H1-11/94-410

Studien zur Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit dem H1-Detektor

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Ulrich Seehausen
aus Hannover

Hamburg
1994

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. V. Blobel Prof. Dr. P. Schmüser
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. V. Blobel Prof. Dr. A. Wagner
Datum der Disputation:	21. 11. 1994
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. E. Lohrmann

Abstract

A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ is presented in the range of the Bjorken variables x and Q^2 of $10^{-4} \leq x \leq 10^{-2}$ and 5 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$ 80 GeV^2. The data used were taken in the year 1992 with the H1 detector with an integrated luminosity of 22,5 nb^{-1}. Electronic and hadronic variables are being combined and the "regularised unfolding" method is being used. F_2 rises with decreasing x.

Kurz-Zusammenfassung

Eine Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ wird vorgestellt im Bereich der Bjorken-Variablen x und Q^2 von $10^{-4} \leq x \leq 10^{-2}$ und 5 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$ 80 GeV^2. Die verwendeten Daten wurden im Jahr 1992 mit dem H1-Detektor genommen und entsprechen einer integrierten Luminosität von 22,5 nb^{-1}. Elektronische und hadronische Variablen werden kombiniert, und es wird die Methode der "regularisierten Entfaltung" verwendet. F_2 steigt mit abnehmendem x.

Dem Andenken meiner Mutter,
Marlene Seehausen,
gewidmet.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung ii

1 Elektron-Proton-Wechselwirkungen **1**
1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung 1
1.2 Photoproduktion 5
1.3 Strahlungskorrekturen 6
1.4 Ereignisgeneratoren 7

2 Der HERA-Speicherring und der H1-Detektor **9**
2.1 Der Speicherring HERA 9
2.2 Der Detektor H1 10

3 Rekonstruktion der Kinematik **18**

4 Korrektur der Meßdaten **24**
4.1 Die Methode der H1-Kollaboration 24
4.2 Die Methode der regularisierten Entfaltung 26

5 Bestimmung der Strukturfunktion F_2 **29**
5.1 Auswahl der Ereignisse 29
5.2 Behandlung der Untergrundereignisse 31
5.3 Erzielung des Ergebnisses für F_2 35
5.4 Beschreibung der Daten durch Monte-Carlo-Simulationen 37
5.5 Systematische Fehler der F_2-Messung 44
5.6 Die Strukturfunktion F_2 bei kleinem x 46

6 Diskussion der Ergebnisse **49**

7 Ausblick auf die Daten des Jahres 1993 **55**

8 Zusammenfassung **58**

A Benutzung des Entfaltungsprogramms **64**

Schrifttumsverzeichnis **66**

Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Struktur des Protons. Schon in der Kernphysik hat sich die Streuung von Elektronen an Kernen als eine effiziente Methode zur Untersuchung des Aufbaus der Kerne gezeigt. Der Vorgang ist in Abbildung 0.1 schematisch dargestellt. Der Kern befindet sich in Ruhe, an dem Kern wird ein mit dem Viererimpuls k einlaufendes Elektron gestreut, das mit dem Viererimpuls k' ausläuft. $q = k - k'$ ist der Viererimpuls des ausgetauschten virtuellen Photons.

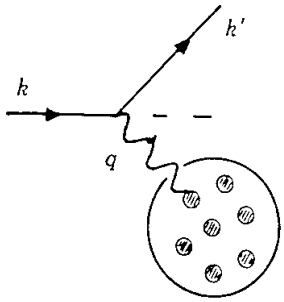

Abbildung 0.1: Streuung eines Elektrons an einem Kern.

Es wird die Größe $Q^2 = -q^2$ eingeführt mit $Q^2 > 0$. Die Feinheit der aufgelösten Struktur ist abhängig von der Wellenlänge h/Q des ausgetauschten Photons. Die Auflösung wird mit wachsendem Q^2 feiner, zuerst wird nur der Kern als Ganzes gemessen.

In elastischer Streuung von Elektronen mit einer Strahlenergie von ca. 1 GeV konnten 1966 einzelne Protonen als ausgedehnte Objekte mit einem Radius von ca. 0,8 fm erkannt werden [1]. Inelastische Streuung von Elektronen mit 20 GeV Strahlenergie an Protonen [2] zeigte das "Scaling" der Strukturfunktionen [3]. Dieses wurde im Rahmen des Quark-Parton-Modells [4] als Ergebnis einer Streuung an geladenen, punktförmigen Bestandteilen des Protons interpretiert. Die Beobachtung der Verletzung des "Scaling"-Verhaltens [5] war ein wichtiger Faktor für die Entwicklung der Quanten-Chromo-Dynamik [6] (QCD).

Die bisherigen Experimente wurden mit Strahlen durchgeführt, die auf fest installierte Ziele gelenkt wurden. Dabei wurden Schwerpunktsenergien von maximal 30 GeV erreicht. Der neue Speicherring HERA [7] ist die weltweit erste Maschine, an der Elektron- und Protonstrahlen zur Kollision gebracht werden. HERA eröffnet mit einer Schwerpunktsenergie von ca. 300 GeV einen bisher nicht zugänglichen Bereich für tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung. "Tiefinelastisch" bedeutet hierbei Streuung bei hohen Werten von Q^2.

In dieser Arbeit werden Daten im Bereich 5 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$ 80 GeV^2 verwendet, wobei der Meßbereich in der Bjorken-Variablen x bis hinunter zu 10^{-4} ausgedehnt wird. Die hier verwendeten Daten wurden mit dem Experiment H1 am HERA-Ring genommen. Es

[1] Hofstadter, R., Hughes, E. B., Janssens, T. and Yearian, M. R. (1966)
[2] vgl. z.B. Taylor, R. E. (1969)
[3] Bjorken, J. D. (1968)
[4] Feynman, R. P. (1969) und Bjorken, J. D. and Paschos, E. A. (1969)
[5] Fox, D. J. et al. (1974), Chang, C. et al. (1975a, 1975b)
[6] Fritzsch, H. and Gell-Mann, M. (1972), Fritzsch, H., Gell-Mann, M. and Leutwyler, H. (1973), Weinberg, S. (1973), Gross, D. J. and Wilczek, F. (1973a, 1973b, 1974)
[7] HERA ist die Abkürzung für Hadron-Elektron-Ring-Anlage.

wird auf Daten aus dem Jahr 1992, dem ersten Jahr der Datennahme, zurückgegriffen, die einer integrierten Luminosität von 22,5 nb^{-1} entsprechen. Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Abschnitt 1 wird im Rahmen einer theoretischen Schilderung der untersuchten Elektron-Proton-Streuungen die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ eingeführt, die Gegenstand der weiteren Arbeit ist. Der am schwersten zu unterdrückende Untergrund für tiefinelastische Streuungen bei HERA sind die Photoproduktionsereignisse, die kurz dargestellt werden. Die bei den untersuchten Prozessen relevanten elektromagnetischen Strahlungskorrekturen werden behandelt und die im Rahmen der Arbeit benutzten Monte-Carlo-Generatoren erläutert.

Abschnitt 2 beschreibt den Speicherring HERA und den Detektor H1. In Abschnitt 3 werden verschiedene Methoden zur Rekonstruktion der Kinematik der untersuchten Ereignisse beschrieben. Es wird die in dieser Arbeit verwendete "kombinierte" Methode der Kinematik-Rekonstruktion eingeführt und begründet. Diese Methode beruht auf einer gewichteten Mittelung der Messungen der Bjorken-Variablen y mittels des gestreuten Elektrons und mittels der produzierten Hadronen.

Abschnitt 4 beschäftigt sich mit der Korrektur der Meßdaten auf verschiedene Einflüsse eines realen, nicht perfekten Detektors. In dieser Arbeit wird dazu die Korrekturmethode der "regularisierten Entfaltung" [8] verwendet.

Abschnitt 5 schildert die Erzielung des Ergebnisses für die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$. Die Auswahlkriterien für die verwendeten Daten werden angegeben. Der Photoproduktions-Untergrund wird durch Monte-Carlo-Ereignisse beschrieben, und es wird seine Reduktion dargestellt. Die Korrektheit der Simulation der Ereignisse und des Detektors wird durch Vergleiche der Monte-Carlo-Ereignisse mit den Daten überprüft. Das erzielte Resultat für $F_2(x, Q^2)$ wird angegeben.

In Abschnitt 6 werden die Ergebnisse dieser Arbeit mit anderen Arbeiten verglichen. In Abschnitt 7 wird ein Ausblick auf die Daten des Jahres 1993 gegeben, und in Abschnitt 8 werden die wesentlichen Punkte dieser Arbeit zusammengefaßt.

[8] BLOBEL, V. (1984)

Kapitel 1

Elektron-Proton-Wechselwirkungen

1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung

Beschreibung der Kinematik

Abbildung 1.1 zeigt einen tiefinelastischen Streuprozess. Das Elektron wechselwirkt mit einem der Quarks des Protons. Die Bedeutung der einzelnen Variablen wird in Tabelle 1.1 erklärt.

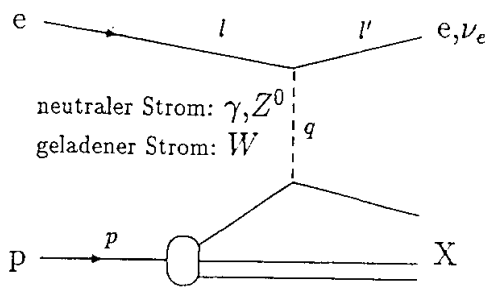

Abbildung 1.1: Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung.

Variablenname	Bedeutung
l	Viererimpuls des einlaufenden Elektrons
l'	Viererimpuls des gestreuten Leptons (Elektron bei neutralen Strömen, Neutrino bei geladenen)
E	Energie des einlaufenden Leptons im Laborsystem
E'	Energie des auslaufenden Leptons im Laborsystem
$q = l - l'$	Viererimpuls des zwischen Elektron und Proton ausgetauschten Bosons
p	Viererimpuls des einlaufenden Protons

Tabelle 1.1: Bedeutung der in Abbildung 1.1 verwendeten Variablen.

Der Streuwinkel des Leptons wird als θ bezeichnet und gegen die Richtung des auslaufenden Protonenstrahls gemessen, die bei HERA genau entgegengesetzt zur Richtung

des einlaufenden Elektronstrahls ist. Es werden folgende Lorentz-invariante kinematische Größen definiert:

$$Q^2 := -q^2 = 4EE'\cos^2\frac{\theta}{2} \tag{1.1}$$

$$x := \frac{Q^2}{2pq} \tag{1.2}$$

$$y := \frac{pq}{pl} = 1 - \frac{E'}{E}\sin^2\frac{\theta}{2} \tag{1.3}$$

Im allgemeinen beschreibt man die Kinematik mit diesen eingeführten Variablen, wobei jeweils zwei von den drei angegebenen ausreichen. Mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie $s = (l+p)^2$ gilt zwischen den Variablen die Beziehung:

$$Q^2 = xys. \tag{1.4}$$

Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Mit diesen eingeführten kinematischen Variablen läßt sich der Wirkungsquerschnitt für neutrale Ströme in führender Ordung der elektroschwachen Theorie [1] wie folgt ausdrücken:

$$\frac{d^2\sigma(e^{\mp}p)}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}[y^2xF_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2) \pm (y - \frac{y^2}{2})xF_3(x,Q^2)] \tag{1.5}$$

mit den Strukturfunktionen F_1, F_2 und F_3. F_3 enthält keinen Beitrag vom γ-Austausch, sondern lediglich von der γ/Z^0-Interferenz und dem reinen Z^0-Austausch und kann daher bei den in dieser Arbeit betrachteten Q^2-Werten von höchstens 80 GeV^2 vernachlässigt werden. Dies wird in Abbildung 1.2 gezeigt, in der die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitt der genannten Prozesse zum Wirkungsquerschnitt für reinen Photon-Austausch als Funktion von Q^2 aufgetragen sind. In der Abbildung eingetragen sind auch die kinematischen Obergrenzen einiger Beschleuniger. Die Abbildung wurde der Arbeit von G. BARBAGLI et al. [2] entnommen.

Quark-Parton-Modell

Im Quark-Parton-Modell wird x als der Anteil des Proton-Impulses interpretiert, den das getroffene Quark trägt. Im Ruhesystem des Protons ist y der Bruchteil der Energie, den das Lepton verliert: $y = \frac{E-E'}{E}$. In diesem Modell gilt die Callan-Gross-Relation[3]

$$2xF_1 = F_2 \tag{1.6}$$

Aus der experimentellen Bestätigung der ungefähren Gültigkeit der Callan-Gross-Relation konnte geschlossen werden, daß die Partonen Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ sind.

Quanten-Chromo-Dynamik

Wie das Scaling-Verhalten der Strukturfunktionen ist auch die Callan-Gross-Relation nur ungefähr gültig, anders ausgedrückt, die Funktion

$$R(x,Q^2) = \frac{F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2)}{2xF_1(x,Q^2)} \tag{1.7}$$

[1] einen Überblick der elektroschwachen Standardtheorie bietet z.B. das Buch von QUIGG, C. (1983)
[2] BARBAGLI, G. et al. (1987)
[3] CALLAN, C. G. and GROSS, D. J. (1969)

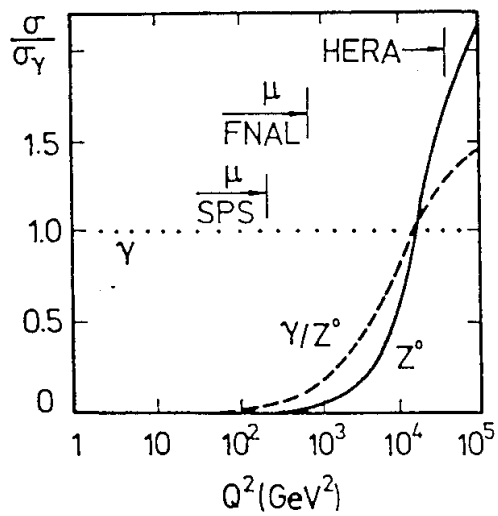

Abbildung 1.2: Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte für γ/Z^0-Interferenz und reinen Z^0-Austausch zum reinen Photon-Austausch.

ist im allgemeinen ungleich Null. Mit Gleichung (1.7) wird aus Gleichung (1.5):

$$\frac{d^2\sigma(e^{\mp}p)}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}[(1 - y + \frac{\frac{1}{2}y^2}{1+R})F_2(x,Q^2)] \tag{1.8}$$

Die Strukturfunktion F_2 ist von den Dichten der Quarks im Proton abhängig. Die Quarkdichten hängen mit den Gluondichten zusammen, die Gluonen können virtuelle Quark-Antiquark-Paare erzeugen.

Erwartungen bei HERA

Eines der wichtigen Ziele bei HERA ist die Messung von F_2 bei kleinen Werten von x herunter bis zu $x = 10^{-4}$ bei Q^2-Werten über 5 GeV^2. Man erwartet, daß bei kleinen x die bisher bekannten störungstheoretischen Lösungen der QCD nicht mehr gültig bleiben und daß neue, bisher nicht beobachtete Effekte auftreten [4].

Bei kleinen x hängt F_2 fast nur noch von der Gluondichte ab. Je nach Modell gibt es stark verschiedene Voraussagen für das Verhalten der Gluondichte $g(x,Q^2)$. Im Regge-Schema erwartet man in x ein fast konstantes Verhalten der Gluondichte [5]

$$\lim_{x\to 0} xg(x,Q^2) \sim const. \tag{1.9}$$

Hingegen ergibt die Lösung der BFKL-Gleichung [6] bei kleinen x einen steilen Anstieg der Gluondichte [7]

$$\lim_{x\to 0} xg(x,Q^2) \sim x^{-1/2} \tag{1.10}$$

Ein singuläres Wachstum der Gluondichten, aus dem ein entsprechendes Wachstum der Strukturfunktionen und damit des Wirkungsquerschnittes folgen würde, ist physikalisch nicht möglich. Man erwartet daher, daß das Anwachsen der Quark- und Gluondich-

[4] siehe z.B. MARTIN, A. D. (1992) oder REYA, E. (1993) und weitere Quellen darin
[5] FADIN, V. S., KURAEV, E. A. and LIPATOV, L. N. (1977)
[6] FADIN, V. S., KURAEV, E. A. and LIPATOV, L. N. (1975)
[7] BALITSKII, YA. YA. and LIPATOV, L. N. (1978)

ten durch bisher unbeobachtete Effekte gebremst wird [8], z.B. durch Rekombination der Gluonen bei kleinem x.

Strukturfunktions-Parametrisierungen

Es gab bis zu den Resultaten von HERA keine Messungen der Partondichten im Bereich $x < 10^{-2}$ für Q^2-Werte über 5 GeV^2, lediglich Extrapolationen von Messungen bei größeren x unter bestimmten Annahmen für das Verhalten in den bis dato nicht vermessenen Bereichen. Eine solche Extrapolation ist z.B. die von A. D. MARTIN, R. G. ROBERTS und W. J. STIRLING [9]. Diese verwendeten

- die F_2-Messungen mittels Myon-Proton- und Myon-Deuterium-Streuung von NMC[10] und BCDMS[11],
- die Messungen des Verhältnisses $F_2^{\mu n}/F_2^{\mu p}$ von NMC[12], BCDMS[13] und EMC[14],
- sowie die Messungen von F_2 und xF_3 mittels Neutrino-Nukleon-Streuung von CCFR[15] und CDHSW[16].

Sie führten einen Fit an die Daten unter folgenden Annahmen durch:

1. eine bei kleinen x konstante Gluondichte gemäß Gleichung (1.9), die damit erhaltene Strukturfunktions-Parametrisierung wird als $MRSD_0$ bezeichnet
2. eine bei kleinen x singuläre Gluondichte gemäß Gleichung (1.10), die damit erhaltene Strukturfunktions-Parametrisierung wird als $MRSD-$ bezeichnet.

Abbildung 1.3 zeigt die Ergebnisse der beiden Fits für F_2. Man sieht die Gleichheit der beiden Funktionen im Bereich der vorhandenen Messungen, d.h., bis ca. $x = 10^{-2}$, und die wachsenden Unterschiede bei kleineren x. Die Abbildung wurde mit Hilfe des Programmpaketes PDFLIB [17] erstellt.

---

[8] sog. Sättigungseffekte, engl. "saturation", häufiger als "shadowing" bezeichnet, dieser Begriff wird auch in dieser Arbeit im folgenden verwendet.

[9] MARTIN, A. D., ROBERTS, R. G. and STIRLING, W. J. (1992a)

[10] die von den Autoren in ihrer ersten Arbeit aus dem Jahr 1992 (1992a) verwendeten NMC-Daten waren vorläufige Daten, wie sie z.B. E. KABUSS auf dem DESY-Zeuthen Workshop on Deep Inelastic Scattering im April 1992 vorstellte. Nach Veröffentlichung der endgültigen NMC-Daten (AMAUDRUZ, P. et al. (1992)) widerholten die Autoren ihre Analyse (MARTIN, A. D., ROBERTS, R. G. and STIRLING, W. J. (1992b)).

[11] BENVENUTI, A. C. et al. (1989a)

[12] AMAUDRUZ, P. et al. (1991)

[13] BENVENUTI, A. C. et al. (1989b)

[14] AUBERT, J. J. et al. (1987)

[15] Diese vorläufigen Daten wurden von S. R. MISHRA auf dem Lepton-Photon-Symposium in Genf im Jahre 1991 vorgestellt.

[16] BERGE, J. P. et al. (1989)

[17] PLOTHOW-BESCH, H. (1992)

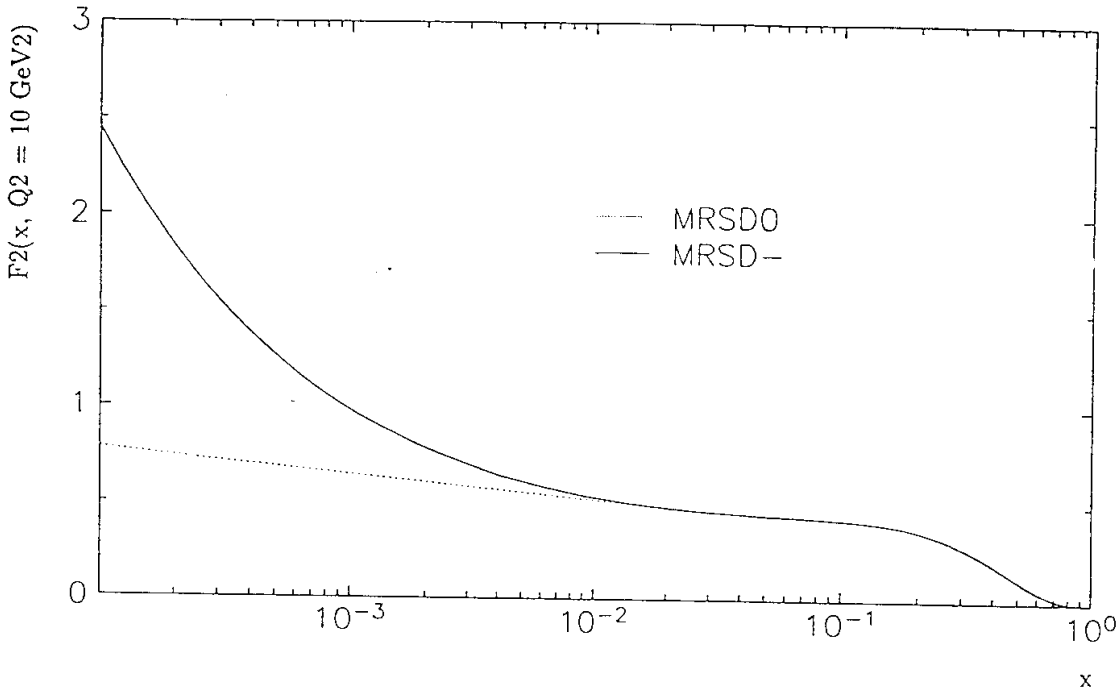

Abbildung 1.3: $MRSD_0$- und $MRSD-$-Parametrisierung der Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für $Q^2 = 10$ GeV^2.

1.2 Photoproduktion

Das Ziel dieser Arbeit ist eine Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 in tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuungen. Bei der Untersuchung dieser Ereignisse stellen sich sogenannte "Photoproduktions-"Ereignisse als der am schwersten zu reduzierende Untergrund heraus.

Hierbei wechselwirkt das Elektron durch Austausch eines Photons mit dem Proton. Das ausgetauschte Photon ist quasi-reell, der Impulsübertrag Q^2 ist sehr klein. Das Elektron wird dabei kaum aus seiner Flugrichtung abgelenkt, der Winkel θ des Elektrons, wie er in Abschnitt 1.1 definiert wurde, beträgt annähernd 180°. Je nach dem Verhalten des Photons bei der Wechselwirkung können verschiedene Ereignisarten unterschieden werden, deren Charakteristika hier kurz erläutert werden [18].

Das Photon kann ein Quark-Antiquark-Paar erzeugen. Das erzeugte Quark-Antiquark-Paar kann verschiedene Virtualität besitzen. Bei geringer Virtualität ist es relativ langlebig, und es kann sich eine Wolke weicher Gluonen um das ursprüngliche Paar ausbilden. Dieser Zustand kann durch die Wellenfunktion eines Vektor-Mesons gut beschrieben werden. Zur Beschreibung dieser "weichen" Prozesse eignet sich daher das Modell der Vektor-Meson-Dominanz[19] (im allgemeinen Vektor-Dominanz-Modell (VDM) genannt).

[18]Einen Überblick über das Gebiet der Photoproduktion bietet die Arbeit von P. J. Bussey (1993), eine weitergehende Darstellung der theoretischen Fragestellungen findet sich in der Arbeit von G. A. Schuler and T. Sjöstrand (1993).

[19]Sakurai, J. J. (1960) und Gell-Mann, M. and Zachariasen, F. (1961)

Bei VDM-Prozessen werden Teilchen erzeugt, die einen geringen Transversalimpuls relativ zur Flugrichtung des Proton- bzw. Elektronstrahls besitzen.

Bei höheren auftretenden Transversalimpulsen spricht man von "harten" Prozessen. Was hierbei unter niedrigen bzw. hohen Transversalimpulsen zu verstehen ist, ist nicht eindeutig definiert, aber i.a. wird ein p_t von einigen 100 MeV als niedrig und ein p_t von 1 bis 2 GeV als hoch angesehen. Weiche und harte Photoproduktions-Prozesse werden hier mittels zweier Monte-Carlo-Generatoren behandelt, die in Abschnitt 1.4 angegeben werden.

1.3 Strahlungskorrekturen

Der in Gleichung (1.5) angegebene Born-Wirkungsquerschnitt kann durch elektroschwache Strahlungskorrekturen[20] zu mehr als 50% geändert werden[21].

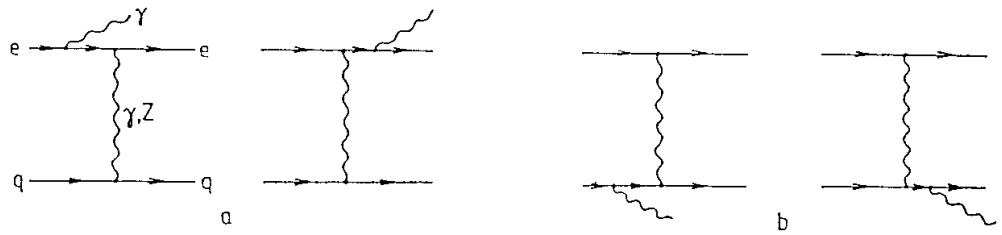

Abbildung 1.4: Strahlungskorrekturen zur Elektron-Quark-Streuung in niedrigster Ordnung der elektroschwachen Störungstheorie: Ein-Photon-Bremsstrahlung.

Die weitaus größten Strahlungskorrekturen entstehen durch Photonabstrahlung vom Elektron [22] (Abb. 1.4 a), die hier im folgenden als einzige betrachtet wird. Die Abbildung wurde der Arbeit von A. AKHUNDOV et al. [23] entnommen. Die Photonabstrahlung wird bei dem hier benutzten Monte-Carlo-Generator in der sog. kollinearen Näherung modelliert, d.h., sie geschieht bei Abstrahlung vom einlaufenden Elektron kollinear zur Flugrichtung des einlaufenden Elektrons (Strahlung im Anfangszustand[24]) und bei Abstrahlung vom auslaufenden Elektron kollinear zur Flugrichtung des auslaufenden Elektrons [25] (Strahlung im Endzustand[26]).

Bei Vorliegen von Photonabstrahlung müssen die in Gleichung (1.1) bis (1.3) gegebenen Definitionen genauer spezifiziert werden. Es werden mit dem Index *ver* gekennzeichnete kinematische Variable x, Q^2 und y eingeführt, die die Kinematik direkt am Elektron-Quark-Streuvertex, also nach ISR und vor FSR, beschreiben. Sei E_γ die Energie des bei ISR abgestrahlten Photons und E'_γ die des bei FSR abgestrahlten. Sei ferner E_{ver} die Energie des einlaufenden Elektrons direkt am Elektron-Quark-Streuvertex, d.h., nach

[20] Ein Überblick über die Theorie der Strahlungskorrekturen findet sich z.B. im Buch von ITZYKSON, C. and ZUBER, J.-B. (1985)

[21] HOLLIK, W. (1987)

[22] ebd.

[23] AKHUNDOV, A. et al. (1991)

[24] im Englischen "initial state radiation", abgekürzt ISR, diese Abkürzung wird in dieser Arbeit im folgenden verwendet.

[25] KWIATKOWSKI, A. (1991) und AKHUNDOV, A. et al. (1991) und weitere Quellen darin

[26] im Englischen "final state radiation" mit der in dieser Arbeit im folgenden verwendeten Abkürzung FSR.

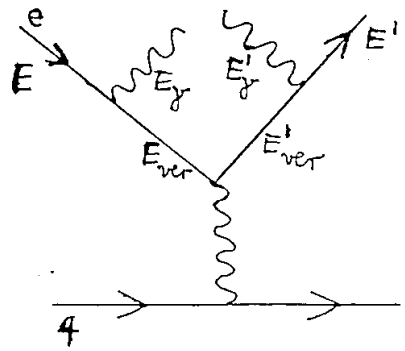

Abbildung 1.5: Elektron-Quark-Streuung mit ISR bzw. FSR: Einführung der verwendeten Bezeichnungen.

ISR, und E'_{ver} die des auslaufenden, also vor FSR. Die Energie des einlaufenden Elektrons am Beginn der Gesamtreaktion, vor ISR, wird mit E bezeichnet, die des auslaufenden am Ende des Gesamtprozesses, nach FSR, mit E' (vgl. Abb. 1.5). Damit werden zwei Faktoren z_i, z_f definiert durch

$$E_{ver} = E - E_\gamma = z_i E \tag{1.11}$$

$$E'_{ver} = E' + E'_\gamma = \frac{1}{z_f} E' \tag{1.12}$$

mit $0 \leq z_i, z_f \leq 1$. Somit erhält man die kinematischen Variablen direkt am Vertex

$$Q^2_{ver} = 4 E_{ver} E'_{ver} \cos^2 \frac{\theta}{2} = \frac{z_i}{z_f} Q^2 \tag{1.13}$$

$$y_{ver} = 1 - \frac{E'_{ver}}{E_{ver}} \sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{z_i z_f + y - 1}{z_i z_f} \tag{1.14}$$

$$s_{ver} = z_i s \tag{1.15}$$

$$x_{ver} = \frac{Q^2_{ver}}{s_{ver} y_{ver}} = \frac{z_i}{z_i z_f + y - 1} xy \tag{1.16}$$

Die im folgenden Abschnitt erläuterten Monte-Carlo-Generatoren erzeugen die Ereignisse gemäß der in Gleichung (1.13) bis (1.16) angegebenen Kinematik am Vertex, berechnen aber auch die geschilderten Strahlungskorrekturen. Bei Verwendung der in Abschnitt 4.2 dargestellten Entfaltungs-Methode werden diese Korrekturen daher durch die Monte-Carlo-Ereignisse mit berücksichtigt.

