

Interner Bericht
DESY FH1K-95-02
März 1995

**Bestimmung der
Protonstrukturfunktion F_2 bei
hohen Impulsüberträgen
im H1-Experiment bei HERA**

von

C. Leverenz

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

Bestimmung der
Protonstrukturfunktion F_2 bei
hohen Impulsüberträgen
im H1-Experiment bei HERA

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Christian Leverenz
aus Hamburg

Hamburg
1995

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. V. Blobel
Dr. F. Brasse

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. V. Blobel
Prof. Dr. P. Schmüser

Datum der Disputation: 7. März 1995

Sprecher des
Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des
Promotionsausschusses: Prof. Dr. E. Lohrmann

Abstract

This thesis is about the measurement of the structure function F_2 of the proton at quadratic four-momentum transfers $Q^2 > 130\text{GeV}^2$. The Björken- x is limited to $x > 10^{-3}$ due to the kinematic limit. The data for this analysis were taken with the H1-detector at the HERA collider in Hamburg 1993. The usable integrated luminosity was $\mathcal{L}_{int} = 271.3\text{nb}^{-1} \pm 5\%$. The results obtained by this analysis are in good agreement with other analyses and experiments. A part of the results from this analysis and results from lower four-momentum transfers are subject to a next-to-leading order QCD-Fit based on the DGLAP evolution-equations for the first time. This fit gives a good description of all evaluated data points in the Björken- x -range of $2 \cdot 10^{-4} < x < 0.13$ and quadratic four-momentum transfers Q^2 of $4\text{GeV}^2 < Q^2 < 1600\text{GeV}^2$.

Zusammenfassung

Diese Arbeit befaßt sich mit der Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons bei quadratischen Impulsüberträgen $Q^2 > 130\text{GeV}^2$. Aufgrund des kinematischen Limits ist der Bereich des Björken- x auf Werte von $x > 10^{-3}$ beschränkt. Die Analyse basiert auf den Daten, die mit dem Detektor H1 am Speicherring HERA im Jahr 1993 aufgezeichnet wurden. Die insgesamt verwendete Luminosität betrug $\mathcal{L}_{int} = 271.3\text{nb}^{-1} \pm 5\%$. Die Ergebnisse bei diesen hohen Impulsüberträgen stimmen gut mit denen anderer Analysen und anderen Experimenten überein. Teile der Ergebnisse sind erstmals zusammen mit den Daten aus niedrigen Impulsüberträgen Gegenstand eines gemeinsamen „next-to-leading-order“ QCD-Fits basierend auf den DGLAP-Entwicklungsgleichungen. Dieser Fit beschreibt sehr gut die gemessenen Daten im Bereich des Björken- x von $2 \cdot 10^{-4} < x < 0.13$ und quadratischen Viererimpulsüberträgen Q^2 von $4\text{GeV}^2 < Q^2 < 1600\text{GeV}^2$.

für Anke

Inhalt

Inhalt	iv
Verzeichnis der Abkürzungen	1
Einleitung	3
1 Theoretischer Überblick	5
1.1 Kinematik	5
1.2 Frühere Ergebnisse	7
1.3 Streuquerschnitt und F_2	7
1.4 Skalenverletzung	9
2 Das Experiment	13
2.1 HERA	13
2.2 H1	14
2.2.1 Spurkammern	16
2.2.2 Flüssig-Argon Kalorimeter	17
2.2.3 Magnete	19
2.2.4 Instrumentiertes Eisen	19
2.2.5 Luminositätsmessung	20
2.3 Ereignissimulation	21
2.4 Kalorimetrische Rekonstruktion	22
3 Datenerfassung	23
3.1 Allgemeines	23
3.2 Triggerstufen beim H1-Experiment	24
3.2.1 Level-1 Trigger	24
3.2.2 Level-2 und Level-3 Trigger	24
3.2.3 Level-4 Trigger	24
3.2.4 Level-5 Klassifikation	25
3.3 Klassifikationssystem	25
3.3.1 POT-Klassifikation	26
3.3.2 DST-Klassifikation	27
3.4 Datenselektion	30
3.4.1 Elektronfindung	30
3.4.2 Transversalimpulsbalance	31
3.4.3 Laufauswahl	32
3.5 Eigenschaften der selektierten Daten	34

4	Rekonstruktion	37
4.1	Elektronrekonstruktion	37
4.2	Hadronischer Endzustand	43
4.3	Bestimmung der Kinematik	44
4.3.1	Elektronmethode	45
4.3.2	Gemischte Methode	45
4.3.3	Doppelwinkelmethode	46
4.3.4	Sigma-methode	46
4.3.5	Vergleiche	47
5	Bestimmung der Strukturfunktion F_2	51
5.1	Raster in $x-Q^2$	52
5.2	Akzeptanzen	53
5.3	Untergrund	54
5.4	Triggereffizienz	56
5.5	Strahlungskorrekturen	57
5.6	Einflußder longitudinalen Strukturfunktion F_L	59
5.7	Systematische Fehler	60
5.8	Wirkungsquerschnitte	62
5.9	F_2 -Extraktion	62
5.10	Ergebnisse	64
5.11	Vergleiche mit anderen Messungen	66
6	Zusammenfassung und Ausblick	69
A	Kalibration mit Strahlhalo-Myonen	73
	Literaturverzeichnis	77
	Abbildungsverzeichnis	81
	Tabellenverzeichnis	83

Verzeichnis der Abkürzungen

Die in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen werden hier kurz erläutert. Im allgemeinen werden die Abkürzungen auch beim ersten Vorkommen im Text definiert, aber der besseren Übersicht wegen hier eine Liste:

E_{el}^{beam}	die Strahlenergie des Elektronstrahles
E_{had}^{beam}	die Energie des Protonstrahles
E_{el}	die Energie des gestreuten Elektrons
θ_{el}	der Winkel im Laborsystem des gestreuten Elektrons
E_{el}^{gen}	die im Monte-Carlo generierte Energie des gestreuten Elektrons
p_t^{el}	der Impulsanteil des gestreuten Elektrons senkrecht zur Strahlachse
E_t	$E_{el} \sin \theta_{el}$
E_{DA}	die Energie, die mit der Doppelwinkelmethode für das gestreute Elektron bestimmt wird
E^{had}	die Energie des hadronischen Endzustandes
γ_{had}	der mittlere Winkel im Laborsystem des hadronischen Endzustandes
p_t^{had}	der Impulsteil des hadronischen Endzustandes senkrecht zur Strahlachse
$p_{t }^{had}$	der Impulsanteil des hadronischen Endzustandes senkrecht zur Strahlachse projiziert auf den Vektor des gestreuten Elektrons
$p_{t\perp}^{had}$	die senkrechte Komponente desselben
$E - P_z$	die Differenz zwischen der Energie eines Kalorimeteereintrages und dem longitudinalen Anteil desselben summiert über alle Kalorimeteereinträge
s	das Quadrat der Schwerpunktsenergie
x_{el}, y_{el}, Q_{el}^2	die kinematischen Variablen aus der Elektronmethode
x_{mm}, y_{mm}	die kinematischen Variablen aus der gemischten Methode
x_{DA}, y_{DA}, Q_{DA}^2	die kinematischen Variablen aus der Doppelwinkelmethode
P, P'	Vierervektoren von ein- und auslaufendem Proton
k, k'	Vierervektoren von ein- und auslaufendem Lepton
p_p^{beam}, p_p	Dreierimpulsvektoren von einlaufendem Proton und hadronischem Endzustand
p_{el}^{beam}, p_{el}	Dreierimpulsvektoren von ein- und auslaufendem Lepton
m_e, m_p, m_{Z^0}	Massen von Elektron, Proton und Z^0

Tabelle 0.1: Liste der verwendeten Bezeichnungen für Variable

Einleitung

Mit HERA¹ möchte man die kleinsten Strukturen der Materie mit verbesserter Auflösung erforschen. Im Standardmodell der Teilchenphysik bestehen die Atomkerne aus Protonen und Neutronen, welche selber aus Quarks und Gluonen bestehen. Die Vorstellung über den Aufbau der Materie ist also im Grunde genommen einfach, es ist aber nicht klar, ob man wirklich schon die ganze Wahrheit weiß. Gibt es eventuell neben dem im Standardmodell genannten Teilchen noch weitere Bausteine? Woher kommt der Spin des Protons? Wie sind die Quarks und Gluonen im Proton verteilt? Dies sind Fragen, denen sich die Experimente bei HERA widmen.

Eine Messung, die am Speicherring HERA durchgeführt wird, ist die Bestimmung der Strukturfunktion F_2 des Protons. Mit HERA und den Experimenten H1 und ZEUS werden Daten in kinematischen Bereichen gesammelt, die bisherige Experimente nicht erreicht haben. Mit der Strukturfunktion F_2 bestimmt man direkt die Quarkdichteverteilungen im Proton. Aufgrund von „Skalenverletzungen“ kann man indirekt die Gluondichteverteilung im Proton bestimmen. Messungen zu diesen Größen wurden bisher lediglich an sogenannten *Fixed-Target*-Experimenten durchgeführt, bei denen ein Leptonstrahl (Myonen, Elektronen oder deren Neutrinos) an einem feststehendem Nukleonziel gestreut wurde. Bei HERA hat man aufgrund des hohen Protonimpulses die Möglichkeit, physikalische Ergebnisse bei bisher unerreichten Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx 300\text{GeV}$ zu erzielen. Für den Impulsanteil x des gestreuten Partons im Proton und dem invarianten Massenquadrat des Austauschbosons Q^2 bedeutet dies einen Meßbereich von ca. $4\text{GeV}^2 < Q^2 < 10000\text{GeV}^2$ und ca. $x > 10^{-4}$. Besonders interessant sind dabei die Messungen für sehr kleine x und für sehr große Q^2 , die von gegenwärtigen *Fixed-Target*-Experimenten nicht erreicht werden. Bei sehr kleinem x sind zudem noch sehr unterschiedliche Vorhersagen für die Entwicklung von F_2 und damit der Partondichten zu unterscheiden. Diese Arbeit befaßt sich mit den Ereignissen sehr hoher Impulsüberträge Q^2 die am Detektor H1 bei HERA registriert wurden, bei denen das gestreute Elektron unter großen Winkeln in das flüssig-Argon Kalorimeter gestreut wird.

Die Arbeit gliedert sich in eine Einführung in die möglichen physikalischen Untersuchungen bei HERA und das spezielle Thema dieser Arbeit. An eine Detektorbeschreibung schließt sich dann die Beschreibung der Auffindung der gesuchten Ereignisse an. In dem Kapitel über Rekonstruktion werden verschiedenen Rekonstruktionsmethoden gegenübergestellt. Mit den rekonstruierten Daten wurde dann der Wirkungsquerschnitt des Streuprozesses und daraus F_2 des Protons bestimmt. In einer Zusammenfassung werden die erzielten Ergebnisse dieser Arbeit zusammenfassend dargestellt.

Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden im Rahmen einer Arbeitsgruppe von H1 gewonnen. Vorläufige Ergebnisse wurden auf einer Frühjahrskonferenz 1994 in Moriond [MOR94] gezeigt. Die endgültigen Ergebnisse wurden auf einer Konferenz im Sommer 1994 in Glasgow [GLA94] präsentiert und Teile dieser Ergebnisse sind Gegenstand einer in Kürze erscheinenden Veröffentlichung [H1F2].

¹Hadron Elektron Ring Anlage

Kapitel 1

Theoretischer Überblick

Das H1-Experiment befaßt sich mit der Analyse von Ereignissen aus tief-inelastischer $e - p$ -Streuung am Speicherring HERA. Zu den vielfältigen Zielen zählen Themen wie:

- Untersuchungen zur Photoproduktion
- Bestimmung von Ausschlußgrenzen neuer Teilchen
- Strukturfunktionsmessungen
- Messungen zum hadronischen Energiefluß
- Untersuchung diffraktiver Phänomene
- QCD-Experimente bei kleinen Partonimpulsen (Gluondichtebestimmung, Bestimmungen der longitudinalen Strukturfunktion usw.)
- Studium der schwachen Wechselwirkung
- Untersuchungen zum Protonspin
- Untersuchung der Produktion schwerer Quarks
- Suche nach Ereignissen jenseits des Standardmodells (zB. Leptoquarks)

Diese Arbeit befaßt sich mit dem großen Gebiet der Strukturfunktionsmessungen. Diese Messungen gehören zu den ersten, die an den Experimenten bei HERA durchgeführt werden, da hierzu die meisten Ereignisse zur Verfügung stehen. Im folgenden wird auf die theoretischen Grundlagen der tief-inelastischen Lepton-Nukleon Streuung eingegangen, soweit sie diese Arbeit betreffen. Dazu werden zunächst die kinematischen Variablen, die in dieser Arbeit Verwendung finden, eingeführt. Nach einer kurzen Darstellung früherer Ergebnisse aus Streuexperimenten wird auf den Wirkungsquerschnitt der zu messenden Reaktion unter Einbeziehung aller zu erwartender Effekte, beispielsweise der schwachen Wechselwirkung, eingegangen. Abschließend wird die analytische Methode dargestellt, mit der die Strukturfunktion F_2 bestimmt werden kann.

1.1 Kinematik

In der Abbildung 1.1 ist der Feynmangraph für tief-inelastische Streuung in erster Ordnung dargestellt. Das Lepton wechselwirkt mit einem Parton aus dem Proton. Die möglichen Austauscheteilchen sind das Photon für die elektromagnetische Wechselwirkung oder das Z^0 für die schwache Wechselwirkung als neutraler Strom. Ereignisse des geladenen Stromes mit W^\pm treten ebenfalls auf. Das auslaufende Lepton ist dann ein Elektron-Neutrino. Diese Ereignisse werden hier nicht behandelt.

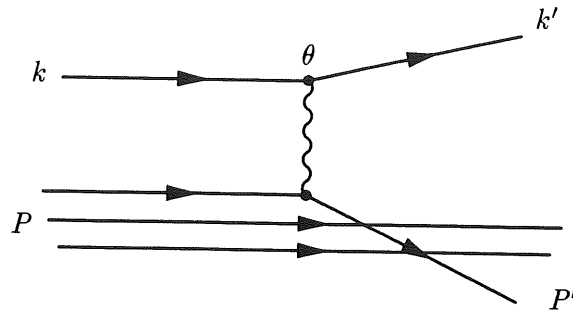


Abbildung 1.1: Feynman Diagramm für tief inelastische Streuung

Das Austauschteilchen trägt den Viererimpulsübertrag q . Das Lepton wird um den Winkel θ im Laborsystem ausgelenkt. Im HERA-Laborsystem ist dies der Winkel zum auslaufenden Protonstrahl. Ein- und auslaufendes Lepton haben die Viererimpulse k und k' . Das einlaufende Hadron hat den Viererimpuls P und der hadronische Endzustand den Viererimpuls P' . Die Kinematik dieses Prozesses wird durch die dimensionslose Björken-Variable x sowie y und Q^2 beschrieben. Diese Größen sind wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} q &:= k - k' \\ Q^2 &:= -q^2 \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$x := \frac{Pq}{Pk} \quad (1.2)$$

$$y := \frac{Q^2}{Pq} \quad (1.3)$$

Anschaulich bedeutet y den relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons. Ein Ereignis mit großem y hat also ein niederenergetisches Lepton im Endzustand. Die Variable x beschreibt den Impulsanteil des gestreuten Partons am Gesamtimpuls des Protons. Bei Ereignissen mit sehr großem x befindet sich der hadronische Endzustand im Detektor mehr in Vorwärtsrichtung, während der hadronische Endzustand bei Ereignissen mit kleinem x mehr in Rückwärtsrichtung zu finden ist. Q^2 ist ein Maß für die „Virtualität“ des Austauschbosons und bestimmt die Auflösung, mit welcher Partonen im Proton aufgelöst werden können. Strukturen im Proton werden bei wachsendem Q^2 besser „sichtbar“. Eine weitere wichtige kinematische Größe ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie s . Sie ist gegeben durch:

$$s := (k + P)^2 \quad (1.4)$$

Mit diesen Variablen ergibt sich der Zusammenhang $Q^2 = sxy$. Dies ist eine nützliche Beziehung bei der Ermittlung der kinematischen Variablen des Streuprozesses. Im Rahmen der Selektion und Untergrundabschätzung für diese Analyse wird von der Impulserhaltung bei dem Streuprozess Gebrauch gemacht. Dabei werden getrennt Transversal- und Longitudinalimpulserhaltung ausgenutzt. Elektronen- und Protonenstrahl haben bei den Experimenten einen Kreuzungswinkel von 0. Daher ist der gesamte Transversalimpuls $p_t = 0$ und der Longitudinalimpuls $E - P_z = 2E_{el}^{beam1}$ (durch die Definition der z -Richtung als Richtung des auslaufenden Protonenstrahles). Der messbare Longitudinalimpuls im Detektor entspricht also der doppelten Elektronenstrahlenergie, wenn alle Teilchen der Wechselwirkung im Detektor gemessen werden. Für Ereignisse, deren Teilchenenergien teilweise nicht im Detektor gemessen werden können, ist das $E - P_z$ kleiner als die doppelte Elektronenstrahlenergie. Dies gilt insbesondere für Ereignisse mit kleinen Impulsüberträgen Q^2 (Photoproduktion), bei denen das gestreute Elektron aufgrund der Kinematik den Detektor über das Strahlrohr verläßt.

¹Wie in der Hochenergiephysik üblich, werden in dieser Arbeit die Lichtgeschwindigkeit c und das Plancksche Wirkungsquantum \hbar auf 1 gesetzt.

1.2 Frühere Ergebnisse

Bisherige Experimente zur Untersuchung der Kernbausteine wurden in *Fixed-Target*-Experimenten durchgeführt. Dabei wurden Leptonen an ruhenden Kernen gestreut. Dabei ergibt sich theoretisch der in Formel 1.5 dargestellte differentielle Wirkungsquerschnitt [COU93, RGR90]. Dabei treten zwei Strukturfunktionen F_1 und F_2 auf, die experimentell durch Messung des Wirkungsquerschnittes bei verschiedenen Streuwinkeln θ und Energieüberträgen ν ($= E - E'$, Differenz der Energien von ein- und auslaufendem Lepton) zugänglich sind.

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \frac{E'}{E'm_p} \left[\frac{m_p}{\nu} F_2(q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2F_1(q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (1.5)$$

Bei den Messungen zu den Strukturfunktionen stellte sich heraus, daß große Streuwinkel θ häufiger vorkamen, als ursprünglich erwartet. Außerdem stellte sich heraus, daß die Strukturfunktionen für wachsendes q^2 konstant blieben. Diese Beobachtungen konnten mit Hilfe des Parton-Modells erklärt werden. Ein solches Verhalten würde von punktförmigen Streuzentren hervorgerufen werden. Die Konstanz der Strukturfunktion F_2 wurde von Björken vorausgesagt [BJO69]. Er postulierte, daß für ν und q^2 gegen unendlich und festem Verhältnis von Q^2/ν , die Strukturfunktionen nur noch von einer Variablen, der Björken-Skalenvariablen $x = q^2/2m_p\nu$, abhängen. Messungen zu F_1 und F_2 zeigten, daß das Verhältnis von $2xF_1$ und F_2 konstant ist. Für Spin-0 Teilchen wäre F_1 identisch 0 und für Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen gilt:

$$2xF_1 = F_2 \quad (1.6)$$

Dies ist die sogenannte *Callan-Gross-Relation*, die experimentell bestätigt wurde und den Nachweis des halbzahligen Spins der Partonen brachte. Diese Messungen wurden in einem kinematischen Bereich vorgenommen, in dem die starke Wechselwirkung durch Gluonaustausch keinen Einfluß auf den Verlauf von F_2 hat. Spätere Messungen in anderen kinematischen Bereichen in (x, Q^2) zeigten eine Verletzung dieses Skalenverhaltens, welches bisher durch die Einführung der Quantenchromodynamik (QCD) erklärt werden konnte. Untersuchungen am Speicherring HERA ermöglichen nun die Prüfung des Skalenverhaltens und den Einfluß der schwachen Wechselwirkung, da bisher nicht erreichbare kinematische Bereiche sowohl in x , als auch Q^2 untersucht werden können.

1.3 Streuquerschnitt und F_2

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Streureaktion kann in Form von drei generalisierten Strukturfunktionen \mathcal{F}_1 , \mathcal{F}_2 und \mathcal{F}_3 , die alle Funktionen von x und Q^2 sind, beschrieben werden [RGR90, MAX84]:

$$\frac{d^2\sigma^\mp}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} (y^2 2x\mathcal{F}_1 + 2(1-y)\mathcal{F}_2 \pm (2y-y^2)x\mathcal{F}_3) \quad (1.7)$$

wobei bei der Elektron-Protonstreuung vor dem $x\mathcal{F}_3$ -Term das Pluszeichen steht und bei Positron-Protonstreuung das Minuszeichen. Dadurch wird die Strukturfunktion \mathcal{F}_3 durch den Unterschied des Streuquerschnittes für Elektronen und Positronen direkt zugänglich. Durch Aufspaltung der Anteile verschiedener Wechselwirkungen kann man diese drei Strukturfunktionen auf acht Funktionen führen. Es werden dabei die elektromagnetischen Funktionen F_i von den $\gamma - Z^0$ Interferenzfunktionen G_i und den Anteilen aus reinem Z^0 -Austausch H_i getrennt. Die generalisierten Strukturfunktionen lauten dann:

$$\mathcal{F}_1^\mp = F_1 + \kappa_z(-v_e \pm \lambda a_e)G_1 + \kappa^2(v_e^2 + a_e^2 \mp 2\lambda a_e v_e)H_1 \quad (1.8)$$

$$\mathcal{F}_2^\mp = F_2 + \kappa_z(-v_e \pm \lambda a_e)G_2 + \kappa^2(v_e^2 + a_e^2 \mp 2\lambda a_e v_e)H_2 \quad (1.9)$$

$$x\mathcal{F}_3^\mp = \kappa_z(\mp a_e + \lambda v_e)xG_3 + \kappa^2(-\lambda(v_e^2 + a_e^2) \pm 2a_e v_e)xH_3 \quad (1.10)$$

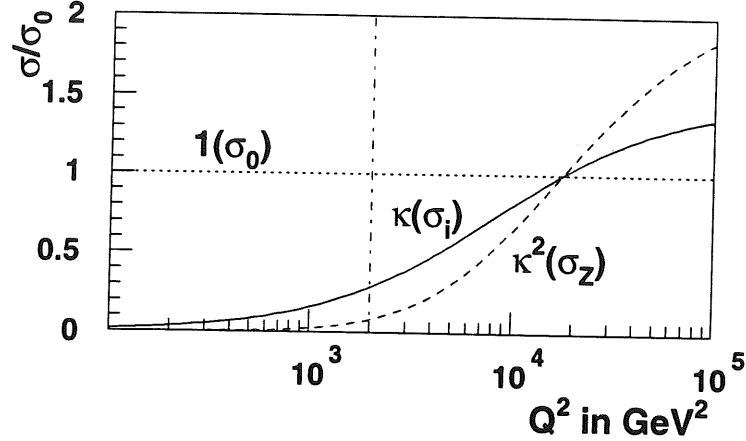


Abbildung 1.2: Relativer Anteil der Terme aus $\gamma - Z^0$ Interferenzen und reinem Z^0 Austausch am Streuquerschnitt, der hier willkürlich auf eins gesetzt ist. κ (durchgezogene Linie) ist der Interferenzanteil, κ^2 (gestrichelte Linie) der reine Z^0 Anteil. Zur Orientierung ist noch die Linie für $Q^2 = 2000 \text{ GeV}^2$ abgebildet (Strich-Punkt).

wobei a_e die Axialkopplung ($= -1/2$), v_e die Vektorkopplung ($= -1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$) des Elektrons sind und λ die Helizität (vorzeichenbehaftete Polarisation) des Elektronstrahles enthält. Die oberen Vorzeichen stehen für Elektronstreuung, die unteren für Positronstreuung. Der Faktor κ enthält den Z^0 -Propagator. Die Terme linear in κ beschreiben die $\gamma - Z^0$ -Interferenzen und die Terme quadratisch in κ den reinen Z^0 -Austausch. κ ist abhängig von Q^2 und durch folgende Beziehung mit dem Weinbergwinkel θ_W und der Masse des Z^0 , m_{Z^0} , verknüpft:

$$\kappa = \frac{Q^2}{(Q^2 + m_{Z^0}^2) \sin^2(2\theta_W)} \quad (1.11)$$

Im Quark-Parton-Modell werden die Strukturfunktionen als die Summe über alle im Proton vorkommenden Quarksorten definiert. Es ergeben sich in diesem Modell folgende Zusammenhänge:

$$\mathcal{F}_1 = \frac{1}{2} \sum_{f=1}^{N_f} A_f [q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.12)$$

$$\mathcal{F}_2 = x \sum_{f=1}^{N_f} A_f [q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.13)$$

$$x\mathcal{F}_3 = x \sum_{f=1}^{N_f} B_f [q_f(x, Q^2) - \bar{q}_f(x, Q^2)] \quad (1.14)$$

wobei über alle Quarksorten f , die bei der verwendeten Schwerpunktsenergie vorkommen, summiert wird. In diesem Modell ist die *Callan-Gross-Relation* $\mathcal{F}_2 = 2x\mathcal{F}_1$ direkt ablesbar. Im Vergleich zu den in 1.8 bis 1.10 aufgestellten Beziehungen ergeben sich die Kopplungen A_f und B_f zu:

$$A_f = e_f^2 + 2e_f v_f (-v_e \pm \lambda a_e) \kappa + (v_f^2 + a_f^2)(v_e^2 + a_e^2 \mp 2\lambda a_e v_e) \kappa^2 \quad (1.15)$$

$$B_f = 2e_f a_f (\mp a_e + \lambda v_e) \kappa + (\lambda(v_e^2 + a_e^2) \pm 2a_e v_e) \kappa^2 \quad (1.16)$$

mit den Axial- (a_f) und Vektorkopplungen (v_f) der Fermionen (Partonen) der Sorte f . Diese sind über den schwachen Isospin $T_3(f)$ ($T_3 = -1/2$ für d, s und b Quarks und $T_3 = 1/2$ für u, c und t Quarks)

und der Ladung e_f der Quarks über folgende Beziehung verknüpft:

$$a_f = T_3(f) \quad (1.17)$$

$$v_f = a_f - 2e_f \sin^2 \theta_W \quad (1.18)$$

In der Abbildung 1.2 ist die Abhängigkeit der Werte von κ und κ^2 als Funktion von Q^2 aufgetragen. Bis zu quadratischen Impulsüberträgen von ca. 100GeV^2 spielen die Terme, die κ enthalten, keine Rolle für den Wirkungsquerschnitt. Es herrscht rein elektromagnetische Wechselwirkung. Bei den in dieser Arbeit vorkommenden Impulsüberträgen von ca. $Q^2 = 2000\text{GeV}^2$, beträgt der Anteil der schwachen Wechselwirkung etwa 20% aus der $\gamma - Z^0$ -Interferenz. Bedingt durch den kinematischen Term $2y - y^2$ vor dem $x\mathcal{F}_3$ -Term und den Kopplungskomponenten ist der maximale Anteil, verursacht durch schwache Wechselwirkung lediglich höchstens 8%. Der Anteil hängt natürlich auch von dem Verlauf von G_i selbst ab. Die Terme quadratisch in κ spielen bis zu quadratischen Impulsüberträgen von ca. 6000GeV^2 keine Rolle. Der Bosonaustausch ist also bei den vorkommenden Impulsüberträgen immer noch dominiert von Photonaustausch. Der reine Z^0 -Austausch ist praktisch vollkommen unterdrückt. Aufgrund dieser kinematischen Gegebenheiten reduziert sich 1.7 für diese Analyse zu:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} (y^2 2xF_1 + 2(1-y)F_2) \quad (1.19)$$

Die Anteile zum Wirkungsquerschnitt, die durch die $\gamma - Z^0$ -Interferenz entstehen, können unter Anwendung von 1.14 und 1.16 berechnet werden, wenn man Parametrisierungen zugrundelegt. Aufgrund des y -Bereiches, in dem in dieser Analyse experimentell Daten anfallen, ist die höchste anzubringende Korrektur im höchsten Q^2 -Bereich etwa 3% [ZAN94]. Die Korrekturen auf schwache Wechselwirkung werden daher in dieser Analyse vernachlässigt.

1.4 Skalenverletzung

Das naive Quark-Parton-Modell beinhaltet keine Wechselwirkungen zwischen den Quarks. Für das Integral über die Quarks im Proton sollte mit den Quarkladungen e_i und der Summe über alle Quarks (N) folgende Beziehung gelten [LOH81]:

$$\int_0^1 F_2(x) dx = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e_i^2 \quad (1.20)$$

Dieses Integral beschreibt den Impulsanteil, der von einem Parton im Proton getragen wird. Aus dem Quark-Parton Modell wäre die Summe $1/3$ für Protonen. Experimentell wurde gefunden, daß das Integral lediglich einen Wert von 0.18 für Protonen besitzt. Den Rest des Impulses des Protons müssen also andere Teilchen als die Quarks tragen. In der Quantenchromodynamik (QCD) wurden hierfür die Gluonen eingeführt. Die Gluonen sind die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung. Die starke Wechselwirkung wird über die Farbladungen vermittelt, an die nur Quarks und Gluonen koppeln. Insbesondere ist es über die drei verschiedenen Farbladungen möglich, daß Gluonen, im Gegensatz zu Photonen, mit sich selbst wechselwirken. Die Anwesenheit von Gluonen im Proton modifiziert die Dichteverteilungen der Quarks im Proton. Dies führt zu sogenannten Skalenverletzungen. Die Strukturfunktionen sind nicht länger nur eine Funktion von x , sondern auch von Q^2 . Durch Erhöhung des Impulsübertrages löst man immer feiner werdende Strukturen im Proton auf. Bei relativ kleinem x ($x < 0.1$) treten immer mehr Gluonen im Proton auf, die Quark-Antiquarkpaare bilden können. Dies führt zu einer Erhöhung der Partondichte (und damit F_2) bei kleinem x mit wachsendem Q^2 . Bei größerem x ($x > 0.3$) wird die Wahrscheinlichkeit der Abstrahlung von Gluonen größer und mit steigendem Q^2 wird dieser Prozeß besser aufgelöst. Daher sinkt bei größerem x die Partondichte mit Q^2 .

In Abbildung 1.3 sind die Feynmangraphen der möglichen Prozesse zur Veränderung der Strukturfunktion aufgetragen, die Grundlage für die sogenannten *Splitting-Funktionen* P_{ij} sind. Der Name dieser Funktionen leitet sich aus der Tatsache ab, daß bei jedem dieser Prozesse der Impuls der einlaufenden Partons oder Gluons aufgespalten wird. Quarks können ein Gluon abstrahlen und Gluonen können in Quark-Antiquarkpaar oder zwei Gluonen aufspalten. Diese Funktionen sind in [RGR90] explizit aufgelistet. Die *Splitting-Funktionen* sind Grundlage für eine Entwicklungsgleichung für die Quark und Gluondichten. Diese Gleichungen wurden von Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi [ALT77, GRI72] aufgestellt und beinhalten eine störungstheoretische Näherungsrechnung für die Entwicklung der Dichten in $\ln Q^2$. Die sogenannten DGLAP-Gleichungen lauten:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_0^1 \left[\sum_j^{2N_f} q_j(u, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{u} + g(u, Q^2) P_{qg}\left(\frac{x}{u}\right)\right) \right] \frac{du}{u} \quad (1.21)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_0^1 \left[\sum_j^{2N_f} q_j(u, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{u} + g(u, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{u}\right)\right) \right] \frac{du}{u} \quad (1.22)$$

Dabei laufen die Indices i, j über alle Quark- und Antiquarksorten, α_s ist die starke Kopplungskonstante und $g(x, Q^2), q_i(x, Q^2)$ die Dichteverteilungen von Gluonen und Quarks. Diese Gleichungen sind Gleichungen in erster Ordnung zu α_s . Sie gelten daher nur in Bereichen, wo

$$\begin{aligned} \alpha_s(Q^2) &\ll 1 \\ \alpha_s(Q^2) \ln(Q^2) &\approx 1 \\ \alpha_s(Q^2) \ln(1/x) &\ll 1 \end{aligned}$$

sind. Dies ist für $x > 0.01$ in guter Näherung der Fall. Dieser Bereich gilt auch als theoretisch relativ gesichert. Für das Verhalten der Strukturfunktionen bei kleinem x ist die Strukturfunktion F_2 dominiert von der Dichteverteilung der Gluonen im Proton. In diesem kinematischen Bereich müssen höhere Terme in α_s berücksichtigt werden. Es gibt es verschiedene theoretische Ansätze zur Entwicklung der Gluondichte für kleine x . Die sogenannte BFKL-Gleichung [BAW78] sagt ein steiles Ansteigen von der Gluondichte proportional zu $1/\sqrt{x}$ voraus, während im Regge-Schema [KUR77] ein konstantes Verhalten der Gluondichte vorhergesagt wird. Bisher wurden die Gluondichten durch Messung des logarithmischen Anstiegs der Strukturfunktion F_2 ermittelt. Bei Niederschrift dieser Arbeit wird gerade eine Veröffentlichung zur direkten Messung der Gluondichte bei kleinen x durch Messen des Photon-Gluon-Fusion Wirkungsquerschnittes vorbereitet [STI94].

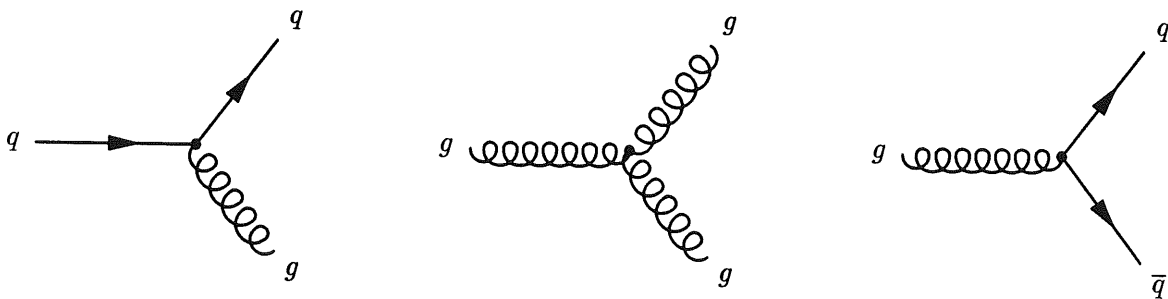


Abbildung 1.3: Feynman Diagramme zur Bestimmung der *Splitting-Funktionen* P_{ij} . Von links nach rechts: Ein Quark kann ein Gluon abstrahlen (P_{qq} und P_{qg}) und ein Gluon kann in zwei Gluonen (P_{gg}) oder in ein Quark-Antiquarkpaar (P_{gq}) aufspalten.

