Messung der Longitudinalen Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$ mit dem HERA–Experiment H1

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium

(Dr. rer. nat.)

im Fach Physik

eingereicht an der
Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät I
der Humboldt–Universität zu Berlin

von

Dipl. Phys. Doris Eckstein
geboren am 24. Februar 1972 in Dresden

Präsident der Humboldt–Universität zu Berlin
Prof. Dr. J. Mlynek

Dekan der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät I
Prof. Dr. B. Ronacher

Gutachter/innen: Prof. Dr. Hermann Kolanoski
Prof. Dr. Thomas Lohse
Prof. Dr. Christian Kiesling

Tag der mündlichen Prüfung: 28.01.2002

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Anfang der 90er Jahre entstand mit dem Elektron–Proton–Speicherring HERA am Deutschen Elektronen–Synchrotron DESY in Hamburg ein weltweit einzigartiger Beschleuniger. Die im Vergleich zu den vorherigen Festtarget–Experimenten zur Untersuchung der Protonstruktur weit größere Schwerpunktenergie $\sqrt{s} \approx 300$ GeV erlaubt, Impulsüberträge Q^2 auf die Protonkonstituenten von bis zu $Q^2 = s \lesssim 10^5$ GeV^2 zu übertragen und damit sehr kleine Abstände $\sim 1/\sqrt{Q^2}$ aufzulösen, die um bis zu drei Größenordnungen kleiner als der Protonradius sind. Desweiteren kann der Meßbereich zu sehr kleinen Werten von Bjorken-$x > Q^2/s$ hin ausgedehnt werden, bei denen die an der Wechselwirkung beteiligten Protonkonstituenten nur einen sehr kleinen Anteil von $x \sim 10^{-5}$ am Gesamtimpuls tragen. Hierbei bezeichnet y die Inelastizität der Wechselwirkung, die im Laborsystem durch die relative Impulsübertragung vom Elektron zum Proton gegeben ist. Die low–x–Physik ist von großem Interesse, da in diesem kinematischen Bereich hohe Partondichten beobachtet werden, deren theoretische Interpretation über die Behandlung der Protonstruktur in der störungstheoretischen Quantenchromodynamik hinausreicht.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind Messungen des inklusiven tief–inelastischen Streuquerschnitts anhand von Daten, die mit dem H1–Detektor in den Jahren 1996 und 1997 und in einer dedizierten Datennahmeperiode des Jahres 1999 aufgezeichnet wurden. Die Analysen konzentrieren sich auf den kinematischen Bereich kleiner $x > 10^{-5}$ und $1 < Q^2 < 200$ GeV^2 , in dem das Elektron in den rückwärtigen Teil des Detektors, speziell in die Akzeptanz des Kalorimeters SPACAL, gestreut wird. Das SPACAL ist Teil einer im Jahr 1995 erneuerten Apparatur, die die Ausdehnung der Messung des Streuquerschnitts zu kleineren und auch größeren x im Vergleich zu vorherigen H1–Messungen ermöglichte. In der Analyse der 1996/97er Daten konzentriert sich die vorliegende Arbeit auf die Erweiterung des Meßbereichs zu großen y, d.h. kleinen x, mit Hilfe der Ladungsbestimmung in der zentralen Driftkammer CJC. Die Analyse der 1999er Daten basiert auf dem von 4 auf 8 Detektorebenen erweiterten Backward Silicon Tracker BST, der in einem gegenüber 1997 erweiterten Akzeptanzbereich erlaubte, die Streuquerschnittsmessung zu noch kleineren x hin auszuweiten. Die Messungen des Streuquerschnitts in einem großen zusammenhängenden kinematischen Bereich ermöglichen die Messung der Protonstrukturfunktion F_2 . Deren Kenntnis führt zur Bestimmung der longitudinalen Strukturfunktion des Protons F_L , die im Mittelpunkt dieser Dissertation steht.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 1 wird eine kurze Einführung in die Untersuchung der Protonstruktur insbesondere im Hinblick auf die longitudinale Strukturfunktion gegeben. Kapitel 2 stellt den H1–Detektor vor, besonders die für diese Analyse relevanten Detektorkomponenten, und geht kurz auf die verschiedenen Methoden der Rekonstruktion der kinematischen

Variablen ein. Desweiteren wird der Backward Silicon Tracker vorgestellt, auf dem die 1999er Analyse hauptsächlich beruht. Kapitel 3 beschreibt die Datennahmen der Jahre 1996, 1997 und des speziellen Runs 1999, die ersten Selektionsschnitte von Daten, sowie die Ereignissimulation. Kapitel 4 führt die Ausrichtung der Detektorkomponenten ein, diskutiert die Effektivitäten der Spurdetektoren und die Kalibration der Kalorimeter. In Kapitel 5 werden die Selektion tief–inelastischer Streuereignisse beschrieben und Methoden zur Abschätzung des verbleibenden Photoproduktionsuntergrundes diskutiert. Kapitel 6 faßt die Messungen des Streuquerschnitts der verschiedenen Analysen mit den jeweiligen systematischen Unsicherheiten zusammen. Ferner werden die Resultate der Streuquerschnittsmessung, der Extraktion der Strukturfunktion F_2 und deren Verhalten bei kleinen x anhand der Ableitung $(\partial \ln F_2/\partial \ln x)_{Q^2}$ diskutiert. Kapitel 7 beschreibt die Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L bei größeren Q^2 mit Hilfe der Extrapolationsmethode, und führt für kleine Q^2 die Ableitungsmethode ein. Im Anhang werden die Resultate der Messungen in Form ausführlicher Tabellen zusammengefaßt. Die Ergebnisse der vorliegenden Dissertation fanden Eingang in die entsprechenden Publikationen der H1–Kollaboration.

Kapitel 1

Die longitudinale Strukturfunktion des Protons

1.1 Vorgeschichte

Das klassische Streuexperiment des vergangenen Jahrhunderts wurde unter der Anleitung von E. Rutherford von H. Geiger und E. Marsden durchgeführt. Helium–Kerne (α Teilchen) mit einer Energie $E = 5.5$ MeV wurden auf einem Zinkblendeschirm im Winkelbereich von 5 bis 150° nach der Streuung an einer dünnen Goldfolie registriert [1]. Dabei wurden in seltenen Fällen große Streuwinkel θ beobachtet. Die Winkelverteilung folgte der empirischen Formel

$$\frac{dN}{d\cos\theta} \propto \frac{Z^2}{E^2} \cdot \frac{1}{4\sin^4\theta/2}. \tag{1.1}$$

Zwei Jahre nach dieser unerwarteten Beobachtung publizierte Rutherford seine Erklärung [2] der Beobachtung: “I supposed that the atom consisted of a positively charged nucleus of small dimensions in which practically all of the mass of the atom was concentrated.”

Im Jahr 1929 modifiziert Mott die Rutherfordsche Streuformel für den Fall von Elektron–Nukleon Streuung [3] unter Berücksichtigung des Spins des Elektrons

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{Mott} = \frac{\alpha^2}{E_e^2} \cdot \frac{1}{4\sin^4\theta/2} \cdot \cos^2\theta/2. \tag{1.2}$$

Etwa 35 Jahre später führt Hofstadter am SLAC einen Versuch zur elastischen Streuung, $ep \to ep$, von Elektronen an Protonen mit Elektronstrahlenergien von $E = 100 - 600$ MeV durch und findet bei großen Ablenkwinkeln, $\theta > 60°$ einen größeren als den von Mott vorhergesagten Streuquerschnitt [4].

Ende der 40er Jahre entstand die Quantenelektrodynamik (QED) und R. Feynman führte die Diagrammtechnik ein [5]. Demnach ist die Streuamplitude das Produkt aus den Kopplungskonstanten am oberen und unteren Vertex, dem elektromagnetischen und dem hadronischen Strom sowie dem Propagator

$$T = e^2 \cdot j^{\mu}_{elm} \cdot \frac{1}{Q^2} \cdot J^{had}_{\mu}. \tag{1.3}$$

Hier ist Q^2 der negative, quadrierte Viererimpulsübertrag vom Elektron zum Proton,

$$Q_e^2 = 4EE' \sin^2(\theta_e/2), \tag{1.4}$$

der die im Rutherfordexperiment gemessene, charakteristische Winkelabhängigkeit erklärt. Der elektromagnetische Strom j^μ_{elm} ist in der QED berechenbar. Die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton konnte man nun als die Untersuchung des Protons mit Hilfe eines virtuellen Photons, das vom Elektron ausgesandt wird, verstehen. Für den hadronischen Strom machte Rosenbluth den Ansatz [6]

$$J_\mu^{had} = \overline{u}(p')[f_1(Q^2)\gamma_\mu + i\frac{q^\nu \sigma_{\mu\nu}}{2M_p}\kappa f_2(Q^2)]\overline{u}(p). \tag{1.5}$$

Hierbei sind f_1 und f_2 die mit der elektrischen Ladung beziehungsweise mit dem anomalen magnetischen Moment ($\kappa_p = 1.79$) verbundenen Formfaktoren des Protons und M_p ist die Masse des Protons. Daraus folgt der Streuquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{Mott} \cdot \frac{E'}{E}[(f_1^2 + \frac{\kappa^2 Q^2 f_2^2}{4M_p^2}) + \frac{Q^2}{2M_p^2}(f_1 + \kappa f_2)^2 \tan^2\theta/2]. \tag{1.6}$$

In der elastischen Streuung hängt der Streuquerschnitt nur von einer Variablen ab, $E' = E/(1+2E\sin^2(\theta/2)/M_p$. Für kleine θ und unter der Annahme, daß $f_1 = f_2$, folgt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{Mott} \cdot F(Q^2), \tag{1.7}$$

wobei $F(Q^2)$ den Protonformfaktor darstellt, der durch den Radius des Protons festgelegt ist, d.h. die fouriertransformierte elektrische Ladungsverteilung ρ:

$$F(Q^2) = \int \rho e^{iqr} d^3r \simeq 1 + \frac{Q^2}{6} < r_p^2 > . \tag{1.8}$$

Hofstadters Messungen ergaben, daß der Streuquerschnitt zwar oberhalb des Mott–Querschnitts liegt, jedoch auch unterhalb der naiven Annahme $f_1 = f_2 = 1$. Daraus konnte er den Radius des Protons zu $r_p = (0.74 \pm 0.24)$ fm ermitteln. Offenbar waren die mit der Ladung und dem Spin zusammenhängenden Formfaktoren nicht gleich 1 und voneinander verschieden.

1.2 Entdeckung der Partonstruktur des Protons

Die Messung der Formfaktoren wurde in den 60er Jahren ein großes Forschungsthema, insbesondere am SLAC und bei DESY [7]. Man hatte die Elektronstrahlenergien auf einige GeV erhöht und die Messung auf inelastische Elektron–Proton–Streuung, $ep \to eX$, ausgedehnt. Durch die Messung des Querschnitts bei fixiertem Streuwinkel als Funktion der Masse des hadronischen Endzustands

$$W^2(E', \theta) = (q + p)^2 = M_p^2 - Q^2 + 2M_p(E - E') \tag{1.9}$$

wurden auch die in Hadron–Hadron–Wechselwirkungen bekannten Resonanzen, wie zum Beispiel Δ und N^*, nachgewiesen.

Hierbei sind $\nu = E - E'$ die vom Photon auf das Proton übertragene Energie und das Verhältnis $y = \nu/E$ die sogenannte Inelastizität des Streuprozesses.

Der tief–inelastische Streuquerschnitt ist durch die beiden Formfaktoren W_1 und W_2 bestimmt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \sigma_{Mott} \cdot [W_2(Q^2, \nu) + 2\tan^2(\theta/2) W_1(Q^2, \nu)] \tag{1.10}$$

und wird von der Strukturfunktion W_2 dominiert. Im Jahre 1968 hatte J. Bjorken [8] vorhergesagt, daß die Strukturfunktionen $W_2(Q^2, \nu)$ und $W_1(Q^2, \nu)$ nur von einer Variablen x abhängen sollten, $x = Q^2/2M_p\nu$, dem Verhältnis des Viererimpulsübertrags zum Energieübertrag, d.h.

$$\nu W_2(Q^2, \nu) \to F_2(x) \qquad MW_1(Q^2, \nu) \to 2xF_1(x) \tag{1.11}$$

für große Q^2 und ν. Im von Bjorken, Paschos [9] und Feynman [10] entwickelten Quark–Parton–Modell erhielt die Bjorken–x–Variable die anschauliche Bedeutung des Anteils des mit dem Photon wechselwirkenden Partons am Protonimpuls, bei vernachlässigten Transversalimpulsen. Die Strukturfunktion F_2 ist dann die mit dem Quadrat der Quarkladungen e_q gewichtete Summe der Partonimpulsverteilungen:

$$F_2 = \sum_q e_q^2 (q + \overline{q}). \tag{1.12}$$

Die ersten Resultate der ep–Streuversuche am SLAC [11] ergaben eine näherungsweise Bestätigung der Vorhersagen von Bjorken und ihrer Interpretation im Quark–Parton–Modell (QPM). In tiefinelastischer Myon–Nukleon–Streuung wurde 1974 nachgewiesen, daß die Protonstrukturfunktion F_2 nicht nur von x sondern auch von Q^2 abhängt [12].

Der Streuquerschnitt in seiner modernen Schreibweise ist:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left(2(1-y) + \frac{y^2}{1 + R(x, Q^2)} \right) \cdot F_2(x, Q^2). \tag{1.13}$$

Wegen der zwei verschiedenen Polarisationszustände des virtuellen Photons enthält der Streuquerschnitt zwei Größen, die Strukturfunktion F_2 und das Verhältnis $R = \sigma_L/\sigma_T$, welches sensitiv auf den Spin der Partonen ist. Bereits im Jahr 1969 hatten Callan and Gross [13] vorhergesagt, daß

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L}{F_2 - F_L} = 0 \tag{1.14}$$

sein sollte. Im Quark–Parton–Modell folgt diese Relation für halbzahligen Quarkspin, d.h. die longitudinale Protonstrukturfunktion, $F_L = F_2 - 2xF_1$, ist dann gleich Null. Diese Vorhersage wurde ebenfalls in einer ersten Messung am SLAC bestätigt [14].

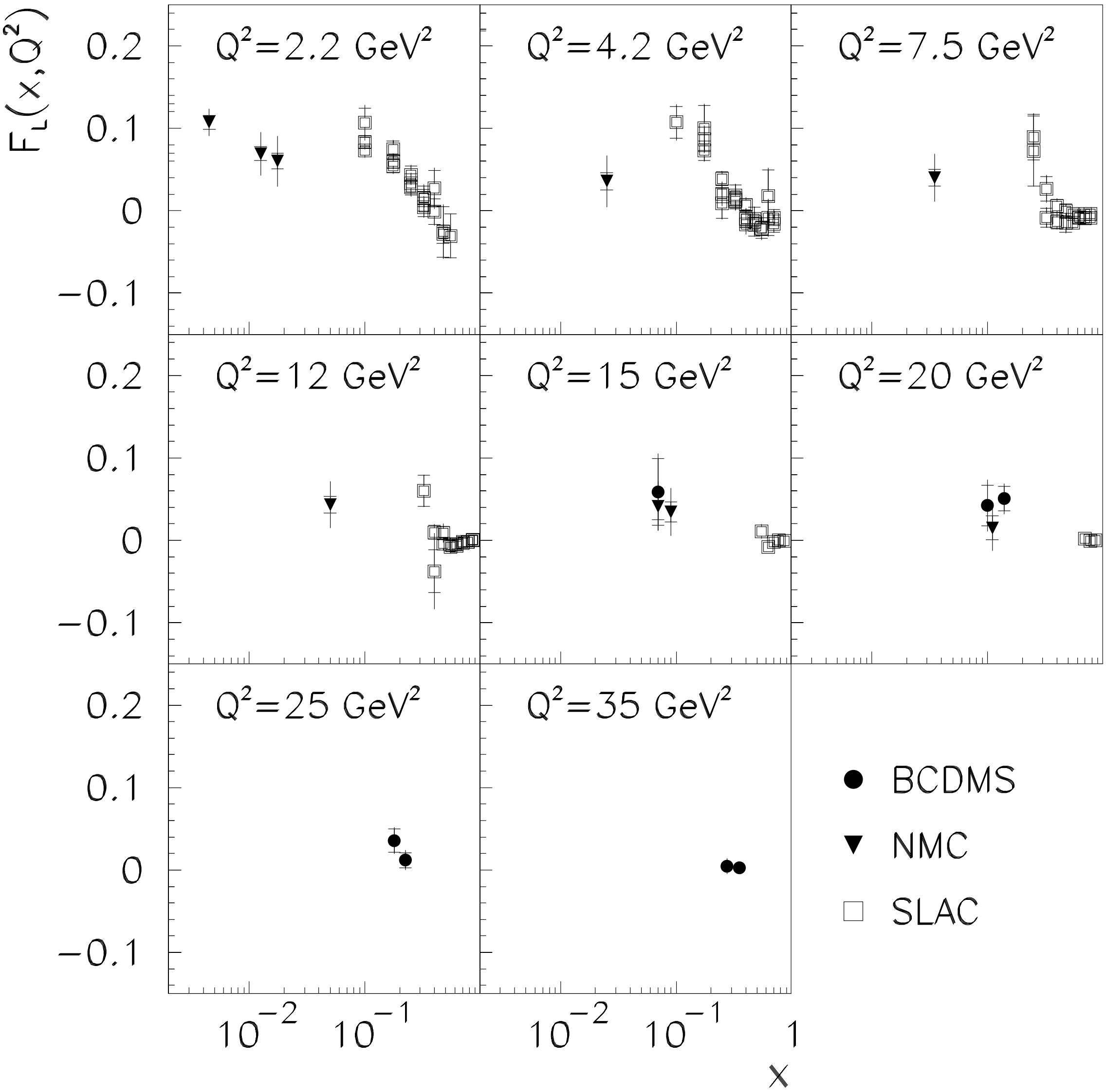

Abbildung 1.1: Messungen der longitudinalen Strukturfunktion durch (e, μ)–Festtarget–Experimente bei größeren x.

1.3 Messungen der Longitudinalen Strukturfunktion

In allen wichtigen tief–inelastischen Streuexperimenten wurde die Größe R, bzw. die longitudinale Strukturfunktion F_L gemessen. Einen Überblick über die Messungen in der Streuung geladener Leptonen (e, μ) [15, 16, 17] gibt Abbildung 1.1. Das Verhältnis R war nur näherungsweise gleich Null. Abweichungen wurden mit nicht vernachlässigbaren Transversalimpulsen der Partonen erklärt, die zu einer Größenordnung $R \simeq p_T^2/Q^2$ führten.

In den 70er Jahren wurde die Farbeichfeldtheorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD), ausgearbeitet [18] und experimentell bestätigt. Hierbei leistete die tief–inelastische Lepton–Nukleon–Streuung mit dem Nachweis einer logarithmischen Abhängigkeit von $F_2(x, Q^2)$ von Q^2 einen entscheidenden Beitrag. In den Evolutionsgleichungen der Partondistributionen [19] wird diese Skalenverletzung auf die Abstrahlung von Gluonen von Quarklinien sowie auf die Quark–Antiquark–Paarproduktion durch Photon–Gluon–Fusion zurückgeführt. Für die longitudinale Strukturfunktion ergab sich, daß die Gluonverteilung zu Abweichungen von der Callan–Gross–Relation (1.14) führt, gemäß der Relation [20]

$$F_L = \frac{\alpha_s}{4\pi} x^2 \int \frac{dz}{z^3} \cdot \left[\frac{16}{3} F_2 + 8 \sum Q_q^2 \left(1 - \frac{x}{z}\right) zg \right]. \tag{1.15}$$

Die Abstrahlung von Gluonen führt zu endlichen Transversalimpulsen der Quarks, an die das longitudinal polarisierte Photon somit koppeln kann.

1.4 F_L bei HERA

HERA hat mit der großen Schwerpunktsenergie, $s = 4E_eE_p$, den Bereich kleiner $x = Q^2/sy$ erschlossen. Die Messungen des Streuquerschnitts ergaben, daß die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei festen Q^2 zu kleinen x hin stark anwächst und auch eine mit Q^2 steigende Funktion bei festem x ist. Dieses Verhalten ist in der QCD erklärt mit der Dominanz des Beitrags der Gluonen zu den Skalenverletzungen. Erste Abschätzungen des asymptotischen Verhaltens von F_2 bei kleinen x im tief–inelastischen Bereich [21] wiesen auf eine potenzartige Abhängigkeit $F_2 \propto x^{\lambda(x,Q^2)}$ hin. Diese Erwartung wurde schon durch die ersten Messungen von HERA bestätigt [22, 23]. Im Zusammenhang mit diesen Ergebnissen sowie theoretischen Vorstellungen über nichtlineare Gluonwechselwirkungen bei hohen Dichten [24] entwickelte sich die sogenannte low–x–Physik zu einem großen Forschungsgebiet [25]. Hier vorgestellte Ergebnisse zur Untersuchung des Anstiegs von F_2 bei kleinen x sind in diesem Zusammenhang von Interesse, da mit der im H1–Experiment erreichten Genauigkeit der Messung von F_2 von einigen Prozent auch deren Ableitungen bestimmbar sind, die erlauben, die Funktion $\lambda(x, Q^2)$ zu bestimmen.

Im Zusammenhang mit der im Mittelpunkt dieser Arbeit stehenden longitudinalen Strukturfunktion F_L ist die Gluonverteilung xg von besonderem Interesse, da sie eine im Vergleich zum kinematischen Bereich der Festtarget–Experimente größere Funktion F_L erwarten läßt. Die genaue Messung von F_L stellt eine Möglichkeit dar, die Gluonstrukturfunktion nicht nur aus den Skalenverletzungen von $F_2(x, Q^2)$ durch einen Multiparameter–QCD–Fit zu bestimmen, sondern davon unabhängig einzuschränken. Näherungsweise gilt zum Beispiel gemäß [26]:

$$xg = \frac{3}{5} 5.9 [\frac{3\pi}{4\alpha_s} F_L(0.4x, Q^2) - \frac{1}{2} F_2(0.8x, Q^2)]. \tag{1.16}$$

Die experimentelle Bestimmung von F_L erfordert, den Streuquerschnitt bei großen Inelastizitäten präzise zu messen. Der reduzierte Streuquerschnitt, siehe 1.13,

$$\frac{Q^4 x}{2\pi\alpha^2 Y_+} \cdot \frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \sigma_r = F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{Y_+} \cdot F_L(x, Q^2), \tag{1.17}$$

mit $Y_+ = 1 + (1 - y)^2$,illustriert, daß die Strukturfunktion F_L nur bei $y > 0.6$ einen wirklich meßbaren Anteil haben kann, da ihre Größe wegen der Positivität der Querschnitte σ_L und σ_T durch die Relation $0 \le F_L \le F_2$ beschränkt ist.

Die klassische Methode, die Größe R bzw. F_L zu messen, besteht in der Variation der Energie, da $y = Q^2/sx$ ist, die Strukturfunktionen jedoch von x und Q^2 abhängen. Mögliche Resultate einer solchen Messung bei HERA wurden simuliert [27], die Energien der HERA–Strahlen allerdings bisher nicht hinreichend variiert. Aus diesem Grund wurde bei HERA ausgenutzt, daß F_2 über einen so großen Bereich gemessen werden kann, daß man dieses Verhalten relativ sicher, allerdings experimentell ungeprüft, in den Bereich großer y, d.h. der kleinsten x–Werte bei festen Q^2, extrapolieren kann. Die Messung von F_L ist umso genauer, je größer die zugänglichen Werte der Inelastizität y sind, die sich nach

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\,\sin^2(\theta_e/2) \tag{1.18}$$

ergibt[1]. Für kleine x und Q^2, d.h. große Streuwinkel, gilt näherungsweise $y \simeq 1 - E'_e/E$. Große Werte von y erfordern daher, die tief–inelastische Streuung bei kleinen Streuenergien E'_e nachzuweisen. Dafür ist der H1 Detektor nach seinem Umbau, wie gezeigt werden wird, besonders geeignet.

[1] Abweichend von den Festtarget–Experimenten wird hier θ_e bezüglich der Richtung des auslaufenden Protons definiert.

Kapitel 2

Meßapparatur

In diesem Kapitel wird der H1–Detektor vorgestellt, insbesondere die für die Messung des tief-inelastischen Wirkungsquerschnitts relevanten Detektorkomponenten. Auf den *Backward Silicon Tracker* (BST), auf dem die Analyse der 99er Daten hauptsächlich basiert, wird detailliert im zweiten Abschnitt eingegangen.

2.1 H1–Detektor

Der H1–Detektor [28] ist ein Nachweisgerät für hochenergetische Elektron–Proton Wechselwirkungen bei HERA, das nahezu den gesamten Raumwinkelbereich abdeckt. Die Akzeptanz ist nur durch die Strahlröhre limitiert. Der Detektor wurde konzipiert, um die Spurverläufe und Energien der auslaufenden Teilchen präzise zu rekonstruieren und insbesondere einen sicheren Nachweis der gestreuten Elektronen zu ermöglichen.

Abbildung 2.1 zeigt ein tief-inelastisches Streuereignis im H1–Detektor. Da das Proton eine weit größere Strahlenergie besitzt als das Elektron, werden die meisten der entstehenden Teilchen in Richtung des Protons gestreut. Der Detektor ist daher asymmetrisch aufgebaut. Die Richtung des auslaufenden Protons definiert die positive z–Achse des rechtshändigen H1–Koordinatensystems, dessen Ursprung sich im nominellen Wechselwirkungspunkt befindet. Der Polarwinkel θ wird bezüglich dieser Richtung definiert. Teilchen, die unter kleinen Winkeln ($+z$) gestreut werden, rekonstruiert man im Vorwärtsdetektor, während große Winkel ($-z$) im Rückwärtsdetektor gemessen werden. Die Impulsmessung in der Nähe des Wechselwirkungspunktes erfolgt mit den zentralen Spurdetektoren. Kalorimeter im äußeren Bereich messen die elektromagnetischen und die hadronischen Energien. Außerhalb der Kalorimeter befindet sich die supraleitende Spule mit Eisenjoch.

2.1.1 Die zentralen und Vorwärts–Spurkammern

Das Spurkammersystem von H1 liefert Informationen zur Identifizierung geladener Teilchen, für die Rekonstruktion ihrer Spuren sowie für verschiedene Trigger. In einem solenoidalen Magnetfeld von 1.15 T werden die Teilchen abgelenkt. Zwei mechanisch voneinander unabhängige

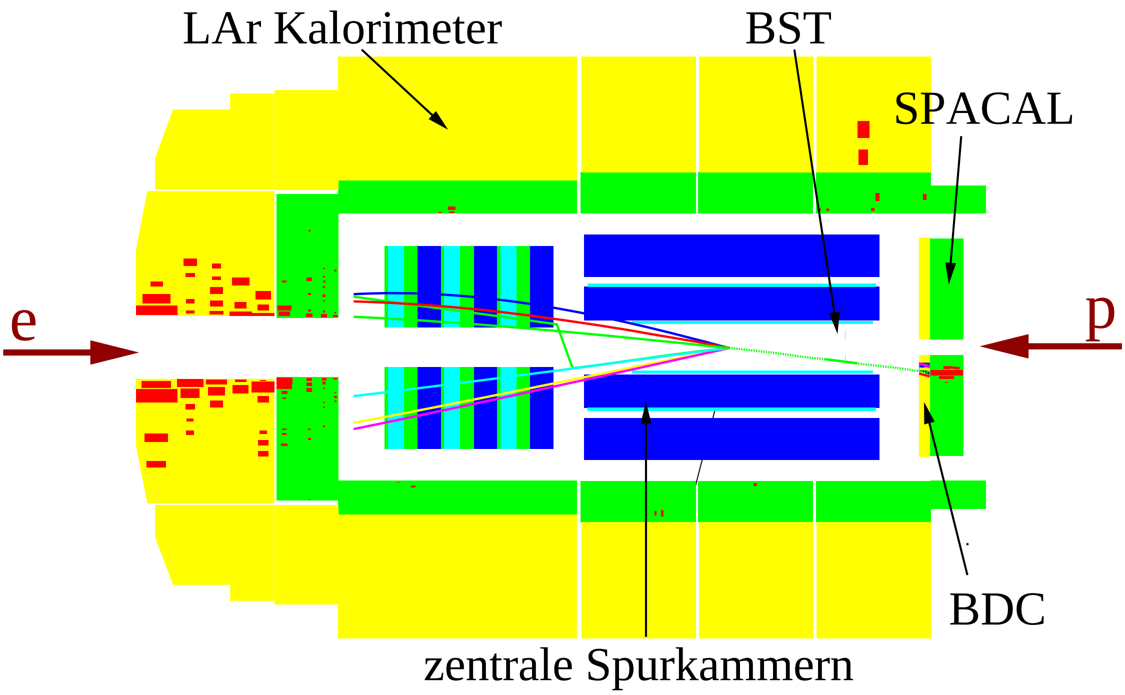

Abbildung 2.1: Seitenansicht des H1–Detektors in der Konfiguration des Jahres 1997 .

Detektormodule, die zentralen Spurkammern und die Vorwärts–Spurkammern, wurden gebaut, um eine möglichst große Akzeptanz für die Trigger und die Impulsmessung zu erreichen.

Die Spurerkennung in der zentralen Region basiert auf sechs konzentrischen Drift– und Vieldrahtproportionalkammern (siehe Abbildung 2.2), die den Bereich -1.5 m $< z <$ 1.5 m abdecken. Die *Central Inner Proportional Chamber* (CIP) ist dem Strahlrohr am nächsten. Sie erfaßt einen Winkelbereich von $9^\circ < \theta < 171^\circ$, und jede der beiden Lagen besteht aus 480 Pads. Die *Central Outer Proportional Chamber* (COP) besitzt eine Winkelakzeptanz von $25^\circ < \theta < 155^\circ$ und besteht aus 288 *Pads*. Eine Kombination von *Pads* in der CIP und der COP (*Ray*), die auf die Vertexregion weist, liefert ein schnelles Triggersignal mit einer Zeitauflösung, die kleiner als das 96 ns Zeitintervall zwischen dem Zusammentreffen von zwei *Bunches* ist. Dies ermöglicht eine genaue Bestimmung des Zeitpunktes t_0 der Wechselwirkung und damit eine bedeutende Reduktion des strahlinduzierten Untergrundes schon in der ersten Triggerstufe.

Die *Central Inner Z-Chamber* (CIZ) und die *Central Outer Z-Chamber* (COZ) sind zylindrische Drahtkammern mit polygonalen Anordnungen von Driftzellen. Die polygonartig um die Strahlachse gespannten Drähte führen zu einer Ionendrift parallel zur z–Achse und damit zur präzisen Messung der z–Koordinate mit einer Genauigkeit von etwa 250μm.

Die Grundlage der Spurrekonstruktion in $r - \phi$ Koordinaten bilden zwei zylindrische Driftkammern, die *Central Jet Chambers* CJC1 und CJC2, die eine zu den z–Kammern orthogonale Drahtanordnung haben. Die radiale Ausdehnung der Kammern beträgt zwischen 203 mm und 451 mm für die CJC1 und zwischen 530 mm und 844 mm für die CJC2. Die 2200 mm langen Drähte sind parallel zur Strahlachse orientiert. Mit einer Neigung der Driftzellen in radialer

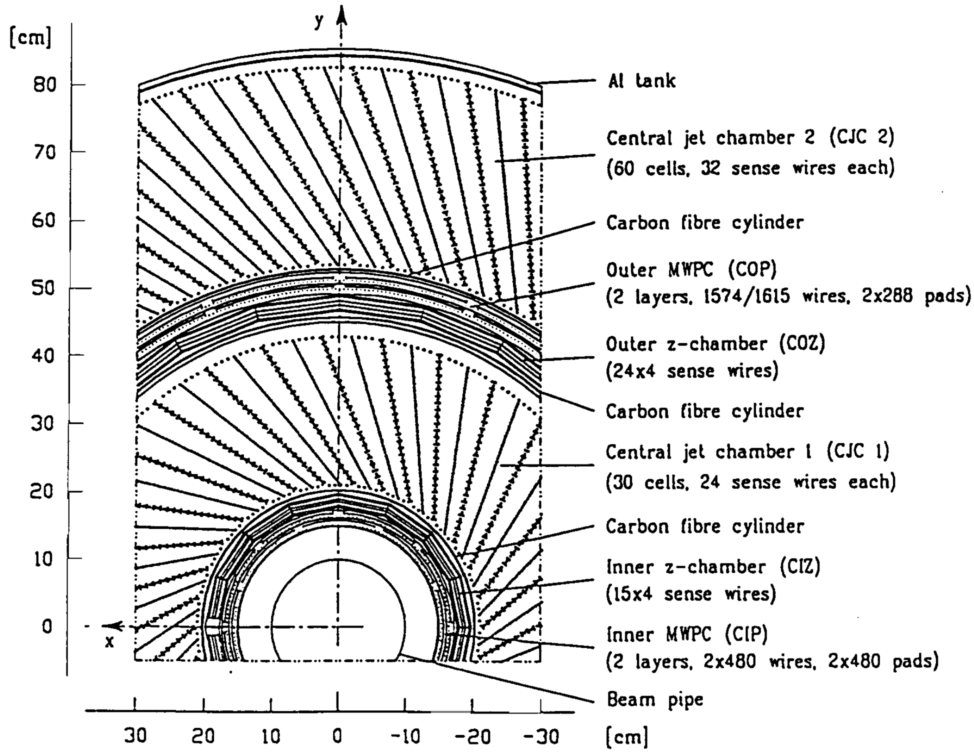

Abbildung 2.2: Radiale Ansicht des zentralen Spurkammersystems des H1–Detektors

Richtung um 30° wird der Lorenzwinkel kompensiert, d.h. es wird erreicht, daß die Driftrichtung im Magnetfeld nahezu senkrecht zu den steifen, hochenergetischen Spuren verläuft. Raumpunkte in der (r, ϕ)–Ebene können dadurch mit einer optimalen Auflösung von 170 μm rekonstruiert werden. Durch Vergleich der Signalamplituden beider Drahtenden ist es möglich, in den Z–Kammern sowie in der CJC die komplementäre Koordinate ϕ bzw. z mit $1 - 2\%$ Genauigkeit zu messen. Das zentrale Spurkammersystem bestimmt die z–Koordinate des Vertex mit etwa 2 mm Genauigkeit und mißt den Polarwinkel auf etwa 1 mrad genau.

Mit dem *Forward Tracker* (FT) können Spuren im Winkelbereich $5^\circ < \theta < 25^\circ$ gemessen werden. In dieser Arbeit wird der Forward Tracker nicht benutzt, da sich die Analyse auf rückwärts gestreute Elektronen konzentriert.

2.1.2 Das Flüssig–Argon–Kalorimeter

Energien von Teilchen im zentralen und vorderen Bereich ($4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$), werden mit dem *Liquid–Argon–Kalorimeter* (LAr) gemessen [29]. Es befindet sich innerhalb der supraleitenden Spule, um Energieverluste im passiven Material zu minimieren. Dieses Sampling–Kalorimeter besteht aus einem inneren, elektromagnetischen und einem äußeren, hadronischen Teil mit flüssigem Argon als aktives Material sowie Blei bzw. Stahl als Absorber. Entlang der Strahlachse besteht eine 8-fache Segmentierung (*wheels*), wobei die 6 zentralen Module azimutal in acht identische Oktanten unterteilt sind. Das LAr Kalorimeter hat je 64 Module für den elektromagnetischen und den hadronischen Teil, die separat kalibriert werden.

Die Gesamttiefe des elektromagnetischen Kalorimeterteils variiert zwischen 20 und 30 Strahlungslängen für Elektronen und 1.0 bis 1.4 Absorptionslängen für Hadronen. Der hadronische Teil hat eine Tiefe von 5 bis 9 Absorptionslängen. Ein *Tail Catcher* (TC) System aus Streamerröhren im instrumentierten Eisen umgibt das LAr–Kalorimeter und ermöglicht eine damit vollständige Rekonstruktion der hadronischen Schauer.

Messungen der Energieauflösung am Teststrahl ergaben für das elektromagnetische LAr–Kalorimeter $\sigma/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.01$ für Elektronen und $\sigma/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 0.02$ für geladene Hadronen. Die hadronische Energieskala wurde später mit Hilfe der ep–Daten unter Ausnutzung der Transversalimpuls–Balance ($p_\perp$–Balance) zwischen gestreutem Elektron und den hadronischen Endzustandsteilchen mit einer Genauigkeit von 2% kalibriert. Die elektromagnetische Energieskala ist zu etwa 1% bekannt[1] und wurde mit verschiedenen Methoden verifiziert [30]. Sowohl das elektromagnetische als auch das hadronische Kalorimeter sind nicht kompensierend. Signale durch hadronische Schauer sind um etwa 30% kleiner als die durch elektromagnetische Schauer gleicher Energie. Während der Rekonstruktion werden daher die hadronischen Energien umgewichtet, um ein e/π–Verhältnis von nahe 1 zu erreichen [31].

2.1.3 Der Rückwärtsdetektor

Die Untersuchung der Protonstruktur bei kleinen x erfordert eine genaue Messung der Energie und des Polarwinkels θ der in den Rückwärtsbereich des H1–Detektors gestreuten Elektronen. Um die Meßgenauigkeit zu erhöhen, wurde im Jahr 1995 der gesamte Rückwärtsdetektor ausgetauscht. Heute besteht er aus einem Blei/Szintillationsfaser–Kalorimeter (SPACAL) [32], einer Driftkammer (BDC) und dem Silizium–Spurdetektor (BST).