1.4 Ereignisgeneratoren

Die in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung wurden mit dem Generator DJANGO[27], Version 1.0, erzeugt. In DJAN-

[27] SCHULER, G. A. and SPIESBERGER, H. (1991)

GO werden Routinen der Programmpakete HERACLES und LEPTO zusammengefaßt, für DJANGO 1.0 sind dies die Versionen HERACLES 3.1[28] und LEPTO 5.2[29].

HERACLES 3.1 generiert Elektron-Proton-Wechselwirkungen mit elektromagnetischen Strahlungskorrekturen bis zur Ordnung $O(\alpha)$. Die ep-Wechselwirkung und die Strahlungskorrekturen werden in getrennten Schritten behandelt, es ist auch eine Rechnung ohne Strahlungskorrekturen möglich. In HERACLES werden ISR und FSR berechnet. Die extremen kinematischen Bereiche kleiner y und großer x können von HERACLES nicht berechnet werden, für den erlaubten kinematischen Bereich gilt: $y(1-x^2) \geq 0,004$. QCD-Prozesse werden in HERACLES nicht berechnet, für diesen Zweck wird in DJANGO 1.0 auf LEPTO zurückgegriffen.

LEPTO ist ein kompletter Generator für Elektron-Proton-Wechselwirkungen, von dem in DJANGO jedoch nur einige Teile für QCD-Prozesse benutzt werden. In LEPTO ist der Ansatz der Parton-Schauer[30] implementiert. Partonschauer sind vom getroffenen Quark ausgehende Kaskaden von Gluonen und Quarks, die sich vor oder nach der tiefinelastischen Wechselwirkung ausbilden können (Partonschauer im Anfangs- oder Endzustand). Die entscheidenden Prozesse dabei sind $q \to qg$, $\overline{q} \to \overline{q}g$, $g \to \overline{q}q$ und $g \to gg$.

Die Fragmentation der Partonen in Hadronen wird in LEPTO mit dem Lund-String-Modell[31] berechnet, wozu Routinen aus JETSET benutzt werden. LEPTO 5.2 benutzt Routinen von JETSET 6.3[32]. Zwischen dem getroffenen Quark und dem verbliebenen Protonrest wird ein sog. Farb-"String" gespannt. Die Energie in dem String wächst mit der Entfernung der beiden Enden, bei Erreichen eines Schwellenwertes reißt der String, und es wird ein Quark-Antiquark-Paar gebildet. Dieser Prozeß wird bis zur Bildung von Hadronen fortgesetzt.

Zur Generierung von Monte-Carlo-Ereignissen der Photoproduktion wurden in dieser Arbeit andere Generatoren verwendet. Für harte Ereignisse war dies das Programm PYTHIA[33]. PYTHIA ist ein eigenständiger Generator für $e^+e^--, ep-$ und $\gamma p-$ Wechselwirkungen, wobei Teile von JETSET verwendet werden. Es werden Partonschauer im Anfangs- oder Endzustand berechnet, in PYTHIA wird in diesem Rechenschritt auch Photon-ISR und -FSR berechnet. Die Fragmentation in Hadronen wird in PYTHIA wie in LEPTO mit dem Lund-String-Modell berechnet, hierfür werden Routinen aus JETSET gebraucht.

Für weiche Photoproduktions-Prozesse wurde der Generator RAYVDM benutzt [34]. In RAYVDM wird zuerst die Abstrahlung eines Photons vom Elektron berechnet. Zur Berechnung der weichen Photon-Proton-Wechselwirkung wird dann der Teil LUCVDM des Generators LUCIFER[35] verwendet. Partonschauer und Fragmentation sind in LUCIFER nicht implementiert.

---

[28] KWIATKOWSKI, A., MÖHRING, H.-J. and SPIESBERGER, H. (1990), siehe auch KWIATKOWSKI, A., MÖHRING, H.-J. and SPIESBERGER, H. (1991)

[29] eine Beschreibung der Version 6.1 des Programms LEPTO findet sich in INGELMAN, G. (1991)

[30] BENGTSSON, M. and SJÖSTRAND, T. (1987)

[31] ANDERSSON, B., GUSTAFSON, G., INGELMAN, G. and SJÖSTRAND, T. (1983)

[32] BENGTSSON, M. and SJÖSTRAND, T. (1986)

[33] SJÖSTRAND, T. (1991)

[34] Laut persönlicher Mitteilung von A. DEROECK gibt es über RAYVDM keine Literatur. RAYVDM ist vom Aufbau her praktisch gleich dem Generator RAYPHOTON; daher wird hier auf die entsprechende Literatur zu RAYPHOTON (BROOK, N. H., DEROECK, A. and DOYLE, A. T. (1991)) verwiesen.

[35] INGELMAN, G. and WEIGEND, A. (1987)

Kapitel 2

Der HERA-Speicherring und der H1-Detektor

2.1 Der Speicherring HERA

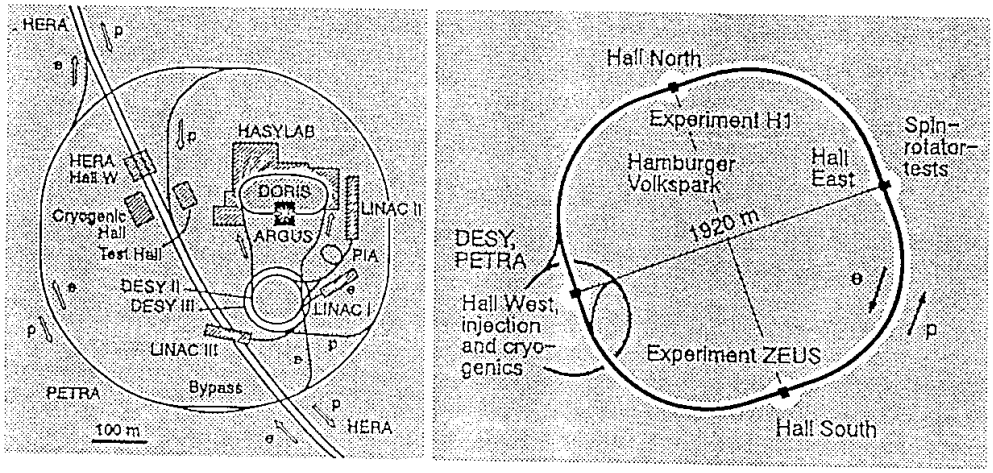

Abbildung 2.1: Aufbau des HERA-Speicherrings.

In Abbildung 2.1 ist der prinzipielle Aufbau des Speicherrings HERA dargestellt. Links sind die Vorbeschleuniger und weitere Anlagen auf dem Gelände des Deutschen Elektronensynchrotrons DESY abgebildet. Die Abbildung ist der Arbeit von M. SCHULZ [1] entnommen. HERA ist der weltweit erste Elektron-Proton-Speicherring. Die Maschine besteht aus zwei getrennten Speicherringen, jeweils für Elektronen bzw. Protonen, die in vier Experimentierhallen zusammengeführt werden können, um die Teilchen zur Kollision zu bringen. Momentan sind lediglich in den Experimentierhallen Nord und Süd die Detektoren H1 bzw. ZEUS in Betrieb.

Es ist geplant, jeweils 210 Teilchenpakete beider Teilchensorten in den Experimentierhallen kollidieren zu lassen. Die Kollisionen finden alle 96 ns statt. Die angestrebte Luminosität beträgt $1,5 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1}. Im Laborsystem wird für die Protonen eine Energie von 820 GeV erreicht, und für die Elektronen wird eine Energie von 30 GeV angestrebt,

[1] SCHULZ, M. W. (1993)

was einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314$ GeV entspricht. Um diese Größenordnung bei einem ruhenden Ziel zu erreichen, müßte man einen Elektronenstrahl mit einer Energie von 50 TeV verwenden.

Im Jahr 1992 wurden von den vorgesehenen 210 Teilchenpaketen beider Sorten nur jeweils 10 in die Maschine injiziert, von denen je 9 zur Kollision gebracht wurden. Damit wurde eine Luminosität von $3,0 \cdot 10^{29}$ cm^{-2}s^{-1} erreicht. Die Energie der Protonen betrug wie vorgesehen 820 GeV, die der Elektronen 26,7 GeV, woraus sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 296$ GeV ergab. Die beiden Teilchenpakete, die nicht zur Kollision gebracht wurden, dienten zur Messung der Raten der Wechselwirkungen der Teilchenstrahlen mit der Strahlrohrwand und dem Restgas im Strahlrohr.

Aufgrund der unterschiedlichen Energien der Elektronen und Protonen ist das Schwerpunktssystem im Labor nicht in Ruhe, sondern bewegt sich in Richtung des Protonenstrahls. Daher sind die Detektoren H1 und ZEUS nicht symmetrisch aufgebaut, sondern so konstruiert, daß die überwiegend in einer Richtung produzierten Teilchen möglichst gut nachgewiesen werden. Im folgenden wird der Aufbau des H1-Detektors dargestellt.

2.2 Der Detektor H1

Zur Beschreibung des H1-Experiments werden Zylinderkoordinaten r, ϕ, z verwendet, wobei die z-Achse in der Mitte des Strahlrohres liegt. Die z-Werte steigen in Flugrichtung der Protonen an; der Ursprung des Koordinatensystems liegt in der Mitte der zentralen Spurdetektoren. Die Flugrichtung der Protonen wird auch als Vorwärts-Richtung bezeichnet und die Richtung abnehmender z-Werte als Rückwärts-Richtung. Alternativ werden auch kartesische Koordinaten verwendet.

H1 ist ein aus mehreren Spurdetektoren und Kalorimetern bestehender Detektor [2]. Er ist in Abb. 2.2 dargestellt. Auf diesem Bild ist die Flugrichtung der Protonen nach schräg links unten gerichtet, die der Elektronen nach schräg rechts oben. Die Außenmaße sind $x * y * z = 12 * 15 * 10$ m^3, die Masse beträgt 2.800 t.

Die Spurdetektoren

Die Spurdetektoren messen die Spuren geladener Teilchen, mit deren Hilfe der Vertex der Elektron-Proton-Streuung rekonstruiert wird. Der Vertex wird in dieser Arbeit zur Messung des Polarwinkels θ des gestreuten Elektrons gebraucht.

Die größten zentralen Spurdetektoren in H1 sind die beiden zentralen Jetkammern[3]. Die CJC1 besteht aus 30, die CJC2 aus 60 einzelnen Zellen. Eine Zelle ist eine Ebene aus Signaldrähten, die parallel zum Strahlrohr gespannt und als Anode geschaltet sind, und zwei zugehörigen Kathodenebenen, um das Driftfeld zu erzeugen. Die Kathodenebenen bestehen ebenfalls aus Drähten (vgl. Abb. 2.4).

Die Drahtebenen der CJCs verlaufen nicht radial vom Strahlrohr weg, sondern sind um 30° verkippt. Dadurch driften bei Einschalten des Magnetfeldes die von hochenergetischen geladenen Teilchen durch Ionisation erzeugten Elektronen annähernd senkrecht zur Teilchenbahn, was eine optimale Messung der Teilchenbahn in der x-y-Ebene ermöglicht. Darüberhinaus wird erreicht, daß jede hochenergetische Teilchenspur mindestens je eine Signaldrahtebene in CJC1 und CJC2 schneidet. Aus der Bedingung, daß die Spurseg-

[2] Der gesamte Abschnitt 2 dieser Arbeit gründet sich auf ABT, I. et al. (1993a).

[3] auf Englisch "central jet chamber" mit der in dieser Arbeit im folgenden verwendeten Abkürzung CJC.

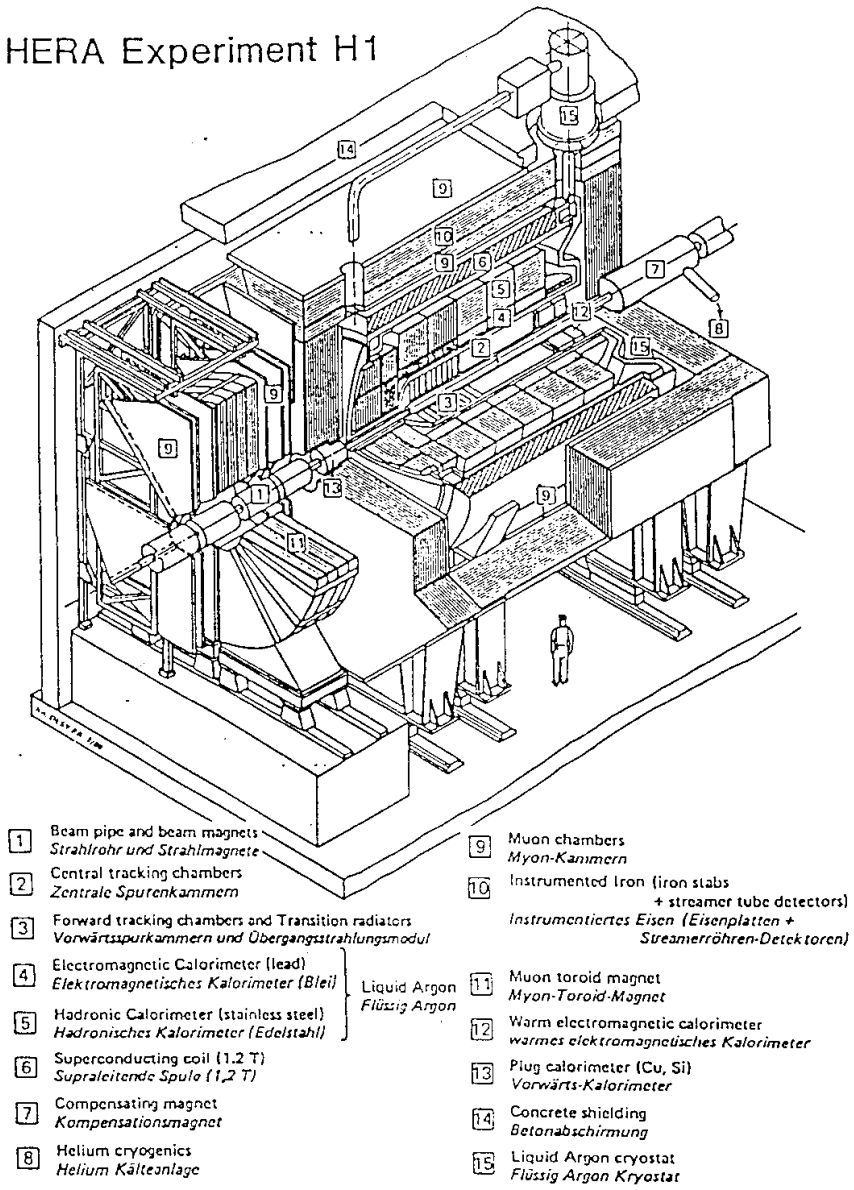

Abbildung 2.2: Der H1-Detektor.

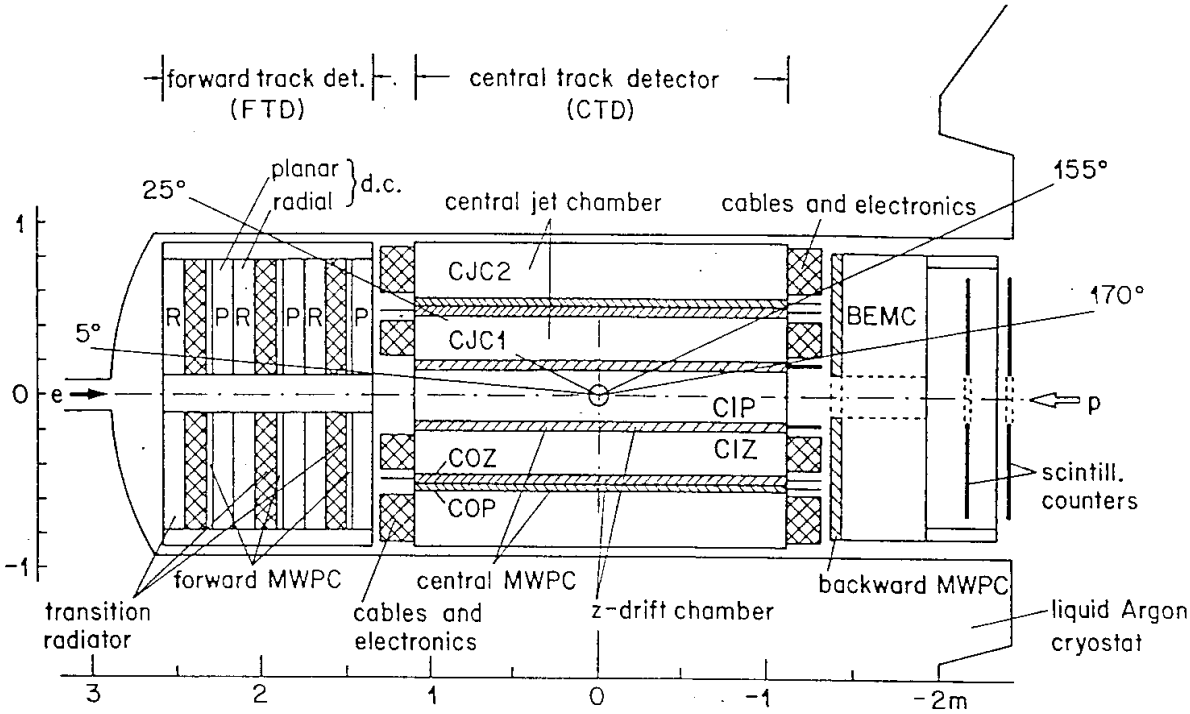

Abbildung 2.3: Seitenansicht der zentralen und Vorwärts-Spurdetektoren von H1.

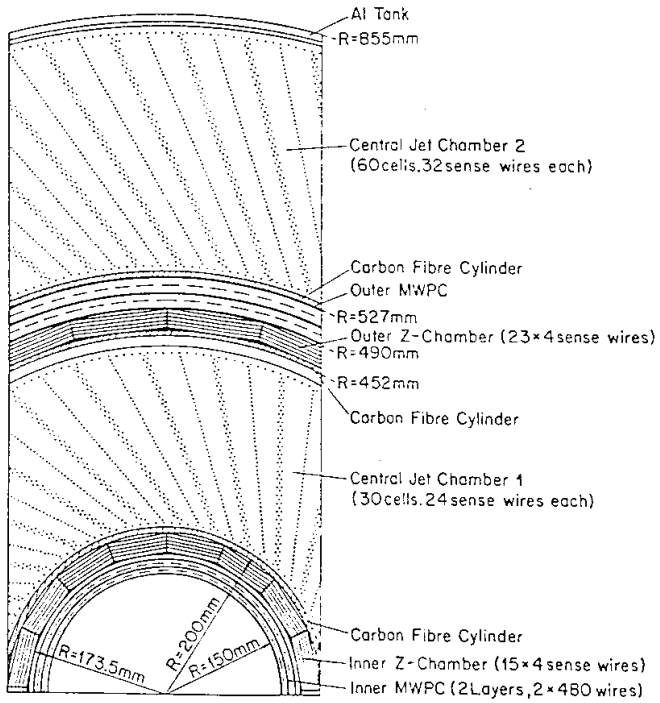

Abbildung 2.4: Querschnitt durch die zentralen Spurdetektoren von H1, Blickrichtung entlang des Strahlrohrs.

mente auf beiden Seiten der Signaldrahtebene gut zusammenpassen müssen, folgt eine auf ca. 1,5 ns genaue Messung der Zeit des Teilchendurchgangs durch die Drahtebene.

Die CJCs vermessen die Teilchenspuren sehr gut in der $r-\phi$-Ebene, in dieser beträgt ihre Ortsauflösung ca. $\sigma_{r\phi} = 170\ \mu$m. In der $r-\phi$-Ebene wird auch der inverse Krümmungsradius κ der Teilchenbahn im Magnetfeld bestimmt, die Genauigkeit hierfür ist $\sigma_\kappa = 3{\cdot}10^{-5}$ cm^{-1}. Hieraus ergibt sich eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p^2 = 0,01$ GeV^{-1}. Die Genauigkeit der Messung des Teilchenenergieverlustes ist $\sigma_{dE/dx} = 10\%$. Die z-Koordinate wird in den CJCs mittels Ladungsteilung bestimmt; daraus folgt eine Auflösung von $\sigma_z = 2,2$ cm.

Zur Messung der z-Koordinaten einer Teilchenspur gibt es in H1 die innere und äußere sog. Z-Kammer [4]. Bei diesen Kammern sind die Signal- und anderen Drähte in Polygonzügen gespannt, die annähernd konzentrische Kreise um das Strahlrohr beschreiben. In CIZ und COZ liegen jeweils 4 Signaldrähte in einer Driftzelle. Die CIZ besteht aus 15 in z-Richtung nebeneinander liegenden Driftzellen, die COZ aus 24.

Durch die spezielle geometrische Anordnung der Signaldrähte in den Z-Kammern ergibt sich eine z-Auflösung von $\sigma_z = 260\ \mu$m in der CIZ und $\sigma_z = 200\ \mu$m in der COZ. Entlang der Signaldrähte wird die Lage einer Teilchenspur nur durch Ladungsteilung bestimmt, woraus in der $r-\phi$-Ebene eine Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 28$ mm in der CIZ und $\sigma_{r\phi} = 58$ mm in der COZ folgt. Eine optimale Messung einer Teilchenspur wird durch Kombination der Information von CIZ, COZ, CJC1 und CJC2 erreicht.

Zusammen mit den bisher beschriebenen Kammern sind auch noch die innere und äußere Proportionalkammer [5] in H1 eingebaut. Beide bestehen aus jeweils zwei Lagen von Proportionalkammern. Sie werden nicht zur Rekonstruktion von Teilchenspuren benutzt, sondern dienen lediglich dem Start der Auslese der Detektordaten bei Vorliegen einer von H1 zu messenden Wechselwirkung [6].

Der Vorwärts-Spurdetektor besteht aus drei baugleichen Modulen. In jedem Modul gibt es jeweils zwei unterschiedlich aufgebaute Driftkammern. In beiden Driftkammertypen des Vorwärts-Spurdetektors sind die Signal- und sonstigen Drähte immer in der x-y-Ebene gespannt.

Die sog. "planaren" Driftkammern sind 32 in der x-y-Ebene nebeneinander liegende Driftzellen mit rechteckigem Querschnitt und Längen zwischen 46 cm und 141 cm. Jede Driftzelle enthält vier Signaldrähte, die Ortsauflösung senkrecht zu den Drähten beträgt $\sigma_{x,y} = 150 - 170\ \mu$m. Die planaren Kammern der einzelnen Module sind um jeweils 60° um die z-Achse gegeneinander gedreht.

Der andere Driftkammertyp wird als "radiale" Kammer bezeichnet, weil dort die Signaldrähte radial vom Strahlrohr nach außen gespannt sind. Eine radiale Kammer besteht aus 48 Driftzellen, von denen jede einen Winkel von $7,5°$ in ϕ überdeckt. In einer Driftzelle sind 12 Signaldrähte vorhanden, die Ortsauflösung senkrecht zu den Drähten beträgt $\sigma_{r\phi} = 180 - 200\ \mu$m. Die Lage der Teilchenspur entlang der Drähte wird durch Ladungsteilung bestimmt, hierfür beträgt die Ortsauflösung $\sigma_r = 3$ cm.

In jedem Modul gibt es außerdem noch eine aus zwei Lagen bestehende Proportionalkammer.

[4] auf Englisch "central inner z chamber" bzw. "central outer z chamber" mit den im folgenden verwendeten Abkürzungen CIZ bzw. COZ.

[5] auf Englisch "central inner proportional chamber" mit der Abkürzung CIP und "central outer proportional chamber" mit der Abkürzung COP.

[6] Statt des Wortungetüms "Start der Auslese der Detektordaten..." wird in dieser Arbeit im folgenden der englische Begriff "Trigger" bzw. das daraus abgeleitete Verb "triggern" verwendet.

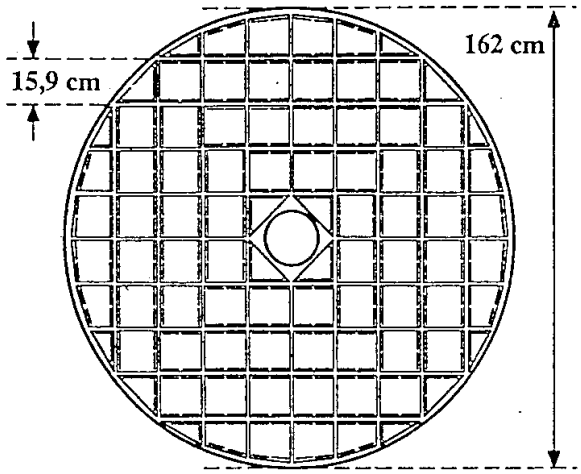

Abbildung 2.5: Querschnitt durch das BEMC, Blickrichtung entlang des Strahlrohrs.

In Rückwärtsrichtung folgt auf den zentralen Spurdetektor das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter[7]. Auf der Vorwärtsseite des BEMC ist die rückwärtige Proportionalkammer [8] montiert. Die BPC besteht aus vier Lagen von Proportionalkammern, die in der x-y-Ebene liegen. Die einzelnen Lagen sind horizontal, vertikal bzw. in Richtung $\phi = \pm 45°$ orientiert. Bei Koinzidenz mindestens dreier der vier Ebenen der BPC wird ein Raumpunkt rekonstruiert und dadurch die Messung weit in Rückwärtsrichtung gehender Teilchenspuren durch den zentralen Spurdetektor verbessert. Die BPC überdeckt einen Winkelbereich von $155,5° \leq \theta \leq 174,5°$, die Ortsauflösung beträgt $\sigma_{x,y} = 2$ mm.

Die Kalorimeter

In dieser Arbeit werden nur Ereignisse betrachtet, bei denen das gestreute Elektron im BEMC nachgewiesen wird. Das BEMC ist ein konventionelles Sandwich-Kalorimeter aus Blei und Plastik-Szintillatoren. Es besteht aus 88 einzelnen Segmenten, die parallel zum Strahlrohr liegen; die Form und Anordung der einzelnen Segmente ist aus Abbildung 2.5 ersichtlich.

Die gesamte Dicke des BEMC entspricht 22,5 elektromagnetischen Strahlungslängen, Elektronik und Kabel zwischen dem zentralen Spurdetektor und der BPC ergeben etwa eine Strahlungslänge. Das in den Szintillatoren erzeugte Licht wird in Wellenlängenschieber eingekoppelt, die parallel zum Strahlrohr an den Außenseiten der einzelnen Segmente angebracht sind und mit Photodioden ausgelesen werden. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E}$. Die absolute Energieskala des BEMC war im Jahr 1992 auf $\pm 2\%$ genau bekannt. Die dreieckigen Segmente in der Mitte des BEMC waren im Jahr 1992 noch nicht einzeln kalibriert [9].

Um die Vorwärts- und zentralen Spurdetektoren herum ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter [10] angebracht, dessen Segmentierung in Abb. 2.6 dargestellt ist. Dieses Kalorimeter ist in einem Kryostaten untergebracht, der mit flüssigem Argon gefüllt ist. Es besteht aus

[7]auf Englisch "backward electromagnetic calorimeter", im folgenden abgekürzt immer als BEMC bezeichnet.

[8]engl. "backward proportional chamber", im folgenden als BPC abgekürzt.

[9]E. PEPPEL, persönliche Mitteilung

[10]s. hierzu neben ABT, I. et al. (1993a) auch ANDRIEU, B. et al. (1993)

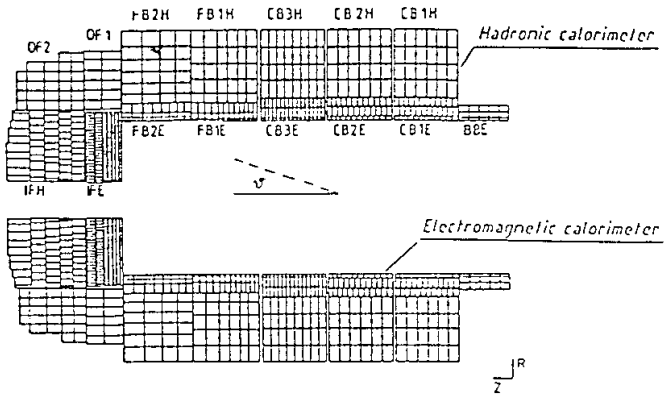

Abbildung 2.6: Seitenansicht des Flüssig-Argon-Kalorimeters.

einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil.

Der elektromagnetische Teil besteht aus Blei. Seine Dicke entspricht 20 bis 30 Strahlungslängen, die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E}$. Der hadronische Teil besteht aus Stahlplatten. Die Dicke entspricht 4,7 bis 7 nuklearen Wechselwirkungslängen, die Energieauflösung beträgt ungefähr $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E}$. Die absolute Energieskala des hadronischen Flüssig-Argon-Kalorimeters war im Jahr 1992 auf $\pm 7\%$ genau bekannt.

Die von einem einzelnen Teilchen deponierte Energie ist i.a. über einige Kalorimeter-Segmente verteilt. Diese Segmente werden von einem Rekonstruktionsprogramm zur Energiedeposition eines Teilchens zusammengefaßt [11]. Die angegebenen Werte für die Auflösungen der Kalorimeter beziehen sich jeweils auf die rekonstruierten Cluster.

Die supraleitende Spule des H1-Magneten umschließt den Flüssig-Argon-Kryostaten. Der Magnet liefert ein zum Strahlrohr paralleles Feld von 1,15 T. Das eiserne Rückfluß-Joch ist mit mehreren Lagen von Streamer-Kammern versehen, die mehreren Zwecken dienen. Einerseits werden Ausläufer von Teilchenschauern gemessen, die im Flüssig-Argon-Kalorimeter oder vor allem im BEMC, hinter dem kein hadronisches Kalorimeter vorhanden ist, nicht vollständig erfaßt wurden. Andererseits werden Spuren von Myonen gemessen, die den Detektor durchdringen.