Durch das Vorkommen von Gluonen muß das Austauschphoton bei der Wechselwirkung nicht immer nur transversal polarisiert sein. Durch die Abstrahlung von Gluonen bei der Wechselwirkung

können auch longitudinal polarisierte Austauschphotonen vom Quark absorbiert werden. Dadurch wird die *Callan-Gross-Relation* verletzt. Diese Tatsache wird in einer weiteren Strukturfunktion \mathcal{F}_l erfasst:

$$\mathcal{F}_l = \mathcal{F}_2 - 2x\mathcal{F}_1 \quad (1.23)$$

Der Einfachheit halber wird in dieser Arbeit nicht die Strukturfunktion \mathcal{F}_l , sondern das Verhältnis des Wirkungsquerschnittes für longitudinal zu transversal polarisierten Austauschteilchen $\mathcal{R}(x, Q^2)$ verwendet. Es ist definiert zu:

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma_l}{\sigma_t} \quad (1.24)$$

$$= \frac{\mathcal{F}_2 - 2x\mathcal{F}_1}{2x\mathcal{F}_1} \quad (1.25)$$

Zugänglich wird \mathcal{R} über die Verwendung von bestehenden Parametrisierungen von Strukturfunktionen. Diese Parametrisierungen stammen zum großen Teil aus den Daten der *Fixed-Target-Experimente* und wurden mit Hilfe von Fitmethoden bestimmt. Eine Parametrisierung, die in dieser Arbeit verwendet wird, ist die sogenannte *MRS H* Strukturfunktion. Sie wurde durch Anpassung der Daten aus *Fixed-Target-Experimenten* und den niederenergetischen Daten von HERA 1992 an ein Modell gewonnen (Siehe dazu [PDF92] mit allen darin enthaltenen Verweisen). Der Zugang zu \mathcal{R} erfolgt über F_2 , die Gluondichte $g(x, Q^2)$ sowie der starken Kopplungskonstante α_s mittels der Beziehung 1.26 und 1.27 [RGR90]. Da diesen Zusammenhänge die Quantenchromodynamik zugrunde liegt, wird das so berechnete \mathcal{R} im folgenden mit \mathcal{R}_{QCD} bezeichnet.

$$F_L(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \left\{ \frac{4}{3} \int_x^1 \left(\frac{x}{u}\right)^2 F_2(u, Q^2) \frac{du}{u} + 2 \sum e_i^2 \int_x^1 \left(\frac{x}{u}\right)^2 \left(1 - \frac{x}{u}\right) u g(u, Q^2) \frac{du}{u} \right\} \quad (1.26)$$

$$\mathcal{R}_{QCD} = \frac{F_L(x, Q^2)}{F_2(x, Q^2) - F_L(x, Q^2)} \quad (1.27)$$

Bisherige Messungen von \mathcal{R}_{QCD} wurden nur bei relativ kleinen Impulsüberträgen durchgeführt. Bei HERA hätte man durch Reduzierung der Schwerpunktsenergie die Möglichkeit, durch Vergleich des Wirkungsquerschnittes bei festem (x, Q^2) an verschiedenen Werten von y , \mathcal{R}_{QCD} zu messen. Diese Reduktion kann durch Herabsetzung von Lepton- oder Protonstrahlenergie oder die Auswertung radiativer Ereignisse² geschehen.

Ist \mathcal{R}_{QCD} bekannt, reduziert sich 1.19 unter Beachtung der Annahmen von κ weiter zu 1.28. Mit Hilfe dieser Beziehung kann durch Messen der differentiellen Wirkungsquerschnitte in x und Q^2 die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ des Protons ermittelt werden.

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left(\frac{y^2}{1 + \mathcal{R}_{QCD}} + 2 - 2y \right) F_2 \quad (1.28)$$

²Ereignissen, bei denen das Lepton vor der $e - p$ -Wechselwirkung ein Photon abstrahlt

Kapitel 2

Das Experiment

Diese Arbeit entstand an dem weltweit ersten Speicherring für Elektronen oder Positronen¹ und Protonen, HERA, beim Deutschen Elektronen Synchrotron, DESY, in Hamburg. An diesem Speicherring waren bei der Datennahme 1993 zwei Experimente aufgebaut: ZEUS in der Experimentierhalle Süd und H1 in der Experimentierhalle Nord. Diese Arbeit entstand im Rahmen des Experimentes H1. Im folgenden wird kurz der Speicherring HERA und dann das Experiment H1 beschrieben, wobei bei der Detektorbeschreibung auf die für diese Analyse verwendeten Komponenten besonders eingegangen wird. In der Meßperiode, die die Daten für diese Analyse lieferte, wurde HERA mit Elektronen und Protonen betrieben.

2.1 HERA

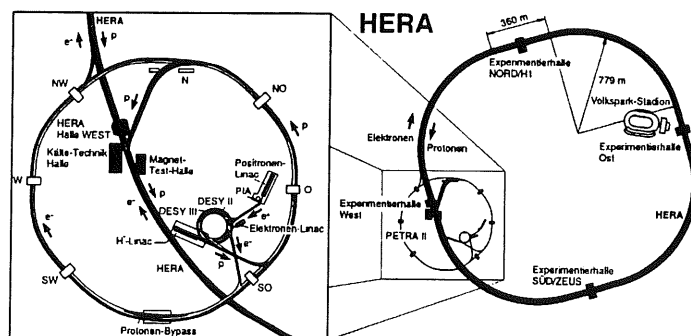


Abbildung 2.1: In dieser Abbildung sind auf der rechten Seite der Speicherring HERA und auf der linken Seite vergrößert die Vorbeschleuniger abgebildet. Die Teilchen durchlaufen verschiedenen Beschleuniger, bevor sie in HERA gespeichert werden. Näheres wird im Text erläutert.

Elektronen und Protonen werden in der Speicherringanlage HERA in getrennten Ringen gespeichert und an zwei Wechselwirkungszonen in der Nord- und der Südhalle zur Kollision gebracht. Bevor die Teilchen in HERA gespeichert werden können, müssen sie eine Reihe von Vorbeschleunigern durchlaufen.

¹Bei der Datennahme 1993 wurden in HERA als Leptonen nur Elektronen verwendet. Zur Verbesserung der Leptonenstrahllebensdauer wurde im Laufe der Datennahme 1994 auf Positronen umgestellt.

Die Protonen werden aus einer Wasserstoffquelle gewonnen. Sie stehen zunächst als negativ geladene Ionen zur Verfügung. In einem H^- Linearbeschleuniger werden die Wasserstoffionen beschleunigt und dann über eine Abstreifolie, an der die überschüssigen Elektronen entfernt werden, in dem Synchrotron DESY-III akkumuliert. Von dort aus werden die Protonen in den Speicherring PETRA² injiziert, wo sie nach weiterer Akkumulation mit einer Energie von 40 GeV in den Protonenring von HERA injiziert werden. Sind hinreichend viele Protonen in HERA gespeichert, werden sie auf die Sollenergie von 820 GeV beschleunigt. Danach wird mit der Elektronenfüllung begonnen.

Die Elektronen werden aus einer Wolframquelle über einen Elektronenlinearbeschleuniger in den Speicherring DESY-II überführt und akkumuliert. Nach einer Vorbeschleunigung dort werden Sie dann in PETRA injiziert, akkumuliert und beschleunigt. Sind die Elektronen in PETRA auf eine Energie von 12 GeV beschleunigt, werden sie in HERA injiziert und akkumuliert. Sind hinreichend viele Elektronen in HERA gespeichert, werden Sie auf eine Energie von 26.7 GeV (1993) beschleunigt. Sobald die Elektronen auf Sollenergie sind, werden mittels Steuermagneten Protonen- und Elektronenstrahl an den Wechselwirkungszonen in den Experimentierhallen zur Kollision gebracht.

Die Beschleunigung der Teilchen in den Speicherringen wird mittels Hochfrequenz-Beschleunigungsstrecken erreicht. Dies hat zur Folge, daß die Teilchen nicht als kontinuierlicher Strom, sondern in Teilchenpaketen, sogenannten *Bunches*, umlaufen. Die Wellenlänge der Hochfrequenz bestimmt den möglichen Abstand dieser Pakete. In der Protonenmaschine wurde 1993 eine Hochfrequenz von 52 MHz verwendet. Damit ist der minimale mögliche Paketabstand ca. 5.8 m (eine Wellenlänge). Normalerweise wird nur jedes fünfte mögliche Paket in der Protonenmaschine benutzt. In der Elektronenmaschine wurde eine Frequenz von ca. 500 MHz verwendet. Der minimale Paketabstand beträgt somit nur ca. 0.6 m. Da es bei der Injektion nicht immer zu vermeiden ist, daß einige Teilchen bei der Injektion von einem Beschleuniger in den nächsten in das „falsche“ Hochfrequenztal fallen, gibt es das Phänomen der sogenannten Satellitenbunche. Da ein Paket der Protonenmaschine lang genug ist, kann es passieren, daß Elektronen aus dem Satellitenbunch der Elektronenmaschine mit einem Proton kollidiert. Das bedeutet, daß der Wechselwirkungspunkt um etwa 0.6 m für dieses Ereignis verschoben ist. Diese Tatsache ist bei der Datenanalyse zu berücksichtigen, da die Satellitenbuncheereignisse eine andere Effizienz für Trigger und Luminositätsmeßsystem bedeuten als „normale“ Ereignisse. Außerdem werden für Untergrundstudien in beiden Beschleunigern Teilchenpakete gespeichert, die keinen Kollisionspartner finden. Diese Pakete nennt man *Pilot-Bunches*. Aus oben erwähnten Gründen ist es aber möglich, daß der „Kollisionspartner“ eines Pilotpaketes nicht leer ist, was zu „echten“ Ereignissen, ausgelöst durch *Pilot-Bunches*, führt.

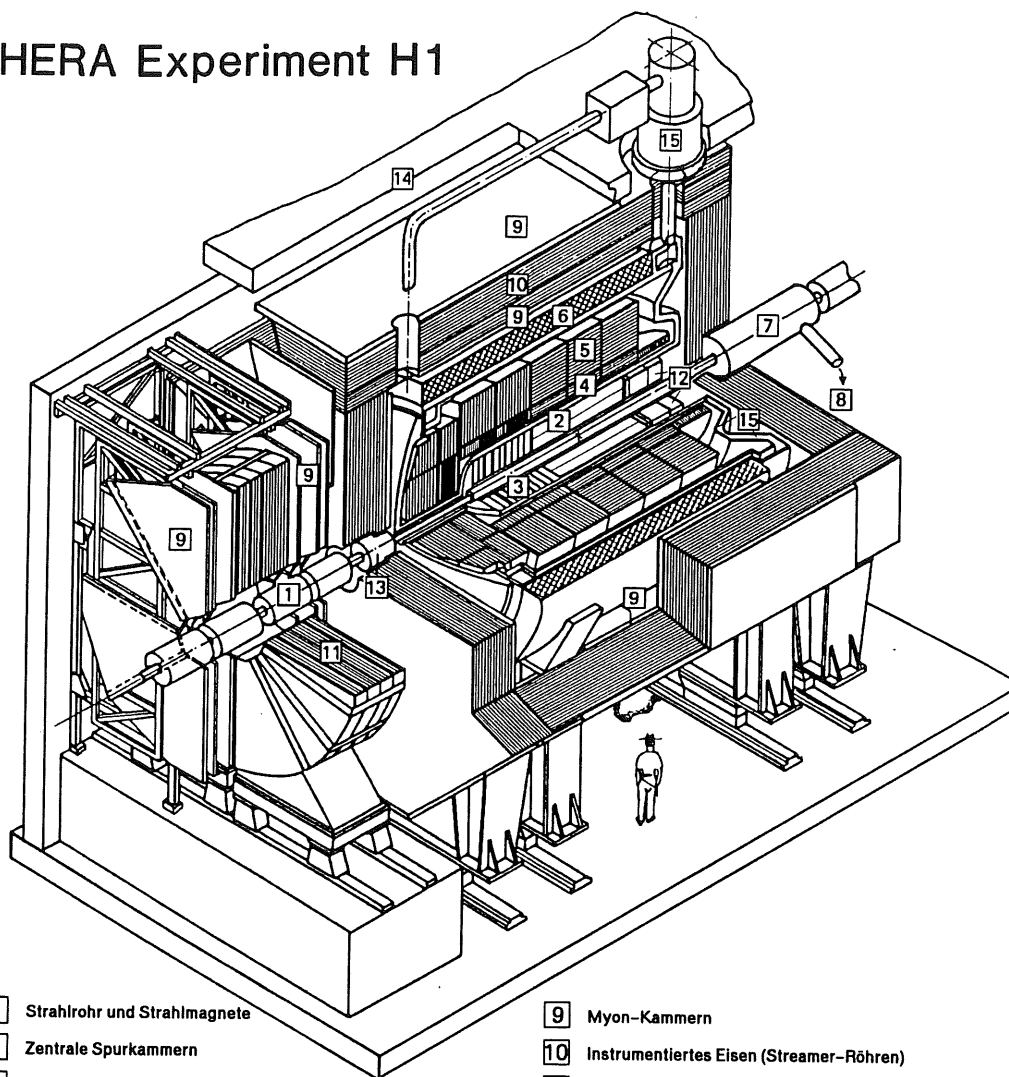
2.2 H1

Das *H1*-Experiment wurde zum Nachweis von Reaktionsprodukten der Streuung von Elektronen an Protonen im Speicherring HERA gebaut. Es wurde ein Nachweis der Teilchen im gesamten Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt herum angestrebt. In der Abbildung 2.2 ist eine dreidimensionale Darstellung des Detektors gezeigt. Aufgrund des im Vergleich zum Elektronenimpuls hohen Protonenimpulses ist der Detektor asymmetrisch in Strahlrichtung aufgebaut. Die Vorwärtsrichtung ist die Flugrichtung der Protonen. Dies ist die positive z -Achse. Die positive x -Achse zeigt zum Mittelpunkt von HERA, also in Protonenrichtung gesehen nach links. Die y -Achse bildet mit den beiden anderen Achsen ein rechtshändiges Koordinatensystem und zeigt im Detektor nach oben.

Den Wechselwirkungspunkt umgeben zunächst die zentralen Spurrkammern [2]. Es handelt sich dabei um zylinderförmige Drift- und Proportionalkammern zur z - und ϕ -Bestimmung von Teilchen Spuren. In Vorwärtsrichtung befinden sich Proportionalkammern für Spuren in Vorwärtsrichtung, die von den zentralen Kammern nicht erfaßt werden können [3]. Weiter außen befindet sich das Kalorimetersystem des Detektors. Im Zentral- und Vorwärtsbereich ist ein flüssig-Argon Kalorimeter be-

² Positron-Elektron-Ring-Anlage

HERA Experiment H1



- | | | | |
|---|---|----|--|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnete | 9 | Myon-Kammern |
| 2 | Zentrale Spurkammern | 10 | Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 | Vorwärtsspurkammern und Übergangstrahlungsmodul | 11 | Myon-Toroid-Magnet |
| 4 | Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) | 12 | warmes elektromagnetisches Kalorimeter |
| 5 | Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) | 13 | Vorwärts-Kalorimeter |
| 6 | Supraleitende Spule (1.2T) | 14 | Betonabschirmung |
| 7 | Kompensationsmagnet | 15 | Flüssig Argon Kryostat |
| 8 | Helium Kälteanlage | | |

Abbildung 2.2: Der H1-Detektor im Schnitt. Die Elektronen kommen in dieser Ansicht von links unten, die Protonen von rechts oben. Nicht enthalten in diesem Bild ist ein Szintillationszählersystem zur Untergrundunterdrückung etwa 8m vor dem Experiment (aus Protonenrichtung gesehen) sowie das Meßsystem zur Luminositätsbestimmung. Erläuterungen zu den einzelnen Teilen finden sich im Text.

	Elektronen	Protonen
Maximalenergie	30GeV	820GeV
Energie 1993	26.7GeV	820GeV
Injektionsenergie	12GeV	40GeV
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	
Teilchenstrom	60mA	160mA
Teilchen pro Bunch	$3.5 \cdot 10^{10}$	10^{11}
Bunchanzahl (geplant)	210	210
Bunchanzahl (1993)	70	70
Bunchabstand	28.8m	
Bunchlänge	25mm	440mm
Bunchbreite am Wechselwirkungspunkt	0.264mm	0.3mm
Bunchhöhe am Wechselwirkungspunkt	0.017mm	0.095mm
Strahlungsverlust pro Umlauf	70.38MeV	$1.4 \cdot 10^{-10} \text{MeV}$
Füllzeit	15min	20min
Polarisationszeit	27min	–
Kreuzungswinkel zwischen den Strahlen am Experiment	0°	

Tabelle 2.1: In dieser Tabelle sind einige Designparameter von HERA aufgelistet.

stehend aus elektromagnetischen [4] und hadronischen [5] Segmenten, die elektromagnetische und hadronische Schauer absorbieren. In Rückwärtsrichtung befindet sich ein warmes elektromagnetisches Kalorimeter in Blei-Szintillator Sandwich Bauweise [12]. Hinter dem rückwärtigem Kalorimeter befindet sich ein Szintillatorsystem zur Flugzeitbestimmung von Teilchen bezüglich des Wechselwirkungszeitpunktes, das sogenannte TOF³. Unter sehr kleinem Winkel gestreute Hadronen können mit dem PLUG-Kalorimeter [13] nachgewiesen werden, welches in Vorwärtsrichtung das Strahlrohr umschließt. Das flüssig-Argon Kalorimeter und die Spurkammern befinden sich innerhalb einer supraleitenden Spule [6]. Außerhalb der Spule ist ein Eisenjoch aufgebaut, welches zum einen der Flußrückführung des Magnetfeldes dient, zum anderen mit Streamerröhren ausgerüstet ist (instrumentiertes Eisen) [10]. In Vorwärtsrichtung befindet sich das Vorwärts-Myonenspektrometer bestehend aus mehreren ebenen Driftkammern [9] und einem toroidförmigen, normalleitendem Magneten [11]. Im folgenden werden die Detektorteile, die in dieser Analyse verwendet werden, näher erläutert. Eine ausführliche Beschreibung des Detektors findet sich in [H1D94].

2.2.1 Spurkammern

Im Zentralbereich des H1-Dektors beginnt der Teilchennachweis mit Spurerkennungssystemen. Verschiedene Arten von Spurkammern sind installiert:

- Zentrale Jetkammern
- Z-Kammern
- Proportionalkammern

³Time-of-Flight System

- Vieldrahtproportionalkammern
- Driftkammern

Die zentralen Spurkammern dienen der Spurvermessung von geladenen Teilchen. Es handelt sich bei den im *H1*-Experiment verwendeten Kammern um zwei zylinderförmige Driftkammern nach dem Prinzip der Jet-Kammern, vor denen jeweils eine z -Driftkammer und eine Vieldrahtproportionalkammer (MWPC) installiert ist. Die z -Kammern dienen der Bestimmung der z -Koordinate von Teilchenspuren. Ihre Drähte sind ringförmig um die Wechselwirkungszone angeordnet. Die Proportionalkammern liefern ebenfalls eine z -Information. Durch schnelle Prozessoren wird von diesen Daten eine Triggerinformation abgeleitet.

2.2.2 Flüssig-Argon Kalorimeter

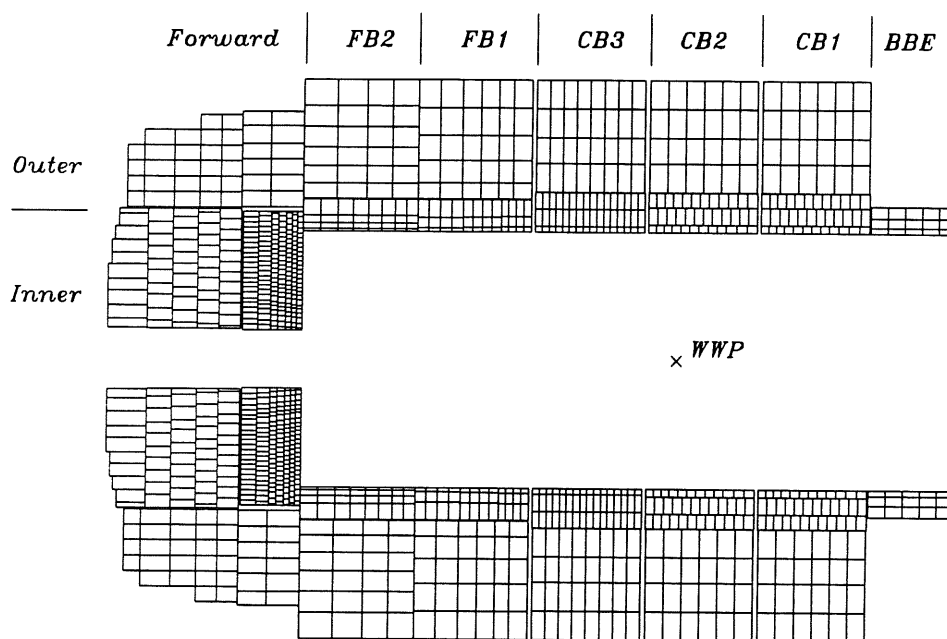


Abbildung 2.3: In dieser Abbildung ist die Namenskonvention für die Abschnitte des flüssig-Argon Kalorimeters dargestellt. In der Mitte des Detektors befindet sich der Wechselwirkungspunkt (WWP). In dieser Seitenansicht kommen die Elektronen von links und die Protonen von rechts. Man erkennt die Unterteilung in elektromagnetische und hadronische Teile: Die elektromagnetischen Teile sind feiner segmentiert.

Das flüssig-Argon Kalorimeter ist aus mehreren Modulen, sogenannten Ringen, aufgebaut. Diese Ringe tragen die Bezeichnungen

BBE rückwärtiges, elektromagnetisches Kalorimeter (Backward Barrel Electromagnetic)

CB1-3 zentrale Kalorimeter (Central Barrel)

FB1-2 vorwärtige Kalorimeter (Forward Barrel)

IF/OF inneres und äußeres vorwärtiges Kalorimeter (Inner/Outer Forward)

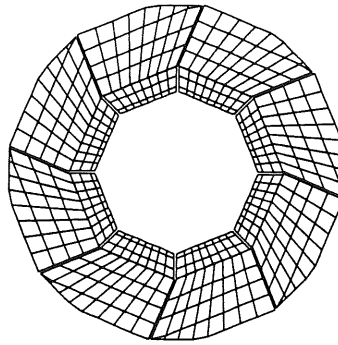


Abbildung 2.4: x - y Ansicht eines Kalorimeterringes (CB1). Man erkennt die ϕ -Lücken im elektromagnetischen Teil sowie die verschiedene Segmentierung der Kalorimeter in den elektromagnetischen und hadronischen Teilen.

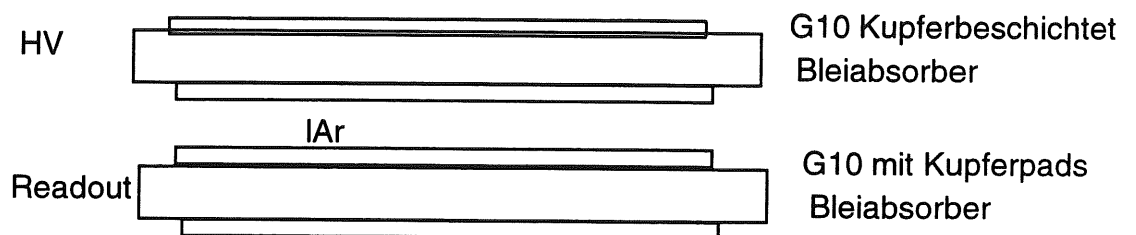


Abbildung 2.5: Hier ist schematisch die Form der Auslesezellen im flüssig-Argon Kalorimeter dargestellt. Dargestellt ist eine elektromagnetische Zelle. Es wechseln sich Absorberplatten, konfiguriert als Hochspannungs- und Ausleseeinheiten, ab.

Jedes dieser Teile außer dem *BBE* ist in einen hadronischen und einen elektromagnetischen Teil unterteilt. Das *BBE* besteht nur aus einem elektromagnetischem Teil. Jeder dieser Teile ist wiederum in Auslesezellen unterteilt. Schematisch ist das Aussehen der Auslesezellen in Abbildung 2.5 dargestellt. Als Absorbermaterial wird in den elektromagnetischen Kalorimetersegmenten Blei und in den hadronischen Stahl verwendet. Innerhalb der Zellen wechseln sich Hochspannungselektroden mit Ausleseelektroden ab. Zwischen diesen Elektroden befindet sich flüssiges Argon. Bei den Hochspannungselektroden sind auf das Absorbermaterial zweiseitig beschichtete Kupferleiterplatten aufgeklebt, die mit einer Isolierschicht versehen sind. Die Kupferschicht auf der Absorberseite liegt auf Erdpotential. Die andere Seite liegt an Hochspannung (1.5kV). Die Ausleseplatten sind in kleinere Flächen unterteilt, von denen die gesammelte Ladung aufgenommen wird. Mehrere Ausleseplatten werden zu einer Auslesezelle zusammengeschaltet. Die Hochspannungselektroden einer Zelle wird von verschiedenen Hochspannungsquellen versorgt, sodaß der Ausfall einer Hochspannungsleitung nicht zur Hochspannungslosigkeit einer Zelle und somit zum Verlust der Detektorzelle führt. Insgesamt stehen etwa 45000 Auslesekanäle im flüssig-Argon Kalorimeter zur Verfügung.

Die Geometrie der Ausleseplatten ist so beschaffen, daß die Flächennormalen der Ausleseplatten immer höchstens einen Winkel von 45° zum Wechselwirkungspunkt haben. In den zentralen Kalorimetern steht die Flächennormale der Platten senkrecht zum Strahl, in allen anderen Kalorimetern parallel. Konstruktionsbedingt entstehen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters Lücken im Azimutalwinkel ϕ . Innerhalb dieser Lücken können Teilchen direkt in das hadronische Kalorimeter gelangen. Die hadronischen Teile weisen keine Lücken auf, durch die Teilchen vom Wechselwirkungspunkt kommend das Kalorimeter verlassen können, ohne nachgewiesen zu werden. Siehe dazu auch

Abbildung 2.4. In der Abbildung 2.3 ist die Aufteilung der Kalorimeter in Zellen dargestellt. Die elektromagnetischen Kalorimeter von BBE bis FB1 sind longitudinal vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen in drei Ebenen segmentiert, FB2 in vier und das IFE in sechs Lagen. Diese Segmentierung dient der Erkennbarkeit von Elektronen in den Kalorimetern. Die longitudinal aufeinanderfolgenden Ebenen werden als K-Ebenen bezeichnet. Die erste als K0. Von dieser Bezeichnung wird in der Selektion Gebrauch gemacht. Die elektromagnetischen Kalorimeter haben eine longitudinale Tiefe von ca. 20 Strahlungslängen, die hadronischen von etwa 5 bis 8 nuklearen Wechselwirkungslängen. Das Kalorimeter ist so gebaut, daß für die elektromagnetischen Kalorimeter eine Energieauflösung von ca. $0.1/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ und für die hadronischen von ca. $0.55/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ erreicht werden kann. Eine ausführliche Beschreibung des flüssig-Argon Kalorimeter findet sich in [H1D94].

2.2.3 Magnete

An dem Experiment sind zwei supraleitende Magnete eingebaut. Dies ist zum einen der H1-Magnet und zum anderen ein Kompensatormagnet vor dem Experiment zur Neutralisation des Feldes der Hauptspule. Der H1-Magnet ist eine supraleitende Spule, die im Detektor eingebaut ist. In ihrem Inneren wird ein homogenes Magnetfeld in z -Richtung mit einer Feldstärke von ca. 1.2T erzeugt. Dieses Magnetfeld verursacht über die Lorentzkraft eine Spurkrümmung für geladene Teilchen in den zentralen Spurkammern. Damit wird eine Impuls- und Ladungsbestimmung für Teilchen im zentralen Spurerkennungssystem möglich.

In Vorwärtsrichtung befindet sich ein normalleitender Toroidmagnet zur Bestimmung des Impulses von Myonen, die in Vorwärtsrichtung emittiert werden, mittels dazugehöriger Driftkammern. Die erzeugte Feldstärke im Eisentoroid des Magneten beträgt etwa 1.6T. Die Feldlinien verlaufen in ϕ -Richtung.

2.2.4 Instrumentiertes Eisen

In das Eisen, welches das Magnetfeld schließt, sind Streamerkammern eingebaut. In zehn Lagen Eisen von je 75mm Stärke sind 16 Lagen der Kammern eingebaut. Die Daten der Streamerkammern werden analog und digital erfaßt:

- Die einzelnen Drähte werden digital ausgelesen. Es wird also nur das Ansprechen eines Drahtes aufgezeichnet, nicht aber die Pulshöhe. Die Drahtauslese dient der Identifizierung von Myonspuren. Nur Myonen haben aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie die Möglichkeit, die 10 Lagen Eisen (ca. 1m) zu durchqueren.
- Auf die Kammern aufgebrauchte Elektroden werden analog ausgelesen, sodaß man die deponierte Ladung vermessen kann. Dadurch kann Energie, die nicht vollständig im flüssig-Argon Kalorimeter deponiert wurde, nachgewiesen werden. Die Energieauflösung von diesem Kalorimeter beträgt etwa $100\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$.

Das Myonsystem erlaubt es zum einen, Ereignisse zu erkennen, die durch kosmische Myonen ausgelöst wurden und zum anderen Myonen nachzuweisen, die aus $e-p$ Wechselwirkungen stammen. Ferner kann man Myonen aus Protonenverlusten weit vor dem Experiment (Strahlhalo-Myonen) als Untergrund erkennen oder zu Kalibrationszwecken markieren (siehe Anhang A).

2.2.5 Luminositätsmessung

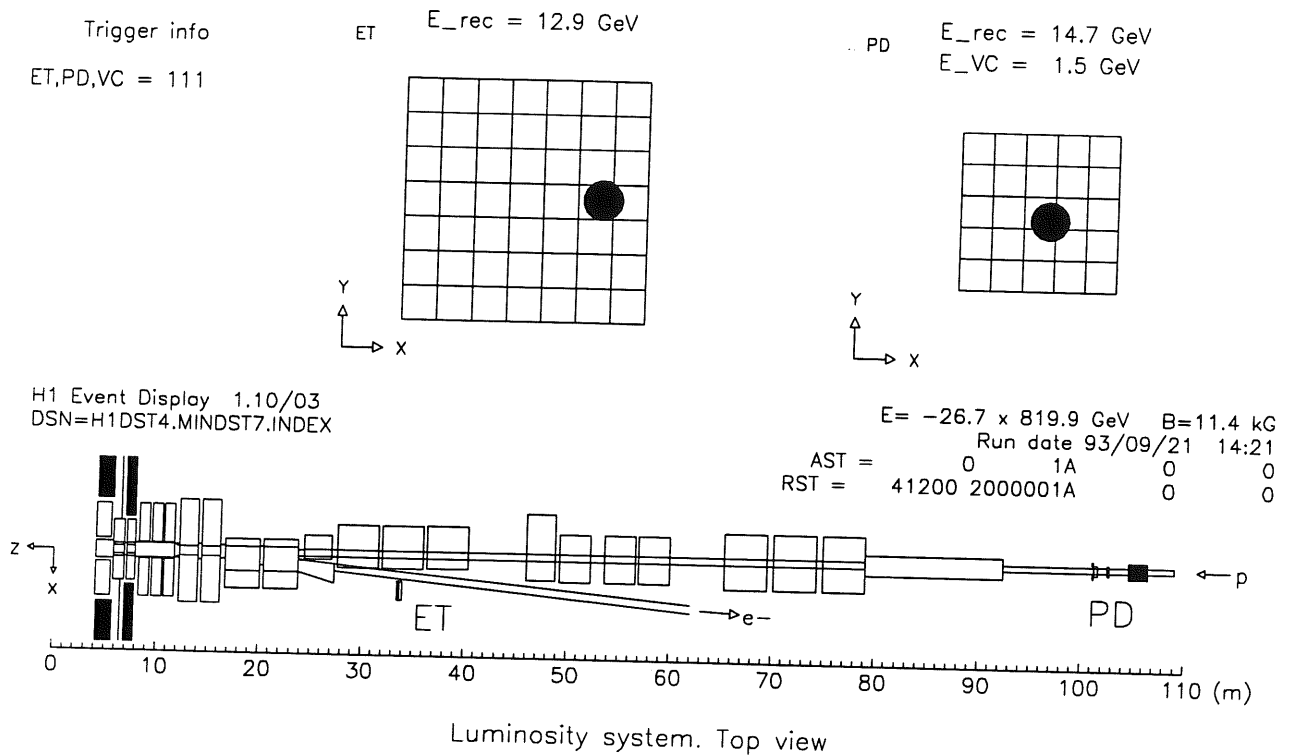


Abbildung 2.6: Das Luminositätsmeßsystem

In dieser Arbeit sollen Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Dafür ist die Messung der Luminosität, das heißt der $e - p$ Wechselwirkungsrate, erforderlich. Luminosität ist definiert als das Verhältnis von Ereignissen zum Wirkungsquerschnitt.

$$L = \frac{N}{\sigma} \quad (2.1)$$

Die Messung der Luminosität erfolgt über das Zählen von Ereignissen eines bekannten Wirkungsquerschnittes. Zu diesem Zweck wird der Prozeß der elastischen Bremsstrahlung (Bethe-Heitler), $e + p \rightarrow e + \gamma + p$, verwendet. Aus der Quantenelektrodynamik (QED) ist der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion exakt berechenbar. Um die Luminosität zu bestimmen, muß also die Koinzidenz eines Photons und eines Elektrons aus dem Wechselwirkungsbereich bestimmt werden. Zu diesem Zweck ist $\approx 100\text{m}$ vor dem Experiment ein elektromagnetisches Kalorimeter zum Photonnachweis installiert. Dieses Kalorimeter ist der sogenannte Photondetektor (PD). Vor dem Photondetektor befindet sich noch ein Cerenkowzähler (VC) zur Untergrundunterdrückung von geladenen Teilchen. Etwa 35m vor dem Experiment ist ebenfalls ein elektromagnetisches Kalorimeter installiert, welches unter sehr kleinen Winkeln gestreute Elektronen nachweisen kann. Dies ist der sogenannte Elektrontagger (ET). In der Abbildung 2.6 ist das Luminositätsmeßsystem mit einem Ereignis abgebildet. In dem Elektronmarkierer ist ein Elektron mit einer Energie von 12.9GeV und im Photonmarkierer ein Photon mit einer Energie von 14.7GeV registriert worden, die zusammen die Energie des einfallenden Elektrons ergeben. Dieses System kann auch zum Nachweis von Photoproduktionsereignissen benutzt werden. Diese Ereignisse zeichnen sich durch einen sehr kleinen Impulsübertrag Q^2 aus. Das Elektron wird bei dem Streuprozess nur wenig ausgelenkt und kann im Elektrontagger nachgewiesen werden.

