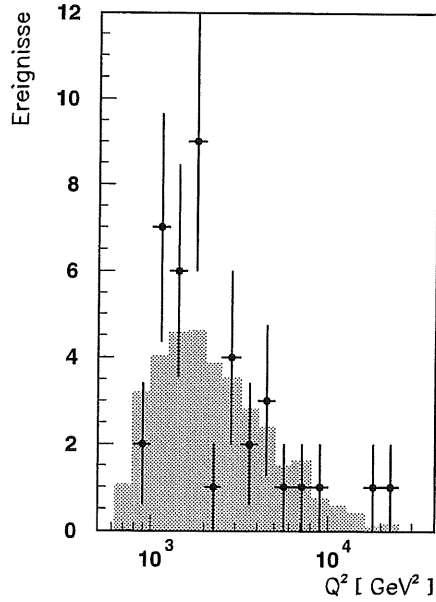


Abbildung 7.1: Die gemessene Q^2 -Verteilung der Daten (Punkte). Das Histogramm ist die auf die Luminosität normierte erwartete Verteilung. Sämtliche Selektions- und Detektoreffekte sind enthalten.

normiert wird.

Bei der ML-Methode wird der wahrscheinlichste Wert für einen unbekannt Parameter M durch die Maximierung der Likelihood-Funktion

$$L = \prod_{i=1}^N p(Q_i^2; M)$$

der N beobachteten Ereignisse gewonnen. Dabei ist $p(Q^2, M)$ die Wahrscheinlich-

keitsdichte der Variablen Q^2 . Diese Wahrscheinlichkeitsdichte ist auf 1 normiert:

$$\int p(Q^2, M) dQ^2 = 1$$

Der Wegfall dieser Normierungsbedingung führt zur EML-Methode. Die Funktion $P(Q^2, M)$ beschreibt nicht nur die Form der Q^2 -Verteilung der Ereignisse, sondern auch die Größe der Verteilung:

$$\int P(Q^2, M) dQ^2 = \mathcal{N}(M)$$

\mathcal{N} ist die Zahl der insgesamt erwarteten Ereignisse, die selbst von der zu bestimmenden Größe M abhängt. Sie ist im allgemeinen aufgrund von statistischen Fluktuationen nicht identisch mit der Zahl der tatsächlich beobachteten Ereignisse.

Ein einfaches Ersetzen von $p(Q^2, M)$ durch $P(Q^2, M)$ ist aber nicht sinnvoll. Bei der Maximierung von L würde sich der Parameter M so ergeben, daß lediglich die Normierung \mathcal{N} , die ja eine Funktion von M ist, möglichst groß wird.

Die Definition der Extended Likelihood Funktion als

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N P(Q_i^2; M) \cdot e^{-\mathcal{N}}$$

entspricht der Information, daß die Ereignisse an den Stellen Q_i^2 , und nur dort, beobachtet wurden.

Bestimmung der W -Masse mit der EML-Methode

Die Entfaltung der Einflüsse des Detektors auf die Messung, das heißt die Entfaltung der wahren Q^2 -Verteilung aus der gemessenen Q^2 -Verteilung führt in der Regel zu erheblichen Korrelationen zwischen den einzelnen Werten und somit zu einem starken Beitrag der nicht-diagonalen Fehler zum gesamten Fehler. Statistische Fluktuationen können diese Effekte noch verstärken. Deshalb wird in dieser Arbeit ein Fit an die gemessene Q^2 -Verteilung durchgeführt. Alle bekannten Detektoreinflüsse sind in der Simulation voll berücksichtigt.

Die Verteilung $P(Q^2, M_W)$ wird aus der Monte Carlo Simulation als Faltung der theoretischen Verteilung $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ mit der Detektor-Antwort-Funktion erhalten. Um den Einfluß statistischer Fluktuationen aufgrund der begrenzten Zahl an Monte Carlo Ereignissen gering zu halten, wird $P(Q^2, M_W)$ durch einen Spline-Algorithmus geglättet.