- Das SPACAL Kalorimeter deckt den Winkelbereich von $152° \leq \theta \leq 177.8°$ ab. Es besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil mit einer radialen Begrenzung von 5.7 cm bis 80 cm. Das elektromagnetische SPACAL ist aus 1192 Zellen aufgebaut, die jeweils ein aktives Volumen von $4.05 \times 4.05 \times 25$ cm^3 haben. Die Zellen bestehen aus parallel zur Strahlachse verlaufenden szintillierenden Fasern, die von einer Absorbermatrix aus Blei umgeben sind. Das Szintillationslicht jeder Zelle wird über einen Lichtmischer auf die Photovervielfacher (PM) geleitet und dort in elektrische Signale umgewandelt. Durch das geringe Rauschen der PM von wenigen MeV sind sehr niedrige Triggerschwellen sowie eine zuverlässige Rekonstruktion kleiner Energiedepositionen möglich. Außerdem haben die PM eine sehr gute Zeitauflösung von 1 ns, wodurch strahlinduzierter Untergrund auf dem Triggerniveau unterdrückt werden kann. Die Energieauflösung des SPACAL wurde in Teststrahlen zu $7\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ bestimmt. Ein kleiner Molière–Radius von 25 mm sowie die kleine Zellgröße erlauben eine Ortsauflösung des Schauerschwerpunktes von $3-4$ mm. Der hadronische Teil des SPACAL besteht aus 136 Zellen der Größe $12 \times 12 \times 25$ cm^3. Damit entspricht seine Tiefe einer

[1] Für die Messung des inklusiven Streuquerschnitts ist nicht primär die absolute Energieskala relevant sondern die Übereinstimmung der Skalen im Experiment und in der Simulation.

hadronischen Absorptionslänge. Die Szintillationsfasern haben einen Durchmesser von 1 mm. Die hadronische Energieauflösung beträgt $\sim 30\%/\sqrt{E}$.

- Die *Backward Driftchamber* (BDC) befindet sich vor dem SPACAL und deckt einen Winkelbereich von $153^o < \theta < 177.5^o$ ab. Sie wurde gebaut, um die Messung des gestreuten Elektrons durch genaue Spurinformationen zu vervollständigen. Die BDC besteht aus 4 Doppellagen, die in jeweils 8 azimutale Sektoren unterteilt sind. Die Signaldrähte sind oktogonal um die Strahlachse gespannt, so daß die Driftwege annähernd radial verlaufen und eine gute θ–Auflösung erreicht wird. Um eine ungefähre ϕ–Messung zu ermöglichen, sind die Doppellagen um 11.5° gegeneinander gedreht. Die Zellgröße wurde der Geometrie angepaßt. Der Drahtabstand beträgt 1 cm für die inneren Zellen, 2 cm in der Übergangsregion bei etwa 25 cm Radius und 3 cm für den äußeren Rand der BDC.

  Für die Rekonstruktion der Elektronspuren wurden, ausgehend von einem Cluster im SPACAL, auf der Verbindungslinie des Clusters zum Vertex Hits in der BDC gesucht und aus diesen Spursegmente gebildet. Die am besten zum SPACAL–Cluster passende Spur mit mindestens 4 von 8 möglichen Hits und einem Abstand zum Cluster von 1.5 cm in der SPACAL–Ebene wurde selektiert.

- Der BST besteht aus mehreren Ebenen von Siliziumstreifendetektoren zur präzisen Messung des Polarwinkels des gestreuten Elektrons unabhängig von der Rekonstruktion des z–Vertex durch hadronische Spuren. Dieser Detektor ist für diese Analyse von zentraler Bedeutung und wird ausführlicher im Abschnitt 2.2 beschrieben.

2.1.4 Das Luminositätssystem

Die Luminositätsmessung bei H1 basiert auf dem Nachweis des Bethe–Heitler Bremsstrahlungsprozesses $ep \rightarrow ep\gamma$, dessen Wirkungsquerschnitt sehr genau bekannt ist. Der Nachweis erfolgt in zwei elektromagnetischen Kalorimetern, dem *Electron Tagger* (ET) für die Messung der Elektronen bei sehr kleinen Q^2, und dem *Photon Detector* (PD), in dem die abgestrahlten Photonen gemessen werden. Diese Detektoren befinden sich im HERA–Tunnel an z–Positionen von -33 m (ET) und -103 m (PD).

Der Elektron–Tagger besteht aus 7×7 Zellen auf einer Fläche von 154×154 mm^2. Durch das Feld der HERA–Fokussierungsmagneten werden Elektronen mit Energien, die kleiner als die Strahlenergie sind, abgelenkt. Sie verlassen die Strahlröhre und werden im ET im Energiebereich zwischen 10 und 20 GeV nachgewiesen. Die ET–Winkelakzeptanz beträgt etwa 5 mrad. Der Photon–Detektor besteht aus 5×5 Zellen auf einer Fläche von 100×100 mm^2. Photonen verlassen die Strahlröhre durch ein Fenster bei $z = -92.3$ m, wo die Strahlröhre aufwärts gebogen ist, und treffen auf den PD. Die Winkelakzeptanz dieses Detektors beträgt 0.5 mrad.

Das Luminositätssystem dient verschiedenen Anwendungszwecken. Mit Hilfe der Koinzidenzmethode, d.h. der gleichzeitigen Messung des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons, wird die relative Luminosität während der Datennahme gemessen sowie die Elektronstrahlposition kontrolliert. Die Photonmethode, bei der allein das Bethe–Heitler–Photon im PD gemessen wird, dient der Messung der integrierten Luminosität und wird in der Offline–Analyse verwendet. Ereignisse der quasi–reellen Photoproduktion mit $Q^2 < 0.01$ GeV^2 können durch die Messung des Elektrons im ET unter Benutzung des Photondetektors als Veto (*tagged* Photoproduktionsereignisse) nachgewiesen werden. Auch Ereignisse, in denen das einlaufende Elektron vor der Wechselwirkung ein Photon abstrahlt (ISR–Ereignisse), werden im Luminositätssystem gemessen.

2.1.5 Das Triggersystem

Aufgabe des H1–Triggersystems ist es, Streuereignisse aus der ep–Wechselwirkung von Untergrundereignissen zu trennen. Untergrundereignisse stammen von der Synchrotronstrahlung des Elektronstrahls sowie aus der Wechselwirkung der Protonen des Strahls mit dem Restgas im Strahlrohr und des Protonstrahlhalos mit den Strahlrohrwänden. Zum Beispiel beträgt die Rate der Strahl–Gas–Wechselwirkungen ungefähr das 10^4–fache der Rate von tief–inelastischen Ereignissen bei kleinen Q^2. Ein dreistufiges Filtersystem, bestehend aus den Stufen L1, L2 und L4 wurde konzipiert, um die Trennung von Streuereignissen und Untergrund zu erreichen:

- Die erste Triggerstufe L1 liefert eine Entscheidung für jedes Kollisionsintervall (*bunch crossing*). Innerhalb einer Zeit von 2.5μs, die bestimmt wird durch die Auslesezeiten der Detektorkomponenten, werden die Triggerinformationen in sogenannten Pipelines bis zur Entscheidung gespeichert. Dadurch arbeitet das System totzeitfrei. Die Signale verschiedener Detektorkomponenten werden vom L1–System in Triggerelemente (TE) konvertiert. Bis zu 128 sogenannter Subtrigger (ST) werden durch logische Kombinationen bzw. Schwellenforderungen aus diesen Triggerelementen gebildet. Die Rate jedes Subtriggers wird separat gezählt und kann gegebenenfalls mit einem Skalierungsfaktor (*prescale*) versehen werden, da die Bandbreite des Auslesesystems beschränkt ist. Sind die Bedingungen für einen Subtrigger erfüllt, wird sein *raw bit* gesetzt. Bei einem Prescale i für diesen Subtrigger wird in jedem i–ten Ereignis auch das *actual bit* gesetzt. Ein Ereignis wird von L1 akzeptiert, wenn für wenigstens einen ST das *actual bit* gesetzt ist.

- Die Triggerstufe L2 nimmt innerhalb von $20\mu s$ eine weitere Filterung der von L1 ankommenden Ereignisse vor. Sie basiert auf neuronalen Netzen sowie topologischen Bedingungen. Zum Beispiel wurde in den im folgenden beschriebenen Analysen ein topologischer Trigger verwendet, der SPACAL–Cluster oberhalb eines bestimmten Radius selektiert. Auf eine positive L2–Entscheidung folgt die Auslese des Ereignisses.

- Die gesamte Ereignisinformation wird zur L4 Filter–Farm weitergeleitet, die aus schnellen Parallelprozessoren besteht. Für jeden Subtrigger, der die vorherigen Triggerstufen passiert hat, werden die L1–Konditionen mit höherer Genauigkeit verifiziert. Eine erste Rekonstruktion des Vertex, der Teilchenspuren und Energien wird durchgeführt und darauf basierend eine weitere Reduktion des Untergrundes mit Hilfe von Softwarefiltern erreicht. Die durch L4 akzeptierten Ereignisse werden auf Magnetbändern gespeichert.

Abschließend wird die komplette Rekonstruktion der akzeptierten Rohdaten offline durchgeführt (L5). Sie ordnet die Ereignisse bestimmten Physikklassen zu, wobei nichtklassifizierte Ereignisse verworfen werden. Die Daten werden in Form von *Data Summary Tapes* (DSTs) gespeichert und bilden die Grundlage der Physikanalysen.

2.1.6 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen Q^2 und x bzw. y, von denen der tief–inelastische Wirkungsquerschnitt abhängt, kann bei HERA durch die Messung des Elektrons, des hadronischen Endzustands oder deren Kombination erfolgen. Diese Redundanz erlaubt eine optimale Ausnutzung des kinematischen Bereichs bei möglichst kleinen systematischen Fehlern.

In der Elektron–Methode werden die Größen Q^2 und y in Abhängigkeit von der Energie des einlaufenden Elektrons E_e und der Energie E'_e und dem Polarwinkel θ_e des gestreuten Elektrons wie folgt ausgedrückt:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2(\theta_e/2) \qquad\qquad Q^2_e = \frac{E'^2_e \sin^2\theta_e}{1-y_e}. \tag{2.1}$$

Die Auflösung von y_e ist sehr gut für große y–Werte und nimmt proportional zu $1/y$ ab. Für kleine $y < 0.15$ kann die Inelastizität y durch

$$y_h = \frac{\sum_i (E_i - p_{z,i})}{2E_e} \equiv \frac{\sum_h}{2E_e} \tag{2.2}$$

besser bestimmt werden, wobei E_i und $p_{z,i}$ die Energie bzw. die longitudinale Impulskomponente eines Teilchens i des hadronischen Endzustands sind. Hier, wie auch in den Formeln 2.1 für die Elektron–Methode, ist die Energie des Elektronstrahls E_e auf ihren Sollwert fixiert. Dies führt zu großen radiativen Korrekturen infolge häufiger kollinearer Abstrahlung reeller Photonen vor der Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton. Dieser Effekt wird vermindert, verwendet man in Gleichung 2.2 unter Ausnutzung der Energie– und Impulserhaltung anstelle von $2E_e$ die Summe $\Sigma_h + E'_e(1-\cos\theta_e) = E - p_z$ [33]. Daraus resultiert die Σ–Methode:

$$y_\Sigma = \frac{\sum_h}{\sum_h + E'_e(1-\cos\theta_e)} \qquad\qquad Q^2_\Sigma = \frac{E'^2_e \sin^2\theta_e}{1-y_\Sigma}. \tag{2.3}$$

In der vorliegenden Arbeit wird die Elektron–Methode für große $y > 0.15$ und die Σ–Methode für $y < 0.15$ zur Querschnittsmessung benutzt. Beide Methoden werden im maximal zugänglichen y–Bereich angewandt, woraus sich wichtige Schlüsse über die Genauigkeit der Kalibration der elektromagnetischen und hadronischen Energieskalen ableiten lassen.

2.2 Backward Silicon Tracker (BST)

2.2.1 Überblick und Aufgabe

Der Backward Silicon Tracker (BST) wurde im Jahre 1992 als Teil einer ganz neuen Apparatur im rückwärtigen Bereich vorgeschlagen [34] und gemäß dem Technischen Proposal in verschiedenen Ausbaustufen, zunächst aus 4 [35] und in den Jahren 1998–2000 aus 8 Detektorebenen bestehend, realisiert. Die in dieser Arbeit verwendete Detektorkonfiguration ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Acht Ebenen aus Siliziumstreifendetektoren sind mit wachsendem

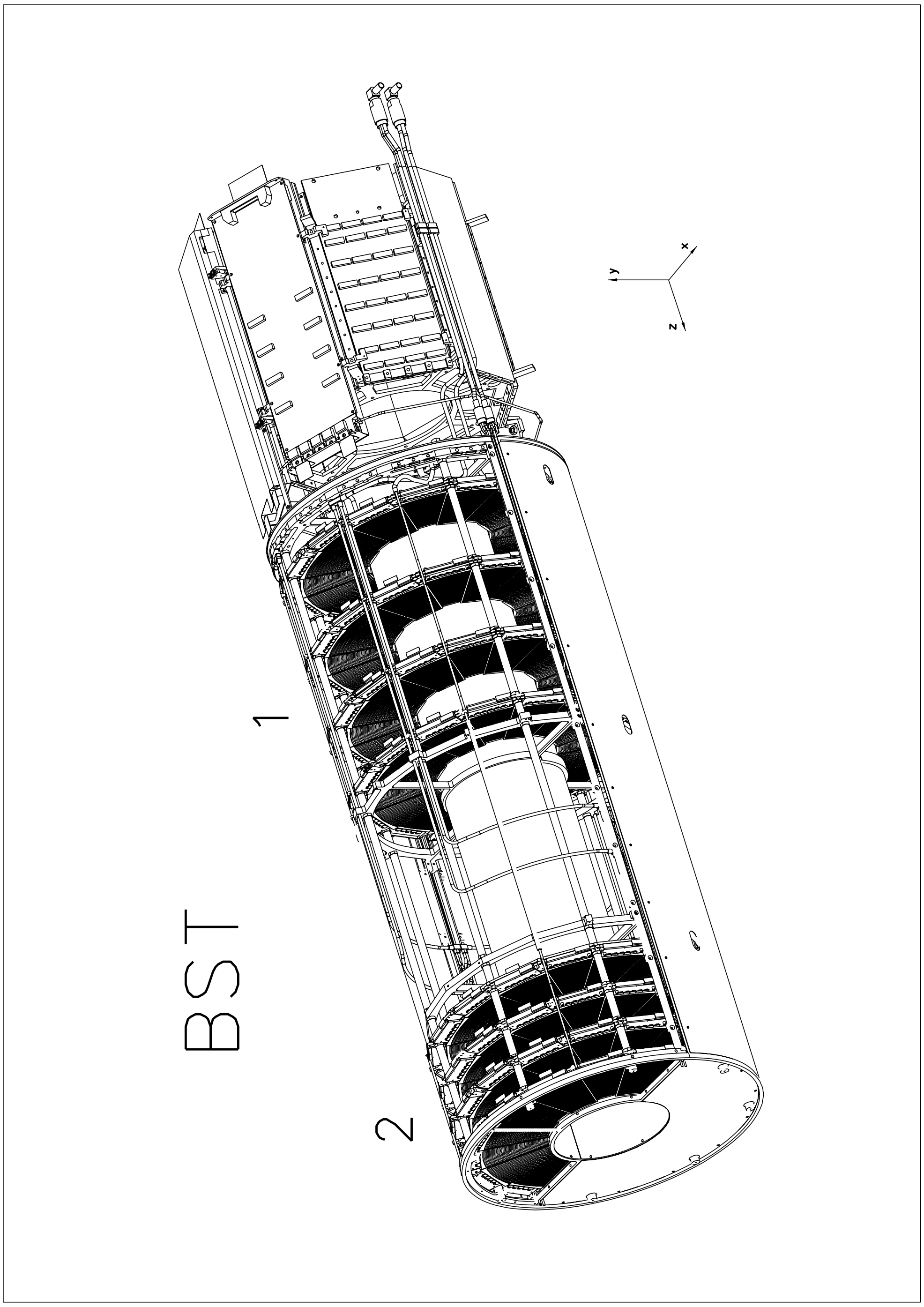

Abbildung 2.3: Schematische Zeichnung des BST–Aufbaus der Konfiguration der Jahre 1998-2000. Im vorderen, vertexnahen Teil ist der sogenannte BST2 zu erkennen, im hinteren Teil (in Richtung $-z$ der BST1 gefolgt von der Ausleseelektronik. Der BST1 entspricht der Konfiguration des 4–Ebenen–BST Jahres 1997.

Abstand zwischen den Ebenen, $z_{i+1} = z_i \cdot \sqrt[8]{r_{max}/r_{min}}$, beginnend bei $z_0 = -35.86$ cm senkrecht zur Strahlachse in Elektronstrahlrichtung aufgebaut. Hierbei sind $r_{min} = 5.90$ cm und

$r_{max} = 12.04$ cm der kleinste bzw. der größte sensitive Radius der sogenannten r–Detektoren (siehe Abschnitt 2.2.2). Jede der 8 Ebenen ist mit je 16 konzentrisch angeordneten, trapezförmigen r–Sensoren bestückt, deren Streifen Kreisbögen mit 48 μm Abstand (*pitch*) sind, wobei jeder zweite Streifen ausgelesen wird. Diese Detektoren erlauben, den Polarwinkel θ_e des rückwärts gestreuten Elektrons unabhängig von der Rekonstruktion des Ereignisvertex durch die zentralen Spurkammern zu messen. Aus dieser Möglichkeit ergeben sich nahezu alle zentralen Eigenschaften und Vorteile des BST als Teil des H1–Detektors bei der präzisen Vermessung des inklusiven Streuquerschnitts:

- Die mit Hilfe des BST rekonstruierte Spur des gestreuten Elektrons erlaubt es, den Ereignisvertex zu bestimmen, d.h. tiefinelastische Streuereignisse zu erkennen, ohne auf die Rekonstruktion und dann auch modellabhängige Simulation des hadronischen Endzustandes angewiesen zu sein. Das ist von besonderer Relevanz bei großen Inelastizitäten y, wo der hadronische Endzustand mit dem Elektron in die rückwärtige Richtung gestreut wird, sowie bei sehr kleinen $y \sim 0.01$, wo die Hadronen in Protonstrahlrichtung den Detektor verlassen. Mit Hilfe dieser θ–Messung konnte der kinematische Bereich der Querschnittsmessung wesentlich erweitert werden, siehe Abschnitt 6.1 und Kapitel 7.

- Die Meßgenauigkeit des BST ergibt sich aus der Forderung, die Kinematik unabhängig vom Vertex so rekonstruieren zu können, daß die Winkelmessung gegenüber der Energiemessung nicht den dominanten Fehler darstellt. Wegen der Verschlechterung der Meßgenauigkeit um einen Faktor $\tan\theta_e/2$ [36] muß der BST etwa 20-30 μm Ortsauflösung haben, um dieser Forderung zu genügen. Daraus ergeben sich hohe Anforderungen an die Ausrichtung (*Alignment*) der Detektoren.

- Die Messung des tief–inelastischen Streuquerschnitts bei großen Inelastizitäten $y \simeq 1 - E'/E_e$ wird deswegen erschwert, weil kleine Energiedepositionen E' im SPACAL Kalorimeter in dieser kinematischen Konfiguration nicht nur durch das gestreute Elektron, sondern auch durch andere Endzustandsteilchen des gleichen Ereignisses oder, viel häufiger, eines Photoproduktionsereignisses erfolgen können. Hierbei sind neutrale Energiedepositionen aus $\pi^0 \to \gamma\gamma$ Zerfällen besonders interessant, da sie im SPACAL allein nicht von einer Energiedeposition durch das gestreute Elektron unterschieden werden können, im Gegensatz zu hadronischen Energiedepositionen, die eine andere transversale und longitudinale Energieverteilung im SPACAL aufweisen. Dieser neutrale Untergrund kann mit Hilfe des BST nahezu komplett beseitigt werden, da eine geladene Spur, abgesehen von dem seltenen Fall einer Schauerbildung in der Strahlröhre ($0.07\% X_0$ bei $\theta = 175^0$), nicht durch neutrale Teilchen gebildet wird.

Der verbleibende Untergrund durch Hadronen wird in einem statistischen Verfahren subtrahiert. Dieses beruht darauf, daß im BST die Ladung von Teilchen bestimmt wird. Der hadronische Untergrund ist in guter, überprüfbarer Näherung ladungssymmetrisch, siehe Abschnitt 5.2.3, und daher kontrollierbar. Dazu wurde der BST in einem ϕ–Segment zusätzlich mit sogenannten ϕ–Streifendetektoren ausgerüstet, siehe Abschnitt 2.2.2, die erlauben, zusammen mit den r–Detektoren den Impuls p zu messen. In der vorliegenden Analyse wurden diese Detektoren erstmalig zum Einsatz gebracht und für die Kontrolle des Photoproduktionsuntergrundes verwendet. Dies erlaubte, den Meßbereich der longitudinalen Strukturfunktion wesentlich auszudehnen.

2.2.2 r– und ϕ– Detektoren

Der BST in der Konfiguration der Jahre 1998–2000 besteht aus 8 Ebenen von je 16, also insgesamt 128 r–Modulen zur Messung des Polarwinkels. Jedes Modul, wie in Abbildung 2.4 schematisch gezeigt, besteht aus einem 280 μm dünnen Silizium–Sensor mit aufgeklebtem Hybriden. Ungefähr 20000 Elektron–Loch–Paare werden im Sensor durch ein minimal ionisierendes Teilchen produziert. Auf dem Hybriden befinden sich 5 Vorverstärker des Typs APC 128 [37], die über 640 Bondverbindungen mit den Signalstreifen (p^+ *strips*) verbunden sind. Da die Vorverstärker wegen der mit der Entfernung vom Strahl abnehmenden Strahlungsbelastung außen montiert sind, erforderte die konzentrische Anordnung der p^+ Streifen eine zweite Metallisierungsebene (Auslesestreifen), die die Signale nach außen führt. Der r–Sensor ist folglich ein *double metal* Sensor, dessen Herstellung deutlich komplizierter ist als die der *single metal* ϕ–Sensoren, deren Signalleitungen direkt von innen nach außen führen, siehe Abbildung 2.5.

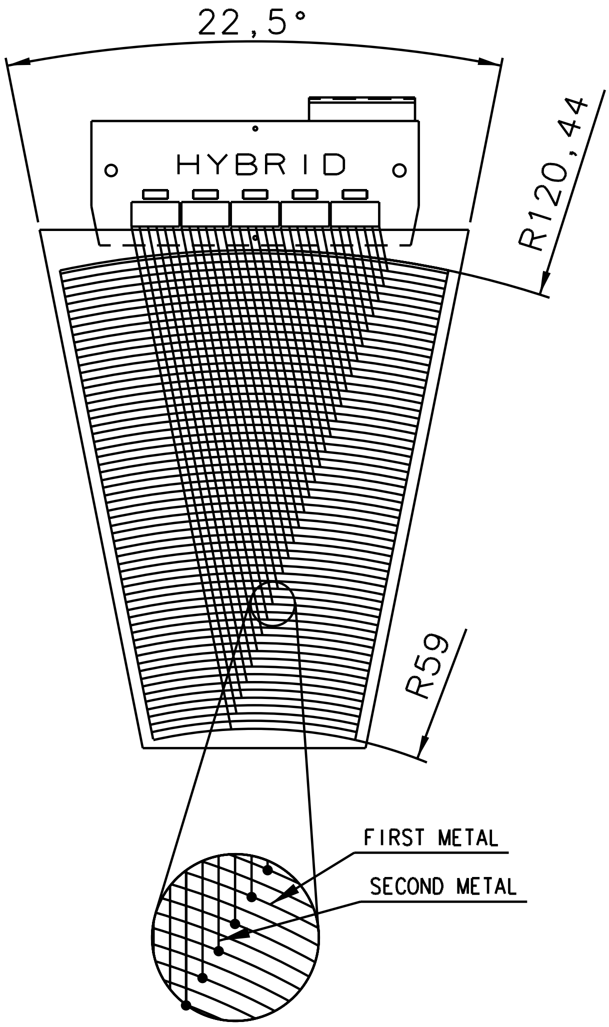

Abbildung 2.4: Schematische Zeichnung eines BST–r–Moduls. Die Signalstreifen sind Kreisbögen (FIRST METAL), die Auslesestreifen (SECOND METAL) stellen den Kontakt zwischen den Signalstreifen über die Bondverbindungen zu den APC's auf dem Hybriden (HYBRID) her.

Die Sensoren wurden nach Erhalt im Labor langzeitgetestet, ihre Strom- und Kapazitätscharakteristika gemessen. Nach Montage der Hybride wurden alle Module im Labor mit Laser–Signalen getestet. Abbildung 2.6 zeigt die Resultate dieses Tests als eine Verteilung der defekten Streifen für die 128 r–Sensoren a) und die 8 ϕ–Sensoren b), die ursprünglich nur als Prototypen des BST-ϕ-Detektors angesehen wurden, jedoch zur Impulsmessung und Untergrundreduktion in dieser Analyse verwendet werden konnten. Mit wenigen Ausnahmen waren nach dem Bonden mehr als 96% der Streifen der r–Sensoren verwendbar. Die 8 ϕ–Sensoren zeigten eine noch bessere Qualität.

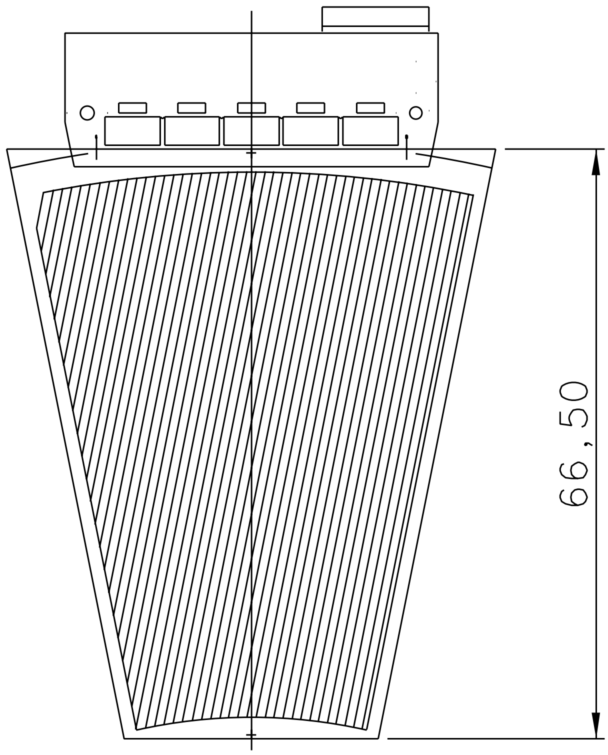

Abbildung 2.5: Schematische Zeichnung eines BST–ϕ–Moduls. Die Signalstreifen verlaufen parallel zur rechten Sensor–Kante und messen die u–Koordinate.

Wegen der unterschiedlichen Signalausführung ist auch das Signal—Rausch–Verhältnis (S/N) der beiden Sensortypen verschieden. Abbildung 2.7 zeigt das S/N-Verhältnis für die r– und ϕ–Sensoren im Strahlbetrieb nach der *online*-Hiterkennung. Diese verlangte ein minimales S/N von 5 (10) für die r– (ϕ–) Module. Wegen der großen Anzahl von Kanälen, etwa 80.000 r – Streifen und 5120 ϕ–Streifen, zeigt sich in den *online* Verteilungen noch der sehr hohe Untergrund durch elektronisches Rauschen bei kleinen S/N, jedoch in beiden Verteilungen auch ein sichtbares Maximum, das dem wahrscheinlichsten Energieverlust von Elektronen im Sensor entspricht. Nach der Spurrekonstruktion ist dieser Beitrag eliminiert, wie in Abbildung 2.8 gezeigt ist. Das wahrscheinlichste S/N der r– (ϕ–) Detektoren ist 14 (27), der Mittelwert 18 (33). Diese Resultate erlauben eine Spurrekonstruktion, unter Zuhilfenahme des SPACAL–Clusters, aus nur 2 Detektorebenen. Die Verteilungen der assoziierten Hits in der Radiuskoordinate der r–Sensoren und der u–Koordinate der ϕ–Sensoren sind in Abbildung 2.9 illustriert. Sie sind eine

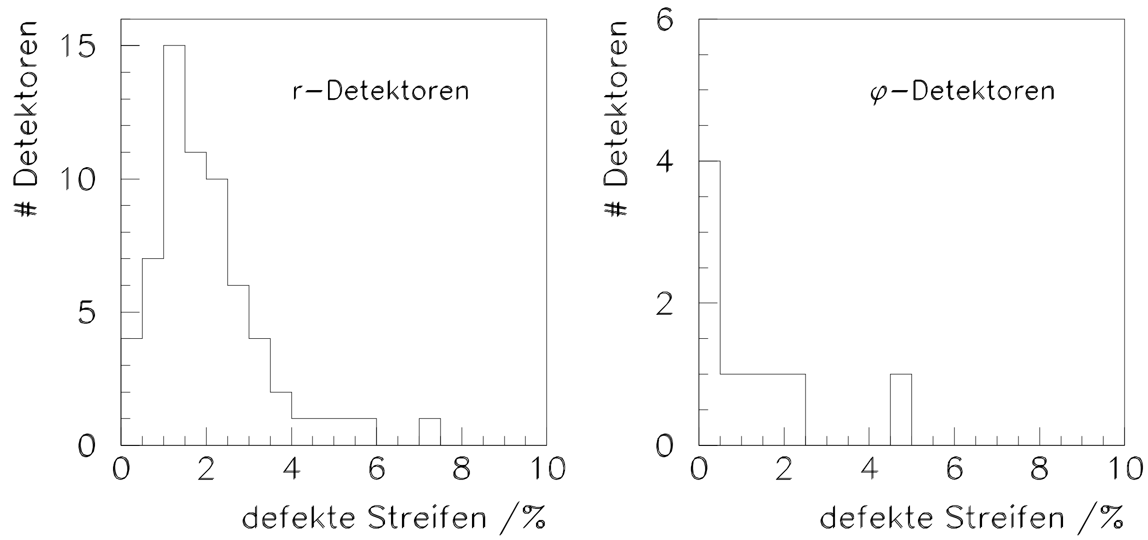

Abbildung 2.6: Verteilung der Anzahl toter Streifen in den BST–r–Modulen (links) und in den BST–ϕ–Modulen (rechts) bestimmt mit den Laser–Test.

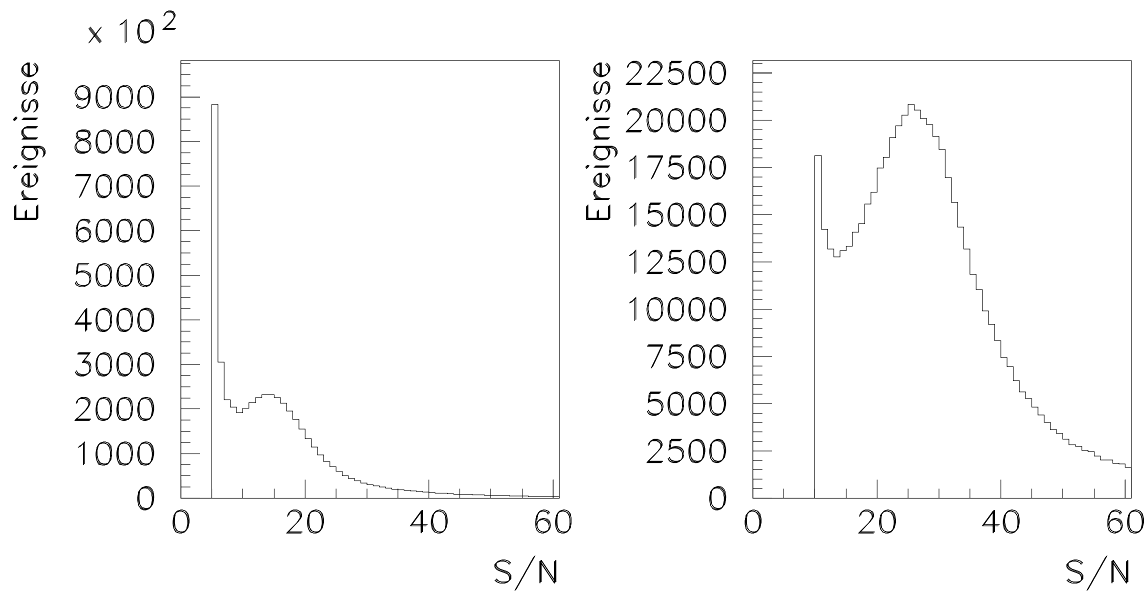

Abbildung 2.7: Verteilung des Signal–Rausch–Verhältnisses (S/N) nach der *online*-Hiterkennung für die BST–r–Module (links) und die BST–ϕ–Module (rechts).

Reflektion der Geometrie der Detektoren, d.h. der Streifenlänge, und der Polarwinkelakzeptanz der Spuren durch den BST.

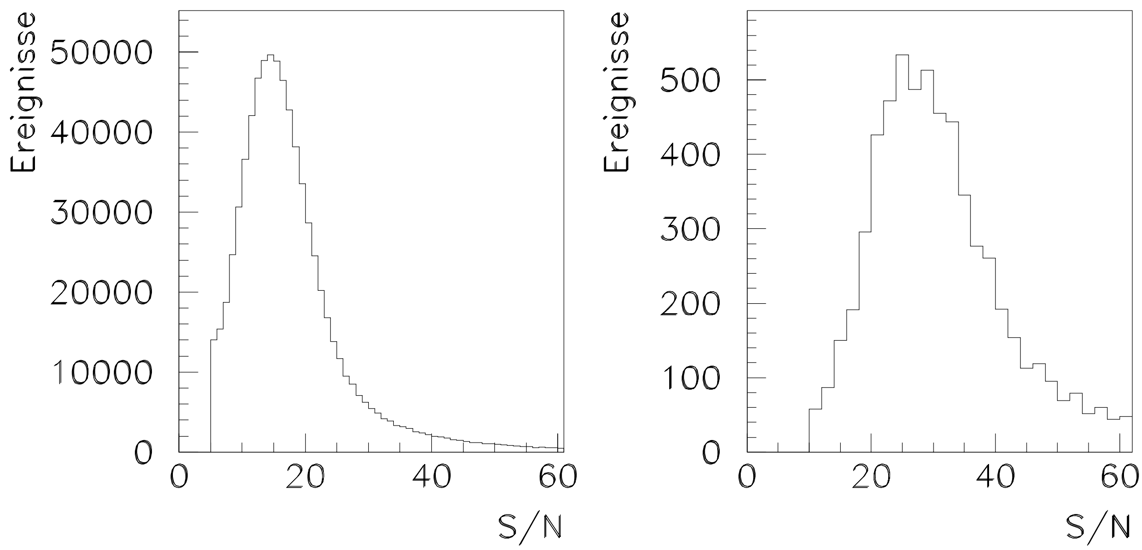

Abbildung 2.8: Verteilung des Signal–Rausch–Verhältnisses (S/N) nach der Spurrekonstruktion für die BST–r–Module (links) und die BST–ϕ–Module (rechts).

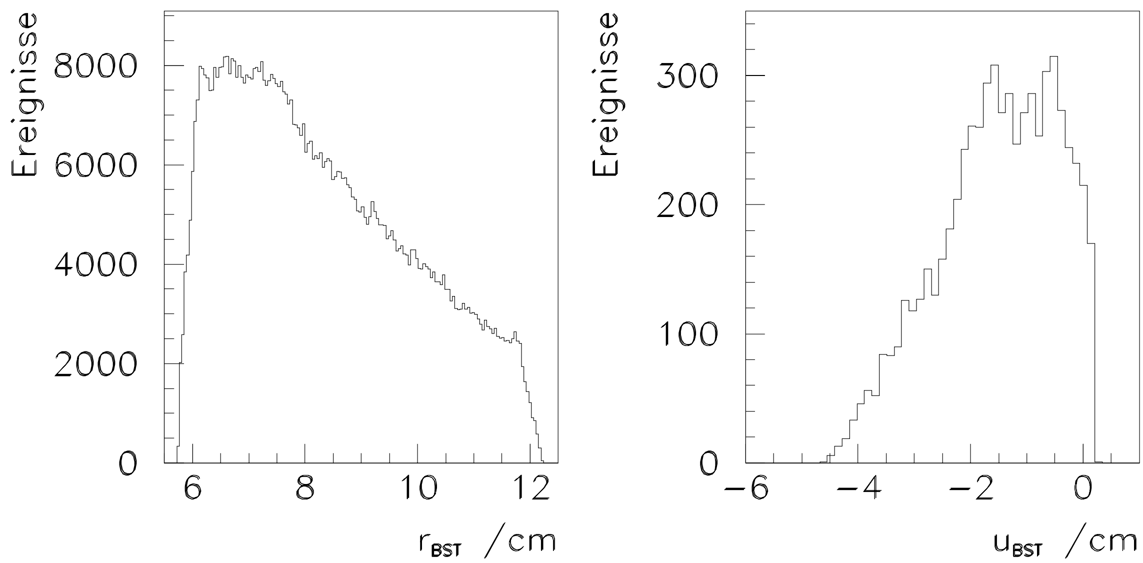

Abbildung 2.9: Verteilung der den rekonstruierten Spuren assoziierten Hits in den BST–r–Modulen (links) und den BST–ϕ–Modulen (rechts).