Bei dieser Art von Ereignissen wird üblicherweise keine oder nur wenig Energie im Photodetektor deponiert.

2.3 Ereignissimulation

Für die Beurteilung der Meßdaten eines komplexen Meßinstrumentes ist es notwendig, die Antwort des Detektors mit Simulationen von Ereignissen durchzuführen. Daher soll an dieser Stelle kurz auf die Erzeugung von Ereignissen und deren Simulation im Detektor eingegangen werden. Die Erzeugung von Ereignissen stellt die Nachbildung der physikalischen Prozesse dar, die bei $e-p$ -Wechselwirkungen stattfinden. Neben den Wechselwirkungsprozessen für die eigentliche Photon-Parton Streureaktion spielt auch die Art der Fragmentation des gestreuten Partons in Hadronen eine Rolle. Die verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren, die für die Experimente am $H1$ -Experiment eingesetzt werden, unterscheiden sich in der Art der simulierten Wechselwirkungen, in dem kinematisch gültigen Bereich sowie in dem Modell, welches der Fragmentation zugrunde liegt. Für diese Arbeit standen Simulationsdaten zur Verfügung, die von den Generatoren *Lepto 6.1*[LEP91] und *Django 1.21*[DJA91] stammen. Letzteres ist eine Kombination aus *Lepto 6.1* und *Heracles*, welches QED-Strahlungen für das Elektron während des Streuprozesses berücksichtigt. Es wurden die Strukturfunktionen $MRS D'_0$ und $MRS H$ [PDF92] bei der Generation der Ereignisse zugrunde gelegt. Außerdem stand ein relativ kleiner Datensatz aus *Ariadne* zur Verfügung, der ein anderes Fragmentationsschema als die anderen beiden Monte-Carlo Datensätze beinhaltet. In Tabelle 2.2 sind die Monte-Carlo Datensätze, die zur Verfügung standen, aufgelistet.

Name	Ereignisse	Generator[PAH92]	Strukturfunktion[PDF92]	Fragmentation
MRSH-Monte Carlo	25000	<i>Django 1.21</i>	$MRS H$	MEPS
D0-Monte Carlo	25000	<i>Django 1.21</i>	$MRS D'_0$	MEPS
CDM-Monte-Carlo	1000	<i>Ariadne</i>	$MRS D'_0$	CDM

Tabelle 2.2: Liste der Monte-Carlo Datensätze, die in dieser Arbeit Verwendung finden.

Nach der Generierung der Ereignisse stehen Informationen über die bei einer Reaktion entstandenen Teilchen zur Verfügung. Alle bis hierhin stattgefundenen Wechselwirkungen haben sich sehr nahe am Wechselwirkungspunkt selbst abgespielt. Es folgt nun die Simulation der Antwort des Detektors auf die entstandenen Teilchen. Zu diesem Zweck wird jedes Teilchen durch eine Modellierung des $H1$ -Detektors geschickt und die Deposition von Signalen in den Spurdetektoren und Kalorimetern aufgezeichnet. Dies wird mit Hilfe des Programmpaketes *GEANT*[GEA94] getan. Während bei der Simulation für digitale Systeme (z.B. Spurkammern) technisch relativ einfach eine Simulation durchgeführt werden kann, ist es bei analogen Meßsystemen, wie zum Beispiel die Kalorimeter, relativ aufwendig, weil nicht nur ein Ansprechen eines Detektors, sondern auch eine quantitative Signalantwort generiert werden muß. Die in den Kalorimetern zugrundeliegenden physikalischen Prozesse unterscheiden sich für hadronische und elektromagnetische Energiedepositionen. Während bei den elektromagnetischen Prozessen im wesentlichen Bremsstrahlung und Paarbildung bei den vermessenen Energien dominieren, sind es bei den hadronischen Reaktionen starke und schwache Wechselwirkung sowie Kernanregungen. Um die Detektorantwort auf beispielsweise ein Elektron zu erhalten, müßte man jeden einzelnen Prozeß während des Teilchennachweises simulieren. Dies wäre ein sehr großer Rechenaufwand, der in der Praxis nicht möglich, aber auch nicht erforderlich ist. Die Daten, die für diese Analyse simuliert wurden, wurden mit sogenannten parametrisierten Schauern gebildet([PET92, RUD92]). Dabei werden die hadronischen und elektromagnetischen Schauer aus den Eigenschaften der nachzuweisenden Teilchen (z.B. Energie, Eintrittsort im Kalorimeter) schnell gewonnen.

Nach der Simulation stehen Daten zur Verfügung, wie sie auch in der echten Meßsituation am *H1*-Experiment selber anfallen. Diese simulierten Daten werden dann über den normalen Rekonstruktionsweg der experimentellen Daten weiterverarbeitet. Im Gegensatz zu den Meßdaten kann man bei den simulierten Daten die Sollgrößen, z.B. Energiedepositionen im Kalorimeter, mit den gemessenen Größen vergleichen.

2.4 Kalorimetrische Rekonstruktion

Nach der Auslösung eines Triggers für den *H1*-Detektor werden alle Unterdetektoren elektronisch zur Datennahme „aufgefordert“. Bei den Kalorimetern wird die in den einzelnen Kalorimeterzellen deponierte Ladung in einem Sample-and-hold Schaltkreis festgehalten. Über ein Multiplexsystem werden diese Ladungen auf mehrere Analog-Digital Wandler geführt. Die in digitale Information umgewandelten Analogwerte werden mit einem Signalprozessor bearbeitet. Dabei wird aus der digitalen Information zunächst einmal die wahre Ladung bestimmt. Diese wahre Ladung wird durch ein Polynom dritten Grades, dessen Koeffizienten experimentell gewonnen wurden, ermittelt. Dieses Polynom enthält auch den Nullpunkt der Ladungsskala. Anschließend wird „online“ ein Schnitt in Einheiten der Breite des Rauschens auf alle Kanäle im Kalorimeter durchgeführt. Als Ergebnis dieses Schrittes stehen pro Zelle im Kalorimeter deponierte Ladung zur Verfügung, die der Rekonstruktion zugänglich gemacht wird.

Bei der Rekonstruktion wird zunächst aus der Ladung eine äquivalente Energie berechnet. Die Umrechnungsfaktoren von Ladung zu Energie wurden in Testmessungen bestimmt. Die so ermittelte Energie ist die Energieantwort des Kalorimeters auf Elektronen. Auf die Energieberechnung folgt ein Zusammenfassen von verschiedenen Zellen zu einem sogenannten *Cluster*. Es wird zu diesem Zweck eine Zelle gesucht, deren Energie mindestens vier Standardabweichungen von Nullsignal entfernt ist. Alle Zellen in der Nachbarschaft dieser Zelle, deren Signal mehr als zwei Standardabweichungen vom Nullsignal entfernt ist, werden zu dieser Zelle als Objekte hinzugefügt. Sind die *Cluster* gebildet, werden die Energien der Zellen hinaufgewichtet, wenn es sich um Signale von Hadronen handelt [PLO92]. Außerdem wird eine Korrektur auf das Material vor dem Kalorimeter durchgeführt, welches zu Energieverlusten und zur Verschlechterung der Energieauflösung führt. Die auf diese Weise berechneten Energien werden dann der Analyse zur Verfügung gestellt.

Kapitel 3

Datenerfassung

3.1 Allgemeines

Die für diese Analyse verwendeten Ereignisse des neutralen Stromes zeichnen sich durch folgende Eigenschaften aus:

- im Endzustand befindet sich ein gestreutes Elektron
- der gesamte Transversalimpuls verschwindet

Ereignisse, die für diese Eigenschaften ebenfalls zutreffen, aber für diese Analyse Untergrund bedeuten, sind:

Photoproduktionsereignisse: Dies sind Ereignisse mit sehr niedrigem Impulsübertrag Q^2 . Das gestreute Elektron wird kaum ausgelenkt und verläßt den Detektor im Strahlrohr. Bei einem Teil dieser Ereignisse kann man das gestreute Elektron im Elektrondetektor des Luminositätsmeßsystems nachweisen. Ein Pion aus dem hadronischem Endzustand kann unter Umständen als Elektron misidentifiziert werden. Das Ereignis balanciert auch insgesamt. Der Wirkungsquerschnitt für diese Ereignisse ist deutlich größer als für Ereignisse aus tief-inelastischer Streuung (DIS). Dies liegt an dem $1/Q^4$ Abfall des Wirkungsquerschnittes. Daher ist eine sehr gute Unterdrückung dieser Ereignisse notwendig.

Strahlhalo-Myonen: An Aperturgrenzen verlorengegangenen Protonen schauern an dem im HERA-Tunnel verfügbaren Material (Magnete, Abschirmungen) auf. Im Verlauf des Schauers kann es dazu kommen, daß Myonen entstehen, die dann zeitgleich mit dem Protonstrahl das Experiment erreichen. Es kommt vor, daß diese Myonen elektromagnetische Schauer im flüssig-Argon Kalorimeter durch Produktion von δ -Elektronen¹ erzeugen. Die Ereignisse balancieren zwar üblicherweise nicht im Transversalimpuls, aber die Energien sind nicht sehr hoch, sodaß in der Transversalimpulsbilanz im Rahmen der Detektorauflösung Balance angenommen werden muß.

kosmische Myonen und Schauer: Diese können durch Erzeugung von δ -Elektronen elektromagnetische Aktivität generieren und dadurch Elektronen vortäuschen. Auch hier sind die Energien nicht sehr hoch, sodaß im Rahmen der Detektorauflösung diese Ereignisse im Transversalimpuls balancieren.

Ziel der Datenerfassung ist die möglichst komplette Erfassung aller Ereignisse, in deren Endzustand sich ein gestreutes Elektron befindet. Dabei soll möglichst kein Untergrund in den Daten übrigbleiben. Beide Forderungen auf einmal sind im allgemeinen nicht zu erfüllen. Es müssen daher bei dem Weg

¹Dies sind Elektronen aus den Atomhüllen den Kerne des Kalorimetermaterials.

der Ereignisse vom Detektor zur Analyse kontrollierbare Schnitte auf die Daten angewendet werden. Kontrollierbar heißt in diesem Zusammenhang, daß die Schnitte anhand der Daten selber kontrolliert werden können und man nicht unbedingt auf die Güte der Simulation angewiesen ist. Erreichen kann man dieses durch sehr „weiche“ Schnitte an den Daten und der Möglichkeit, innerhalb der Daten einen unabhängigen Referenzsatz zu selektieren. So ist im Rahmen dieser Analyse zum Beispiel für die Datenerfassung darauf geachtet worden, daß kein Spurkriterium in der Selektion angewendet wird. Man kann dann bei der Datenanalyse Ereignisse mit einer Spurselektion als Referenzsatz benutzen. Im folgenden wird auf die einzelnen Triggerstufen und Klassifikationsalgorithmen eingegangen.

3.2 Triggerstufen beim H1-Experiment

Das Triggersystem beim *H1*-Experiment war bei der Datennahme 1993 in eine Hardwarestufe und zwei Softwarestufen geteilt. Das Ergebnis dieser Triggerstufen sind die POT-Datenbänder². Diese Ereignisse sind auf der zweiten Software-Triggerebene mit einer physikalischen Ereignisklasse versehen worden. Ereignisse, die bei dem Software Trigger keiner Physikklasse zugeschrieben wurden, werden verworfen.

3.2.1 Level-1 Trigger

In der ersten Triggerebene werden von den einzelnen Subdetektoren Einzeltriggerinformationen generiert. Diese Einzelinformationen werden dann zu Triggerbedingungen kombiniert. Die für diese Analyse wichtigen Trigger sind die sogenannten *Elektron-1* und *Elektron-2* Trigger. Dies sind kalorimetrische Trigger. Zur Gewinnung dieser Trigger ist das gesamte Kalorimeter in 256 Triggertürme aufgeteilt. Diese Triggertürme sind so angeordnet, daß sie alle Richtung Wechselwirkungspunkt zeigen. Alle Triggertürme besitzen einen hadronischen und einen elektromagnetischen Teil. Wird nun elektromagnetische Energie in einem Triggerturm registriert und befindet sich hinter der elektromagnetischen Energie keine hadronische, so wird ein Elektrontrigger ausgelöst. Während der *Elektron-2* Trigger rein kalorimetrisch ist, wird für den *Elektron-1* Trigger noch ein sogenanntes T_0 Kriterium von den Spurkammern erwartet. Dieses Kriterium verlangt von den Spurkammern, das deren Auslesesystem gestartet wird, also eine minimale Spuraktivität in dem zentralen Kammersystem vorliegt. Die beiden Trigger *Elektron-1* und *Elektron-2* unterscheiden sich in der Energieschwelle für das Elektron. Diese Analyse verwendet ein logisches *Oder* beider Trigger.

3.2.2 Level-2 und Level-3 Trigger

Diese Triggerebene war 1993 noch in der Entwicklung und nicht aktiv am Triggerprozeß beteiligt. Installiert werden Systeme, die auf neuronalen Netzen basieren und physikalische Signaturen schnell erkennen können.

3.2.3 Level-4 Trigger

In der vierten Triggerebene werden die von dem Level-1 gelieferten Triggersignale überprüft. Es wird dabei eine Teilrekonstruktion der Ereignisse durchgeführt. Für die Elektrontrigger beispielsweise wird für die Triggertürme, die angesprochen haben, geprüft, ob wirklich ausreichend Energie zum Triggern im Kalorimeter deponiert worden ist. Kann keiner der Trigger, die dieses Ereignis auslösten, verifiziert werden, wird das Ereignis verworfen. Um die Effizienz und Funktion der Triggerebene 4 zu prüfen, werden etwa 1% aller von dieser Triggerebene verworfenen Ereignisse als solche gekennzeichnet, aber mitaufgezeichnet.

²POT: Physics Output Tapes

Klasse 10 und 11	Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron im rückwärtigen, warmen elektromagnetischen Kalorimeter (BEMC) zu finden ist.
Klasse 9	Ereignisse, bei denen das Elektron in das flüssig-Argon Kalorimeter oder in den Übergangsbereich zwischen BEMC und flüssig-Argon Kalorimeter gestreut wird.

Tabelle 3.1: Hier ist eine Kurzbeschreibung der Ereignisklassen für die Ereignisse der tief-inelastischen Streuung bei dem *H1*-Experiment aufgelistet.

3.2.4 Level-5 Klassifikation

Die von den vorhergehenden Triggerstufen akzeptierten Ereignisse werden als Rohdaten auf Magnetband abgespeichert. Sobald ein Band voll ist, wird es der Rekonstruktion zugeführt. Dabei werden zunächst einmal für jeden Subdetektor die Rekonstruktionen durchgeführt. Dann werden verschiedenen Detektorkomponenten miteinander kombiniert. So werden aus verschiedenen Spurkammern Spurinformatoren zusammengeführt und die Energien, die in verschiedenen Kalorimetern deponiert wurden, werden vereinigt. Als Ergebnis dieser Rekonstruktion hat man für die Kalorimeter Cluster. Diese Cluster stellen Bereiche zusammengehöriger Energie im Kalorimeter dar. Diesen Clustern werden Estimatoren zugeordnet, die die nachfolgende Teilchenidentifikation ermöglichen sollen. In dieser Analyse wird insbesondere von folgenden Estimatoren Gebrauch gemacht:

- H4:** Dieser Estimator ist das Verhältnis der Energie der vier energiereichsten Zellen eines Clusters zur Gesamtenergie des Clusters. Elektromagnetische Cluster sind üblicherweise sehr kompakt, sodaß dieser Estimator für Elektronen größer ist als für Hadronen.
- EM:** Dies ist das Verhältnis der Energie eines Clusters, die im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert wird, zur Gesamtenergie des Clusters. Elektronen sollten alle ihre Energie innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters deponieren. Wird viel Energie in den dahinterliegenden hadronischen Kalorimetern deponiert, handelt es sich nur mit geringer Wahrscheinlichkeit um ein Elektron.
- K0:** Diese Größe beschreibt das Verhältnis der in der ersten elektromagnetischen Kalorimeterlage deponierten Energie zur Gesamtenergie eines Clusters. Elektronen schauen in Kalorimetern eher auf als Hadronen. Insbesondere ist der Schauerstart für Elektronen sehr nahe am Kalorimeteranfang. Trotz der Kompaktheit soll allerdings nicht alle Energie in der ersten Lage deponiert werden, da dies in elektromagnetischen Schauern üblicherweise nicht der Fall ist.

Eine eingehende Beschreibung der Gewinnung und Benutzung dieser Estimatoren ist in [H194] behandelt. Die Schnitte, die auf die Daten dabei angewendet werden, sind in dem folgendem Abschnitt erläutert und motiviert.

3.3 Klassifikationssystem

Die Daten in dem *H1*-Experiment werden mittels der Level-5 Klassifikation in verschiedene Klassen unterteilt. Aufgrund dieser Klassifikation ist ein schnelles Auffinden von Ereignissen mit bestimmten, von den physikalischen Arbeitsgruppen vorgegebenen, Signaturen möglich. Für die Analyse von Ereignissen der tief-inelastischen $e - p$ Streuung sind drei Klassen vorgesehen: Die Ereignisse, die in dieser Arbeit analysiert wurden, sind die der Ereignisklasse 9: „neutraler Strom mit hohem Impulsübertrag“. Auf die Klassifikation derselben wird im folgenden näher eingegangen.

3.3.1 POT-Klassifikation

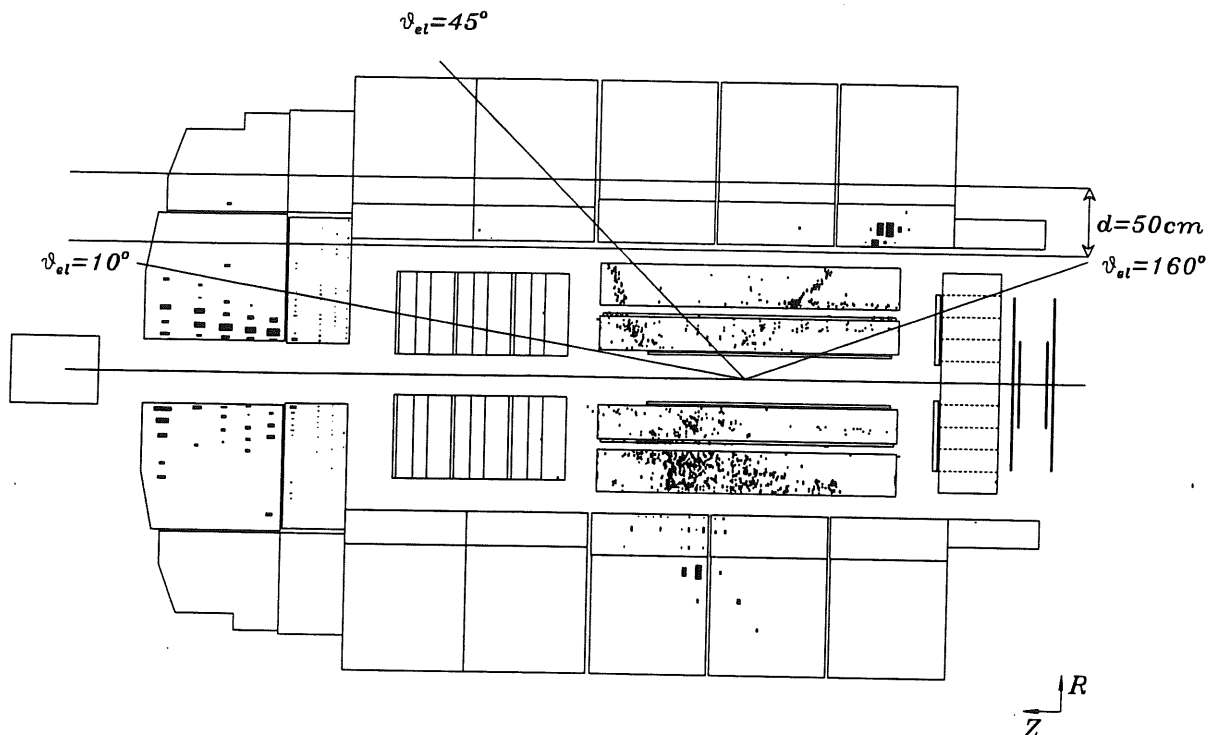


Abbildung 3.1: Die Ereignisse, welche hinreichend elektromagnetische Energie im Bereich von 10° bis 160° besitzen, werden für die Ereignisklasse 9 gekennzeichnet. Außerdem muß eine gewisse Mindestenergie außerhalb des markierten Zylinders von 50cm Durchmesser vorhanden sein.

Die Klassifikation der Ereignisse beginnt mit der Berechnung des gesamten transversalen Impulses des Ereignisses. Ereignisse, deren Gesamttransversalimpuls 40GeV übersteigt, werden nicht für diese Ereignisklasse markiert.

Nach Prüfung des gesamten Transversalimpulses wird die Suche nach einem Kandidaten für das gestreute Elektron begonnen. Als ein Kandidat werden elektromagnetische Cluster im flüssig-Argon Kalorimeter angesehen, deren Transversalimpuls hinreichend hoch ist. Dazu wird das Kalorimeter in zwei θ -Bereiche unterteilt, in denen bestimmte Forderungen an den Mindesttransversalimpuls des elektromagnetischen Clusters gestellt wird. Diese Bereiche sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Im Zentralbereich der Kalorimeter werden 5GeV , im Vorwärtsbereich 7GeV gefordert. Findet sich mehr als ein Cluster für den Elektronkandidaten, wird das Cluster mit dem höchsten Transversalimpuls als Elektronkandidat benutzt.

Ist ein solcher Kandidat gefunden, wird nach hadronischer Aktivität außerhalb dieses Elektrons gesucht. Zu diesem Zweck wird eine Röhre mit 50cm Durchmesser parallel zur z -Achse durch den Detektor gelegt, die den Elektronkandidaten enthält. Außerhalb dieser Röhre muß mindestens 10GeV Energie gefunden werden. Motiviert ist dieser Schnitt als Schnitt gegen Strahlhalo-Myonen, die im allgemeinen parallel zu z den Detektor durchqueren und keine weitere Aktivität im Detektor erzeugen. Spektren für diese Größe sind in Abbildung 3.3 gezeigt. Während im Monte Carlo die Verteilung erst bei ca. 10GeV beginnt, findet man in den Daten bereits einen großen Anteil bei kleineren Energien. Die Abbildung 3.3 ist eine Projektion der Abbildung 3.2. Dort ist die Transversalimpulsbalance r_t gegen die Energie außerhalb der Röhre für die experimentellen Daten (oben) und ein MRS-Monte

Carlo (unten) aufgetragen. In dieser zweidimensionalen Abbildung kann man gut die Herkunft der Daten für $E_{out} < 10\text{GeV}$ erkennen: Es sind Ereignisse, die im Transversalimpuls nicht balancieren (siehe Abschnitt 3.4.2). Im Monte-Carlo, was in dem unteren Teil von Abbildung 3.2 abgebildet ist, ist die Ebene für $E_{out} < 10\text{GeV}$ kaum mit Ereignissen besetzt.

Abschliessend wird geprüft, ob der gefundene Elektronkandidat aus einem kosmischen Ereignis stammen könnte. Zu diesem Zweck wird im Zentralbereich des instrumentierten Eisens nach Spuren und Clustern geschaut, die miteinander in Verbindung gebracht werden können und in deren Verlauf der Elektronkandidat liegt. Ist dies der Fall, wird dieses Ereignis als eines durch kosmische Aktivitäten ausgelöstes betrachtet und verworfen [JLI94]. Zusammenfassend werden folgende Schritte auf Ereignisse dieser Klasse angewendet:

- gesamter Transversalimpuls kleiner 40GeV
- ein Cluster mit einem elektromagnetischem Anteil von mindestens 50% existiert mit:
 - $E_{el} \sin(\theta_{el}) > 7\text{GeV}$ für $10^\circ < \theta_{el} < 45^\circ$
 - $E_{el} \sin(\theta_{el}) > 5\text{GeV}$ für $45^\circ < \theta_{el} < 160^\circ$

Die Forderung nach mindestens 50% elektromagnetischem Anteil wird nicht in der Nähe von ϕ -Lücken gestellt.

- hadronische Aktivität von mindestens 10GeV außerhalb des Elektrons.
- Es wird aufgrund von Eiseninformationen kein Myon, welches aus kosmischen Ereignissen stammen könnte, im Detektor gefunden.

Die für diese Analyse verwendeten Selektionen kommen alle ohne ein Spurkriterium aus. Dies wurde so gewählt, um später Effizienzen einfacher und sicherer bestimmen zu können. Das Ergebnis dieses Klassifikationsschrittes sind die POT-Datenbänder.

3.3.2 DST-Klassifikation

In der DST³-Klassifikation werden zusätzlich zu der POT-Klassifikation noch folgende Kriterien angewendet:

- hinter dem elektromagnetischen Cluster darf sich keine parallel zu z verlaufende Spur im instrumentierten Eisen befinden.
- in den zentralen Spurkammern werden nicht zwei Spuren gefunden, die von einem kosmischen Myon stammen.

Durch dieser Forderungen sollen Myonen verworfen werden, die Elektronkandidaten vortäuschen. Aufgrund des Schnittes auf die hadronische Aktivität außerhalb des Elektrons und der erfolgten Myon-suche im instrumentierten Eisen werden durch diese Klassifikationsstufe kaum Ereignisse der Klasse 9 verworfen. Ursprünglich sollte mit dieser Klassifikationsstufe das Datenvolumen weiter reduziert werden. Bei der Datennahme 1993 waren zwischen POT und DST Ereignisanzahlen kaum Unterschiede, da die Physik-Arbeitsgruppen alle wichtigen Schritte bereits für die POT-Klassifikation durchführen konnten. Bei der Datennahme 1994 wurde deshalb auf diese Stufe der Datenreduktion verzichtet.

³Data Summary Tape

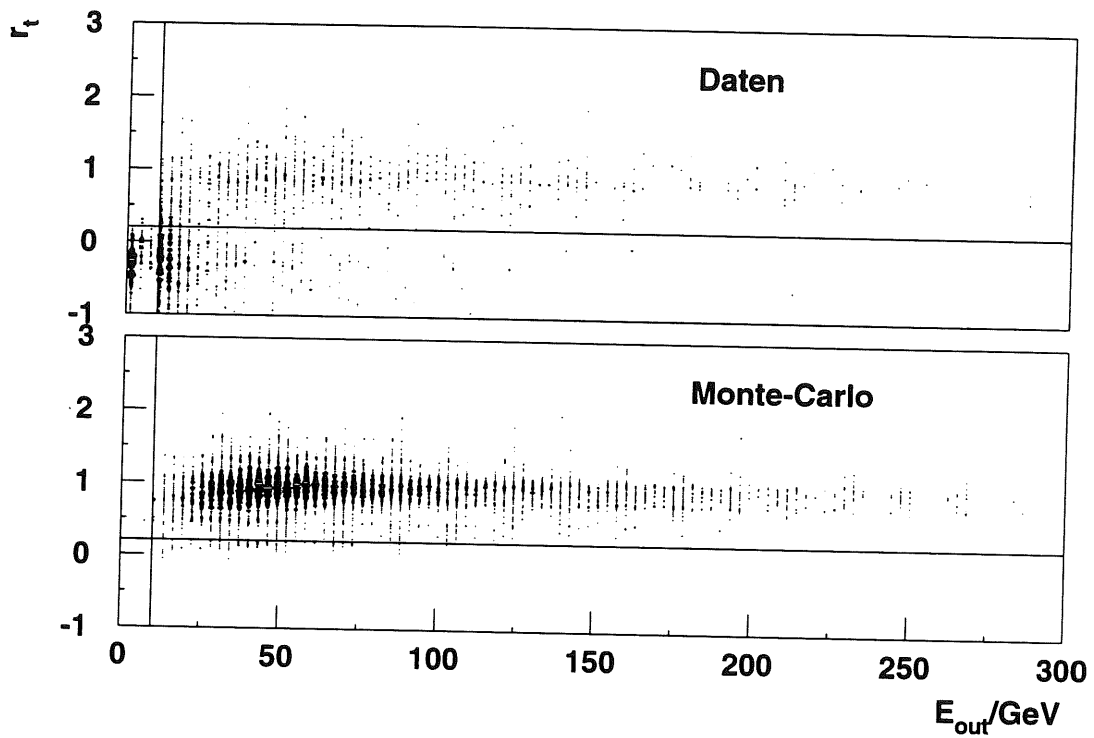


Abbildung 3.2: In dieser Abbildung ist die außerhalb vom Elektron deponierte hadronische Energie gegen das im Text definierte r_t für experimentelle Daten (oben) und MRSH-Monte Carlo (unten) aufgetragen. Außerdem eingezeichnet sind die Schnitte der Datenerfassung von $E_{out} = 10\text{GeV}$ und der in der späteren Selektion verwendete Schnitt von $r_t = 0.2$.

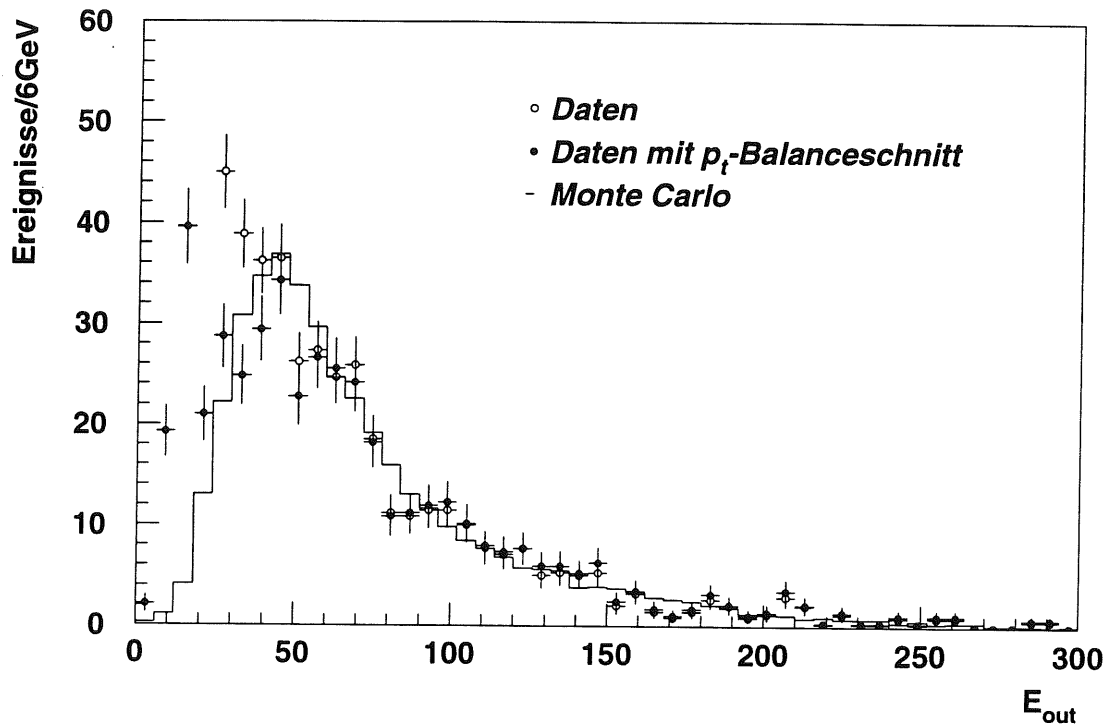


Abbildung 3.3: In dieser Abbildung ist die Energie in GeV außerhalb der im Text besprochenen Röhre um das Elektron herum histogrammiert. Das Histogramm enthält ein MRSH-Monte Carlo, die offenen Punkte alle Daten und die gefüllten Punkte die Daten nach einem Balanceschnitt zwischen hadronischem Endzustand und Elektron, welcher in Kapitel 3.4 motiviert ist. Man erkennt, daß im Monte-Carlo kaum Ereignisse mit weniger als 10 GeV zu finden sind, wo in den Daten noch hoher Untergrund zu finden ist. Die offenen Punkte (ohne Balanceschnitt) laufen in den unteren Bins des Histogramms aus der Skala nach oben heraus.

3.4 Datenselektion

Die nach der DST-Klassifikation vorhandenen Daten der Ereignisklasse „neutraler Strom mit hohem Impulsübertrag“ werden einer weiteren Selektion zugeführt, der sogenannten Mini-DST-Selektion. Ihre Aufgabe ist es, einen nunmehr untergrundfreien Datensatz auszuwählen, der als Grundlage für die Ermittlung des Wirkungsquerschnittes dient. Folgende Schritte werden auf die Daten angewendet:

- Auffindbarkeit des gestreuten Elektrons im Kalorimeter
- Balance zwischen hadronischem und elektronischem Transversalimpuls

Diese beiden Schritte werden im folgenden motiviert.