Hinter dem BEMC sind senkrecht zum Strahlrohr zwei Ebenen von Szintillationszählern installiert (vgl. Abb. 2.3). Diese gehören zum Flugzeit-System [12] und bestehen aus Plastikszintillatoren, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Ein ToF-Signal, das zeitlich vor einem Triggersignal aus einer Elektron-Proton-Kollision erzeugt wird, gilt als Hinweis auf eine Wechselwirkung außerhalb des Detektors - entweder des Strahls mit dem Restgas oder mit der Wand des Strahlrohrs. In einem solchen Fall wird ein Veto-Signal erzeugt, das ein Triggern des Ereignisses verhindert, wodurch die hohe Untergrundrate der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen unterdrückt wird.

[11] die Energiedeposition eines Teilchens wird im folgenden mit dem englischen Wort "Cluster" bezeichnet.

[12] engl. "time of flight", im folgenden abgekürzt ToF.

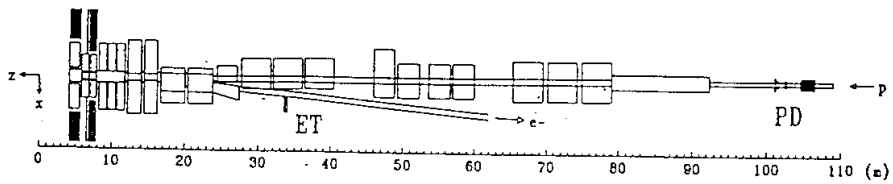

Abbildung 2.7: Das H1-Luminositäts-Meßsystem, Ansicht von oben.

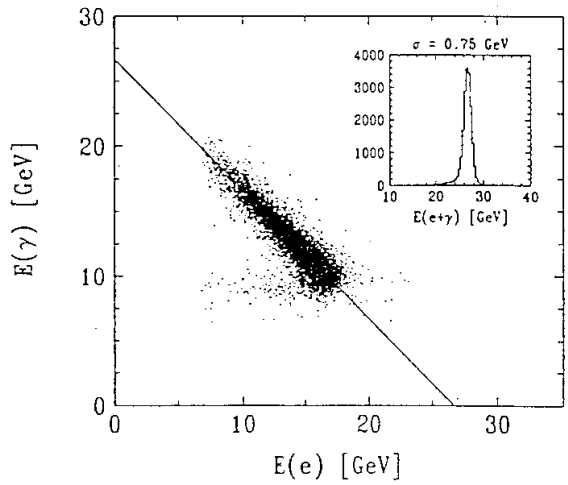

Abbildung 2.8: Korrelation der in beiden Komponenten des Luminositäts-Meßsystems gemessenen Energien.

Das Luminositäts-Meßsystem

Die Messung der Luminosität geschieht mittels der Bethe-Heitler-Reaktion [13] $ep \rightarrow ep\gamma$, die eine große Rate und einen genau bekannten Wirkungsquerschnitt hat. Das System mißt das gestreute Elektron und das produzierte Photon in Koinzidenz. Dazu besteht es aus einem Elektron-"Tagger" und einem Photon-Detektor (vgl. Abb. 2.7), die die unter kleinen Winkeln produzierten Teilchen nachweisen.

Beide Komponenten sind aus Čerenkov-Kristall-Kalorimetern aufgebaut, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Der Photon-Detektor befindet sich in der Richtung $\theta = 180°$ unmittelbar neben dem Protonstrahlrohr bei $z = 102,9$ m. Der Elektron-"Tagger" liegt direkt neben dem Elektronstrahlrohr bei $z = -33,4$ m. Abbildung 2.8 zeigt die Korrelation der in beiden Teilen gemessenen Energien, die in der Abbildung eingetragene Gerade gibt die Energie des Elektronenstrahls von 26,7 GeV wieder. In der oberen rechten Ecke der Abbildung ist die Summe beider Energien histogrammiert. Die Abbildung ist der Arbeit von I. ABT et al. [14] entnommen.

Der größte Untergrund für die Bethe-Heitler-Reaktion sind Reaktionen der Elektronen mit Atomen des Restgases $eA \rightarrow eA\gamma$. Durch Verwendung des Elektronenpakets, für das kein Protonpaket als Kollisionspartner vorhanden ist, kann die Rate der Elektron-Restgas-

[13] BETHE, H. and HEITLER, W. (1934)
[14] ABT, I. et al. (1993a)

Wechselwirkungen gemessen werden. Die im Luminositäts-Meßsystem gemessene Rate wird auf den Untergrund korrigiert und so die Luminosität gemessen.

Das System kann auch zum Nachweis von Photoproduktions-Ereignissen verwendet werden. Wenn bei der Messung eines Ereignisses mit dem H1-Detektor ein Elektron im Elektron-Tagger gemessen wird, jedoch nichts im Photon-Detektor, so liegt ein Photoproduktions-Ereignis vor.

Kapitel 3

Rekonstruktion der Kinematik

Bei H1 werden sowohl das gestreute Elektron als auch die produzierten Hadronen gemessen. Daraus ergeben sich verschiedene Möglichkeiten zur Rekonstruktion der Kinematik, die in mehreren Studien untersucht worden sind [1].

Die Elektron-Methode

Mit den in Abschnitt 1.1 eingeführten Bezeichnungen gilt, wobei Energie und Winkel des Elektrons jeweils noch mit einem Index e versehen werden:

$$Q_e^2 = 4E_eE_e' \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \tag{3.1}$$

$$y_e = 1 - \frac{E_e'}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \tag{3.2}$$

Da diese Methode nur auf der Messung des gestreuten Elektrons beruht, ist sie auf Strahlungskorrekturen relativ empfindlich, insbesondere auf ISR. FSR wirkt sich hier nicht so stark aus, da das gestreute Elektron und das kollinear abgestrahlte Photon im BEMC nicht getrennt aufgelöst werden und E_e' somit korrekt gemessen wird. N. WULFF hat in seiner Arbeit [2] die Größe der Strahlungskorrekturen für die Elektron-Methode und die im folgenden eingeführten Hadron-Methode und gemischte Methode berechnet. Die Strahlungskorrekturen werden extrem groß für kleine x, für $Q^2 = 8,5$ GeV^2 sind sie größer als 100 % bei $x < 10^{-4}$. Die Korrekturen werden mit zunehmendem x schnell kleiner, für $Q^2 = 8,5$ GeV^2 und $x > 3 \cdot 10^{-4}$ sind sie kleiner als 30 %. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Werten von x und Q^2 sind die Korrekturen außer im Punkt $x = 10^{-4}$, $Q^2 = 8,5$ GeV^2 generell kleiner als 30 %.

Die Elektron-Methode ist eine der zwei Methoden, die die H1-Kollaboration in ihrer Veröffentlichung [3] zur Messung von F_2 benutzt.

Die Hadron-Methode

Eine weitere Möglichkeit ist die Messung aller anderen produzierten Teilchen außer dem Elektron, die im folgenden summarisch als Hadronen bezeichnet werden. Dann ergibt sich die Kinematik mittels der Jaquet-Blondel-Formeln [4] aus Summationen über die Hadronen h:

$$y_{JB} = \sum_h \frac{E_h - p_{zh}}{2E_e} \tag{3.3}$$

[1] siehe z.B. BERNARDI, G. and HILDESHEIM, W. (1991) oder HOEGER, K. C. (1991)
[2] WULFF, N. (1994)
[3] ABT, I. et al. (1993b)
[4] BLONDEL, A. and JAQUET, F. (1979)

$$Q^2_{JB} = \frac{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2}{1 - y_{JB}} \tag{3.4}$$

Diese Formeln haben den Vorteil, daß sie relativ unempfindlich auf Verluste von Teilchen sind, die im Strahlrohr in Vorwärts-Richtung den Detektor verlassen, ohne gemessen zu werden. Diese Teilchen besitzen praktisch nur Impuls in z-Richtung, der annähernd gleich der Energie ist, und tragen daher relativ wenig zum Endergebnis bei. Teilchen, die in Rückwärts-Richtung verloren gehen, verursachen allerdings einen großen Fehler. Sie verschieben y_{JB} zu kleineren Werten. Es gehen jedoch sehr viel mehr Teilchen in Vorwärts-Richtung verloren als in Rückwärts-Richtung.

Die Hadron-Methode ist auf FSR unempfindlich, da das gestreute Elektron zur Messung nicht benutzt wird. Die Strahlungskorrekturen durch ISR liegen in dem hier betrachteten $x - Q^2$-Bereich unter 20 %, dabei werden sie von größeren zu kleineren x hin größer.

Die Doppelwinkel-Methode

Die Doppelwinkel-Methode beruht auf der Messung der Polarwinkel θ_e des gestreuten Elektrons und γ des Hadronsystems. γ berechnet sich aus

$$\cos\gamma = \frac{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2 - (\sum_h (E_h - p_{zh}))^2}{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2 + (\sum_h (E_h - p_{zh}))^2} \tag{3.5}$$

Mit den beiden Winkeln gilt:

$$y_{\theta\gamma} = \frac{\sin\theta_e(1 - \cos\gamma)}{\sin\gamma + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \gamma)} \tag{3.6}$$

$$Q^2_{\theta\gamma} = 4E_e^2 \frac{\sin\gamma(1 + \cos\theta_e)}{\sin\gamma + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \gamma)} \tag{3.7}$$

In der Definition von $\cos\gamma$ erscheint die Summe über die Hadronen $\sum_h$ sowohl im Zähler als auch im Nenner, wodurch sich Fehlmessungen der Hadronen in erster Näherung herausheben. Dadurch hat die Doppelwinkel-Methode den Vorteil, daß sie von Fehlkalibrationen des Kalorimeters nur wenig abhängt [5]. Diese Methode wird von der ZEUS-Kollaboration in ihrer Veröffentlichung [6] zur Messung von F_2 verwendet.

Die gemischte Methode

Man kann auch die Information verschiedener Meßarten zusammenfassen, bei der sog. "gemischten" Methode werden z.B. Q^2_e und y_{JB} verwendet. Dies geschieht, da Q^2 mittels Q^2_e besser gemessen wird als mittels Q^2_{JB}. Es ergibt sich

$$x_{gem} = \frac{Q^2_e}{s y_{JB}} \tag{3.8}$$

Auch die gemischte Methode ist auf FSR relativ unempfindlich, da das gestreute Elektron und das kollinear abgestrahlte Photon im BEMC nicht getrennt aufgelöst werden. Für ISR gilt das schon zur Hadron-Methode Gesagte. Die gemischte Methode ist die zweite, die die H1-Kollaboration in ihrer referierten Veröffentlichung zur Messung von F_2 benutzt.

[5] BENTVELSEN, S., ENGELEN, J. and KOOIJMAN, P. (1991)
[6] DERRICK, M. et al. (1993)

Die "Bassler-Bernardi"-Methode

U. BASSLER und G. BERNARDI [7] modifizierten die gemischte Methode unter Benutzung der Energie- und p_z-Erhaltung am ep-Vertex

$$2E_e = \sum_h (E_h - p_{zh}) + E'_e(1 - \cos\theta_e) \tag{3.9}$$

Damit erhielten sie die Bassler-Bernardi-Formeln:

$$y_{BB} = \frac{\sum_h (E_h - p_{zh})}{\sum_h (E_h - p_{zh}) + E'_e(1 - \cos\theta_e)} \tag{3.10}$$

$$Q^2_{BB} = \frac{(E'_e \sin\theta_e)^2}{1 - y_{BB}} \tag{3.11}$$

Die Bassler-Bernardi-Methode hat einen Vorteil mit der Doppelwinkel-Methode gemeinsam: auch in Gleichung (3.10) erscheint die Summe über die Hadronen $\sum_h$ sowohl im Zähler als auch im Nenner, wodurch sich Fehlkalibrationen des Kalorimeters herausheben. Darüberhinaus ist die Bassler-Bernardi-Methode unabhängig von der Energie des einlaufenden Elektrons und somit unempfindlich gegen elektromagnetische Strahlungskorrekturen durch ISR. N. WULFF benutzt diese Methode in seiner Dissertation [8].

Die kombinierte Methode

Die beste Auflösung in Q^2 erreicht man mit Q^2_e, zur Messung von y sind in verschiedenen kinematischen Bereichen jeweils entweder y_e oder y_{JB} vorzuziehen.

Daher werden in dieser Arbeit, wie auch in der Veröffentlichung der H1-Kollaboration, die gemischte Methode und die Elektron-Methode verwendet. In den Abbildungen 3.1 und 3.2 ist für Monte-Carlo-Ereignisse jeweils y_{JB} bzw. y_e gegen das generierte y aufgetragen. Wie man sieht, ist bei kleinen y die Messung mit y_{JB} besser, bei großen die mit y_e. Der Übergangsbereich liegt etwa bei y-Werten von 0,1 bis 0,3.

Um sicherzustellen, daß ein möglichst großer Energieanteil der produzierten Hadronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessen wird, wird in der referierten H1-Veröffentlichung die gemischte Methode nur im Bereich $y_{JB} < 0,3$ verwendet, bei größeren y wird y_e verwendet. In der ersten H1-Veröffentlichung zur tiefinelastischen ep-Streuung [9] wurde bei y_e-Werten über 0,1 y_e benutzt, bei kleineren Werten y_{JB}. Dieser abrupte Wechsel von y_e zu y_{JB} verursacht eine Unstetigkeit in der Verteilung von y. Um diese Unstetigkeit zu vermeiden, wird in dieser Arbeit ein allmählicher Übergang durch eine gewichtete Mittelung zwischen den beiden Messungen im y-Bereich von 0,1 bis 0,3 verwendet. Hierbei steigt das Gewicht von y_e, w_{y_e}, linear von 0 für $y_e \leq 0,1$ bis auf 1 für $y_e \geq 0,3$ (vgl. Abb. 3.3).

Damit erhält man das aus y_e und y_{JB} kombinierte y_{comb}

$$y_{comb} = w_{y_e} \cdot y_e + (1 - w_{y_e}) \cdot y_{JB} \tag{3.12}$$

Abbildung 3.4 zeigt im Vergleich mit den Abbildungen 3.1 und 3.2 die verbesserte Auflösung in y durch Verwendung der kombinierten Methode. Bei $y > 0,3$ ist die Auflösung so gut wie die der Elektron-Methode, die in diesem Bereich das erreichbare Optimum darstellt. Bei kleineren y, insbesondere unterhalb von 0,1, ist die Auflösung so gut wie

[7] BASSLER, U. and BERNARDI, G. (1993)
[8] WULFF, N. (1994)
[9] AHMED, T. et al. (1992)

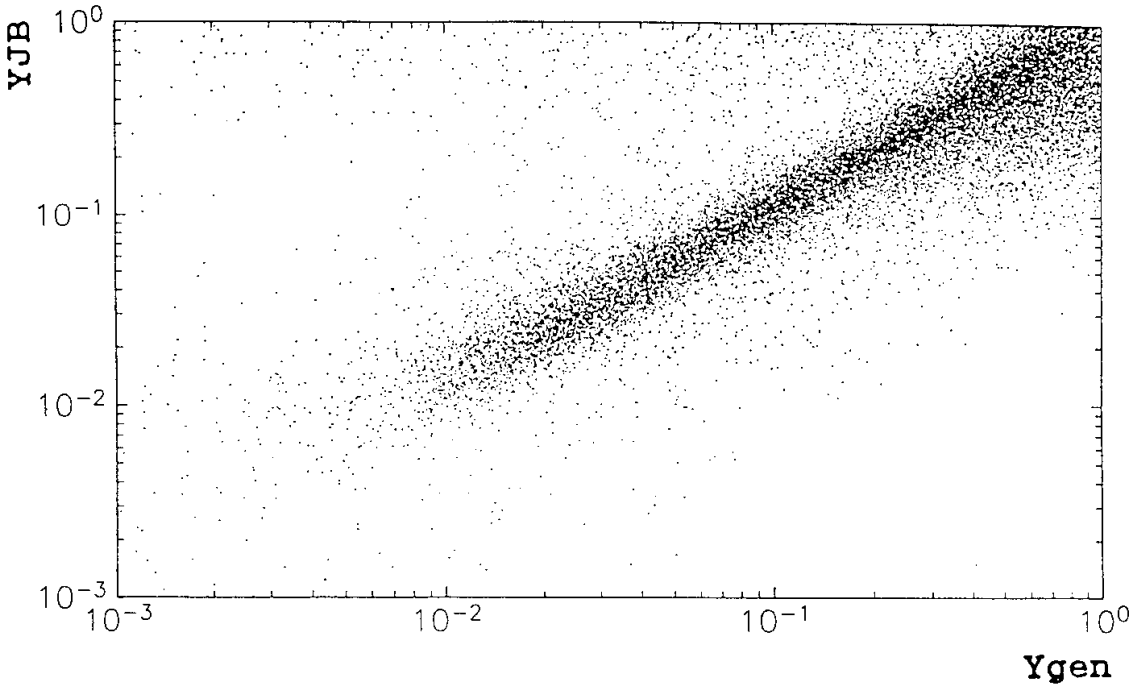

Abbildung 3.1: y_{JB} gegen generiertes y in Monte-Carlo-Ereignissen.

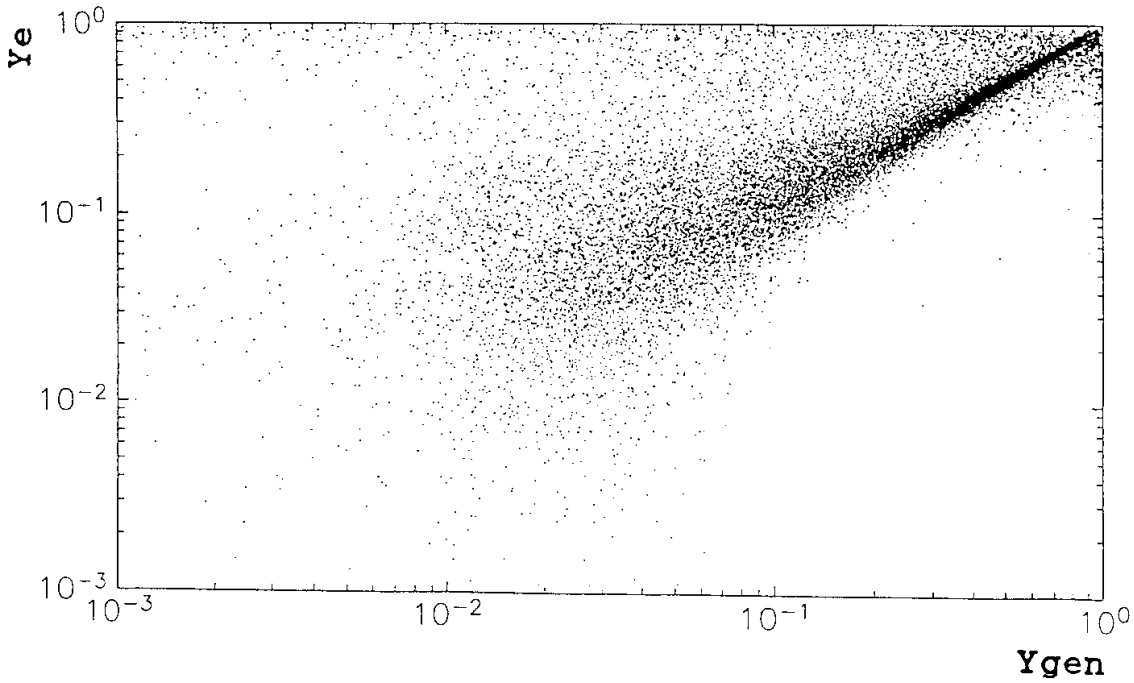

Abbildung 3.2: y_e gegen generiertes y in Monte-Carlo-Ereignissen.

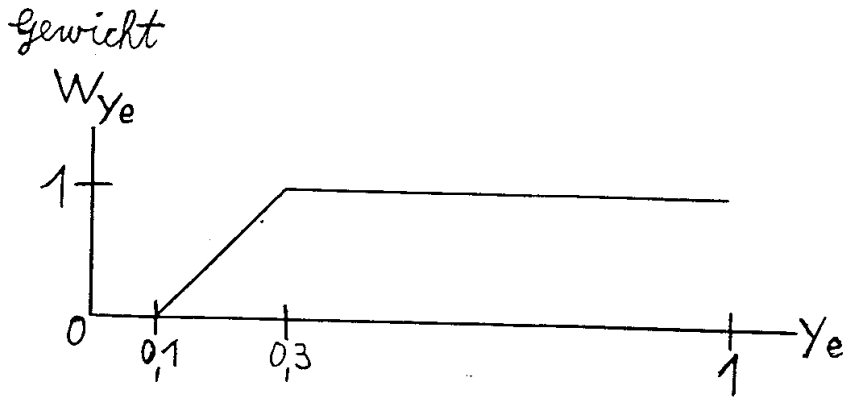

Abbildung 3.3: Gewicht von y_e als Funktion von y_e.

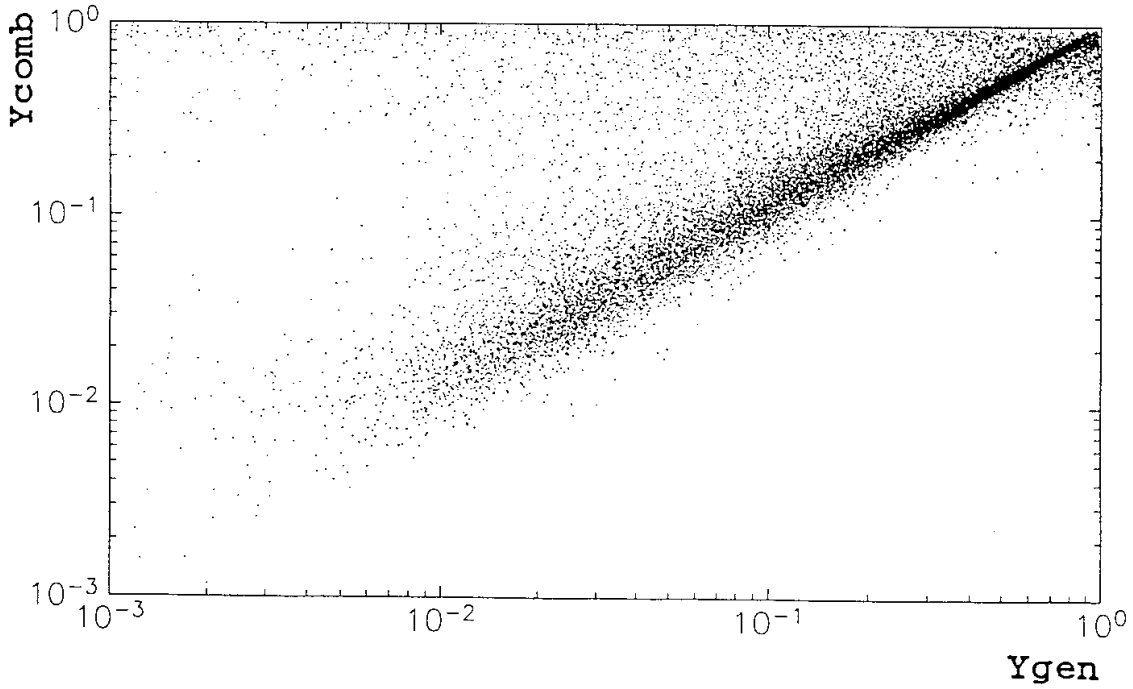

Abbildung 3.4: y_{comb} gegen generiertes y in Monte-Carlo-Ereignissen.

die von y_{JB}, also besser als die von y_e. Die kombinierte Methode verbindet die Stärken der beiden anderen Methoden und wird daher in dieser Arbeit im weiteren verwendet. Q^2 wird in dieser Arbeit mittels Q_e^2 gemessen.

In Abschnitt 5.3 wird gezeigt, daß die H1-Daten bezüglich der Rekonstruktion der Kinematik durch die Monte-Carlo-Ereignisse hinreichend gut beschrieben werden. Die Ergebnisse der aufgeführten Arbeiten zur F_2-Messung werden im Vergleich zu dem Resultat dieser Arbeit in Abschnitt 6 diskutiert.

Kapitel 4

Korrektur der Meßdaten

Die im Experiment aufgenommenen Daten der Elektron-Proton-Streuung sind i.a. durch unerwünschten Untergrund kontaminiert und unterliegen der beschränkten Akzeptanz und Auflösung des Detektors. Außerdem müssen sie auf elektromagnetische Strahlungskorrekturen korrigiert werden. Zur Korrektur auf die angeführte Einflüssen gibt es verschiedene Methoden, von denen zwei im folgenden kurz dargestellt werden.

Die am häufigsten verwendete Methode ist die auch von der H1-Kollaboration in ihrer Veröffentlichung [1] zur Messung von F_2 benutzte. In dieser Arbeit wird die Methode der "regularisierten Entfaltung" verwendet.

4.1 Die Methode der H1-Kollaboration

Photoproduktions-Ereignisse stellen für tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung den am schwersten auszuschließenden Untergrund dar. In ihrer referierten Veröffentlichung zur Messung von F_2 schränkt die H1-Kollaboration den kinematischen Bereich zur Strukturfunktionsmessung auf $y < 0,6$ ein, da außerhalb dieses Bereiches der Photoproduktions-Untergrund zu groß wird.

Für die verbleibenden Ereignisse wird gefordert, daß der laterale Radius des als Elektron identifizierten BEMC-Clusters [2] unter 5 cm liegt. Ferner darf die "fehlende Energie" $E_{fehl} = E_e(y_e - y_{JB})$ nicht einen Wert von 11,7 GeV überschreiten [3]. In Photoproduktionsereignissen wird eines der Hadronen als gestreutes Elektron fehlidentifiziert, wodurch y_e und y_{JB} oft stark voneinander abweichen. Dadurch treten insbesondere in Photoproduktionsereignissen große Werte von E_{fehl} auf. Der nach diesen Schnitten verbleibende Photoproduktions-Untergrund wird statistisch subtrahiert.

Die x-Q^2-Ebene wird in Intervalle eingeteilt, auf welche die selektierten Ereignisse verteilt werden. Aus der Verteilung auf die verschiedenen Intervalle wird der Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}$ berechnet und aus diesem die Strukturfunktion F_2.

Die Verteilung der Ereignisse auf die Intervalle wird durch Eigenschaften eines nicht idealen Detektors verfälscht. Die begrenzte Akzeptanz des Detektors führt dazu, daß zu wenig Ereignisse gezählt werden. Die begrenzte Auflösung verursacht Eintragungen von

[1] ABT, I. et al. (1993b)

[2] als Signatur eines Elektrons in tiefinelastischen Streuereignissen wird hier das höchstenergetische BEMC-Cluster angesehen, sofern es mit mindestens einem Treffer in der BPC assoziiert ist, vgl. Abschnitt 5.1.

[3] Die Verteilung von E_{fehl} in den hier benutzten Daten ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

Ereignissen in falschen Intervallen, in die sie eigentlich nicht gehören. In der referierten H1-Veröffentlichung zur F_2-Messung werden die Effekte der begrenzten Akzeptanz und Auflösung durch Monte-Carlo-Simulationen des Detektors bestimmt.

Dabei ergibt sich der Wert von F_2 an einem Punkt in einem Intervall $Int.$ der $x - Q^2$-Ebene unter Berücksichtigung der angeführten Korrekturen aus der Gleichung [4]

$$F_2 \sim \frac{N}{Acc \cdot \epsilon \cdot L} \cdot \frac{\int_{Int.} \sigma_0 dx dQ^2}{\int_{Int.} \sigma dx dQ^2} \cdot \frac{\sigma_0}{\int_{Int.} \sigma_0 dx dQ^2} \tag{4.1}$$

Hierbei bedeuten

- N die Anzahl der gemessenen Ereignisse im Intervall $Int.$ nach Subtraktion des Untergrunds,
- der Quotient aus den Anzahlen der gemessenen und erzeugten Ereignisse im betreffenden Intervall $Acc = \frac{N_{gem.}}{N_{erz.}}$ die durch Monte-Carlo-Studien bestimmte Akzeptanz, wobei die begrenzte Auflösung gleich mit berücksichtigt wird. Hierzu dürfen die Intervalle nicht feiner sein als durch die Auflösung vorgegeben, und die Anzahlen von Ereignissen, die in anderen Intervallen gemessen werden, als sie generiert wurden, müssen klein genug sein [5].
- ϵ die begrenzte Akzeptanz und Auflösung, sofern sie durch die Monte-Carlo-Ereignisse nicht vollständig beschrieben wird. Eine möglichst komplette Beschreibung durch Monte-Carlo-Ereignisse ist einer Reihe von Einzelkorrekturen vorzuziehen, weil bei einer Korrektur mit Monte-Carlo-Ereignissen die auftretenden Korrelationen besser beschrieben werden. Diese Idealforderung war bei der H1-Analyse der Daten des Jahres 1992 nicht zu 100 % erfüllt [6].
- L die Luminosität.

Das Verhältnis der Integrale der Wirkungsquerschnitte über das $x - Q^2$-Intervall ist der Korrekturfaktor für die elektromagnetischen Strahlungskorrekturen. Hierbei ist σ_0 die Abkürzung für den Born-Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma_0}{dxdQ^2}$ und σ die Abkürzung für den Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}$ unter Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen.

Der letzte Faktor in Gleichung (4.1) berücksichtigt die Lage des $x - Q^2$-Punktes, an dem der Wert von F_2 angegeben wird, im Intervall $Int.$ und die Frage, ob evtl. Teile des Intervalls außerhalb des betrachteten Meßbereichs liegen. Wenn das betrachtete Intervall komplett im Meßbereich liegt, ist bei einem konstanten Wirkungsquerschnitt der Korrekturfaktor gleich dem Kehrwert der Intervallgröße.