Für den EML-Fit wird die Verteilung $P(Q^2, M_{Prop})$ für alle Werte der Propagator-Masse M_{Prop} benötigt. Im Prinzip müßte daher bei jedem Iterationsschritt des EML-Fits im Monte Carlo Programm die W -Masse geändert werden und damit eine Ereignismenge zur Bestimmung von $P(Q^2, M_{Prop})$ generiert werden. Aus praktischen Gründen ist dies aber nicht durchführbar. Daher wurde in dieser Arbeit ein anderer

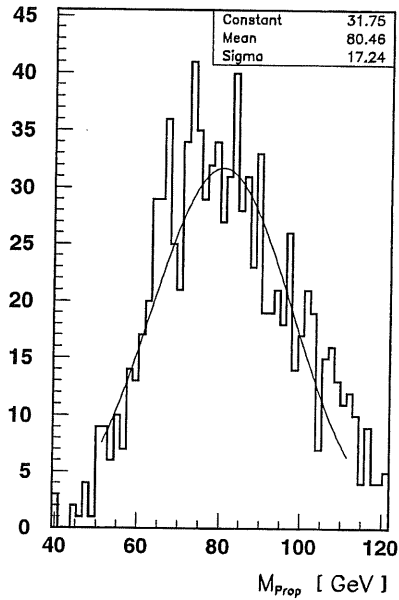


Abbildung 7.2: Test der Selbstkonsistenz der Maximum-Likelihood-Methode. Dargestellt ist die Verteilung der resultierenden Masse M_{Prop} des Propagators aus Testexperimenten mit je 100 Monte Carlo Ereignissen sowie eine Gauss-Anpassung. Der in der Monte Carlo Simulation verwendete Wert für die W -Masse von 80.2 GeV wird im Mittel ohne signifikante systematische Verschiebung erhalten.

Weg beschritten. Die Simulation verschiedener M_{Prop} geschieht durch Umgewichten von Monte Carlo Ereignissen, die mit der W -Masse von 80.2 GeV generiert wurden. Das Gewicht w eines Ereignisses ist das Verhältnis der Propagatorterme mit der

Masse M_{Prop} bzw. M_W , ausgewertet an der Stelle des generierten Q^2 :

$$w = \frac{\left(1 + \frac{Q_{gen}^2}{M_{Prop}^2}\right)^{-2}}{\left(1 + \frac{Q_{gen}^2}{M_W^2}\right)^{-2}}$$

Damit wird aus der ursprünglichen theoretischen Verteilung $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ zur Propagator-Masse M_W die Verteilung $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ zur Masse M_{Prop} erzeugt.

Durch Maximierung von \mathcal{L} , bzw. äquivalent dazu, durch Minimierung des negativen Logarithmus von \mathcal{L} wird schließlich der wahrscheinlichste Wert für den Parameter M_{Prop} als Ergebnis erhalten.

Zur Überprüfung der Selbstkonsistenz der Methode wurden Testexperimente mit Monte Carlo Ereignissen durchgeführt (siehe Abb. 7.2). Durch Verwendung der ML-Methode, die aufgrund der Normierung der Wahrscheinlichkeitsdichte lediglich sensitiv auf die Form der Q^2 -Verteilung ist, wird demonstriert, daß aus der Form der Q^2 -Verteilung die in der Simulation verwendete W -Masse von 80.2 GeV ohne signifikante systematische Verschiebung zurückgewonnen wird.

In Abb. 7.3 ist der Logarithmus der Extended Likelihood Funktion \mathcal{L} gegen die Masse des W -Propagators aufgetragen. Es ergibt sich ein Wert von

$$M_{Prop} = 95 \pm 16 \text{ GeV} .$$

Der Fehler ist rein statistischer Natur. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Masse des W -Propagators wurde die Analyse wiederholt, wobei die Energieskala bzw. die Selektionseffizienzen innerhalb der systematischen Fehler verschoben wurden. Der dominierende Beitrag kommt von der Unsicherheit von 4% in der absoluten Normierung der P_t -Skala. Insgesamt ergibt sich für die W -Masse ein systematischer Fehler von +5 GeV und -11 GeV. Das Endergebnis von

$$M_W = (95 \pm 16[\text{stat.}] \stackrel{+5}{-11} [\text{syst.}]) \text{ GeV}$$

ist innerhalb der statistischen Fehler in guter Übereinstimmung mit dem Mittelwert der bisherigen Messungen von $M_W = 80.22 \pm 0.26 \text{ GeV}$ [88]. Diese Messungen beziehen sich jedoch alle auf die Massenbestimmung direkt produzierter W -Bosonen in $p\bar{p}$ -Kollisionen.