3.4.1 Elektronfindung

Für die Elektronfindung wird ein Elektronfinder eingesetzt, der in der H1-Analyse-Software implementiert ist. Es werden zur Auffindung des Elektrons Schritte auf die Isoliertheit sowie die Estimatoren der Kompaktheit und des elektromagnetischen Anteils der Cluster gemacht. Außerdem werden Elektronenkandidaten verworfen, wenn sie sich in der Nähe von ϕ -Lücken im Kalorimeter befinden. Dieser Finder ist bei [TRM94] eingehend beschrieben. Hier werden lediglich die für diese Analyse wichtigsten Eigenschaften wiedergegeben. Der Elektronfinder sucht zunächst das Cluster aus der Clusterliste her-

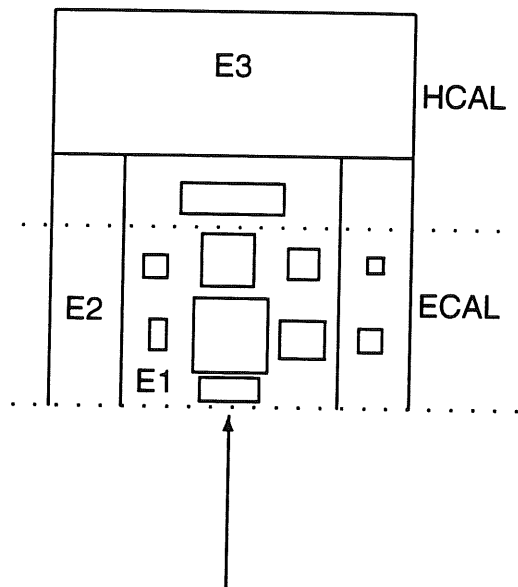


Abbildung 3.4: Darstellung der verwendeten Isolationskriterien zur Elektronfindung. Um das Zentrum des gefundenen Elektronkandidaten werden drei Zylinder gebildet und die Energien innerhalb dieser Zylinder aufsummiert. Ausführliche Untersuchungen zur Elektronfindung auf diese Weise sind in [TRM94] zu finden.

aus, welches den höchsten transversalen Impuls besitzt. Sollten alle Cluster einen Transversalimpuls unter 2GeV haben, wird die Suche erfolglos abgebrochen. Um den gefundenen Elektronkandidaten werden nun drei Zylinder gelegt, ein kleiner Zylinder mit dem Radius $r_1 = 15\text{cm}$, darum herum ein größerer Zylinder mit dem Radius $r_2 = 30\text{cm}$ und hinter das Elektron ein Zylinder ebenfalls mit einem Radius von $r_3 = 30\text{cm}$ und einer Länge von 30cm . Die Länge der ersten Zylinder beträgt 30cm . In den Zylindern werden dann die Energien E_1 , E_2 und E_3 aufsummiert (siehe Abbildung 3.4). Auf diese Energien und einige Clusterparameter werden dann folgende Schritte angewendet:

- $E_3 < 0.5 \text{ GeV}$
- $E_2 < 1.2 \text{ GeV}$
- $0.03 < K_0 < 0.9$
- $H_4 > 0.5$
- $EM > 0.5$
- $y_{el} < 0.85$ oder $E_{el} \sin(\theta_{el}) > 10 \text{ GeV}$

Energieeinträge im Kalorimeter, die diesen Schnitten genügen, werden dann als Elektronen angesehen. Die Kombination dieser Elektronenfindung mit der vorangegangenen Klassifikation der Ereignisse führt auf eine wichtige Eigenschaft der so selektierten Daten: In Abbildung 3.5 ist die transversale Energie $E_t = E_{el} \sin \theta_{el}$ des gestreuten Elektrons abhängig von dem Streuwinkel für verschiedenen Schnitte in y_{el} gezeigt. Die schraffierten Bereiche werden bereits bei der Ereignisklassifikation ausgeschlossen. Wichtig ist nun, wo eine iso- y_{el} -Linie die Linie für $E_t > 5 \text{ GeV}$ (der Klassifikation) schneidet. Diese Analyse verwendet nur Ereignisse, bei denen das y_{el} klein genug ist, um nicht schon bei der Klassifikation verworfen worden zu sein. Dies ist notwendig zur späteren Ermittlung der systematischen Fehler. Denn Ereignisse mit $y > 0.85$ werden beispielsweise ab ca. 115° bereits nicht mehr für die Klasse 9 selektiert und der Verlust von Ereignissen aufgrund der Unkenntnis der Genauigkeit Energieskala ist für größere Winkel nur schwer zugänglich. In der Analyse wird daher ein Schnitt für $y_{el} < 0.6$ und $\theta_{el} < 150^\circ$ durchzuführen sein.

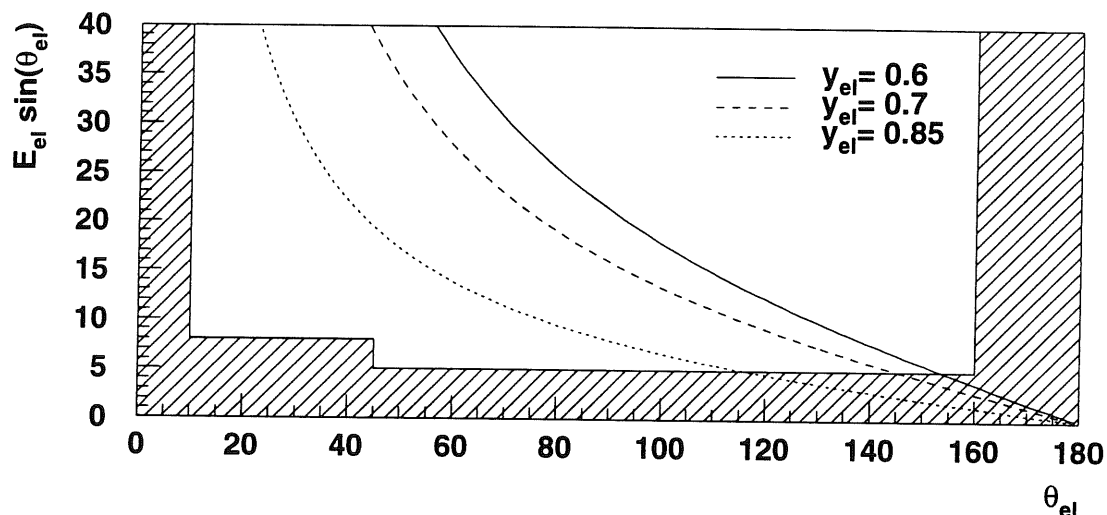


Abbildung 3.5: Darstellung des kinematischen Zusammenhangs zwischen der Transversalenergie und dem Winkel des gestreuten Elektrons. Außerdem sind die Linien konstanten y_{el} eingezeichnet. Die Selektion läßt nur Ereignisse zu, die in diesem Bild außerhalb des schraffierten Bereiches und oberhalb der $y_{el} = 0.85$ Linie liegen. Die schraffierten Bereiche werden bereits bei der POT-Klassifikation unterdrückt.

3.4.2 Transversalimpulsbalance

Der gesamte Transversalimpuls eines Ereignisses des neutralen Stromes verschwindet im Idealfall. Aufgrund von endlicher Detektorauflösung sowie unvollkommener Akzeptanz ist der gesamte Transversalimpuls eine Verteilung um 0 herum. In dieser Analyse wird gefordert, daß der antiparallel zum

Elektron gemessene hadronische Transversalimpuls gleich dem Transversalimpuls des Elektrons ist. Dies wird durch die Größe $r_t = p_{t||}^{had} / p_t^{el}$ beschrieben. In der Abbildung 3.6 werden diese Größen erläutert. Die Abbildung 3.7 sind Spektren von r_t für Monte-Carlo und für Daten gezeigt. Um 1 herum sind alle gesuchten Ereignisse zu finden. Die Ereignisse, die sich im negativen Bereich sammeln, stammen größtenteils aus Strahl-Strahlrohrwechselwirkungen, die asymmetrisch im Detektor vermessen werden. Bei diesen Einträgen ist ein Großteil des hadronischen Transversalimpulses in ϕ auf der gleichen Seite im Detektor zu finden wie der Elektronkandidat. Es werden nur Ereignisse akzeptiert, für die $r_t > 0.2$ gilt.

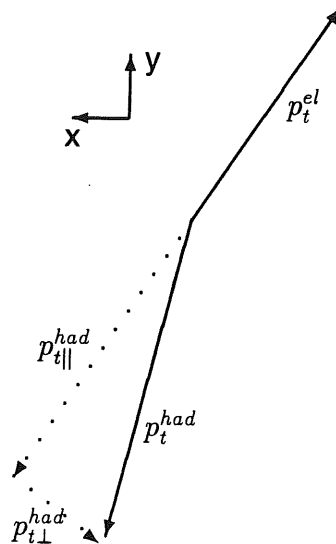


Abbildung 3.6: Zur Berechnung von r_t . Diese Größe ist die Projektion des p_t^{had} auf das p_t^{el} . Die Vorzeichenkonvention ist so, daß die Größe $p_{t||}^{had}$ negativ ist, wenn der Vektor des hadronischen Endzustandes in der gleichen Hemisphäre liegt wie der Elektronvektor.

3.4.3 Laufauswahl

Bei der Datennahme mit dem *H1*-Experiment während des Betriebes von HERA werden verschiedene Stufen abhängig von der jeweiligen Luminositäts- und Untergrundsituation eingeschaltet. Diese unterscheiden sich in der Anzahl der aktiven Subdetektoren und den eingeschalteten Triggern samt deren Teilerfaktoren. Die Daten, die in dieser Arbeit verwendet werden, sollen konstanten Detektorbedingungen unterliegen und es sollten keine versteckten Ineffizienzen für die Selektion vorliegen. Daher werden folgende Anforderungen an den Detektorzustand und die Datennahme gestellt:

- alle Hochspannungen für das Spursystem müssen eingeschaltet sein
- die verwendeten Trigger sind zugelassen und werden nicht durch Vorteiler skaliert
- die Hauptspule vom Detektor muss eingeschaltet sein
- das warme rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (*BEMC*) muß eingeschaltet sein⁴
- das flüssig-Argon Kalorimeter muss eingeschaltet sein

⁴Die Forderung nach der Betriebsbereitschaft des *BEMC* ist eigentlich für diese Analyse nicht notwendig. Allerdings ist der Verlust an Daten durch diese Forderung sehr gering und man erhält gemeinsame Bedingungen für Messungen, die mit dieser Analyse in Zusammenhang stehen.

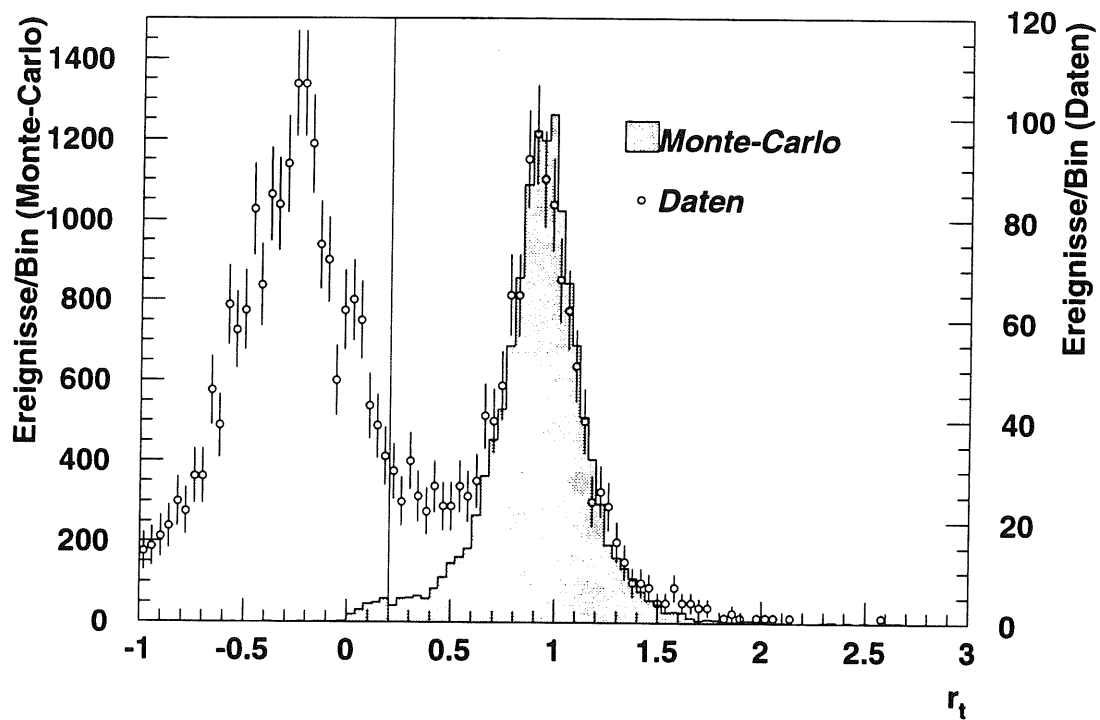


Abbildung 3.7: Spektren von r_t für Daten und MRSH-Monte Carlo. Man erkennt eine gute Beschreibung der Verteilung durch die Simulation für Verhältnisse um 1 herum. Die Ereignisse, die sich unter Null herum ansammeln, sind Untergrundereignisse. Eingezeichnet ist der Schnitt von 0.2, der zur Selektion der angewendet wird.

Die aufgrund dieser Laufauswahl verwendete integrierte Luminosität beträgt

$$\mathcal{L}_{int} = (271.3 \pm 13.5) \text{nb}^{-1} \quad (3.1)$$

3.5 Eigenschaften der selektierten Daten

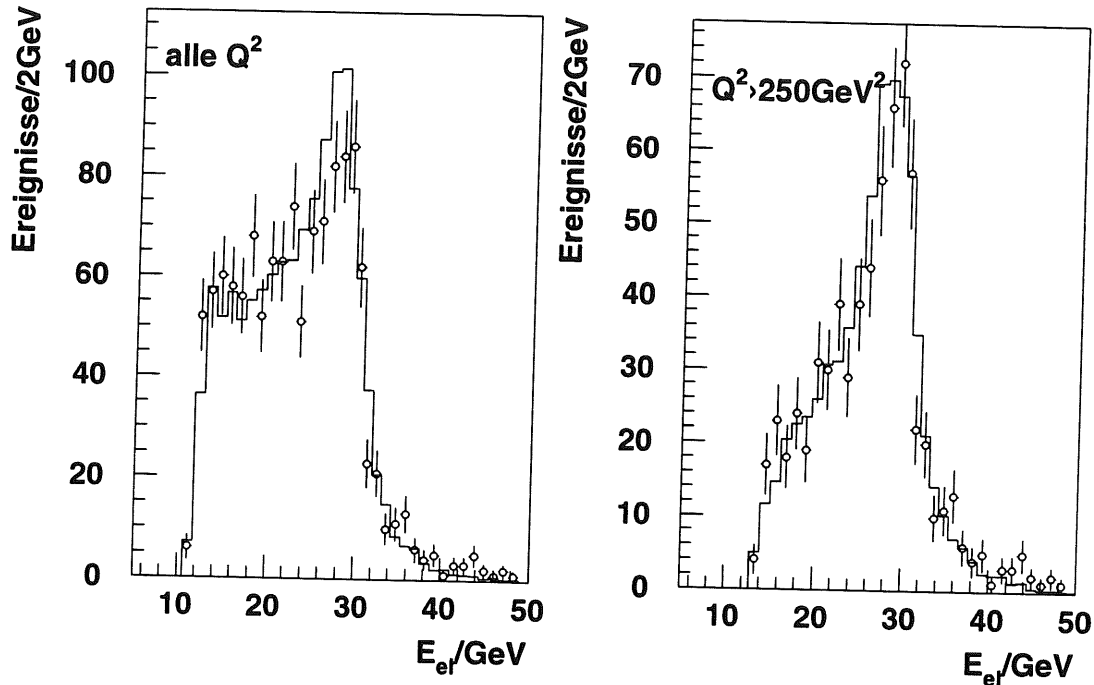


Abbildung 3.8: Verteilung der Elektronenergie für Daten und MRSH-Monte Carlo. Das Histogramm beinhaltet das Monte-Carlo und die Punkte sind die Daten. Die Histogramme sind auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten normiert. Auf der rechten Seite sind ebenfalls diese Energiespektren abgebildet, jedoch nur für Ereignisse, deren Q^2 größer als 250GeV^2 ist. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung für große Impulsüberträge.

Die so ausgewählten Daten werden nun einer Kontrolle unterzogen. Es werden verschiedene Spektren aus Daten und Monte-Carlo verglichen, um die Reinheit der Daten und die Güte der Beschreibung der Daten durch das Monte-Carlo zu testen. Zwei wichtige Größen sind dabei die Energie- und Winkelverteilung des gestreuten Elektrons. In Abbildung 3.8 ist das Energiespektrum des gestreuten Elektrons dargestellt. Das Histogramm zeigt ein MRSH-Monte Carlo und die Punkte die Daten. Auf beides wurde zur Unterdrückung von Photoproduktion ein y_{el} -Schnitt von 0.6 angewendet. Dies entspricht einem Schnitt der Elektronenergie von etwa 10GeV . Dieser Schnitt wird im Abschnitt 4 motiviert. Man erkennt eine recht gute Übereinstimmung zwischen den Daten und dem MRSH-Monte Carlo, nachdem die Energien nach den in Abschnitt 4 dargelegten Korrekturen verändert wurden. Lediglich der kinematische Peak bei ca. 28GeV ist bei dem Gesamtspektrum nicht ausgeprägt in den experimentellen Daten zu sehen.

In Abbildung 3.9 sind die rekonstruierten Winkel des Elektrons aus Monte-Carlo und aus Daten gegenübergestellt. Das Histogramm ist ein MRSH-Monte Carlo und die Punkte sind wieder die Daten. Wieder erkennt man, daß die Daten gut vom Monte-Carlo beschrieben werden.

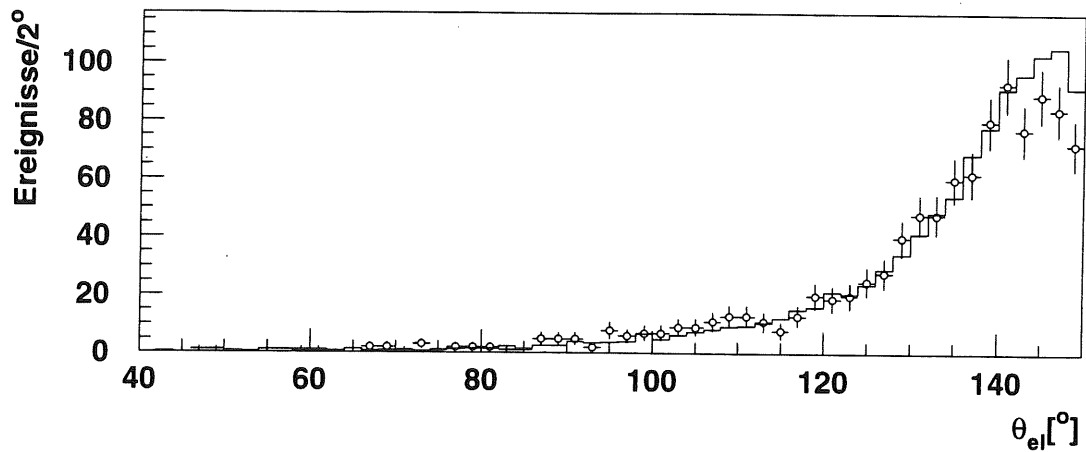


Abbildung 3.9: Winkelverteilung der Elektronen für Daten und MRSH-Monte Carlo. Man erkennt eine gute Beschreibung der Winkelverteilung der Daten (Punkte) durch das Monte-Carlo (Histogramm)

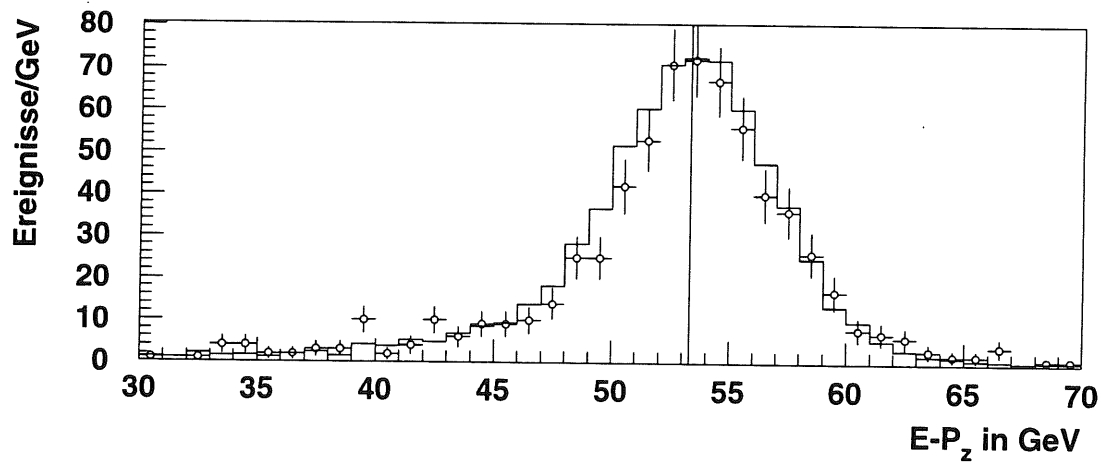


Abbildung 3.10: $E - P_z$ für Daten und MRSH-Monte Carlo. Die Daten (Punkte) werden durch das Monte-Carlo (Histogramm) gut beschrieben. Zur Orientierung ist die Linie $2 \cdot 26.7 \text{ GeV}$ eingezeichnet, um die die Daten verteilt sein müssen (longitudinale Impulserhaltung).

Eine wichtige Größe zur Abschätzung des Untergrundes in den Daten ist die $E - P_z$ -Verteilung. In der Abbildung 3.10 ist diese Größe für Daten und für ein MRSH-Monte Carlo gegenübergestellt. Sie hat für Ereignisse der tief-inelastischen $e - p$ -Streuung einen Peak bei der doppelten Elektronenenergie mit einem Ausläufer zu kleinen Energien hin. Dieser Ausläufer stammt von Ereignissen mit Strahlung im Anfangszustand. Auch diese Größe ist in den Daten sehr gut beschrieben und man erkennt in den Daten keine Überhöhung bei kleinen Werten von $E - P_z$. Die Breite der Verteilung ist durch die Energieauflösung der Kalorimeter bedingt.

Kapitel 4

Rekonstruktion

In diesem Kapitel werden zunächst die Güte der Rekonstruktion der zur Beschreibung der Kinematik nötigen Observablen dargestellt. Dieses sind Energie und Winkel des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustandes. Dabei werden sich Korrekturen insbesondere für die Energie und den Winkel des gestreuten Elektrons ergeben. Art und Umfang dieser Korrekturen sowie deren möglicher Ursprung werden diskutiert.

Anschließend werden die verschiedenen Möglichkeiten der Rekonstruktion der kinematischen Variablen dargestellt. Dabei wird auf die systematischen Unsicherheiten der Rekonstruktionen sowie auf die Vor- und Nachteile der einzelnen Methoden eingegangen.

4.1 Elektronrekonstruktion

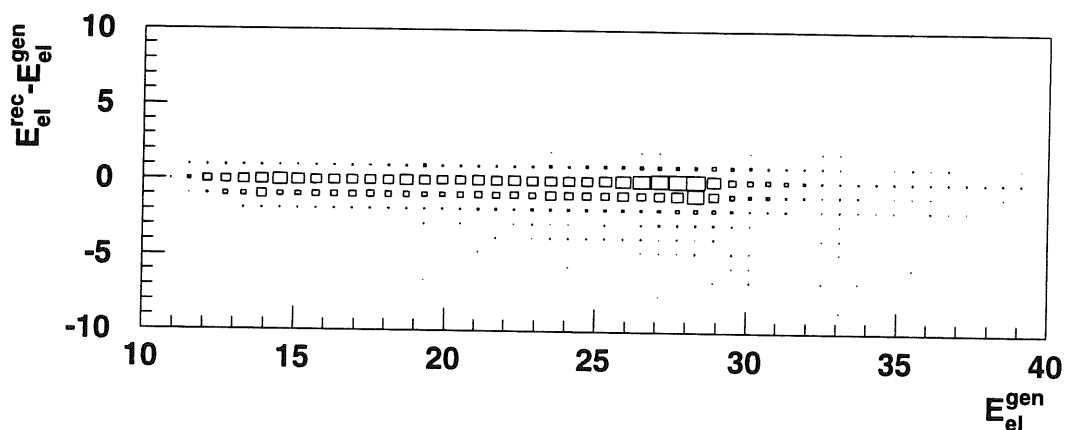


Abbildung 4.1: Korrelation der Elektronenenergie. Aufgetragen ist die Differenz von rekonstruierten zu der im Monte-Carlo generierten Energie gegen die generierte Energie. Man erkennt eine generell gute Rekonstruktion, die nicht energieabhängig ist.

Zunächst wird die Energierekonstruktion für das gestreute Elektron untersucht. Dabei sind Auflösung und Effizienz der Rekonstruktion zu untersuchen. In der Abbildung 4.1 ist die Differenz der von der Rekonstruktion ermittelten Elektronenenergie und der generierten Elektronenenergie gegen die generierte Elektronenenergie aufgetragen. Generell ist eine gute Rekonstruktion der Energie zu sehen, die auch nicht energieabhängig ist. In der Abbildung 4.2 ist das Verhältnis E_{el} zu E_{el}^{gen} für Monte Carlo in verschiedenen Abschnitten des elektromagnetischen flüssig-Argon Kalorimeters aufgetragen. Man er-

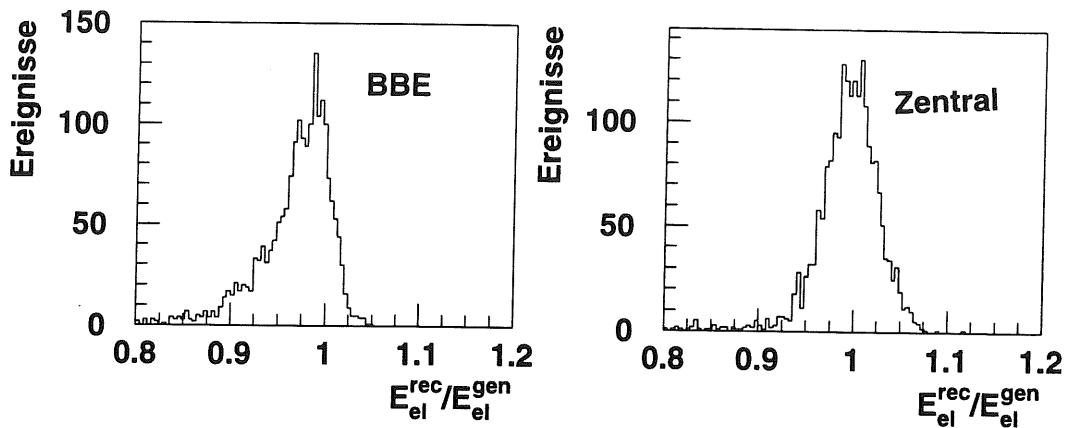


Abbildung 4.2: In diesen Histogrammen ist das Verhältnis von rekonstruierter Elektronenenergie zu generierter Elektronenenergie für zwei verschiedene räumliche Bereiche des flüssig-Argon Kalorimeters aufgetragen, links für das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (*BBE*) und rechts für die zentralen Kalorimeter. Aufgrund der Statistik reicht dieser Vergleich nur bis in die Zentralkalorimeter. Man erkennt eine Fehlrekonstruktion im *BBE*-Bereich

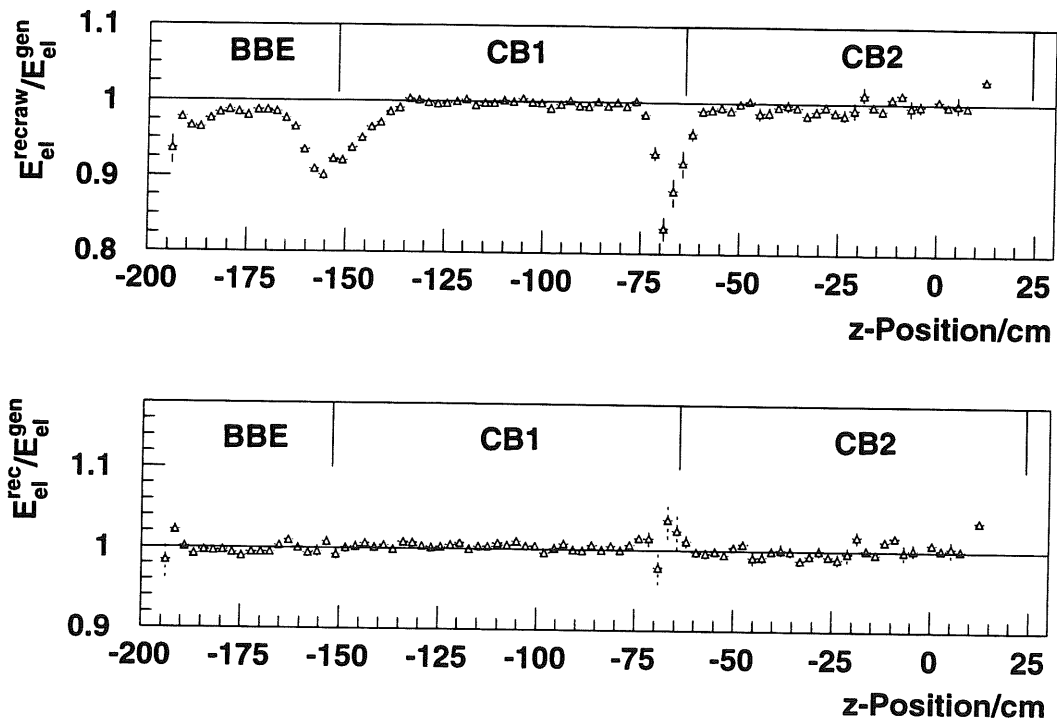


Abbildung 4.3: In der oberen Abbildung ist die z -Abhängigkeit der Elektronenenergiekorrektur aufgetragen. Man erkennt eine zu geringe rekonstruierte Elektronenenergie im *BBE* sowie in den Übergangsbereichen zwischen den einzelnen Kalorimeterteilen (z -Cracks).

In der unteren Abbildung ist dieses Verhältnis nach der im Text beschriebenen Korrektur gezeigt. Die Energierekonstruktion ist nun gut über das gesamte flüssig-Argon Kalorimeter.

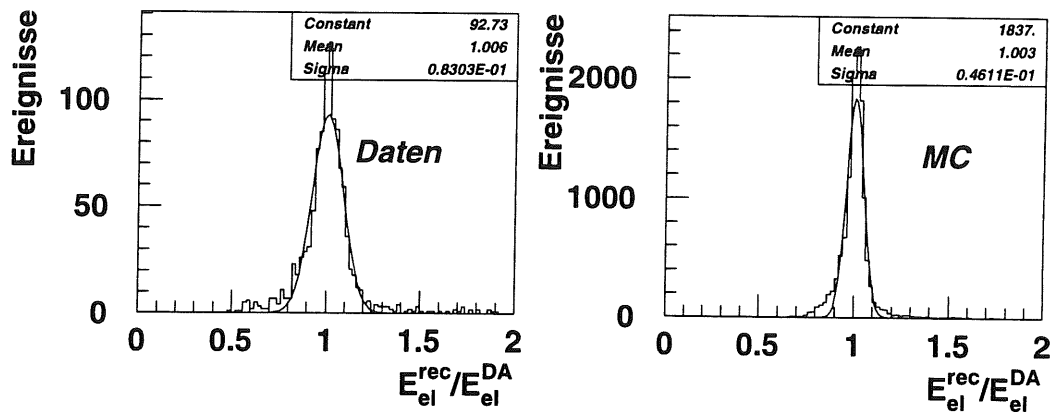


Abbildung 4.4: Vergleich der korrigierten Elektronenergie mit der aus der Doppelwinkelmethode vorhergesagten Energie. Auf der rechten Seite für MRSH-Monte Carlo und auf der linken für Daten. Die Zentralwerte stimmen sehr gut überein, jedoch ist die Auflösung in den Daten schlechter.

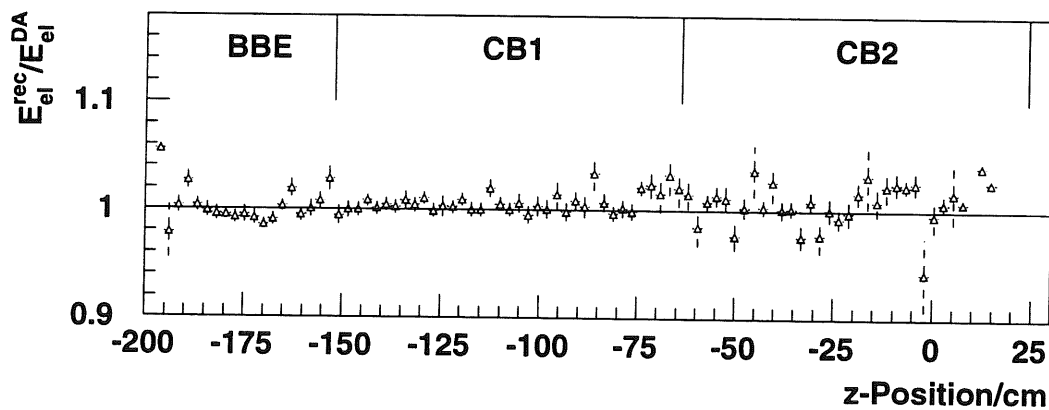


Abbildung 4.5: Die z -Abhängigkeit der korrigierten Elektronenergie aus der Doppelwinkelmethode. Dieses Bild bestätigt die Korrektheit der im Text gegebenen Energiekorrektur für das gestreute Elektron.

kennt eine um etwa 5% zu niedrig rekonstruierte Energie im rückwärtigen elektromagnetischem Kalorimeter. Der Grund für die auffallenden Fehlrekonstruktionen sind in dem oberen Teil der Abbildung 4.3 zu sehen. Dort ist das Verhältnis von rekonstruierter zu generierter Energie in Abhängigkeit von z aufgetragen. Man erkennt deutlich den Einbruch der rekonstruierten Energie in den Übergangsregionen zwischen Kalorimeterteilen bei etwa $z \approx -155\text{cm}$ und $z \approx -80\text{cm}$. Der Verlauf dieses Verhältnisses wurde benutzt, um die Energierekonstruktion des H1-Kalorimeters für Elektronen zu korrigieren. Dabei wird die z -Abhängigkeit der Energierekonstruktion durch mehrere Geraden parametrisiert. Auf diese Weise findet man z -abhängige Korrekturfaktoren für die Elektronenergie. Der Verlauf der auf diese Weise korrigierten Energie ist in dem unteren Teil von Abbildung 4.3 aufgetragen. Wegen der Verwendung von Geraden als Parametrisierung ergeben sich am Anfang und Ende sowie an den z -Unterteilungen des Meßbereiches kleine „Überschwinger“ der Korrekturen. Die Fehlrekonstruktion ist jedoch geringer als $\approx 2\%$. Die Rekonstruktion der Elektronenergie ist nun uniform über den gesamten Bereich in z , in dem 1993 Daten anfielen. Alternativ hätte man die Korrekturen in Form einer Tabelle durchführen können, die jeder Koordinate in z einen Korrekturwert zuteilt. Dann wäre die im Monte-Carlo rekonstruierte Energie zwar exakt gleich der generierten Energie, aber man läuft Gefahr, Sprünge in die Akzeptanz für die Elektronen einzubauen, die nur sehr schwer in den Daten zu sehen sind. Diese Sprünge resultieren aus dem sprunghaften Verhalten der Elektronenergie als Funktion der z -Koordinate des gefundenen Elektrons. Daher wurde bei der vorliegenden Arbeit auf diese Art der Korrektur verzichtet.