Kapitel 3

Datennahme

In diesem Kapitel werden die Datensätze eingeführt, die die Basis der in dieser Arbeit vorgestellten Analysen bilden. Es werden die bei der Datennahme verwendeten Trigger diskutiert sowie die Stabilitätskriterien der Messung. Abschließend wird kurz auf die Monte–Carlo–Simulation und die Vertex–Verteilung in den Daten und in der Simulation eingegangen.

3.1 Datensätze

In der vorliegenden Arbeit werden Datensätze verwendet, die in verschiedenen Datennahmeperioden vom H1–Detektor aufgezeichnet wurden. Sie unterscheiden sich durch das Jahr der Datennahme, den Detektoraufbau bzw. die für die Analyse verwendeten Detektorkomponenten und die verwendeten Trigger. Allen gemeinsam ist der Nachweis des gestreuten Elektrons im Rückwärtskalorimeter SPACAL. Tabelle 3.1 faßt wichtige Merkmale der Runperioden zusammen und gibt den kinematischen Bereich an, in dem diese Messungen letztlich präsentiert werden.

Bezeichnung	Trigger	Luminosität [pb^{-1}]	Inelastizität y	Energie [GeV]	Q^2 [GeV^2]
main 96/97	S0, S3, S9	17.9	< 0.6	> 6.9	12 - 150
96/97 F_L	S9	9	$0.89 > y > 0.6$	> 3	12 - 25
mbias 97	S0, S3, S9	1.8	< 0.6	>6.9	1.5 - 12
mbias 97 F_L	S0, S3	1.8	$0.75 > y > 0.6$	>5.5	2.0 - 3.5
mbias 99	S0, S3	2.7	< 0.79	> 7	1.5 - 12
mbias 99 F_L	S9	2.4	$0.89 > y > 0.79$	> 3	2 - 5

Tabelle 3.1: Die verschiedenen Datensätze und ihre Merkmale. Die Definition der Trigger ist zeitabhängig, siehe 3.2, und beeinflußt den kinematischen Bereich der Messungen (Energie, Inelastizität, Q^2).

Die Daten der Jahre 1996 und 1997, die im Folgenden als *main 96/97* bezeichnet werden, dienten als Grundlage für die Messung des tief–inelastischen Streuquerschnitts im Bereich $12 \leq Q^2 \leq 150$ GeV^2 [38]. Die Messung im Bereich von Inelastizitäten $y < 0.6$, basierend auf den Triggern S0 und S3, wird hier nicht beschrieben, jedoch später für die Extraktion der longitudinalen Strukturfunktion F_L mit Hilfe der Extrapolationsmethode benutzt, siehe Abschnitt 7.1. Im Bereich großer $y > 0.6$, d.h. kleiner Energien, nimmt der Untergrund durch Photoproduktionsereignisse stark zu. Um diesen Untergrund zu unterdrücken, wurden zusätzliche Triggerbedingungen eingeführt, die auf den Proportionalkammern basierenden *Rays* (siehe Kapitel 2.1.1), und mit den SPACAL–Triggerelementen im Subtrigger S9 kombiniert. In dieser Arbeit wird die Analyse der mit S9 genommenen Daten der Jahre 1996 und 1997 beschrieben.

Da die Ereignisrate zu kleinen Q^2 hin zunimmt und die Bandbreite für die Datenauslese begrenzt ist, wurden die tief–inelastischen Trigger für kleine Q^2 zugunsten von selteneren Ereignissen mit relativ großen Skalierungsfaktoren versehen. Um dennoch zu diesem kinematischen Bereich vordringen zu können, wurden zeitlich begrenzte, sogenannte *minimum bias* Runs vorgeschlagen, in denen auch die innere Region des SPACAL in den Trigger einbezogen wurde, um Daten unterhalb von Q^2 =12 GeV^2 zu erhalten. In den Jahren 1997 und 1999 wurden solche Daten aufgezeichnet. Dabei wurden die Skalierungsfaktoren im wesentlichen eliminiert und die Bedingungen für die Subtrigger S0, S3 und S9 geändert. Diese speziellen Runs werden mit *mbias 97* bzw. *mbias 99* bezeichnet. Die Analyse der *mbias 97* Daten ist in [38, 39] beschrieben und war nicht Bestandteil der vorliegenden Arbeit, die *mbias 99* Daten hingegen werden hier eingehend behandelt.

Abbildung 3.1 zeigt den kinematischen Bereich der H1–Messungen im Vergleich mit früheren Festtarget–Experimenten in der (x, Q^2)–Ebene. Während die Messungen von BCDMS und NMC bei großen Werten von $x > 0.01$ liegen, wurde der kinematische Bereich durch HERA zu kleinen x hin wesentlich erweitert. Die in der Abbildung mit “H1” bezeichneten Datenbereiche entsprechen den Bedingungen in den Jahren 1996 und 1997, in denen HERA mit Elektronenergien $E_e = 27.6$ GeV und Protonenergien $E_p = 820$ GeV lief. Die in der Abbildung zu erkennende Erweiterung des Bereiches zu großen y durch die “H1 99 prel.” Daten der Datenperiode *mbias 99* ist zum einen auf die Erhöhung der Protonenergie auf 920 GeV zurückzuführen, zum anderen auf die Benutzung der ϕ–Detektor–Prototypen des BST (siehe Kapitel 2.2.2).

3.2 Trigger

Tief–inelastische Streuereignisse mit Impulsüberträgen $Q^2 \leq 150$ GeV^2 sind im H1–Experiment dadurch charakterisiert, daß das gestreute Elektron im rückwärtigen Kalorimeter SPACAL nachgewiesen wird. Daher basieren alle Trigger für solche Ereignisse auf den SPACAL–Triggerelementen. Im Rückwärtskalorimeter SPACAL werden verschiedene Triggerelemente gebildet, die als Basis für L1 Triggerentscheidungen dienen. Für die Elektronerkennung wurde speziell der *inklusive Elektrontrigger* (IET) konzipiert, der die Energien von benachbarten Kalorimeterzellen aufsummiert und mit drei unabhängig wählbaren Diskriminatorschwellen vergleicht. In Tabelle 3.2 sind jene Schwellwerte angegeben, die in den hier betrachteten Datennahmeperioden gesetzt waren.

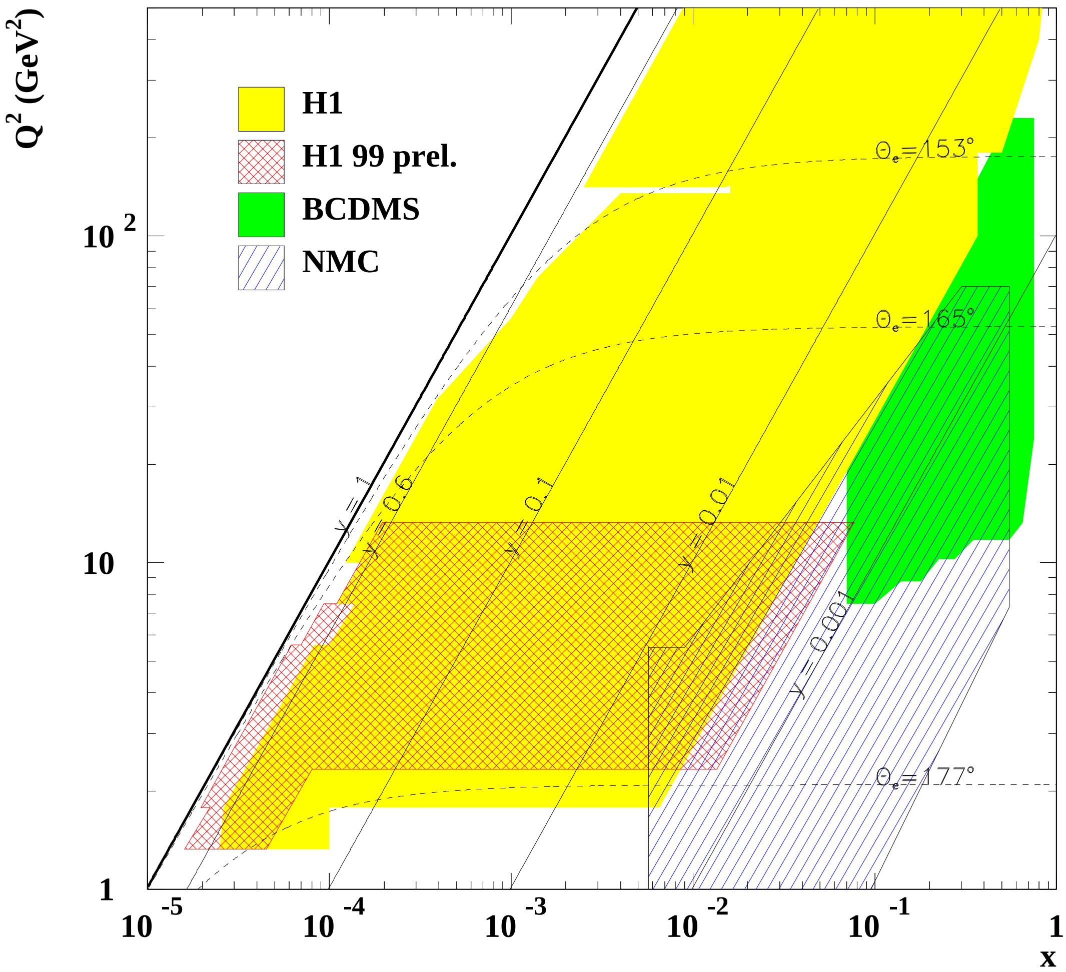

Abbildung 3.1: Der kinematische Bereich der Datensätze der *main 96/97* Daten (H1), der *mbias 99* Daten (H1 99 prel.) sowie der Festtarget– Experimente (NMC und BCDMS). Die eingezeichneten Linien konstanter y–Werte wurden für $E_e = 27.6$ GeV und $E_p = 920$ GeV berechnet.

	IET0 (IET_cen1)	IET1 (IET_cen2)	IET2 (IET_cen3)
main 96/97	0.5 GeV	2 GeV	6 GeV
mbias 97/99	2 GeV	5 GeV	10 GeV

Tabelle 3.2: Die Energieschwellen des inklusiven Elektrontriggers IET

Aus dem Vergleich mit anderen, nicht auf dem SPACAL basierenden Triggern kann die Effektivität der IET bestimmt werden. In Abbildung 3.2 ist die Effektivität der drei Trigger IET0, IET1 und IET2 für die *mbias 99* Daten in Abhängigkeit von der Energie des Kalorimeterclusters dargestellt. In der Analyse wird für jeden Trigger die minimale Energie so gewählt, daß die Triggereffektivität 100% beträgt.

Es war das Ziel der *minimum bias* Datennahmen, im Bereich kleiner $Q^2 \leq 12$ GeV^2 mit inklusiven Triggern eine große Statistik aufzuzeichnen. Kleine Werte Q^2 erfordern, Elektronen unter großen Polarwinkeln θ nachzuweisen. Zu diesem Zweck wurde in den inklusiven Elek-

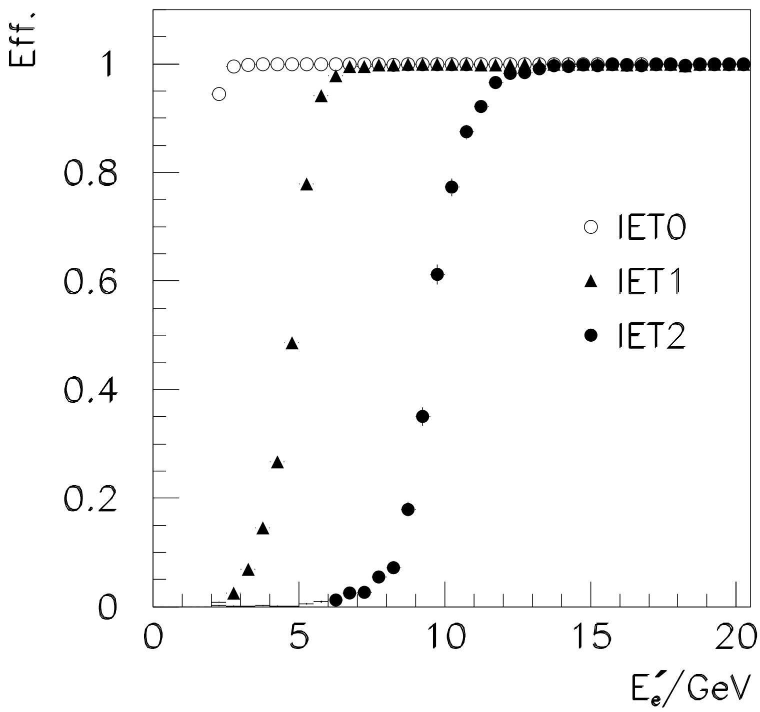

Abbildung 3.2: Effektivität der SPACAL inklusiven Triggerelemente für die spezielle *minimum bias* Datennahme 1999

trontrigger die innere, kleine SPACAL–Radien abdeckende Triggerkarte einbezogen (IET_cen), mit drei zusätzlich wählbaren Diskriminatorschwellen, siehe Tabelle 3.2.

Im Bereich sehr kleiner Radien nimmt nicht nur die Rate der tief–inelastischen Ereignisse stark zu, sondern auch die Untergrundrate. Speziell in den *minimum bias* Runs mußten einzelne Zellen im Bereich der inneren Triggerkarte aus dem Trigger genommen werden. Die Zellen 8, 9, 13 und 14 (*mbias 97*) und zusätzlich 32, 33 (*mbias 99*) wurden daher vom Trigger ausgeschlossen. Dieser sogenannte *hot spot* weist eine stark erhöhte Zählrate mit lokalen Energiedepositionen im SPACAL von etwa 5 GeV auf und hat seinen Ursprung möglicherweise in Wechselwirkungen des Strahls mit einem Kollimator. Solche problematische Regionen, mögliche HV–Instabilitäten einzelner Photovervielfacher und andere lokale Probleme haben Auswirkungen auf die Effektivitäten und müssen bei der Selektion des sensitiven Volumens in der Analyse erkannt und beachtet werden. Deshalb werden die Effektivitäten und Raten der Triggerelemente für jede Energieschwelle und jede SPACAL–Zelle gesondert betrachtet und eine Zelle wenn nötig von der Analyse ausgeschlossen ("maskiert"). Abbildung 3.3 zeigt am Beispiel der Bedingung IET2 || IET_cen3 [1] die von der Analyse ausgeschlossenen Bereiche im SPACAL.

Die sogenannten *Ray* Triggerelemente basieren auf zum Ursprung weisenden Signalen von vier Lagen der Proportionalkammern CIP, COP und FWPC. Das *z–vertex_t0* Triggerelement wird durch die zentralen Proportionalkammern CIP und COP gebildet und das *fwdRay_t0* in den

[1] A || B ist das logische ODER von A und B, d.h. , daß entweder A oder B oder beide Bedingungen erfüllt sein müssen. A && B ist das logische UND, d.h. beide Bedingungen müssen erfüllt sein.

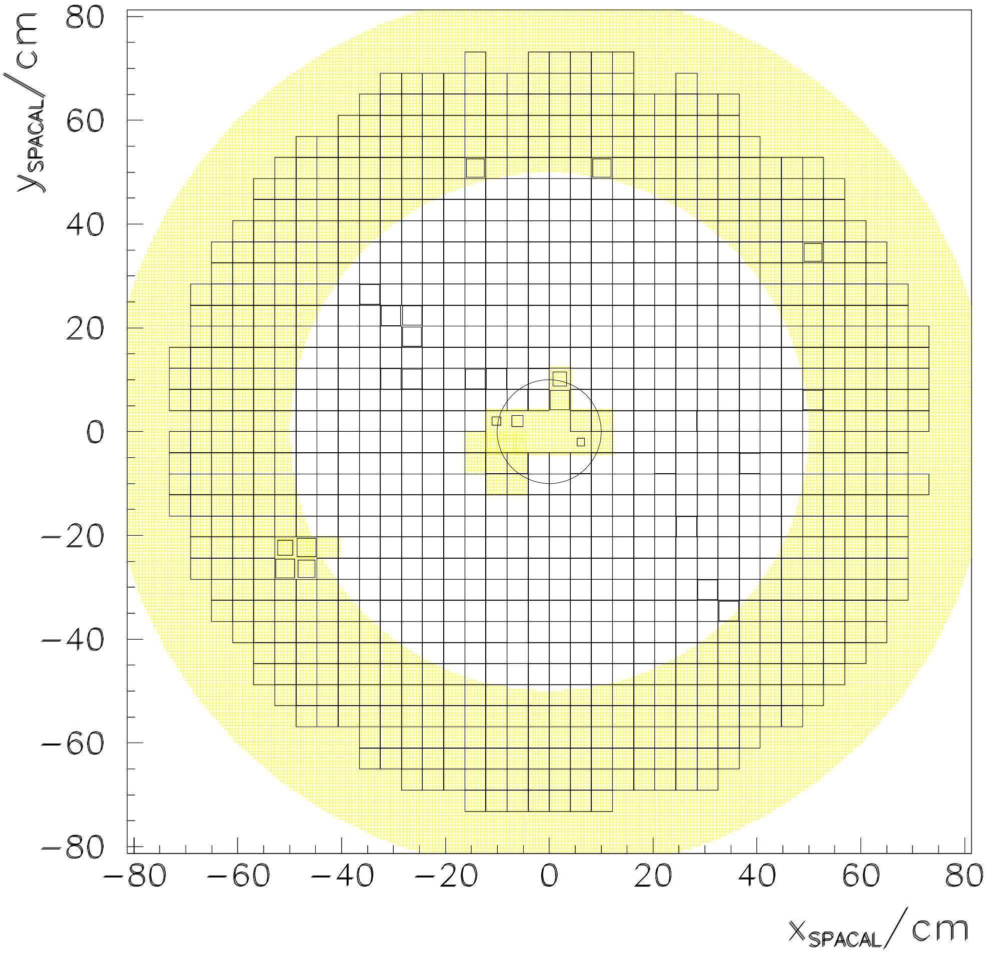

Abbildung 3.3: Die Triggereffektivität der Triggerelemente IET2 ||IET_cen3 als Funktion der Koordinaten des gestreuten Elektrons in der SPACAL–Ebene. Die schattierten Bereiche wurden in den *minimum bias* runs ausgeschlossen. Der Radius–Schnitt bei 50 cm entspricht etwa der oberen Akzeptanzgrenze des BST. Der Radius–Schnitt bei 10 cm folgt aus der L2 Bedingung.

main 96/97	
S0	SPACAL IET2
S3	SPACAL IET2 && SPACAL sum > 12 GeV
S9	SPACAL IET1 && ray_t0
mbias 97/99	
S0	SPACAL IET1 || SPACAL IET_cen2 , L2 R > 10cm
S3	SPACAL IET2 || SPACAL IET_cen3
S9	SPACAL IET0 && ray_t0

Tabelle 3.3: Die Subtrigger für die verschiedenen Datennahmeperioden, L1 und L2 Bedingungen.

FWPC. Die Kombination beider Triggerelemente durch ein logisches ODER wird *ray_t0* genannt.

In Tabelle 3.3 sind die Subtrigger der Datennahmeperioden *main 96/97* und *mbias 97/99* aufgeführt. In diesen Perioden wurde ein inklusiver, also nur auf dem SPACAL basierender Trigger (S0), mit mittlerer Energieschwelle für den zentralen kinematischen Bereich mit selektiveren Triggern für die extremen kinematischen Bereiche kombiniert. Für kleine Q^2 in den *minimum bias* Runs ist dies S3, der eine hohe Energieschwelle aufweist, und daher die kleinstmöglichen Radien, d.h. Q^2–Bereiche, einbeziehen kann. Für große y ist dies S9, der eine Kombination einer niedrigen SPACAL–Energieschwelle (siehe Tabelle 3.2) mit dem ray_t0 darstellt.

Die Effektivität des ray_t0 Triggerelements muß in der Analyse bestimmt werden. Dazu wurde zunächst der Subtrigger S0 benutzt und die Effektivität in Abhängigkeit vom Radius und von der Energie des gestreuten Elektrons studiert. Im *mbias 99* Run wurde ein zusätzlicher Monitortrigger S10 für diesen Zweck eingeführt, der mit hohen Skalierungsfaktoren lief und alle Triggerelemente von S9 bis auf das ray_t0–Triggerelement enthielt. Die Akzeptanz der Proportionalkammern sowie die Spurmultiplizität haben Einfluß auf diese Triggereffektivitäten [30]. Verlangt man in der F_L–Analyse mindestens zwei in der zentralen Jetkammer CJC rekonstruierte Spuren, wird dieser Einfluß verringert. Es ergibt sich eine nur geringfügig vom Radius des gestreuten Elektrons abhängige Ineffektivität, die parametrisiert und berücksichtigt werden kann.

	L4 Bedingungen
S0/S3	ECRA< 4 cm $Q^2 > 0.5$ GeV^2 $E'_e > 4$ GeV
S9	ECRA< 5 cm $R_{SPACAL} > 15$ cm $E'_e > 2$ GeV

Tabelle 3.4: Die Selektionsbedingungen auf der L4–Filter–Farm

Der Vollständigkeit halber sind in Tabelle 3.4 die Forderungen an die Auswahl tief–inelastischer Ereignisse auf der L4–Filter–Farm angegeben. Ganz ähnliche Forderungen werden auch später in der Analyse gestellt (siehe Kapitel 5).

3.3 Runselektion

Als *Luminositätsfill* wird bei HERA die Zeitperiode bezeichnet, in der es zu Wechselwirkungen zwischen Protonen und Elektronen kommt. Diese Luminositätsfills sind in *Runs* unterteilt, die maximal etwa zwei Stunden andauern und für die die Luminosität separat gemessen wird. Jeder Run ist durch bestimmte, im Fall der vorliegenden Daten nahezu konstante Trigger– und Detektorbedingungen gekennzeichnet.

Bevor die aufgezeichneten Daten für eine Messung des Wirkungsquerschnitts benutzt werden können, müssen sie vorselektiert werden. Verschiedene Qualitätskriterien werden dafür angewandt, die im Folgenden aufgeführt sind:

- **Trigger Phase 2.** Die Triggerbedingungen werden nach Phasen 1–4 klassifiziert (s.u.). Für stabile Bedingungen ist mindestens Phase 2 erforderlich.

- **Run Qualität: good oder medium.** Jeder Run wird von der Schicht–Crew klassifiziert, wobei die Einordnungen *good*, *medium* und *poor* zur Verfügung stehen. Diese Information ist auf der *Database* verfügbar und wird später ergänzt durch offline Prüfungen der Datenqualität. Ein Run wird als *poor* gekennzeichnet, wenn zentrale Detektorkomponenten (wie zum Beispiel die CJC, die Kalorimeter oder das Luminositätssystem) außer Betrieb waren.

- **Hochspannung und Auslesestatus.** Für jeden Run stehen Informationen über den Status der Detektorkomponenten zur Verfügung. Ein Run wird in dieser Analyse verworfen, wenn ein wichtiger Detektor (SPACAL, BDC, CIP, COP, CIZ, CJC, LAr und für *mbias 99* BST) nicht angeschaltet war oder nicht ausgelesen wurde. Außerdem wird der zeitliche Anteil mit voller Hochspannung berechnet. Wenn dieser Anteil kleiner als 70% war, wird der Run verworfen. Die Luminosität des Runs wird mit diesem Anteil korrigiert. Darüberhinaus werden die Effektivitäten der verwendeten Detektoren explizit untersucht. Werden Perioden gefunden, in denen sie ineffizient waren, wird nach Gründen gesucht. Runs mit Ineffektivitäten $> 20\%$ werden ausgeschlossen.

- **Trigger Prescales.** In allen analysierten Datenperioden werden die Subtrigger mit Skalierungsfaktoren versehen. Der statistische Fehler einer Messung ist definiert durch die quadratische Summe der Prescales $\sigma = \sqrt{\sum_i W_i^2}$. Es ist daher vorteilhaft, Runs mit zu großen Prescales von der Analyse auszuschließen.

- **Stabilität.** Die Stabilität der Messung als Funktion der Zeit ist ein weiteres wichtiges Kriterium und wird unten näher beschrieben.

Triggerphasen

In der Datennahme wird zwischen verschiedenen Triggerphasen unterschieden. Phase 1 entspricht dem Beginn eines Fills mit hohen Strömen des Elektronstrahls und großem, mit dem Protonstrahl verbundenem Untergrund. In dieser Phase werden die Hochspannungen der Spurdetektoren angeschaltet, die Detektorbedingungen sind noch instabil und die Kalorimetertrigger haben große Skalierungsfaktoren. Mit der Dauer eines Luminositätsfills nehmen sowohl der Untergrund als auch die Strahlströme ab. In den Datennahmeperioden *main 96* und *main 97* wurden drei weitere Triggerphasen, Phase 2 bis Phase 4, unterschieden mit jeweils vordefinierten Prescales für die Subtrigger. Abhängig von den sich ändernden Strahlbedingungen wurde auf höhere Phasen umgeschaltet. In der höchsten Phase sind die Skalierungsfaktoren 1.

In den *minimum bias* Runs 1997 und 1999 wurde das *Autoprescaling* eingeführt. Mit jedem neuen Run wurden, nach einer vorgegebenen Strategie und unter Beachtung der Strahlbedingungen, des Untergrundes und der Triggerraten, neue Prescales für die Subtrigger berechnet. Dadurch wurde eine optimale Nutzung der Luminosität ermöglicht und nur noch zwischen Phase 1 und Phase 2 unterschieden.

Abbildung 3.4 zeigt für einen Fill des *minimum bias* Runs 1999 die zeitliche Entwicklung der Triggerraten vor und nach der Reduktion durch die Skalierungsfaktoren. Die mit Hilfe des Autoprescalings berechneten Prescales werden in der Abbildung 3.4 (unten) gezeigt. Sie sind zu

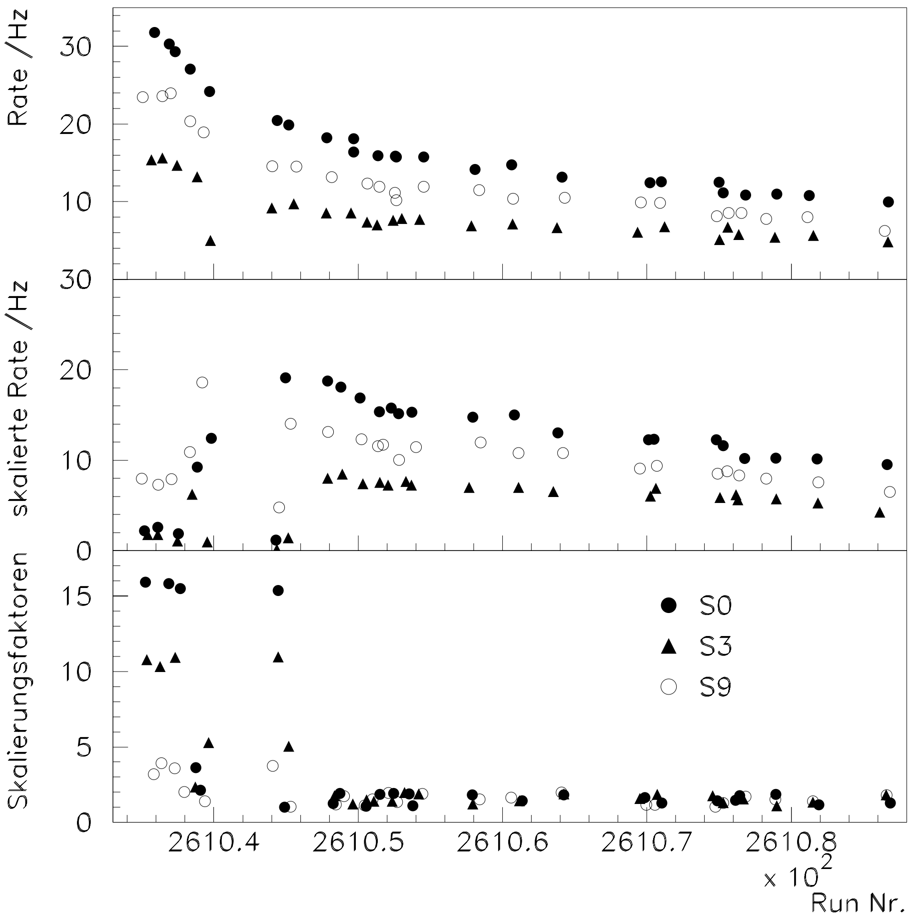

Abbildung 3.4: Die Raten der Subtrigger S0, S3 und S9 für einen Fill der mbias 99 Datennahme. Die Triggerraten vor (oben) und nach (mitte) dem Prescaling sind gezeigt. Die Abbildung unten zeigt die Skalierungsfaktoren.

Beginn des Fills groß, wenn die Untergrundrate noch hoch ist, und lassen damit Raum für andere Trigger. Schon nach kurzer Zeit (wenigen Runs) ergeben sich Werte ≤ 2.

Stabilität

Die Stabilität der Messung über einen längeren Zeitraum, d.h. die Anzahl selektierter tief–inelastischer Ereignisse pro nb^{-1} integrierter Luminosität (Ereignisrate), stellt eine wichtige Information über die Datenqualität dar.

Die Strahlposition und damit der Wechselwirkungspunkt können von Fill zu Fill variieren. Dies hat eine Variation der geometrischen Akzeptanz zur Folge. Um solche Einflüsse auf die Selektion tief–inelastischer Ereignisse zu minimieren, werden zur Untersuchung der Stabilität der Daten Schnitte auf das sensitive Volumen eingeführt. Für alle betrachteten Datenperioden wurde $\theta_e < 172^\circ$ und $\theta_e > 160^\circ$ verlangt. Abbildung 3.5 zeigt die Ereignisrate als Funktion des Luminositätsfills für die Datenperiode *mbias 99* vor dem Ausschluß problematischer Runs. In dem Fall, daß Probleme in einem Fill erkennbar waren, wurden die zugehörigen einzelnen Runs untersucht. In fast allen Fällen konnten Gründe für die Probleme gefunden werden. Eine Liste

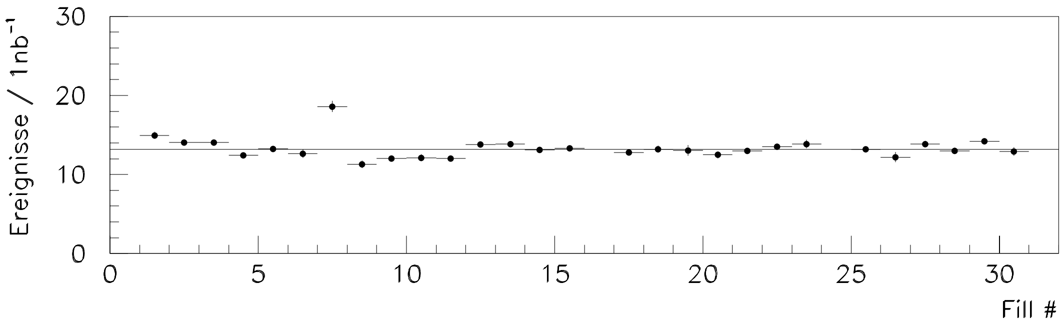

Abbildung 3.5: Ereignisrate des *mbias 99* Runs als Funktion des Luminositätsfills vor der Runselektion.

der in den jeweiligen Datenperioden von der Analyse ausgeschlossenen Runs findet sich in Tabelle 3.5

3.4 Ereignisgeneration und Detektorsimulation

Zur Messung des inklusiven tief–inelastischen Wirkungsquerschnitts können wegen der Redundanz der Rekonstruktion die Detektoreffektivitäten und die Kalibration direkt aus den Daten gewonnen werden. Um den Einfluß der Akzeptanz, der Detektorauflösung und radiativer Korrekturen zu berücksichtigen, wäre eine komplizierte, vieldimensionale Entfaltungsprozedur nötig. Werden diese Effekte in einer Monte–Carlo–Simulation genau beschrieben, und wird die Größe der Bins entsprechend der Auflösung gewählt, ist es möglich, den Wirkungsquerschnitt auf einfachere Weise mit Hilfe der sogenannten “Monte–Carlo–Methode” zu extrahieren [40].

Monte–Carlo–Ereignisse werden für bestimmte physikalische Prozesse generiert und danach wird die Detektorantwort auf die Teilchen simuliert:

- Tief–inelastische Streuereignisse werden mit dem Programm DJANGO [41] entsprechend dem inklusiven Streuquerschnitt (1.17) einschließlich der Z–Austauschbeiträge erzeugt. Es basiert auf dem Monte–Carlo–Programm HERACLES [42], welches radiative Korrekturen in erster Ordnung einschließt. Überprüft werden diese Berechnungen mit Hilfe eines numerischen Programms, HECTOR [43]. Der Anteil an elastischen QED Compton Ereignissen wird mit Hilfe des Programms COMPTON [44] generiert und, gewichtet mit der Luminosität, zu den DJANGO–Ereignissen addiert. DJANGO basiert desweiteren auf ARIADNE [45], welches Partonschauer auf der Basis des *Colour Dipole Models* simuliert, und auf dem JETSET–Programm [46] für die Hadronfragmentation. Um zu untersuchen, wie die Beschreibung des hadronischen Endzustandes die Analyse beeinflußt, werden Vergleiche mit den Programmen LEPTO [47] und RAPGAP [48] durchgeführt.

- Bei großen Inelastizitäten y spielt für die Messung des Wirkungsquerschnitts der Untergrund durch Photoproduktionsereignisse eine große Rolle. Monte–Carlo–Ereignisse, die mit dem PHOJET–Ereignisgenerator [49] erzeugt werden, dienen zur Abschätzung dieses

Untergrunds, siehe Kapitel 5. Die Normierung des PHOJET–Beitrags wird mit Hilfe der im Elektron–Tagger gemessenen Photoproduktionsereignisse sowie von CJC und BST aus den Daten gewonnen.

- Die Simulation des H1–Detektors erfolgt mit dem H1SIM Programmpaket, welches auf dem GEANT–Programm [50] basiert. Die benutzten Parameter wurden für die verschiedenen Detektorkomponenten in Teststrahlmessungen bestimmt und später mit Hilfe der ep–Daten optimiert. Die simulierten Ereignisse werden mit Hilfe der gleichen Programme (H1REC) wie die Daten rekonstruiert.

3.5 Vertex-Verteilung

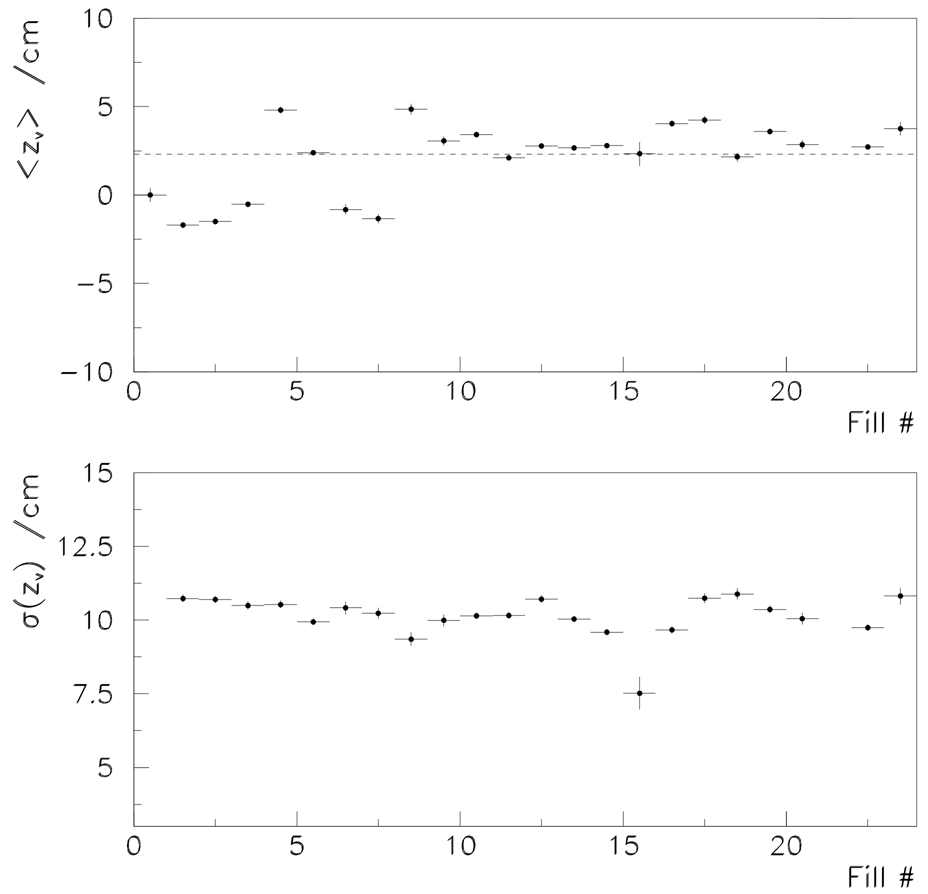

Abbildung 3.6: Die mittlere z–Position des Vertex (oben) und ihr Fehler (unten) als Funktion der Fillnummer für die *mbias 99* Datenperiode. Die waagerechte, gestrichelte Linie ist der Mittelwert von $< z_v >= 2.35$ cm für die gegebene Datenperiode.