Bei der gegenwärtigen Größe der Fehler kann keine Aussage über das Vorhandensein zusätzlicher schwerer Austauscheteilchen W' in Erweiterungen des Standardmodells gemacht werden.

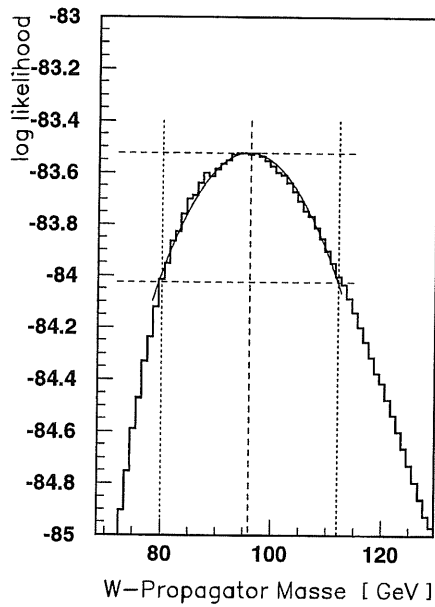


Abbildung 7.3: *Likelihood-Funktion aufgetragen gegen die Masse. Die eingezeichneten Linien markieren den Zentralwert und den statistischen Fehler der Messung. Im Bereich des Maximums kann die Likelihood-Kurve gut durch eine Parabel parametrisiert werden.*

8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Ereignisse der Reaktion $e^+ p \rightarrow \bar{\nu}_e X$ untersucht, die 1994 mit dem H1-Detektor am $e p$ -Speicherring HERA aufgezeichnet worden waren. Zur Selektion der Daten erwies sich ein Schnitt im Transversalimpuls des hadronischen Endzustands $P_t^{had} > 25 \text{ GeV}$ als effizientes Kriterium, um Untergrundprozesse abzutrennen. Gleichzeitig wird durch den P_t -Schnitt der für elektroschwache Effekte sensitive kinematische Bereich hoher Impulsüberträge selektiert. Der Schnitt von $P_t > 25 \text{ GeV}$ impliziert $Q^2 > 625 \text{ GeV}^2$.

Die Effizienzen der verwendeten Selektionskriterien konnten zum Teil aus den Daten selbst durch die Analyse des hadronischen Endzustands von Ereignissen der Reaktion $e^+ p \rightarrow e^+ X$ bestimmt werden. Damit konnten die durch Annahmen in der Monte Carlo Simulation bedingte Beiträge zum systematischen Fehler erheblich reduziert werden.

Die Akzeptanzkorrektur des P_t -Schnitts wurde mit einer Monte Carlo Simulation durchgeführt. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers der hadronischen Energieskala wurden Ereignisse der Reaktion $e^+ p \rightarrow e^+ X$ in einer Vergleichsstudie von Daten und Monte Carlo verwendet. Die Überbestimmung der kinematischen Größen durch die gleichzeitige Messung von Elektron- und Hadronvariablen ermöglicht die systematische Überprüfung der Energiekalibration. Die Genauigkeit dieser Energiekalibration liefert den Hauptbeitrag zum systematischen Fehler des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $e^+ p \rightarrow \bar{\nu} X$. Im betrachteten kinematischen Bereich ergab sich eine Unsicherheit der Elektron-Energieskala von 2%. Der Fehler der hadronischen Energiemessung wurde zu 4% bestimmt.

Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+ p \rightarrow \bar{\nu} X$ wurde für Ereignisse mit $P_t > 25 \text{ GeV}$ bestimmt. Es ergab sich

$$\sigma = (21.9 \pm 3.4 \pm 2.0) \text{ pb}$$

in Übereinstimmung mit dem Standardmodell. Die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts kann als Messung der W -Masse interpretiert werden. Der gemessene Wert entspricht einer Masse des ausgetauschten W -Teilchens von

$$M_W = (104 \pm 19[\text{stat.}]_{-11}^{+13} [\text{syst.}]) \text{ GeV} .$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ liefert eine größere Genauigkeit bei der W -Massenbestimmung. Die Verwendung der zusätzlichen Information, die in der Form der Q^2 -Verteilung der Ereignisse enthalten ist, führt zu einer wesentlichen Verbesserung. Man erhält

$$M_W = (95 \pm 16[\text{stat.}]_{-11}^{+5} [\text{syst.}]) \text{ GeV} .$$

Diese Ergebnis ist konsistent mit dem Wert der Masse direkt produzierter W -Teilchen, gemessen in Proton-Antiproton-Kollisionen.