Um die korrigierte Energieskala für Elektronen zu überprüfen, kann man die Vorhersage der Elektronenergie aus der Doppelwinkelmethode (siehe Abschnitt 4.3) mit der gemessenen Elektronenergie vergleichen. Diesen Test kann man sowohl im MRSH-Monte Carlo als auch in den Daten vornehmen und erhält damit eine Bestätigung für die durchgeführten Korrekturen. In der Abbildung 4.4 sind die Verhältnisse für Daten und für MRSH-Monte Carlo aufgetragen. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung der Zentralwerte für diese Verteilungen. Die Auflösungen unterscheiden sich jedoch erheblich. Experimentell kommen hierfür zwei wesentliche Gründe in Frage:

- Nicht alle Kalorimeterzellen werden mit der nominellen Hochspannung von 1.5kV versorgt. Durch Kurzschlüsse beispielsweise werden manche Zellen mit verminderter Hochspannung betrieben. Die dabei auftretenden Ineffizienzen der Ladungssammlung sind experimentell schwer zugänglich und es wird daher weder im Monte-Carlo noch bei der Rekonstruktion die verminderte Effizienz berücksichtigt. In Anhang A ist ein experimenteller Vorschlag zur Korrektur der Daten gemacht.
- Die Beschreibung des inaktiven Materials an den Stellen der z -Cracks und insbesondere vor dem *BBE* ist nicht perfekt.

Beide Effekte führen zu zu geringen rekonstruierten Energien und schlechteren Energieauflösungen in den Kalorimetern. Damit die Energierekonstruktion durch das Monte-Carlo beschrieben wird, wird deshalb im folgenden die Auflösung der rekonstruierten Elektronenergien in der Simulation künstlich um 5% verschlechtert. Im folgenden wird nur noch die korrigierte Energie verwendet.

Eine weitere zu untersuchende Größe ist der Winkel des getreuten Elektrons. Auch bei der Untersuchung dieser Größe wird zunächst der rekonstruierte Winkel abhängig vom im Monte Carlo generierten Winkel untersucht. In Abbildung 4.6 ist die Differenz von gemessenem Clusterwinkel und generiertem Elektronstreuwinkel aus MRSH-Monte Carlo histogrammiert. Im Bereich des rückwärtigen elektromagnetischem Kalorimeter ist der Zentralwert um ca. 3mrad und in den zentralen Kalorimetern um ca. 4mrad verschoben. Um diese Winkeldifferenz werden in der Analyse die Winkel der Elektroncluster korrigiert. Eine Kontrolle dieser Korrektur kann über das Vermessen der Differenz von dem Winkel des Elektronclusters und dem Winkel einer gefundenen Elektronspur gewonnen werden. In der Abbildung 4.7 ist die Winkeldifferenz des zugeordneten Spurwinkels zum gestreuten Elektron und dem generiertem Winkel dargestellt. Der Winkel aus der Spurbestimmung zeigt keinerlei Verschiebung in θ . Die Differenzen zwischen Spur- und Clusterwinkel sind in Abbildung 4.8 dargestellt.

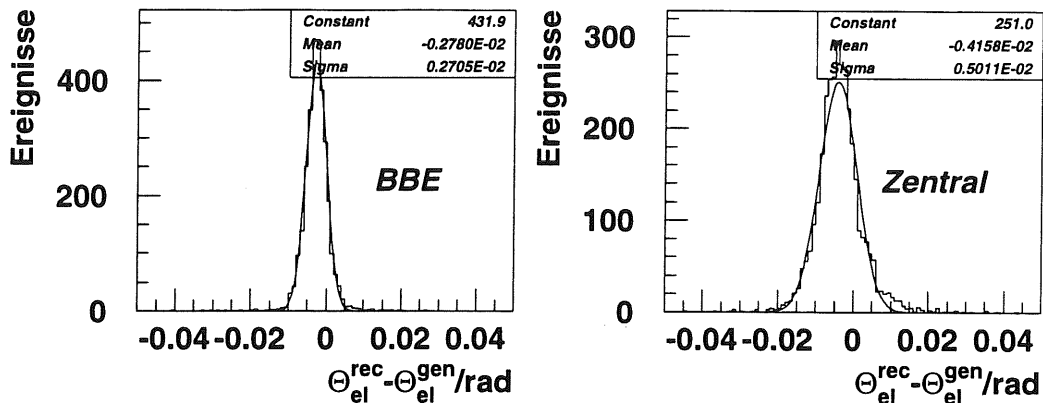


Abbildung 4.6: Elektronenwinkelrekonstruktion getrennt nach rückwärtigem elektromagnetischem Kalorimeter (*BBE*, links) und den Zentralkalorimetern (rechts). Es ist die Differenz zwischen gemessenem Clusterwinkel des Elektrons und dem generierten Winkel im MRSH-Monte Carlo histogrammiert. Man erkennt eine um $\approx 3\text{mrad}$ im *BBE* und $\approx 4\text{mrad}$ in den anderen Kalorimetern verschobene Rekonstruktion.

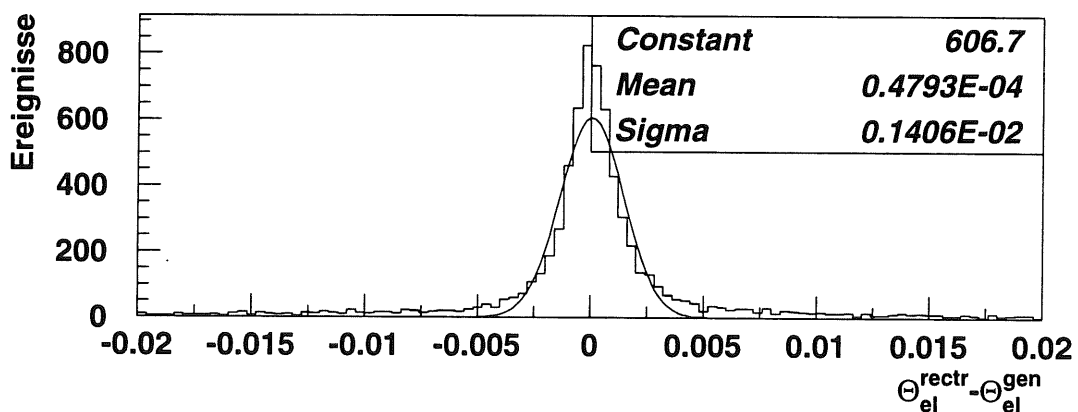


Abbildung 4.7: Bestimmung des Elektronstreuwinkels aus dem zentralen Spurkammersystem für Ereignisse, in denen eine zentrale Spur gefunden wurde. Die Auflösung ist besser als die Winkelbestimmung aus den Clusterschwerpunkten. Es ist keine systematische Verschiebung erkennbar.

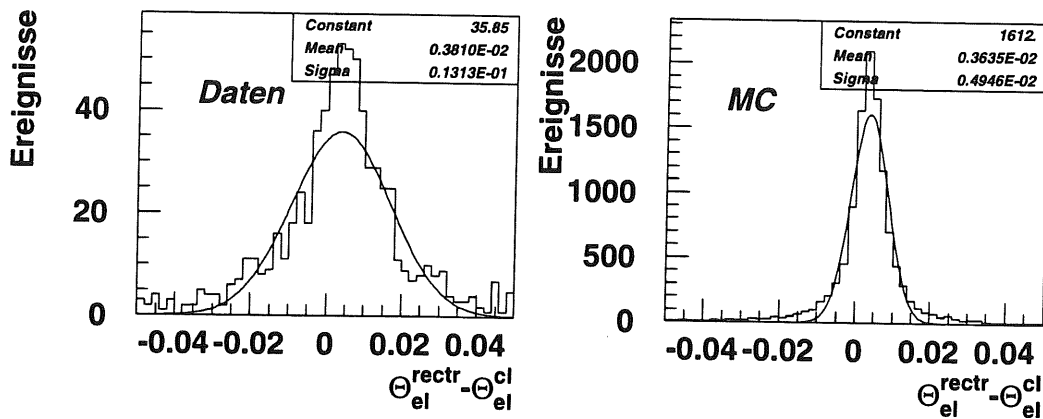


Abbildung 4.8: Überprüfung des rekonstruierten Elektronstreuwinkels aus zentralen Spurdaten. Histogrammiert ist die Differenz aus dem Elektronstreuwinkel, bestimmt aus dem Clusterschwerpunkt im Kalorimeter, und dem Winkel einer zugehörigen zentralen Spur, wenn diese gefunden werden konnte.

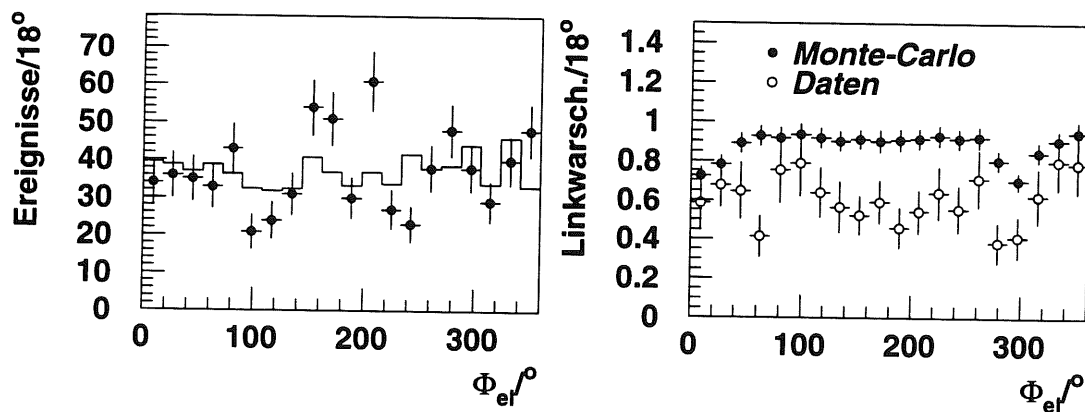


Abbildung 4.9: Spurfindung zum Elektron. Links ist die ϕ -Verteilung der gefundenen zentralen Spur für Daten (Punkte) und Monte-Carlo (Histogramm) gezeigt. Die Daten werden nicht hinreichend vom Monte-Carlo beschrieben.

Rechts ist die Wahrscheinlichkeit für die Auffindung einer zentralen Spur zu einem Elektron in Abhängigkeit von ϕ gezeigt. Im Monte-Carlo wird eine zu große Spurfindungswahrscheinlichkeit vorausgesagt.

Für Monte-Carlo und für die Daten ist die Differenz gleich und weist auf einen zu kleinen Clusterwinkel hin. Damit ist die Korrektur des Clusterwinkels korrekt.

Trotz der besseren Auflösung und der Verschiebungsfreiheit wird in der Analyse der Streuwinkel nicht aus den zentralen Spuren, sondern aus dem Cluster bestimmt. In der Abbildung 4.9 ist auf der linken Seite die ϕ -Verteilung der zum Elektron gefundenen Spuren für Daten und für MRSH-Monte Carlo gezeigt. Die Daten werden nicht hinreichend vom Monte-Carlo beschrieben. Es könnte sich allerdings um statistische Fluktuationen handeln. Das dem nicht so ist, ist auf der rechten Seite von Abbildung 4.9 zu sehen. Dort ist das Verhältnis von Ereignissen mit einer gefundenen Spur zu allen Ereignissen abhängig von ϕ für Daten und für Monte-Carlo aufgetragen. Im Monte-Carlo wird eine nahezu uniforme Spurfindungswahrscheinlichkeit von fast 100% vorausgesagt. Die Daten hingegen zeigen eine deutlich geringere Wahrscheinlichkeit, die zudem von ϕ abhängig ist. Die Benutzung der zentralen Spuren würde daher bei der Wirkungsquerschnittsbestimmung auf kaum zu beherrschende Effizienzen für die Spurfindung führen. Die Ursache ist in fehlenden Drahtbereichen der Spurkammern während der Datennahme 1993 zu suchen. Im Monte-Carlo wurden diese Bereiche nicht hinreichend gut nachgebildet und es wird eine zu gute Kammereffizienz angenommen.

4.2 Hadronischer Endzustand

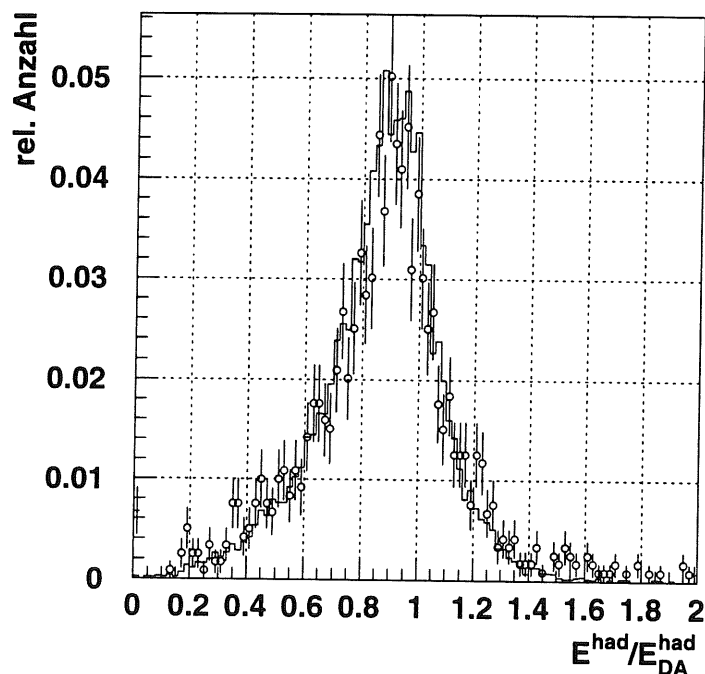


Abbildung 4.10: Zur Beschreibung des hadronischen Endzustandes ist hier das Verhältnis von E^{had} zu E_{DA}^{had} für Daten (Punkte) und MRSH-Monte Carlo (Histogramm) aufgetragen. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo ist sehr gut.

Die hadronische Energieskala kann nicht direkt aus Vorhersagen durch Simulation geprüft werden. Es ist aber möglich, die Energieantwort der Kalorimeter auf Hadronen mit der Vorhersage aus der Doppelwinkelmethode (siehe Abschnitt 4.3) zu vergleichen. Zu diesem Zweck bildet man im Monte-Carlo und in den Daten das Verhältnis der gemessenen hadronischen Energie E^{had} zur Vorhersage E_{DA}^{had} .

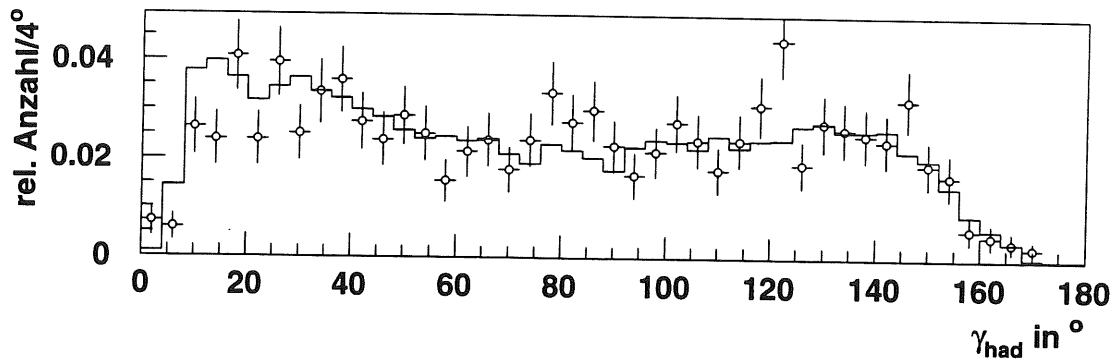


Abbildung 4.11: Der mittlere Winkel des hadronischen Endzustandes. Aufgetragen ist der mittlere Winkel für Daten (Punkte) und für MRSH-Monte Carlo (Histogramm). Im Rahmen der Statistik sind die gemessenen Winkel sehr gut durch das Monte-Carlo beschrieben.

Diese Größe wird für Monte-Carlo und für Daten histogrammiert und verglichen. In Abbildung 4.10 ist dieses Verhältnis für Daten und MRSH-Monte Carlo aufgetragen. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung der Spektren für Daten und für Monte-Carlo. Insgesamt ist die rekonstruierte Energie etwa 10% zu gering. Da dies jedoch in Daten und Monte-Carlo der Fall ist, wird die hadronische Energie nicht korrigiert. Ein Grund für die fehlende hadronische Energie liegt darin, daß für diese Analyse nur die flüssig-Argon Kalorimeter verwendet wurden, nicht aber das instrumentierte Eisen und die Spurenkammern. Leider hatte das instrumentierte Eisen bei der Datennahme 1993 ein sehr schlecht beschriebenes Rauschverhalten, sodaß die Auflösung der rekonstruierten Energien bei Hinzunahme des Eisens als Detektor deutlich verschlechtert wurde. Ferner können geladene, niederenergetische Hadronen aufgrund des magnetischen Feldes die Kalorimeter nicht erreichen. Man könnte die Energie dieser Hadronen mit Hilfe des Spurenkammersystemes ermitteln. Würde man die Spurenkammern zur Bestimmung der hadronischen Energie hinzunehmen, könnte man den Meßbereich zwar zu kleinen Energien hin erweitern, man müßte aber die hinter einer Spur im Kalorimeter deponierte Energie markieren, um Doppelzählungen zu vermeiden. Bei den in dieser Arbeit auftretenden Transversalimpulsen ist dann nicht immer gewährleistet, daß man nur die zu der Spur gehörige Energie markiert, denn die Hadronen treten immer sehr gebündelt auf.

Auch der Winkel des hadronischen Endzustandes wird nicht durch das Monte-Carlo vorgegeben. Hier wird durch Vergleich der Spektren aus Daten und MRSH-Monte Carlo die Güte der Rekonstruktion festgestellt. In Abbildung 4.11 ist der Vergleich von Daten und Monte-Carlo gegeben. Im Rahmen der Statistik ist die Winkelverteilung sehr gut beschrieben.

4.3 Bestimmung der Kinematik

Im $H1$ -Experiment stehen folgende Meßgrößen zur kinematischen Rekonstruktion eines Ereignisses zur Verfügung:

- E_{el} Energie des gestreuten Elektrons
- θ_{el} Winkel des gestreuten Elektrons
- E^{had} Energie des hadronischen Endzustandes
- γ_{had} Winkel des hadronischen Endzustandes

bei Festlegung der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} stehen damit insgesamt sechs Kombinationen zur Bestimmung der Kinematik zur Verfügung. Von diesen möglichen sechs Kombinationen werden aus praktischen Gesichtspunkten im wesentlichen die Verfahren Elektron, gemischt und Doppelwinkel be-

nutzt. Die Elektronmethode benutzt als Meßgrößen nur die Energie und den Winkel des gestreuten Elektrons. Die gemischte Methode benutzt zur Impulsübertragsbestimmung die Elektronmethode, zur Bestimmung der Björken-Variablen x wird der hadronische Endzustand hinzugenommen. Bei der Doppelwinkelmethode werden die Winkel von Elektron und hadronischem Endzustand benutzt. Alle anderen Verfahren, wie zum Beispiel Energie des hadronischen Endzustandes gepaart mit dem Winkel des gestreuten Elektrons kommen nicht zur Anwendung, da sich in früheren Studien schon gezeigt hat, das diese Verfahren keine optimale Auflösung der kinematischen Variablen erbringen [PAH92]. Im folgenden sollen die Art der Berechnung sowie die grundsätzlichen Eigenschaften der verwendeten Methoden dargelegt werden. In allen Methoden kommt zur Bestimmung der kinematischen Variable x das Quadrat der Schwerpunktsenergie s zum Tragen. Sie berechnet sich zu:

$$\begin{aligned} s &= (P + k)^2 \\ &= 4 \cdot E_{el}^{beam} \cdot E_{had}^{beam} \end{aligned} \quad (4.1)$$

wobei E_{el}^{beam} und E_{had}^{beam} die Energien von einlaufendem Elektron und Proton sind.

4.3.1 Elektronmethode

In der Elektronmethode¹ wird die Kinematik aus den elektronischen Größen E_{el} und θ_{el} alleine bestimmt. Wie schon in Kapitel 1 gezeigt, ergeben sich die kinematischen Größen aus Viererimpulsüberlegungen wie folgt:

$$Q_{el}^2 = 4 \cdot E_{el} \cdot E_{el}^{beam} \sin^2 \frac{\theta_{el}}{2} \quad (4.2)$$

$$y_{el} = 1 - \frac{E_{el}}{E_{el}^{beam}} \cos^2 \frac{\theta_{el}}{2} \quad (4.3)$$

$$x_{el} = \frac{Q_{el}^2}{s \cdot y_{el}} \quad (4.4)$$

Die Elektronmethode ist sehr empfindlich auf QED-Strahlung im Anfangszustand. Daher ist in der Analyse mit großen Korrekturen, insbesondere bei hohem y_{el} , zu rechnen. Auf diese Korrekturen wird im Kapitel 5 eingegangen. Außerdem ist die Auflösung in x dieser Methode proportional zu $1/y_{el}$. Dadurch kann man nicht bis zu beliebig kleinen y_{el} (großen x_{el}) gehen. Praktisch kann die Elektronmethode bei $y_{el} > \approx 0.05$ verwendet werden.

4.3.2 Gemischte Methode

In der gemischten Methode² wird das Q^2 aus dem Elektron bestimmt und das y aus dem hadronischen Endzustand. Die Bestimmung des y aus den Hadronen wurde von Jaquet-Blondel vorgestellt [JABL]. Die kinematischen Größen werden also wie folgt berechnet:

$$Q_{mm}^2 \equiv Q_{el}^2 \quad (4.5)$$

$$y_{mm} = \frac{\sum_{\text{Hadronen}} E^{had} (1 - \cos \gamma_{had})}{2 \cdot E_{el}^{beam}} \quad (4.6)$$

$$x_{mm} = \frac{Q_{el}^2}{s \cdot y_{mm}} \quad (4.7)$$

Die gemischte Methode ist weniger empfindlich auf QED-Strahlung im Anfangszustand. Der Energieverlust des Leptons geht in die Messung über die Rekonstruktion des hadronischem Endzustandes

¹Die Variablen dieser Methode sind mit el für Elektron-Methode indiziert.

²Index: engl.: mm für mixed method

mit ein. Man misst also den Energieverlust im Schwerpunktsystem durch Strahlung im Anfangszustand mit.

4.3.3 Doppelwinkelmethode

Die Doppelwinkelmethode³ benutzt als Information die Winkel von gestreutem Elektron und hadronischem Endzustand. Die kinematischen Variablen ergeben sich daraus wie folgt:

$$Q_{DA}^2 = 4 \cdot E_{el}^{beam2} \frac{\sin \gamma_{had}(1 + \cos \theta_{el})}{\sin \gamma_{had} + \sin \theta_{el} - \sin(\gamma_{had} + \theta_{el})} \quad (4.8)$$

$$y_{DA} = \frac{\sin \theta_{el}(1 - \cos \gamma_{had})}{\sin \gamma_{had} + \sin \theta_{el} - \sin(\gamma_{had} + \theta_{el})} \quad (4.9)$$

$$x_{DA} = \frac{Q_{DA}^2}{s \cdot y_{DA}} \quad (4.10)$$

Wendet man auf die zu analysierenden Daten einen $E - P_z$ Schnitt an, so werden in der Doppelwinkelmethode die Strahlungskorrekturen sehr klein. Außerdem ist die Doppelwinkelmethode unabhängig von möglichen Mißkalibrationen der Kalorimeter. Ein gravierender Nachteil der Doppelwinkelmethode ist die Definition des hadronischen Winkels γ_{had} . Es wird keine Jetidentifikation durchgeführt, sondern der mittlere Winkel des gemessenen hadronischen Endzustandes als Winkel benutzt. Je nach Methode können hier Kalibrationsprobleme der Kalorimeter untereinander (Interkalibration) wieder eingehen. Praktisch kann diese Methode eingesetzt werden, um die Energiekalibration der Kalorimeter zu überprüfen. Aus dem y_{DA} Beispielsweise kann man auf die Energie des gestreuten Elektrons oder des hadronischen Endzustandes schließen. Diese Vorhersage kann man dann mit den tatsächlich gemessenen Energien vergleichen, wie das in dem Abschnitt 4 gemacht worden ist.

4.3.4 Sigma-methode

Eine Methode, die in dieser Analyse zwar nicht zur Anwendung kommt, aber schon erfolgreich verwendet wurde [WUL93, BAB94], ist die Σ -Methode. Da in den späteren Vergleichen der ermittelten Strukturfunktion F_2 diese Methode Anwendung findet, soll hier kurz auf sie eingegangen werden. Es werden alle Meßgrößen zur Messung der kinematischen Variablen benutzt. Die Variablen dieser Methode sind wie folgt definiert:

$$Q_{\Sigma}^2 = \frac{(E_{el} \sin \theta_{el})^2}{1 - y_{\Sigma}} \quad (4.11)$$

$$y_{\Sigma} = \frac{\sum_{hadrons} E - P_z}{\sum_{everything} E - P_z} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} x_{\Sigma} &= \frac{Q_{\Sigma}^2}{s \cdot y_{\Sigma}} \\ &= \frac{(E_{el} \sin \theta_{el})^2}{s y_{\Sigma} (1 - y_{\Sigma})} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Diese Methode findet ihre wichtigste Anwendung in Gebieten der Kinematik, wo hohe QED-Strahlungskorrekturen eine Rolle spielen. Die in dieser Arbeit verwendeten Analysemethoden werden nur in Bereichen moderater Korrekturen durchgeführt. Daher wird diese Methode in dieser Analyse nicht explizit verwendet. Die Methode ist unabhängig von QED-Strahlung im Anfangszustand, wenn man annimmt, daß das Photon kollinear abgestrahlt wird und im Impuls keine Transversalkomponente enthalten ist. Dies ist in guter Näherung praktisch immer der Fall.

³Index: engl: *DA* von double angle Method

4.3.5 Vergleiche

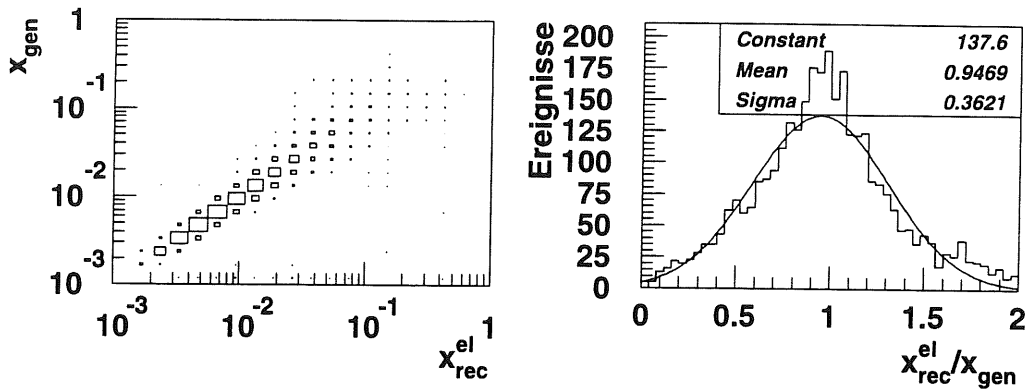


Abbildung 4.12: x generiert gegen rekonstruiert (el. Methode). Auf der linken Seite ist die rekonstruierte Größe als Funktion der generierten Größe dargestellt. Man erkennt eine Verschlechterung der Auflösung bei großen Werten von x_{el} (kleine Werte von y_{el}). Rechts ist das Verhältnis von rekonstruiertem x_{el} zu generiertem x histogrammiert.

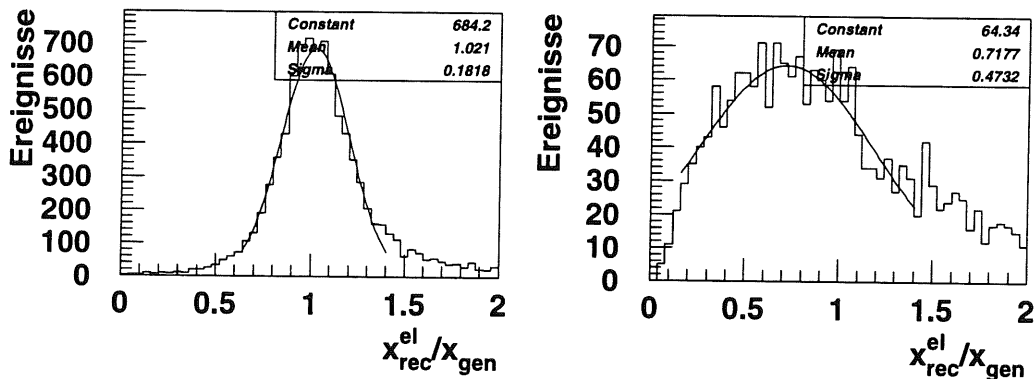


Abbildung 4.13: Zur Elektronmethode ist in diesem Bild die x_{el} -Rekonstruktion für $y_{el} > 0.1$ auf der linken und für $y_{el} < 0.1$ auf der rechten Seite aufgetragen. Für die kleinen Werte von y versagt diese Methode bei der y -Rekonstruktion.

Im folgenden sollen nun die verschiedenen Methoden bezüglich ihrer Güte einander gegenübergestellt werden. Es wird dabei lediglich auf die x und Q^2 Ermittlung eingegangen. Die kinematische Größe y steht in einem trivialen Zusammenhang mit diesen beiden Größen.

In der x Rekonstruktion unterscheiden sich die verschiedenen Verfahren hinsichtlich der erreichbaren Auflösung und den systematischen Fehlrekonstruktionen (shifts). Die Elektronmethode hat, bedingt durch den zu $1/y_{el}$ proportionalen Fehler, bei kleinem y_{el} eine sehr schlechte Auflösung, wie man in Abbildung 4.12 auf der linken Seite sehen kann. In der Abbildung 4.13 ist das Verhältnis von rekonstruiertem zu generiertem x für große y_{el} (links) und kleine y_{el} (rechts) abgebildet. Während bei den großen y_{el} eine Auflösung von $\approx 18\%$ erreicht wird, ist für die kleinen y_{el} eine Ermittlung des x mittels dieser Methode kaum möglich. Für den Bereich großer y ist keine systematische Fehlrekonstruktion erkennbar. Die x -Bestimmung mit Hilfe der gemischten Methode ist in Abbildung 4.14 und 4.15 dargestellt. Dabei ist für kleine y (Abbildung 4.15, rechts) mit $\approx 21\%$ eine ähnliche Auflösung zu erhalten wie in der Elektronmethode für große y . Für große y ist die Ermittlung von x mittels des

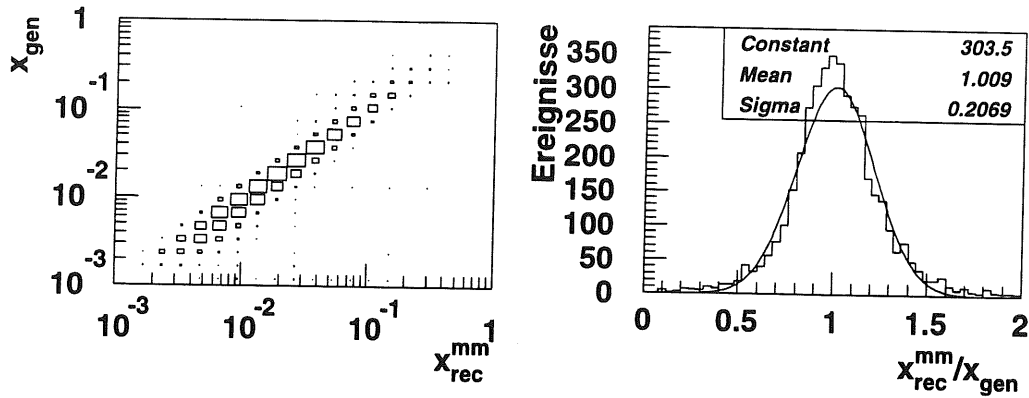


Abbildung 4.14: x generiert gegen rekonstruiert (gemischte Methode). Die gemischte Methode besitzt ihre beste Auflösung im Bereich großer x . Damit ergänzt sie die Meßmethode mittels des Elektrons.

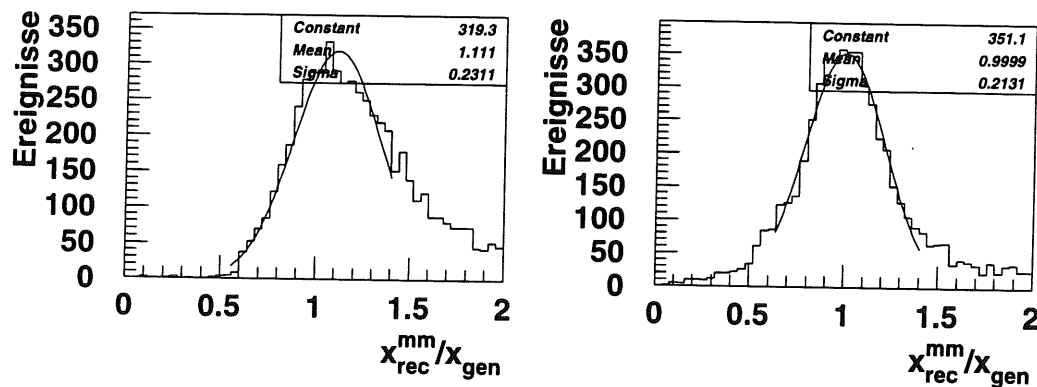


Abbildung 4.15: Zur gemischten Methode ist in diesem Bild die x_{mm} -Rekonstruktion für $y_{mm} > 0.2$ auf der linken und für $y_{mm} < 0.2$ auf der rechten Seite aufgetragen. Die Auflösungen der Gaußanpassung beider Verteilungen sind zwar vergleichbar, allerdings hat diese Methode Probleme bei großem y .