Die Bestimmung der Koordinaten des Wechselwirkungspunkts ist für die Rekonstruktion der Kinematik und das Verständnis der Detektorakzeptanz erforderlich. Am wichtigsten ist dabei die Kenntnis der z–Koordinate, des sogenannten z–*Vertex*, und ihres Fehlers, die direkt

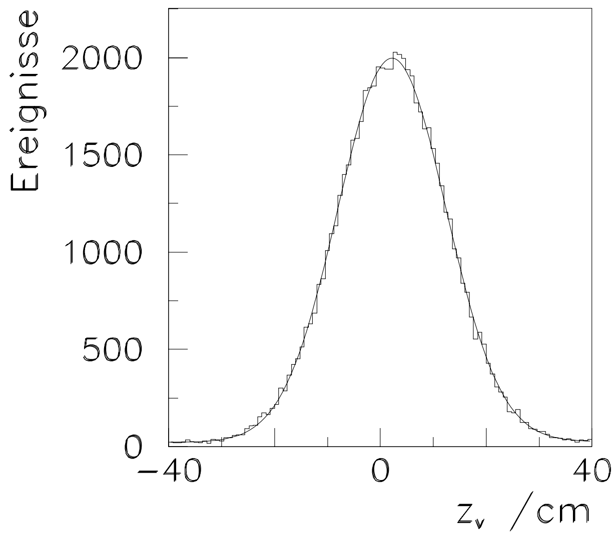

Abbildung 3.7: Verteilung der z–Koordinaten des Wechselwirkungspunkts in ep Streuereignissen der *mbias 99* Run Periode. Aus dem eingezeichneten Gauß'schen Fit ergibt sich ein Mittelwert von $z_v = 2.35$ cm mit einem $\sigma_z = 10.2$ cm. Die Bestimmung und Berücksichtigung dieser Verteilung in der Simulation sind unverzichtbar für die Messung des inklusiven Streuquerschnitts, da die Akzeptanz von z_v abhängt.

in die Messung des Streuwinkels des Elektrons θ_e eingehen. Die z–Vertex–Position ändert sich abhängig vom Luminositätsfill. Für die Beschreibung des Streuvorgangs im H1–Detektor ist es erforderlich, die Verteilung der z–Vertex–Koordinaten genau zu kennen und im Simulationsprogramm zu benutzen.

In Abbildung 3.6 sind die mittlere z–Vertex–Position und deren Fehler in ihrer zeitlichen Entwicklung (als Funktion der Fill–Nummer) im *minimum bias* Run 1999 dargestellt. Die hierfür benutzten Ereignisse werden mit den üblichen Schnitten für tief–inelastische Ereignisse mit dem Elektron im SPACAL selektiert. Um den z–Vertex frei von systematischen Abweichungen zu bestimmen, sind jedoch zusätzliche Schnitte nötig:

- Um vollständig in der Akzeptanz des SPACAL zu messen und einen von der Vertexposition innerhalb von -30 cm $< z_v <$ 30 cm unabhängigen Q^2–Bereich zu erhalten, wird der Polarwinkelbereich eingeschränkt, $160^o < \theta_e < 172^o$.

- Für Elektronenergien 12 GeV$< E'_e < 22$ GeV, d.h. im mittleren y–Bereich, ist der Untergrund aus Photoproduktionsprozessen vernachlässigbar. Außerdem werden dadurch die kinematischen Bereiche mit niedriger Effektivität der Vertexrekonstruktion gemieden.

- Mindestens zwei Spuren müssen in der zentralen Jetkammer CJC rekonstruiert sein. Damit wird unabhängig vom Streuwinkel des Elektrons immer ein hadronischer Vertex rekonstruiert.

Die nach diesen Kriterien bestimmte z–Vertex–Verteilung für die *mbias 99* Datenperiode ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Im Laufe einer Analyse kann es zu Änderungen der Runselektion und damit auch der mittleren Vertex–Verteilung kommen. Deshalb wurden Monte–Carlo–Ereignisse für verschiedene Vertexpositionen simuliert und später entsprechend der experimentellen z–Vertex–Verteilung umgewichtet. Bei dieser Prozedur erhält jedes Monte–Carlo–Ereignis ein zusätzliches Gewicht: $W(z_v) = N^{Daten}(z_v)/N^{MC}(z_v)$, wobei die Gesamtzahl der Ereignisse in den Daten und in der Simulation auf 1 normiert ist.

Die Strahllage von HERA ist relativ zum H1–Koordinatensystem geneigt. In Abhängigkeit von der z–Vertex–Position ändern sich durch diesen sogenannten *beam tilt* auch die x– und y–Koordinaten des Wechselwirkungspunktes. Diese Änderungen bewirken kleine Korrekturen für den gemessenen Polarwinkel. Größeren Einfluß hat der *beam tilt* auf die Definition des sensitiven Volumens. In Tabelle 3.6 sind die mittleren Koordinaten und die Neigungen für verschiedene Datenperioden angegeben (von [51]). Diese Werte werden in der Monte–Carlo–Simulation verwendet. Da diese Korrekturen relativ klein sind, reicht eine Simulation der über eine Datenperiode gemittelten Werte aus.

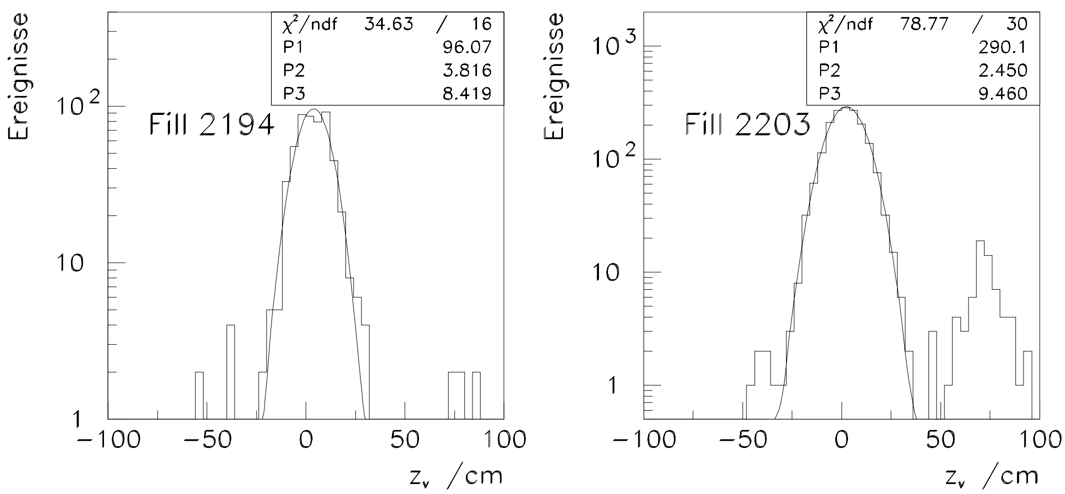

Abbildung 3.8: z–Vertex–Verteilung für zwei verschiedene *Fills* der *mbias 99* Datennahme.

Die Struktur des HERA Protonstrahls weist neben der zentralen Wechselwirkungsregion, dem *main bunch*, noch weitere benachbarte Regionen auf, die sogenannten *satellite bunches*. In der z–Vertex–Verteilung der Daten sind diese als Nebenmaxima zu erkennen, wobei der Vorwärts–Satellit bei z_v = +70 cm dominiert. In Abbildung 3.8 sind z–Vertex–Verteilungen für zwei verschiedene Fills der *mbias 99* Datenperiode gezeigt. Wie sich zeigt, kann der relative Anteil der Satelliten in Abhängigkeit vom Fill variieren. Es ist bei der Luminositätsmessung nicht möglich, den Ursprung des Bethe–Heitler–Photons zu rekonstruieren. Daher beinhaltet die gemessene Luminosität immer auch den Anteil aus den Satelliten. Da die Detektorakzeptanz von der z–Vertex–Position abhängt, kann eine Korrektur nicht einfach aus dem Verhältnis der Ereignisse im *main bunch* und im *satellite bunch* berechnet werden. Für die Korrektur werden Daten zu Hilfe genommen, die während eines speziellen Runs mit zu $z = +70$ cm hin verschobenem Wechselwirkungspunkt genommen wurden. Nach der Anwendung gleicher Schnitte kann aus dem Verhältnis der Ereigniszahlen die Luminosität im *satellite bunch* berechnet und *Fill*–abhängig korrigiert werden.

main 1996	
162081 – 162111	L2 Trigger Probleme
157927 – 157928, 157937 – 157938,	SPACAL Trigger auf L2 verworfen
169186 – 169222	SPACAL Trigger auf L2 verworfen
159591 – 159594	Probleme mit SPACAL Prescales
166072	SPACAL Triggerprobleme
168471 – 168488	SPACAL HV Problem
170550 – 171573	CIP Auslese Probleme
main 1997	
177920 – 180957	Probleme zu Beginn der Datennahme
188581 – 188637	Triggerprobleme
191512 –191694, 194783 – 194785,	MWPC Probleme
194832 – 194835	MWPC Probleme
194166 –194255,198826 – 198884	L2 Probleme
191749 – 192008, 192759 – 192906,	Probleme mit IET1
193065 – 193235, 193433 – 193462,	Probleme mit IET1
193502 – 193526, 195932 – 196377	Probleme mit IET1
198345 – 198440	Probleme mit Timing, LAr Triggerelementen
191730, 191984, 192914, 193315,	
195512, 196374, 196375, 197036	
minimum bias 1997	
200445	falsche L5 Gewichte
201141	Luminositäts–Plattform bewegt
201281 – 201283, 201293,	BST Auslese Probleme
201441, 201445	BST Auslese Probleme
201439	BST Effektivität gering
201470 – 201481	BST Probleme
201220, 201320 – 201383	Tests für künftiges L4–Schema
minimum bias 1999	
259928 – 260109	BST Daten korrupt
260133 – 260135	Luminositäts–Tuning für HERA–B
260213, 260217, 260304,	MWPC nicht ausgelesen
260310–260317, 261002, 261004	MWPC nicht ausgelesen
259679, 259713, 260222, 260297,	MWPC nicht ausgelesen
260321, 260726, 260783	Silizium–Detektoren nicht ausgelesen
260834 – 260838, 260889 – 260913	ET nicht in Meßposition

Tabelle 3.5: Die Liste problematischer Runs aller Datennahmeperioden. Die Angaben zu *main 96* und *mbias 97* sind auch in [30] bzw. in [39] zu finden.

	1997	mbias 1999
x [mm]	$+3.97 \pm 0.2$	-1.75 ± 0.12
y [mm]	$+2.74 \pm 0.05$	$+2.08 \pm 0.02$
θ_x [mrad]	-1.57 ± 0.15	$+0.23 \pm 0.08$
θ_y [mrad]	$+0.27 \pm 0.14$	$+1.02 \pm 0.07$

Tabelle 3.6: Die mittleren x– und y–Koordinaten des Strahls im z–Wechselwirkungspunkt und die Strahlneigungen.

Kapitel 4

Alignment und Kalibration

Die Messung des tief–inelastischen Wirkungsquerschnitts erfordert die genaue Rekonstruktion der kinematischen Variablen. Diese basiert auf der Messung des Winkels und der Energie des gestreuten Elektrons in der Elektronmethode sowie der Richtung und der Energie der hadronischen Endzustandsteilchen in der Σ–Methode, siehe Abschnitt 2.1.6.

Der Winkel des Elektrons wird in mehreren Spurdetektoren simultan gemessen. Diese Redundanz wird für die Untersuchung systematischer Effekte der Winkelmessung genutzt, die in diesem Kapitel beschrieben wird. Weiterhin wird auf die Energiekalibration eingegangen. Diese basiert auf dem Vergleich der kalorimetrischen Messungen mit unabhängigen Referenzskalen. Für die im SPACAL gemessene Elektronenergie sind dies die Elektronstrahlenergie (*kinematic peak*), $E'_e \approx E_e$, und die beiden Streuwinkel (*Double Angle Method – DA Method*), $E'_e(\theta_e, \theta_h)$. Für die hadronische Kalibration im LAr Kalorimeter wird die Balance der Transversalimpulse ($p_\perp$–Balance) zwischen dem Elektron und dem hadronischen Endzustand ausgenutzt.

4.1 Messung des Elektron-Streuwinkels

Das Koordinatensystem des H1–Detektors wird durch die zentralen Spurkammern definiert. Diese bestehen aus CJC1 und CJC2 für die $r - \phi$–Messung sowie CIZ und COZ für die Messung des Polarwinkels und bestimmen zusammen den sogenannten Zentralvertex, siehe 2.1.1 . Außerdem ist es möglich, den Wechselwirkungspunkt aus der Kombination von zwei getroffenen Pads der CIP und einem Cluster im Rückwärtskalorimeter SPACAL zu rekonstruieren [52]. Dieser sogenannte CIP–Vertex basiert allein auf der Spur des Elektrons. Im Bereich kleiner bzw. großer y, wenn die hadronischen Endzustandsteilchen nicht in den Bereich der zentralen Spurkammern gestreut werden, kann damit immer noch die Vertexposition bestimmt werden. Für noch größere Winkel θ_e , außerhalb der Akzeptanz der CIP, bestimmt die im BST gemessene Spur des gestreuten Elektrons den BST–Vertex.

Für eine genaue Bestimmung des Streuwinkels θ_e des Elektrons ist eine exakte Ausrichtung (*Alignment*), d.h. die Bestimmung der genauen Raumkoordinaten und Orientierung aller an der Messung beteiligten Detektorkomponenten nötig. Diese Prozedur erfolgt in der folgenden Weise:

1. Zu Beginn werden die zentralen Spurdetektoren mit Hilfe von Spuren kosmischer Myonen sowie hochenergetischen Spuren aus ep–Wechselwirkungen ausgerichtet.

2. Die rückwärtigen Spurdetektoren BDC und BST werden in Bezug auf das H1–Koordinatensystem ausgerichtet.

3. Daran schließt sich die Ausrichtung des Rückwärtskalorimeters SPACAL an, das die Grundlage der Analyse bildet.

4. Die Messung des Elektronwinkels muß in Bezug auf die Strahlrichtung erfolgen. Dessen Neigung (siehe 3.5) wird für jeden Run bestimmt und θ_e entsprechend korrigiert.

Auf die Punkte 2. und 3. wird im Folgenden näher eingegangen.

Geladene Teilchen werden im Magnetfeld des H1–Detektors abgelenkt und beschreiben eine Helix. Für Energien des gestreuten Elektrons $E'_e > 3$ GeV kann die Trajektorie in der r–z–Ebene jedoch durch eine Gerade beschrieben werden. In der x–y–Ebene folgen die Teilchen einer Kreisbahn, deren Radius impulsabhängig ist. Die sich daraus ergebende Änderung der x–, y– bzw. ϕ–Koordinaten vom Teilchenursprung bis zum Durchgang durch einen der Rückwärtsdetektoren wird bei den Alignment–Studien korrigiert. Um eine für das Alignment passende Ereignisauswahl aus den ep–Wechselwirkungen zu treffen, wurden folgende Kriterien angewandt:

- Die üblichen Kriterien für die Selektion von Elektronen werden verwendet.

- SPACAL–Cluster mit großen Energien $E'_e > 20$ GeV werden selektiert. Dadurch werden Untergrundereignisse unterdrückt und die Krümmung der Teilchenspuren in der r–z–Ebene ist vollständig vernachlässigbar.

- Der Zentralvertex muß möglichst genau bekannt sein; eine Genauigkeit von $\Delta\ z_v\ <\ 0.5$ cm wird verlangt.

- In der zentralen Spurkammer muß der Polarwinkel θ_e mit einer Genauigkeit von $\Delta\ \theta_e^{CT}\ <\ 2$ mrad rekonstruiert sein.

- Teilchen können im passiven Material vor der BDC aufschauern. Indem weniger als 5 rekonstruierte Spuren in einem durch die Verbindungslinie zwischen dem SPACAL und dem Vertex definierten Fenster mit einem Radius von 5 cm verlangt werden, verringert man solche Effekte.

Ausrichtung des SPACAL und der BDC

Im Jahr 1996 waren die BDC und das SPACAL starr verbunden und konnten deshalb zusammen ausgerichtet werden. Für die späteren Datenperioden müssen beide Detektoren getrennt betrachtet werden.

Die Cluster–Position im SPACAL in der x–y–Ebene wird als das gewichtete Mittel über die Koordinaten der zum Cluster gehörenden Zellen definiert:

$$x_{cluster} = \sum_{i=1}^{N} x_i w_i, \qquad\qquad y_{cluster} = \sum_{i=1}^{N} y_i w_i, \tag{4.1}$$

wobei x_i und y_i die geometrischen Mittelpunkte der Zellen sind. Die Gewichte der Zellen w_i sind definiert als

$$w_i = \frac{max(0, w_{cut} + \ln(E_i/E_{cluster}))}{\sum_{j=1}^{N} max(0, w_{cut} + \ln(E_i/E_{cluster}))}, \tag{4.2}$$

wobei E_i die in einem Cluster rekonstruierte Energie und $E_{cluster}$ die gesamte Energie des Clusters sind und $w_{cut} = 4.85$ den sogenannten *cut–off Parameter* darstellt. Die z–Position eines elektromagnetischen Clusters wird in Abhängigkeit von dessen Energie E_e' parametrisiert. Die Parametrisierung wurde mit Hilfe der Monte–Carlo–Simulation bestimmt und durch die θ_e –Messung der Spurkammern verifiziert [30].

Eine Methode für die Ausrichtung des SPACAL und der BDC basiert auf der simultanen Messung der Elektronspur in diesen Detektoren und im zentralen Spurdetektor. Die Alignment–Parameter erhält man aus der Differenz beider Messungen des Polarwinkels $\Delta\theta = \theta_{CT} - \theta_{BDC}$ oder des Azimutwinkels $\Delta\phi = \phi_{CT} - \phi_{BDC}$ als Funktionen von ϕ_e, gemessen im SPACAL. Eine sinusförmige Verteilung deutet dabei auf eine Verschiebung in der x–y–Ebene hin. Um die Parameter der Verschiebung zu erhalten, werden die folgenden Funktionen gefittet:

$$\Delta\theta = P_1^\theta \cdot \cos(\phi_e) + P_2^\theta \cdot \sin(\phi_e) + P_3^\theta \tag{4.3}$$

$$r_{BDC} \cdot \Delta\phi = P_2^\phi \cdot \cos(\phi_e) - P_1^\phi \cdot \sin(\phi_e). \tag{4.4}$$

Dabei geben P_1^θ und P_1^ϕ die Verschiebung in x–Richtung an, P_2^θ und P_2^ϕ die Verschiebung in y–Richtung und P_3^θ ist ein Maß für die z–Verschiebung. Den Parameter der z–Verschiebung kann man für die BDC auch direkt erhalten, indem man den Mittelwert der Verteilung $\Delta z = z_{CT} - z_{BDC}$ nach der Ausrichtung in der x–y–Ebene bestimmt. Die gleichen Methoden gelten auch für das SPACAL, wobei jedoch zu beachten ist, daß die Messung des Polarwinkels θ_e durch die Verbindung des SPACAL–Clusters mit dem Vertex erfolgt.

Die Verschiebungen Δx und Δy aus den Fits zu 4.3 und 4.4 sollten zu den gleichen Resultaten führen. In Datenperioden der Jahre 1996 und 1997 wird jedoch ein Unterschied für Δy von ungefähr 2 mm sowohl für das SPACAL als auch für die BDC beobachtet. Eine weitere Methode für die Ausrichtung des SPACAL wird daher verwendet, die unabhängig von der Messung des Elektrons im zentralen Spurdetektor ist. Es werden QED–Compton–Ereignisse selektiert, bei denen sowohl das Elektron als auch das Photon im SPACAL rekonstruiert werden, wobei die beiden elektromagnetischen Cluster eine Energiesumme nahe dem kinematischen Maximum, $E_e + E_\gamma > 25$ GeV, und eine azimutale Winkeldifferenz nahe 180° aufweisen müssen. Der Elektron–Cluster ist durch eine zugehörige Spur in der BDC gekennzeichnet, zu dem Photon–Cluster weist keine Spur. Trägt man die Verbindungslinien zwischen beiden Clustern in der x–y–Ebene auf, so schneiden sich diese in dem Punkt der Projektion des Wechselwirkungspunktes auf die SPACAL–Ebene. Eine Verschiebung gegenüber diesem Punkt ist auf eine Verschiebung des SPACAL zurückzuführen, die somit korrigierbar ist. Abbildung 4.1 zeigt solch eine Verteilung nach erfolgter Ausrichtung des SPACAL.

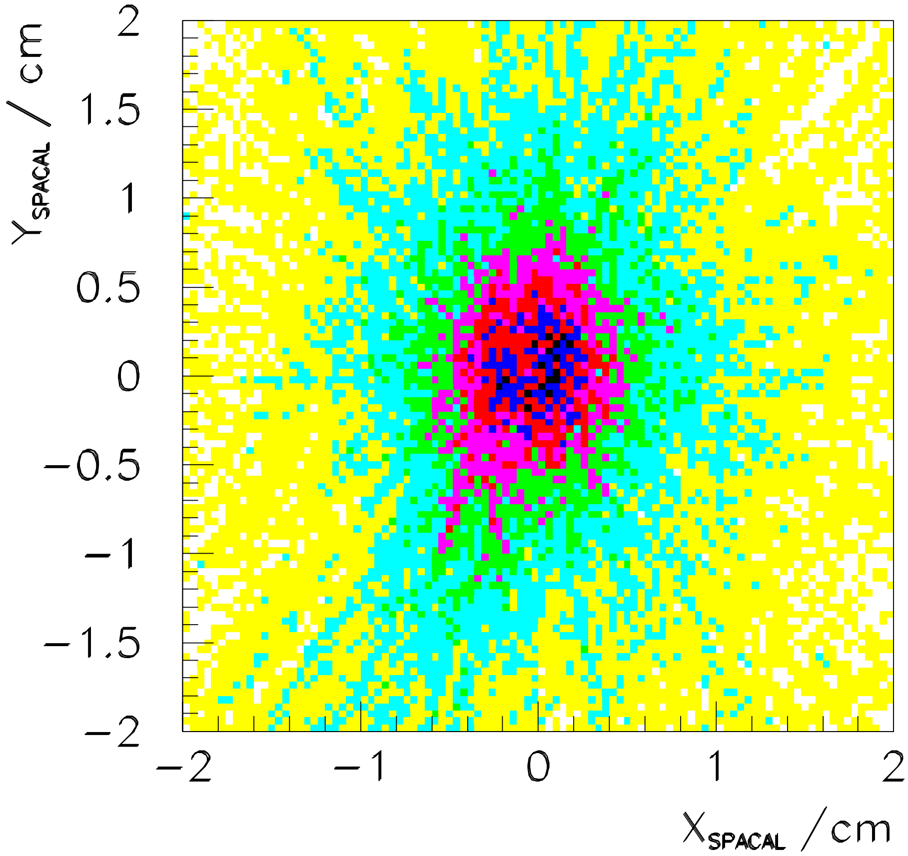

Abbildung 4.1: Häufigkeitsverteilung der Schnittpunkte der Verbindungslinien zwischen dem Elektron-cluster und dem Photon–Cluster für QED–Compton–Ereignisse.

	1996	1997		1999	
	SPACAL/BDC	SPACAL	BDC	SPACAL	BDC
Δx [cm]	+ 0.20	+ 0.28	+ 0.27	– 0.10	– 0.03
Δy [cm]	– 0.13	+ 0.07	+ 0.31	– 0.42	– 0.20
Δz [cm]	+ 0.5	– 0.7	+ 1.5	+ 0.7	+ 0.8

Tabelle 4.1: Die Positionskorrekturen des SPACAL und der BDC in den verschiedenen Datenperioden

Die Parameter aus der Compton–Methode stimmen mit denen aus dem Fit an $\Delta\phi$ überein. Die Diskrepanz zwischen den beiden Fits an $\Delta\phi$ und $\Delta\theta$ ist wahrscheinlich auf einen Fehler in der internen Ausrichtung der zentralen Spurkammer zurückzuführen.

Ausrichtung des BST

Bei der Ausrichtung des BST werden verschiedene Methoden für die r– und die ϕ–Detektoren angewandt. Im ersten Teil dieses Abschnittes wird das Alignment der r–Detektoren behandelt, dessen Ziel es ist, möglichst präzise den Streuwinkel θ_e des Elektrons zu messen. Im zweiten Teil wird auf das Alignment der ϕ–Detektoren eingegangen, mit denen der Azimutwinkel

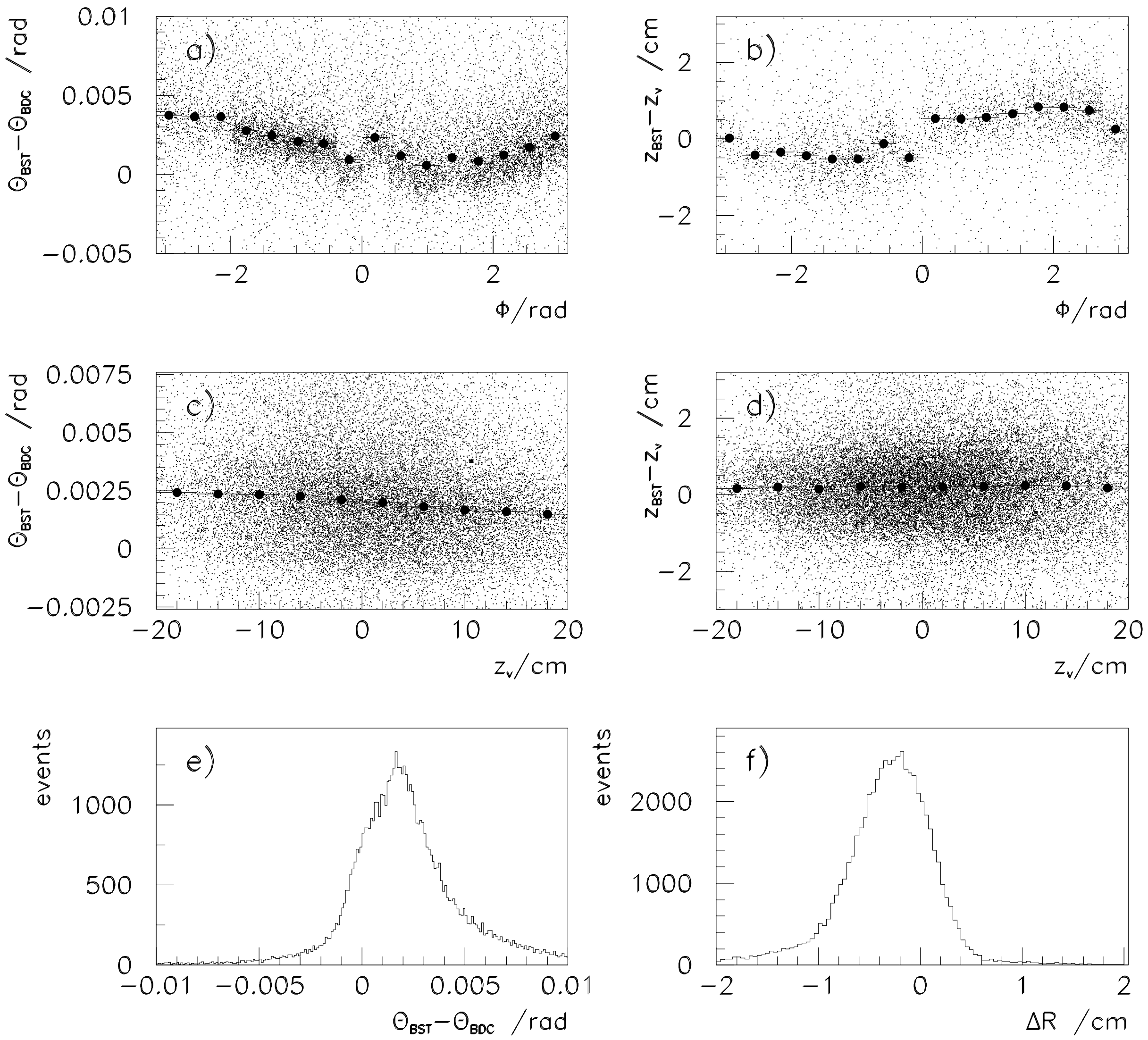

Abbildung 4.2: Verteilungen vor der Ausrichtung des BST: Differenz zwischen der Messung des Polarwinkels θ_e mit dem BST und mit der BDC als Funktion von ϕ_e (a) und z_v (c) und in der Projektion (e); Differenz zwischen der Messung des z–Vertex mit dem zentralen Spurdetektor und mit dem BST als Funktion von ϕ_e (b) und z_v (d); (f) Differenz der r–Koordinaten der im BST rekonstruierten Elektronspur in der SPACAL–Ebene und des Clusters. Die eingezeichneten Punkte in den Abbildungen sind die Mittelwerte von Gauß–Fits in ϕ– bzw. z_v–Intervallen.

ϕ_e gemessen wird. Die Kombination der r– und der ϕ–Detektoren erlaubt die Messung des Impulses.

Für die Ausrichtung des BST wurde eine iterative Prozedur eingeführt, die aus zwei wesentlichen Schritten besteht. Dies sind die interne Ausrichtung der 128 Detektor–Module untereinander sowie die externe Ausrichtung des BST in Bezug auf das H1–Koordinatensystem. In Abbildung 4.2 sind verschiedene Verteilungen gezeigt, die vor dem Alignment des BST für die r–Module entstanden. Die Abbildungen 4.2a), c) und e) zeigen die Differenz des mit dem BST gemessenen Polarwinkels mit dem Polarwinkel, der sich aus der Vertexposition z_v und der BDC-Messung ergibt. Aus der Abhängigkeit vom Azimutwinkel, geteilt in 16 Bins, die den 16 BST-ϕ-Sektoren entsprechen, werden Verschiebungen und Rotationen des BST sowie eine Streuung der Positionen der 16 Sektoren gegeneinander erkennbar. Gemittelt über ϕ zeigt sich eine systematische Abhängigkeit von der Vertexposition (Abbildung 4.2c)) sowie eine relativ breite und verschobene Verteilung der Polarwinkeldifferenz (Abbildung 4.2e)). Die Differenz der z-Vertex–Koordinaten des BST und des zentralen Spurdetektors als Funktion von ϕ, (Abbildung 4.2b)) ergibt ein zur θ-Differenz komplementäres Bild und ist nur im Mittel in näherungsweiser Übereinstimmung (Abbildung 4.2d)). Abbildung 4.2f) zeigt die Radiusdifferenz ΔR zwischen der SPACAL—Cluster—Position und der verlängerten BST-Spur in der SPACAL—Ebene. Auch hier ergibt sich vor der Ausrichtung des BST eine systematische Differenz. Die Größe ΔR wird in der Selektion der tief–inelastischen Streuereignisse benutzt. Es ist daher wichtig, daß diese Verteilung mit der simulierten Verteilung in hinreichender Übereinstimmung ist.

Für das interne Alignment werden die Residuen der in den BST–Modulen rekonstruierten Elektronspuren minimiert. Dies erlaubt die radiale, relative Ausrichtung der Module eines Sektors gegeneinander.

Um eine genaue Messung des Polarwinkels des Elektrons zu erreichen, muß der BST in Bezug auf das H1–Koordinatensystem ausgerichtet werden. Wie in Abbildung 4.2 zu sehen ist, eignet sich die z–Vertex Position, um das Alignment zu studieren. Jede radiale Versetzung der Detektor–Positionen bewirkt eine um den Faktor $\cot(\theta_e)$ vergrößerte[1] Verschiebung der durch den BST bestimmten Vertex–Postition. Die Differenz $z_{BST} - z_v$ wird daher benutzt, um die externe Ausrichtung des BST zu bestimmen.

Grundlage des externen Alignments ist, daß der BST als ein starrer Zylinder mit fünf Freiheitsgraden angesehen wird. Die drei Translationsfreiheitsgrade können durch den Absolutwert der Verschiebung in der x– y–Ebene, d.h. den Radius R_a, die Richtung der Verschiebung in Form des Azimutwinkels ϕ_a und die Verschiebung entlang der Strahlachse Z_a parametrisiert werden. Im Gegensatz zu der Ausrichtung des SPACAL und der BDC, bei denen diese drei Parameter ausreichten, kommen nun noch die zwei Rotationsfreiheitsgrade hinzu, die die Neigung des BST zur Strahlachse messen und durch die zwei Eulerwinkel θ_a^x und θ_a^y beschrieben werden. Der dritte Eulerwinkel ist aufgrund der ϕ–Symmetrie des Detektors vernachlässigbar. Die Differenz der z–Vertex–Koordinaten, z_{BST} und z_v kann in Abhängigkeit von diesen Parametern näherungsweise wie folgt dargestellt werden:

$$\begin{aligned} z_{BST} - z_v = \; & R_a \cdot \cos(\phi - \phi_a) \cdot \cot\theta_{BST} - Z_a && \text{Translation} \\ + \; & (\theta_a^x \cdot \cos(\phi) + \theta_a^y \cdot \sin(\phi)) \cdot (Z_{rot} - z_v) \cdot \cot\theta_{BST} && \text{Rotation.} \end{aligned} \tag{4.5}$$

In der Gleichung stellt ϕ den im SPACAL gemessenen Azimutwinkel dar. Z_{rot} ist die z–Koordinate des Rotationszentrums, das für eine größtmögliche Unabhängigkeit von Translation und Rotation auf den geometrischen Mittelpunkt des aktiven Bereiches des BST festgelegt wird.

Da die Größe $z_{BST} - z_v$ nicht nur von der Translation abhängt, reicht ein Fit an eine zweidimensionale Verteilung wie im Fall von SPACAL und BDC nicht mehr aus. In Abhängigkeit

[1] Dieser Faktor variiert von $\cot(\theta_e) = 3.7$ bei 165° bis $\cot(\theta_e) = 12.7$ bei 175.5°.

R_a [cm]	ϕ_a [rad]	Z_a [cm]	θ_a^x [rad]	θ_a^y [rad]
0.12	1.64	0.0	0.0012	0.00

Tabelle 4.2: Die externen Alignment Parameter des BST für die Datenperiode *mbias 99*

sowohl vom Azimutwinkel ϕ als auch von der Vertexposition z_v werden die Werte der fünf freien Parameter aus einem Fit bestimmt. Die Prozedur der internen und externen Ausrichtung der Detektoren wird iterativ wiederholt, bis keine Änderung der Parameter mehr zu beobachten ist. Die Parameter des externen Alignments für die Datenperiode *mbias 99* sind in Tabelle 4.2 angegeben.

Das interne Alignment berücksichtigt auch die Abweichungen der vertikalen Ausrichtung der Module von der Nominalposition. Diese wurden vor der Installation des BST auf einem 3D Meßtisch bestimmt und nach der Installation im H1–Detektor durch die Daten verifiziert. Diese Korrekturen betragen -0.012 rad. Diese vertikalen Neigungen sind eine Folge der Montage der r–Module an leicht geneigten Kühlblechen zwischen der BST–Kohlefaserstruktur und den Hybriden. In Abbildung 4.3 sind alle Verteilungen gezeigt, die bereits in Abbildung 4.2 zur Darstellung der Alignmentprobleme dienten, nun jedoch nach der Alignmentkorrektur. Die Differenzen der Messung des Polarwinkels θ_e durch BDC und BST sowie der Bestimmung des z–Vertex durch den zentralen Spurdetektor und den BST (Abbildungen a) bis e)) zeigen keine größeren systematischen Abweichungen mehr. Die Verteilung der Radiusdifferenz ΔR in Abbildung 4.3f) ist nach dem Alignment deutlich schmaler und hat ihr Maximum bei Null.

Ausrichtung der BST ϕ–Detektoren

Der BST wurde nach der 1997er Datenperiode in einem azimutalen Sektor, d.h. in $1/16$ der Akzeptanz, mit sogenannten ϕ–Streifendetektoren ausgerüstet, siehe Abschnitt 2.2.2. Diese ermöglichen zusammen mit den r–Detektoren die Messung des Impulses und damit auch der Ladung der gestreuten Teilchen. In Abbildung 4.4 ist das Verhältnis der im SPACAL gemessenen Energie E zum im BST bestimmten Impuls p eines Teilchens als Funktion der Energie aufgetragen. Erwartet wird, daß diese Verteilung für Positronen einen Mittelwert von eins besitzt und sich aufgrund der sich verschlechternden Impulsmeßgenauigkeit zu großen Energien hin aufweitet. Das erkennbare Auftreten von zwei Maxima bei größeren Energien ($E > 10\,\mathrm{GeV}$) ist ein deutlicher Hinweis auf die fehlende Ausrichtung der ϕ–Streifendetektoren. Bei kleinen Energien erwartet man eine Häufung bei $E/p \simeq -1$, hervorgerufen durch Hadronen negativer Ladung aus Photoproduktionsprozessen.