Die berechneten Korrekturen sind u.a. von der bei der Monte-Carlo-Generation benutzten Strukturfunktions-Parametrisierung abhängig; die bei der H1-Analyse verwendeten Ereignisse wurden mit dem Generator DJANGO 1.0 unter Benutzung der Parametrisierungen $MRSD_0$ und $MRSD-$ generiert.

[4] vgl. De Roeck, A., Klein, M., Naumann, Th., Peppel, E., Stösslein, U. and Wulff, N. (1993)

[5] anscaulich ausgedrückt: "die Migrationen zwischen den Intervallen müssen klein sein".

[6] ebd.

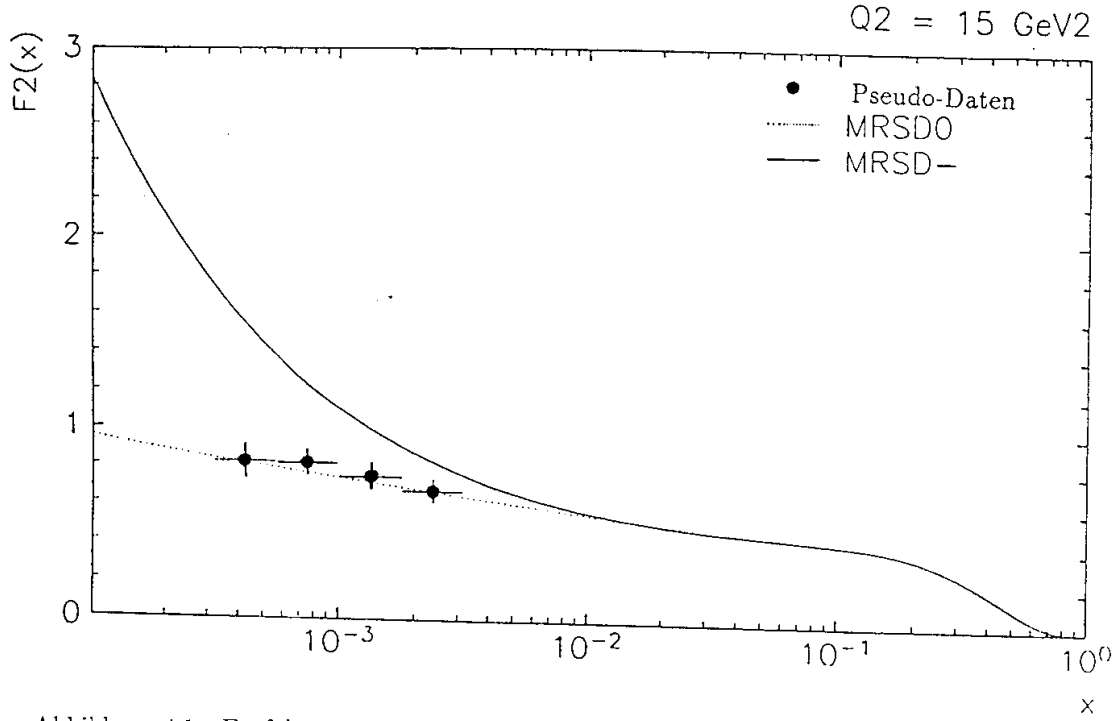

Abbildung 4.1: Entfaltung von Monte-Carlo-Ereignissen mit Monte-Carlo-Ereignissen. Die als "Daten" verwendeten Ereignisse wurden mit der Strukturfunktionsparametrisierung $MRSD_0$ generiert, die als Monte-Carlo-Ereignisse verwendeten mit der Parametrisierung $MRSD-$.

4.2 Die Methode der regularisierten Entfaltung

In dieser Arbeit wird die Methode der sog. "regularisierten Entfaltung" verwendet, wie sie von V. BLOBEL [7] entwickelt wurde.

Auch diese Methode benötigt korrekte Monte-Carlo-Simulationen des Detektors. Es werden eine oder mehrere Größen ausgewählt, deren Verteilungen in den Monte-Carlo-Ereignissen mit den entsprechenden Verteilungen in den Daten verglichen werden. Die simulierten Ereignisse beschreiben die Daten i.a. nicht sofort exakt, etwa, weil die Monte-Carlo-Ereignisse mit einer Strukturfunktion generiert wurden, die mit der in den Daten nicht übereinstimmt. Die Monte-Carlo-Ereignisse werden so umgewichtet, daß die ausgewählten Verteilungen hinterher mit denen in den Daten übereinstimmen. Für eine eingehendere Schilderung des Verfahrens wird hier auf die angegebene Referenz verwiesen.

In dieser Arbeit werden die Verteilungen von y und Q^2 in Monte-Carlo-Ereignissen durch die angegebene Umgewichtung der Monte-Carlo-Ereignisse an die Daten angepaßt. Dadurch wird gleichzeitig auch eine Anpassung der Verteilung von x in den Monte-Carlo-Ereignissen an die Daten erreicht. Wie in den Abbildungen 4.1 und 4.2 demonstriert wird, wird mit der Anpassung der Verteilung von x auch die Strukturfunktion F_2, mit der die Monte-Carlo-Ereignisse generiert wurden, an die Strukturfunktion der Daten angeglichen.

In diesen beiden Abbildungen wurden anstelle von Daten mit einer unbekannten Struk-

[7] BLOBEL, V. (1984)

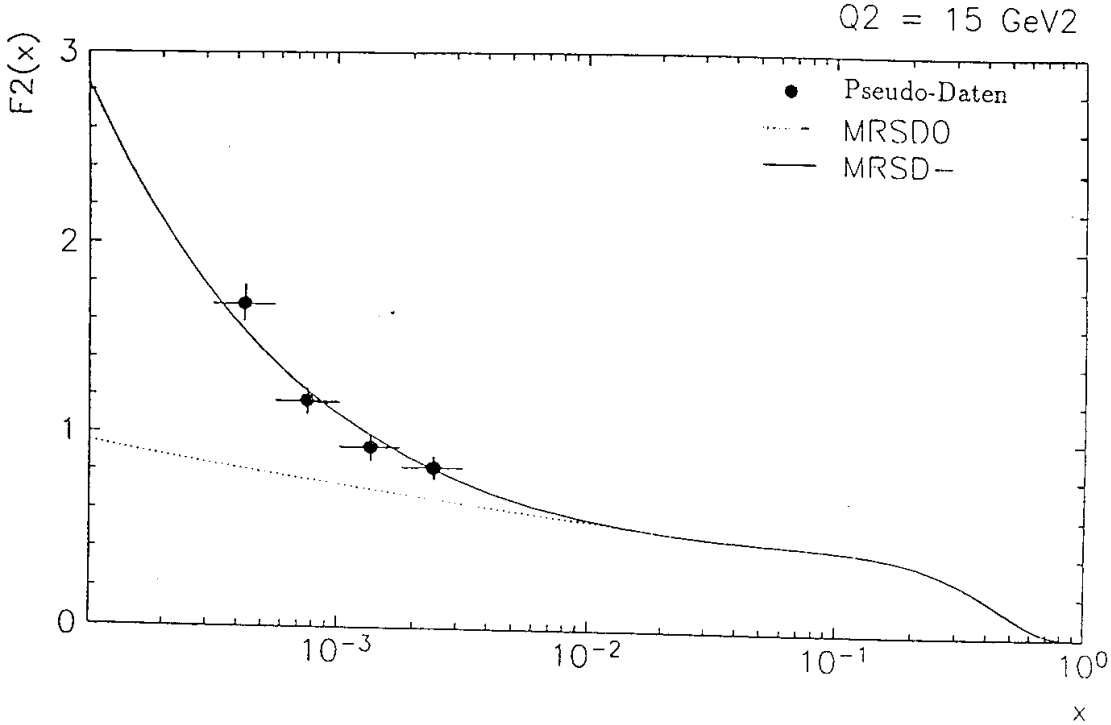

Abbildung 4.2: Entfaltung von Monte-Carlo-Ereignissen mit Monte-Carlo-Ereignissen. Die als "Daten" verwendeten Ereignisse wurden mit der Strukturfunktionsparametrisierung $MRSD-$ generiert, die als Monte-Carlo-Ereignisse verwendeten mit der Parametrisierung $MRSD_0$.

turfunktion Monte-Carlo-Ereignisse verwendet, die mit einer bekannten Strukturfunktionsparametrisierung generiert wurden. Diese Ereignisse wurden als Quasi-"Daten" verwendet und mit Monte-Carlo-Ereignissen, die mit einer anderen Parametrisierung generiert wurden, entfaltet. Die in den beiden Abbildungen verwendeten Ereignisse wurden alle mit dem Generator DJANGO 1.0 generiert, und bei allen wurde das gleiche Detektor-Simulationsprogramm verwendet. Dadurch brauchten hier keine systematischen Fehler berücksichtigt zu werden, und in den Abbildungen sind nur die statistischen Fehler gezeigt. Durch die Verwendung von DJANGO 1.0 sind Strahlungskorrekturen hier mit behandelt.

Die Entfaltungen wurden nach dem in Abschnitt 5.3 geschilderten Verfahren im Intervall 10 GeV^2 $\leq Q^2 \leq$ 20 GeV^2 vorgenommen. In den Abbildungen dargestellt sind jeweils die beiden verwendeten Parametrisierungen und das Ergebnis der Entfaltung für die Strukturfunktion $F_2(x)$ für $Q^2 = 15$ GeV^2.

Nach der Angleichung der Verteilungen von y und Q^2 können die Verteilungen noch weiterer für die Beschreibung der Physik wichtiger Meßgrößen in den Monte-Carlo-Ereignissen mit den Daten verglichen werden, was in dieser Arbeit in Abschnitt 5 geschieht. Die dort vorgenommenen Vergleiche zwischen simulierten und realen Ereignissen sind ein wichtiger Teil der Überprüfung der Korrektheit der Detektor-Simulation.

Wenn man die Größe des Untergrunds in den Daten kennt, kann man in den Monte-Carlo-Ereignissen einen entsprechend großen Anteil an Untergrund-Ereignissen mit einschließen. Es findet dann eine Anpassung von Monte-Carlo-Ereignissen inklusive Untergrund an die Daten incl. Untergrund statt. Der in dieser Arbeit verwendete Generator

DJANGO 1.0 berechnet bei der Ereignis-Erzeugung auch die elektromagnetischen Strahlungskorrekturen, die daher in der Entfaltung durch Verwendung des in Gleichung (1.16) definierten x_{ver} anstelle des Bjorken-x automatisch mit berücksichtigt werden.

Zuammenfassend läßt sich sagen, daß durch die Entfaltung die in Abschnitt 4.1 aufgeführten Korrekturen in einem Schritt bewältigt werden können, die sonst alle einzeln berechnet werden müssen. Die Entfaltung ist unabhängig von der bei der Generation der Monte-Carlo-Ereignisse benutzten Strukturfunktion. Ein Nachteil der Entfaltung liegt darin, daß hierzu eine sehr große Monte-Carlo-Statistik erforderlich ist, die mindestens dem zehnfachen der Statistik der Daten entsprechen sollte.

Kapitel 5

Bestimmung der Strukturfunktion F_2

5.1 Auswahl der Ereignisse

Die in dieser Arbeit verwendeten Ereignisse wurden im Herbst 1992 mit einer integrierten Luminosität von 22,5 nb^{-1} genommen. In der vorliegenden Arbeit und in der H1-Veröffentlichung[1] zur Messung von F_2 werden die gleichen Daten verwendet. In diesem Abschnitt werden die in beiden Arbeiten gemeinsamen Bedingungen zur Ereignis-Selektion angegeben. Weitere Kriterien zur Reduktion des Untergrunds in dieser Arbeit werden in Abschnitt 5.2 diskutiert. Alle hier angewandten Kriterien zur Ereignis-Auswahl werden in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Als Trigger-Bedingung für die verwendeten Ereignisse wird ein BEMC-Cluster mit einer Energie von mindestens 4 GeV verlangt. Da dieser Trigger auch mit hoher Rate von Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit dem Restgas oder der Strahlrohr-Wand ausgelöst wird, fordert man zusätzlich, daß vom ToF kein Veto-Signal vorliegt. Die Cluster werden rekonstruiert und dabei die Cluster-Energie auf tote Materie vor dem BEMC und Lücken zwischen den Segmenten im BEMC korrigiert. Es wird gefordert, daß die korrigierte Cluster-Energie über 6 GeV liegt.

Als Zeichen des gestreuten Elektrons wird das höchstenergetische Cluster im BEMC angesehen, wenn innerhalb eines Radius von 15 cm um den Cluster-Mittelpunkt in der x-y-Ebene wenigstens ein rekonstruierter Ortspunkt in der BPC liegt. Durch diese Bedingung sollen Cluster ausgeschlossen werden, die durch neutrale Teilchen, z.B. Photonen, verursacht wurden. Die Elektron-Energie wird in dieser Arbeit mit der rekonstruierten Cluster-Energie gemessen.

Weil die dreieckigen Segmente in der Mitte des BEMC im Jahre 1992 noch nicht einzeln kalibriert waren, werden die Energien von Clustern, deren Mittelpunkte in diesen Segmenten liegen, nur schlecht rekonstruiert. Aus diesem Grunde werden solche Ereignisse verworfen, bei denen das gestreute Elektron zu nah am Strahlrohr in den dreieckigen BEMC-Segmenten gefunden wird. Es wird gefordert, daß der Mittelpunkt des höchstenergetischen BEMC-Clusters außerhalb eines Quadrats von ± 14 cm in x- bzw. y-Richtung liegt.

Dies ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Abgebildet sind dort die inneren Dreiecke des BEMC und der ausgeschlossene Bereich bis zu ± 14 cm in x und y. Der Bereich, in dem Ereignisse akzeptiert werden, ist schraffiert. Der in der Abbildung eingetragene Kreis mit Radius $r = 19,75$ cm entspricht einem Winkel von $\theta = 172,5°$, gemessen vom Nullpunkt

[1] ABT, I. et al. (1993b)

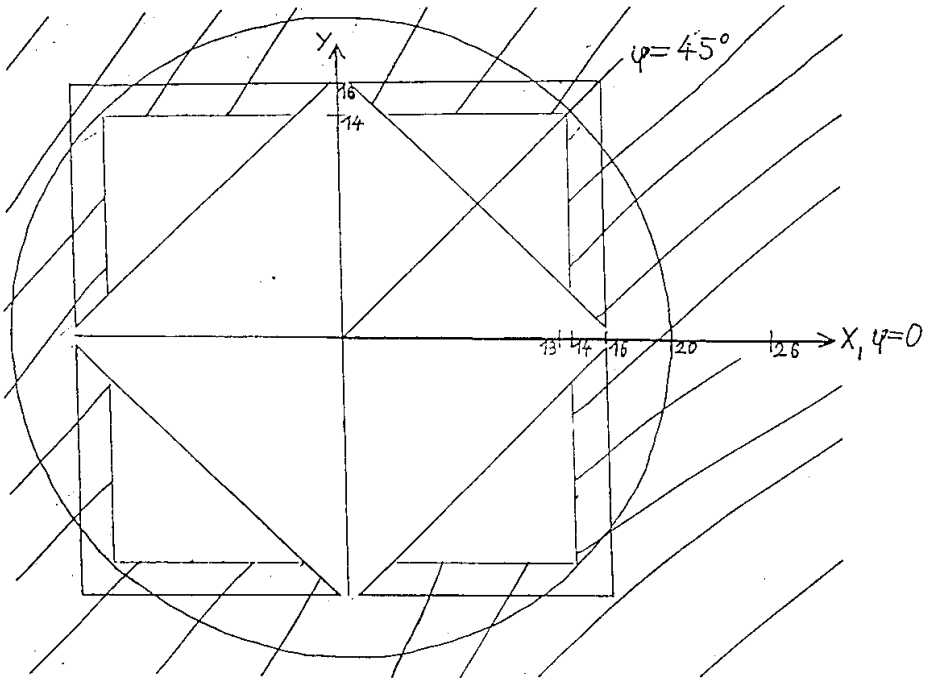

Abbildung 5.1: Darstellung des Ausschlusses des inneren BEMC-Bereiches.

des H1-Koordinatensystems. Eingetragen sind desweiteren die Achsen $\phi = 0$ und $\phi = 45°$ in der x-y-Ebene.

Mit diesen Kriterien verbleiben 6980 Ereignisse.

Der Elektronwinkel θ_e wird mittels des BPC-Punktes gemessen, der dem rekonstruierten Cluster-Mittelpunkt am nächsten liegt. Zu dieser Messung muß außerdem der Elektron-Proton-Streuvertex durch Spuren der CJC rekonstruiert sein. Es wird verlangt, daß der rekonstruierte Vertex in positiver oder negativer z-Richtung nicht weiter als 50 cm vom Nullpunkt des H1-Koordinatensystems entfernt ist. Wird mangels Spuren kein Vertex rekonstruiert, so wird das Ereignis verworfen.

Nach diesem Kriterium verbleiben noch 5035 Ereignisse, von denen 3767 im hier untersuchten Q^2-Bereich von 5 bis 80 GeV^2 liegen.

Abbildung 5.2 zeigt das Energiespektrum der als Elektron identifizierten Teilchen in den nach den geschilderten Kriterien selektierten Ereignissen. Man erkennt bei Energien von ca. 22 bis 28 GeV eine Häufung im gemessenen Spektrum, den sogenannten "kinematischen Peak". Dieser kinematische Peak wird dadurch verursacht, daß in tiefinelastischen Streuprozessen der Energieverlust des gestreuten Elektrons bevorzugt annähernd Null ist, was für weite Teile des kinematischen Bereichs gilt, insbesondere für den Bereich kleiner Streuwinkel, also den hier untersuchten BEMC-Bereich.

Unterhalb einer Energie von etwa 12 GeV steigt das Spektrum zu kleineren Energien hin stark an. Dieser Anstieg wird auf Untergrundereignisse vom Photoproduktions-Typ zurückgeführt. Bei diesen Photoproduktions-Ereignissen werden in Rückwärtsrichtung fliegende Teilchen produziert, z.B. Photonen oder Pionen, die im Detektor ein Signal auslösen, das den geschilderten Kriterien zur Identifikation des gestreuten Elektrons entspricht. Dieser Untergrund wird im folgenden Abschnitt genauer untersucht.

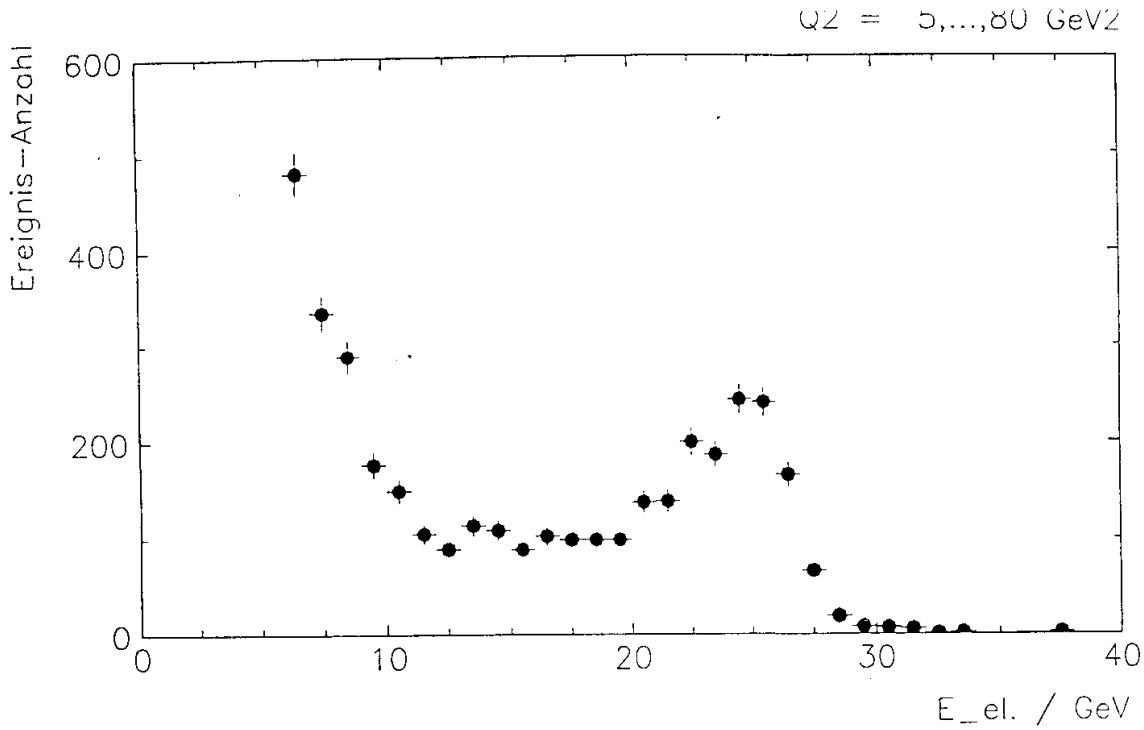

Abbildung 5.2: Energiespektrum der als Elektron identifizierten Teilchen in den selektierten Ereignissen.

5.2 Behandlung der Untergrundereignisse

Von den Ereignissen, die nach den im vorigen Abschnitt geschilderten Kriterien ausgewählt werden, weisen ca. 6 % ein Signal im Elektron-Tagger auf, aber kein Signal im Photon-Tagger. Es handelt sich bei diesen Ereignissen also um Photoproduktions-Untergrund, der durch die geschilderten Bedingungen nicht ausgeschlossen wird. Abbildung 5.3 zeigt das Energiespektrum dieser fehlidentifizierten "Elektronen". Man erkennt den gleichen starken Anstieg der Verteilung zu kleineren Werten hin unterhalb einer Energie von ca. 12 GeV wie schon in Abbildung 5.2. Dies ist ein erster Hinweis darauf, daß der in Abb. 5.2 zu beobachtende Anstieg auf Photoproduktions-Untergrund zurückgeführt werden kann.

Nach dem in Abschnitt 4.2 Gesagten ist das nächste Ziel eine möglichst gute Beschreibung des in den Daten vorhandenen Untergrunds. Eine Möglichkeit dazu wäre die Verwendung der eindeutig als Photoproduktions-Wechselwirkungen identifizierten Ereignisse. Hierbei tritt das Problem auf, daß die Akzeptanz des Elektron-Taggers beschränkt ist, sodaß nur ein Bruchteil der Photoproduktions-Ereignisse über den Elektron-Tagger identifiziert werden kann.

Abbildung 5.4 zeigt die Akzeptanz des Elektron-Taggers als Funktion von $y = 1 - E'_e/E_e$. Da θ für die Position des Elektrontaggers ungefähr 180° beträgt, ist die Akzeptanz nur von der Energie des im Tagger nachgewiesenen Elektrons abhängig. Die Akzeptanz beträgt maximal 70, für gewisse Energien aber auch 0 %. Will man die eindeutig als Untergrund identifizierten Ereignisse zur Beschreibung des gesamten Untergrundes verwenden, muß man sie entsprechend der Tagger-Akzeptanz umgewichten. Um diese Umgewichtung möglichst einfach durchführen zu können, ist in Abbildung 5.4 die Kurve der Tagger-Akzeptanz durch einen Polygonzug angenähert. Außerdem sind einige Werte

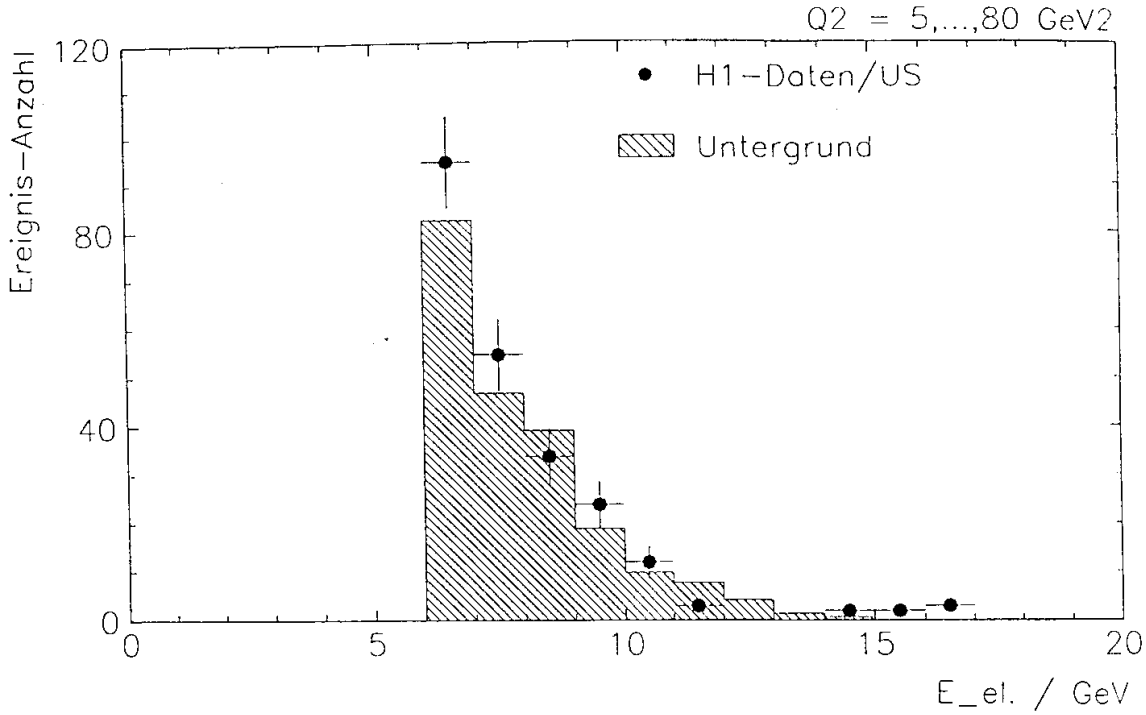

Abbildung 5.3: Energiespektrum der als Elektron identifizierten Teilchen in denjenigen selektierten Ereignissen, die als Photoproduktions-Untergrund erkannt sind, verglichen mit auf die Luminosität normierten Monte-Carlo-Ereignissen.

von y in Energien des gestreuten Elektrons umgerechnet. Die Abbildung mit der Tagger-Akzeptanz wurde von S. LEVONIAN überlassen.

Bei der Umgewichtung kann man keine Ereignisse mit behandeln, deren Elektron-Energie einer Akzeptanz von Null entspricht. Solche Ereignisse können in Daten nicht eindeutig identifiziert werden, und man ist hier auf Monte-Carlo-Simulationen angewiesen. Es stellt sich somit heraus, daß eine vollständige Beschreibung des Untergrunds durch Daten nicht möglich ist. In dieser Arbeit wird der Photoproduktions-Untergrund durch Monte-Carlo-Ereignisse simuliert.

Zur Beschreibung des Untergrunds werden mit den Generatoren RAYVDM und PYTHIA erzeugte Ereignisse verwendet. Die Monte-Carlo-Ereignisse werden auf die Luminosität der Daten normiert und ihr Energiespektrum in Abbildung 5.3 mit dem der Daten verglichen. In dieser Abbildung ist das "Elektron"-Energiespektrum in denjenigen simulierten Photoproduktions-Ereignissen dargestellt, bei denen ein Signal im Elektrontagger vorliegt, die also die gleiche Bedingung erfüllen wie die aufgetragenen Daten. Man erkennt die gute Übereinstimmung beider Spektren, insbesondere den starken Anstieg unterhalb Energien von ca. 12 GeV.

In Abbildung 5.5 werden die Monte-Carlo-Ereignisse der Photoproduktion mit simulierten tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuungen zusammengefaßt, die mit dem Generator DJANGO 1.0 unter Verwendung der Strukturfunktions-Parametrisierung $MRSD-$ generiert wurden. Die Monte-Carlo-Ereignisse werden auf die Luminosität normiert und mit den Daten verglichen. Man erkennt eine recht gute Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Ereignisse. Hieraus und aus Abbildung 5.3 kann man schließen, daß der in den Daten vorhandene Untergrund durch die verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse

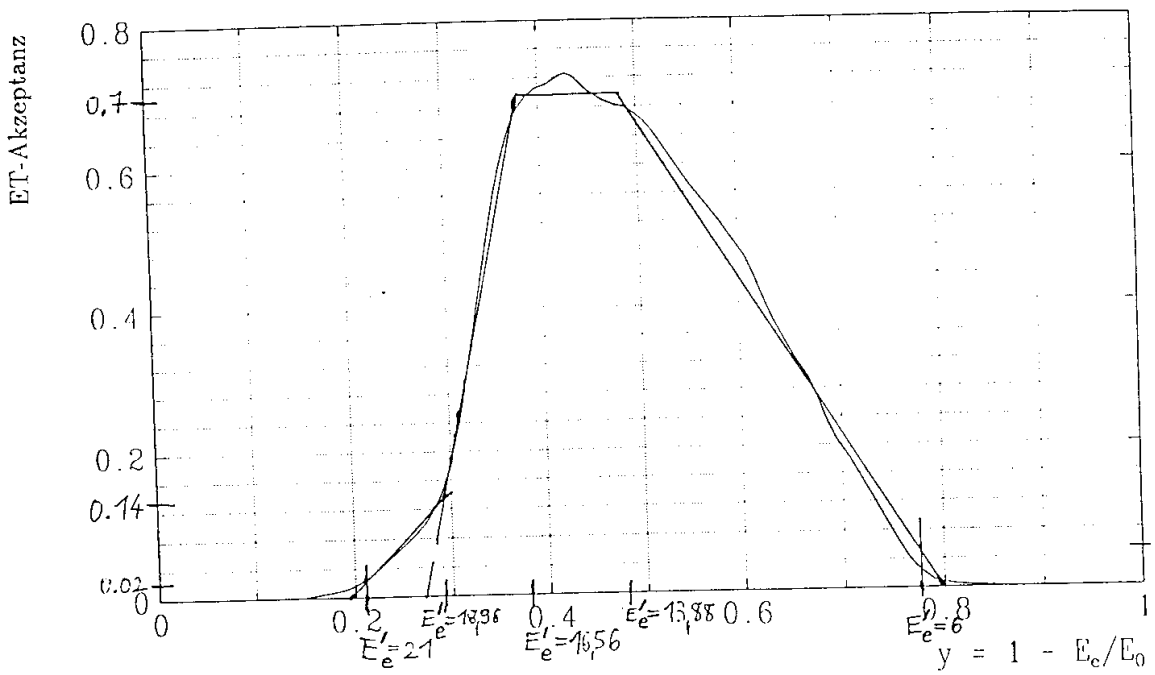

Abbildung 5.4: Akzeptanz des H1-Elektrontaggers im Jahre 1992.

der Photoproduktion hinreichend gut beschrieben wird, Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Wechselwirkungen werden durch das ToF-Veto unterdrückt. In den folgenden Abschnitten werden weitere Vergleiche von Daten und Monte-Carlo-Ereignissen angestellt, die diese Schlußfolgerung zusätzlich untermauern.