Der dominierende Fehler ist statistischer Natur. Der Hauptbeitrag zum systematischen Fehler kommt aus der Unsicherheit der hadronischen Energieskala. Bei größeren zukünftig zur Verfügung stehenden Ereigniszahlen im Bereich hoher Impulsüberträge kann auch dieser Fehler weiter reduziert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Bequerel, H.: *Compt. Rendues Acad. Sci (Paris)* **122** (1896) 501.
- [2] Rutherford, E.: *Phil. Mag.* **47** (1899) 109.
- [3] Bohr, N.: *Phil. Mag.* **26** (1913) 476.
- [4] Chadwick, J.: *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* **16** (1914) 383.
- [5] Pauli, W.: Collected scientific papers Vol II. *Interscience Publ., New York* (1964).
- [6] Fermi, E.: *Z. Phys.* **88** (1934) 161.
- [7] Lee, T. D., Yang, C. N.: *Phys. Rev.* **104** (1956) 254.
- [8] Wu, C. S., et al.: *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413.
- [9] Feynman, R. P., Gell-Mann, M.: *Phys. Rev.* **109** (1958) 193.
- [10] Marshak, R. E., Sudarshan, E. C. G.: *Phys. Rev.* **109** (1958) 1860.
- [11] Cabibbo, N.: *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531.
- [12] Yang, C. N., Mills, R. L.: *Phys. Rev.* **96** (1954) 191.
- [13] t'Hooft, G.: *Nucl. Phys.* **B 33** (1971) 173.
- [14] t'Hooft, G.: *Nucl. Phys.* **B 35** (1971) 167.
- [15] Glashow, S. L.: *Nucl. Phys.* **B 22** (1961) 579.
- [16] Salam, A.: In *Elementary Particle Theory*. N. Svartholm (Hrsg.), Stockholm, Almqvist and Wiksell (1968) 367.
- [17] Weinberg, S.: *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
- [18] Hasert, F. J., et al.: *Phys. Lett.* **46 B** (1973) 121.
- [19] Aitchison, I. J. R., Hey, A. J. G.: *Gauge Theories in Particle Physics*. 2. Aufl., Hilger, Bristol, (1989).
- [20] Quigg, C.: *Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*. Benjamin, Reading, Mass., (1983).

- [21] Halzen, F., Martin, A. D.: *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, N. Y., (1984).
- [22] Haidt, D., Pietschmann, H.: *Landolt-Börnstein New Series I/10*. Springer, (1988).
- [23] H1 Collaboration, Abt, I., et al.: The H1 Detector at HERA. *DESY-93-103* (1993).
- [24] ZEUS Collaboration: The ZEUS detector: Status report 1993.
- [25] H1 Collaboration, Ahmed, T., et al.: *Phys. Lett. B* **324** (1994) 241.
- [26] ZEUS Collaboration, Derrick, M., et al.: *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 1006.
- [27] CDF Collaboration, Abe, F., et al.: *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 11.
- [28] Brisson, V., et al.: The Measurement of Electroweak Parameters. In *Proceedings of the workshop: Physics at HERA*. Vol. II, W. Buchmüller and G. Ingelmann (Hrsg.), (1991) 947.
- [29] Hofstadter, R.: *Rev. Mod. Phys.* **28** (1956) 214.
- [30] Bjorken, J. D., Paschos, E. A.: *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975.
- [31] Bjorken, J. D.: *Phys. Rev.* **179** (1969) 1547.
- [32] Gell-Mann, M.: *Phys. Lett.* **8** (1964) 214.
- [33] Zweig, G.: *CERN Report 8182/TH 401 und 8419/TH 412* (1964).
- [34] Feynman, R. P.: *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415.
- [35] Feynman, R. P.: *Photon-Hadron-Interactions*, Benjamin, Reading, Mass. (1972).
- [36] Feltesse, J.: Measurement of Inclusive Differential Cross Sections. In *Proceedings of the HERA workshop*. Vol. I, R. D. Peccei (Hrsg.), (1987) 33.
- [37] H1 Collaboration, Aid, S., et al.: Measurement of the Total Photon Proton Cross section and its Decomposition at 200 GeV Centre of Mass Energy. *DESY-95-162* (1995).
- [38] Wellisch, H. P.: Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ des Protons in tiefinelastischer ep -Streuung mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring. Dissertation, Techn. Univ. München, MPI-PhE/94-07, (1994).
- [39] Blondel, A., Jacquet, F.: Detectors for Charged Current Events. In *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*. U. Amaldi (Hrsg.), DESY 79/48 (1979) 377.