Abbildung 4.5 zeigt die Residuen in u–Koordinaten der rekonstruierten Spuren im BST für die acht BST–ϕ–Module. Neben einem Maximum um Null für alle Module sind Nebenmaxima zu erkennen, die auf das fehlende Alignment hindeuten. Für die Ausrichtung der ϕ–Detektoren ist das Modell einer geraden Spur, wie es im Fall der r–Detektoren benutzt wurde, nicht mehr anwendbar. Basierend auf Signalen von Spuren, die mit dem BST–Elektronfinder (siehe Abschnitte 5.1 und 5.2) rekonstruiert wurden, erfolgt die Bestimmung der Parameter für die Ausrichtung der ϕ–Detektoren mit dem Programm *Millepede* [53]. Dieses beruht auf der Trennung zwischen den lokalen Parametern, die jede einzelne rekonstruierte Spur charakterisieren und nur für diese gelten, und den globalen Parametern des Alignments, die zu allen Daten beitragen. Es wird eine χ^2–Minimierung durchgeführt mit allen globalen Parametern und den lokalen

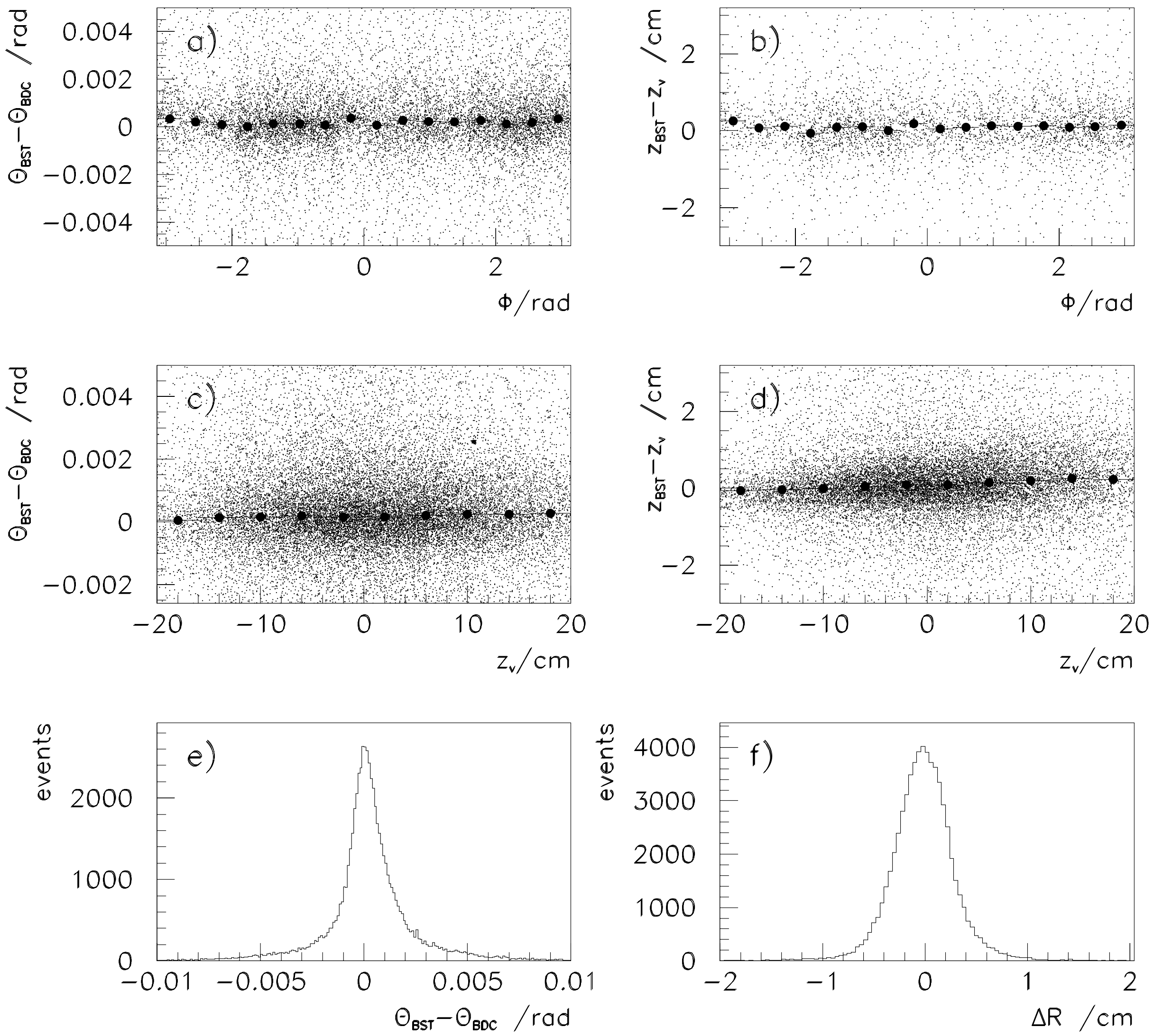

Abbildung 4.3: Verteilungen nach der Ausrichtung des BST: Differenz zwischen der Messung des Polarwinkels θ_e mit dem BST und mit der BDC als Funktion von ϕ_e (a) und z_v (c) und in der Projektion (e); Differenz zwischen der Messung des z–Vertex mit dem zentralen Spurdetektor und mit dem BST als Funktion von ϕ_e (b) und z_v (d); (f) Differenz der r–Koordinaten der im BST rekonstruierten Elektronspur in der SPACAL–Ebene und des Clusters. Die eingezeichneten Punkte in den Abbildungen sind die Mittelwerte von Gauß–Fits in ϕ– bzw. z_v–Intervallen.

Parametern für den gesamten Datensatz, wobei die spezielle Struktur der Matritzen ausgenutzt wird, um diese auf eine handhabbare Größe zu bringen. Als weitere Eingabeparameter wurden die Positionen des zentralen Vertex und der BDC–Spur sowie die Auflösungen aller beteiligten Detektoren gegeben. Als zugrunde liegendes Spurmodell wurde ein Polynom zweiten Grades gewählt. Die damit bestimmten internen Alignment–Parameter der BST–ϕ–Detektoren sind Translationen in Richtung der u–Koordinate. Die externe Ausrichtung entspricht derjenigen der BST–r–Detektoren.

Die u–Residuen nach erfolgter Ausrichtung der ϕ–Detektoren sind in Abbildung 4.6 zusammen

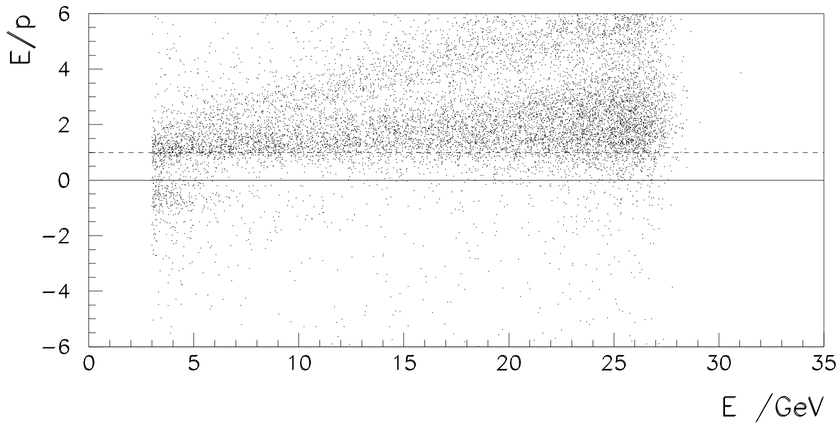

Abbildung 4.4: Verteilung des Verhältnisses E/p als Funktion von E vor der Ausrichtung der Detektoren. Hier ist E die Energie gemessen im SPACAL und p der im BST gemessene Impuls.

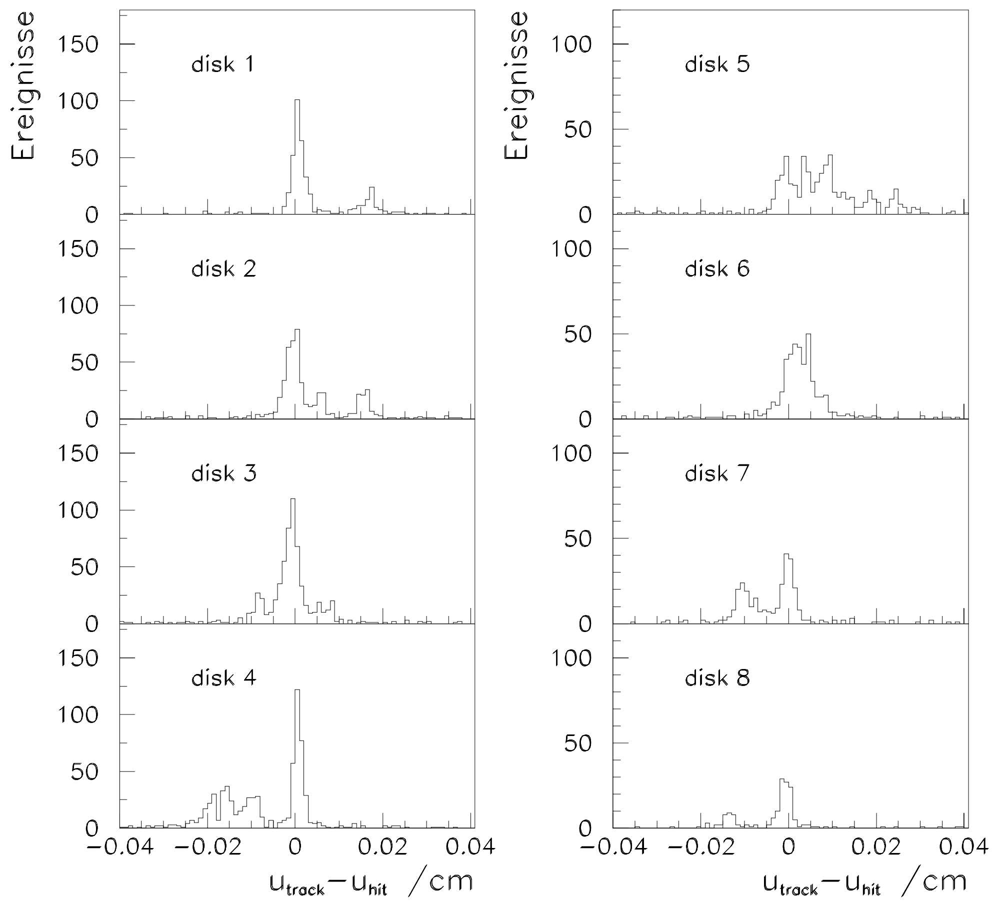

Abbildung 4.5: Verteilung der Residuen der u–Koordinaten der ϕ–Detektoren vor der Ausrichtung der 8 Module.

mit den Resultaten eines Gauß–Fits gezeigt. Die Verteilungen zeigen jeweils ein scharfes Maximum um Null und aus den Fits ist eine Auflösung von 13 μm bis 26 μm zu erkennen. Die

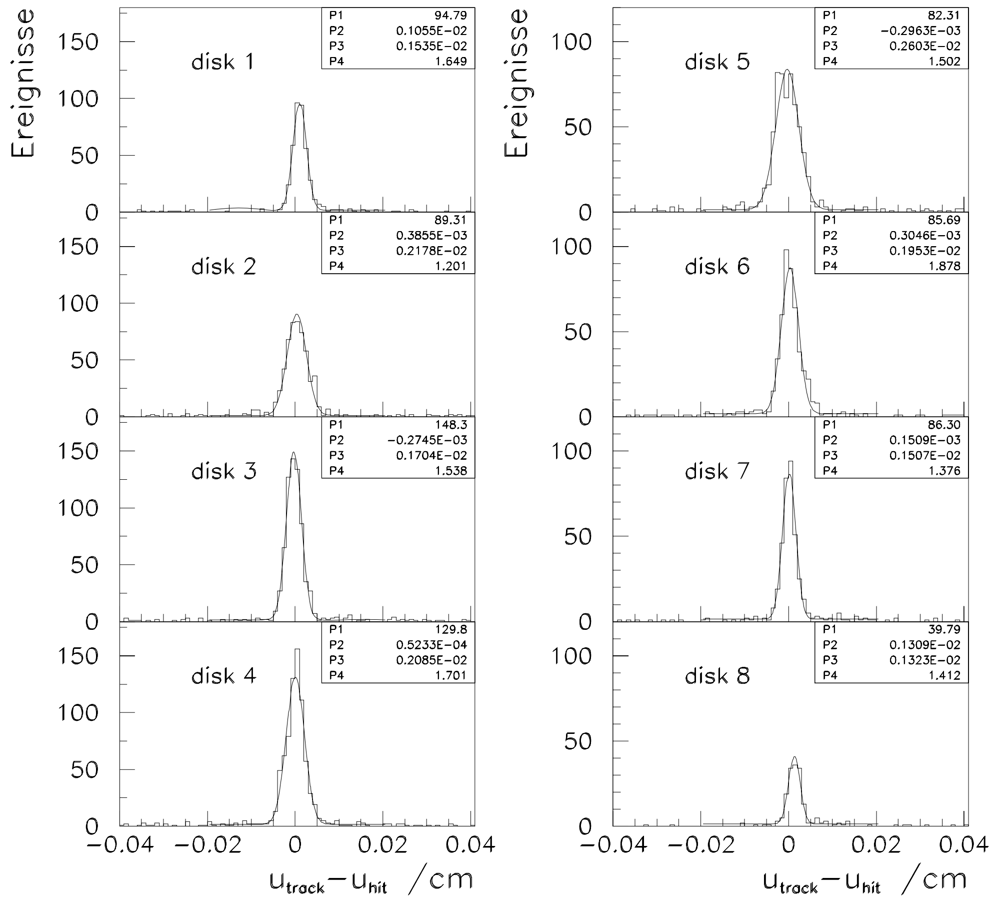

Abbildung 4.6: Verteilung der Residuen der u–Koordinaten der ϕ–Detektoren nach erfolgter Ausrichtung der 8 Module.

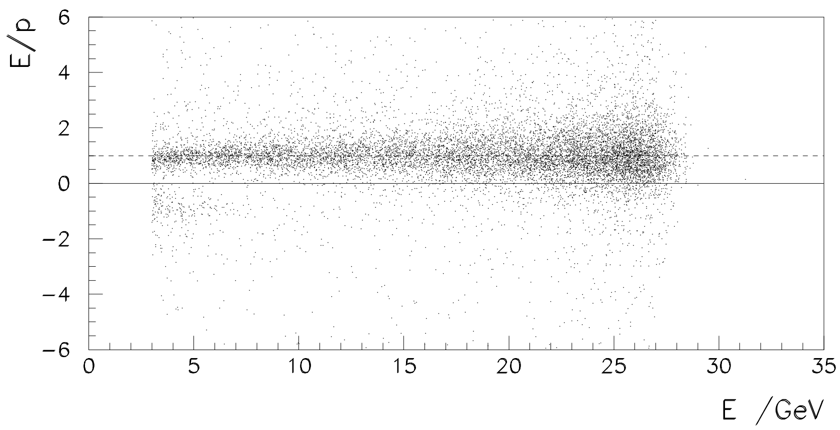

Abbildung 4.7: Verteilung des Verhältnisses E/p als Funktion von E nach erfolgter Ausrichtung der Detektoren. Hier ist E die Energie gemessen im SPACAL und p der im BST gemessene Impuls.

stark verbesserte Messung des Impulses im BST nach der Korrektur der Raumkoordinaten ist in Abbildung 4.7 ersichtlich. Obwohl bei der Ausrichtung des BST keine SPACAL–Information benutzt wurde, erscheint das Verhältnis der SPACAL–Energie zum BST–Impuls nun geradezu ideal: die durch die Positronen bestimmte E/p–Verteilung für positive Ladungen ist maximal bei $E/p = +1$, unabhängig von der Energie. Gemäß der zunehmenden Steifigkeit der Spuren verbreitert sich die Verteilung zu maximalen Energien hin. Bei kleinen Energien ist der Untergrund von Hadronen negativer Energie erkennbar, mit einem E/p-Verhältnis, das infolge der geringeren Energiedeposition von Hadronen im SPACAL etwas größer als -1 ist. Diese Eigenschaften sind von entscheidender Bedeutung für die Kontrolle des Photoproduktionsuntergrundes, der bei Energien nahe 3 GeV sehr groß, jedoch wegen seiner näherungsweisen Ladungssymmetrie infolge der BST-Impulsmessung erstmalig bei kleinen $Q^2 < 10\,\mathrm{GeV}^2$ experimentell beherrschbar ist, siehe Kapitel 5.2.3. Bei größeren Q^2, zwischen etwa 10 und 50 GeV^2, dient nicht der BST sondern die CJC zur Messung des Impulses. Dies ist auch in Kapitel 5.2.3 dargestellt. Die Qualität der E/p–Bestimmung von BST und CJC ist vergleichbar: in der CJC ist die Spurlänge größer, jedoch die Punktmeßgenauigkeit sehr viel kleiner als im Siliziumdetektor.

4.2 Effektivitäten der Spurdetektoren

Die Kenntnis der Effektivitäten der Detektorkomponenten sowie deren Implementierung in die Monte–Carlo–Simulation sind für die genaue Messung des tief–inelastischen Wirkungsquerschnitts notwendig. Die Bestimmung der Effektivität eines Detektors, gemessen an der Wahrscheinlichkeit, die Spur des Elektrons im kinematisch zugänglichen Bereich und sensitiven Volumen zu rekonstruieren, sollte mit einer Ereignismenge geschehen, die frei von Untergrund ist. Der Analyse der Detektoreffektivitäten liegt daher die gleiche Ereignisselektion zugrunde wie den Studien zum Alignment der Spurdetektoren.

4.2.1 Effektivitäten der BDC und der CJC

In dieser Analyse wird eine Spur als in der BDC rekonstruiert angesehen, wenn sie mit Signalen von mindestens 4 von 8 möglichen BDC-Ebenen gebildet wurde und ihre Extrapolation zum SPACAL–Cluster innerhalb eines Radius von 1.5 cm um den Cluster mit dessen Position übereinstimmt. Die Effektivität dieser Forderung wurde für Positronen hoher Energie ($E'_e >$ 20 GeV) bestimmt. Sie ist nahezu unabhängig von der Clusterposition und schwankte in den betrachteten Datenperioden zwischen 98% und 99%. Mit einer entsprechend geringen Korrektur wurde eine sehr gute Übereinstimmung der Simulation mit den Daten erreicht.

In einem auf große Radien $\gtrsim 30$ cm begrenzten Akzeptanzbereich wird die Elektronspur nicht nur in der BDC sondern auch in der zentralen Driftkammer CJC rekonstruiert. Die Kenntnis nicht nur des Polarwinkels θ_e , sondern auch der Krümmung der Spur, die den Impuls des Teilchens bestimmt, wird in der Analyse verwendet, siehe Abschnitt 5.2.3. Dafür müssen die genaue Akzeptanz und die Effektivität der Spurrekonstruktion in der CJC bestimmt werden, wie in [30] beschrieben.

Die in der CJC rekonstruierte Spur wird als Helix zur BDC hin extrapoliert. Diejenige CJC–Spur, die der selektierten BDC–Spur am nächsten kommt, wird ausgewählt, falls der Spurabstand in der BDC–Ebene kleiner als 6 cm ist. Die Effektivität dieser Verbindung als Funktion des

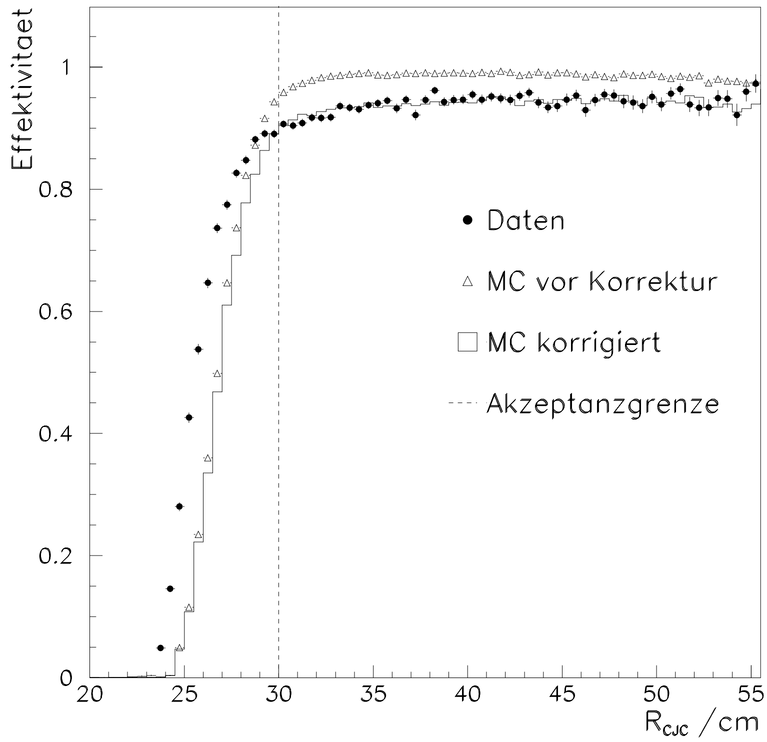

Abbildung 4.8: Effektivität der CJC Spurvalidierung als Funktion von R_{CJC} für die Daten (Punkte) und die Simulation vor (offene Dreiecke) und nach (Histogramm) der Anpassung der Effektivität an die Daten. Die senkrechte gestrichelte Linie bezeichnet die Akzeptanzgrenze der CJC.

Radius R_{CJC} ist abhängig von der geometrischen Akzeptanz. Für Werte von $R_{CJC} > 30$ cm ist die Effektivität in den Daten und in der Simulation groß und nahezu konstant, jedoch verschieden, siehe Abbildung 4.8. Die Differenz wird linear in Abhängigkeit von R_{CJC} parametrisiert und die Monte–Carlo–Simulation entsprechend korrigiert. Diese Korrektur führt zu einer guten Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation und beträgt im Mittel 5% für 1996 und 7% für 1997.

4.2.2 Effektivität des BST

Die Analyse des *mbias 99* Datensatzes basiert wesentlich auf der Rekonstruktion der Elektronspur im BST. Daher muß die Effektivität der 128 BST–Module detailliert studiert werden. Acht Detektor–Module, die schon während der Installation als nicht funktionsfähig erkannt wurden, sind für die Simulation als tote Detektoren gekennzeichnet. Alle anderen Module werden ohne Ineffektivitäten simuliert. Um eine realistische Beschreibung des BST in der Monte–Carlo–Simulation zu erreichen, werden zusätzliche Korrekturen der Effektivitäten einzelner Detektoren sowie der Detektorauslese nachträglich in der Analyse angebracht. Eine Ineffektivität im BST kann verschiedene Ursachen haben, die mit verschiedenen Methoden untersucht werden und im Folgenden beschrieben sind.

Interne Effektivitäten

Als interne Effektivität wird die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, mit der beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch ein Detektor–Modul ein Treffer registriert wird. Die Bestimmung dieser Effektivität erfolgt unter Ausnutzung der Redundanz der Spurmessung in den acht Ebenen des BST. Ausgegangen wird dabei von einer Spur, die mit Hilfe des “BST Elektronfinders” rekonstruiert wurde, siehe Abschnitt 5.1, und mit einem SPACAL–Cluster von mindestens 15 GeV assoziiert ist. Die Messung des Azimutwinkels ϕ im SPACAL dient der Festlegung des BST–Sektors, durch den die Spur hindurchgeht. Die rekonstruierte BST–Spur wird benutzt, um die Detektoren zu bestimmen, in denen ein Treffer erwartet wird. Der sensitive Bereich der Detektor–Module wird auf $R_{min} = 6.5$ cm und $R_{max} = 11.4$ cm festgelegt, um Randeffekte auszuschließen. Das Verhältnis der Anzahl registrierter Treffer zur Anzahl vorhergesagter Treffer in einem Modul ergibt dessen interne Effektivität. Diese Methode ist insensitiv gegenüber möglichen kohärenten Verlusten des gesamten BST, die nachfolgend diskutiert werden.

Abbildung 4.9 zeigt am Beispiel eines Sektors des BST die Effektivität der acht Module als Funktion des Radius. Zu erkennen ist ein totes Detektor–Modul (disk 8), Module mit relativ konstanter hoher Effektivität im Bereich 6.5 cm $< R_{BST} < 11.4$ cm sowie zwei Module mit Ineffektivitäten im Bereich großer (disk 1) und mittlerer (disk 3) Radien. Der Abfall der Effektivitäten für begrenzte Bereiche eines Detektors ist auf fehlerhafte Auslesechips (*APCs*) zurückzuführen. Fünf solcher Chips sind für die Auslese von jeweils 128 Streifen eines Detektormoduls zuständig. Aufgrund der beobachteten radialen Abhängigkeit wurden die Effektivitäten für jeden APC bestimmt. Diese 5×128 internen Effektivitäten wurden in der Monte–Carlo–Simulation angewandt. Da die Ereignisrate über den sensitiven Bereich des BST hinweg nicht konstant ist, erreicht man mit dieser fünffachen Unterteilung eine bessere, von der Akzeptanzdefinition weitgehend unabhängige Beschreibung der Daten durch die Simulation als durch eine gemittelte, nur modulabhängige Effektivität. Die mittlere Effektivität der Module beträgt 95% unter Ausschluß der toten Detektoren.

Kohärente Verluste

Der hier entwickelte “BST–Elektronfinder”, siehe Abschnitt 5.1, rekonstruiert eine Spur im BST basierend auf mindestens zwei Treffern. In einem Akzeptanzbereich des BST, in dem ein Teilchen mindestens vier Detektorebenen durchquert, kann die Wahrscheinlichkeit für mindestens zwei Treffer nach folgender Formel berechnet werden:

$$\epsilon_{ext} = \epsilon_{int}^4 + 4\epsilon_{int}^3(1 - \epsilon_{int}) + 6\epsilon_{int}^2(1 - \epsilon_{int})^2. \tag{4.6}$$

Diese Wahrscheinlichkeit wird als externe Effektivität bezeichnet und sollte mit den bestimmten hohen internen Effektivitäten 100% betragen. Abweichungen von diesem Wert werden als kohärente Verluste bezeichnet.

Um mögliche kohärente Verluste zu bestimmen, werden Ereignisse selektiert, für die mindestens vier Treffer im BST erwartet werden. Dafür wird eine Verbindungslinie zwischen einem Cluster im SPACAL und dem zentralen Vertex gebildet. Liegt diese innerhalb der Akzeptanz der vier Ebenen des BST1 oder der vier Ebenen des BST2, so wird versucht, eine Spur in diesem Teil des BST zu rekonstruieren. Ist dies nicht möglich, wird dies den kohärenten Verlusten

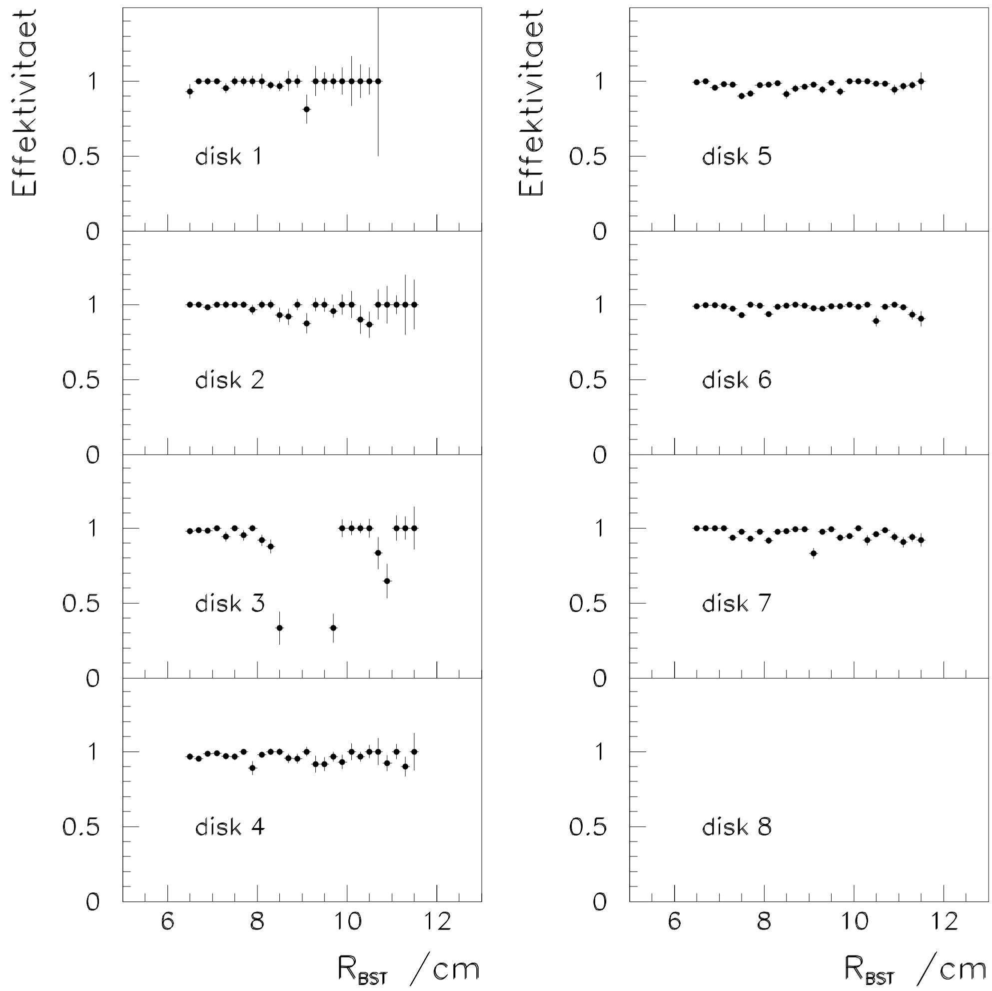

Abbildung 4.9: Interne Effektivitäten für acht Module eines BST–Sektors als Funktion der Radius–Koordinate im BST. In diesem Sektor war das achte Modul nicht angeschlossen. Im dritten Modul erkennt man den Ausfall des mittleren Vorverstärkers. Normalerweise ist die Effektivität im *mbias 99* Run nahe 100%.

zugeschrieben. Die Zuordnung zu einem Sektor erfolgt wieder mit Hilfe des Azimutwinkels ϕ, gemessen im SPACAL.

Die kohärenten Verluste sind zum einen zurückzuführen auf Probleme in der Auslese des BST, zum anderen können bei der *online* Treffer–Rekonstruktion Verluste auftreten, wenn Ereignisse aufgrund einer zu großen, allen Kanälen eines Moduls gemeinsamen Störung (*common mode*) nicht ausgelesen werden. Aufgrund des Aufbaus der Auslesekette werden die kohärenten Verluste für jeden Sektor und getrennt für BST1 und BST2 bestimmt. Ihre Größe variiert zwischen 1% und 6%.

Rauschen

Das Rauschen der Detektoren wird anhand der Anzahl der Treffer für jeden Streifen eines Detektors untersucht, unter Ausschluß der rekonstruierten, mit einem Cluster verbundenen Spuren.

Etwa 2% der Streifen weisen ein besonders großes Rauschen auf und werden sowohl in den Daten als auch in der Monte–Carlo–Simulation von der Analyse ausgeschlossen. Die verbleibende, zufällige Verteilung wird zwischen Daten und Simulation verglichen und die Differenz von 0.03% pro Streifen simuliert.

4.3 Kalibration der Kalorimeter

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen sowohl mit der Elektronmethode als auch mit der Σ–Methode hängt von der Rekonstruktion der Energie der gestreuten Teilchen ab und verlangt daher eine genaue Kalibration der Kalorimeter. Da die Messung des tief–inelastischen Wirkungsquerschnitts auf der Monte–Carlo–Methode basiert, ist nicht die Kenntnis der absoluten Energieskala von primärer Bedeutung sondern die präzise Beschreibung ihres Verhaltens in der Simulation.

Kalibration des SPACAL

Die Bestimmung der kinematischen Variablen für $y < 0.15$ basiert auf der Elektronmethode, deren Auflösung von der Energiemessung des gestreuten Elektrons abhängt. Eine möglichst genaue Kalibration des rückwärtigen Kalorimeters SPACAL ist deshalb notwendig.

Das SPACAL Kalorimeter besitzt eine hohe Granularität von 1192 Zellen, von denen jede durch einen Photovervielfacher ausgelesen wird. Da die Verstärkungsfaktoren dieser Photovervielfacher variieren können, wurde ein spezielles LED–Kalibrationssystem entwickelt [54], um diese Variationen zu erkennen. Diese Information wird für die Rekonstruktion der SPACAL–Energien auf L5 benutzt und bewirkt, daß die Energieskala innerhalb von 1% stabil mit der Zeit ist.

Es wurden mehrere unabhängige Methoden vorgeschlagen, um die elektromagnetische Energieskala des SPACAL zu bestimmen. Diese beruhen auf Ereignissen mit kosmischen Myonen [55] und Myonen aus dem Strahluntergrund [56]. Weitere Möglichkeiten eröffnen sich aus der Benutzung von Ereignissen der ep–Wechselwirkung. Unter Ausnutzung der Redundanz der Rekonstruktion der Kinematik kann man zu folgendem Ausdruck für die Energie des gestreuten Elektrons gelangen:

$$E'_e = E_e \cdot \frac{1}{\sin^2(\theta_e/2)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\tan(\theta_h/2)}{\tan(\theta_e/2)}} = E_{DA}(\theta_e, \theta_h). \tag{4.7}$$

Für kleine Winkel θ_h, also Vorwärtsstreuung der Hadronen, und große Streuwinkel θ_e des Elektrons ergibt sich die Energie des gestreuten Elektrons zu $E'_e \approx E_e$. In der sogenannten *Kinematic Peak* Methode [57] werden Ereignisse mit einer solchen Konfiguration ausgewählt und die Form des kinematischen Maximums zur Kalibration der SPACAL–Zellen für $R_{SPACAL} < 50$ cm genutzt.

Direkt aus der Gleichung 4.7 ergibt sich die *Double Angle* Methode [58, 59], in der die Energie des Elektrons mit Hilfe der beiden Streuwinkel θ_e und θ_h berechnet wird. Mit dieser Methode werden nach der vorangehenden *Kinematic Peak* Kalibration sowohl für die Daten als auch für die Monte–Carlo–Simulation zellabhängige Kalibrationskonstanten gewonnen. Da die Ereignisrate mit zunehmendem Radius abnimmt, reicht für SPACAL–Zellen bei großen Radien

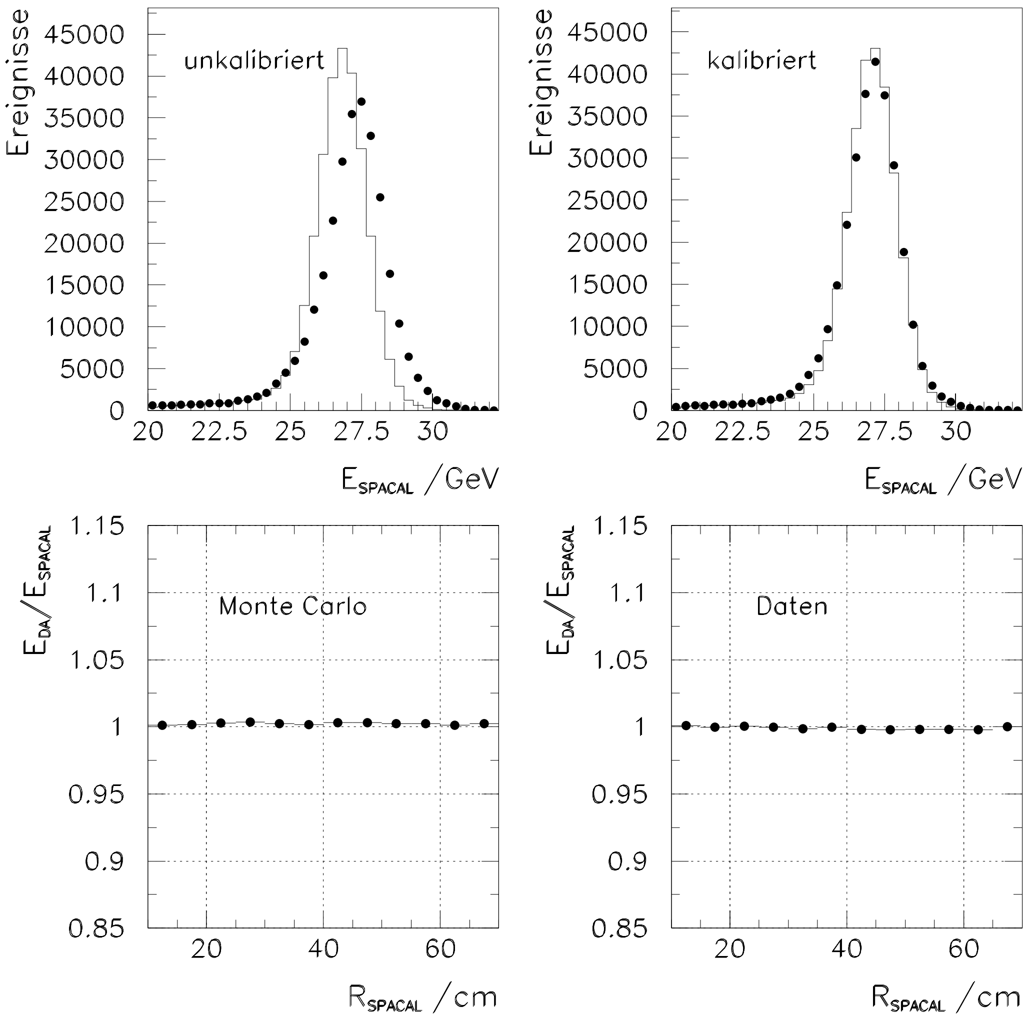

Abbildung 4.10: Oben: Verteilung der gemessenen Energien im SPACAL nahe der Strahlenergie (*Kinematic Peak*) vor (links) und nach (rechts) der Kalibration. Die Punkte stellen die Daten aus dem *minimum bias* Run 1999 dar, das Histogramm die Simulation. Unten: Verhältnis zwischen *Double Angle* Energie und rekonstruierter SPACAL–Energie nach der Kalibration für die Monte–Carlo–Simulation (links) und die Daten (rechts).

oftmals die Statistik nicht aus, um jede Zelle einzeln zu kalibrieren. In diesem Fall werden Zellen zusammengefaßt und ein gemeinsamer Kalibrationsfaktor bestimmt.