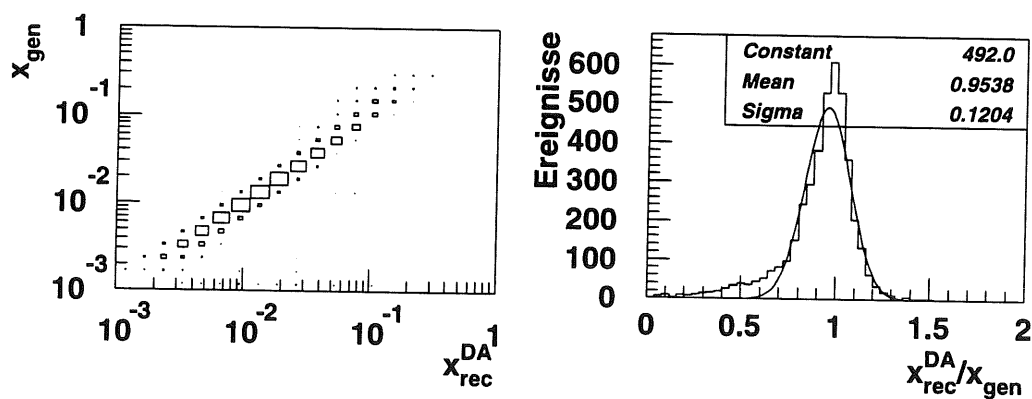


Abbildung 4.16: x generiert gegen rekonstruiert (DA Methode). Die Doppelwinkelmethode besitzt über den gesamten Bereich von x eine gute Auflösung, hat aber einen Trend zu deutlich zu klein rekonstruiertem x .

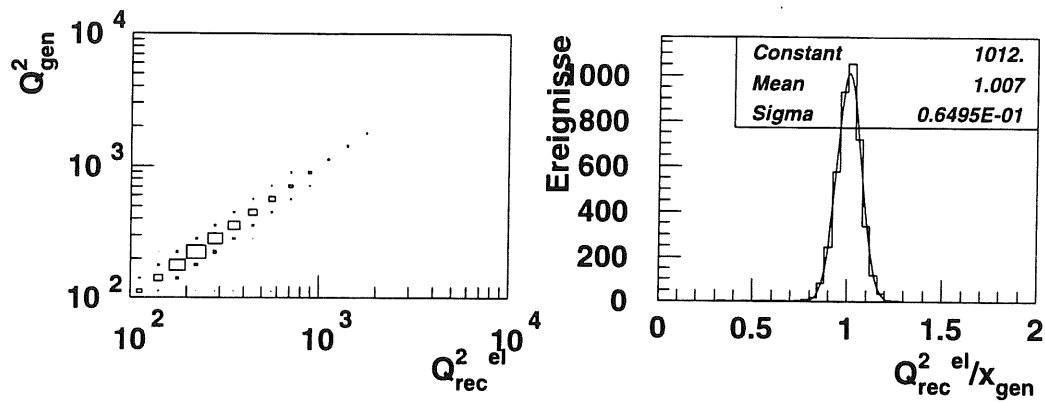


Abbildung 4.17: Q^2 generiert gegen rekonstruiert (el. Methode). Die Q^2 -Rekonstruktion aus der Elektronmethode zeigt keine systematischen Verschiebungen und besitzt eine gute Auflösung.

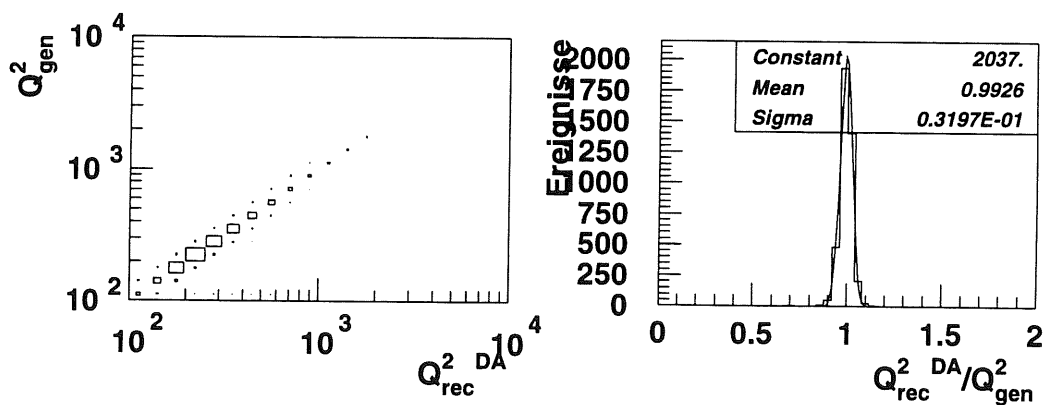


Abbildung 4.18: Q^2 generiert gegen rekonstruiert (DA Methode). Die Q^2 -Auflösung der Doppelwinkelmethode ist sehr gut und zeigt keinerlei Verschiebungen.

hadronischen Endzustandes nicht hinreichend gut möglich (Abbildung 4.15, links). Die Doppelwinkelmethode hat zwar eine bessere Auflösung von 12% in x_{DA} als die beiden anderen Methoden, wie man in Abbildung 4.16 entnehmen kann, aber es gibt einen langen Ausläufer zu zu kleinem rekonstruiertem x . Dies liegt an der schlechter werdenden Auflösung der Doppelwinkelmethode bei großem x , wie man in Abbildung 4.16 auf der linken Seite sieht.

Die Q^2 -Bestimmung mittels der Elektron und der Doppelwinkelmethode liefern beide vergleichbar gute Ergebnisse. Es sind keine systematischen Fehlrekonstruktionen zu erkennen. Die Auflösungen liegen bei ca. 6% für die Elektron bzw. gemischte Methode und ca. 3% für die Doppelwinkelmethode. Die ermittelten Auflösungen für x - und Q^2 -Bestimmung sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Methode	x Auflösung	Q^2 Auflösung
Elektron	18%	6.5%
gemischt	21%	6.5%
Doppelwinkel	12%	3.2%

Tabelle 4.1: Gegenüberstellung der Rekonstruktionsmethoden

Kapitel 5

Bestimmung der Strukturfunktion F_2

In diesem Kapitel wird die Gewinnung der Strukturfunktion F_2 aus den gemessenen Daten beschrieben. Zu diesem Zweck wird zunächst der Wirkungsquerschnitt bestimmt und dann die Strukturfunktion F_2 extrahiert.

Dazu wird zunächst das Gitter in x und Q^2 vorgestellt, in dem die differentiellen Querschnitte berechnet werden. Danach werden die erforderlichen Korrekturen der Daten und die Akzeptanz dargestellt. Am Ende des Kapitels erscheint die ermittelte Strukturfunktion F_2 für das gegebene Gitter.

Wie schon in Abschnitt 1 dargestellt, kann man die Strukturfunktion in dieser Analyse aus Beziehung 1.28 auf Seite 11 gewinnen, die wie folgt lautet:

$$\frac{d^2\sigma_{Born}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left\{ 2(1-y) + \frac{y^2}{1 + \mathcal{R}_{QCD}} \right\} F_2(x, Q^2) \quad (5.1)$$

Die Bestimmung von F_2 reduziert sich also auf das Messen des differentiellen Wirkungsquerschnittes und Annahmen für \mathcal{R}_{QCD} . Der Wirkungsquerschnitt wird aus folgender Beziehung gewonnen:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{Born}}{dx dQ^2} &\approx \frac{\Delta\sigma_{Born}}{\Delta x \Delta Q^2} \\ &= \frac{1}{\Delta x \Delta Q^2} \frac{N_{event} - N_{event}^{back}}{\mathcal{L}_{int}} \frac{C_{rad}}{A_{sac} \mathcal{T}_{eff}} \end{aligned} \quad (5.2)$$

wobei

α	die Feinstrukturkonstante
$\Delta x \Delta Q^2$	die Fläche des Bins
N_{event}	die Anzahl der Ereignisse im Bin
N_{event}^{back}	die Anzahl der Untergrundereignisse im Bin
\mathcal{L}_{int}	die Luminosität
C_{rad}	die radiativen Korrekturen
A_{sac}	die Akzeptanz
\mathcal{T}_{eff}	die Triggereffizienz

bedeuten. Die gemessenen Daten, die nach Untergrundsubtraktion in das Gitter einsortiert werden, werden in zweierlei Hinsicht korrigiert: Zum einen wird beachtet, daß nicht alle Ereignisse gemessen oder einige Ereignisse aufgrund von Analyseschnitten verworfen werden und zum anderen wird der gemessene Wirkungsquerschnitt mit Hilfe von Strahlungskorrekturen auf den Born-Wirkungsquerschnitt für den ein-Photon Austausch zurückgeführt.

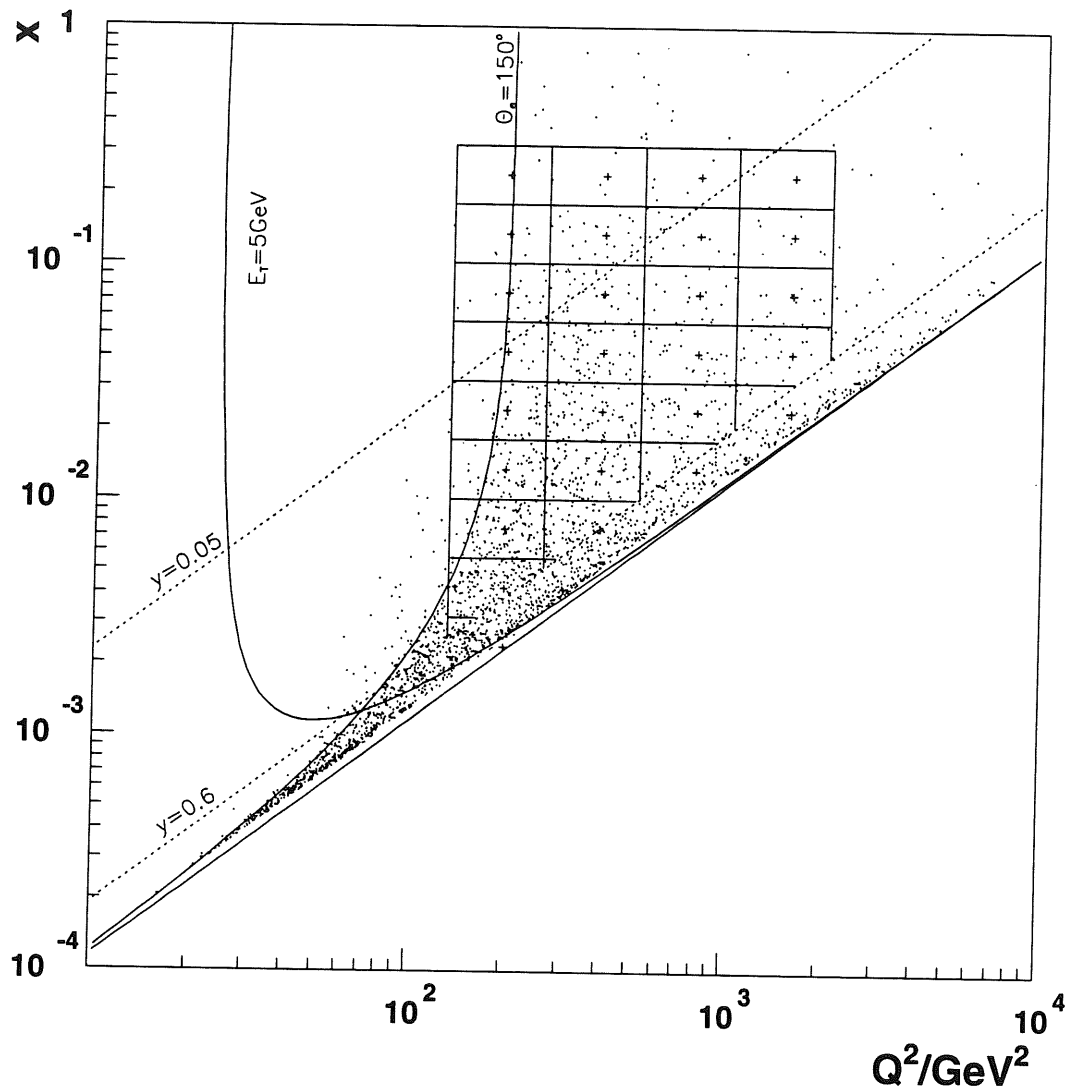
5.1 Raster in $x-Q^2$ 

Abbildung 5.1: Gitter in der $x-Q^2$ Ebene zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Eingezeichnet sind die Linien für konstantes y von 1, 0.6 und 0.05, eine Linie für den konstanten Elektronstreuwinkel $\theta_{el} = 150^\circ$ und der Linie für konstantes $E_t = 5\text{ GeV}$. Die Kreuze markieren die verwendeten Zentralwerte. Außerdem sind alle selektierten Ereignisse als Punkte eingetragen. Es gibt etwa drei Bins pro Q^2 -Dekade und vier pro x -Dekade.

Den gemessenen Daten wird für die F_2 -Bestimmung üblicherweise ein Gitter in der $x - Q^2$ Ebene zugrundegelegt (Binning). Dieses Gitter muß mehreren Anforderungen genügen:

- Die Auflösungen in x und Q^2 sollen besser sein als die gegebenen Binbreiten.
- Die Bins dürfen nicht zu klein gewählt werden, um noch genügend Statistik pro Bin zu erhalten.
- Das Gitter darf auch nicht zu grob gewählt werden, damit innerhalb eines Bins der Wirkungsquerschnitt nicht zu stark variiert. Dies hätte bei der Berechnung der Bin-Mittenkorrekturen große Unsicherheiten zur Folge.

Das in dieser Arbeit gewählte Raster ist ein Kompromiß aus diesen Anforderungen. Außerdem ist es dem Raster der Analyse für niedriges Q^2 angepaßt. Das Raster und die Binzentren werden wie in Tabelle 5.1 aufgelistet gewählt. Dabei ist das x -Binzentrum gewählt mit: $x_{center} = \sqrt{x_{min} \cdot x_{max}}$. Das Q^2 -Binzentrum wurde auf einen „glatten“ Wert zwischen den Q^2 -Grenzen gewählt. In der Ab-

x_{min}	x_{max}	x_{center}
0.00100	0.00178	0.00133
0.00178	0.00316	0.00237
0.00316	0.00562	0.00421
0.00562	0.0100	0.00750
0.0100	0.0178	0.0133
0.0178	0.0316	0.0237
0.0316	0.0562	0.0421
0.0562	0.100	0.0750
0.100	0.178	0.133
0.178	0.316	0.237

$Q^2_{min} [\text{GeV}^2]$	$Q^2_{max} [\text{GeV}^2]$	$Q^2_{center} [\text{GeV}^2]$
133.4	266.1	200
266.1	530.9	400
530.9	1059.3	800
1059.3	2113.5	1600

Tabelle 5.1: Hier die die Aufteilung der Bins in der $x - Q^2$ Ebene aufgelistet. In der linken Tabelle ist die Aufteilung in der x Achse und auf der oberen die Aufteilung in der Q^2 Achse.

bildung 5.1 ist das Raster in der $x - Q^2$ Ebene dargestellt. Außerdem eingezeichnet sind die Schnitte von $y = 0.6$ und $\theta = 150^\circ$, die auf die Daten bei der Wirkungsquerschnittsbestimmung angewendet werden. Ferner ist die Linie für $y = 0.05$ eingezeichnet, wo für die Bestimmung des Querschnittes mit der Elektronmethode ein Schnitt durchgeführt wird. Man erkennt, daß aufgrund des θ -Schnittes die höchsten drei x -Bins beim kleinsten Q^2 aus der Analyse herausfallen, da deren Binzentren nicht mehr innerhalb der akzeptierten Fläche in der Ebene sind. Ferner fallen aufgrund des $y = 0.6$ Schnittes vier Bins bei dem jeweils kleinstem kinematischem x aus der Analyse. Das auf diese Weise gewählte Raster erfüllt alle gestellten Anforderungen und ist zudem noch mit dem Raster der Analyse der Daten aus niedrigem Q^2 kompatibel.

5.2 Akzeptanzen

Als Akzeptanz wird das Verhältnis von in einem Bin gezählten Ereignissen N_{event}^{rec} zu denen in einem Bin generierten Ereignissen N_{event}^{gen} bezeichnet. Diese Größe kann selbstverständlich nur aus einem Monte-Carlo bestimmt werden, da nur dort die Anzahl der in einem Bin generierten Ereignisse bekannt ist.

$$A_{sac} = \frac{N_{event}^{rec}}{N_{event}^{gen}} \quad (5.3)$$

Dabei wird für jedes Bin unter Anwendung des $\theta < 150^\circ$ und des y -Schnittes (Elektronmethode: $0.05 < y_{el} < 0.6$, gemischte Methode: $y_{el} < 0.6$ und $y_{mm} < 0.4$) gezählt, wie viele Ereignisse der Generator in ein Bin erzeugt hat und wie viele nach der Rekonstruktion und Selektion in diesem Bin wiedergefunden werden. Diese Akzeptanz beinhaltet zwei Effekte:

- Nichterfassung von Ereignissen durch Selektionsschnitte
- Wanderung von Ereignissen von einem Bin zu einem anderen (Migration)

Die Werte Akzeptanz hängen von der verwendeten Analyseverfahren ab. Ferner geht die im Monte-Carlo verwendete Strukturfunktion ein. Der Verlauf der Strukturfunktion ist für die Größe der Migration der Ereignisse von Bin zu Bin verantwortlich. Ein steilerer Verlauf der Strukturfunktion und damit des Wirkungsquerschnittes in x bedeutet im allgemeinen eine größere Migration der Ereignisse.

5.3 Untergrund

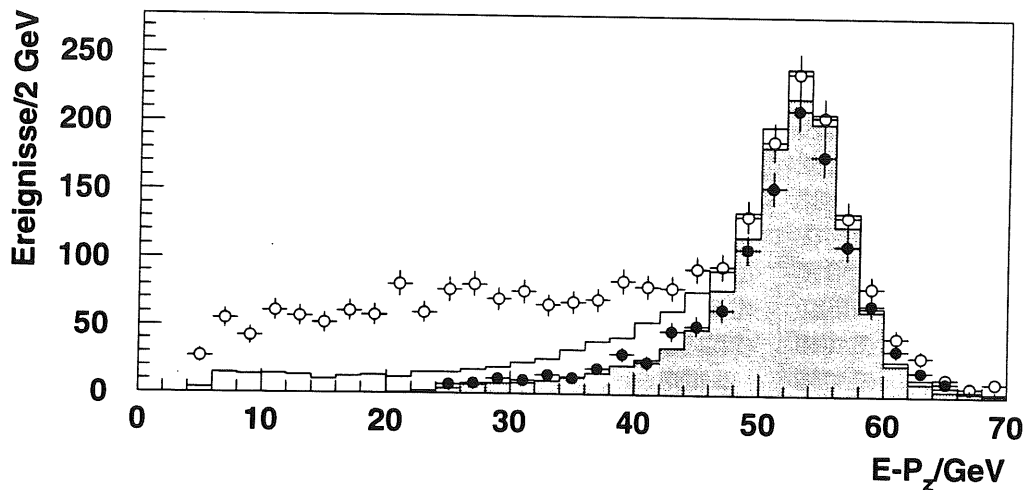


Abbildung 5.2: Abschätzung für Photoproduktionsuntergrund. Aufgetragen ist die $E - P_z$ Verteilung für die experimentellen Daten und für MRSH-Monte Carlo. Das dunkle Histogramm zeigt Monte-Carlo-Ereignisse nach einem $y_{el} < 0.6$ Schnitt, das helle Histogramm Monte-Carlo ohne Schnitte. Die offenen Punkte sind die experimentellen Daten ohne y_{el} -Schnitt, die dunklen Punkte experimentelle Daten nach einen $y_{el} < 0.6$ Schnitt

Von den Ereignissen pro Bin ist die Anzahl der Untergrundereignisse N_{event}^{back} statistisch abzuziehen. Dabei kann physikalischer Untergrund in Form von $\gamma - p$ Wechselwirkungen und mißidentifizierten Ereignissen mit dem gestreuten Elektron im warmen rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter (*BEMC*), sowie nicht-physikalischer Untergrund in Form von Myonen auftreten.

Eine Suche nach gestreuten Elektronen im *BEMC* zeigte keine Anzeichen von Untergrund durch Ereignisse mit niedrigem Impulsübertrag ([MFH94]). Dabei wurde in den experimentellen Daten dieser Selektion nach Elektronkandidaten im *BEMC* gesucht. Kein Ereignis aus dieser Selektion konnte gefunden werden, in dem das Elektron in das *BEMC* gestreut wurde.

Der Untergrund durch Photoproduktion kann mittels verschiedener Methoden abgeschätzt werden: Zum einen kann man die $E - P_z$ -Verteilung in Abbildung 5.2 anschauen. Die dunklen Punkte enthalten $E - P_z$ für alle Ereignisse, die selektiert wurden. Die offenen Punkte nur Daten nach einem Schnitt von $y_{el} < 0.6$. Dem gegenübergestellt ist das MRSH-Monte Carlo insgesamt (helles Histogramm) und nach dem $y_{el} < 0.6$ Schnitt (dunkles Histogramm). Da bei den Photoproduktionsereignissen das Elektron unter sehr kleinen Winkeln gestreut wird, fehlt in der Gesamtbilanz für $E - P_z$ der Anteil des gestreuten Elektrons. Deshalb ist $E - P_z$ für Photoproduktionsereignisse immer kleiner als 54 GeV. Ereignisse, deren $E - P_z$ ebenfalls nicht zweimal der nominell einfallenden Leptonenergie entsprechen, sind Ereignisse mit Strahlung im Anfangszustand. Wird das abgestrahlte Photon nicht detektiert (was fast immer der Fall ist) fehlt in der gesamten Impulsbilanz der Impuls des Photons. Dies erkennt man in dem Ausläufer der $E - P_z$ -Verteilung zu kleinen $E - P_z$. Die gute Übereinstimmung der $E - P_z$ -Verteilung aus experimentellen Daten und untergrundfreien Simulationen in Abbildung 5.2 unterstreicht die Photoproduktionsfreiheit in den experimentellen Daten.

Für einen Teil der Photoproduktionsereignisse kann das getreute Elektron im im Elektronmarkierer des Luminositätsmeßsystems nachgewiesen werden. In der Vorselektion der Daten findet man sehr häufig ein Elektron im Elektronmarkierer. Nach dem Schnitt von $y_{el} < 0.6$ ist dies in den experimentellen Daten nur noch 14 mal der Fall. Trägt man für Ereignisse, welche Energie im Elektronmarkierer

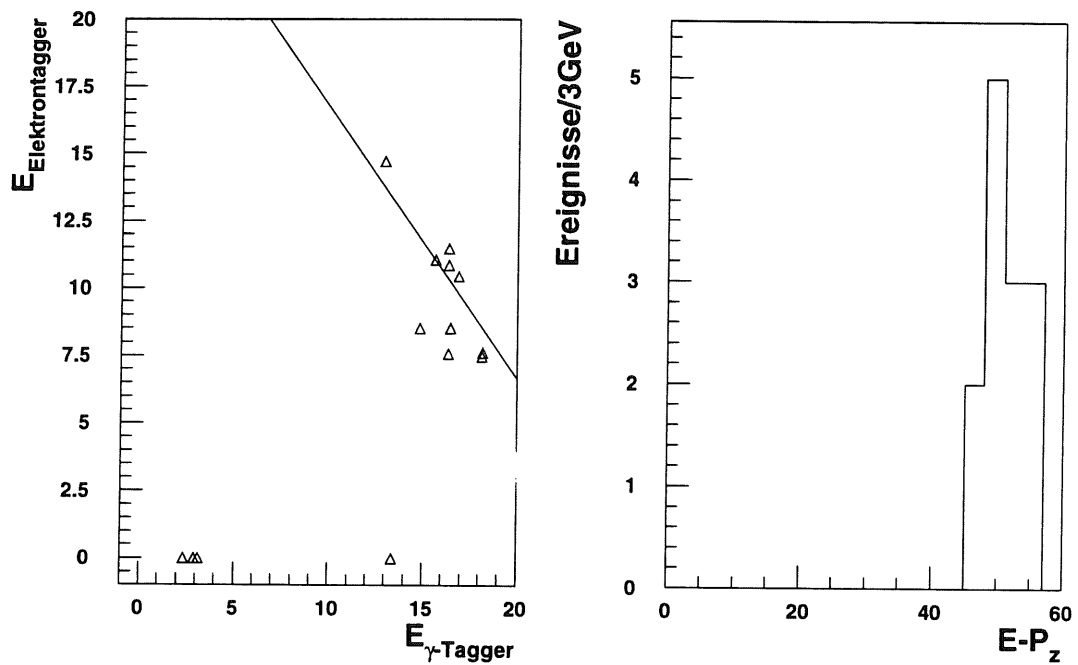


Abbildung 5.3: In dieser Abbildung ist links die Korrelation zwischen den Energien im Elektronmarkierer und Photonmarkierer des Luminositätsmeßsystems gezeigt für die selektierten Ereignisse, bei denen ein Elektron im Elektronmarkierer nachgewiesen wurde. Rechts ist die $E - P_z$ Verteilung dieser Ereignisse ohne die Energien im Luminositätsmeßsystem gezeigt. Man erkennt keinen Hinweis auf Photoproduktionsuntergrund.

oder Photonmarkierer hinterlassen und deren $y_{el} < 0.6$ ist, die Korrelation der im Elektronmarkierer und Photonmarkierer des Luminositätssystems gemessenen Energien auf, so erkennt man, das es sich bei 10 dieser Ereignisse eindeutig um Ereignisse des Bethe-Heitler Prozesses handelt, da die Summe aus Elektron- und Photonenergie auf der Strahlenergie liegt. Vier der Ereignisse besitzen zwar kein nachgewiesenes Photon, aber eine Analyse des $E - P_z$ dieser Ereignisse sowie eine visuelle Inspektion ergab keinen Hinweis auf einen Photoproduktionskandidaten, sondern es war immer eindeutig ein gestreutes Elektron im flüssig-Argon Kalorimeter zu erkennen. Zur Bestätigung dieses Sachverhaltes wurde die Selektion auf ein Photoproduktions Monte-Carlo angewendet, welches etwa der Luminosität der experimentellen Daten entsprach. Lediglich ein Ereignis aus dieser Simulation wurde durch diese Selektion akzeptiert. Daher wird der Untergrund von Photoproduktionsereignissen zu 0 angenommen.

Desweiteren wurde eine visuelle Inspektion von etwa 30% der ausgewählten Daten vorgenommen. Dabei wurde als Hauptkriterium die Auffindbarkeit eines gestreuten Elektrons gewählt. Dabei wurde in jedem Ereignis eindeutig ein Elektron in flüssig-Argon Kalorimeter identifiziert. Außerdem gab es keinen Hinweis aus Untergrund von kosmischen- oder Strahlhalo-Myonen ([JLI94, ROS94]). Aus diesen Gründen wird

$$N_{event}^{back} = 0 \quad (5.4)$$

angenommen. Der Fehler dieser Größe wird mit 3% aufgrund der Unsicherheit der Teilbegutachtung der Ereignisse angegeben.

5.4 Triggereffizienz

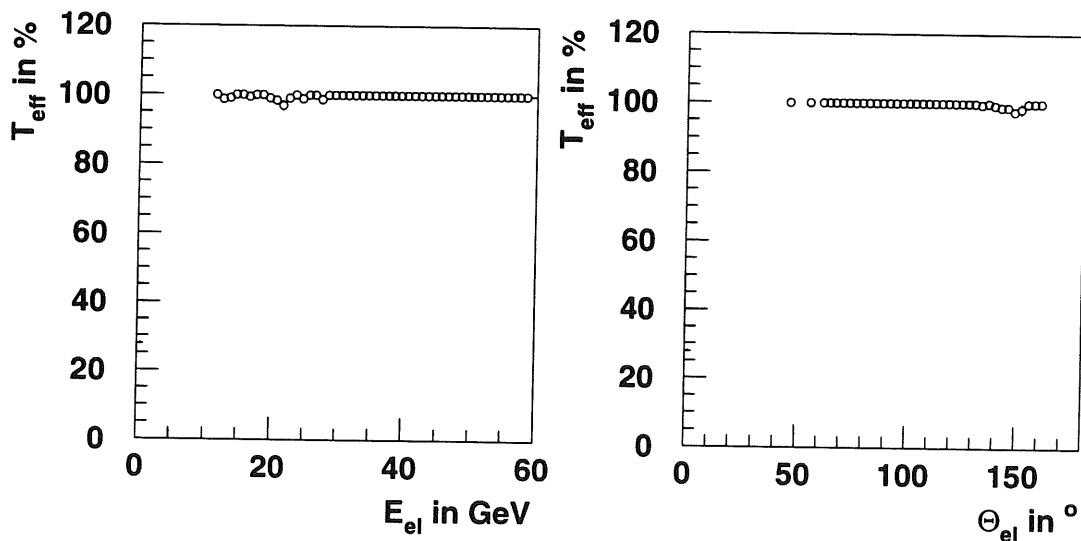


Abbildung 5.4: Triggereffizienz. Die Energieabhängigkeit ist links und die θ -Abhängigkeit rechts dargestellt.

Der größte Teil der selektierten Ereignisse wurde mit den *Elektron-1* und *Elektron-2* Triggern (siehe Abschnitt 3.2.1, Seite 24) ausgelöst [TKU94]. Daher werden diese Trigger für die Analyse explizit verlangt. Da die Selektion an keiner Stelle nach Spuren oder Spuraktivitäten in dem Spurerkennungssystem des *H1*-Experiment verlangt, kann ein Spurtrigger als unabhängiger Referenztrigger für den

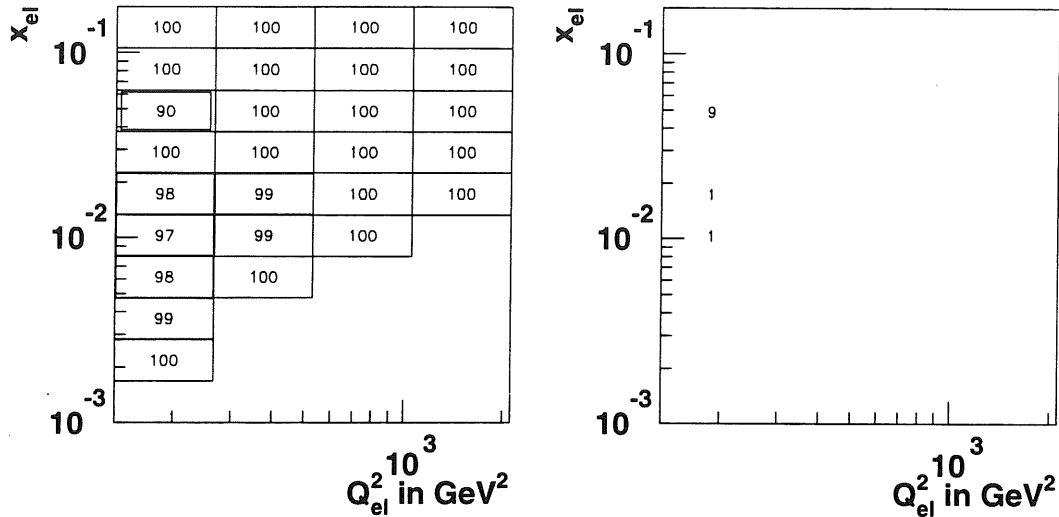


Abbildung 5.5: Triggereffizienz im x - Q^2 -Raster. Links ist die ermittelte Triggereffizienz im Raster dargestellt, rechts die Fehler der Effizienz in Prozent.

Datensatz benutzt werden. Die Ermittlung der Triggereffizienz findet in dem Teil der Ereignisse statt, der durch einen Spurtrigger ausgelöst wurde. Innerhalb dieses Teils werden in dem gegebenen Raster in x - Q^2 die Effizienzen binweise ermittelt. Die binweise Triggereffizienz T_{eff} ist das Verhältnis von den Ereignissen $N_{event}^{triggered}$, die durch die Triggerbedingung ausgelöst wurden zu allen Ereignissen N_{event} in einem Bin. Die Unabhängigkeit dieses Triggersignals von der Kinematik der Ereignisse aufgrund der Selektion wurde untersucht und bestätigt [FLA94].

$$T_{eff} = \frac{N_{event}^{triggered}}{N_{event}} \quad (5.5)$$

Der Fehler der Triggereffizienzen ist der statistische Fehler der Selektion auf durch Spuren getriggerte Ereignisse unter Beachtung der Korrelation getriggelter und nicht-getriggelter Ereignisse. Haben alle Ereignisse in einem Bin den Trigger ausgelöst, so ist der Fehler der Effizienz 0. Nicht beachtet wurde, ob die Ereignisse, die einen *Elektron-1* oder *Elektron-2* Trigger besitzen, tatsächlich durch das gefundene Elektron ausgelöst wurden. Dies ist jedoch für mehr als 98% [FLA94] der gefundenen Elektronen der Fall.

Die ermittelten Triggereffizienzen sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Sie betragen nach allen Analyseschnitten auf die experimentellen Daten nahezu überall 100%. Lediglich im Bereich des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters (*BBE*) sinkt die Triggereffizienz in manchen Bins etwas ab. Das Bin mit der nur 90%igen Triggereffizienz gelangt nicht in die Analyse, weil das Binzentrum außerhalb des Schnittes von $\theta_{el} < 150^\circ$ liegt.

5.5 Strahlungskorrekturen

Der zu ermittelnde Streuquerschnitt ist der Born-Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $ep \rightarrow eX$ (Siehe Abbildung 1.1 auf Seite 6), wobei das einlaufende Lepton immer eine Energie von $E_{el}^{beam} = 26.7\text{GeV}$ besitzt. Die in Abbildung 5.6 gezeigten Feynmangraphen erster Ordnung tragen zu einer Veränderung der Meßgrößen bei. Diese Graphen werden von links nach rechts mit Strahlung im Anfangszu-

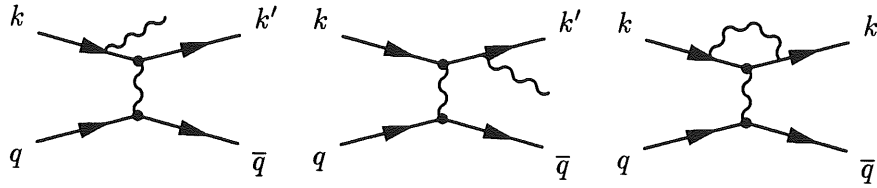


Abbildung 5.6: Die hier gezeigten Feynmangraphen erster Ordnung bilden den Hauptbestandteil der nötigen Strahlungskorrekturen für die Analyse. Dies sind von links nach rechts: Strahlung im Anfangszustand, Strahlung im Endzustand und Vertexkorrekturen.