Wie Abbildung 5.5 zeigt, ist unterhalb einer Elektron-Energie von 10 GeV der Anteil des Untergrunds in den Daten sehr groß. Daher wird im folgenden für die als Elektron identifizierten Teilchen eine Mindestenergie von 10 GeV verlangt. Mit dieser Bedingung verbleiben nun 2482 Ereignisse.

Eine weitere Reduzierung des Untergrunds geschieht mittels der in Abbildung 5.6 dargestellten fehlenden Energie E_{fehl}, die in Abschnitt 4.1 eingeführt wurde. Die Histogramme von E_{fehl} sind hier in vier Intervallen in Q^2 erstellt, in denen, wie im folgenden Abschnitt dargestellt, das Ergebnis für F_2 erzielt wird und die hier und im folgenden gezeigten Kontroll-Abbildungen erstellt werden. In den beiden unteren Q^2-Intervallen von 5 bis 10 und von 10 bis 20 GeV^2 wird eine fehlende Energie von maximal 10 GeV zugelassen, in den beiden oberen Intervallen von 20 bis 40 und von 40 bis 80 GeV^2 eine von maximal 5 GeV. Mit dieser letzten Bedingung verbleiben schließlich 2342 Ereignisse.

Die hier angewandten Kriterien zur Ereignis-Selektion und Reduzierung des Untergrunds sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Alle von nun an folgenden Vergleiche von Monte-Carlo-Ereignissen und Daten sind mit diesen Kriterien durchgeführt worden.

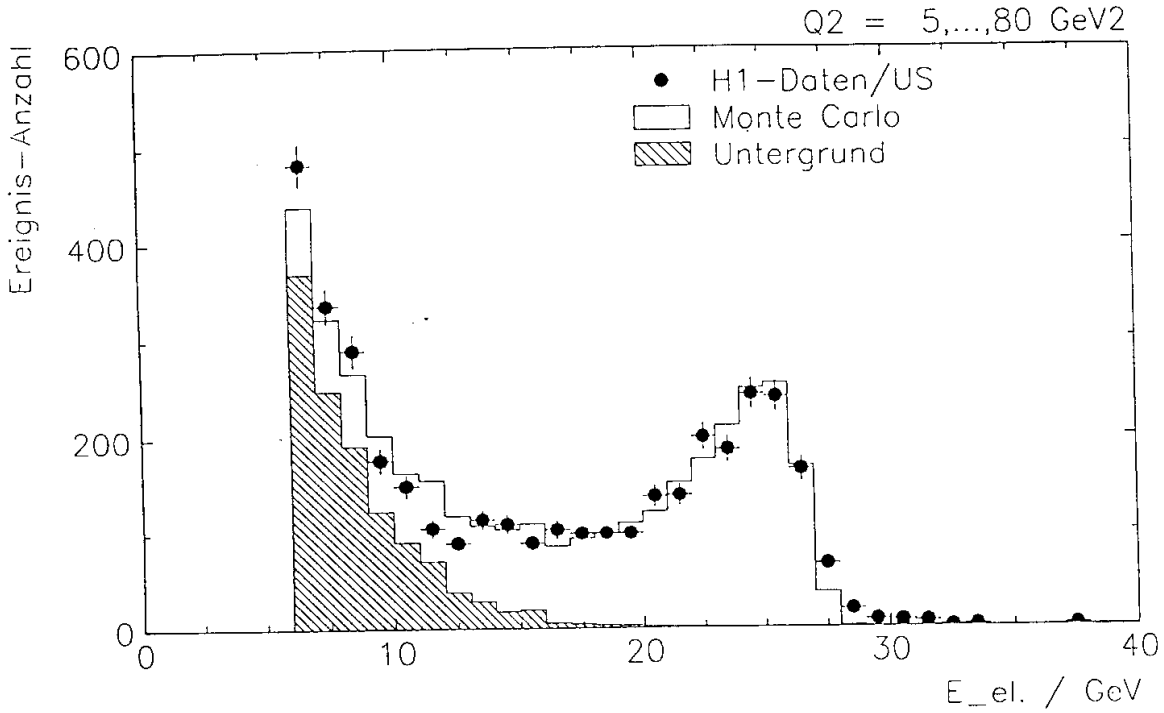

Abbildung 5.5: Energiespektrum der als Elektron identifizierten Teilchen in den selektierten Ereignissen, verglichen mit auf die Luminosität normierten Monte-Carlo-Ereignissen.

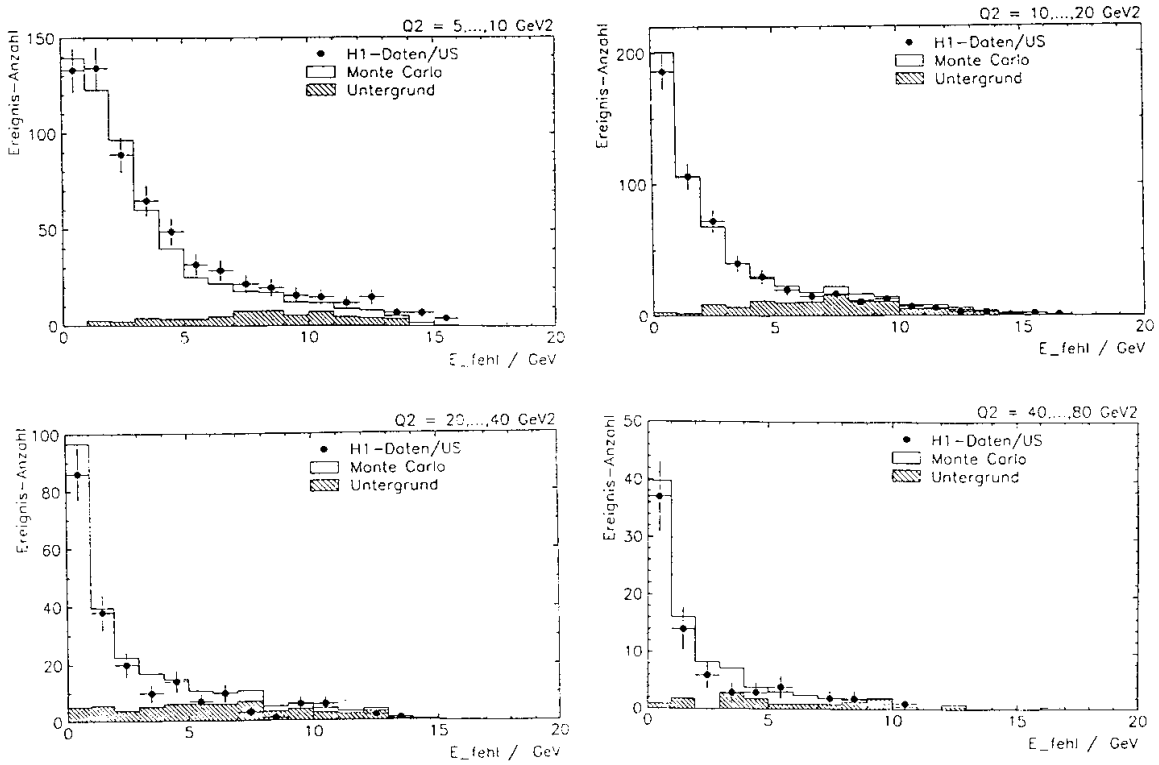

Abbildung 5.6: Fehlende Energie in verschiedenen Q^2-Intervallen.

Selektionskriterien	Ereignisanzahl
BEMC-Cluster mit Mindestenergie 4 GeV	
kein ToF-Veto	
korrigierte Cluster-Energie mindestens 6 GeV	
mindestens 1 BPC-Punkt in 15 cm Radius um Cluster-Zentrum	
Cluster-Zentrum außerhalb $\pm$ 14 cm in x oder y	6980
-50 cm $\leq z_{Vertex} \leq$ 50 cm	5035
5 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$ 80 GeV^2	3767
$E'_e \geq$ 10 GeV	2482
$E_{fehl} \leq$ 10 GeV für $Q^2 \leq$ 20 GeV^2	
$E_{fehl} \leq$ 5 GeV für $Q^2 >$ 20 GeV^2	2342

Tabelle 5.1: Kriterien zur Ereignisauswahl und Anzahl der jeweils verbleibenden Ereignisse.

5.3 Erzielung des Ergebnisses für F_2

In dieser Arbeit werden die Daten in Q^2 in vier Intervalle aufgeteilt von 5 bis 10, 10 bis 20, 20 bis 40 und 40 bis 80 GeV^2. In jedem dieser Intervalle wird eine Entfaltung nach der in Abschnitt 4.2 geschilderten Methode vorgenommen, wobei die Verteilungen von Q_e^2 und y_{comb} in Monte-Carlo-Ereignissen an die Daten angepaßt werden. Dabei wird in jedem Q^2-Intervall ein fester Wert von Q^2 festgelegt, an dem F_2 als Funktion von x in diesem Intervall bestimmt wird. Die angesprochenen Q^2-Werte liegen bei 60, 30, 15 und 8,5 GeV^2.

Nach den Entfaltungen werden die hier und im folgenden Abschnitt gezeigten Abbildungen erstellt, in denen die Monte-Carlo-Ereignisse mit den Daten verglichen werden. In diesen Abbildungen ist der Untergrund jeweils durch mit den Generatoren RAYVDM und PYTHIA erzeugte Ereignisse simuliert, die auf die Luminosität normiert sind. Für die Simulation der tiefinelastischen Streuereignisse wurde der Generator DJANGO 1.0 unter Benutzung der Strukturfunktions-Parametrisierung $MRSD-$ verwendet. Diese mit den drei Generatoren erzeugten Ereignisse werden in den Abbildungen zusammengefaßt und mit den Daten verglichen.

Der Wirkungsquerschnitt für Elektron-Proton-Wechselwirkungen ist laut Gleichung (1.5) proportional zu $1/Q^4$. Eine Verteilung der Ereignisse auf Q^2-Intervalle würde somit zu einer sehr ungleichmäßigen Füllung der Intervalle führen. Als Alternative bietet sich an, den Kehrwert von Q^2 zu verwenden. Durch die Kehrwertbildung wird eine gleichmäßigere Füllung der Intervalle erwartet. Diese Möglichkeit ist in der Abbildung 5.7 dargestellt. In dieser sind die einzelnen Q^2-Intervalle durch vertikale Linien markiert. Man erkennt eine ungefähr gleichmäßige Verteilung in einem relativ kleinen Bereich und einen Abfall in der Verteilung sowohl zur rechten als auch zur linken Seite.

Die Struktur in Abbildung 5.7 ist auf die Begrenzung des BEMC und den in Abschnitt 5.1 geschilderten Ausschluß eines Quadrats um das Strahlrohr zurückzuführen. Der Abfall in der Verteilung hin zu kleinen Q^2 (entsprechend großen Werten von $1/Q^2$) wird durch die Lücken entlang der x- und y-Achsen und den Ausschluß des Quadrats verursacht, vgl. Abb. 5.1. Kleine Q^2 bedingen geringe Auslenkungen des Elektrons, welches in das Innere des BEMC in der Nähe des Strahlrohrs gestreut wird. Viele dieser Teilchen fliegen

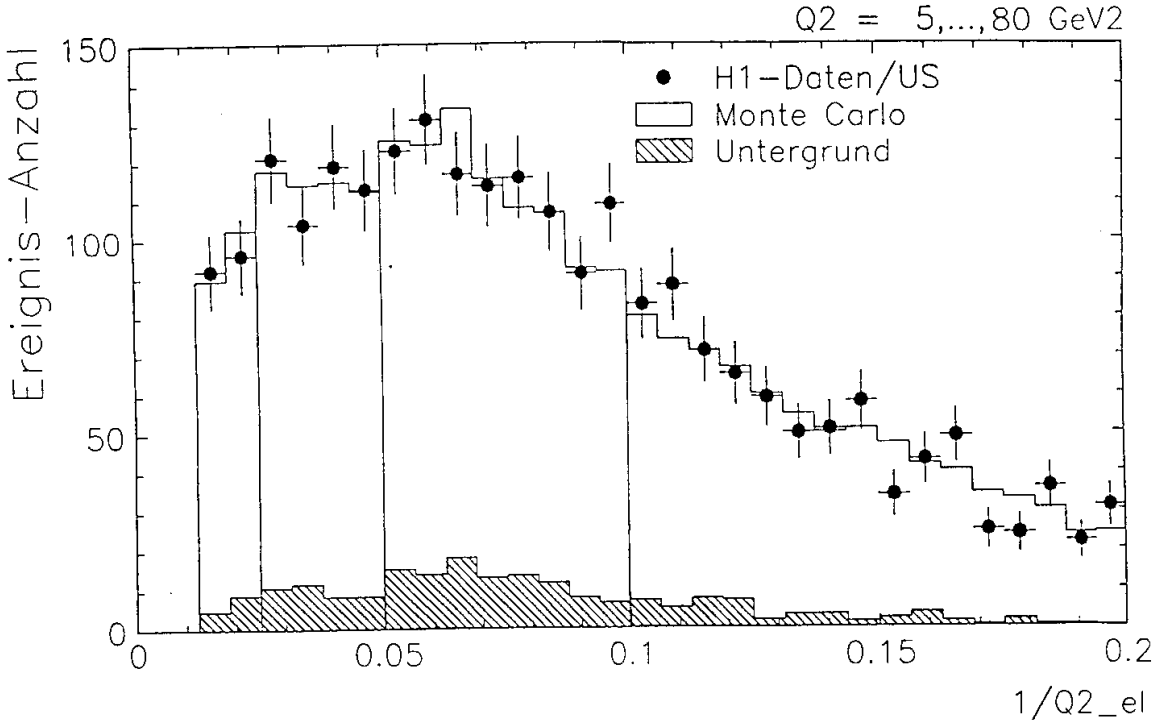

Abbildung 5.7: $1/Q_e^2$ für Ereignisse in den vier betrachteten Q^2-Intervallen.

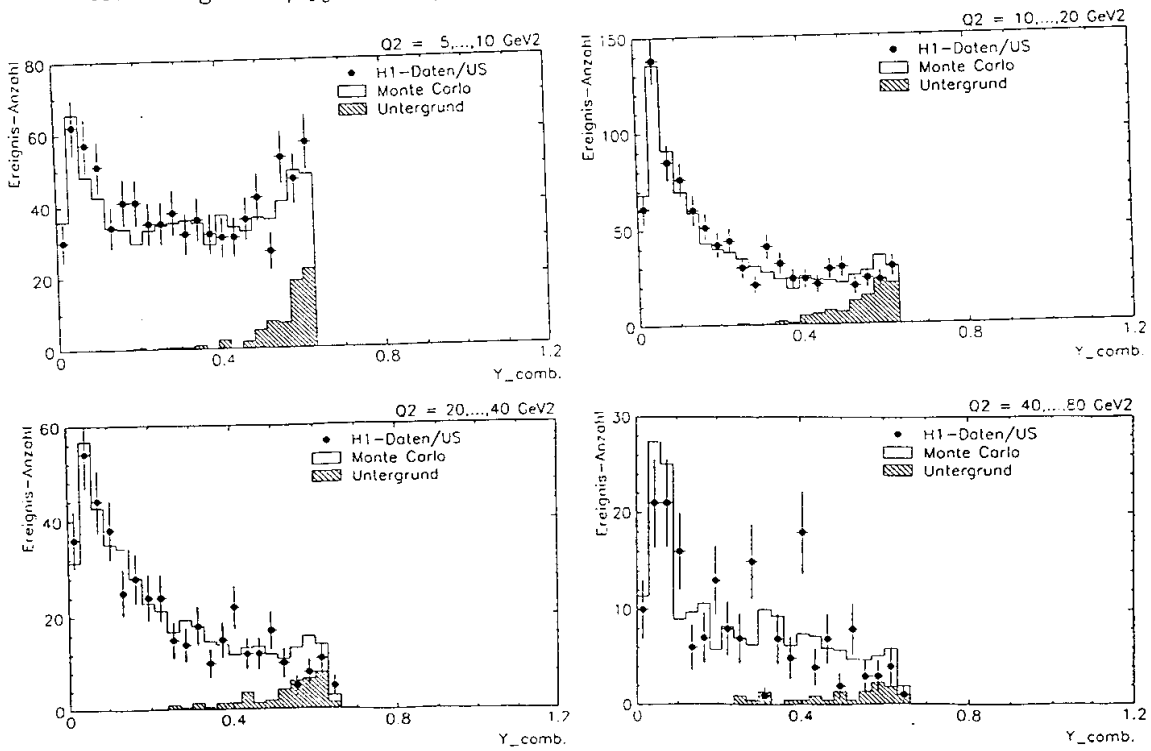

Abbildung 5.8: $y_{comb.}$ für Ereignisse in den betrachteten Q^2-Intervallen.

dann in Gebiete, in denen das BEMC eine Lücke hat oder die bei der Ereignisauswahl ausgeschlossen werden. Bei größeren Q^2 wird das Elektron in die äußeren Regionen des BEMC gestreut oder neben das BEMC. Der Abfall in der Verteilung hin zu größeren Q^2 wird somit durch den äußeren Rand des BEMC verursacht.

Abbildung 5.8 zeigt die Verteilung von y_{comb}. Man erkennt in den Abbildungen 5.7 und 5.8 die Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo-Ereignissen und Daten nach Anwendung des Entfaltungs-Programms.

5.4 Beschreibung der Daten durch Monte-Carlo-Simulationen

In diesem Abschnitt werden die Monte-Carlo-Ereignisse, jeweils nach Anwendung des Entfaltungs-Programms, bezüglich ausgewählter Meßgrößen mit den Daten verglichen. Dadurch wird die Korrektheit der Detektor-Simulation und der Beschreibung des Untergrunds überprüft.

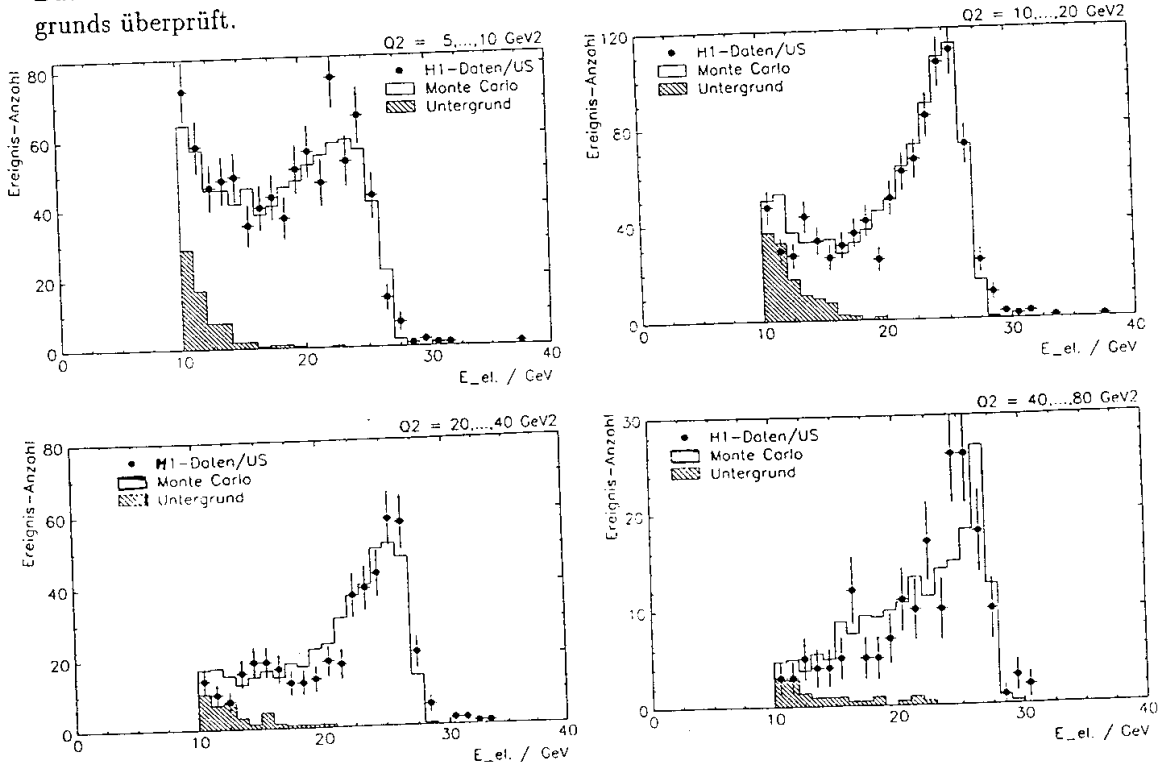

Abbildung 5.9: Energiespektrum der als Elektron identifizierten Teilchen in verschiedenen Q^2-Intervallen.

Als erstes wird die Beschreibung der Eigenschaften des gestreuten Elektrons betrachtet. In Abbildung 5.9 sind die Energiespektren der als Elektron identifizierten Teilchen in den vier betrachteten Q^2-Intervallen aufgetragen.

In Abbildung 5.10 ist die Verteilung des Polarwinkels θ_e der als Elektron identifizierten Teilchen wiedergegeben. Hier liegt ein wesentlicher Unterschied zwischen dieser Arbeit

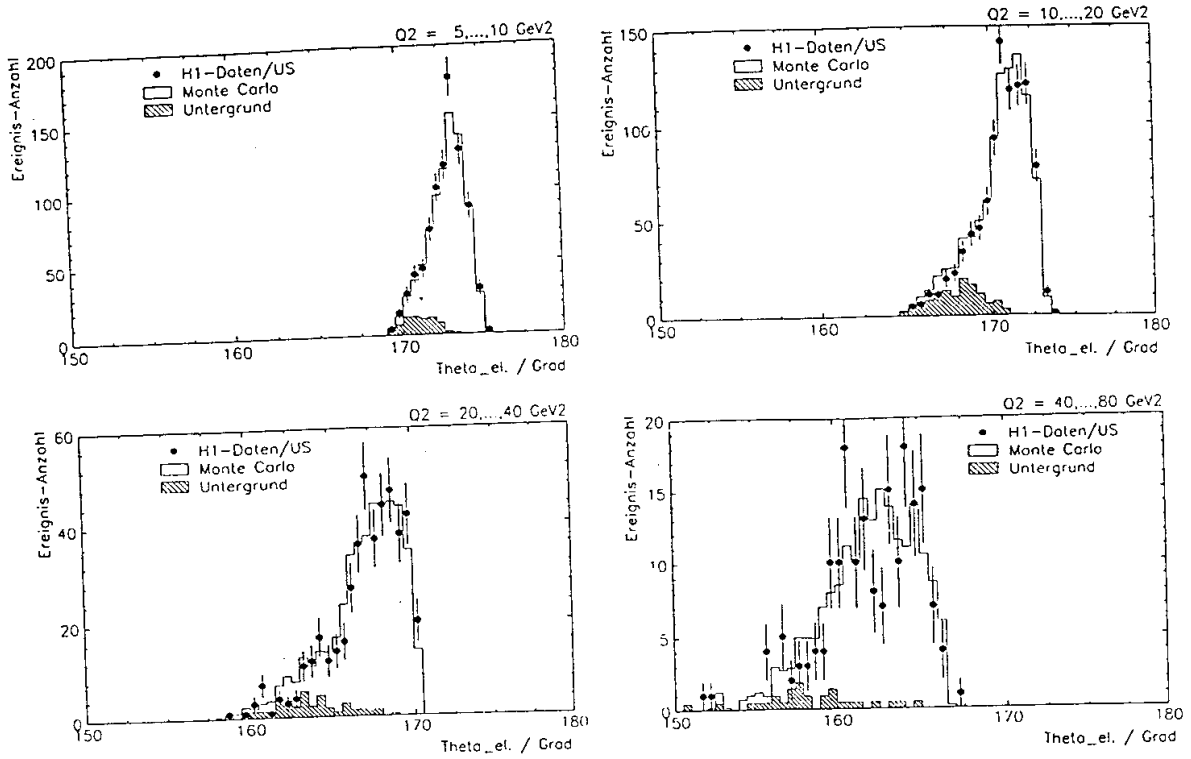

Abbildung 5.10: Verteilung des Polarwinkels θ_e in verschiedenen Q^2-Intervallen.

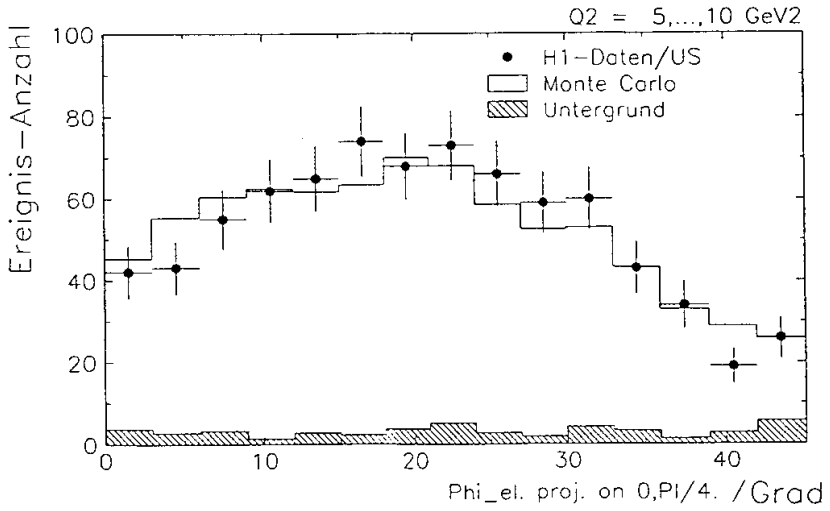

Abbildung 5.11: Verteilung des Winkels ϕ_e nach der Projektion auf einen halben Quadranten.

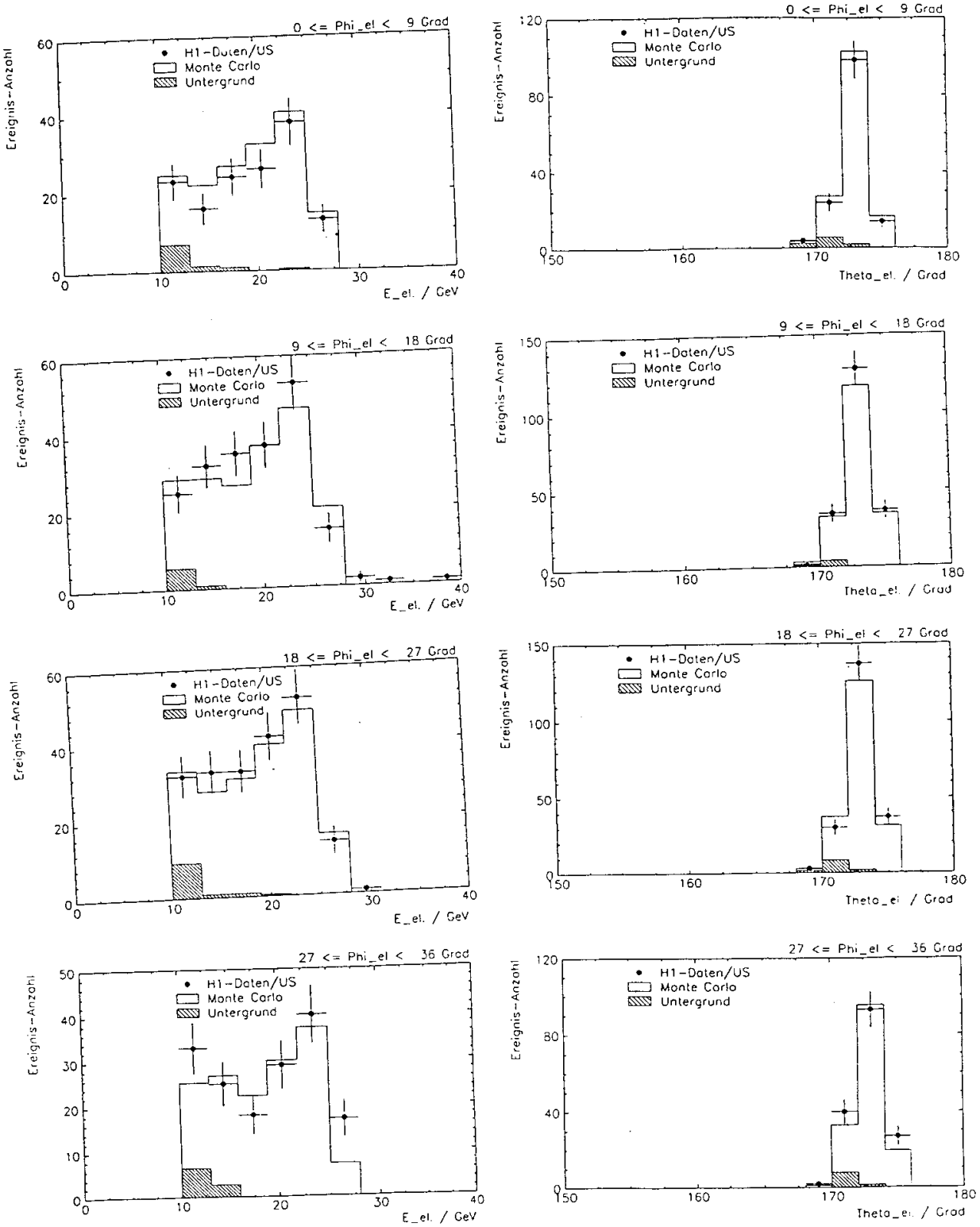

Abbildung 5.12: Energiespektren und Verteilungen des Polarwinkels θ_e der als Elektron identifizierten Teilchen in den verschiedenen ϕ-Intervallen.