Abbildung 4.10 (von [60]) zeigt die Verteilung der Energien im kinematischen Maximum (oben) vor und nach der Kalibration, sowie das Verhältnis zwischen vorhergesagter *Double Angle* Energie und der im SPACAL rekonstruierten Energie des Elektrons nach der Kalibration im Vergleich der Monte–Carlo–Simulation mit den Daten des *mbias 99* Runs. Aus diesem Vergleich wurde ein systematischer Fehler von 0.3% für die elektromagnetische Energieskala für Energien oberhalb von 17 GeV bestimmt.

Für kleinere Energien ist die *Double Angle* Methode weniger genau, da die Hadronen zunehmend in die rückwärtige Richtung gestreut werden und der Photoproduktionsuntergrund die Kalibration erschwert. Aus dem Vergleich zwischen der Energie des Elektrons im SPACAL und dem mit Hilfe der BST r– und ϕ–Detektoren rekonstruierten Impuls jedoch kann die Energieskala bei kleinen Energien mit einer Genauigkeit von 2% verifiziert werden (siehe Abschnitt 5.2). Der Fehler wurde als lineare Funktion zwischen 2 GeV und 17 GeV interpoliert. Da die relevante Unsicherheit von x bzw. y sich wie $1/y \cdot \delta E'_e/E'_e$ verhält, wird die reduzierte Genauigkeit bei kleinen Energien d.h. großen y mehr als kompensiert. Entscheidend für die Analyse ist daher die akkurate Fixierung der Energieskala bei kleinen $y \lesssim 0.01$, im Bereich des *Kinematic Peak*.

Hadronische Energieskala

Die hadronische Energieskala bestimmt die Messung von y_h (Gleichung 2.2) und daher die Rekonstruktionsgenauigkeit der Σ–Methode sowie auch die Qualität des $E - p_z$–Kriteriums. Hadronische Energiedepositionen im LAr–Kalorimeter werden Strahltests entsprechend festgelegt, und die Summe der elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeterantwort so bestimmt, daß die beiden Komponenten zueinander passen, was mit Hilfe von Cluster–Rekonstruktions– und Bewichtungsalgorithmen geschieht [31]. In dem Fall, daß eine LAr–Energiedeposition mit einer Spur im zentralen Detektor assoziiert werden kann, wird die Energie durch den Spurimpuls ersetzt [61, 62]. Die Energieskalenbestimmung im H1–Detektor verbindet die Elektronmessung mit der von Hadronen: in der DA–Methode hilft die Messung von θ_h (Gleichung 4.7), die *Kinematic Peak* Kalibration zu verbessern. Umgekehrt ist es der genau gemessene Transversalimpuls des Elektrons, der den des hadronischen Endzustands balanciert, und daher zur endgültigen Festlegung der Energieskala des LAr–Kalorimeters benutzt wird. Dieses Verfahren wurde in [63] entwickelt und für die Daten der Jahre 1996/97 in [39] beschrieben. In einer Lagrangemethode werden die 2×64 Kalibrationskonstanten des elektromagnetischen und hadronischen Teils für die acht Räder und acht Oktanten (ϕ–Sektoren) des LAr–Kalorimeters bestimmt. Die Verteilungen von y_h sowie $E - p_z$ (siehe Abbildung 6.1) werden nach der Kalibration gut beschrieben. Aus dem Vergleich der Simulation mit den Daten sowie zweier verschiedener Methoden ergibt sich eine abgeschätzte Genauigkeit der hadronischen Energie–Kalibration von 2% [39, 60].

Kapitel 5

Selektion tief–inelastischer Streuereignisse

Die Messung des inklusiven tief–inelastischen Wirkungsquerschnitts beruht primär auf dem Nachweis der gestreuten Elektronen im H1–Detektor. Für die Analyse ist daher von besonderer Bedeutung, Kriterien für den Nachweis der Elektronen und die Abgrenzung gegenüber Untergrundereignissen zu finden. Die Forderungen, möglichst wenige tief–inelastische Ereignisse zu verlieren und für jede Selektion auch eine genaue Beschreibung in der Monte–Carlo–Simulation zu erreichen, führt zu einem minimalen Satz an Selektionskriterien, deren Effektivitäten für Daten und Simulation untersucht werden. Die Effektivität eines Selektionskriteriums wird definiert als ein Verhältnis von Ereigniszahlen:

$$\epsilon_{sel} = \frac{N_{sel}}{N_{ref}}, \tag{5.1}$$

wobei N_{ref} die Erfüllung aller Kriterien, außer dem zu untersuchenden erfordert, N_{sel} hingegen auch das zu untersuchende Selektionskriterium einschließt. Bei großen Energien ist die Größe ϵ_{sel} eine reine Effektivität, während sie bei kleinen Energien eher ein Maß für die Untergrundunterdrückung durch dieses Kriterium darstellt.

	96/97 F_L	mbias 99	mbias 99 F_L
z–Vertex Position	< 30 cm	< 30 cm	< 30 cm
z–Vertex Fehler	< 8 cm	< 8 cm	< 8 cm
z–Vertex Typ	zentral	BST	BST
SPACAL Cluster–Radius	< 4.5 cm	< 4 cm	< 4.5 cm
elektrom. SPACAL–Energie	> 3 GeV	> 7 GeV	> 3 GeV
hadron. SPACAL–Energie	$< 15\%$ von E'_e	$< 15\%$ von E'_e	$< 15\%$ von E'_e
$E - p_z$	> 35 GeV	> 35 GeV	> 45 GeV
Spur–Validierung	BDC: $\delta r < 1.5$ cm und CJC: $\delta r < 6$ cm	BST:$\delta r < 2$ cm	BST:$\delta r < 2$ cm

Tabelle 5.1: Kriterien für die Selektion tief–inelastischer Streuereignisse für die analysierten Datensätze. Die Analyse der *mbias 97* Daten ist in [39] beschrieben.

In dieser Arbeit werden Datensätze vorgestellt, die zum Teil komplementäre kinematische Bereiche abdecken. Deshalb sind sowohl die Untergrundbedingungen verschieden als auch einige der für die Rekonstruktion der Ereigniskinematik benutzten Detektorkomponenten. Entsprechend unterscheiden sich auch die Selektionskriterien. Diese sind für die Datenperioden *96/97* F_L , *mbias 99* und *mbias 99* F_L in Tabelle 5.1 angegeben. Die *96/97* F_L Datenanalyse bezieht sich auf den durch die CJC gegebenen Q^2–Bereich $12-35$ GeV^2 . Der *mbias 99* Run erfaßt Q^2–Werte zwischen 1.5 und 12 GeV^2 . Die ersten drei Kriterien in Tabelle 5.1 definieren die Vertexrekonstruktion, die zur Erkennung und Rekonstruktion der Ereigniskinematik unverzichtbar ist. Auf die weiteren Selektionskriterien wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen.

Für Inelastizitäten $y < 0.5$ ist die Energie des Elektrons größer als die Energie des hadronischen Endzustandes. Deshalb wird als Elektron–Kandidat der Cluster mit der größten elektromagnetischen Energie im SPACAL selektiert. Für größere Werte der Inelastizität wird die Energie des Elektrons kleiner als die Energie des hadronischen Jets. In diesem Fall kann dennoch das Kriterium der maximalen Energie benutzt werden, da die rückwärts gestreuten Hadronen ihre Energie nicht in einem, sondern in mehreren Clustern deponieren, deren Energie kleiner ist als die des Gesamtjets. Eine weitere Möglichkeit, das Elektron zu identifizieren, ist das Kriterium des maximalen Transversalimpulses. Dieses beruht auf der $p_\perp$–Balance eines Ereignisses, d.h. der Kompensation des Transversalimpulses des Elektrons durch die Summe der Transversalimpulse aller Teilchen des hadronischen Endzustandes. Daher ist das Elektron meist das Teilchen mit maximalem $p_\perp$.

Mit Hilfe von tief–inelastischen Monte–Carlo–Ereignissen werden die verschiedenen Methoden der Elektronidentifizierung gegenübergestellt. Durch den Vergleich zwischen den rekonstruierten und generierten Größen für Energie und Winkel des Teilchens wird das Elektron sicher erkannt. Wendet man die in der Tabelle aufgeführten Selektionskriterien an, so findet man eine Übereinstimmung zwischen den Kriterien der maximalen Energie und des maximalen Transversalimpulses innerhalb einer Ungenauigkeit von 1%.

Die Methoden der Elektronidentifizierung, die für die Analysen gewählt werden, sind das Kriterium des maximalen Transversalimpulses für die *96/97* F_L Daten und das Kriterium der maximalen Energie für die *mbias 99* und *mbias 99* F_L Daten.

5.1 Elektronvalidierung

5.1.1 Schauerprofile

Hadronische Cluster in elektromagnetischen Kalorimetern sind in der Regel breiter als elektromagnetische Cluster. Die unterschiedliche transversale Ausdehnung von Clustern hadronischen Ursprungs und Elektronclustern wird daher benutzt, um Untergrund durch Hadronen zu unterdrücken.

Die Energie, die in den SPACAL–Clustern deponiert wird, ist meist über mehrere Zellen verteilt. Es gibt mehrere Möglichkeiten, den Cluster–Radius zu bestimmen. In dieser Analyse wird eine Methode verwendet, die ursprünglich in [64] vorgeschlagen wurde und in der der Cluster–Radius RCL_{log} als quadratische Summe über die logarithmisch gewichteten Abstände R_i der geometrischen Mittelpunkte der Zellen zum Mittelpunkt des Clusters (wie in 4.1 definiert) berechnet wird:

$$RCL_{log} = \sqrt{\sum_i \left(R_i w_i^{log}\right)^2}. \tag{5.2}$$

Die logarithmischen Gewichte sind wie folgt definiert:

$$w_i^{log} = \frac{max(0, w_{cut} + \ln(E_i/E_{cluster}))}{\sum_{j=1}^{N} max(0, w_{cut} + \ln(E_i/E_{cluster}))}. \tag{5.3}$$

Für die Daten wurde das *cut off* Gewicht zu $w_{cut}^{Daten} = 4.85$ gewählt. Die beste Anpassung der Daten an die Monte–Carlo–Simulation wurde mit $w_{cut}^{MC} = 5.05$ erreicht. Es wurde in [30] nachgewiesen, daß diese Methode zur Berechnung des Cluster–Radius eine weit bessere Möglichkeit zur Unterscheidung zwischen Clustern elektromagnetischen und hadronischen Ursprungs liefert als eine Methode, die lineare Gewichte und Summation verwendet.

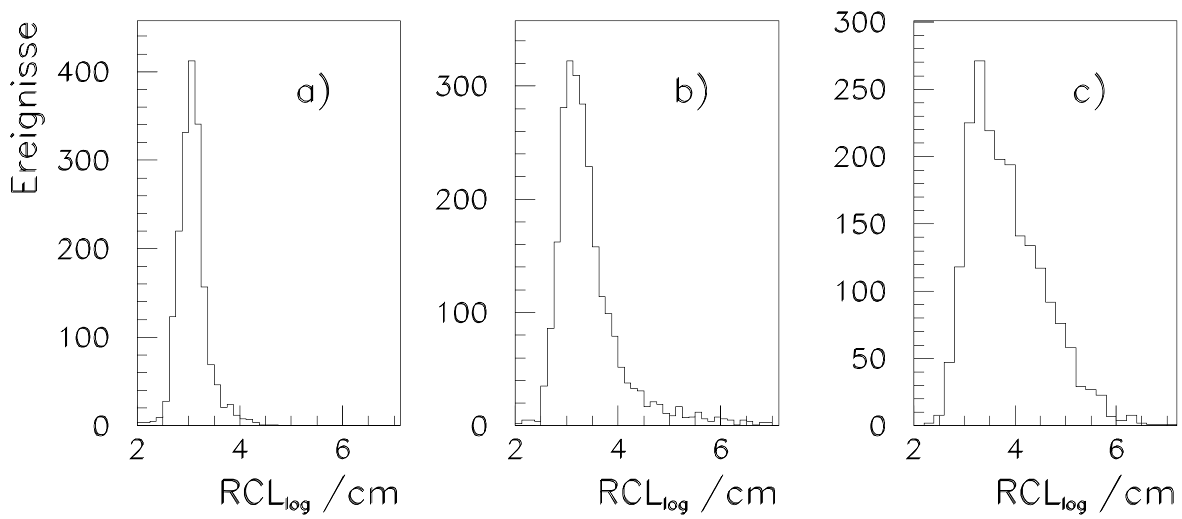

Abbildung 5.1: Verteilungen des logarithmischen Cluster–Radius für a) ISR Ereignisse mit Elektronenergien $E_e' > 20$ GeV, b) Energien von 3 GeV $\leq E_e' \leq 7$ GeV sowie c) für *tagged* Photoproduktionsereignisse.

In Abbildung 5.1 ist eine Untersuchung der Cluster–Radius–Verteilungen für Signal– und Untergrundereignisse anhand der 1997er Daten gezeigt. Da das Elektronsignal bei kleinen Energien durch γp–Untergrundereignisse verdorben wird, jedoch für diese Untersuchung eine möglichst saubere Elektronsignatur bis hinunter zu kleinen Energien notwendig ist, werden Ereignisse ausgewählt, bei denen das einlaufende Elektron ein Photon abstrahlt und sowohl das gestreute Elektron als auch das Photon im H1–Detektor nachgewiesen werden. Das Photon wird im Photon–Detektor des Luminositätssystems nachgewiesen, während der Elektron–Cluster im SPACAL rekonstruiert und mit einer Spur in der CJC validiert wird. Die Summe der Energien des Photons und des Elektrons $E_e' + E_\gamma$ muß größer sein als 25 GeV, also nahe der Elektronstrahlenergie. Die Verteilung der Cluster–Radien bei großen Energien, $E_e' > 20$ GeV, in Abbildung 5.1a) ist sehr schmal und hat ihr Maximum bei etwa 3 cm. Eine Selektion $RCL_{log} < 4$ cm schneidet nahezu nicht in die Verteilung der Elektronen. Zu kleinen Elektronenergien 3 GeV $\leq E_e' \leq 7$ GeV hin nimmt die Breite der Verteilung etwas zu. Deshalb wurde für die F_L–Analysen ein leicht geänderter Schnitt von $RCL_{log} < 4.5$ cm verwendet. Abbildung 5.1c) zeigt die Cluster–Radius–Verteilung für *tagged* Photoproduktionsereignisse. Eine deutlich breitere Verteilung ist zu erkennen. Die RCL_{log}–Selektion beseitigt daher einen Teil dieses Untergrundes.

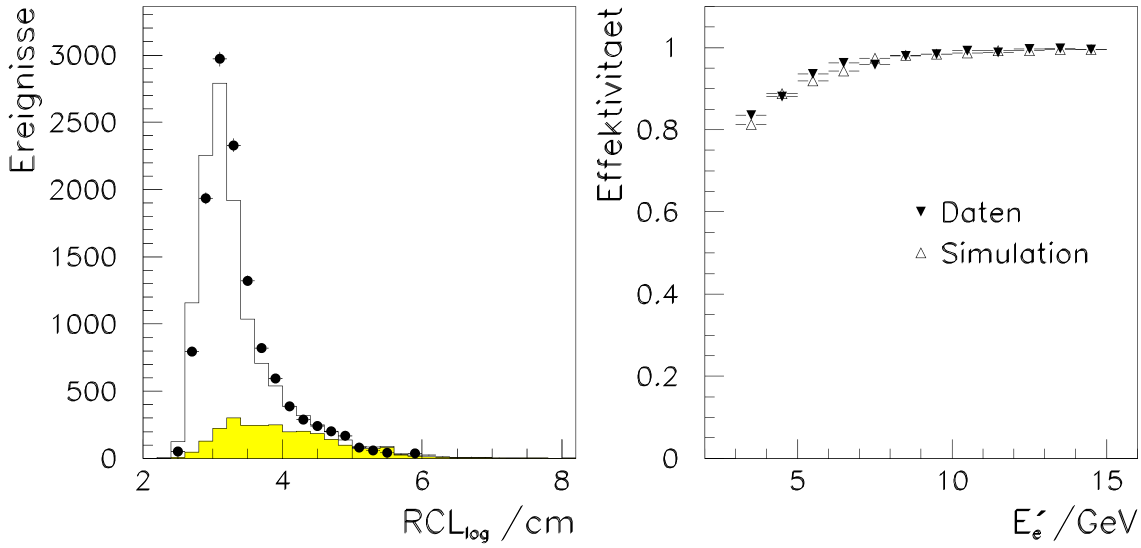

Abbildung 5.2: Links: Cluster–Radius–Verteilung; die Punkte repräsentieren die Daten, das schattierte Histogramm den Photoproduktionsuntergrund und das offene Histogramm die Summe von DIS Monte–Carlo–Simulation und Untergrund. Rechts: Effektivität der Cluster–Radius Selektion $RCL_{log} < 4.5$ cm für Daten und Simulation. Die gezeigten Daten entsprechen der *main 97* F_L Analyse.

In Abbildung 5.2 (links) ist die Cluster–Radius–Verteilung für die *main 97* F_L Analyse gezeigt in einem Energieintervall $3 \leq E_e' \leq 15$ GeV. Die SPACAL–Cluster sind mit einer positiven Spur validiert und der Untergrund ist durch negativ geladene Teilchen abgeschätzt, siehe Abschnitt 5.2. Die Untersuchung der Effektivität der $RCL_{log} < 4.5$ cm Selektion ist für Daten und Simulation in der Abbildung 5.2 (rechts) abgebildet, wobei sich eine sehr gute Übereinstimmung zeigt.

Elektromagnetische Cluster sind meist vollständig im elektromagnetischen SPACAL aufgrund seiner Ausdehnung von $27.5X_0$ enthalten. Für hadronische Schauer stellt es nur eine Absorptionslänge dar und wird dahinter von einem hadronischen Modul mit einer weiteren Absorptionslänge ergänzt. In diesem hadronischen SPACAL wird in einem zylindrischen Volumen von 15 cm Radius hinter dem Cluster mit maximaler Energie im elektromagnetischen Teil die Energie aufsummiert. Beträgt das Verhältnis zwischen dieser hadronischen Energie und der im elektromagnetischen SPACAL davor mehr als 15%, so wird der Cluster als hadronischen Ursprungs definiert.

5.1.2 Spurvalidierung

Die Analyse der Datenperiode des speziellen *minimum bias* Runs 1999 hat eine möglichst genaue Messung des tief–inelastischen Wirkungsquerschnitts im Bereich $1.5 \leq Q^2 \leq 12$ GeV^2 zum Ziel. In diesem kinematischen Bereich ist eine Rekonstruktion der Elektronspur sowohl mit der Backward Drift Chamber als auch mit dem Backward Silicon Tracker möglich. Es ergeben sich daraus zwei mögliche Strategien für die Analyse:

1. Messung des Polarwinkels θ_e des Elektrons mit der BDC. Für den Fall, daß eine Spur auch im BST rekonstruiert wird, kann die Messung von θ_e durch die genauere BST–Messung ersetzt werden.

2. Messung nur auf Grundlage des BST, mit eventueller Vorselektion der Ereignisse mit Hilfe der BDC.

Die Vorteile der ersten Methode liegen in dem großen Akzeptanzbereich der BDC und in ihrer relativen Homogenität. Benutzt man den BST nur zur Verbesserung der Winkelauflösung, ist die Abhängigkeit der Messung von dessen Effektivität und der Akzeptanzbeschreibung gering. Diese Methode wurde für die Analyse der Datenperioden *main 96/97* und *mbias 97* im Bereich der Inelastizitäten $y < 0.75$ gewählt [38], sie wird hier jedoch nicht beschrieben. Aufgrund von passivem Material, welches die Teilchen vor einer Spurmessung in der BDC durchqueren, kommt es häufig zu Schauerbildung. Diese erschwert die Erkennung und die Rekonstruktion von Elektronspuren sowie die Unterdrückung von π^0–Untergrund. Desweiteren wird in der BDC eine starke Variation der Radius–Verteilung im Bereich der geänderten Segmentierung der BDC, bei $20 - 25$ cm beobachtet, die nicht vollständig verstanden ist und durch die Monte–Carlo–Simulation nicht reproduziert wird.

Die zweite Methode der Messung ermöglicht die Rekonstruktion einer Teilchenspur mit dem BST vor dem passiven Material und damit eine größere Unterdrückung neutralen Untergrunds. Durch die Erweiterung des BST auf 8 Ebenen ist dessen Akzeptanzbereich wesentlich vergrößert worden und damit der Verlust von tief–inelastischen Ereignissen im Vergleich zu einer BDC–Analyse nicht mehr so gravierend. Damit sind eine systematische Analyse der Effektivität des BST, seiner Akzeptanz sowie die Beschreibung beider in der Simulation zwingend erforderlich. Diese Methode wurde in der Analyse der Datenperiode *mbias 97* F_L mit dem 4–Ebenen–BST [39] sowie in den hier beschriebenen Analysen *mbias 99* und *mbias 99* F_L gewählt.

Spurvalidierung mit dem BST

Die Standardrekonstruktion von Spuren im BST erfolgt mit Hilfe des Programmes BSTREC und ist in die H1–Rekonstruktionssoftware eingebunden. BSTREC basiert ausschließlich auf der Information des BST und liefert von sich aus keine Verbindung zu anderen Detektorkomponenten. Für die Rekonstruktion einer Spur sind daher mindestens drei Treffer nötig. Die Akzeptanz ist somit limitiert durch den minimalen Radius der drittletzten und den maximalen Radius der dritten BST–Ebene.

Für die Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts wird die rekonstruierte Spur im BST jedoch nie allein, sondern immer in Verbindung mit dem Elektron–Kandidaten im SPACAL–Kalorimeter betrachtet. Die Strategie, erst eine Spur im BST zu finden und diese danach mit dem Cluster zu verbinden, kann umgekehrt werden und wird in einem neuen, sogenannten *BST Elektronfinder* Programm benutzt: ausgehend von dem Cluster im SPACAL und dem meist vorhandenen Vertex wird in einem limitierten Bereich des BST nach Treffern gesucht. Diese Vorgehensweise ermöglicht es, auch Spuren mit nur zwei Treffern zu rekonstruieren und damit den nutzbaren Akzeptanzbereich des BST zu erweitern und die Effektivität der Spurrekonstruktion zu erhöhen.

Der Elektronfinder benötigt als Grundlage:

- Die Positionen x_v, y_v und z_v des zentralen Vertex und den Fehler der z–Vertex Messung dz_v.
- Die Positionen x_{cl}, y_{cl} und z_{cl} des Clusters des Elektron–Kandidaten im SPACAL sowie dessen Energie E_{cl}.

Die Suche nach Treffern im BST wird begonnen, wenn die Verbindungslinie zwischen dem SPACAL–Cluster und dem Vertex innerhalb der BST Akzeptanz liegt, die für eine minimale Anzahl von zwei Treffern pro Spur durch

$$R_2 < 11.5\,\text{cm} \qquad \text{und} \qquad R_7 > 6.5\,\text{cm} \tag{5.4}$$

bestimmt ist, mit

$$\begin{aligned} x_i = &\quad (x_{cl} - x_v) \cdot \tfrac{z_i - z_v}{z_{cl} - z_v} + x_v \\ y_i = &\quad (y_{cl} - y_v) \cdot \tfrac{z_i - z_v}{z_{cl} - z_v} + y_v \\ R_i = &\quad \sqrt{x_i^2 + y_i^2}, \qquad i = 2, 7. \end{aligned} \tag{5.5}$$

In die Definition des Korridors um die Verbindungslinie SPACAL–Vertex, in dem nach BST–Treffern gesucht wird, gehen die Ungenauigkeiten sowohl der Bestimmung des z–Vertex als auch der Cluster–Position im SPACAL ein. Dafür wurde die radiale SPACAL Auflösung σ_{cl} als Funktion der Energie getrennt für die Daten und die Simulation bestimmt und parametrisiert. Die Breite des Korridors ist dann wie in [39] definiert als:

$$\sigma_i = dz_v \cdot \frac{z_i - z_{cl}}{(z_{cl} - z_v)^2} \cdot r_{cl} \oplus \sigma_{cl}(E) \cdot \frac{z_i - z_v}{z_{cl} - z_v}, \tag{5.6}$$

mit der z–Position der i–ten BST–Ebene z_i. Das Symbol $\oplus$ steht für eine quadratische Summation.

In einem $3\sigma_i$ breiten Korridor und in einem durch den SPACAL–Cluster definierten Azimutwinkelbereich von $\phi_{cl} \pm \pi/8$ werden Treffer in den BST–Modulen gesucht. Die Rekonstruktion der Spurparameter erfolgt durch einen Geradenfit an die gefundenen Treffer. Die Eingabewerte sind dabei die r–Koordinaten der Treffer, die Positionen z_i der entsprechenden BST–Ebene und die Ungenauigkeit des Treffers δr_i. Um eine mögliche Verzerrung des Fits durch das zufällige Rauschen zu verhindern, wurde eine Fehlerfunktion eingeführt, die Ausreißer unterdrückt:

$$\delta r_n = \sigma_{BST} \oplus \sigma_i \sqrt{2\pi} \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{\Delta r_{BST-cl}}{\sigma_i} \right]^2 \right) \right], \tag{5.7}$$

wobei n eine Treffer–Nummer ist, die zu der Ebene i gehört und $\sigma_{BST} = 16\mu$m die Auflösung des BST darstellt. Die Größe Δr_{BST-cl} ist hier die Differenz zwischen der r–Koordinate des Treffers und der Vorhersage durch die Verbindungslinie SPACAL–Vertex.

Die Parameter des Geradenfits werden als neue, verbesserte Vorhersage für eine zweite Iteration benutzt. Die vorher selektierten Treffer, die am dichtesten an dieser Vorhersage liegen, mindestens aber in einem Abstand von 300μm, werden ausgewählt. Ein neuer Geradenfit wird ausgeführt, diesmal jedoch mit konstanten Fehlern von $\delta r_n = 16\mu$m für jeden Treffer. Die Ergebnisse dieses Fits werden für die Berechnung des Polarwinkels θ_{BST} und der z–Vertex Position z_{BST} bei (x_v, y_v) herangezogen:

$$\theta_{BST} = \pi - \arctan(B), \qquad z_{BST} = -\left(R_v \cdot \cos\left(\phi_{cl} - \phi_v\right) - A\right)/B. \tag{5.8}$$

Dabei sind A der y–Achsenabschnitt und B der Anstieg der Geraden, sowie $R_v = \sqrt{x_v^2 + y_v^2}$ und $\phi_v = \arctan(y_v/x_v)$ die Zylinderkoordinaten des Vertex.

Im Bereich großer und kleiner y werden die Teilchen des hadronischen Endzustandes außerhalb der Akzeptanz des zentralen Spurdetektors erzeugt. Deshalb kann der zentrale Vertex nicht oder nur mit großer Ungenauigkeit rekonstruiert werden. Für diesen Fall wird der Elektronfinder modifiziert, um dennoch eine Validierung zu ermöglichen und mit Hilfe der Elektronspur die z–Vertex Position zu rekonstruieren. Anstelle der Position des zentralen Vertex werden dem Elektronfinder im Intervall von -36 cm $\leq z \leq +36$ cm in Schritten von 4 cm 18 verschiedene Vertex–Positionen mit einer Ungenauigkeit von $dz_v = 2$ cm angeboten und für jede versucht, eine Spur passend zum SPACAL–Cluster zu finden. Mit dieser z–Intervallteilung ist es möglich, die BST-Spur unabhängig von der Vertexposition zu rekonstruieren. Diese Methode wurde durch Variation der z-Schrittweite sowie im Vergleich von Daten und Simulation optimiert.

Der Parameter ΔR mißt die Güte, mit der eine im BST rekonstruierte Spur zu dem SPACAL–Cluster des Elektron–Kandidaten paßt. Er ist definiert als:

$$\Delta R = tan(\theta_{BST})(z_{cl} - z_v) - \sqrt{(x_{cl} - x_v)^2 + (y_{cl} - y_v)^2}, \tag{5.9}$$

d.h. durch den radialen Abstand des SPACAL–Clusters und der Extrapolation der BST–Spur zu dessen z–Position gegeben. Die Verteilung von ΔR ist in Abbildung 4.3 nach erfolgter Ausrichtung des BST gezeigt. In dieser Analyse wurde gefordert, daß ΔR kleiner als 2 cm ist.

5.2 Photoproduktionsuntergrund

Die Messung des tief–inelastischen Wirkungquerschnitts bei großen Inelastizitäten y bzw. kleinen Energien E'_e wird dadurch erschwert, daß die Energie des in den rückwärtigen Detektor gestreuten hadronischen Jets größer wird als die Energie E'_e des Elektrons, das für sehr kleine $Q^2 \sim 0$ GeV^2 im Rückwärtsdetektor nicht immer nachgewiesen wird. Teilchen des hadronischen Endzustandes können daher ein Cluster im SPACAL erzeugen, welches als Elektron fehlidentifiziert werden kann. Dieser Untergrund wird als Photoproduktionsuntergrund oder γp–Untergrund bezeichnet. Wegen der $1/Q^4$–Abhängigkeit des Streuquerschnittes, siehe Gleichung 1.13, ist die Rate der Photoproduktionsprozesse um ein Vielfaches höher als die der eigentlichen tief–inelastischen Streuung. Die Erkennung und Reduktion des γp–Untergrundes stellt die größte Herausforderung bei der F_L –Messung dar.

Ein Teil des Untergrundes stammt aus π^0 Teilchen, die in 2γ zerfallen und deswegen elektromagnetische Cluster im SPACAL produzieren. Die longitudinale und transversale Clusterausdehnungen sind deshalb denen der Elektronen gleich. Ein Großteil dieser Photonen schauert im passiven Material hinter dem zentralen Spurdetektor auf und produziert damit Spuren in der BDC. Innerhalb des zentralen Spurdetektors und vor dem BST sind solche Effekte jedoch gering. Daher ist die Forderung einer Spur in der CJC oder im BST eine sehr effektive Möglichkeit, diesen Teil des Photoproduktionsuntergrundes zu unterdrücken.

Ein weiterer Beitrag zum Untergrund stammt von geladenen Hadronen. Ereignisse mit hadronischen Clustern können durch die im Abschnitt 5.1 beschriebenen Forderungen an den Cluster–Radius und den Anteil der Energie im hadronischen SPACAL unterdrückt werden. Vor allem im Bereich großer y sind jedoch weitere Kriterien für die Unterdrückung dieses Untergrundes unerläßlich. Diese sind, wie nachfolgend beschrieben, durch die Größe $E - p_z$ und den in der CJC und im BST gemessenen Teilchenimpuls gegeben. Ferner kann ein Teil der Photoproduktionsereignisse mit dem Elektron–Tagger–Kalorimeter des Luminositätssystems nachgewiesen werden, siehe Abschnitt 2.1.4. Die Akzeptanz des Taggers entspricht Inelastizitäten von $0.2 \leq y \leq 0.8$ mit einem Maximum bei $y \approx 0.35$. Die Akzeptanz des Elektron–Taggers (ET) wird aus den Daten für jeden Run bestimmt. Eine Funktion in Abhängigkeit von der Inelastizität, mit der jedes Monte–Carlo–Ereignis gewichtet wird, ersetzt die Simulation des Elektron–Taggers und ermöglicht den Vergleich zwischen *tagged* Photoproduktionsereignissen in den Daten und der PHOJET Monte–Carlo–Simulation. Bei der Analyse von *tagged* Ereignissen werden alle üblichen Selektionskriterien angewandt, bis auf das $E - p_z$–Kriterium, da dieses einen großen Teil der Photoproduktionsereignisse beseitigt. Der Untergrund zu den γp–Ereignissen, die im ET nachgewiesen werden, stammt aus Bethe-Heitler–Streuung und radiativen tief–inelastischen Prozessen. Eine Unterdrückung dieser Beiträge erreicht man durch die Forderung, daß wenig Energie im Photon–Detektor registriert wird, $E'_{\gamma tagger} < 2$ GeV, und $(E - p_z)^{tot} < 70$ GeV ist, welches definiert ist durch:

$$(E - p_z)^{tot} = E - p_z + 2E'_{etagger} + 2E'_{\gamma tagger}. \tag{5.10}$$

Hier bezeichnet $E'_{etagger}$ den Anteil des Elektron–Taggers und $E'_{\gamma tagger}$ den Anteil des Photon–Detektors am totalen $(E - p_z)^{tot}$.

Der in den Daten nach Anwendung aller Selektionskriterien verbleibende Untergrund wird mit Hilfe zweier Methoden abgeschätzt. Die eine basiert auf der PHOJET–Simulation und wird in Abschnitt 5.2.2 beschrieben. Die andere Methode basiert auf der Messung des Impulses der Teilchen in der CJC und im BST und ist Inhalt des Abschnittes 5.2.3.

5.2.1 $E - p_z$

Die Größe $E - p_z = \Sigma + E'_e(1 - \cos\theta_e)$, die im Abschnitt 2.1.6 eingeführt wurde, sollte für ein tief–inelastisches Ereignis aufgrund der Erhaltung der Energie und des longitudinalen Impulses das Doppelte der Energie des Elektronstrahls betragen. Die Größe $E - p_z$ eines Ereignisses ist kleiner, wenn ein Teilchen nicht im Detektor nachgewiesen wird. Dies tritt z.B. bei ISR–Ereignissen auf, wenn das Elektron ein Photon abstrahlt, welches in der Strahlröhre verschwindet oder bei Photoproduktionsereignissen, wenn das Elektron unterhalb des SPACAL gestreut wird.

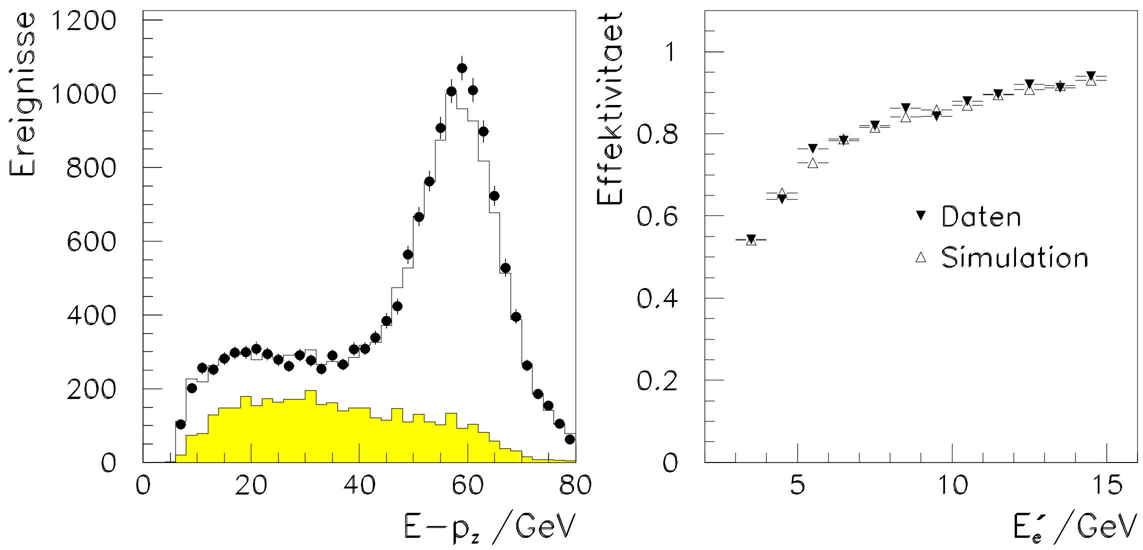

Abbildung 5.3: Links: $E-p_z$–Verteilung der *main 97* F_L Analyse im Energiebereich $3 \leq E' \leq 15$ GeV. Die Punkte stellen die Daten dar, das schattierte Histogramm den Untergrund, abgeschätzt anhand von negativen Spuren in der CJC. Das offene Histogramm ist die Summe aus diesem Untergrund und der DIS Monte–Carlo–Simulation. Rechts: Effektivität des $E - p_z > 35$ GeV Kriteriums als Funktion der Energie des SPACAL–Clusters.

In Abbildung 5.3 (links) ist die $E-p_z$–Verteilung für die Analyse der Daten des Jahres 1997 für Energien $3 \leq E' \leq 15$ GeV unter Verwendung der in der CJC bestimmten Teilchenladung (siehe nächster Abschnitt) gezeigt. Die Verteilung hat ein deutliches Maximum bei $E - p_z \approx 2E_e$. Die Ausläufer zu kleinen Energien hin stammen von ISR–Ereignissen sowie Photoproduktionsereignissen, die an der abgebildeten Untergrundabschätzung durch negativ geladene Spuren (schattiertes Histogramm) zu erkennen sind. Als Selektionskriterium wird $E - p_z > 35$ GeV in den Analysen *main 96/97* F_L und *mbias 99* verwendet, sowie $E - p_z > 45$ GeV in der *mbias 99* F_L Analyse.

In Abbildung 5.3 (rechts) ist die Effektivität der $E - p_z > 35$ GeV Selektion für die *main 97* F_L Analyse für die Daten und die Simulation als Funktion der Cluster–Energie dargestellt. Eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist zu erkennen sowie ein deutlicher Abfall zu kleinen Energien hin. Dies bedeutet eine starke Unterdrückung des Untergrundes an ISR– und Photoproduktionsereignissen infolge der $(E - p_z)$–Bedingung.