- [40] Hollik, W., et al.: Electroweak Parameters at HERA: Theoretical Aspects. In *Proceedings of the workshop: Physics at HERA*. Vol. II, W. Buchmüller and G. Ingelmann (Hrsg.), (1991) 923.
- [41] Callan, C. G., Gross, D.: *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 156.
- [42] Kobayashi, M., Maskawa, T.: *Progr. Theor. Phys.* **49** (1973) 652.
- [43] Altarelli, G., Parisi, G.: *Nucl. Phys. B* **126** (1977) 298.
- [44] Altarelli, G.: *Phys. Rep* **81** (1982) 1.
- [45] Bürger, J., et al.: *Nucl. Instr. & Meth. A* **279** (1989) 217.
- [46] Schulz, M. W.: Untersuchung von Methoden zur Kalibration der H1-Jetkammer. Dissertation, Univ. Hamburg, DESY FH1T-93-01, (1993).
- [47] Prell, S.: z -Kalibration und dE/dx -Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors. Diplomarbeit Univ. Hamburg, (1992).
- [48] Ehrlichmann, H., et al.: On the COZ Performance and Maintainance. H1 Int. Bericht H1-04/94-350, (1994).
- [49] Müller, K., et al.: *Nucl. Instr. & Meth. A* **312** (1992) 457.
- [50] H1 Calorimeter Group, Andrieu, B., et al.: *Nucl. Instr. & Meth. A* **336** (1993) 460.
- [51] H1 Calorimeter Group, Andrieu, B., et al.: *Nucl. Instr. & Meth. A* **344** (1994) 492.
- [52] H1 Calorimeter Group, Andrieu, B., et al.: *Nucl. Instr. & Meth. A* **350** (1994) 57.
- [53] Fabjan, C. W., Wigmans, R.: *Rep. Prog. Phys.* **52** (1989) 1519.
- [54] Wigmans, R.: *Nucl. Instr. & Meth. A* **259** (1987) 389.
- [55] Brückmann, H., et al.: On the Theoretical Understanding and Calculation of Sampling Calorimeters. *DESY-87-064* (1987).
- [56] Greif, H.: Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron-Proton Speicherring-Experimenten. Dissertation, Techn. Univ. München, MPI-PAE/Exp.El 229, (1990).
- [57] Kubenka, J.-P.: Untersuchungen zum hadronischen Endzustand in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung am HERA-Speicherring. Dissertation, Techn. Univ. München, (1995).

- [58] Wellisch, H. P.: Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques. *MPI-PhE/94-03* (1994).
- [59] H1 Calorimeter Group, Andrieu, B., et al.: *Nucl. Instr. & Meth. A* **336** (1993) 499.
- [60] F.Sefkow: Calibration of the H1-LAr calorimeter trigger analog thresholds. H1 Int. Bericht H1-10/94-394, (1994).
- [61] Pieuchot, A., Marks, J., Vallée, C.: Pile-up energy detection using the liquid Argon big tower timing information. H1 Int. Bericht H1-01/95-423, (1995).
- [62] Gogitidze, N., Levonian, S.: An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p Data. H1 Int. Bericht H1-02/96-471, (1996).
- [63] Schöning, A.: Dissertation, Univ. Hamburg, in Vorber., (1996).
- [64] Büngener, L.: Vergleich der Wirkungsquerschnitte geladener Ströme in tiefunelastischer Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung. Dissertation, Univ. Hamburg, (1996).
- [65] Schuler, G. A., Spiesberger, H.: DJANGO: the interface for the event generators HERACLES and LEPTO. In *Proceedings of the workshop: Physics at HERA*. Vol. III, a.a.O. 1419.
- [66] Kwiatkowski, A., Spiesberger, H., Möhring, H.-J.: *Comp. Phys. Comm.* **69** (1992) 155.
- [67] Lönnblad, L.: *Comp. Phys. Comm.* **71** (1992) 15.
- [68] Sjöstrand, T.: *Comp. Phys. Comm.* **39** (1986) 347.
- [69] Bengtsson, M., Sjöstrand, T.: *Comp. Phys. Comm.* **43** (1987) 367.
- [70] Sjöstrand, T.: *CERN-TH-6488-92* (1992).
- [71] Andersson, B., Gustavson, G., Lönnblad, L., Petterson, U.: *Z. Phys. C* **43** (1989) 625.
- [72] Andersson, B., Gustavson, G., Ingelman, G., Sjöstrand, T.: *Phys. Rep.* **97** (1983) 31.
- [73] Ingelman, G.: LEPTO 6.1 - the Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering. In *Proceedings of the workshop: Physics at HERA*. Vol. III, a.a.O. 1366.
- [74] Bengtsson, M., Sjöstrand, T.: *Z. Phys. C* **37** (1988) 465.