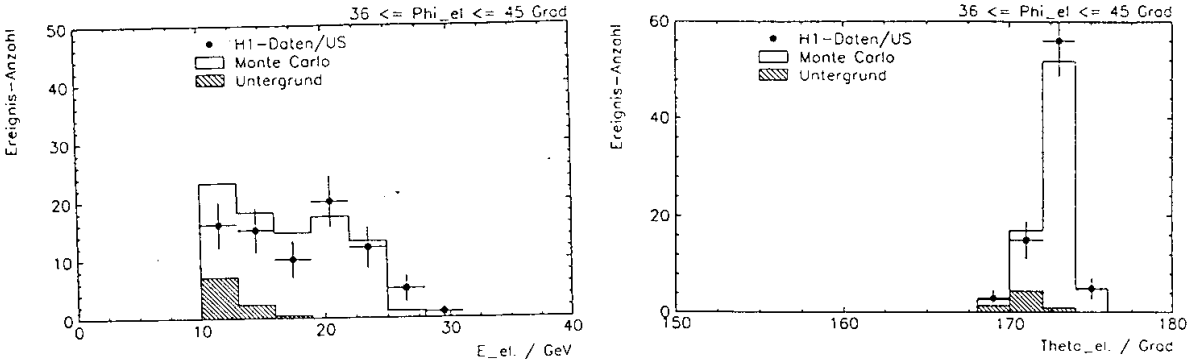

Abbildung 5.13: Energiespektren und Verteilungen des Polarwinkels θ_e der als Elektron identifizierten Teilchen in den verschiedenen ϕ-Intervallen (Fortsetzung).

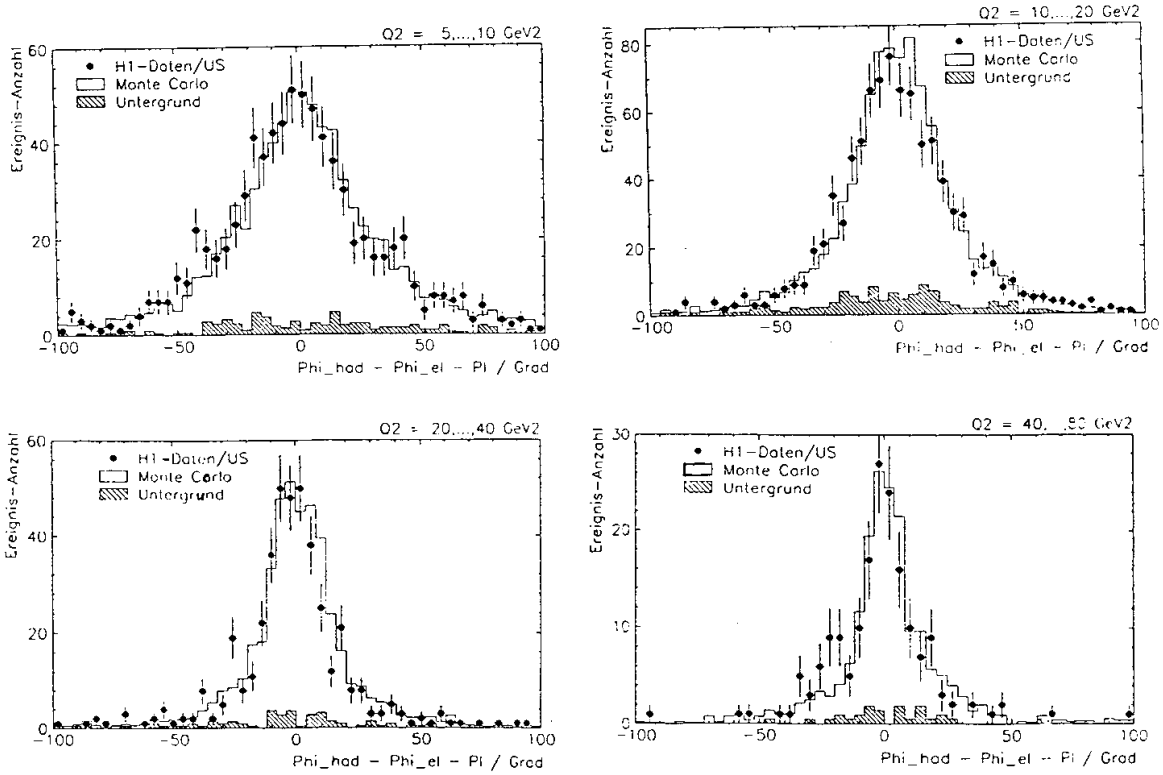

Abbildung 5.14: Differenz der Winkel ϕ der Impulse des Elektrons und der Hadronen minus π in verschiedenen Q^2-Intervallen.

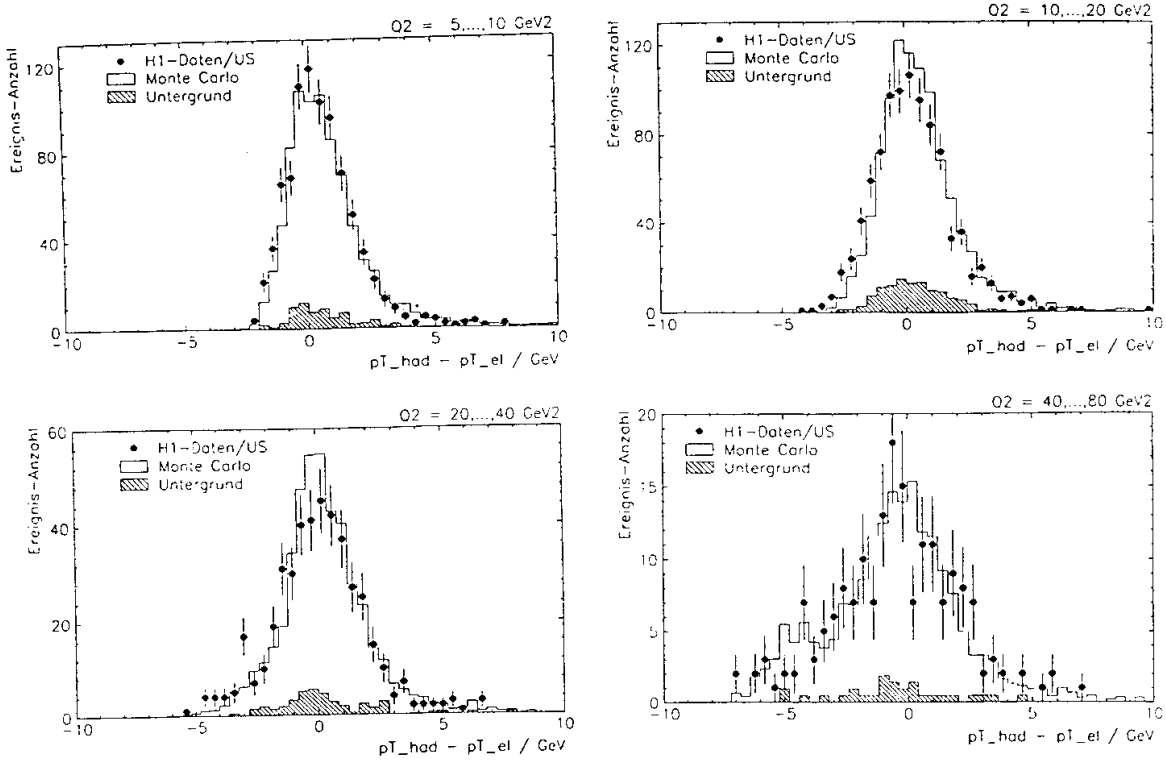

Abbildung 5.15: Differenz der Transversalimpulsbeträge des Elektrons und der Hadronen in verschiedenen Q^2-Intervallen.

und der H1-Veröffentlichung [2] zur Messung von F_2. Während in dieser Arbeit lediglich der geschilderte Ausschluß des Quadrats in der BEMC-Mitte angewandt wird, werden in der H1-Veröffentlichung noch weitere Ereignisse durch die Bedingung $\theta_e < 172,5°$ ausgeschlossen. Ein Schnitt in θ_e entspricht einem Schnitt in der Entfernung r des Cluster-Mittelpunkts vom Strahlrohr, der jedoch von der z-Koordinate des Streuvertex abhängt. Findet die Elektron-Proton-Kollision bei $z = 0$ statt, liegt der entsprechende Radius-Schnitt bei $r = 19,8$ cm. Für eine Wechselwirkung bei $z = 50$ cm liegt der Radius-Schnitt bei 26,3 cm, für $z = -50$ cm nur bei 13,2 cm, also innerhalb des sowieso schon ausgeschlossenen Bereichs (vgl. Abb. 5.1).

Der Unterschied zwischen beiden Arbeiten wirkt sich am stärksten bei kleinen Auslenkungen des Elektrons aus, d.h., im Q^2-Intervall von 5 bis 10 GeV^2, wie auch Abb. 5.10 zeigt. In diesem kritischen Q^2-Intervall wird zusätzlich die Verteilung des Winkels ϕ_e der als Elektron identifizierten Teilchen untersucht. Dadurch soll überprüft werden, ob auch in Ereignissen, bei denen das gestreuten Teilchen nah am Strahlrohr liegt, die Monte-Carlo-Ereignisse die Daten beschreiben.

Für diese Untersuchung werden die vier Quadranten des BEMC auf einen halben projiziert, indem zuerst drei Quadranten auf den vierten rotiert werden und anschließend in dem vierten Quadranten eine Spiegelung an der Achse $\phi = 45°$ vorgenommen wird. Die Verteilung des Winkels ϕ_e in diesem halben Quadranten ist in Abb. 5.11 wiedergegeben. Der Abfall in der Verteilung hin zu kleinen Werten von ϕ_e ist auf die Lücken im BEMC-

[2] ABT, I. et al. (1993b)

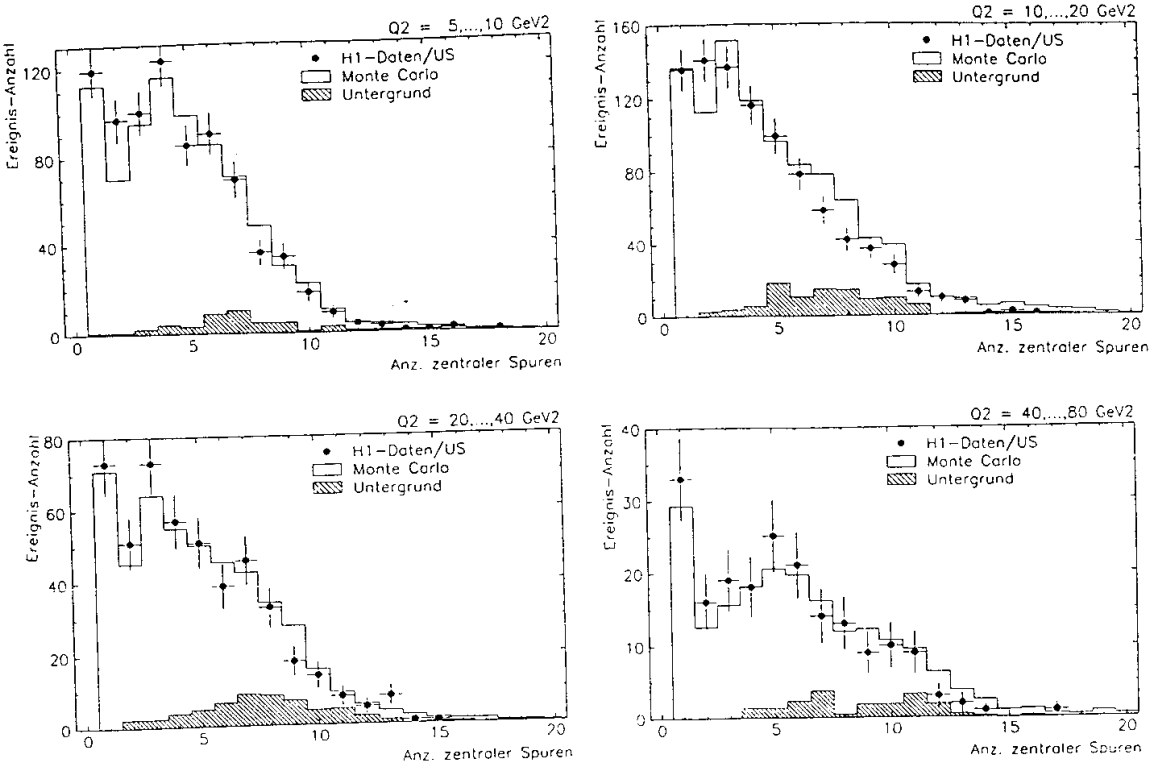

Abbildung 5.16: Anzahl der vom Vertex kommenden, mit dem zentralen Spurdetektor gemessenen Spuren in verschiedenen Q^2-Intervallen.

Inneren entlang der x- und y-Achse zurückzuführen. Der Abfall hin zu $\phi_e = 45°$ wird durch den Ausschluß des Quadrats verursacht. Dieser Ausschluß entspricht von $\phi = 0$ bis 45° einem Schnitt bei wachsenden Radien r vom Strahlrohr mit wachsendem ϕ. Dadurch werden mit wachsendem ϕ mehr Ereignisse pro Intervall in ϕ ausgeschlossen, zumal wegen des $\frac{1}{Q^4}$-Terms im Wirkungsquerschnitt die Elektronen vorzugsweise in die Nähe des Strahlrohrs gestreut werden.

Der halbe Quadrant wird bezüglich ϕ in 5 gleich große Teile eingeteilt, und in jedem dieser Teile werden in den Abbildungen 5.12 und 5.13 die Energie und der Winkel θ_e des als Elektron identifizierten Objekts in den Daten und Monte-Carlo-Ereignissen miteinander verglichen.

Bezüglich der untersuchten Eigenschaften des gestreuten Elektrons stellen die Monte-Carlo-Ereignisse eine hinreichend gute Beschreibung der Daten dar. Dies gilt insbesondere auch für das kleinste Q^2-Intervall, sodaß die Ausdehnung des in dieser Arbeit betrachteten Meßbereichs in θ_e gegenüber der H1-Veröffentlichung gerechtfertigt erscheint.

Als nächstes wird die Transversalimpulsbilanz zwischen einerseits dem Elektron und andererseits allen anderen produzierten Teilchen untersucht. Dazu werden die Impulse aller bei der Reaktion im Detektor nachgewiesenen Teilchen mit Ausnahme des Elektrons vektoriell aufaddiert. Der Summenvektor dieser Teilchen, die im folgenden summarisch als Hadronen bezeichnet werden, wird mit dem Impulsvektor des Elektrons verglichen. Die Vergleiche dieser beiden Vektoren, einerseits hinsichtlich ihrer Orientierung (Winkel ϕ), andererseits hinsichtlich ihrer Beträge, sind in den Abbildungen 5.14 und 5.15 dargestellt.

In Abbildung 5.16 ist die Anzahl der mit dem zentralen Spurdetektor gemessenen

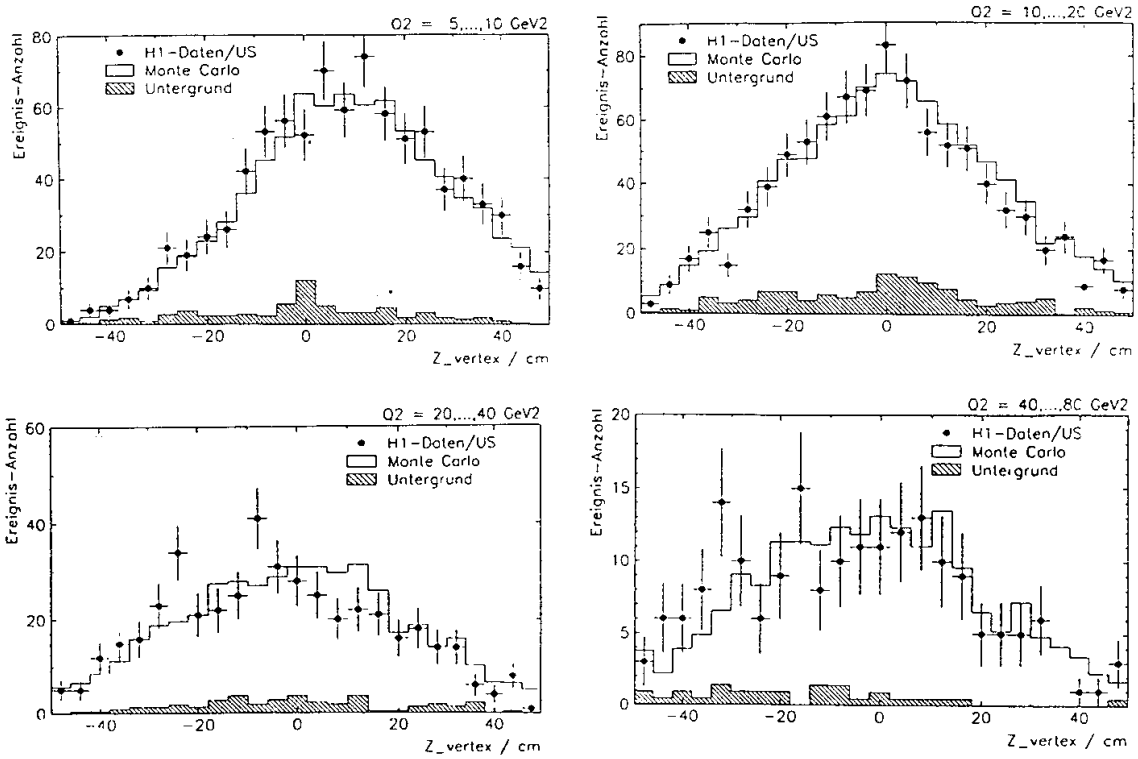

Abbildung 5.17: z-Koordinate des rekonstruierten Elektron-Proton-Vertex in verschiedenen Q^2-Intervallen.

Teilchenspuren aufgetragen, deren Ursprungspunkte auf einen gemeinsamen Punkt im Strahlrohr gefittet werden können. Mit Hilfe dieser Spuren wird die Lage des Vertex bestimmt, dessen z-Koordinate in Abbildung 5.17 histogrammiert ist.

Die z-Koordinate des Vertex ist insbesondere im Q^2-Intervall von 5 bis 10 GeV^2 asymmetrisch verteilt, was wiederum auf die Lücken im BEMC-Inneren und den Ausschluß des Quadrats in der BEMC-Mitte zurückzuführen ist. Kleine Werte von Q^2 bedingen nach Gleichung (1.1) große Werte von θ_e, sodaß das Elektron nur wenig vom Strahlrohr ausgelenkt wird. Dieses fliegt dann bei Ereignissen, deren Vertex in z-Richtung nicht weit genug vom BEMC entfernt ist, in die Lücken oder den ausgeschlossenen Bereich.

Während in den bisher in diesem Abschnitt diskutierten Abbildungen eine relativ gute Übereinstimmung der Monte-Carlo-Ereignisse mit den Daten deutlich wird, zeigt Abbildung 5.18 einen Effekt in den Daten, der bei der Ereignis-Simulation nicht berücksichtigt wurde. Diese Abbildung zeigt die zeitliche Verteilung der Signale im H1-ToF-System während einer typischen Periode der Datennahme. Die Abbildung stammt aus einem Vortrag, den M. KLEIN am 11.5.1993 vor der "ELAN"-Untergruppe der H1-Kollaboration gehalten hat. Links sieht man das Signal der Protonen, rechts das der Elektronen. Aus dieser zeitlichen Verteilung der Signale erkennt man, daß die Elektronen nicht in einem einzigen Paket gebündelt sind, sondern daß sie auf ein großes Hauptpaket und ein unmittelbar darauf folgendes "Nebenpaket" verteilt sind.

Die Elektronen aus dem Nebenpaket führen zu Wechselwirkungen, deren Vertizes nicht um den nominellen Vertex in der Mitte des zentralen Spurdetektors verteilt sind, sondern um ca. 120 cm in positive z-Richtung verschoben sind. Aufgrund des verschobenen Vertex

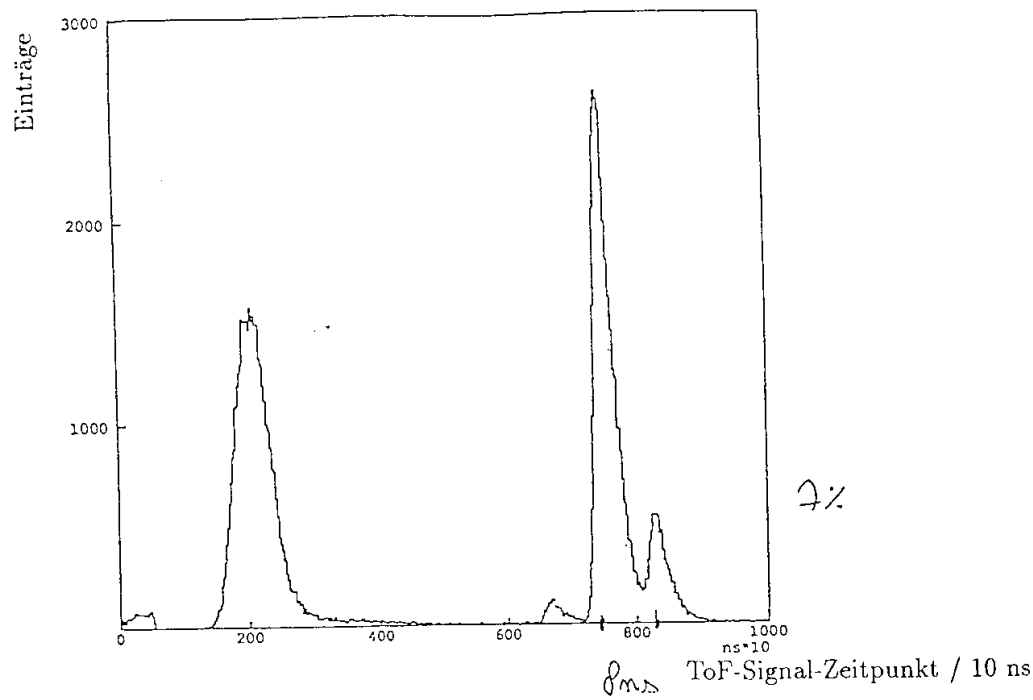

Abbildung 5.18: Zeitliche Verteilung der Signale im H1-ToF-System.

erfüllen die durch das Elektron-Nebenpaket erzeugten Ereignisse nicht die in dieser Arbeit geforderten Selektionskriterien, tragen aber zur Luminositäts-Messung mit bei. Diese Korrektur der Luminosität beträgt 7 %.

5.5 Systematische Fehler der F_2-Messung

Die Messung der Strukturfunktion F_2 unterliegt mehreren systematischen Fehlern, deren Größe in Prozent in Tabelle 5.2 angegeben ist.

Die einzelnen in der Tabelle aufgeführten Fehler haben folgende Ursachen:

- Die hadronische Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters ist nur auf $\pm 7\%$ genau bekannt. Der dadurch verursachte Fehler wird als σ_{LAr} bezeichnet.
- Die Energieskala des BEMC ist nur auf $\pm 2\%$ genau bekannt. Der dadurch verursachte Fehler wird als σ_{BEMC} bezeichnet.
- Die Messung des Elektron-Polarwinkels θ_e hat eine Unsicherheit von ± 5 mrad, die den mit σ_{θ_e} bezeichneten Fehler verursacht.

Die gemessenen Werte (Energien der Hadronen, E'_e, θ_e) werden in den Daten um die angegebenen Unsicherheiten variiert und mit den veränderten Daten neue Entfaltungen durchgeführt. Die damit erhaltenen Werte von F_2 werden an jedem $x - Q^2$-Punkt in der Tabelle mit den ursprünglichen Werten verglichen und dadurch die Größe der jeweiligen systematischen Fehler ermittelt.

Nicht in der Tabelle enthalten sind globale Fehler von 7 % durch die Messung der Luminosität und von 4 ± 3 % durch das ToF-Veto, das manchmal auch in tiefinelastischen

$Q^2[GeV^2]$	x	$\sigma_{LAr}[\%]$	$\sigma_{BEMC}[\%]$	$\sigma_{\theta_e}[\%]$
8,5	$1,00 \cdot 10^{-4}$	0	4	3
	$3,16 \cdot 10^{-4}$	2	6	4
	$1,00 \cdot 10^{-3}$	4	3	2
	$3,16 \cdot 10^{-3}$	3	2	2
15	$3,16 \cdot 10^{-4}$	2	4	2
	$1;00 \cdot 10^{-3}$	2	2	3
	$3,16 \cdot 10^{-3}$	5	3	4
	$1,00 \cdot 10^{-2}$	4	2	3
30	$3,16 \cdot 10^{-4}$	2	6	4
	$1,00 \cdot 10^{-3}$	1	4	3
	$3,16 \cdot 10^{-3}$	3	3	2
	$1,00 \cdot 10^{-2}$	5	4	3
60	$1,00 \cdot 10^{-3}$	1	6	4
	$3,16 \cdot 10^{-3}$	3	5	5
	$1,00 \cdot 10^{-2}$	6	8	7

Tabelle 5.2: Systematische Fehler in der Messung von F_2.

Streuereignissen ein Veto-Signal liefert [3]. Diese ergeben zusammen eine Unsicherheit von 8 % in der Normierung der Monte-Carlo-Ereignisse auf die Daten. Hinzu kommt außerdem ein Fehler von 5 % durch eine Unsicherheit in der Abschätzung des Photoproduktions-Untergrunds. Die einzelnen Fehler werden quadratisch addiert und ergeben so den im nächsten Abschnitt in Tabelle 5.3 angegebenen systematischen Gesamtfehler von F_2.

[3] ABT, I. et al. (1993b)

5.6 Die Strukturfunktion F_2 bei kleinem x

In Tabelle 5.3 ist das in dieser Arbeit erzielte Ergebnis für F_2 aufgeführt. In Spalte 1 ist der Wert von Q^2 angegeben, bei dem jeweils F_2 als Funktion von x in den Q^2-Intervallen berechnet wurde.

$Q^2[GeV^2]$	x	F_2	$\sigma_{stat.}$	$\sigma_{syst.}$
8,5	$1,00 \cdot 10^{-4}$	$1,83 \pm 0,28$	0,19	0,20
	$3,16 \cdot 10^{-4}$	$1,06 \pm 0,15$	0,07	0,13
	$1,00 \cdot 10^{-3}$	$0,78 \pm 0,13$	0,10	0,09
	$3,16 \cdot 10^{-3}$	$0,58 \pm 0,08$	0,06	0,06
15	$3,16 \cdot 10^{-4}$	$1,20 \pm 0,18$	0,13	0,13
	$1,00 \cdot 10^{-3}$	$1,01 \pm 0,12$	0,07	0,10
	$3,16 \cdot 10^{-3}$	$0,91 \pm 0,14$	0,08	0,11
	$1,00 \cdot 10^{-2}$	$0,65 \pm 0,08$	0,04	0,07
30	$3,16 \cdot 10^{-4}$	$1,35 \pm 0,40$	0,37	0,16
	$1,00 \cdot 10^{-3}$	$1,31 \pm 0,23$	0,18	0,14
	$3,16 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \pm 0,17$	0,13	0,11
	$1,00 \cdot 10^{-2}$	$0,65 \pm 0,11$	0,08	0,08
60	$1,00 \cdot 10^{-3}$	$1,64 \pm 0,28$	0,21	0,19
	$3,16 \cdot 10^{-3}$	$1,13 \pm 0,22$	0,17	0,14
	$1,00 \cdot 10^{-2}$	$0,60 \pm 0,17$	0,15	0,09

Tabelle 5.3: Die Strukturfunktion F_2 mit statistischem ($\sigma_{stat.}$) und systematischem ($\sigma_{syst.}$) Fehler.

Der in der Tabelle angegebene Gesamtfehler von F_2 ergibt sich durch quadratische Addition des statistischen Fehlers und des systematischen Gesamtfehlers.

Abbildung 5.19 zeigt das Ergebnis für F_2 als Funktion von x bei festen Q^2-Werten im Vergleich mit den in Abschnitt 1.1 beschriebenen Parametrisierungen $MRSD_0$ und $MRSD-$. In der Abbildung sind auch die in Abschnitt 1.1 referierten Daten von NMC und BCDMS eingetragen.

In Abbildung 5.20 ist das Ergebnis für F_2 als Funktion von $\ln(Q^2/GeV^2)$ bei festen Werten von x wiedergegeben. Die Punkte liegen für jeden x-Wert annähernd auf einer Geraden. Mittels linearer Regression wurden die Werte der Ableitung $\partial F_2/\partial \ln Q^2$ an den x-Punkten ermittelt; diese Werte sind in Tabelle 6.1 aufgeführt und die resultierenden Geraden-Approximationen für F_2 als Funktion von $\ln Q^2$ in der Abbildung graphisch dargestellt.