5.2.2 Simulation

Eine Methode der Abschätzung des verbleibenden Photoproduktionsuntergrundes beruht auf der Monte–Carlo–Simulation von Photoproduktionsereignissen mit Hilfe des Programms PHOJET. Diese Ereignisse passieren die gleichen Selektionskriterien wie die Daten und die Simulation des tief–inelastischen Signals mit DJANGO und werden benutzt, um den verbleibenden Untergrund statistisch zu subtrahieren.

In Abbildung 5.4 ist die Energieverteilung des SPACAL–Clusters für *tagged* Photoproduktionsereignisse und für die PHOJET–Simulation dargestellt. Der Cluster wird mit dem BST–Elektronfinder validiert. Die Normierung der PHOJET Monte–Carlo–Ereignisse erfolgt anhand der *tagged* Daten. Die daraus resultierende Normierung ist jedoch mit einer Unsicherheit behaftet, die aus den Unterschieden der Selektionskriterien für tief–inelastische Ereignisse und Photoproduktionsereignisse resultiert. Bei kleinen y spielt dies keine entscheidende Rolle, da der Untergrund sehr gering ist. Bei großen y jedoch wird der Untergrund sehr groß und erreicht für $0.89 > y > 0.73$ noch immer einen Anteil von 20% an den selektierten Daten. Dies illustriert die Bedeutung der im folgenden beschriebenen experimentellen Bestimmung des Photoproduktionsuntergrundes. Diese basiert auf der Trennung von DIS–Signal und γp–Untergrund durch die Assoziation der Ladung des Teilchens, das für die SPACAL–Energiedeposition verantwortlich ist. In e^+p–Streuung ist das e^-–Signal eine verläßliche, meßbare Abschätzung des Untergrundes. Die Ladungsbestimmung erfordert die Messung des Impulses in CJC oder BST.

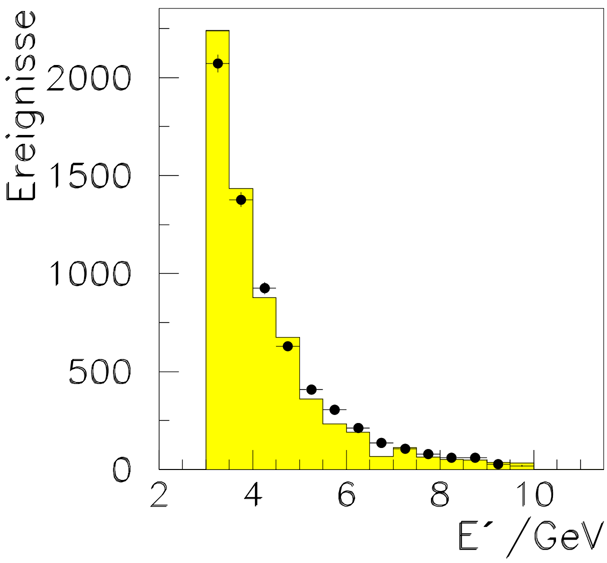

Abbildung 5.4: Energieverteilung des Elektron–Kandidaten im SPACAL für Photoproduktionsereignisse. Die Punkte stellen die *tagged* Daten der *mbias 99* F_L Analyse dar. Das schattierte Histogramm die *tagged* PHOJET–Ereignisse. Die Normierung der Verteilungen auf die Fläche bestimmt die PHOJET–Normierung.

5.2.3 Ladungssubtraktion

Das Ziel der Analysen *main 96/97* F_L und *mbias 99* F_L ist die Messung des tief–inelastischen Streuquerschnittes bei größtmöglichen Inelastizitäten y. Dafür müssen Elektronen mit Energien von 7 GeV bis hinunter zu 3 GeV nachgewiesen werden, was der in diesen Jahren realisierten Minimalenergie auf dem Triggerniveau L1 entspricht, siehe Abschnitt 3.2. Da der Photoproduktionsuntergrund in diesem kinematischen Bereich besonders groß wird, müssen einerseits striktere Selektionskriterien gefunden und andererseits eine genaue Beschreibung des verbleibenden Untergrunds erreicht werden. In der *main 96/97* F_L Analyse, im Bereich 12 GeV^2 $\leq Q^2 \leq$ 25 GeV^2, wird die Messung des Impulses in der zentralen Driftkammer CJC verwendet, wie in [30] eingeführt. Für die Analyse der *mbias 99* F_L Daten im Bereich 1.5 GeV^2 $\leq Q^2 \leq$ 6.5 GeV^2 wird die Messung der Spuren in den BST r–Detektoren benutzt und die PHOJET–Normierung mit Hilfe einer dedizierten, auf der Impulsmessung im BST basierenden Analyse verifiziert.

Validierung mit der CJC

Positronen mit großen Inelastizitäten können in die Akzeptanz der zentralen Driftkammer CJC gestreut werden. Eine wichtige Eigenschaft der CJC ist die Möglichkeit der Impulsmessung der Teilchen anhand der Spurkrümmung und damit der Bestimmung ihrer Ladung. In den Datenperioden der Jahre 1996 und 1997 wurden bei HERA Positronen an Protonen gestreut, d.h. ein gestreutes e^+ soll im Detektor nachgewiesen werden. Mit der Forderung einer positiven Ladung der Spur, die mit dem Cluster des Elektron–Kandidaten verbunden ist, wird der Untergrund durch negative Hadronen beseitigt. Der in dem Datensatz mit positiver Ladung verbleibende Untergrund kann anhand der Verteilung der negativen Hadronen abgeschätzt und statistisch subtrahiert werden unter der Annahme, daß der Untergrund ladungssymmetrisch bzw. die Größe einer möglichen Ladungsasymmetrie bekannt ist.

Die statistische Subtraktion des Untergrundes erfordert dessen Untersuchung auf Prozesse, die eine Ladungsasymmetrie hervorrufen können. Dies erlauben Photoproduktionsereignisse, die mit dem Elektron–Tagger nachgewiesen wurden. Für alle so selektierten positiven und negativen Elektron–Kandidaten wird die Energieverteilung des Elektrons im Elektron–Tagger verglichen, siehe Abbildung 5.5. Ein leichter Überschuß an negativen Spuren ist zu erkennen. Die Ladungsasymmetrie $(N_+ - N_-)/(N_+ + N_-)$ wird zu -4.8% mit einem statistischen Fehler von 1.9% bestimmt. Da die Akzeptanz des Elektron–Taggers eine y–Abhängigkeit bzw. eine Abhängigkeit von der Energie des Elektron–Kandidaten im SPACAL besitzt, und das $E - p_z$–Kriterium anders als in der DIS Analyse angewandt wird, wird noch eine weitere, von diesem Detektor unabhängige Methode benutzt, um die Ladungsasymmetrie zu bestimmen. Für die Daten der Jahre 1996/97 mit e^+p–Streuung stellen CJC–Spuren mit negativer Ladung n_- den Untergrund dar. Für einen Datensatz des Jahres 1999 mit e^-p–Streuung wird der Untergrund repräsentiert durch Spuren mit postiver Ladung n_+. Der Vergleich der auf die Luminosität $\mathcal{L}$ der entsprechenden Datenperiode normierten Untergrundraten

$$N_+ = n_+^{e^-p}/\mathcal{L}^{e^-p} \qquad \text{und} \qquad N_- = n_-^{e^+p}/\mathcal{L}^{e^+p}, \tag{5.11}$$

liefert eine Asymmetrie von $(-3.5\pm2.5)\%$. Dies ist konsistent mit dem Ergebnis aus den *tagged* Ereignissen. Die Asymmetrie von -4.8% wird in der Analyse korrigiert.

Um die Ursachen dieser Ladungsasymmetrie zu verstehen, wurden gemeinsam mit [65] Untersuchungen zum Photoproduktionsuntergrund mit dem PHOJET–Generator durchgeführt. Auf dem Generatorniveau, d.h. vor der Simulation der Detektorantwort, ist die Anzahl positiv und negativ geladener Hadronen gleich. Da jedoch bei kleinen Energien der Wirkungsquerschnitt von Antiprotonen den von Protonen übersteigt [66], ergibt sich nach der Simulation der Wechselwirkung der Teilchen des hadronischen Endzustandes im SPACAL ein Überschuß an nachgewiesenen Antiprotonen, d.h. negativer Ladung. Dieser Zusammenhang wird durch Messungen der Ionisationsverluste in der CJC zur Teilchenidentifizierung bestätigt [67].

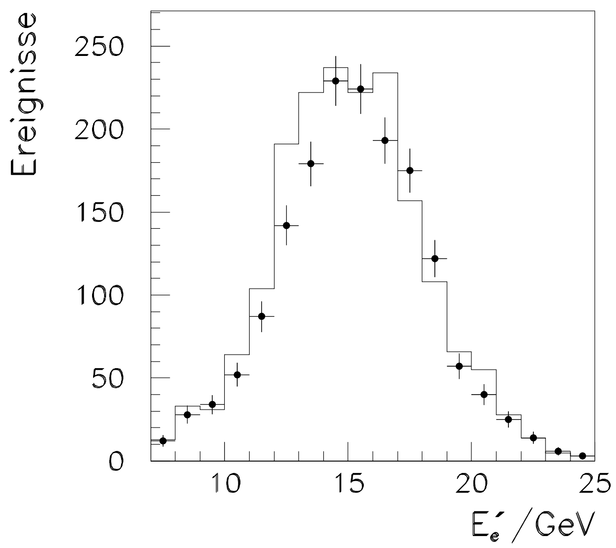

Abbildung 5.5: Energiespektrum im Elektron–Tagger für Ereignisse mit einem Elektron–Kandidaten im SPACAL und einer positiv geladenen (Punkte), bzw. negativ geladenen (Histogramm) Spur.

Auch die Auflösung der Ladungsbestimmung muß genau bekannt sein, um die Methode der Ladungssubtraktion anwenden zu können. Ein Vergleich des aus der Messung der Spurkrümmung in der CJC bestimmten Impulses mit der Energie des Elektron–Kandidaten im SPACAL ergibt, daß die Ladung in der CJC mit einer Signifikanz von vier Standardabweichungen für Energien $E'_e < 15$ GeV richtig bestimmt wird.

Validierung mit dem BST

Eine wichtige Eigenschaft des BST in seiner hier verwendeten Konfiguration ist die erstmalige Möglichkeit der Ladungsbestimmung eines Teilchens, allerdings nur in einem sechzehntel der Akzeptanz. Die Kombination von r– und ϕ–Detektoren ermöglicht die Messung der Raumkoordinaten eines Treffers und damit auch der Spurkrümmung. Ebenso wie im Fall der CJC bei höheren Q^2 ist die Messung des tief–inelastischen Streuquerschnitts im BST–Akzeptanzbereich kleiner Q^2 bei großen y nur mit einem verbesserten Verständnis des Photoproduktionsuntergrundes möglich. Dies wird durch die Impulsmessung in dem mit ϕ–Detektoren bestückten Sektor möglich.

Der sogenannte ϕ–Elektronfinder baut auf dem BST–Elektronfinder auf. Wenn die ϕ–Koordinate des Elektron–Kandidaten im SPACAL der des Sektors mit den ϕ–Detektoren entspricht, werden in einer dem r–Elektronfinder ähnlichen Prozedur Spuren rekonstruiert, die allein auf den gemessenen u–Koordinaten basieren. Die zu den r– und u–Spuren assoziierten Treffer werden nach Paaren sortiert, die zu benachbarten Modulen gehören. Die selektierten (r, u)–Trefferpaare bilden die Grundlage für den Kreisfit nach der Umrechnung der (r, u)–Koordinaten in (x, y).

Die ϕ–Detektoren besitzen zu einer Sensor–Kante parallele Streifen, die die u–Koordinate eines Treffers messen, siehe Kapitel 2.2. Als $u = 0$ ist derjenige Streifen definiert, der auf $x = y = 0$ weist. Die Umrechnung in kartesische Koordinaten erfolgt dann über die folgenden Beziehungen:

$$
\begin{aligned}
x &= r \cdot \cos\left(\phi_0 + \phi_u\right) && (5.12)\\
y &= r \cdot \sin\left(\phi_0 + \phi_u\right) && (5.13)\\
\text{mit} \quad \phi_0 &= ip \cdot (\pi/8) &&\\
\text{und} \quad \phi_u &= \arcsin\left(u/r\right), &&
\end{aligned}
$$

sowie der Sektornummer $ip = 3$. Mit den (x, y)–Koordinaten der zwei Trefferpaare und Fehlern von $\delta x = \delta y \sim 30\mu$m, sowie den (x_v, y_v)–Koordinaten des zentralen Vertex mit deren Fehlern wird ein Kreisfit durchgeführt. Aus diesem ergibt sich die Krümmung der Spur, der kleinste Abstand zum Ursprung (DCA) und der Azimutwinkel ϕ_{BST}. Zusammen mit einem Geradenfit in (r, z), aus dem man wie in 5.8 den Polarwinkel θ_{BST} und die z–Vertex Position z_{BST}[1] berechnet, sind dies die fünf Parameter einer Helix.

Der Impuls eines Teilchens ergibt sich aus der Krümmung seiner Spur, r^{inv}_{BST} gemessen in cm, nach:

$$p = -\frac{0.3 \cdot B}{100 \cdot r^{inv}_{BST}} \cdot \frac{1}{\theta_{BST}}, \tag{5.14}$$

mit dem Magnetfeld $B = 1.15$ T. Dieser kann, wie im Fall der CJC, mit der Messung der Energie im SPACAL verglichen werden. Das Verhältnis E/p ist in Abbildung 5.6 für zwei Energieintervalle gezeigt. Für kleine Energien a) ist ein Maximum bei $E/p \simeq -1$ zu erkennen, welches den negativ geladenen Untergrund darstellt. Die tief–inelastischen Ereignisse dominieren das Maximum bei $E/p \simeq +1$. Bei größeren Energien b) ist deutlich weniger Untergrund zu erkennen. Der Peak bei positiven Ladungen ist etwas breiter als der bei kleinen Energien, da sich die Impulsauflösung mit abnehmender Spurkrümmung verschlechtert. Die Position des Maximums für die positiv geladenen Teilchen stellt eine Verifizierung der SPACAL Energieskala bei kleinen Energien mit einer Genauigkeit von $\approx 2\%$ dar.

Die Ladungsbestimmung kann, wie in Fall der *main 96/97* Analyse mit der CJC, für die Validierung der Elektron–Kandidaten anhand der Spuren positiver Ladung benutzt werden. Der verbleibende Untergrund in den selektierten Ereignissen wird mit Hilfe der Spuren negativer Ladung statistisch subtrahiert. Aus den Verteilungen in Abbildung 5.6 geht hervor, daß das Maximum der Signalereignisse innerhalb von drei Standardabweichungen von Null verschieden ist, die Ladung des Teilchens also mit einer Genauigkeit von 99.5% bestimmt ist. Die Ladungsasymmetrie wurde mit Hilfe von *tagged* Photoproduktionsereignissen zu $-6 \pm 3\%$ bestimmt. Das ist konsistent mit der *main 96/97* F_L Analyse und wird in dieser Analyse korrigiert.

[1] Für die Berechnung von z_{BST} wird der Azimutwinkel des SPACAL–Clusters ϕ_{cl} durch ϕ_{BST} aus dem Kreisfit ersetzt.

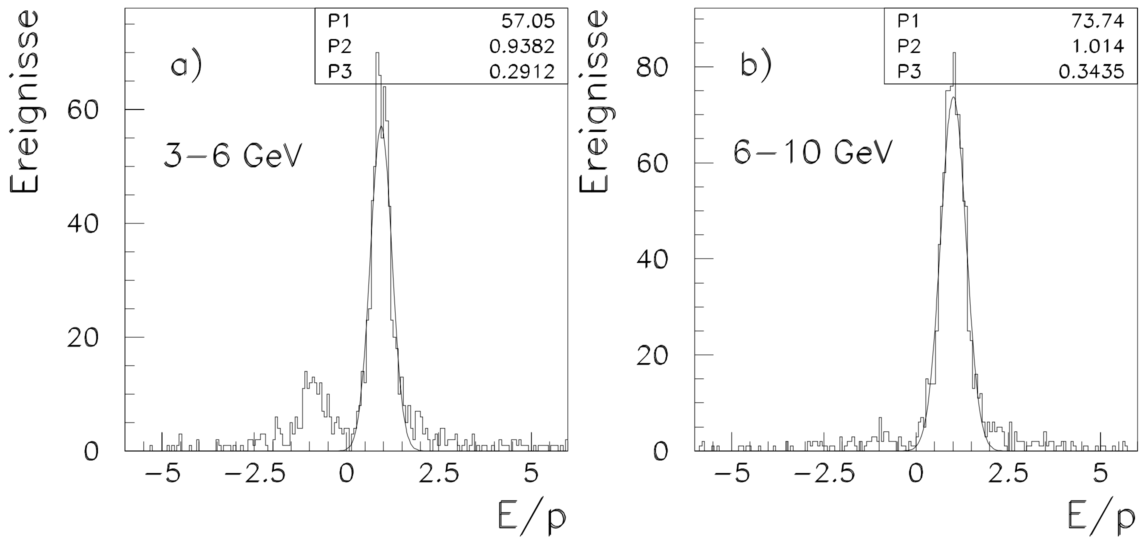

Abbildung 5.6: Das Verhältnis der Energie, gemessen mit dem SPACAL, und des Impulses, gemessen mit den BST r– und ϕ–Detektoren, für zwei Energiebereiche.

Aufgrund der auf einen BST–Sektor limitierten Akzeptanz dieser r–ϕ–Analyse sind die statistischen Fehler der Messung sehr groß. Daher gehen die Resultate dieser Messung nicht direkt in die Bestimmung des tief–inelastischen Wirkungsquerschnitts ein. Sie dienen jedoch als eine wichtige, unabhängige Überprüfung der mit dem BST–Elektronfinder und der Untergrundsubtraktion mit Hilfe der PHOJET–Simulation erzielten Resultate. Desweiteren ist eine Verifizierung der mit Hilfe von *tagged* Photoproduktionsereignissen bestimmten PHOJET–Normierung möglich, wodurch die Analyse mit dem BST–Elektronfinder zu großen $y > 0.67$ hin ausgedehnt werden kann.

Der Untergrund, beschrieben durch die PHOJET–Ereignisse, kann mit dem Untergrund verglichen werden, der durch Spuren mit negativer Ladung repräsentiert wird. Dafür müssen die Effektivitäten der r– und ϕ–Detektoren genau bekannt sein, die Ladungsasymmetrie korrigiert werden und die Messung von einem auf sechzehn BST–Sektoren extrapoliert werden. Berücksichtigt man weiterhin, daß in den PHOJET–Ereignissen sowohl negative als auch positive Hadronen beitragen, so ergibt sich aus dem Vergleich eine Ungenauigkeit der PHOJET–Normierung von 25%. Bei einem Untergrundanteil von 20% in den selektierten Ereignissen bei größtem y entspricht dies einem maximalen Fehler des Wirkungsquerschnitts von 5%.

Kapitel 6

Messung des Streuquerschnitts

In diesem Kapitel wird die Messung des tief–inelastischen Streuquerschnitts zusammengefaßt. In den vorangestellten Kapiteln sind systematische Untersuchungen beschrieben, die zu Korrekturen der Daten bzw. der Monte–Carlo–Simulation führen, wie die Effektivitäten und Akzeptanz der Detektorkomponenten, die Kalibration der Energiemessungen, die Umgewichtung der z–Vertex–Verteilung und die Selektionskriterien für DIS Ereignisse. Diese haben alle zum Ziel, die bestmögliche Beschreibung der Daten durch die Simulation zu erreichen. Eine Überprüfung dieser Korrekturen erfolgt anhand von Kontrollverteilungen, die für die verschiedenen Analysen in den folgenden Kapiteln zusammen mit dem gemessenen Streuquerschnitt gezeigt werden.

In der vorliegenden Arbeit werden Daten der Jahre 1996/97 und des Jahres 1999 verwendet. Das folgende Kapitel beschreibt zunächst ausführlich die Analyse des Streuquerschnitts der *low* Q^2 Daten des *mbias run 99*, die auf dem 8-Ebenen BST beruhen (“BST–Analyse”), und benennt kurz die wichtigsten Änderungen dieser Analyse gegenüber der des *mbias run 97*. Die Daten bei größeren Impulsüberträgen, $Q^2 > 10\,\mathrm{GeV}^2$, werden im folgenden Abschnitt beschrieben, unter besonderer Betonung der Region maximaler Inelastizitäten, y, in der die Driftkammer CJC zur Eliminierung des Photoproduktionsuntergrundes verwendet wird (“CJC–Analyse”).

In nahezu dem gesamten y-Bereich stellt die Messung des tief–inelastische Streuquerschnitts eine Messung der Protonstrukturfunktion F_2 dar, deren Werte hier mit angeführt und kurz diskutiert werden. Das Verhalten von $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen $x < 0.01$ kann durch die partielle logarithmische Ableitung $(\partial \ln F_2 / \partial \ln x)_{Q^2}$ quantifiziert werden.

6.1 BST Analyse

Vergleich der Daten mit der Simulation

Die wichtigsten Kontrollverteilungen der *mbias 99* Analyse für Energien des gestreuten Elektrons $E'_e >$ 7 GeV sind in Abbildung 6.1 dargestellt, wobei alle in Tabelle 5.1 aufgeführten Kriterien für die Selektion tief–inelastischer Ereignisse angewandt wurden. Die Simulation ist auf die gemessene Luminosität normiert und in guter Übereinstimmung mit den Daten. Der

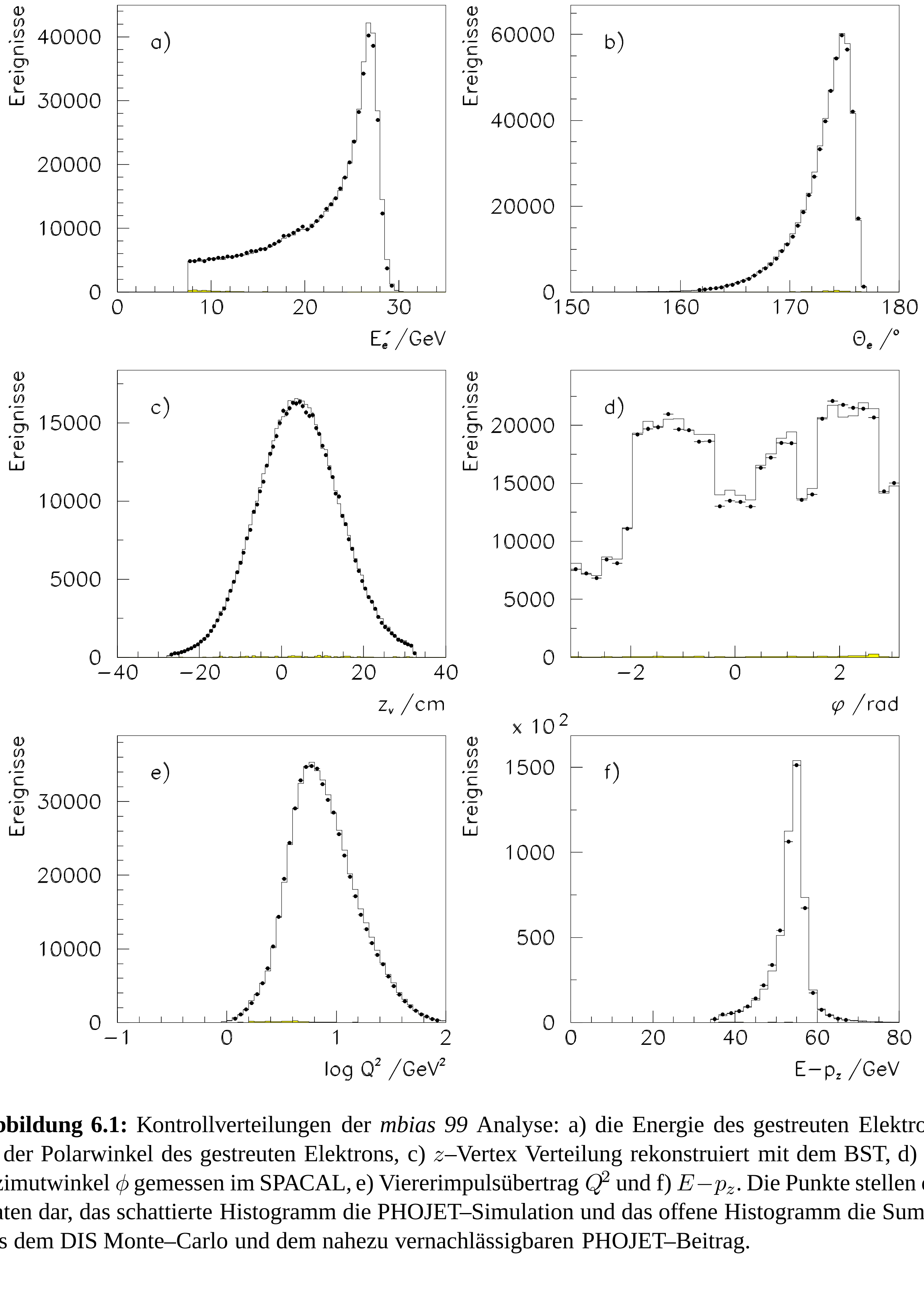

Abbildung 6.1: Kontrollverteilungen der *mbias 99* Analyse: a) die Energie des gestreuten Elektrons, b) der Polarwinkel des gestreuten Elektrons, c) z–Vertex Verteilung rekonstruiert mit dem BST, d) der Azimutwinkel ϕ gemessen im SPACAL, e) Viererimpulsübertrag Q^2 und f) $E-p_z$. Die Punkte stellen die Daten dar, das schattierte Histogramm die PHOJET–Simulation und das offene Histogramm die Summe aus dem DIS Monte–Carlo und dem nahezu vernachlässigbaren PHOJET–Beitrag.

Photoproduktionsuntergrund, dargestellt als schattiertes Histogramm, ist in der Energieverteilung a) bei großen Energien nicht sichtbar und spielt wegen der starken Unterdrückung durch BST und SPACAL sowie das $E - p_z$–Kriterium auch bei Energien bis hinunter zu 7 GeV keine entscheidende Rolle. Die Abbildung b) zeigt die Verteilung des Polarwinkels θ_e des Elektrons und demonstriert mit der sehr guten Übereinstimmung von Simulation und Daten das Verständnis der Akzeptanz des BST. In Abbildung c) ist die z–Vertex Verteilung gezeigt. Diese mit dem BST–Elektronfinder bestimmte Position zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Simulation sowohl im Zentralwert als auch an den Grenzen der Verteilung. Die in Abbildung d) gezeigte Verteilung des Azimutwinkels, gemessen im SPACAL, veranschaulicht die Wirkung der Schnitte des sensitiven SPACAL–Volumens. Das gute Verständnis sowohl der Energie– als auch der Winkelmessung resultiert in einer guten Beschreibung des Viererimpulsübertrages Q^2, Abbildung e). Die Größe $E - p_z$ ist in Abbildung f) zu sehen. Für deren gute Beschreibung ist das Verständnis sowohl der elektromagnetischen als auch der hadronischen Energieskalen nötig.

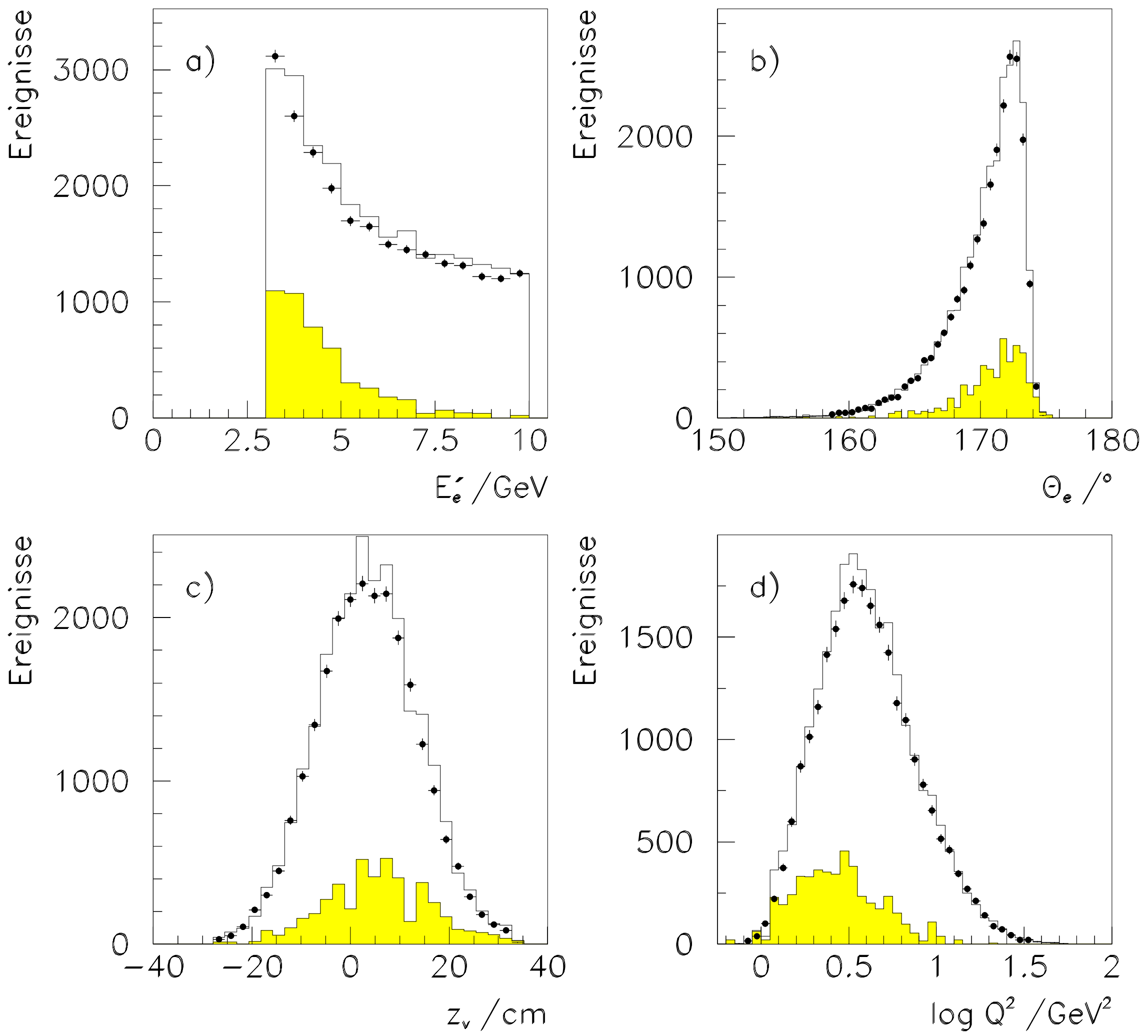

Abbildung 6.2: Kontrollverteilungen der *mbias 99* F_L Analyse: a) die Energie des Elektron–Kandidaten im SPACAL, b) der Polarwinkel gemessen im BST, c) die z–Vertex Position rekonstruiert mit dem BST und d) der Viererimpulsübertrag Q^2. Die Punkte stellen die Daten dar, das schattierte Histogramm die PHOJET–Simulation und das offene Histogramm die Summe aus dem DIS Monte–Carlo und PHOJET. Die simulierten Verteilungen sind auf die gemessene Luminosität bezogen.

In Abbildung 6.2 sind die Kontrollverteilungen der *mbias 99* F_L Analyse für große y gezeigt. Die Verteilung der Energie der Elektron–Kandidaten in Abbildung a) zeigt eine gute Beschreibung der Daten durch die Simulation bis hin zu einer bislang nicht erreichten minimalen Energie von $E'_e = 3$ GeV. Der Photoproduktionsuntergrund, hier abgeschätzt durch die PHOJET–Simulation, nimmt zu kleinen Energien hin stark zu. Abbildung b) zeigt die Verteilung des Polarwinkels und c) des z–Vertex rekonstruiert mit dem BST–Elektronfinder. Die Verteilung des Viererimpulsübertrages Q^2 ist in d) dargestellt.

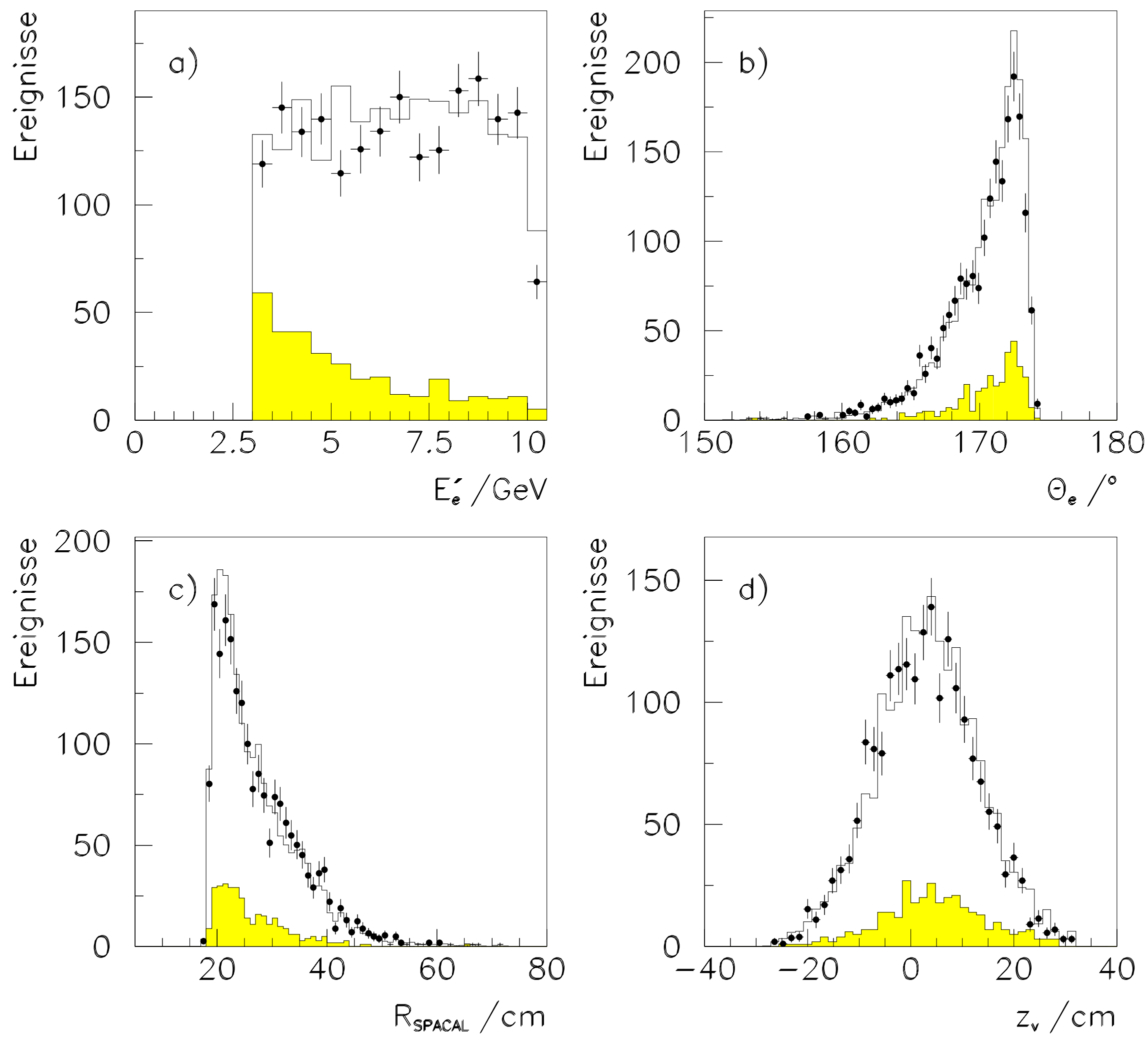

Abbildung 6.3: Verteilungen, in denen der γp–Untergrund unter Verwendung der Ladungssubtraktion mit den BST r– und ϕ–Detektoren bestimmt ist: a) die Energie des Elektron–Kandidaten, b) der Polarwinkel gemessen im BST, c) die Radius–Koordinate des SPACAL–Clusters und d) die z–Vertex Position rekonstruiert mit dem BST. Die Punkte stellen die Daten dar, das schattierte Histogramm den γp–Untergrund aus den negativen Spuren der Daten und das offene Histogramm die Summe aus DIS Simulation und γp–Untergrund.

Es wird deutlich, daß eine genaue Kenntnis der PHOJET–Normierung (vgl. Kapitel 5.2) Voraussetzung für die Messung bei großen y ist. Diese Normierung wurde mit einer speziellen Analyse verifiziert, in der der Untergrund nicht durch die PHOJET–Simulation, sondern mit Hilfe der E/p–Messung im BST bestimmt wird. Kontrollverteilungen aus dieser Analyse vor der statistischen Subtraktion des Untergrundes sind in Abbildung 6.3 gezeigt. Die Verteilungen der grundlegenden kinematischen Variablen für die Daten, a) der Energie des Elektronkandidaten und b) des Polarwinkels, sind in guter Übereinstimmung mit der Summe aus DIS–Simulation und Untergrund, der aus den Daten durch negativ geladene Teilchen gegeben ist. Auch die Verteilungen der Radius–Koordinate des SPACAL–Clusters c) und des mit dem BST bestimmten z–Vertex d) werden gut durch die Simulation und den experimentell bestimmten γp–Untergrund beschrieben.