- [75] Martin, A. D., Stirling, W. J., Roberts, R. G.: *Phys. Rev. D* **50** (1994) 6734.
- [76] Kuhlen, M.: The fast H1 Detector Monte Carlo. H1 Int. Bericht H1-10/92-254, (1992).
- [77] Rüter, K.: Messung des geladenen Stroms bei Elektron-Proton-Kollisionen am HERA-Speicherring. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Univ. München, (1993).
- [78] Rieß, S.: Halo Myon Rejection. Programm-Dokumentation, unveröffentlicht.
- [79] H1 Collaboration, Aid, S., et al.: *Z. Phys. C* **67** (1995) 565.
- [80] Sjöstrand, T.: PHYTIA at HERA. In *Proceedings of the workshop: Physics at HERA*. Vol. III, a.a.O. 1405.
- [81] Braemer, A.: persönliche Mitteilung.
- [82] H1 Collaboration: Observation of an $e^+p \rightarrow \mu^+X$ Event with High Transverse Momenta at HERA. *DESY-94-248* (1994).
- [83] Martin, A. D., Stirling, W. J., Roberts, R. G.: *Phys. Rev. D* **47** (1993) 867.
- [84] Schuhmann, E.: Suche nach Leptoquarks und Squarks der R-Paritätsverletzenden Supersymmetrie mit dem H1-Detektor am Speicherring HERA. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Univ. München, in Vorber., (1996).
- [85] Kermiche, S., Marks, J.: LAr electromagnetic energy scale studies using NC DIS (1+1) jet and QED Compton events for the e^+p 1994 H1 data. H1 Int. Bericht H1-12/95-466, (1995).
- [86] Schöning, A.: persönliche Mitteilung.
- [87] Barlow, R.: *Nucl. Instr. & Meth. A* **297** (1990) 496.
- [88] Particle Data Group: *Phys. Rev. D* **50** (1994) 1191.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in der Münchner Arbeitsgruppe des Max-Planck-Instituts für Physik, München, das im Rahmen der H1-Kollaboration am Bau des Kalorimeters und an verschiedenen Softwareentwicklungen beteiligt ist.

Ich danke allen Mitgliedern dieser Gruppe für viele interessante und anregende Diskussionen, nicht nur zu physikalischen Fragestellungen, die stets in einer freundlichen und harmonischen Atmosphäre stattfanden und so eine angenehme und fruchtbare Zusammenarbeit ermöglichten.

Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. G. Buschhorn, danke ich für die ausgezeichneten Arbeitsbedingungen am Max-Planck-Institut für Physik, die interessante Aufgabenstellung, sowie sein Interesse und seine Unterstützung während der Arbeit.

Herzlich danke ich auch Herrn Dr. H. Oberlack und Herrn Dr. P. Schacht für die intensive und lehrreiche Betreuung der Arbeit, ihre tatkräftige Unterstützung sowie die vielen wertvollen Anregungen und Diskussionen, die entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Bei allen Mitgliedern der H1-Kollaboration bedanke ich mich für die freundliche Aufnahme. Speziell danke ich den Mitgliedern der "electroweak"- und der "E-scale"-Arbeitsgruppe für die konstruktive und stets harmonische Zusammenarbeit.

Schließlich möchte ich an dieser Stelle meinen Eltern und meiner Familie danken für ihre jederzeit großzügige materielle und immaterielle Unterstützung, die mir mein Studium und die Durchführung dieser Arbeit sehr erleichtert hat.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.