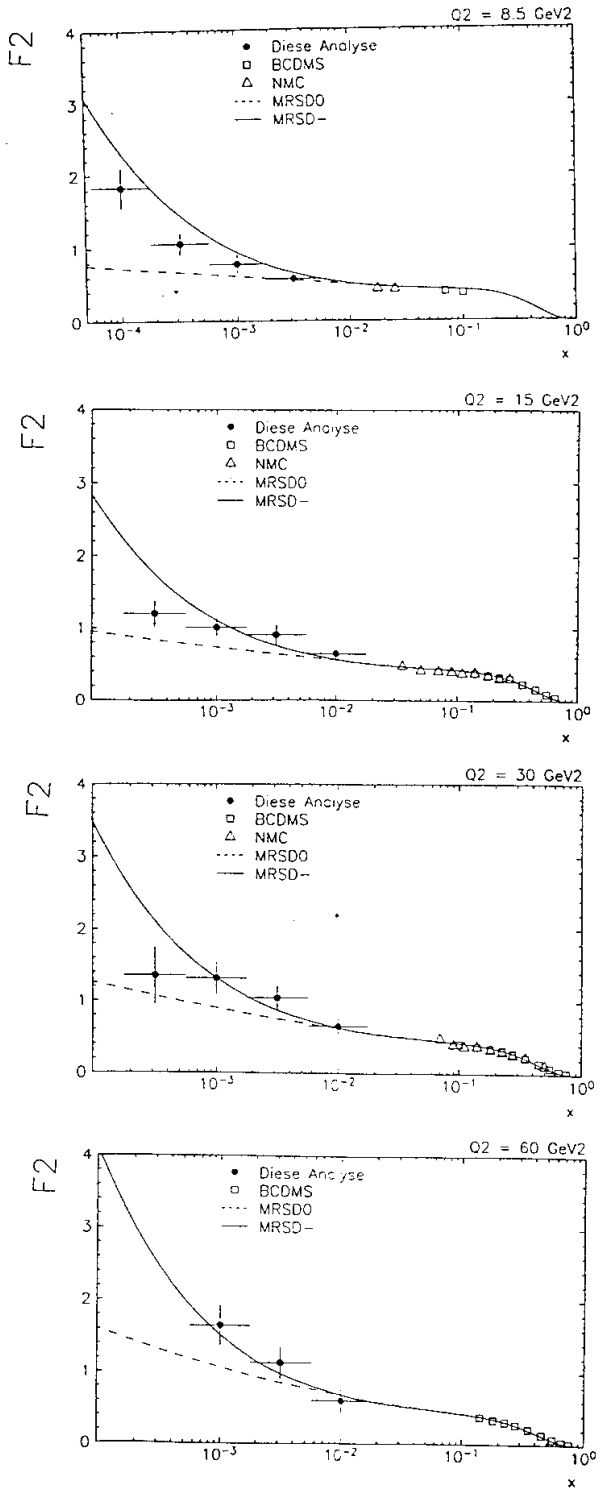

Abbildung 5.19: Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, verglichen mit den in dieser Arbeit benutzten Parametrisierungen und mit Daten anderer Experimente bei höherem x.

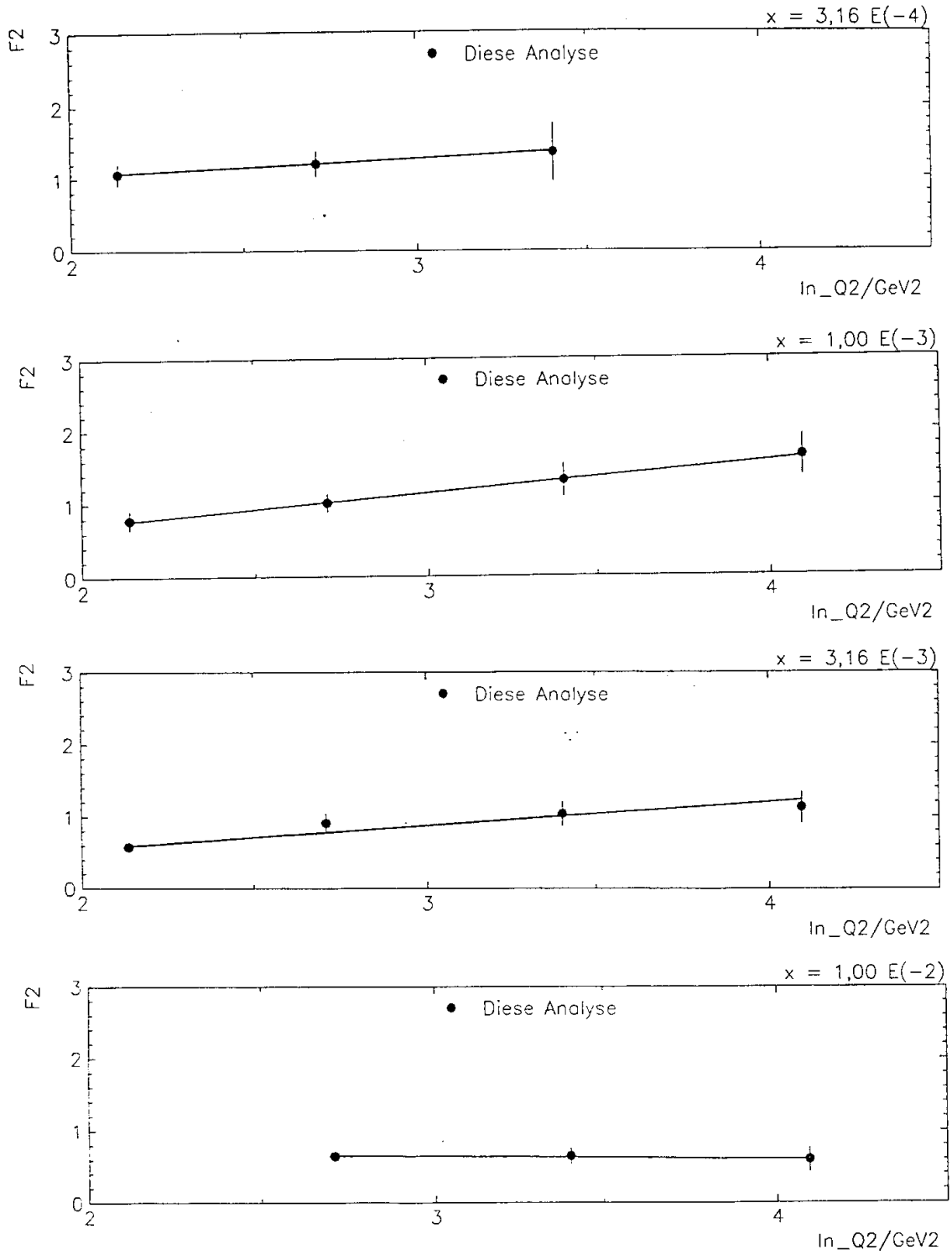

Abbildung 5.20: Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von $\ln(Q^2/GeV^2)$ für vier feste Werte von x.

Kapitel 6

Diskussion der Ergebnisse

Die bisherigen Messungen von F_2, z.B. von NMC und BCDMS, wurden mit Teilchenstrahlen vorgenommen, die auf ein fest installiertes Ziel geschossen wurden. In Abbildung 5.19 ist zu erkennen, wie durch den Speicherring HERA der für eine Messung von F_2 zugängliche Bereich um zwei Größenordnungen in x nach unten erweitert wird. Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse schließen bei kleinen Q^2 stetig an die früheren Messungen von NMC und BCDMS an.

Die Strukturfunktion F_2 steigt zu kleinen x hin an. Eine nicht-singuläre Gluondichte, wie etwa in der Parametrisierung $MRSD_0$ angenommen, wird durch diese Messung nicht favorisiert, ein Beweis für Shadowing-Effekte ist aus den Daten nicht abzuleiten.

Abbildung 6.1 zeigt den Vergleich des Resultats dieser Arbeit mit der Veröffentlichung der H1-Kollaboration[1]. Im Rahmen der Fehler sind die Ergebnisse kompatibel. In dieser Arbeit wird ein größerer Bereich in x erfaßt als im H1-Papier.

Der Unterschied zwischen beiden Analysen wird am deutlichsten im kleinsten Q^2-Intervall $Q^2 = 8,5$ GeV^2. Durch die Erweiterung des Meßbereichs in θ_e wird in dieser Arbeit eine Messung bei kleineren x möglich als in der H1-Veröffentlichung. In der H1-Veröffentlichung wird bei $Q^2 = 8,5$ GeV^2 y lediglich mittels y_e gemessen, wodurch der Bereich kleiner y ausgeschlossen wird. In dieser Arbeit wird die in Abschnitt 3 erläuterte Kombination aus y_e und y_{JB} verwendet, die auch kleine y mit einschließt. Dadurch wird es möglich, den Meßbereich hier nicht nur zu kleineren, sondern auch zu größeren x, entsprechend kleineren y, hin zu erweitern.

In den anderen Q^2-Intervallen sind die Unterschiede nicht so stark ausgeprägt. Generell sind die auftretenden Meßfehler in dieser Arbeit kleiner als in dem H1-Papier. Dies liegt einerseits daran, daß in dieser Arbeit breitere Intervalle in x verwendet werden als in dem H1-Papier, wodurch der statistische Fehler kleiner wird. Darüberhinaus sind in dieser Arbeit auch die systematischen Fehler im Mittel kleiner. Hier wirkt sich die gewählte Kombination aus y_e und y_{JB} aus, wodurch y jeweils mit der Methode gemessen wird, die den kleinsten Fehler bedingt.

Bei der von der H1-Kollaboration gewählten Methode zur Korrektur der Meßdaten (vgl. Abschnitt 4.1) ergibt sich eine Abhängigkeit der berechneten Detektorakzeptanz von der Form der Strukturfunktion, die bei der Generation der verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse benutzt wurde. Diese Abhängigkeit führt zu einem weiteren systematischen Fehler [2]. In dieser Arbeit wird die Methode der regularisierten Entfaltung verwendet,

[1] ABT, I. et al. (1993b)
[2] ebd.

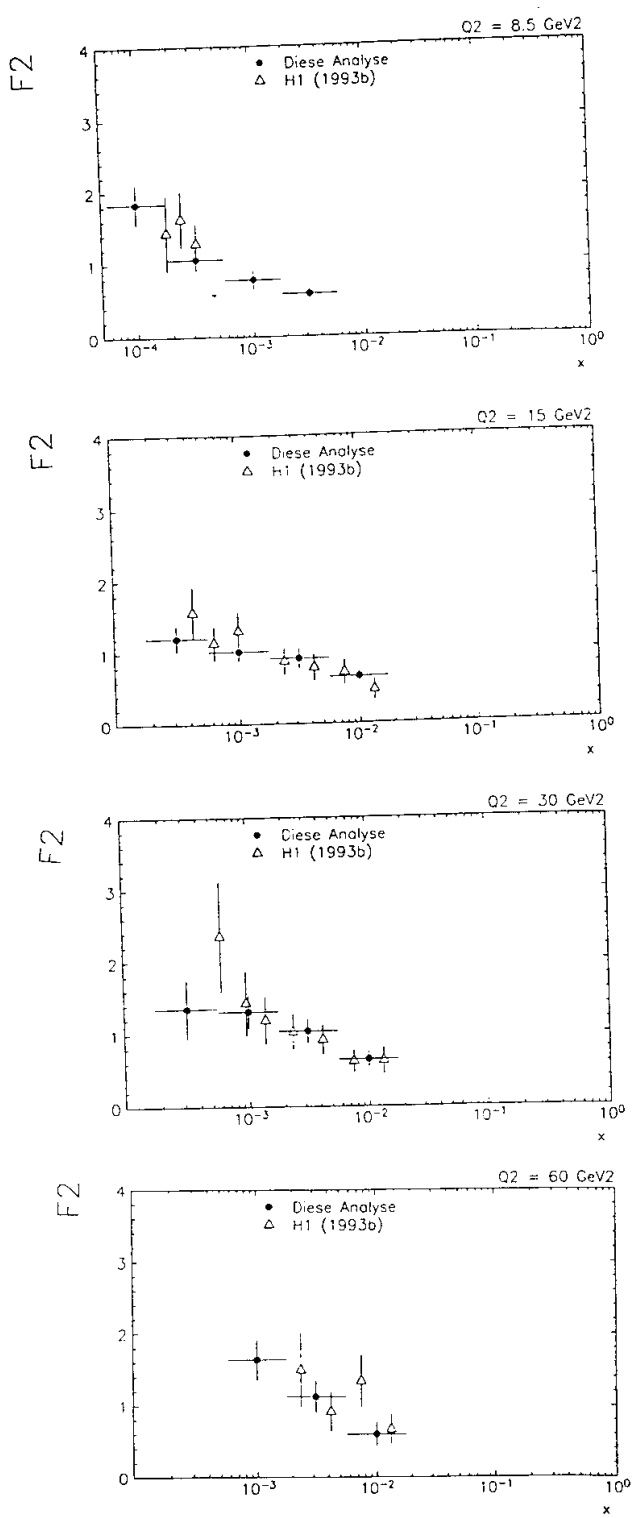

Abbildung 6.1: Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, verglichen mit der Veröffentlichung der H1-Kollaboration.

die von der bei der Monte-Carlo-Generation benutzten Strukturfunktion unabhängig ist (vgl. Abschnitt 4.2). Dies ist hier ein weiterer Beitrag zur Reduktion des systematischen Fehlers.

In den Abbildungen 6.2 und 6.3 wird das Resultat dieser Arbeit mit der Veröffentlichung der ZEUS-Kollaboration [3] und der Dissertation von N. WULFF [4] verglichen. Die beiden angegebenen Arbeiten enthalten keine Messung von F_2 im Q^2-Intervall $Q^2 = 8,5$ GeV^2. Im Rahmen der Fehler sind auch die Resultate dieser beiden Arbeiten mit denen der hier vorliegenden Arbeit kompatibel.

Die Veröffentlichung der ZEUS-Kollaboration beruht auf einer integrierten Luminosität von 24,7 nb^{-1}, die Daten wurden mit der Doppelwinkel-Methode analysiert (vgl. Abschnitt 3). N. WULFF verwendete in seiner Dissertation die gleichen Daten, die auch in dieser Arbeit benutzt wurden und analysierte die Daten mit der Bassler-Bernardi-Methode (vgl. ebenfalls Abschnitt 3). Bezüglich der statistischen und systematischen Fehler gilt für den Vergleich dieser Arbeit mit der von N. WULFF das gleiche wie für den Vergleich mit der H1-Veröffentlichung.

Abbildung 5.20 zeigt die bekannte Verletzung des "Scaling"-Verhaltens der Strukturfunktion F_2. Abbildung 6.4 zeigt die in Tabelle 6.1 aufgeführten Werte der Ableitung $\partial F_2/\partial \ln Q^2$ an festen Werten von x, verglichen mit der Veröffentlichung der H1-Kollaboration [5]. Im Rahmen der Fehler sind die Ergebnisse auch in dieser Darstellung kompatibel. Für die Größe der Fehler gilt das schon oben Gesagte.

x	$\partial F_2/\partial \ln Q^2$
$3,16 \cdot 10^{-4}$	$0,23 \pm 0,29$
$1,00 \cdot 10^{-3}$	$0,43 \pm 0,14$
$3,16 \cdot 10^{-3}$	$0,32 \pm 0,10$
$1,00 \cdot 10^{-2}$	$-0,03 \pm 0,12$

Tabelle 6.1: Die Ableitung $\partial F_2/\partial \ln Q^2$ an vier festen x-Werten.

[3] DERRICK, M. et al. (1993)
[4] WULFF, N. (1994)
[5] ABT, I. et al. (1993c)

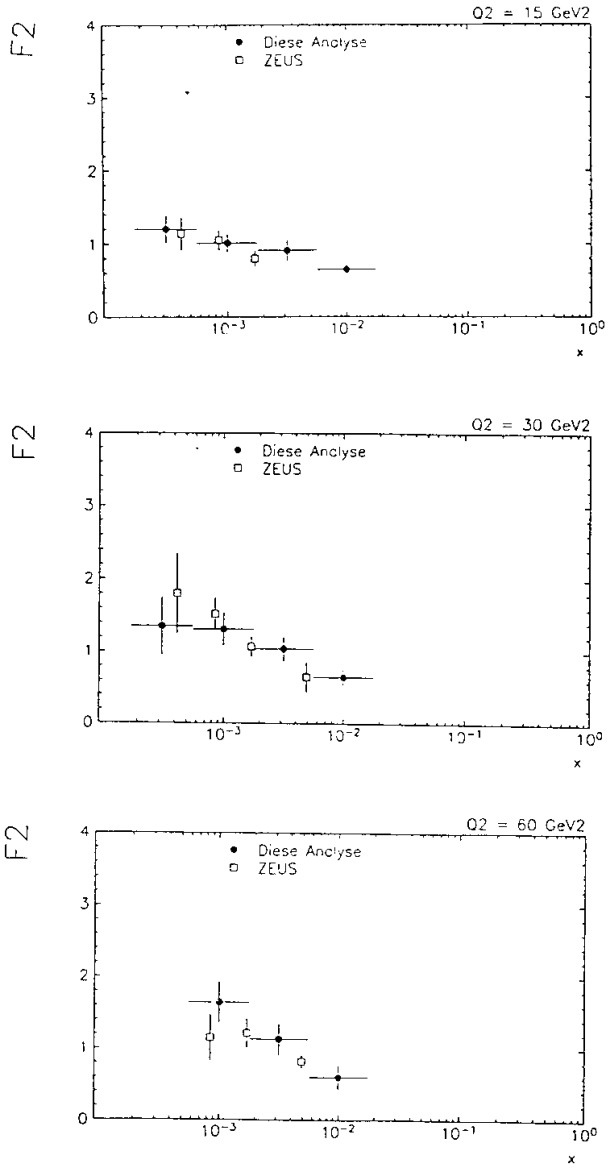

Abbildung 6.2: Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, verglichen mit der Veröffentlichung der ZEUS-Kollaboration.

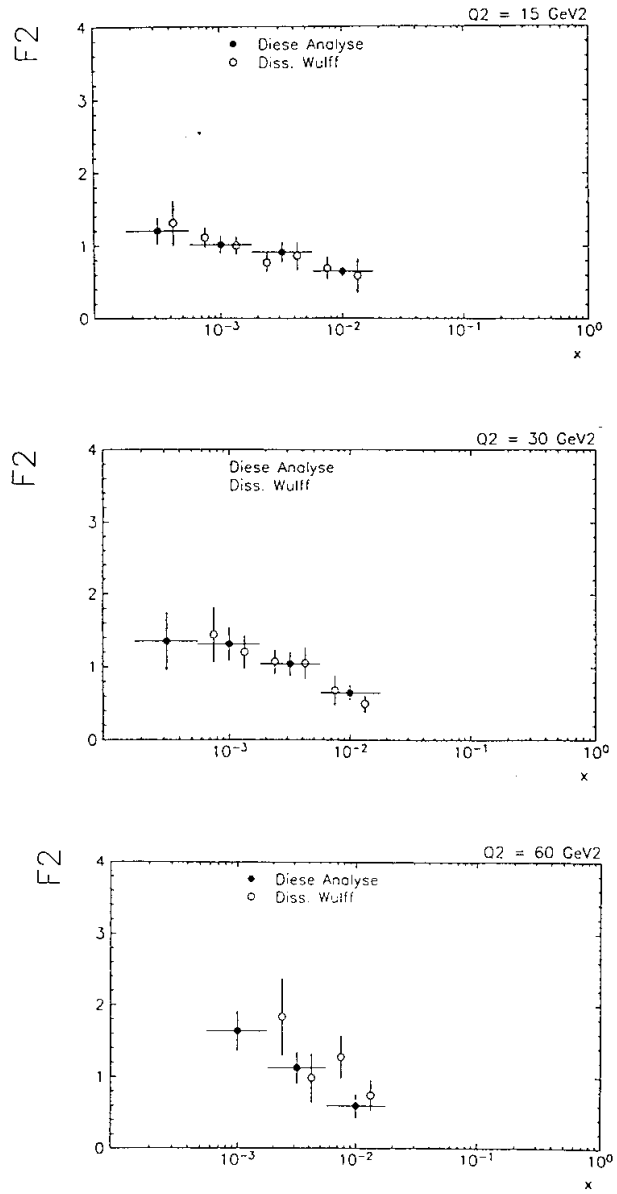

Abbildung 6.3: Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, verglichen mit der Dissertation von N. WULFF.

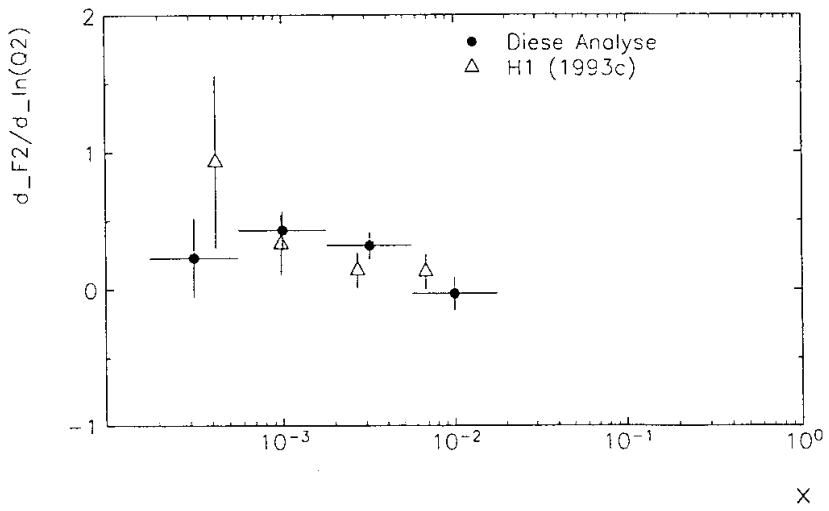

Abbildung 6.4: Die Ableitung $\partial F_2/\partial \ln Q^2$ an festen Werten von x, verglichen mit der Veröffentlichung der H1-Kollaboration.

Kapitel 7

Ausblick auf die Daten des Jahres 1993

Im Jahr 1993 nahm die H1-Kollaboration Daten mit einer integrierten Luminosität von 271 nb^{-1}. Die daraus abgeleiteten, auf einer vorläufigen Analyse beruhenden Ergebnisse wurden auf der 27. internationalen Konferenz über Hochenergiephysik in Glasgow vorgestellt [1]. Die präsentierten Messungen erstrecken sich über einen Q^2-Bereich von 4,5 $Gev^2 < Q^2 < 1600$ Gev^2, sind also gegenüber dieser Arbeit insbesondere zu großen Q^2 hin erweitert. Die auf der Konferenz gezeigten Daten sind in Abbildung 7.1 wiedergegeben. In dem in dieser Arbeit untersuchten Bereich sind die Messungen des Jahres 1993 mit dem Resultat dieser Arbeit und der H1-Veröffentlichung der '92er Daten [2] kompatibel.

Außerdem wurden im Jahr 1993 Daten mit einem in positive z-Richtung verschobenen Elektron-Proton-Vertex genommen [3]. Die Daten mit verschobenem Vertex entsprechen einer integrierten Luminosität von 2 nb^{-1}. Das Ziel der Datennahme mit einem verschobenen Vertex ist eine Erweiterung des Meßbereichs bei H1 zu kleineren x und kleineren Q^2. Verglichen mit dieser Arbeit wurde der Meßbereich zu kleineren Q^2 hin erweitert, bis hinunter zu 4,5 GeV^2. Der kleinste x-Wert, der mit verschobenem Vertex erreicht wurde, liegt bei $x = 2 \cdot 10^{-4}$. In Abbildung 7.2 sind an zwei Q^2-Werten die Ergebnisse für F_2 dieser Arbeit, der H1-Veröffentlichung der '92er Daten und der Analyse der Daten mit verschobenem Vertex dargestellt.

Das Ziel einer Erweiterung des Meßbereichs bei H1 zu kleineren x mittels des verschobenen Vertex wurde im Jahr 1993 noch nicht erreicht. Bei $Q^2 = 8,5$ GeV^2 wird der Meßbereich durch die Daten mit verschobenem Vertex gegenüber der '92er Veröffentlichung zu größeren x hin erweitert, jedoch nicht so weit wie in der vorliegenden Arbeit. Im Rahmen der Fehler sind alle drei Messungen kompatibel. Die vorliegende Arbeit umfaßt den größten Meßbereich in x, sowohl nach unten als nach oben, verglichen mit allen bisherigen Veröffentlichungen am HERA-Ring genommener Daten im hier betrachteten Q^2-Bereich.

[1] RÄDEL, G. (1994) und BRISSON, V. (1994)
[2] ABT, I. et al. (1993b)
[3] DE ROECK, A., KLEIN, M., RÄDEL, G. and STÖSSLEIN, U. (1994)

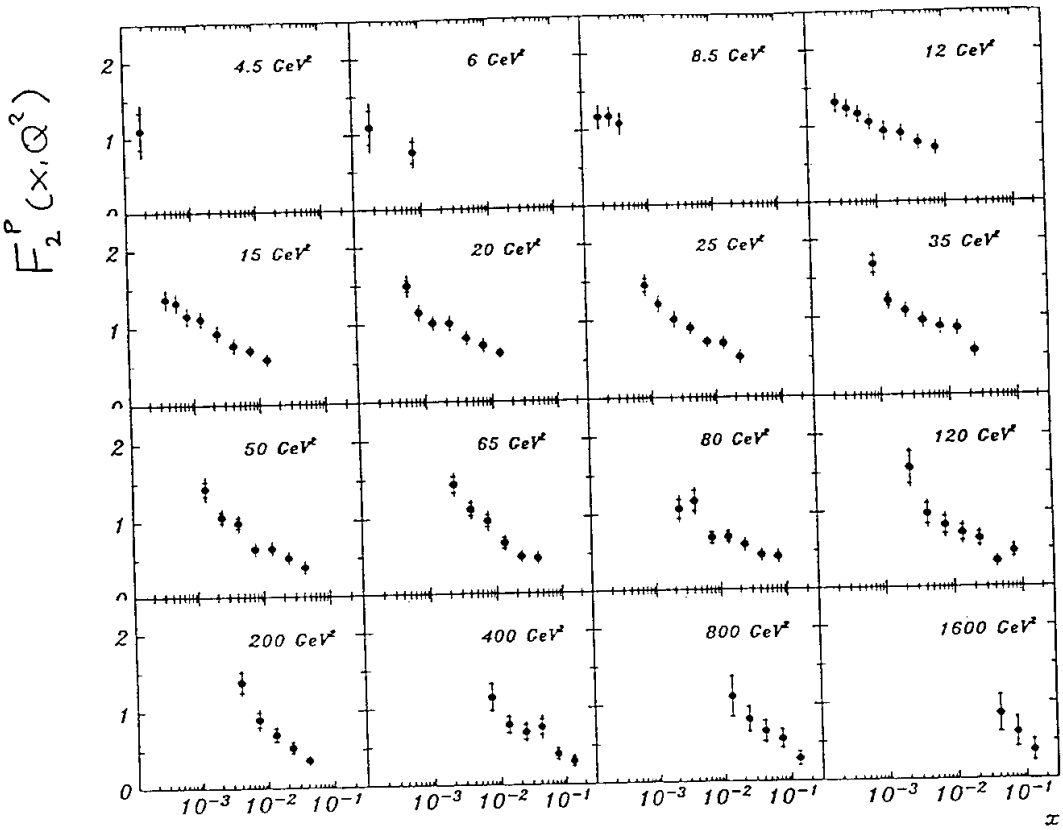

Abbildung 7.1: Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, so, wie sie auf der 27. internationalen Konferenz über Hochenergiephysik in Glasgow präsentiert wurde.

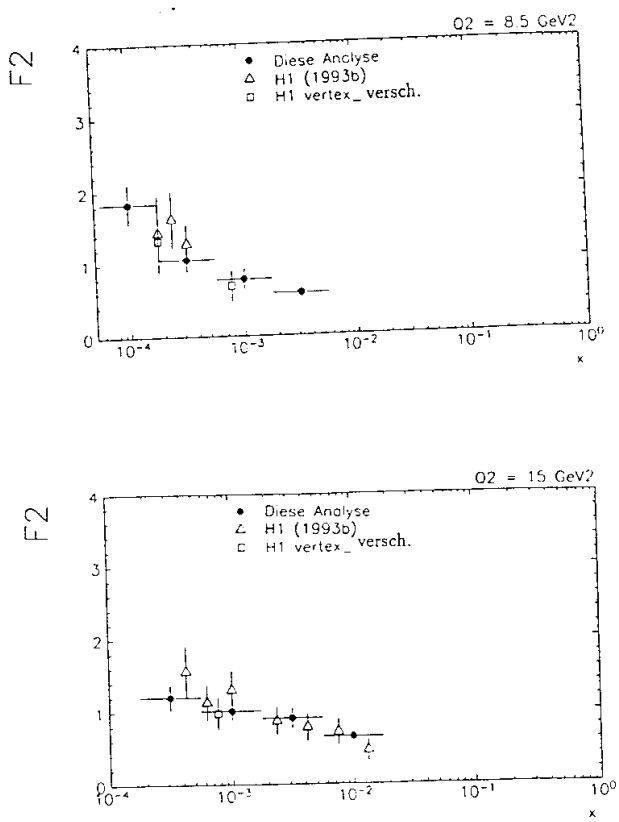

Abbildung 7.2: Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, verglichen mit der H1-Veröffentlichung der '92er Daten und mit der Analyse der Daten mit verschobenem Vertex.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 in tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuungen, die mit dem Experiment H1 am Speicherring HERA gemessen wurden. Der Schwerpunkt liegt dabei auf experimentellen Fragestellungen der Korrektur der Meßdaten und der Erweiterung des Meßbereichs.

Durch die Messung von F_2 können die bisher bekannten störungstheoretischen Lösungen der QCD überprüft werden. Es wird erwartet, daß diese bisherigen Lösungen bei kleinen x nicht mehr gelten und daß neue, bisher unbeobachtete Effekte auftreten.

HERA ist der erste Elektron-Proton-Speicherring, der mit einer Schwerpunktsenergie von ca. 300 GeV einen völlig neuen kinematischen Bereich für Lepton-Nukleon-Streuungen erschließt. Einer der Detektoren am HERA-Ring ist der H1-Detektor.