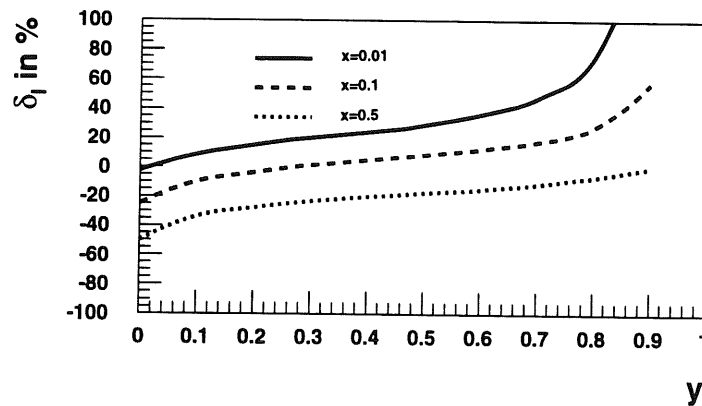


Abbildung 5.7: Schematisch der Verlauf der Strahlungskorrekturen für die Elektronmethode abgebildet [RGR90]. Aufgetragen ist die relative Differenz von gemessenem zu Bornwirkungsquerschnitt. Man erkennt den starken Anstieg der Korrekturen zu großen Werten von y hin.

stand (ISR¹), Strahlung im Endzustand (FSR²) und Vertexkorrekturen bezeichnet. QED-Korrekturen am Parton q und q' sind unerheblich und liegen für dieser Analyse unter 1% [RGR90]. Die dabei auftretenden Veränderungen der kinematischen Variablen und die Veränderung des Wirkungsquerschnittes für den Streuprozess sind zu korrigieren. Dazu werden im wesentlichen zwei Methoden benutzt:

- theoretische Rechnungen
- Monte-Carlo Methode

Da die erforderlichen Korrekturen analytisch zugänglich sind, wurden die in dieser Arbeit verwendeten Korrekturen mit dem Program *TERAD* [TER94] ermittelt. Die Korrekturen wurden unter Vorgabe der Schnitte berechnet. Die Werte der Korrekturen sind in Tabelle 5.2 für die verwendeten zwei Analysemethoden aufgelistet. In Abbildung 5.7 aus [RGR90] ist der Verlauf der Korrekturen für verschiedene Werte von y für die Elektronmethode gezeigt. Aufgetragen ist δ_l ,

$$\delta_l = \frac{\frac{d^2\sigma}{dx dy}}{\frac{d^2\sigma_{Born}}{dx dy}} - 1 \quad (5.6)$$

$$C_{rad} = \frac{1}{\delta_l + 1} \quad (5.7)$$

die relative Differenz aus gemessenem und Bornquerschnitt in Bins von x und y . Man erkennt, daß bei den in dieser Arbeit verwendeten Daten bei einem y -Schnitt von 0.6 bereits Korrekturen bis zu ca. 30% auftreten können. Da in dieser Arbeit der Fehler der Strahlungskorrekturen proportional zu den Korrekturen selber ist, ist die Beschränkung auf Ereignisse mit nicht zu großem y also sinnvoll, damit die QED-Strahlungskorrekturen und die daraus resultierenden Fehler nicht zu groß werden.

In der Tabelle 5.2 sind die verwendeten radiativen Korrekturfaktoren für die Elektron- und für die gemischte Methode angegeben. Man erkennt die wesentlich geringeren Korrekturen bei der gemischten Methode. Die Korrekturen in der Elektronmethode reichen bis ca. 27%, während bei der gemischten Methode höchstens $\approx 17\%$ erreicht werden.

Mit dem Monte-Carlo Generatorprogramm *Django 1.21* [DJA91] können die Korrekturen ebenfalls bestimmt werden. Dazu müssen zwei Datensätze generiert werden, eins mit QED-Strahlung und eins ohne. Die Differenz der generierten Wirkungsquerschnitte -einmal mit, einmal ohne Strahlung- ergibt dann die anzubringenden Korrekturen. Die Übereinstimmung der Korrekturen aus der Monte-Carlo Methode und den theoretischen Rechnungen ist in jedem verwendeten Bin besser als 2% ([MKL94, UTA94])

5.6 Einfluß der longitudinalen Strukturfunktion F_L

Die Werte für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für longitudinal zu transversal polarisierten Austauschbosonen, \mathcal{R}_{QCD} , welche sich aus der QCD ergeben, werden wie in Abschnitt 1 angegeben berechnet. Dabei wird zur Parametrisierung die Strukturfunktion *MRS H* [PDF92] verwendet. Die sich ergebenden Werte für \mathcal{R}_{QCD} sind in Tabelle 5.3 angegeben. Der Fehler dieser Werte ist Bestandteil des Analysefehlers aufgrund der Unkenntnis des wahren Verlaufes der Strukturfunktion (Siehe Abschnitt 5.7).

¹Initial State Radiation

²Final State Radiation

Q^2 in GeV ²	x	C_{rad} (Elektron)	Q^2 in GeV ²	x	C_{rad} (gemischt)
200	0.00237	0.730	200	0.00421	0.949
200	0.00421	0.756	200	0.00750	0.938
200	0.00750	0.794	200	0.01334	0.922
200	0.01334	0.838	200	0.02370	0.905
200	0.02370	0.885	200	0.04210	0.889
200	0.04210	0.939	200	0.07500	0.873
200	0.07500	0.975	200	0.13340	0.864
400	0.00750	0.751	400	0.00750	0.941
400	0.01334	0.796	400	0.01334	0.929
400	0.02370	0.850	400	0.02370	0.912
400	0.04210	0.912	400	0.04210	0.894
400	0.07500	0.973	400	0.07500	0.878
400	0.13340	1.020	400	0.13340	0.864
800	0.01334	0.743	800	0.01334	0.929
800	0.02370	0.787	800	0.02370	0.916
800	0.04210	0.853	800	0.04210	0.899
800	0.07500	0.932	800	0.07500	0.883
800	0.13340	1.020	800	0.13340	0.864
1600	0.02370	0.729	800	0.23710	0.847
1600	0.04210	0.773	1600	0.04210	0.889
1600	0.07500	0.852	1600	0.07500	0.872
1600	0.13340	0.955	1600	0.13340	0.858
1600	0.23710	1.081	1600	0.23710	0.834

Tabelle 5.2: QED-Strahlungskorrekturen. Links die Werte für die „Elektronmethode“, rechts für die „gemischte Methode“.

5.7 Systematische Fehler

Zu den systematischen Fehler tragen folgende experimentelle und theoretische Unsicherheiten bei:

- die gemessene Elektronenergie
- der gemessene Elektronenstreuwinkel
- die hadronische Energieskala der Kalorimeter
- die Winkelbestimmung hadronischer Energien
- die Größe der Strahlungskorrekturen
- die Mißidentifikationswahrscheinlichkeit für das gestreute Elektron
- der Verlauf der Strukturfunktion F_2 selbst

Für die experimentellen Unsicherheiten der ermittelten Energien und Winkel werden die in Kapitel 4 ermittelten Unsicherheiten angenommen. Sie sind in der in Tabelle 5.4 zusammengefaßt. Dabei wird

Q^2 in GeV ²	x	\mathcal{R}_{QCD}
200	0.00421	0.2340
200	0.00750	0.2109
200	0.01334	0.1833
200	0.02370	0.1516
200	0.04210	0.1173
200	0.07500	0.0833
200	0.13340	0.0541
200	0.23710	0.0321
400	0.00750	0.1868
400	0.01334	0.1621
400	0.02370	0.1340
400	0.04210	0.1036
400	0.07500	0.0736
400	0.13340	0.0480
400	0.23710	0.0287

Q^2 in GeV ²	x	\mathcal{R}_{QCD}
800	0.01334	0.1447
800	0.02370	0.1195
800	0.04210	0.0924
800	0.07500	0.0657
800	0.13340	0.0430
800	0.23710	0.0260
1600	0.04210	0.0831
1600	0.07500	0.0592
1600	0.13340	0.0389
1600	0.23710	0.0237

Tabelle 5.3: Berechnete Werte von \mathcal{R}_{QCD}

die Bekanntheit der elektromagnetischen Energieskala zu 5% im *BBE* und zu 3% sonst angegeben. Diese Zahlen ergeben sich aus dem Vergleich der Kalibration nach der Energiekorrektur für das gestreute Elektron mit Hilfe der Doppelwinkelmethode in Abbildung 4.5 auf Seite 39. Die hadronische Skala wird auf 5% genau bekannt angenommen. Dies ergibt sich aus der möglichen Unsicherheit der Skala aufgrund des Vergleiches der hadronischen Energieantwort mit der der Doppelwinkelmethode in Abbildung 4.10 auf Seite 43. Die Meßgenauigkeit des Elektronenstreuwinkels ist im *BBE* auf 4mrad und in restlichen Kalorimetern auf 3mrad genau bekannt. Dies sind die Werte der in Abschnitt 4 gewonnen Korrekturen auf den Streuwinkel. Die Winkel der hadronischen Energien sind zu 5mrad genau bekannt. Das Verfahren der Ermittlung der systematischen Fehler ist wie folgt: Bei der Auswertung der Monte-Carlo Ereignisse werden die in der Tabelle 5.4 angegebenen Variationen der Meßgrößen in beide Richtungen durchgeführt. Die dabei pro Variation entstandenen Änderungen der Akzeptanz im Monte-Carlo werden gemittelt und als Fehler des Querschnitts, beziehungsweise F_2 , aufgrund dieser Unsicherheit angegeben.

Der Fehler der Strahlungskorrekturen beträgt 4% der Korrekturen selbst, mindestens jedoch 2%. Dieser Fehler ergibt sich aus dem Vergleich der berechneten Strahlungskorrekturen mit aus Monte-Carlo Methoden gewonnenen (siehe Abschnitt 5.5). Aufgrund des y -Schnittes sind die radiativen Korrekturen klein genug, sodaß in Praxis ein Fehler von 2% in allen Bins entsteht.

Die Elektron-Mißidentifikation wurde mittels von Monte-Carlo-Methoden bestimmt und liegt unter 1% mit den verwendeten Schnitten. Dies wurde durch den Vergleich des rekonstruierten mit dem generierten Azimutalwinkel des gestreuten Elektrons Φ_{el} ermittelt. Dabei wurde lediglich bei sechs Ereignissen von 10000 das gestreute Elektron nicht richtig erkannt. Die Ereignisse waren nicht in einem Bin konzentriert, sodaß der Fehler global über die gesamte kinematische Ebene angenommen wird.

Der wahre Verlauf der Strukturfunktion F_2 geht in diese Messung auf zwei Arten ein. Zum einen bestimmt der Verlauf von F_2 die Migrationen der Ereignisse von Bin zu Bin. Bei steilerem Strukturfunktionsverlauf erwartet man eine größere Wanderung von Ereignissen. Zum anderen geht der Verlauf in die Bestimmung von \mathcal{R}_{QCD} , also dem Verhältnis von σ_l/σ_t , ein. Dieses \mathcal{R}_{QCD} wird bei dem Übergang von dem Wirkungsquerschnitt zu F_2 benötigt. Die Akzeptanzen ändern sich kaum, wenn man die Strukturfunktion im Monte-Carlo in sinnvollen Grenzen variiert. Sinnvolle Variation heißt in diesem

Zusammenhang die Verwendung von $MRS D'_0$ [PDF92] als Strukturfunktion anstelle von $MRS H$. Mit dem Fehler aus der Bestimmung von \mathcal{R}_{QCD} zusammen beträgt der Gesamtfehler aus der Unkenntnis der Strukturfunktion höchstens 2% in allen Bins. Die global anfallenden Fehler sind in Tabelle 5.5 zusammengefaßt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß in dieser Analyse die statistischen Fehler weit überwiegen. Nur im Bereich des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters sind statistischer und systematischer Fehler etwa von gleicher Größe. Dies ist das niedrigste Bin in Q^2 . Der große systematische Fehler dort stammt aus dem großen angenommenen Fehler der elektromagnetischen Kalibration des Kalorimeters (*BBE*).

Der systematische Fehler der sich aus der Unkenntnis der Fragmentation der Partonen in Hadronen ergibt, wurde mit Hilfe eines CDM-Monte-Carlo im Vergleich zu dem MRSH-Monte Carlo bestimmt. Dabei lag der Fehler in allen Bins unter 2%.

Unsicherheit	Variation im <i>BBE</i>	Variation sonst
elektromagnetische Energieskala	5%	3%
hadronische Energieskala	–	5%
Winkel des Elektrons (θ_{el})	4mrad	3mrad
Winkel des hadronischen Endzustandes (γ_{had})	–	5mrad

Tabelle 5.4: Zusammenfassung der Unsicherheit der gemessenen Energien und Winkel.

Fehlerquelle	resultierender Fehler
Strahlungskorrekturen	2%
Elektronenmißidentifikation	1%
Verlauf von F_2 selbst	2%
Hadronisation	2%

Tabelle 5.5: Zusammenfassung der systematischen Fehler, die konstant über alle Bins angenommen sind.

5.8 Wirkungsquerschnitte

Der ermittelte Wirkungsquerschnitt nach allen Korrekturen ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt erwartungsgemäß einen starken Abfall in x und in Q^2 . Lediglich in dem höchsten Q^2 -Bin treten statistisch bedingte Schwankungen auf. Der dargestellte Wirkungsquerschnitt ist sehr gut mit den Messungen in [TRM94] in Übereinstimmung.

5.9 F_2 -Extraktion

Aus den ermittelten Wirkungsquerschnitten wird nun gemäß Beziehung 5.11 die Strukturfunktion F_2 des Protons berechnet. Dabei werden die in Abschnitt 5.6 ermittelten Werte für \mathcal{R}_{QCD} eingesetzt. Außerdem wird eine Binmittenkorrektur durchgeführt. Ziel dieser Korrektur ist die Darstellung von F_2 an einer definierten Stelle in x und Q^2 und nicht gemittelt über ein ganzes Bin. Diese Binmittenkorrektur wird wie in Gleichung 5.10 berechnet. Diese Beziehung verknüpft den Wert des Wirkungsquerschnittes im Bin an einer Stelle $\mathcal{X}_{sec}(x_0, Q_0^2)$ mit dem Mittelwert des Wirkungsquerschnittes über das ge-

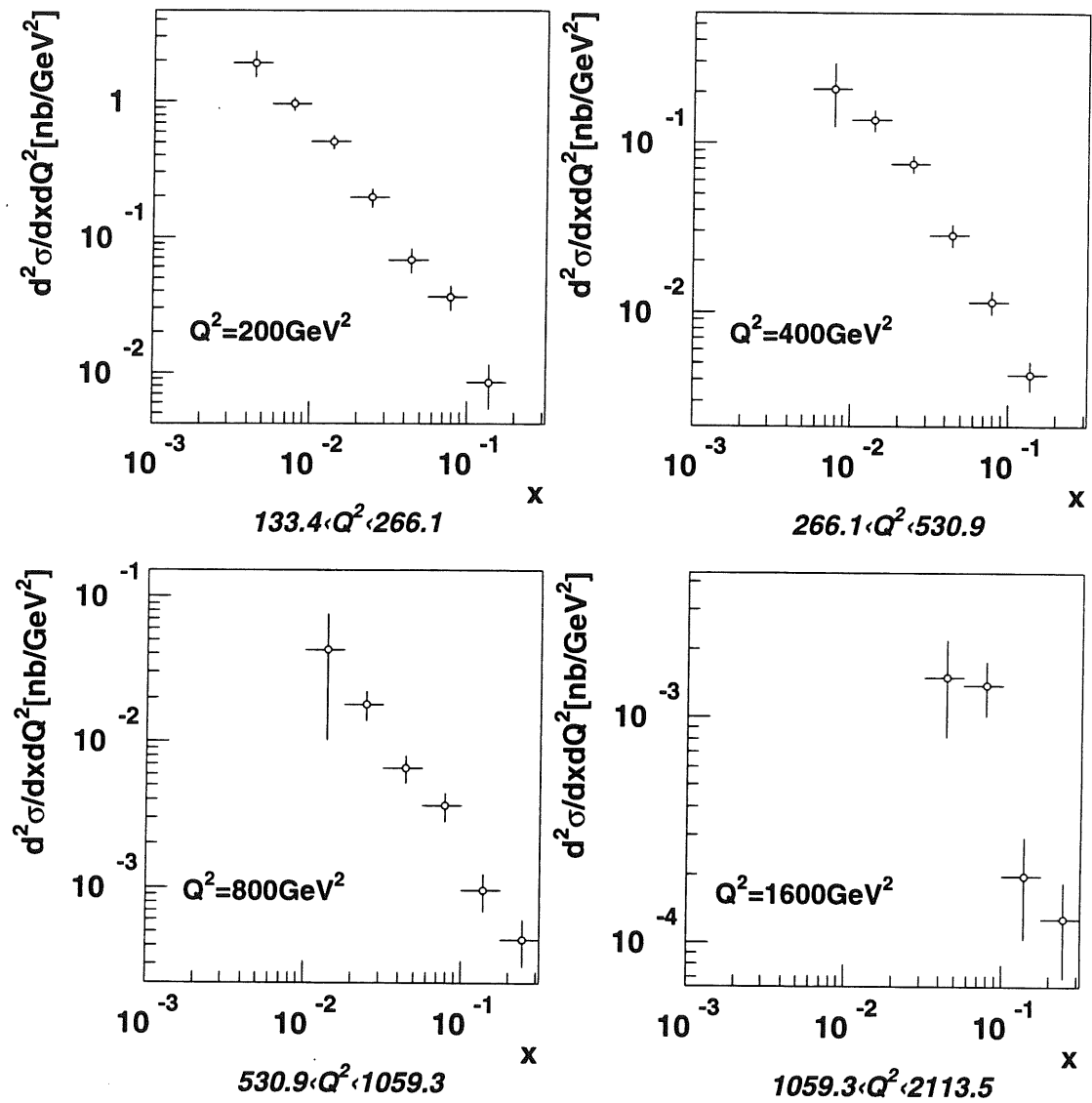


Abbildung 5.8: In dieser Abbildung ist der gemessene Wirkungsquerschnitt in nb/GeV² für die vier Bins in Q^2 in Abhängigkeit von x dargestellt. Der angegebene Fehler ist nur der statistische.

samte Bin $\langle \mathcal{X}_{sec}(x, Q^2) \rangle$ mit den Bin Grenzen x_1, x_2 und Q_1^2, Q_2^2 . Um diese Berechnung durchzuführen, muß der Verlauf des Wirkungsquerschnittes als Funktion von x und Q^2 näherungsweise bekannt sein. Für diese Analyse wurde zur Berechnung der Binmittenkorrektur die Strukturfunktion $MRS H$ verwendet. Da in dieser Arbeit der Wirkungsquerschnitt proportional zu F_2 ist, ist die Binmittenkorrektur des Wirkungsquerschnittes gleichzeitig die Binmittenkorrektur für F_2 . Der Fehler dieser Skalierung ist Bestandteil des Fehlers über die Unkenntnis des wahren Verlaufes von F_2 .

$$\mathcal{X}_{sec}(x, Q^2) = \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2(x, Q^2)} \quad (5.8)$$

$$\langle \mathcal{X}_{sec}(x, Q^2) \rangle = \frac{1}{\Delta x \Delta Q^2} \int_{x_1}^{x_2} \int_{Q_1^2}^{Q_2^2} \mathcal{X}_{sec}(x, Q^2) dx dQ^2 \quad (5.9)$$

$$\mathcal{B}_{bcs}(x, x_0, Q^2, Q_0^2) = \frac{\mathcal{X}_{sec}(x_0, Q_0^2)}{\langle \mathcal{X}_{sec}(x, Q^2) \rangle} \quad (5.10)$$

$$F_2(x_0, Q_0^2) = \mathcal{B}_{bcs} \frac{\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \frac{Q^4 x}{2\pi\alpha^2}}{2(1-y) + \frac{y}{1+\mathcal{R}_{QCD}(x, Q^2)}} \quad (5.11)$$

5.10 Ergebnisse

Q^2 in GeV^2	x	F_2^{el}	δ_{stat}	δ_{sys}
200	0.00421	1.450	0.138	0.122
200	0.00750	0.937	0.103	0.106
200	0.01334	0.684	0.101	0.144
200	0.02370	0.460	0.092	0.112
400	0.01334	0.828	0.113	0.080
400	0.02370	0.726	0.104	0.092
400	0.04210	0.558	0.091	0.096
400	0.07500	0.359	0.080	0.078
800	0.02370	0.853	0.171	0.080
800	0.04210	0.693	0.145	0.084
800	0.07500	0.401	0.111	0.048
800	0.13340	0.417	0.126	0.098
1600	0.04210	0.894	0.248	0.116
1600	0.07500	0.639	0.202	0.091
1600	0.13340	0.424	0.160	0.056

Tabelle 5.6: In dieser Tabelle sind die Ergebnisse der F_2 -Messung mittels der Elektronmethode aufgetragen δ_{stat} und δ_{sys} bezeichnen dabei den statistischen, bzw. systematischen Fehler.

Die ermittelten Werte für die Strukturfunktion F_2 des Protons sind in den Tabellen 5.6 (Seite 64) und 5.7 (Seite 66) für die Elektronmethode und die gemischte Methode zusammengestellt. Darin bezeichnen δ_{sys} die systematischen und δ_{stat} die statistischen Fehler der Messung. In der Abbildung 5.9 sind die Meßpunkte graphisch dargestellt. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der Methoden für die mittleren Werte von x , wo für die x -Rekonstruktion der beiden Analysemethoden ähnliche Auflösungen vorhanden sind. Zum Vergleich ist in die Abbildungen der Verlauf der Parametrisierung $MRS H$

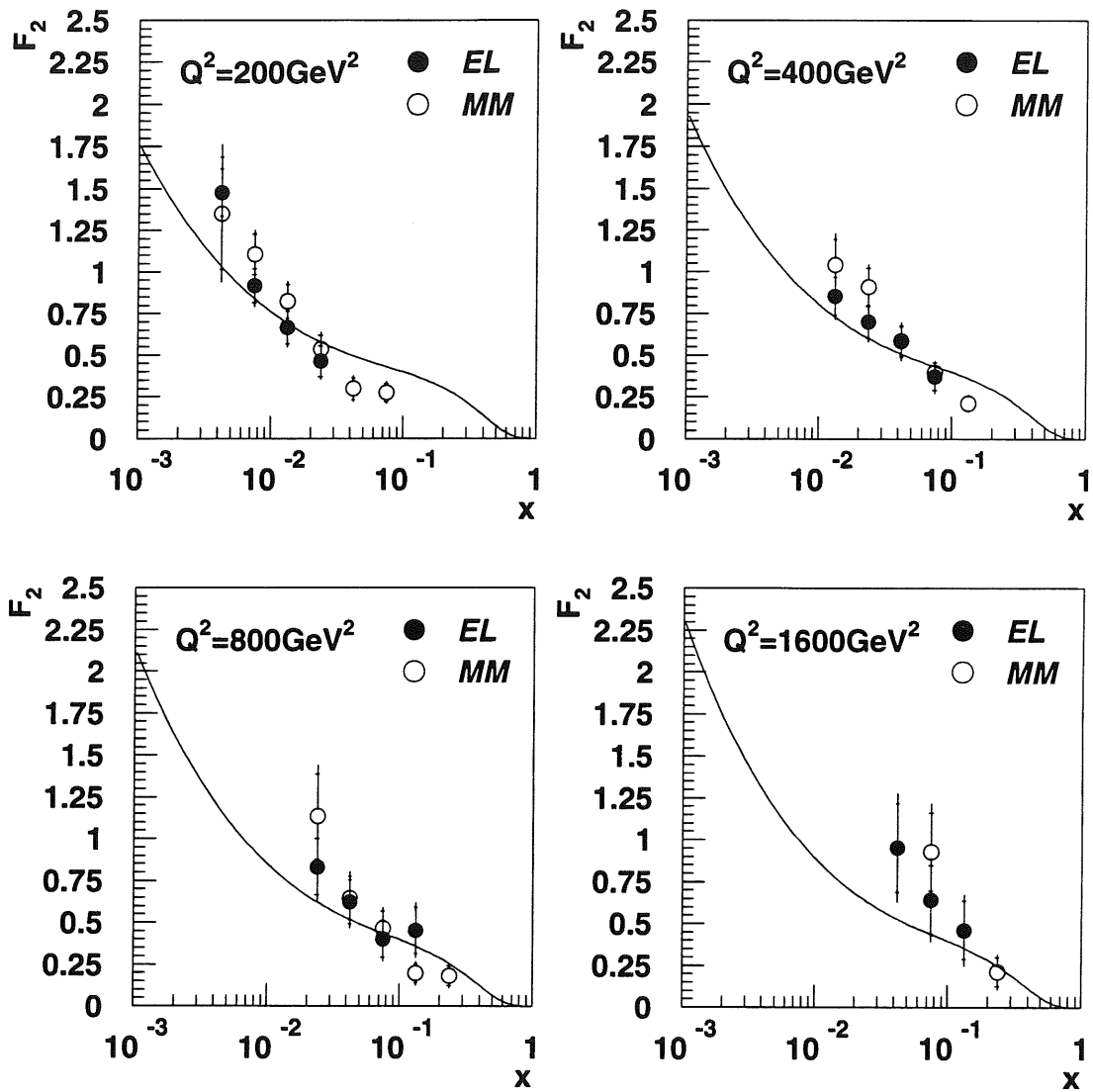


Abbildung 5.9: F_2 für Elektron und gemischte Methode. Die vollen Punkte sind mittels der Elektronmethode ermittelt, die offenen mit der gemischten Methode. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler, die äußeren den Gesamtfehler an. Die gezeigte Kurve ist der Verlauf, wie ihn die Strukturfunktionsparametrisierung $MRS H$ voraussagt.

Q^2 in GeV^2	x	F_2^{mm}	δ_{stat}	δ_{sys}
200	0.00421	1.513	0.347	0.202
200	0.00750	1.017	0.116	0.082
200	0.01334	0.901	0.108	0.079
200	0.02370	0.527	0.084	0.055
200	0.04210	0.319	0.066	0.033
200	0.07500	0.303	0.059	0.043
400	0.01334	1.058	0.158	0.113
400	0.02370	0.924	0.115	0.085
400	0.04210	0.584	0.084	0.075
400	0.07500	0.350	0.056	0.036
400	0.13340	0.237	0.045	0.028
800	0.02370	1.044	0.239	0.132
800	0.04210	0.612	0.128	0.065
800	0.07500	0.500	0.109	0.066
800	0.13340	0.192	0.058	0.022
800	0.23710	0.191	0.064	0.041
1600	0.07500	1.087	0.264	0.145
1600	0.13340	0.218	0.097	0.034
1600	0.23710	0.212	0.087	0.037

Tabelle 5.7: Diese Tabelle stellt die Ergebnisse der F_2 -Messung mittels der gemischten Methode vor. δ_{sys} ist der systematische und δ_{stat} der statistische Fehler der Messung.

mit eingezeichnet. Beim kleinsten Q^2 zeigen beide Methoden einen steileren Verlauf der Strukturfunktion F_2 als die Parametrisierung. Dieses Bin ist dominiert von Ereignissen aus dem rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter. Eine systematisch zu niedrige Messung der Energie würde zu einem steileren Verlauf der Strukturfunktion führen. In allen anderen Bins werden die Meßpunkte im Rahmen der Fehler durch die Parametrisierung gut beschrieben, wenn man für die Gesamtmessung bei kleinem x die Punkte der Elektronmethode und bei größer werdendem x die gemischte Methode betrachtet. Bei der gemischten Methode fehlt bei $Q^2 = 1600\text{GeV}^2$ ein Meßpunkt weil nur Punkte mit mehr als fünf Ereignissen dargestellt sind. Da die $MRS H$ -Parametrisierung aus den Daten für niedrige Impulsüberträge bei HERA im Jahre 1992 gewonnen wurde, ist die Übereinstimmung bemerkenswert, denn bisher wurde keine Parametrisierung mit Daten bei diesen hohen Impulsüberträgen durchgeführt.

5.11 Vergleiche mit anderen Messungen

Diese Analyse wurde unabhängig von drei Arbeitsgruppen im H1-Experiment durchgeführt. Alle drei Arbeitsgruppen kamen dabei im Rahmen der Fehler zu den gleichen Ergebnissen [BBE94, ZAN94]. Diese Ergebnisse sind auch in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Zeus-Experiments, welches ebenfalls am Speicherring HERA Daten nimmt [ZEU94].

Ein Teil der ermittelten Ergebnisse dieser Arbeit sind Bestandteil der bei Niederschrift dieser Arbeit in Vorbereitung befindlichen Veröffentlichung der H1-Kollaboration ([H1F2]). In der Abbildung 5.10 ist die von der H1-Kollaboration gemessene Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion F_2 früheren Messungen gegenübergestellt. Aus der vorliegenden Analyse stammen jeweils der zweite und dritte Punkt vom kleinstem x in den Bins mit $Q^2 > 130\text{GeV}^2$ aus der Elektronmethode. Diese Punkte sind in Ab-

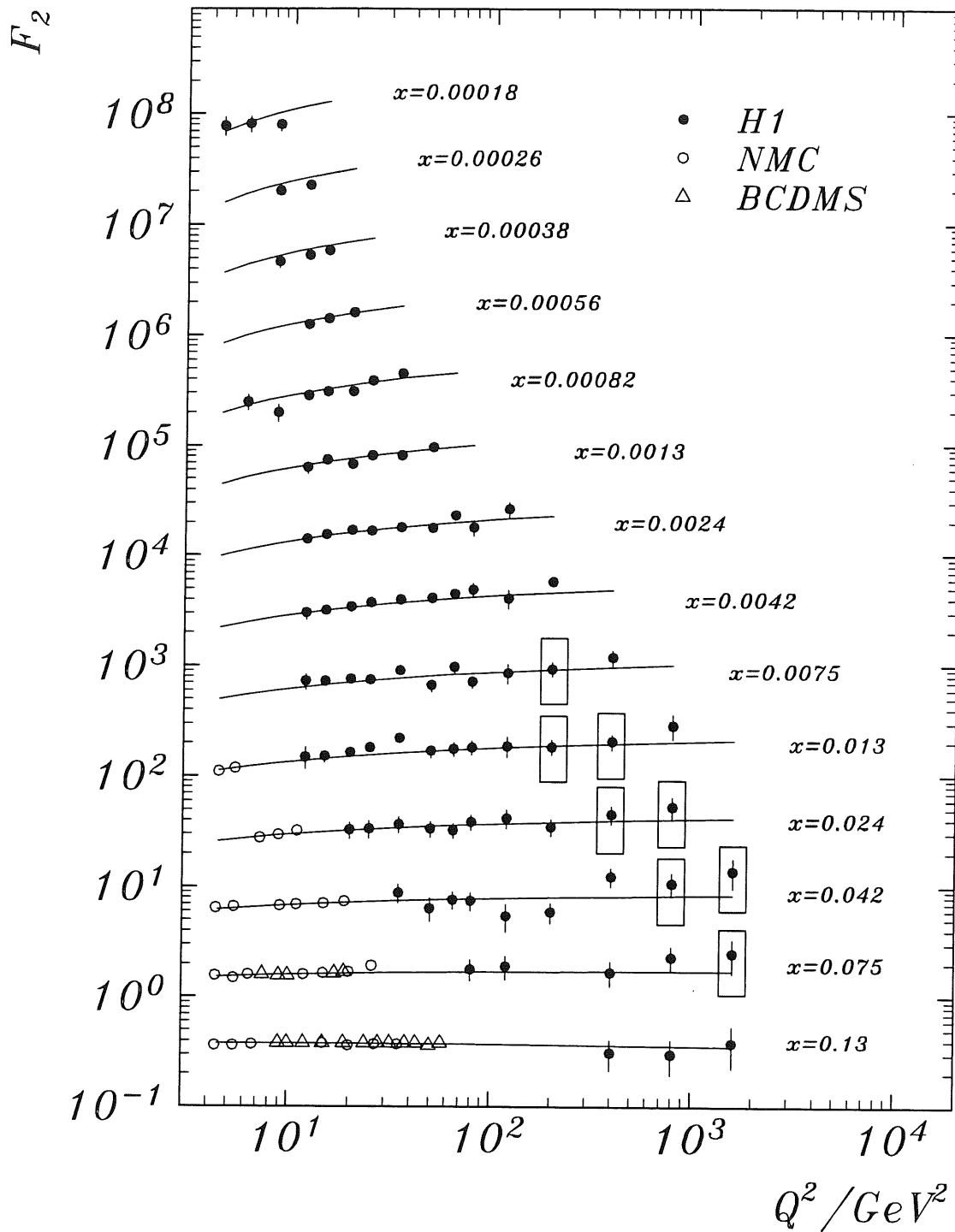


Abbildung 5.10: Q^2 -Abhängigkeit von F_2 in der H1-Kollaboration [H1F2]. auf der x-Achse ist das Quadrat des Viererimpuls Q^2 , auf der y-Achse F_2 . Dabei sind die Werte von F_2 mit 4^i mit $i = 0, 1, 2, \dots$ multipliziert. Für $x = 0.13$ ist $i = 0$ und steigt mit fallendem x . Die Punkte, die aus dieser Analyse stammen, sind eingerahmt.

bildung 5.10 eingerahmt dargestellt. Die anderen Punkte wurden durch die Σ -Methode ermittelt, die bei den dann größer werdendem x eine bessere x -Auflösung besitzt. Diese Methode benutzt zur Ermittlung der kinematischen Variablen sowohl Informationen vom gestreuten Elektron, als auch vom hadronischem Endzustand [BAB94]. Außerdem ist ein „next-to-leading-order“ QCD Fit basierend auf den DGLAP-Entwicklungsgleichungen durchgeführt worden, der ebenfalls eingezeichnet ist. Nach diesem Fit passen die aus dieser Analyse stammenden Daten sehr gut mit denen der anderen Analysen des H1-Experimentes sowie Daten aus den *Fixed-Target*-Experimenten NMC und BCDMS zusammen. Dies ist eine gute Bestätigung für die Gültigkeit der QCD. Denn die Entwicklungsgleichungen sind störungstheoretische QCD-Entwicklungsgleichungen, in denen die Parton- und Gluondichten einem gemeinsamen Fit unterzogen werden. Würde die Beschreibung der Daten durch den Fit versagen, müsste man an der Gültigkeit der QCD zweifeln.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit befaßt sich mit der Messung der Strukturfunktion F_2 des Protons bei quadratischen Impulsüberträgen $Q^2 > 130\text{GeV}^2$. Aufgrund des kinematischen Limits ist der Bereich des Björken- x auf Werte von $x > 10^{-3}$ beschränkt. Die Analyse basiert auf den Daten, die mit dem Detektor H1 am Speicherring HERA im Jahr 1993 aufgezeichnet wurden. Die insgesamt verwendete Luminosität betrug $\mathcal{L}_{int} = 271.3\text{nb}^{-1} \pm 5\%$. Die Ergebnisse bei diesen hohen Impulsüberträgen stimmen gut mit denen anderer Analysen und anderen Experimenten überein. Teile der Ergebnisse sind erstmals zusammen mit den Daten aus niedrigen Impulsüberträgen Gegenstand eines gemeinsamen „next-to-leading-order“ QCD-Fits basierend auf den DGLAP-Entwicklungsgleichungen. Dieser Fit beschreibt sehr gut die gemessenen Daten im Bereich des Björken- x von $2 \cdot 10^{-4} < x < 0.13$ und quadratischen Viererimpulsüberträgen Q^2 von $4\text{GeV}^2 < Q^2 < 1600\text{GeV}^2$.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit lag auf der rein kalorimetrischen Selektion der Ereignisse. Es wurde ein Verfahren entwickelt, welches ohne die Zuhilfenahme von Spurinformatoren die Ereignisse der tief-inelastischen $e - p$ -Streuung untergrundfrei mit einer sehr hohen Effizienz selektiert. Dazu wird zunächst im flüssig-Argon Kalorimeter nach dem gestreuten Elektron gesucht. Das gestreute Elektron wird aufgrund seines Schauerprofiles und seiner Isoliertheit von hadronischen Schauern, ausgelöst durch Pionen, getrennt. Diese Elektronfindung ist in der Standardsoftware von H1 implementiert ([TRM94]). Ferner wird die Balance im Transversalimpuls p_t ausgenutzt. Eine einfache, auf kalorimetrische Messungen beschränkte Myonensuche zur Untergrunderkennung schliesst die Selektion ab. Mit Hilfe eines Schnittes in der kinematischen Variable y wurde der Untergrund in den selektierten Daten mit $N_{event}^{back} = 0$ ermittelt.

Ein weiterer Schwerpunkt war die korrekte Ermittlung der kinematischen Variablen des Streuprozesses. Zu diesem Zweck wurden umfangreiche Prüfungen der Kalibration der Kalorimeter durchgeführt. Diese Prüfungen ergaben zum einen, daß die rekonstruierte Elektronenergie aus der Standardrekonstruktion z -abhängig und häufig zu gering ist und zum anderen, daß die Energieauflösung für Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter durch das Monte-Carlo besser als in den experimentellen Daten vorhergesagt ist. Beide Effekte wurde bei der Analyse korrigiert. Die korrigierten Daten wurden einer erneuten Prüfung unterzogen, welche eine sehr gute Beschreibung der Daten durch die verwendeten Monte-Carlo-Simulationen ergab. Die Korrektur der Energien war durch mangelhafte Standardrekonstruktion innerhalb weniger sensitiver Bereiche im Detektor zu begründen. Die unterschiedliche Auflösung ergab sich zum größten Teil aus der wahren, nicht simulierten Hochspannungssituation der Kalorimeter. Teile der Kalorimeter können nicht mit der nominellen Hochspannung betrieben werden.

Nach den Korrekturen wurde die Strukturfunktion F_2 des Protons durch verschiedene Methoden ermittelt. Bevorzugt wurde mit der Elektronmethode gearbeitet. Die notwendigen Strahlungskorrekturen wurden mittels theoretischer Rechnungen ermittelt. Als Kontrolle diente die gemischte Methode, die zu kleiner werdendem y eine bessere Auflösung in der kinematischen Variablen x besitzt als die Elektronmethode. Außerdem wurde diese Analyse unabhängig von zwei weiteren Gruppen durch-

geführt. Alle Ergebnisse zeigten eine sehr gute Übereinstimmung und werden in naher Zukunft veröffentlicht ([H1F2]).

Für die Datennahme 1994 schuf diese Arbeit die erste Grundlage für die Datenselektion. Es wurde in diesem Jahr eine integrierte Luminosität von ca. 4pb^{-1} von dem H1-Experiment aufgezeichnet. Die Steigerung der Luminosität wurde zum einen durch eine höhere Füllung von HERA mit Teilchenpaketen, zum anderen durch die Verwendung von Positronen statt Elektronen erreicht. Durch die Verwendung von Positronen wurde die Lebensdauer des Leptonstrahles in HERA deutlich erhöht, sodaß deutlich weniger Betriebszeit aufgrund von Strahlinjektionen verloren ging und natürlich die mittlere integrierte Luminosität pro Leptonfüllung höher war als 1993. Da in der vorgestellten Datenselektion kein Gebrauch von Spuren gemacht wurde, kann die Selektion unverändert auch für die Positrondaten benutzt werden. Mit Hilfe der höheren Statistik und einem nun verfügbaren Verfahren zur Hochspannungskorrektur der aufgezeichneten Daten wird der Fehler der F_2 -Messung deutlich verringert werden.

Danksagung

Arbeiten in Kollaborationen der Größe der H1-Kollaboration können nur durch zielgerichtetes Zusammenarbeiten gelingen. Auf dem Weg zum Zusammenschreiben dieser Arbeit bin ich vielen Mitarbeitern und Kollegen begegnet, die zum Gelingen der Analyse beigetragen haben. Es ist unmöglich, alle zu nennen, aber stellvertretend sei hier namentlich ein paar Personen mein Dank ausgesprochen: An erster Stelle möchte ich Herrn Dr. F. Brasse für die interessante Aufgabenstellung und die Schaffung der Möglichkeit der Bearbeitung im Rahmen der Kollaboration danken. Es freut mich besonders, daß er sich trotz seiner beruflichen „Neuorientierung“ noch die Zeit zum Schreiben eines Gutachtens für diese Arbeit nimmt. Außerdem möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. V. Blobel für die Bereitschaft zur Zweitbegutachtung der Arbeit bedanken. Beide haben mir im Vorwege mit vielen Tips richtungsweisende Impulse für die Niederschrift gegeben.

Im direkten Zusammenhang mit dieser Arbeit haben mir eine paar gute Geister beigestanden. Ohne Jörg Lipinski und Konrad Rosenbauer wäre das eine oder andere Myon noch in den Daten und einige Elektronen immer noch unentdeckt. Die Werkzeuge zur Ermittlung der Triggereffizienzen wurden mir von Tibor Kurca zur Verfügung gestellt. Ohne die Strahlungskorrekturen von Arif Akhundov wären die Wirkungsquerschnitte nicht zu ermitteln gewesen. Viele nützliche Tips aus der Erfahrung in Hochenergieexperimenten bekam ich von Jörg Gayler und Hermann Küster zugesteckt. Weg- und nachtarbeitsweisend war die Zusammenarbeit mit Max Klein, Uta Stösslein und Hans-Peter Wellisch, die viele Probleme aufwarfen, aber auch einige lösten. Keiner Diskussion aus dem Weg gingen die Mitglieder ähnlicher Analysen, von denen hier stellvertretend Gregorio Bernardi und Zhiqing Zhang dedankt sei. Viele gute Fragen wurden auch immer von Albert de Roeck gestellt. Nicht zuletzt sei in diesem Absatz Thomas R. Merz mein besonderer Dank für die Wegbereitung und die vielen Hinweise zur Datenbehandlung ausgesprochen. Viele technische Probleme wurden von ihm schon im Vorwege untersucht.

Indirekt wurde diese Analyse von Eberhard Binder, Robert Buchholz, Konrad Flamm, Volker Korb, Peter Lanius, und Jochim Stier in die eine oder andere Richtung beeinflusst. Ohne sie wäre der „Forschungsalltag“ viel grauer gewesen.

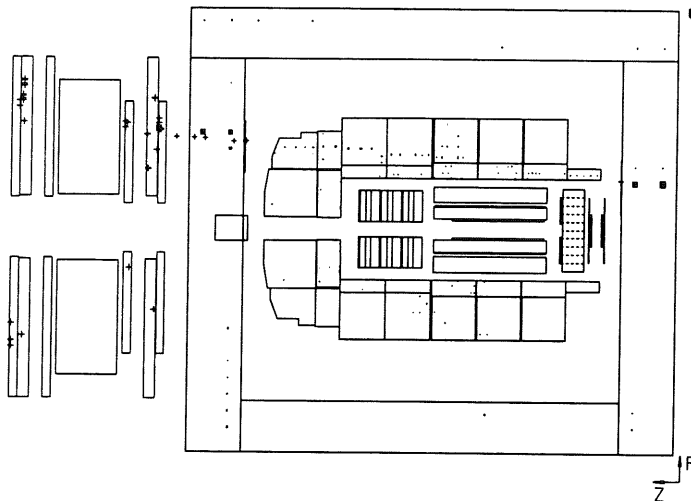
Das eine Promotion am DESY sowohl finanziell als auch zeitlich keinem Beruf mit geregelter Zeiteinteilung entspricht, ist längst kein Geheimnis mehr. Ich möchte daher an dieser Stelle meinen Eltern und Geschwistern sowie Anke für die Unterstützungen aller Art danken.

Anhang A

Kalibration mit Strahlhalo-Myonen

H1 Event Display 1.10/06
DSN=[h1.pool.leveren]halomu

$E = -26.7 \times 819.9 \text{ GeV}$ $B = 11.4 \text{ kG}$
Run date 93/08/07 22:01
AST = 200000
RST = 200000



Veto: hits from global

Abbildung A.1: Ein Strahlhalo-Myon. Das Myon tritt in der Nähe des *BEMC/BBE* Überganges in den Detektor ein und kann anhand der Einträge im instrumentierten Eisen und Vorwärts-Myonsystem verfolgt werden. Getriggert werden diese Ereignisse durch die Koinkidenz von der rechts abgebildeten Vetowand und vorwärtigem und rückwärtigem Myontrigger des instrumentierten Eisens.

Aufgrund unvermeidbarer Protonenverluste in HERA kommt es häufig zu parallel zum Strahl fliegenden Myonen, genannt Strahlhalo-Myonen. Diese Myonen können durch δ -Elektronenproduktion zum einen störenden Untergrund für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse führen, andererseits können die Signale dieser Myonen im flüssig-Argon Kalorimeter zur Kontrolle der Kalibration benutzt werden. Zu diesem Zweck ist ein spezieller Trigger im Experiment aufgesetzt, der Myonen, die parallel zum Protonstrahl den H1-Detektor durchqueren, triggert. Dieser Trigger basiert auf Informationen aus dem instrumentierten Eisen und der Veto-Wand, die sich etwa 8m vor dem Experiment befindet. In Abbil-

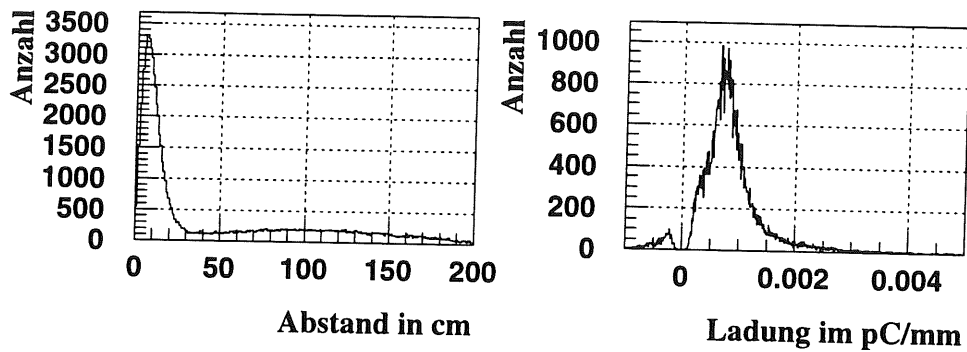


Abbildung A.2: Auf der linken Seite ist der Abstand aller Zellen, die im Kalorimeter angesprochen haben, als Funktion des Abstandes der Zelle von der postulierten Myonlinie aufgetragen. Man erkennt klar das Myonsignal. Rechts ist ein Ladungsspektrum aufgetragen, welches man erhält, wenn man die zum Myon gehörige Zellladungen aufsummiert.

Abbildung A.1 ist ein solches Ereignis abgebildet. Man erkennt die Spur des Myons im Kalorimeter sowie Ein- und Austrittspunkte im instrumentierten Eisen.

Mit Hilfe der Spurrekonstruktion im instrumentierten Eisen an Vorder und Rückseite des Experimentes, kann man Ein- und Austrittsort des Myons und somit die Flugbahn des Myons durch den H1-Detektor bestimmen. Es werden nun alle Kalorimeterzellen, die in der Nähe der postulierten Myonspur liegen, als durch das Myon verursachte Ladungsdeposition markiert. Auf der linken Seite von Abbildung A.2 ist der Abstand aller Kalorimeterzellen zu der berechneten Myonspur aus der Eiseninformation histogrammiert. Alle Zellen, die einen Abstand von weniger als ≈ 20 cm von der Myonspur haben, besitzen offensichtlich häufiger Ladung als alle anderen Zellen. Das durchquerende Myon hinterläßt ein eindeutig erkennbares Signal. In dem rechten Histogramm in Abbildung A.2 ist die mittlere deponierte Ladung pro Millimeter flüssig-Argon für Zellen mit einem Abstand von weniger als 20 cm von der Myonlinie aufgetragen. Man erkennt deutlich das Myonsignal, welches etwa 4 Standardabweichungen vom Nullsignal ein Maximum aufweist. Dieses Signal wird nun für alle Kalorimeterteile, deren Ausleseplatten senkrecht zum Strahl stehen, getrennt für elektromagnetische und hadronische Kalorimeterteile, gebildet. Jedes dieser Histogramme liefert dann einen Mittelwert zur Stabilitätskontrolle der Kalorimetersegmente.

In den Abbildungen A.3 und A.4 ist die normierte mittlere deponierte Ladung pro Kalorimeterrad pro Monat aufgetragen. Normiert wurde auf den Mittelwert aller Meßwerte pro Kalorimeterrad. Der Zeitraum dieser Angaben erstreckt sich über die Datennahme in den Jahren 1992/93. Für den August 1992 liegen keine Daten vor. Von links nach rechts sind die Daten von Juli, September und November 1992 und anschließend Juli, August, September und Oktober 1993 pro Histogramm dargestellt. Man erkennt ein sehr stabiles Verhalten der Kalorimeter. Die relativen Schwankungen des Signales sind im allgemeinen kleiner als 5%. Dies ist zur Zeit im Rahmen der Statistik auch die Grenze der Genauigkeit dieser Methode. Außer im IF2H Kalorimeter sind keine systematischen Verschiebungen des Signales zwischen den beiden Datennahmen 1992 und 1993 zu erkennen. Es scheint ein leichter Trend zur Signalerhöhung im Laufe der Zeit vorhanden zu sein. Dies läßt sich jedoch im Rahmen der Statistik nicht eindeutig belegen. Bei der Datennahme 1993 wurde im Vorwärtsbereich der „online-Noisecut“ von 2.0 auf 3.0 Standardabweichungen von Nullsignal erhöht. Da die durch Myo-

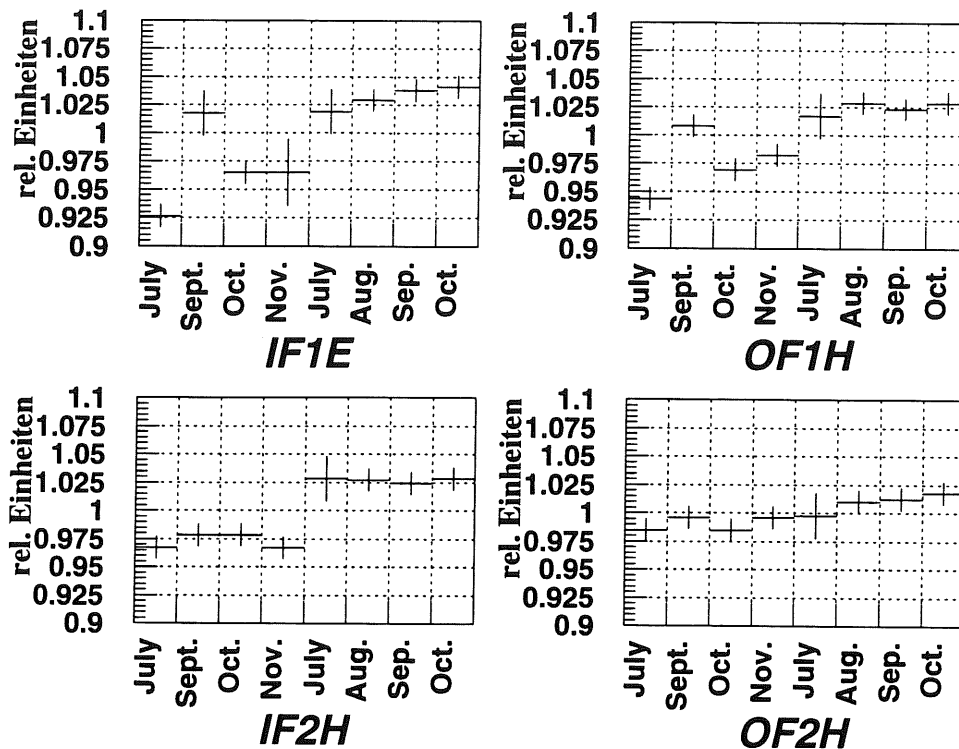


Abbildung A.3: Stabilität der Vorwärtskalorimeter über den Zeitraum der Datennahme in den Jahren 1992/93. Dargestellt ist die relative Stabilität als Funktion der Zeit.

nen hervorgehobenen Signale keine sehr große Amplitude besitzen, scheint die mittlere deponierte Ladung größer als im Vorjahr zu sein. Bei größerer Anzahl von Myonen zu Kalibrationszwecken kann man durch schärfere Schnitte die Rauschabhängigkeit der Myonsignale verringern. Leider läßt die geringe Statistik keine feinere Unterteilung der Zeitbereiche oder schärfere Schnitte zu.

Für 1994 wurde die Anzahl der getriggerten Ereignisse pro Zeiteinheit durch Verminderung des Vorteilerfaktors für den Trigger deutlich erhöht. Dadurch ist es möglich, die Spektren der Myonen in einzelnen Oktanten (= ϕ -Segmente) der Kalorimeter zu untersuchen. Insbesondere im Bereich des *BBE*, wo sehr viele Ereignisse für diese Analyse zu finden waren, traten sehr viele Probleme mit den Hochspannungen auf. Mit Hilfe der Strahlhalo-Myonen konnte die gemessene Energie pro Zelle korrigiert werden, sodaß das Elektronenenergiespektrum nunmehr wie im Monte-Carlo einen deutlichen kinematischen Peak [SPK94] besitzt, der während dieser Analyse schwer zu erkennen war (Abbildung 3.8 auf Seite 34). Außerdem nimmt durch diese Korrektur die Diskrepanz zwischen den Auflösungen der elektromagnetisch deponierten Energien in den experimentellen Daten und in den Simulationen deutlich ab. Dies wird in der Analyse der Daten 1994 zu einem verringerten Fehler in der Elektronenergie, insbesondere im Bereich des *BBE*, führen.

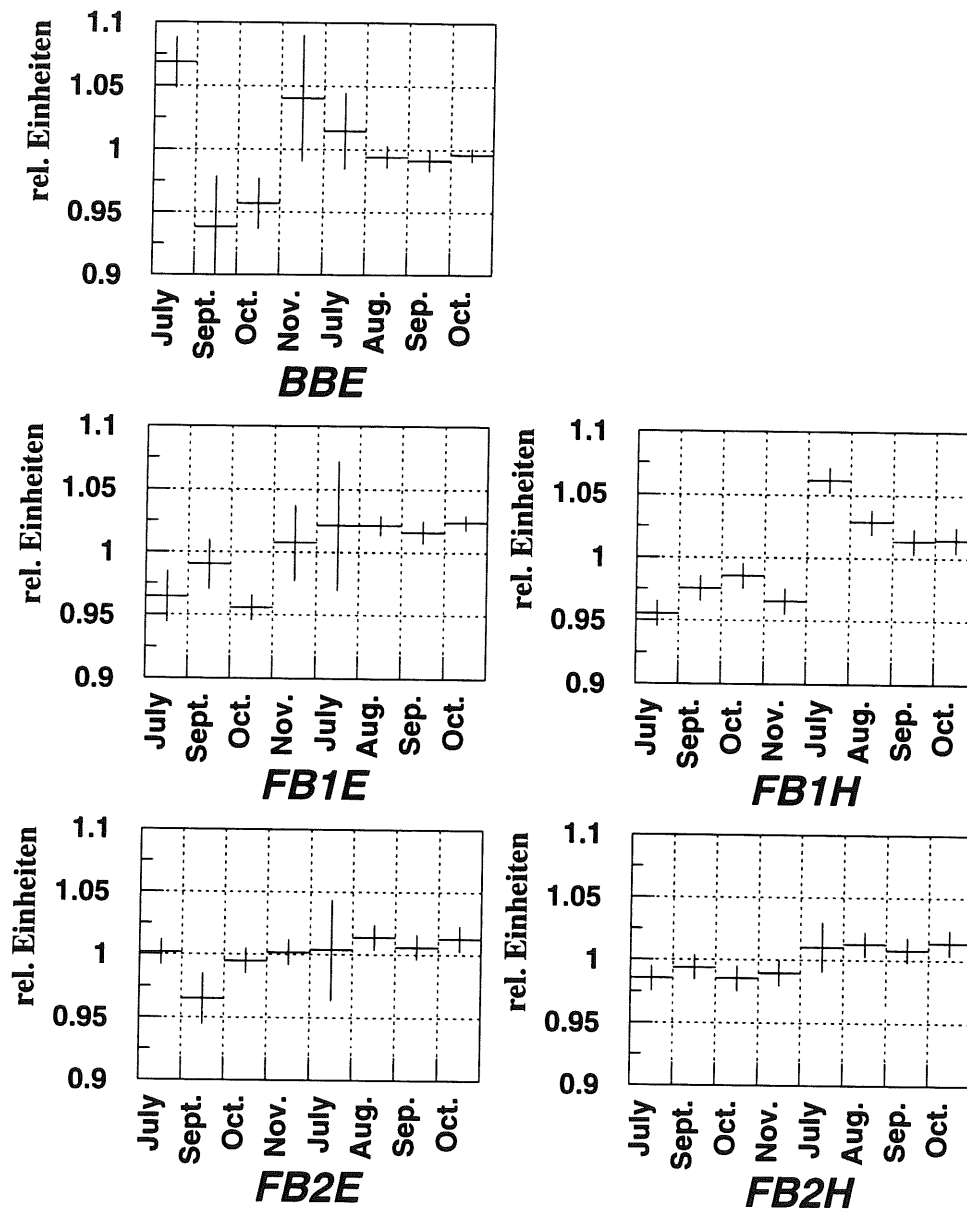


Abbildung A.4: Stabilität der Kalorimeter *BBE* und *FB1/2* über den Zeitraum der Datennahme in den Jahren 1992/93. Dargestellt ist die relative Stabilität als Funktion der Zeit.

Literaturverzeichnis

- [ADR93] *A. DeRoeck, M. Klein, Th. Naumann, E. Peppel, U. StöBlein, N. Wulff* : **Analysis II of the 1992 Data of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$**
H1-Note H1-12/93-332
- [ALT77] *G. Altarelli, G. Parisi* : **Asymptotic Freedom in Parton Language**
Nucl. Physics B126 (1977) 298
- [BAW78] *Ya. Balitkii, L. N. Lipatov* : **The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics**
Sowj. J. Nucl. Phys. 28 (1978) 822
- [BAB94] *U. Bassler, G. Bernardi* : **On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: The Sigma-method**
DESY 94-231
- [BBE94] *U. Bassler, G. Bernardi et al* : **persönliche Mitteilungen**
- [BJO69] *J. D. Björken* : **Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum**
Phys.Rev. 179 (1969) 1547
- [BLO84] *V. Blobel* : **Unfolding Methods in High-Energy Physics Experiments**
DESY 84-118
- [BLO87] *V. Blobel* : **The BOS System**
Manual der Fortran77 Version, Hamburg 1987
- [BRA92] *F. Brasse* : **The H1-Detector at HERA**
DESY 92-140
- [BUC94] *Robert Buchholz* : **persönliche Mitteilungen**
- [DJA91] *G. A. Schuler, H. Spiessberger* : **DJANGO: The Interface For the Event Generators HERACLES and LEPTO**
[PAH92], Vol. 3
- [COU93] *G. D. Coughlan and J. E. Dodd* : **The ideas of particle physics**
Cambridge University Press 1993, ISBN 0-521-38506-7
- [EMC85] *EMC-Collaboration* : **A detailed study of the proton structure functions in deep inelastic muon proton scattering**
NP B 259(1985) 189-265
- [EMC86] *EMC-Collaboration* : **A detailed study of the nucleon structure functions in deep inelastic muon scattering in iron**
NP B 272(1986) 158-192

- [EMC87] *EMC-Collaboration* : Measurements of the nuclear structure functions F_2^N in deep inelastic muon scattering from deuterium and comparison with those from hydrogen and iron
NP B 293(1987) 740-786
- [EMC89] *EMC-Collaboration* : Measurements of the u Valence Quark distribution Function in the Proton and u Quark Fragmentation Functions
CERN-EP/89-25
- [FLA94] *Konrad Flamm* : persönliche Mitteilungen
- [GEA94] *R. Brun et al* : **Geant 3**
CERN DD/EE/84-1
- [GLA94] *V. Brisson, H. Hufnagel, C. Kleinwort, T. Köhler, G. Rädcl* : **New Results from HERA on Deep Inelastic Scattering at Low x, The Proton Structure Function**
DESY 94-187
- [GRI72] *V. N. Gribov, L. N. Lipatov* : **Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory**
Sovj. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438
- [H1D94] *H1 Collaboration* : **The H1-Detektor at HERA**
DESY 93-103
- [H1D94] *H1 Calorimeter Group* : **The H1 Liquid Argon Calorimeter System**
DESY 93-078
- [H1F2] *H1-Kollaboration* : **A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$**
Veröffentlichung in Vorbereitung
- [H194] *H1-Calorimeter Group* : **Electron-Pion Separation with the H1 liquid Argon Calorimeters**
Nucl. Instrum. Meth. A344 (1994) 492-506
- [HER86] *H1 Collaboration* : **Technical Proposal for the H1 Detector**
Bericht DESY 1986
- [JABL] *F. Jacquet, A. Blondel* : **Vorschlag in Detectors for Charged Current Events in „Proceedings of the Study of an ep Collider Facility in Europe“**
DESY 79/48 (1979) 393
- [JLI94] *Jörg Lipinski* : persönliche Mitteilungen
- [KUR77] *E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, V. S. Fadin* : **The Pomeranchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories**
JETP 45 (1977) 199
- [LEP91] *G. Ingelmann* : **LEPTO Version 6.1 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering**
in [PAH92], Vol. 3
- [LOH81] *E. Lohrmann* : **Hochenergiephysik**
2. Auflage, Teubner 1981, ISBN 3-519-13043-2
- [LOH83] *E. Lohrmann* : **Einführung in die Elementarteilchenphysik**
Teubner 1983, ISBN 3-519-03055-1

- [MAX84] *M. Klein, T. Riemann* : **Electroweak Interactions Probing the Nucleon Structure**
Z.Phys. C24 (1984) 3645
- [MFH94] *Marc Fabian Hess* : **persönliche Mitteilungen**
- [MKL94] *Max Klein* : **persönliche Mitteilungen**
- [MOR94] *K. Müller* : **Results on the proton structurefunction F_2 and the diffractive contribution to F_2**
DESY 94-112 D
- [PAH92] *W. Buchmüller, G. Ingelmann (Editors)* : **Physics at Hera Vol 1-3**
Proceedings of the Workshop, Hamburg, 29/30. Oktober 1991
- [PDF92] *H. Plochow-Besch* : **PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Density Functions and α_s Calculations**
User's Manual, CERN-PPE 1994.03.11
- [PDG90] *Particle Data Group* : **Review of Particle Properties**
Phys. Rev. D50 (1994)
- [PET92] *Stefan Peters* : **Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer**
Dissertation MPI-PhE/93-13
- [PER82] *D. H. Perkins* : **Introduction to High Energy Physics**
ISBN 0-201-05757-3
- [PLO92] *P. Loch* : **Kalibration des H1-Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets**
Dissertation, interner Bericht Oktober 1992, DESY FH1K-92-02
- [REI94] *Sebastian Reinshagen* : **persönliche Mitteilungen**
- [RGR90] *R. G. Roberts* : **The structure of the proton**
Cambridge Monographs on mathematical physics, Cambridge University Press 1990, ISBN 0-521-35159-6
- [ROS94] *Konrad Rosenbauer* : **persönliche Mitteilungen**
- [RUD92] *Matthias Rudowicz* : **Hadronische Simulation für den H1-Detektor**
Dissertation MPI-PhE/93-14
- [SCH88] *P. Schmüser* : **Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker**
Springer 1988, ISBN 3-54018797-9
- [SPK94] *J. Spiekermann* : **persönliche Mitteilungen**
- [STI94] *Joachim Stier* : **persönliche Mitteilungen**
- [TER94] *A. Akhundov, D. Bardin, L.Kalinovskaya, T. Riemann* : **Model Independent QED corrections to the process $ep \rightarrow eX$**
DESY 94-115
- [TRM94] *Thomas R. Merz* : **Messung der Proton-Strukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor**
Dissertation Hamburg 1994

- [TKU94] *Tibor Kurca* : **persönliche Mitteilungen**
- [UTA94] *Uta Stöβlein* : **persönliche Mitteilungen**
- [WUL93] *N. Wulff* : **Tief inelastische Elektron-Proton-Streuung bei kleinem x-Björken**
Dissertation, interner Bericht DESY FH1T-94-01
- [ZAN94] *Z. Zhang, V. Brisson, M. Jaffre* : **A Measurement of $F_2(x, Q^2)$ with the 1993 Data at High- Q^2 Region**
H1-Note H1-09/94-379
- [ZEU94] *ZEUS Collaboration* : **Measurement of the Proton Structure Function F_2 from the 1993 HERA Data**
DESY 94-143

Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynman Diagramm für tief inelastische Streuung	6
1.2	Einfluß der schwachen Wechselwirkung	8
1.3	Definition der <i>Splitting</i> -Funktionen	10
2.1	HERA und die Vorbeschleuniger	13
2.2	H1-Detektor	15
2.3	Kalorimeternaufteilung	17
2.4	x - y Ansicht vom Kalorimetering CB1	18
2.5	Auslesezellen im flüssig-Argon Kalorimeter	18
2.6	Das Luminositätsmeßsystem	20
3.1	POT-Klassifikation	26
3.2	Hadronische Aktivität gegen r_t	28
3.3	Hadronische Aktivität außerhalb vom Elektron	29
3.4	Isolationskriterien	30
3.5	Transversalenergie abhängig von θ_{el}	31
3.6	r_t Definition	32
3.7	r_t Spektrum	33
3.8	Elektronenergiespektrum nach Selektion	34
3.9	Elektronenwinkelverteilung nach Selektion	35
3.10	$E - P_z$ -Verteilung nach Selektion	35
4.1	Elektronenenergierekonstruktion	37
4.2	Energierekonstruktion Kalorimeterradabhängig	38
4.3	Energierekonstruktion z -abhängig	38
4.4	Elektronenergiekalibration aus E_{DA}	39
4.5	Elektronenergiekalibration aus E_{DA} z -abhängig	39
4.6	Elektronwinkelrekonstruktion	41
4.7	Elektronspurwinkel	41
4.8	Winkeldifferenz Spur-Cluster	42
4.9	Spurfindung zum Elektron	42
4.10	Hadronische Energierekonstruktion	43
4.11	Winkel des hadronischen Endzustandes	44
4.12	x_{el} Rekonstruktion	47
4.13	x_{el} Rekonstruktion in verschiedenen y -Bereichen	47
4.14	x_{mm} Rekonstruktion	48
4.15	x_{mm} Rekonstruktion in verschiedenen y -Bereichen	48
4.16	x_{DA} Rekonstruktion	48
4.17	Q_{el}^2 Rekonstruktion	49
4.18	Q_{DA}^2 Rekonstruktion	49
5.1	$x - Q^2$ Gitter	52

5.2	Photoproduktionsuntergrund	54
5.3	Luminositätsereignisse in den Daten	55
5.4	Triggereffizienzen in Energie und θ	56
5.5	Triggereffizienzen in $x-Q^2$	57
5.6	Prozesse zu Strahlungskorrekturen	58
5.7	Verlauf der Strahlungskorrekturen	58
5.8	Wirkungsquerschnitt	63
5.9	F_2 für Elektron und gemischte Methode	65
5.10	F_2 der H1-Kollaboration	67
A.1	Ein Strahlhalo-Myon	73
A.2	Myonsignal	74
A.3	Stabilität der Vorwärtskalorimeter	75
A.4	Stabilität von BBE und $FB1/2$	76

Tabellenverzeichnis

0.1	Abkürzungsliste	1
2.1	Einige HERA-Parameter	16
2.2	Monte-Carlo Datensätze	21
3.1	Klassenkurzbeschreibung	25
4.1	Gegenüberstellung der Rekonstruktionsmethoden	50
5.1	$x - Q^2$ Binning	53
5.2	QED-Strahlungskorrekturen	60
5.3	Berechnete Werte von \mathcal{R}_{QCD}	61
5.4	Unsicherheiten der Meßgrößen	62
5.5	Systematische Fehler	62
5.6	F_2 -Ergebnisse für die Elektronmethode	64
5.7	F_2 -Ergebnisse für die gemischte Methode	66