Durch die Messung entweder des gestreuten Elektrons oder der in einem Ereignis produzierten Hadronen ist jeweils eine Bestimmung der Kinematik des Ereignisses möglich. Es werden verschiedene Methoden zur Messung der Kinematik dargestellt. In dieser Arbeit werden elektronische und hadronische Variablen gemischt, indem ein gewichtetes Mittel von y_e und y_{JB} verwendet wird.

Die Korrektur der Meßdaten auf begrenzte Akzeptanz und Auflösung des Detektors geschieht in dieser Arbeit mittels der Methode der regularisierten Entfaltung. Es wird gezeigt, daß diese Methode unabhängig von der Strukturfunktion ist, die bei der Generation der zur Korrektur benutzten Monte-Carlo-Ereignisse verwendet wurde.

Die in dieser Arbeit betrachteten Daten wurden im Herbst 1992 mit einer integrierten Luminosität von 22,5 nb^{-1} am H1-Detektor genommen. Hier werden nur Ereignisse benutzt, bei denen das gestreute Elektron in das BEMC-Kalorimeter gelenkt wurde. Der betrachtete Q^2-Bereich liegt bei 5 $\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 80\ \mathrm{GeV}^2$. Insbesondere bei kleinen Elektron-Energien sind die tiefinelastischen Streuereignisse stark durch Photoproduktions-Untergrund kontaminiert. Dieser Untergrund wird durch Schnitte in der Elektron-Energie und der fehlenden Energie hinreichend reduziert. Der verbleibende Untergrund wird durch Monte-Carlo-Ereignisse beschrieben.

Die Korrektheit der Detektor-Simulation wird bezüglich vieler Parameter, sowohl des gestreuten Elektrons als auch der produzierten Hadronen, überprüft. In θ_e wird der Meßbereich in dieser Arbeit gegenüber der H1-Veröffentlichung erweitert, wodurch sich der Meßbereich insbesondere bei kleinen Q^2 zu kleinen x hin vergrößert. Durch die hier verwendete Kombination elektronischer und hadronischer Meßgrößen wird der Meßbereich bei kleinen Q^2 auch zu großen x hin vergrößert.

Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse sind mit anderen Veröffentlichungen kompa-

tibel. Verglichen mit anderen Arbeiten, in denen ebenfalls die hier benutzten H1-Daten verwendet wurden, zeigen sich kleinere Fehler, insbes. auch systematische. Dies ist einerseits auf die hier benutzte Kombination von y_e und y_{JB} zurückzuführen und andererseits auf die Verwendung der regularisierten Entfaltung.

In dem hier betrachteten Q^2-Bereich überdeckt keine der bisher bekannten Veröffentlichungen von HERA-Daten einen so großen x-Bereich wie die hier vorliegende Arbeit.

Die Strukturfunktion F_2 wächst mit kleiner werdendem x.

Abbildungsverzeichnis

0.1 Streuung eines Elektrons an einem Kern. ii

1.1 Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung. 1
1.2 Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte für γ/Z^0-Interferenz und reinen Z^0-Austausch zum reinen Photon-Austausch. 3
1.3 $MRSD_0$- und $MRSD-$-Parametrisierung der Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für $Q^2 = 10$ GeV^2. 5
1.4 Strahlungskorrekturen zur Elektron-Quark-Streuung in niedrigster Ordnung der elektroschwachen Störungstheorie: Ein-Photon-Bremsstrahlung. 6
1.5 Elektron-Quark-Streuung mit ISR bzw. FSR: Einführung der verwendeten Bezeichnungen. 7

2.1 Aufbau des HERA-Speicherrings. 9
2.2 Der H1-Detektor. 11
2.3 Seitenansicht der zentralen und Vorwärts-Spurdetektoren von H1. 12
2.4 Querschnitt durch die zentralen Spurdetektoren von H1, Blickrichtung entlang des Strahlrohrs. 12
2.5 Querschnitt durch das BEMC, Blickrichtung entlang des Strahlrohrs. . . . 14
2.6 Seitenansicht des Flüssig-Argon-Kalorimeters. 15
2.7 Das H1-Luminositäts-Meßsystem, Ansicht von oben. 16
2.8 Korrelation der in beiden Komponenten des Luminositäts-Meßsystems gemessenen Energien. 16

3.1 y_{JB} gegen generiertes y in Monte-Carlo-Ereignissen. 21
3.2 y_e gegen generiertes y in Monte-Carlo-Ereignissen. 21
3.3 Gewicht von y_e als Funktion von y_e. 22
3.4 y_{comb} gegen generiertes y in Monte-Carlo-Ereignissen. 22

4.1 Entfaltung von Monte-Carlo-Ereignissen mit Monte-Carlo-Ereignissen. Die als "Daten" verwendeten Ereignisse wurden mit der Strukturfunktionsparametrisierung $MRSD_0$ generiert, die als Monte-Carlo-Ereignisse verwendeten mit der Parametrisierung $MRSD-$. 26
4.2 Entfaltung von Monte-Carlo-Ereignissen mit Monte-Carlo-Ereignissen. Die als "Daten" verwendeten Ereignisse wurden mit der Strukturfunktionsparametrisierung $MRSD-$ generiert, die als Monte-Carlo-Ereignisse verwendeten mit der Parametrisierung $MRSD_0$. 27

5.1 Darstellung des Ausschlusses des inneren BEMC-Bereiches. 30

5.2 Energiespektrum der als Elektron identifizierten Teilchen in den selektierten Ereignissen. 31
5.3 Energiespektrum der als Elektron identifizierten Teilchen in denjenigen selektierten Ereignissen, die als Photoproduktions-Untergrund erkannt sind, verglichen mit auf die Luminosität normierten Monte-Carlo-Ereignissen. . 32
5.4 Akzeptanz des H1-Elektrontaggers im Jahre 1992. 33
5.5 Energiespektrum der als Elektron identifizierten Teilchen in den selektierten Ereignissen, verglichen mit auf die Luminosität normierten Monte-Carlo-Ereignissen. 34
5.6 Fehlende Energie in verschiedenen Q^2-Intervallen. 34
5.7 $1/Q_e^2$ für Ereignisse in den vier betrachteten Q^2-Intervallen. 36
5.8 $y_{comb.}$ für Ereignisse in den betrachteten Q^2-Intervallen. 36
5.9 Energiespektrum der als Elektron identifizierten Teilchen in verschiedenen Q^2-Intervallen. 37
5.10 Verteilung des Polarwinkels θ_e in verschiedenen Q^2-Intervallen. 38
5.11 Verteilung des Winkels ϕ_e nach der Projektion auf einen halben Quadranten. 38
5.12 Energiespektren und Verteilungen des Polarwinkels θ_e der als Elektron identifizierten Teilchen in den verschiedenen ϕ-Intervallen. 39
5.13 Energiespektren und Verteilungen des Polarwinkels θ_e der als Elektron identifizierten Teilchen in den verschiedenen ϕ-Intervallen (Fortsetzung). . 40
5.14 Differenz der Winkel ϕ der Impulse des Elektrons und der Hadronen minus π in verschiedenen Q^2-Intervallen. 40
5.15 Differenz der Transversalimpulsbeträge des Elektrons und der Hadronen in verschiedenen Q^2-Intervallen. 41
5.16 Anzahl der vom Vertex kommenden, mit dem zentralen Spurdetektor gemessenen Spuren in verschiedenen Q^2-Intervallen. 42
5.17 z-Koordinate des rekonstruierten Elektron-Proton-Vertex in verschiedenen Q^2-Intervallen. 43
5.18 Zeitliche Verteilung der Signale im H1-ToF-System. 44
5.19 Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, verglichen mit den in dieser Arbeit benutzten Parametrisierungen und mit Daten anderer Experimente bei höherem x. 47
5.20 Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von $\ln(Q^2/GeV^2)$ für vier feste Werte von x. 48

6.1 Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, verglichen mit der Veröffentlichung der H1-Kollaboration. 50
6.2 Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, verglichen mit der Veröffentlichung der ZEUS-Kollaboration. 52
6.3 Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, verglichen mit der Dissertation von N. WULFF. 53
6.4 Die Ableitung $\partial F_2/\partial \ln Q^2$ an festen Werten von x, verglichen mit der Veröffentlichung der H1-Kollaboration. 54

7.1 Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, so, wie sie auf der 27. internationalen Konferenz über Hochenergiephysik in Glasgow präsentiert wurde. 56

7.2 Die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x für verschiedene Werte von Q^2, verglichen mit der H1-Veröffentlichung der '92er Daten und mit der Analyse der Daten mit verschobenem Vertex. 57

A.1 Die vom Entfaltungsprogramm ausgegebene Kovarianzmatrix für 8 x-Punkte im Q^2-Intervall von 10 bis 20 GeV^2. 65

A.2 Die vom Entfaltungsprogramm ausgegebene Kovarianzmatrix für 4 x-Punkte im Q^2-Intervall von 10 bis 20 GeV^2. 65

Tabellenverzeichnis

1.1 Bedeutung der in Abbildung 1.1 verwendeten Variablen. 1

5.1 Kriterien zur Ereignisauswahl und Anzahl der jeweils verbleibenden Ereignisse. 35
5.2 Systematische Fehler in der Messung von F_2. 45
5.3 Die Strukturfunktion F_2 mit statistischem ($\sigma_{stat.}$) und systematischem ($\sigma_{syst.}$) Fehler. 46

6.1 Die Ableitung $\partial F_2/\partial \ln Q^2$ an vier festen x-Werten. 51

Anhang A

Benutzung des Entfaltungsprogramms

Zur Durchführung der in Abschnitt 4.2 geschilderten Entfaltungsprozedur existiert ein von V. BLOBEL entwickeltes Computerprogramm, das auch in dieser Arbeit benutzt wird. Außer der bereits referierten Veröffentlichung [1] gibt es noch Anleitungen zur Benutzung des Programms [2], die aber unveröffentlicht sind. Diese Anleitungen und das Programm selber sind beim Programm-Autor erhältlich.

Bei der Verwendung des Programms sind einige Parameter vom Benutzer vorzugeben. Als erstes sind die Variablen zu wählen, deren Verteilungen in den Monte-Carlo-Ereignissen an die Daten angepaßt werden sollen. Dieses sind hier Q_e^2 und y_{comb}. In jedem der vier großen Q^2-Intervalle werden die Daten auf jeweils fünf Intervalle in Q_e^2 und y_{comb} verteilt, insgesamt also auf 25 Intervalle pro großem Q^2-Intervall. Diese Anzahl an Intervallen ist durch die im Jahr 1992 noch relativ geringe Anzahl der selektierten Ereignisse begrenzt.

Der nächste zu bestimmende Parameter ist die Anzahl der Freiheitsgrade bei der Entfaltung [3], diese beträgt in allen vier großen Q^2-Intervallen jeweils 4. Ein weiterer Parameter ist die Anzahl der Meßpunkte in x pro Q^2-Intervall. Um ein möglichst genaues Ergebnis zu erzielen, ist man bestrebt, die Anzahl der Meßpunkte weitestgehend zu erhöhen, wobei man aber beachten muß, daß die Korrelationen zwischen den Meßpunkten nicht zu groß werden dürfen. Das Programm liefert als Ausgabe u.a. die Angabe der Kovarianzmatrix zwischen den einzelnen Datenpunkten. Diese wird im folgenden für das Q^2-Intervall von 10 GeV$^2 < Q^2 \leq$ 20 GeV^2 betrachtet, das hier exemplarisch für alle vier im Rahmen dieser Arbeit analysierten Q^2-Intervalle steht.

Zuerst liegt es nahe, sich bei der Wahl der Meßpunkte in x an der H1-Veröffentlichung [4] zur Messung von F_2 zu orientieren, um die Resultate einfacher vergleichen zu können. Bei einer gleichmäßigen Intervalleinteilung in x bedeutet dies die Angabe von 8 x-Intervallen im betrachteten Q^2-Intervall. Die für diesen Fall vom Entfaltungsprogramm ausgegebene Kovarianzmatrix ist in Abbildung A.1 abgedruckt. In der Abbildung sind die Elemente der Matrix in Prozent angegeben. Die Korrelationen zwischen benachbarten Punkten sind sehr groß, im Regelfall größer als 50 %. Daher wird die Anzahl der Meßpunkte in dieser

[1] BLOBEL, V. (1984)
[2] BLOBEL, V.: MANUAL for the unfolding program RUN
[3] s. hierzu BLOBEL, V. (1984) und die referierten Anleitungen zur Benutzung des Programms
[4] ABT, I. et al. (1993b)

```
PLOT OF CORRELATIONS
 ***  54 -11 -28 -11   7  15   3
  54 ***  60 -13 -35 -25  -7  18
 -11  60 ***  62  10 -23 -34  -6
 -28 -13  62 ***  75  28 -16 -39
 -11 -35  10  75 ***  83  37 -49
   7 -25 -23  28  83 ***  76 -27
  15  -7 -34 -16  37  76 ***  38
   3  18  -6 -39 -49 -27  38 ***
```

Abbildung A.1: Die vom Entfaltungsprogramm ausgegebene Kovarianzmatrix für 8 x-Punkte im Q^2-Intervall von 10 bis 20 GeV^2.

```
PLOT OF CORRELATIONS
 ***  -5  -2  11
  -5 ***  28  -9
  -2  28 ***   5
  11  -9   5 ***
```

Abbildung A.2: Die vom Entfaltungsprogramm ausgegebene Kovarianzmatrix für 4 x-Punkte im Q^2-Intervall von 10 bis 20 GeV^2.

Arbeit reduziert.

In Abbildung A.2 ist die Kovarianzmatrix für vier Punkte in x gezeigt. Wie man sieht, sind die Korrelationen zwischen benachbarten Punkten deutlich kleiner. Die hier wiedergegebene Kovarianzmatrix ist typisch auch für die drei anderen großen Q^2-Intervalle. Die zwischen benachbarten Punkten auftretenden Korrelationen sind positiv, eventuelle negative Korrelationen zwischen Nachbarpunkten sind kleiner als 10 %. Positive Korrelationen zwischen benachbarten Punkten sind kleiner als 30 %, im Regelfall sind sie kleiner als 15 %. Die in dieser Arbeit gewählte Intervalleinteilung in x für die Darstellung des Ergebnisses stellt einen Kompromiß dar zwischen dem Wunsch nach größtmöglicher Feinheit des Resultats und der Forderung nach möglichst geringen Korrelationen zwischen benachbarten Punkten. Die anderen bei der Benutzung des Entfaltungsprogramms vorzugebenden Parameter sind in ähnlicher Weise optimiert worden wie die Anzahl der Datenpunkte.

Schrifttumsverzeichnis

ABT, I. et al. **(H1 collaboration) (1993a)** : The H1 detector at HERA, preprint DESY 93-103, Hamburg: DESY

ABT, I. et al. **(H1 collaboration) (1993b)** : Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low x Region at HERA, preprint DESY 93-117, Hamburg: DESY, published in Nucl. Phys. **B407**, 515

ABT, I. et al. **(H1 collaboration) (1993c)** : Scaling Violations of the Proton Structure Function F_2 at Small x, preprint DESY 93-146, Hamburg: DESY, published in Phys. Lett. **B 321**, 161

AHMED, T. et al. **(H1 collaboration) (1992)** : Observation of Deep Inelastic Scattering at Low x, preprint DESY 92-164, Hamburg: DESY, published in Phys. Lett. **B 299**, 385

AKHUNDOV, A. et al. **(1991)** : Radiative Corrections at HERA, in BUCHMÜLLER, W. and INGELMAN, G. (1992) (eds.) : Physics at **HERA**, vol. 2, p. 798, Hamburg: DESY

AMAUDRUZ, P. et al. **(NMC collaboration) (1991)** : The Ratio $F_2(n)/F_2(p)$ in Deep Inelastic Muon Scattering, preprint CERN-PPE/91-167, Geneva: CERN, published in Nucl. Phys. **B371**, 3

AMAUDRUZ, P. et al. **(NMC collaboration) (1992)** : Proton and Deuteron F_2 Structure Functions in Deep Inelastic Muon Scattering, preprint CERN-PPE/92-124, Geneva: CERN, published in Phys. Lett. **B 295**, 159

ANDERSSON, B., GUSTAFSON, G., INGELMAN, G. and SJÖSTRAND, T. **(1983)** : Parton Fragmentation and String Dynamics, preprint LU-TP-83-10, Lund: Lund University, published in Phys. Rep. **97**, 31

ANDRIEU, B. et al. **(H1 Calorimeter Group) (1993)** : The H1 Liquid Argon Calorimeter System, preprint DESY 93-078, Hamburg: DESY, published in Nucl. Instrum. Meth. **A336**, 460

AUBERT, J. J. et al. **(EMC collaboration) (1987)** : Inelastic Muon Scattering from Deuterium and Comparison with Those from Hydrogen and Iron, preprint CERN-EP/87-66, Geneva: CERN, published in Nucl. Phys. **B293**, 740

BALITSKII, YA. YA. and LIPATOV, L. N. **(1978)** : The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics, Sovj. J. Nucl. Phys. **28**, 822

BARBAGLI, G. et al. (1987) : Deep Inelastic Physics and Simulation, in PECCEI, R. D. (1988) (ed.) : Proceedings of the HERA Workshop, vol. 1, p. 3, Hamburg: DESY

BASSLER, U. and BERNARDI, G. (1993) : Progress on Kinematical Variables Reconstruction. Consequences for D.I.S. Physics Analysis at Low x, internal H1-note H1-03/93-274

BENGTSSON, M. and SJÖSTRAND, T. (1986) : The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics: JETSET version 6.3: an update, prepint LU-TP-86-22, Lund: Lund university, published in Comp. Phys. Comm. **43**, 367

BENGTSSON, M. and SJÖSTRAND, T. (1987) : Parton Showers in Leptoproduction Events, prepint LU-TP-87-10, Lund: Lund university, published in Z. Phys. **C37**, 465

BENTVELSEN, S., ENGELEN, J. and KOOIJMAN, P. (1991) : Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA, in BUCHMÜLLER, W. and INGELMAN, G. (1992) (eds.) : Physics at **HERA**, vol. 1, p. 23, Hamburg: DESY

BENVENUTI, A. C. et al. (BCDMS collaboration) (1989a) : A High Statistics Measurement ot the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and R from Deep Inelastic Muon Scattering at High Q^2, preprint CERN-EP/89-06, Geneva: CERN, published in Phys. Lett. **B 223**, 485

BENVENUTI, A. C. et al. (BCDMS collaboration) (1989b) : A Comparison of the Structure Functions F_2 of the Proton and the Neutron from Deep Inelastic Muon Scattering at High Q^2, preprint CERN-EP/89-171, Geneva: CERN, published in Phys. Lett. **B 237**, 599

BERGE, J. P. et al. (CDHSW collaboration) (1989) : A Measurement of Differential Cross-sections and Nucleon Structure Functions in Charged Current Neutrino Interactions on Iron, preprint CERN-EP/89-103, Geneva: CERN, published in Zeit. Phys. **C49**, 187

BERNARDI, G. and HILDESHEIM, W. (1991) : A detailed simulation of F_2 measurability at HERA, in BUCHMÜLLER, W. and INGELMAN, G. (1992) (eds.) : Physics at **HERA**, vol. 1, p. 79, Hamburg: DESY

BETHE, H. and HEITLER, W. (1934) : Proc. Roy. Soc. **A146**, 83

BJORKEN, J. D. (1968) : Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum, preprint SLAC-PUB-0510, published in Phys. Rev. **179**, 1547

BJORKEN, J. D. and PASCHOS, E. A. (1969) : Inelastic Electron Proton and Gamma Proton Scattering and the Structure of the Nucleon, preprint SLAC-PUB-0572, published in Phys. Rev. **185**, 1975

BLOBEL, V. (1984) : Unfolding methods in high-energy physics experiments, preprint DESY 84-118, published in VERKERK, C. (1985) (ed.) : Proceedings of the 1984 CERN School of Computing, Geneva: CERN

BLONDEL, A. and JAQUET, F. (1979) : in AMALDI, U. (ed.) : Proceedings of the study of an ep facility for Europe, preprint DESY 79/84, p. 391, Hamburg: DESY

BRISSON, V. (1994) : Structure Functions from the H1 Experiment at HERA, contribution to the 27th International Conference on High Energy Physics, Glasgow, to appear in the proceedings

BROOK, N. H., DEROECK, A. and DOYLE, A. T. (1991) : RAYPTHOTON version 2.0 - An Interface for HERA Photoproduction Physics, in BUCHMÜLLER, W. and INGELMAN, G. (1992) (eds.) : Physics at **HERA**, vol. 3, p. 1453, Hamburg: DESY

BUCHMÜLLER, W. and INGELMAN, G. (1992) (eds.) : Physics at **HERA**, Hamburg, published by Deutsches Elektronen-Synchrotron **DESY**, Hamburg, Germany

BUSSEY, P. J. (1993) : What HERA tells us about the photon, preprint DESY 93-071, Hamburg: DESY

CALLAN, C. G. and GROSS, D. J. (1969) : High-energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current, Phys. Rev. Lett. **22**, 156

CHANG, C. et al. (1975a) : Test of Scale Invariance in Ratios of Muon Scattering Cross-Sections at 150 GeV and 56 GeV, Phys. Rev. Lett. **35**, 898

CHANG, C. et al. (1975b) : Observed Deviations from Scale Invariance in High-Energy Muon Scattering, Phys. Rev. Lett. **35**, 901

DE ROECK, A., KLEIN, M., NAUMANN, TH., PEPPEL, E., STÖSSLEIN, U. and . WULFF, N. (1993): Analysis II of the 1992 Data of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$, internal H1-note H1-12/93-332

DE ROECK, A., KLEIN, M., RÄDEL, G. and STÖSSLEIN, U. (1994) : $F_2(x, Q^2)$ at low x_{Bj}, low Q^2 from vertex-shifted data, internal H1-note H1-06/94-363

DERRICK, M. et al. (ZEUS collaboration) (1993) : Measurement of the proton structure function F_2 in ep scattering at HERA, preprint DESY 93-110, Hamburg: DESY, published in Phys. Lett. **B 316**, 412

FADIN, V. S., KURAEV, E. A. and LIPATOV, L. N. (1975) : On the Pomeranchuk Singularity in Asymptotically Free Theories, Phys. Lett. **B 60**, 50

FADIN, V. S., KURAEV, E. A. and LIPATOV, L. N. (1977) : Die Pomeranchuk-Singularität in nicht-Abelschen Eichtheorien, J. Experim. i Teor. Fis. **72**, 377 (auf Russisch, engl. Übersetzung: JETP 45, 199)

FEYNMAN, R. P. (1969) : Very High-energy Collisions of Hadrons, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415

FOX, D. J. et al. (1974) : Early Tests of Scale Invariance in High-Energy Muon Scattering, Phys. Rev. Lett. **41**, 1504

FRITZSCH, H. and GELL-MANN, M. (1972) : Proceedings of the 16th International Conference on High Energy Physics, Chicago, vol. 2, p. 135, Batavia, Illinois: Fermi National Accelerator Laboratory

FRITZSCH, H., GELL-MANN, M. and LEUTWYLER, H. **(1973)** : Advantages of the Color Octet Gluon Picture, Phys. Lett. **B 47**, 365

GELL-MANN, M. and ZACHARIASEN, F. **(1961)** : Form Factors and Vector Mesons, Phys. Rev. **124**, 953

GROSS, D. J. and WILCZEK, F. **(1973a)** : Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343

GROSS, D. J. and WILCZEK, F. **(1973b)** : Asymptotically Free Gauge Theories. I, Phys. Rev. **D 8**, 3633

GROSS, D. J. and WILCZEK, F. **(1974)** : Asymptotically Free Gauge Theories. II, Phys. Rev. **D 9**, 980

HOEGER, K. C. **(1991)** : Measurement of x, y, Q^2 in Neutral Current Events, in BUCHMÜLLER, W. and INGELMAN, G. (1992) (eds.) : Physics at **HERA**, vol. 1, p. 43, Hamburg: DESY

HOFSTADTER, R., HUGHES, E. B., JANSSENS, T. and YEARIAN, M. R. **(1966)** : Proton Form Factors from Elastic Electron-Proton Scattering, Phys. Rev. **142**, 922

HOLLIK, W. **(1987)** : Radiative Corrections in Deep Inelastic Scattering - Essentials for HERA Processes, in PECCEI, R. D. (1988) (ed.) : Proceedings of the HERA Workshop, vol. 2, p. 579, Hamburg: DESY

INGELMAN, G. **(1991)** : LEPTO version 6.1 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering, in BUCHMÜLLER, W. and INGELMAN, G. (1992) (eds.) : Physics at **HERA**, vol. 3, p. 1366, Hamburg: DESY

INGELMAN, G. and WEIGEND, A. **(1987)** : LUCIFER - A Monte Carlo for High p_T Photoprocuction, published in Comp. Phys. Comm. **46**, 241

ITZYKSON, C. and ZUBER, J.-B. **(1985)** : Quantum field theory, Singapore: Mc Graw Hill Book Co.

KWIATKOWSKI, A. **(1991)** : Monte Carlo Simulation of Neutral Current Radiative Processes in Deep Inelastic Electron-Proton Scattering, Dissertation, Hamburg: Universität Hamburg (interner Bericht DESY-T-91-01, Hamburg: DESY)

KWIATKOWSKI, A., MÖHRING, H.-J. and SPIESBERGER, H. **(1990)** : HERACLES: An Event Generator for ep Interactions at HERA Energies Including Radiative Processes, preprint DESY 90-041, Hamburg: DESY, published in Comp. Phys. Comm. **69** (1992), 155

KWIATKOWSKI, A., MÖHRING, H.-J. and SPIESBERGER, H. **(1991)** : HERACLES: An Event Generator for ep Interactions at HERA Including Radiative Processes version 4.1, in BUCHMÜLLER, W. and INGELMAN, G. (1992) (eds.) : Physics at **HERA**, vol. 3, p. 1294, Hamburg: DESY

MARTIN, A. D. **(1992)** : Small x Physics, preprint DTP/92/70, Durham: University of Durham

MARTIN, A. D., ROBERTS, R. G. and STIRLING, W. J. **(1992a)** : New Information on Parton Distributions, preprint RAL-92-021, Chilton: Rutherford Appleton Laboratory or preprint DTP/92/16, Durham: University of Durham, published in Phys. Rev. **D 47**, 867

MARTIN, A. D., ROBERTS, R. G. and STIRLING, W. J. **(1992b)** : Parton Distributions Updated, preprint RAL-92-078, Chilton: Rutherford Appleton Laboratory or preprint DTP/92/80, Durham: University of Durham, published in Phys. Lett. **B 306**, 145, erratum ibid. **B 309**, 492

PECCEI, R. D. **(1988)** (ed.) : Proceedings of the HERA Workshop, Hamburg, published by Deutsches Elektronen-Synchrotron **DESY**, Hamburg, Germany

PLOTHOW-BESCH, H. **(1992)** : PDFLIB: Structure Functions and α_s Calculations, User's Manual Version 3.00, W5051 PDFLIB, 1992.07.22, by H. Plothow-Besch / CERN-PPE, Geneva: CERN

QUIGG, C. **(1983)** : Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions, Frontiers in Physics, Reading, Massachusettes: Benjamin

RÄDEL, G. **(1994)** : New results on DIS at low x from H1, contribution to the 27th International Conference on High Energy Physics, Glasgow, to appear in the proceedings

REYA, E. **(1993)** : Parton Distributions, small-x Physics and the Spin Structure of the Nucleon, preprint DO-TH 93/01, Dortmund: Universität Dortmund

SAKURAI, J. J. **(1960)** : Ann. Phys. (N. Y.), **11**, 1

SCHULER, G. A. and SJÖSTRAND, T. **(1993)** : Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction, preprint CERN-TH.6796/93, Geneva: CERN

SCHULER, G. A. and SPIESBERGER, H. **(1991)** : DJANGO: the interface for the event generators HERACLES and LEPTO, in BUCHMÜLLER, W. and INGELMAN, G. (1992) (eds.) : Physics at **HERA**, vol. 3. p. 1419. Hamburg: DESY

SCHULZ, M. W. **(1993)** : Untersuchung von Methoden zur Kalibrierung der H1-Jetkammer, Dissertation, Hamburg: Universität Hamburg (interner Bericht DESY FH1T-93-01, Hamburg: DESY)

SJÖSTRAND, T. **(1991)** : PYTHIA at HERA, in BUCHMÜLLER, W. and INGELMAN, G. (1992) (eds.) : Physics at **HERA**, vol. 3, p. 1405, Hamburg: DESY

TAYLOR, R. E. **(1969)** : Inelastic Electron-Proton Scattering in the Deep Continuum Region, in: Proceedings of the 4th International Symposion on Electron Photon Interactions at High Energies, Daresbury, p. 251, Daresbury: Daresbury Nuclear Physics Laboratory

WEINBERG, S. **(1973)** : Non-Abelian Gauge Theories of the Strong Interactions, Phys. Rev. Lett. **31**, 494

WULFF, N. (1994) : Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung bei kleinem x-Bjorken, Dissertation, Hamburg: Universität Hamburg (interner Bericht DESY FH1T-94-01, Hamburg: DESY)

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Blobel für die Anregung zur Bearbeitung dieses interessanten Themas und für die Betreuung der Arbeit.

Ich danke Nikolaus "Pils" Wulff und Joachim Meyer für ein kritisches Durchlesen des Dissertations-Entwurfs.

Ich danke den Technikern und Verwaltungs-Mitarbeitern der an HERA und H1 beteiligten Institute, auf deren engagierter Mitarbeit das ganze Projekt beruht.

Ich danke meinem Vater für die Finanzierung meines Studiums und die finanzielle Unterstützung meiner Dissertation, ohne die meine Arbeit nicht möglich gewesen wäre.