Systematische Unsicherheiten

Basierend auf den in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen wurden die systematischen Unsicherheiten der Streuquerschnittsmessung mit BST und SPACAL für die 99er *minimum bias* Daten bestimmt. Es werden vier verschiedene Arten von systematischen Unsicherheiten unterschieden:

- Die Unsicherheit der Datennormierung beträgt 1.3%. Diese setzt sich zusammen aus dem Fehler der Luminositätsmessung (1.2%) und der Unsicherheit der Trigger–Effektivitäten (0.5%). In den nachfolgend gezeigten Abbildungen ist diese Unsicherheit nicht in den Fehlerbalken enthalten.
- Der statistische Fehler der Daten beträgt etwa 1%.
- Eine etwa 2% betragende, unkorrelierte systematische Unsicherheit stammt aus dem statistischen Fehler der Monte–Carlo Simulation. Desweiteren werden Fehler mit keiner oder nur einer schwachen Abhängigkeit von der Kinematik als unkorreliert bezeichnet. Dies sind Unsicherheiten der BST Spurrekonstruktion von $1-2\%$, Unsicherheiten der radiativen Korrekturen von 0.5%, sowie die Unsicherheit der Elektronidentifizierung von 1%.
- Korrelierte Unsicherheiten hängen von x und Q^2 ab und bewirken eine Korrelation zwischen den Datenpunkten. Sie resultieren aus der Messung der elektromagnetischen und der hadronischen Energie ($0.5-2\%$), der Rekonstruktion des Polarwinkels θ_e (0.5%), dem Kalorimeterrauschen (2% bei kleinen y) und dem Photoproduktionsuntergrund (5% bei großen y).

Die Unsicherheit des Streuquerschnitts beträgt damit ungefähr 3% im zentralen Datenbereich und erreicht ungefähr 7% an den Grenzen des y–Bereiches. In dieser Analyse wurde der Einfluß der korrelierten Unsicherheiten auf die Messung des Streuquerschnitts durch eine numerische Rechnung bestimmt, die mit Monte–Carlo–Studien verglichen wurde [68].

Bestimmung des Streuquerschnitts

Für die Bestimmung der Streuquerschnitts wird der Phasenraum in diskrete Elemente unterteilt, die sogenannten *Bins*. Bisherige Messungen erfolgten meist in (x, Q^2) aber auch in (y, Q^2) Bins der kinematischen Variablen. Die Analyse der Daten des *minimum bias* Runs 1999 hatte vorrangig zum Ziel, die Strukturfunktion F_L zu messen. Die Variable y beschreibt den relativen Anteil von F_L an dem tief–inelastischen Streuquerschnitt, siehe Formel 1.17. In dem hier analysierten Q^2–Bereich basiert die Bestimmung von F_L auf der logarithmischen Ableitung des Streuquerschnitts nach der Inelastizität y, siehe Kapitel 7. Darüberhinaus ist ein bedeutender Teil der systematischen Unsicherheiten y–abhängig. Aus diesem Grund wurde für diese Analyse ein (y, Q^2)–Binning gewählt. Die Größe der y–Bins wird vor allem dadurch bestimmt, daß sie der Auflösung der Messung der kinematischen Variablen angepaßt sind. Damit verbleibt der größte Teil der generierten Ereignisse nach der Simulation und Rekonstruktion im Bin, d.h. die sogenannten *Purity*– und *Stability*–Werte sind größer als 30%. Typischerweise werden Werte von 70% erreicht [39]. Dabei ist *Purity* (*Stability*) definiert als die Anzahl der simulierten Ereignisse, die aus einem Bin stammen und auch in diesem Bin rekonstruiert werden, dividiert durch die Anzahl aller Ereignisse, die in diesem Bin rekonstruiert (generiert) werden. Die Q^2–Auflösung ist so gut, $\delta Q^2/Q^2 \simeq \delta E'/E'$, daß in der Q^2–Variablen sehr viele Bins gewählt werden könnten, was jedoch die Statistik verbietet.

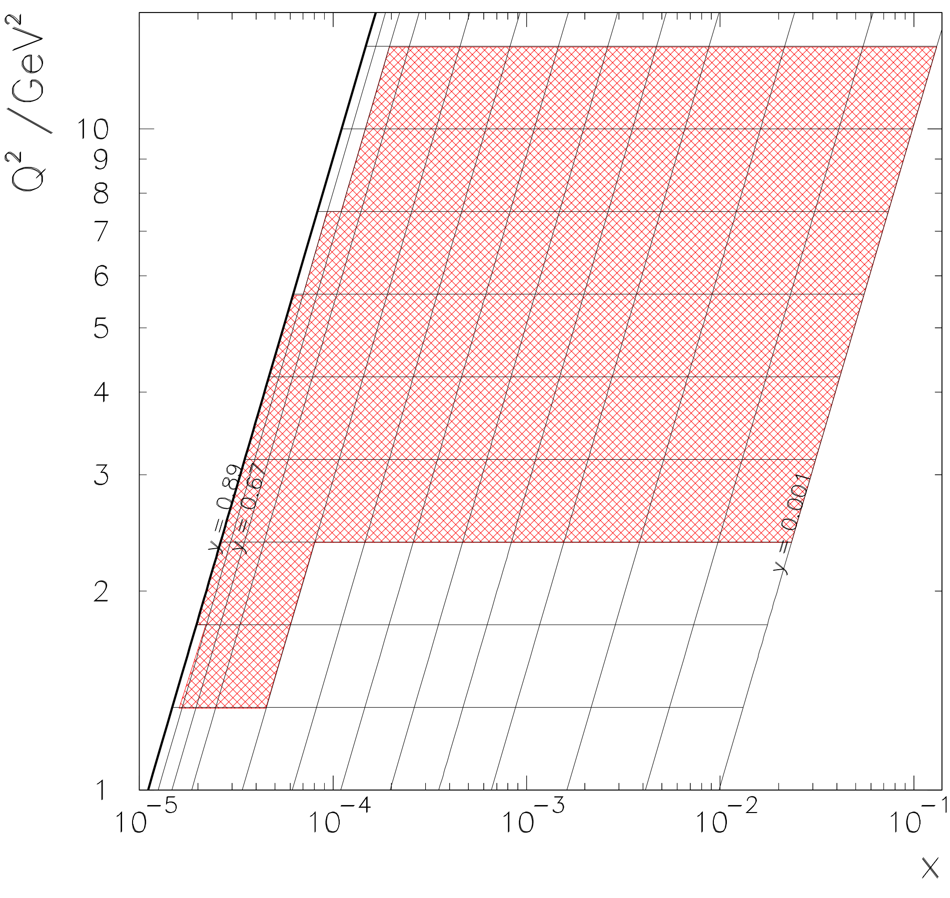

Abbildung 6.4: Die kinematische Ebene der Variablen x und Q^2. Die eingezeichneten Linien konstanter Inelastizität stellen die Bingrenzen in y dar, die waagerechten Linien sind die Q^2–Bingrenzen. Die schattierte Region markiert den Bereich der Resultate der Analysen des *minimum bias* Runs 1999.

Das gewählte Binning ist in Abbildung 6.4 dargestellt, wobei der Bereich der Resultate dieser Analyse schattiert dargestellt ist. Die kinematische Region dieser Messung wird, wie schon in vorangegangenen Messungen, in acht logarithmisch äquidistante Q^2–Intervalle im Bereich

$1 < Q^2 < 14$ GeV^2 unterteilt. Für große Inelastizitäten y werden vier Bingrenzen gewählt, die an die Grenzen der Analyse für die $E_p = 820$ GeV Daten, siehe nächster Abschnitt, angepaßt sind. In dem Gebiet darunter werden, wieder logarithmisch äquidistant, vier Intervalle pro Dekade gewählt, bis bei $y \leq 0.016$ die Bingröße der sich verschlechternden Auflösung entsprechend verdoppelt wird. Damit ergeben sich die folgenden Bingrenzen y und Q^2 sowie die Binzentren x_c und Q_c^2, in denen der Streuquerschnitt angegeben bzw. berechnet wird:

y :	0.89	0.79	0.67	0.53	0.29	0.16	0.090		
	0.050	0.028	0.015	0.0061	0.0024	0.0010			
Q^2 /GeV^2 :	1.334	1.778	2.371	3.162	4.217	5.623	7.499	10.00	13.34
y_c :	0.84	0.73	0.60	0.41	0.23	0.13	0.070		
	0.039	0.022	0.011	0.0043	0.0017				
Q_c^2 /GeV^2 :	1.5	2.0	2.5	3.5	5.	6.5	8.5	12.0	

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen wurde mit der Elektron– und der Σ–Methode durchgeführt. Da die Auflösung von y_e aus der Elektron–Methode zu kleinen y hin proportional zu $1/y$ abnimmt, wurde diese für $y > 0.15$ gewählt, während im Bereich $y < 0.15$ die Σ–Methode zur Anwendung kam. Führt man jedoch die Messung mit der Elektron–Methode zu sehr kleinen $y \geq 0.003$ hin fort, und mit der Σ–Methode zu großen $y \leq 0.6$, so stimmen beide innerhalb der statistischen Fehler überein und liefern somit eine Verifizierung der Kalibration der elektromagnetischen und hadronischen Energieskalen.

In Abbildung 6.5 ist der reduzierte Streuquerschnitt der hier vorgestellten Analyse der *mbias 99* Daten gezeigt im Vergleich zwischen der Elektron–Methode und der Σ–Methode, deren Resultate in den Tabellen A.1, A.2 und A.3 angegeben sind. Bei größtem y sind die Ergebnisse der *mbias 99* F_L Analyse gezeigt. Dabei wird der Streuquerschnitt der Analyse, die die PHOJET–Simulation für die statistische Subtraktion des verbleibenden Photoproduktionsuntergrundes verwendet, verglichen mit der Analyse, in der die Messung von Hadronen negativer Ladung mit den BST r– und ϕ–Detektoren benutzt wird, um den Untergrund abzuschätzen.

Die aus der Elektron-Methode hervorgegangenen Punkte der hier vorgestellten Analyse für $y \leq 0.79$ sind Teil der H1–Preliminary 1999 Daten [69, 70], die in Abbildung 6.6 dargestellt sind. Der Streuquerschnitt wächst über einen großen Bereich von großen zu kleinen x hin an. Bei kleinen x ist ein Abflachen des Anstiegs zu erkennen, bis dieser bei Werten von $x \simeq Q^2/0.6s$ sein Vorzeichen ändert. Dies ist auf den zunehmenden Einfluß der Strukturfunktion F_L zurückzuführen, siehe Kapitel 7. Dieses Verhalten ist für $Q^2 \geq 2.5$ GeV^2 durch den QCD Fit an die H1–Daten der Jahre 1996/97 bei $E_p = 820$ GeV [71] gut beschrieben. Zu beachten ist, daß in diesem Fit H1–Daten mit einem minimalen Q^2 von 3.5 GeV^2 benutzt werden. Die Extrapolation zu kleineren Q^2 hin liegt unterhalb der gemessenen Werte, besonders bei großen y. Die QCD–Analyse unter Einschluß der Daten bei kleinstem Q^2 kann alle Quer-

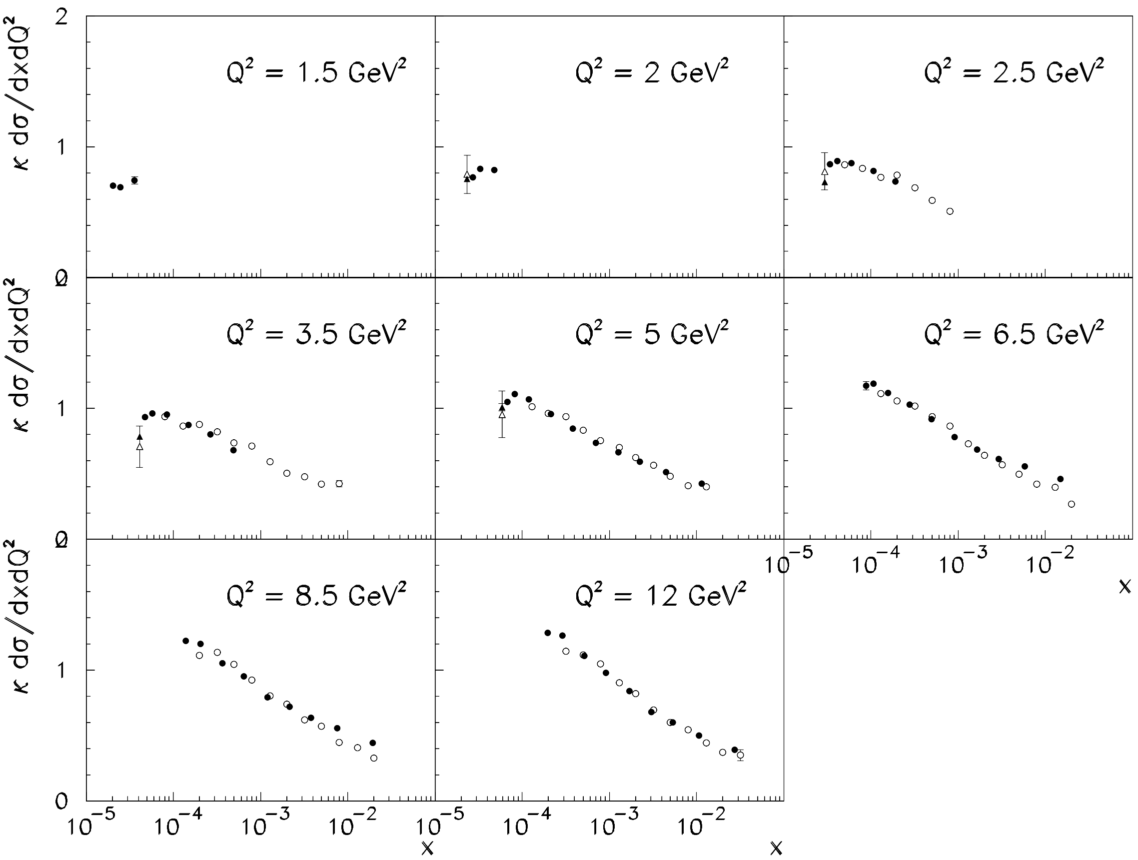

Abbildung 6.5: Der reduzierte Streuquerschnitt für die verschiedenen Analysen des *minimum bias 1999* Runs. Das Resultat der Elektron–Methode (Punkte) ist verglichen mit der Σ–Methode (offene Kreise). Im Bereich $2 \leq Q^2 \leq 5$ GeV^2 wird bei größtem y die *mbias 99* F_L–Analyse, die auf der PHOJET-Simulation zur Untergrundabschätzung beruht (geschlossene Dreiecke), mit der Analyse verglichen, in der der Untergrund durch negativ geladene Spuren im BST abgeschätzt wird (offene Dreiecke). Die Fehlerbalken stellen die statistischen Fehler der Daten dar.

schnittsresultate gut beschreiben, wird damit jedoch auf den nicht perturbativen Bereich von $Q^2 \sim 1$ GeV^2 ausgedehnt, was in der Standard H1 QCD Analyse [38] vermieden wurde

6.2 CJC Analyse für große Inelastizitäten y

Vergleich der Daten mit der Simulation

Die Qualität der Analyse der *main 96/97* F_L Daten im Bereich großer Inelastizitäten ist anhand der Kontrollverteilungen in Abbildung 6.7 illustriert. Sowohl die Verteilung des Polarwinkels θ_e a) als auch der Energie des Elektronkandidaten b) zeigt eine gute Übereinstimmung der Simulation mit den Daten. Wie in Kapitel 5.2.3 beschrieben, basiert die Analyse auf der Messung der Ladung in der CJC. In den gezeigten Verteilungen ist die Ladungsasymmetrie korrigiert.

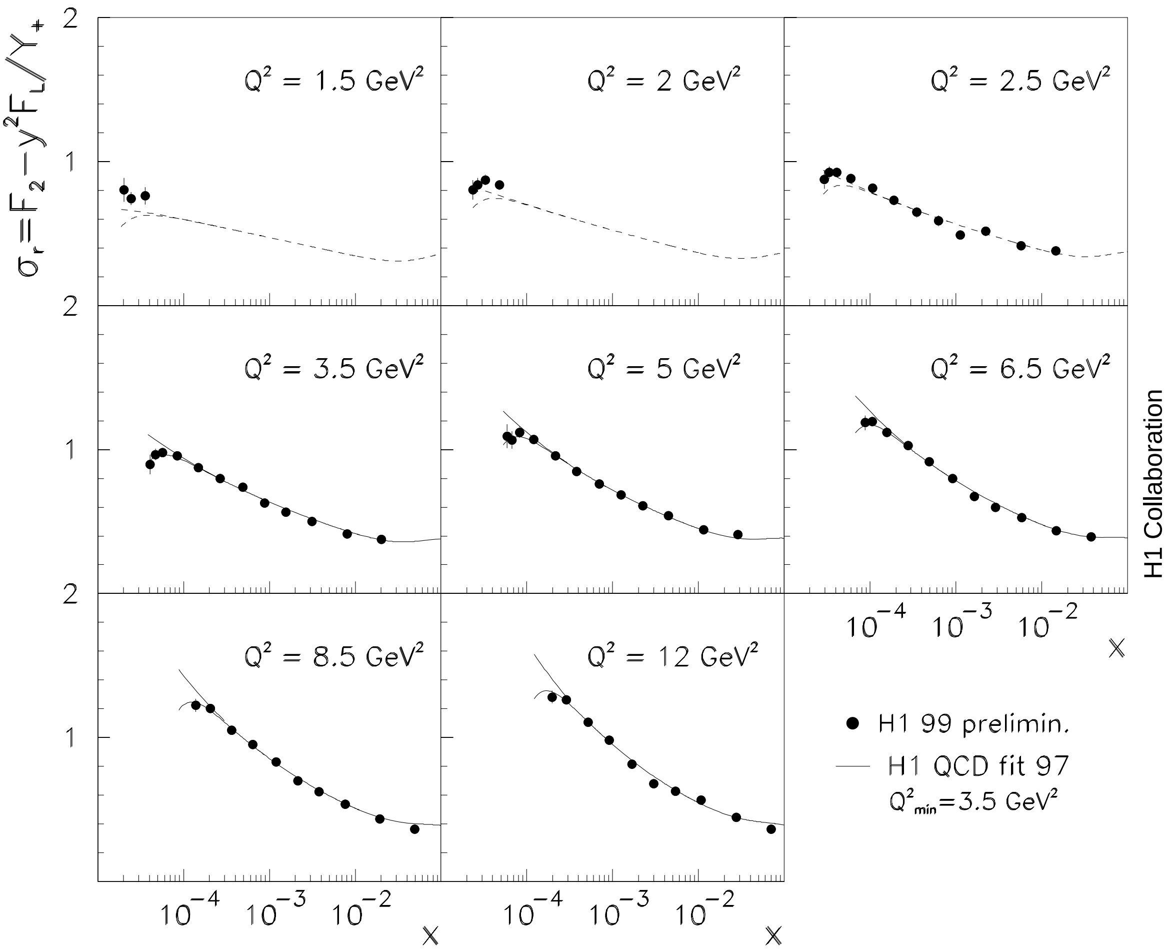

Abbildung 6.6: Resultat der Messung des tief–inelastischen Streuquerschnitts (Punkte) für die Daten des *minimum bias* Runs 1999 mit $E_p = 920$ GeV. Die durchgezogenen Kurven repräsentieren den NLO QCD Fit an die H1–Daten 1996/97, mit $Q^2 \geq 3.5$ GeV^2 . Die gestrichelten Kurven zeigen die Extrapolation dieses Fits zu kleineren Q^2 hin, siehe Text. Für jedes Q^2–Bin sind zwei Kurven eingezeichnet. Sie repräsentieren den Streuquerschnitt (untere Kurve) und die Strukturfunktion F_2 (obere Kurve). Für größere x sind beide Kurven identisch, da der Term $y^2 \cdot F_L$ vernachlässigbar wird.

Systematische Unsicherheiten

Die systematische Unsicherheit der Messung des Streuquerschnitts im gesamten kinematischen Bereich setzt sich aus den folgenden Beiträgen zusammen:

- Die Unsicherheit der Datennormierung beträgt 1.7% des Streuquerschnitts. Sie ist dominiert durch den Fehler der Luminositätsmessung mit 1.5%. Weitere Quellen sind die *online* Datenselektion mit 0.5%, die Trigger Effektivität mit 0.5% für den zentralen Datenbereich und 1% für die Analyse mit $S9$, sowie die Effektivität der BDC mit 0.5%.

- Die unkorrelierte systematische Unsicherheit stammt aus der Unsicherheit der radiativen Korrekturen mit 0.5% bis 1% bei großen y, sowie der Elektronidentifizierung mit 1%.

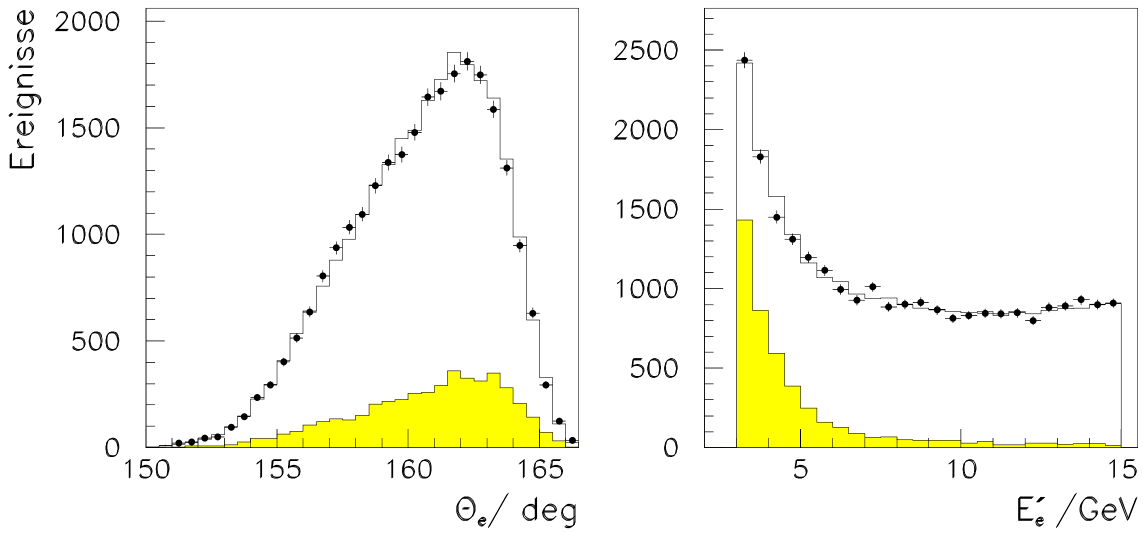

Abbildung 6.7: Kontrollverteilungen der *main 96/97* F_L Analyse: a) Polarwinkel θ_e und b) Energie des Elektronkandidaten. Die Punkte stellen die Verteilungen der DIS–Ereignisse dar, validiert mit einer positiv geladenen Spur in der CJC. Das schattierte Histogramm stellt den Untergrund dar, dargestellt durch negativ geladene Spuren. Das offene Histogramm ist die Summe aus DIS Simulation und experimentell bestimmtem Photoproduktionsuntergrund.

- Die korrelierten, d.h. von der Kinematik abhängigen Unsicherheiten sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

Quelle	Größe der Unsicherheit	Effekt für σ_r in %
Elektronenergie	3% E'_e bei $E'_e \simeq E_e$	1
	2.7% E'_e bei $E'_e = 3$ GeV	2
Polarwinkel θ_e	0.3 mrad	0.5
hadr. Energieskala im LAr	2%	2
LAr und SPACAL Rauschen	25% des Rauschens	max. 5 bei kleinstem y
γp Untergrund	20%	3 bei großen y

Tabelle 6.1: Quellen für systematische Unsicherheiten in der Analyse der Daten der Jahre 1996 und 1997 im gesamten Inelastizitätsbereich.

In dieser Arbeit wurde in Hinblick auf die longitudinale Strukturfunktion F_L speziell auf die Messung mit der zentralen Driftkammer CJC bei großen y eingegangen. In diesem Bereich kommen zusätzlich noch die in Tabelle 6.2 angegebenen Unsicherheiten hinzu.

Bestimmung des Streuquerschnitts

Für die Messung des Streuquerschnitts in der Analyse der Daten der Jahre 1996 und 1997 wird eine Kombination aus dem (x, Q^2)– und dem (y, Q^2)–Binning gewählt. Das (x, Q^2)–Binning

Quelle	Fehler des Streuquerschnitts σ_r in %
Ladungsbestimmung	0.5
Ladungsasymmetrie	1
CJC Effektivität	2
$N_{cjc} > 1$	1

Tabelle 6.2: Zusätzliche systematische Unsicherheiten der *main 96/97* F_L Analyse bei großen y mit Spuren in der CJC sowie deren Anteil am Fehler des Streuquerschnitts.

wird für den Teil des kinematischen Bereiches gewählt, in dem der Streuquerschnitt durch die Strukturfunktion F_2 dominiert ist, d.h. $y < 0.6$. Bei größeren y nimmt der Einfluß der Strukturfunktion F_L zu und die Analyse in diesem Bereich hat die Messung von F_L zum Ziel. Der Anteil dieser Strukturfunktion am Streuquerschnitt ist y^2–abhängig, weshalb im Bereich $y \geq 0.6$ das (y, Q^2)–Binning gewählt wird.

Eine eingehende Untersuchung zur Wahl der Bingrößen in den verschiedenen kinematischen Bereichen ist in [39] beschrieben. Für das Binning bei großen y werden die Intervalle $0.6-0.75$ und $0.75-0.9$ gewählt mit den Zentralwerten bei 0.68 und 0.82. Das Binning in x wurde mit fünf Bins pro Dekade gewählt und das Q^2–Binning hat acht Bins pro Dekade, wie in Abbildung 6.8 dargestellt. Bei kleinen y nimmt die Auflösung der Messung ab und die Bin–Breite wurde entsprechend vergößert.

Die Resultate der Messung des tief–inelastischen Streuquerschnitts für die Analyse der Daten der Jahre 1996/97 wurden publiziert [38]. Die mit der CJC–Ladungsbestimmung in dieser Analyse erhaltenen Meßpunkte für $y = 0.82$ im Bereich $12 \leq Q^2 \leq 25$ GeV^2 sind Bestandteil dieser Publikation. Das Resultat im gesamten x–Bereich ist für $12 \leq Q^2 \leq 35$ GeV^2 in Abbildung 6.9 dargestellt. Der Streuquerschnitt zeigt einen Anstieg zu kleinen x hin. Der Anstieg wird flacher bei großen y und ändert sein Vorzeichen, was auf den Beitrag der Strukturfunktion F_L zurückgeführt werden kann. Der Streuquerschnitt ist durch den NLO QCD Fit gut beschrieben [71]. Dieser eingezeichnete Fit basiert auf den H1–Daten im Bereich $y < 0.35$ und $Q^2 \geq 3.5$ GeV^2 und wird für die Extraktion der longitudinalen Strukturfunktion F_L benutzt, siehe Abschnitt 7.1.

6.3 Die Protonstrukturfunktion $\boldsymbol{F_2}$

Die beiden Strukturfunktionen $F_2(x, Q^2)$ und $F_L(x, Q^2)$ bestimmen den Streuquerschnitt unterschiedlich stark in den verschiedenen kinematischen Bereichen, vgl. Gleichung 1.17. Für $y < 0.1$ ist der Einfluß von F_L vernachlässigbar und die Messung des Streuquerschnitts direkt als Bestimmung der F_2 interpretierbar. Zu größeren y hin nimmt der Einfluß der longitudinalen Strukturfunktion zu, so daß ein Modell für F_L benötigt wird, um F_2 zu bestimmen. Die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ erhält man aus dem reduzierten Streuquerschnitt durch Umstellen der Gleichung 1.17:

$$F_2 = \sigma_r \cdot \left(1 - \frac{y^2}{Y_+} \cdot \frac{R}{1+R}\right)^{-1} . \tag{6.1}$$

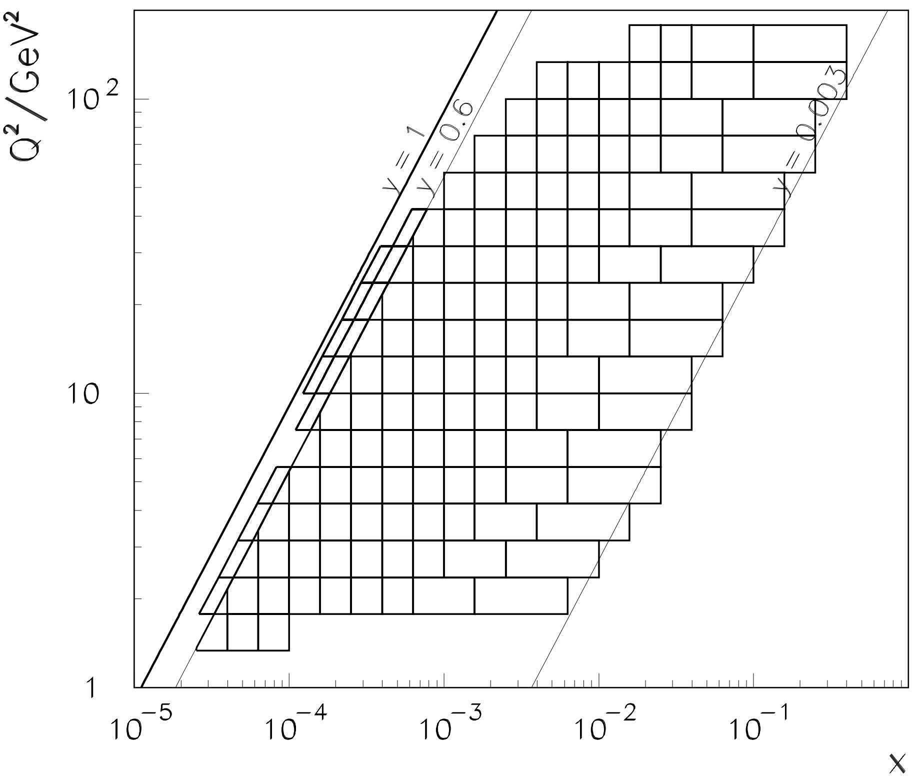

Abbildung 6.8: Aufteilung der kinematischen (x, Q^2)–Ebene für die Messung des Streuquerschnitts der Daten der Jahre 1996/97. Bei kleinen y sind die Bins größer gewählt wegen der sich verschlechternden Auflösung. Bei großen y wird ein Binning in Q^2 und y gewählt. Die dreieckigen Bereiche innerhalb der Akzeptanz sind keine gültigen Analyse–Bins.

Der Quotient $R = F_L/(F_2 - F_L)$ wird aus dem NLO QCD Fit an die H1–Daten bestimmt. Um den Einfluß von F_L auf die Messung von F_2 auf wenige % zu reduzieren, wurde die F_2–Extraktion auf den Bereich $y \leq 0.6$ beschränkt.

Die Daten der Jahre 1996/97 wurden mit einer gegenüber dem Jahr 1994 vollständig erneuerten Apparatur im rückwärtigen Bereich gemessen. Abbildung 6.10 zeigt im Vergleich die F_2-Resultate mit der früheren BEMC/BPC Apparatur und mit dem SPACAL sowie der BDC/BST Kombination. Die neueren Resultate sind etwa 2-3 mal präziser als die bisherigen und mit diesen bemerkenswert konsistent. Wie im folgenden Kapitel gezeigt wird, ermöglicht die neue Apparatur insbesondere den Zugang zu höheren und kleinen y-Werten, und damit die Messung von F_2 mit grösserer Genauigkeit als bis zum *backward upgrade*.

In dieser Arbeit werden erstmalig Ergebnisse mit der weiter verbesserten Apparatur erhalten, die gegenüber dem Jahre 1997 mit dem 8-Ebenen BST erweitert wurde. Damit kann die Elektronidentifizierung durch den Siliziumdetektor in einem homogenen Polarwinkelakzeptanzbereich erfolgen, d.h. der BST wird zum bestimmenden Spurmeßgerät und die BDC nur zu Hilfszwecken (Ausrichtung) verwendet. Da die Messung im Jahre 1999 bei höherer Protonenergie, $E_p = 920\,$GeV, als im Jahre 1997 erfolgte, ist die neue, noch vorläufige Messung aus den genannten Gründen weitgehend unabhängig von der vorangehenden. Es ist daher nicht selbstverständlich, daß, wie in Abbildung 8.1. zu erkennen ist, die Daten des *minimum bias* Runs

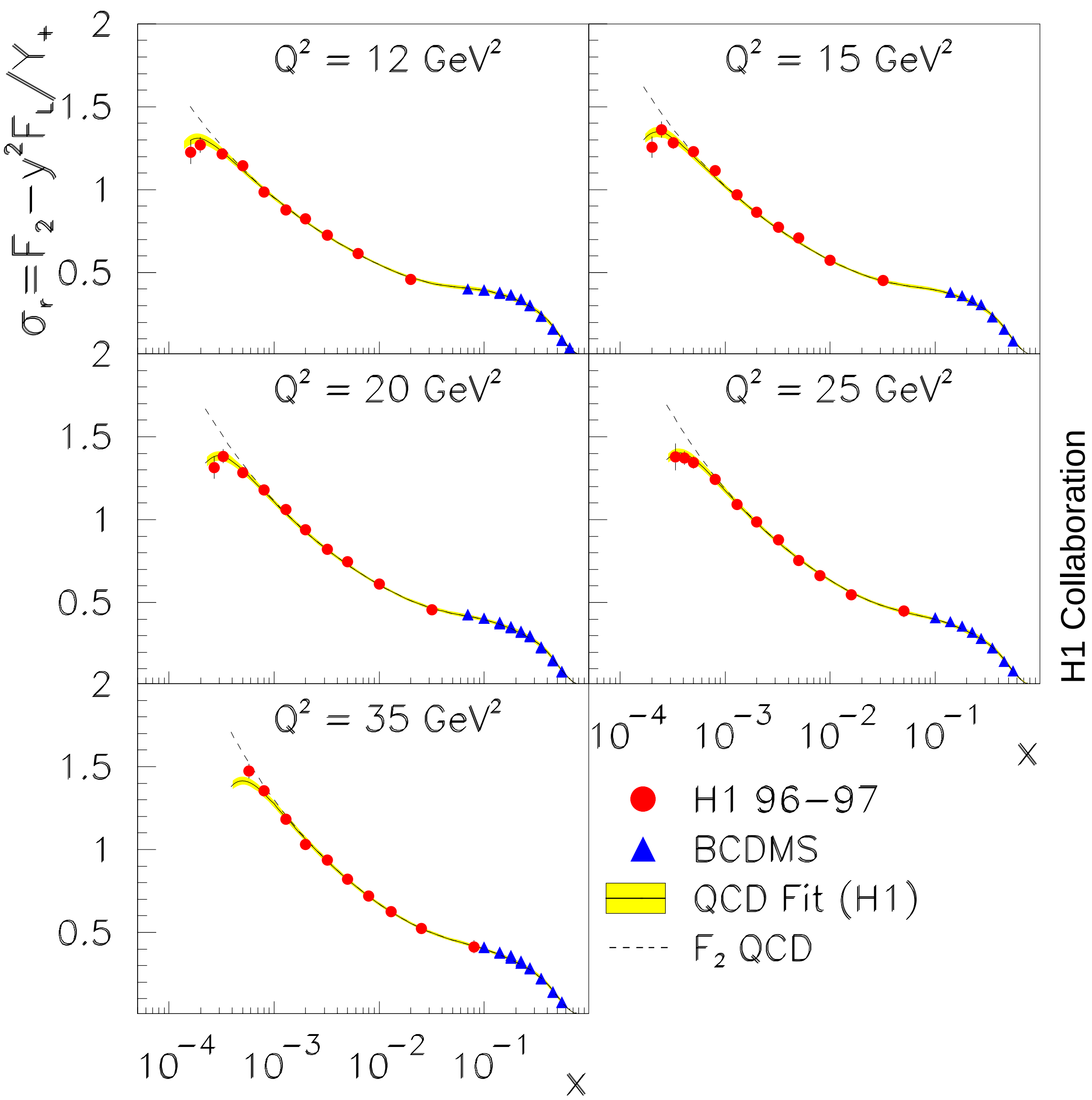

Abbildung 6.9: Die Resultate des tief–inelastischen Streuquerschnitts für die Daten der Jahre 1996 und 1997 (Punkte). Die dreieckigen Symbole zeigen Daten des BCDMS Myon–Proton Streuexperimentes. Die Kurven repräsentieren den NLO QCD Fit an die H1–Daten mit $y < 0.35$ und $Q^2 \geq 3.5$ GeV^2 . Das eingezeichnete Fehlerband verdeutlicht den Enfluß der experimentellen– und Modell–Unsicherheiten auf den Fit. Die gestrichelte Kurve zeigt die aus diesem Fit bestimmte Strukturfunktion F_2 .

1999 mit den publizierten Daten der Jahre 1996 und 1997 gut übereinstimmen. Die Messung der Strukturfunktion F_2 wurde in den Bereich kleiner y ausgedehnt und stimmt dort gut mit den Resultaten des NMC–Experimentes [17] überein. Die F_2 –Messung ist aufgrund der größeren Schwerpunktsenergie in den Daten des Jahres 1999 auch zu kleineren x hin erweitert worden. Der Anstieg von F_2 zu kleinen x hin setzt sich kontinuierlich in diesen Bereich fort. Dies ist konsistent mit der Annahme für die 1997er Daten, daß für das Abflachen des reduzierten Streuquerschnitts bei kleinen x der Einfluß von F_L und nicht der von F_2 entscheidend ist.

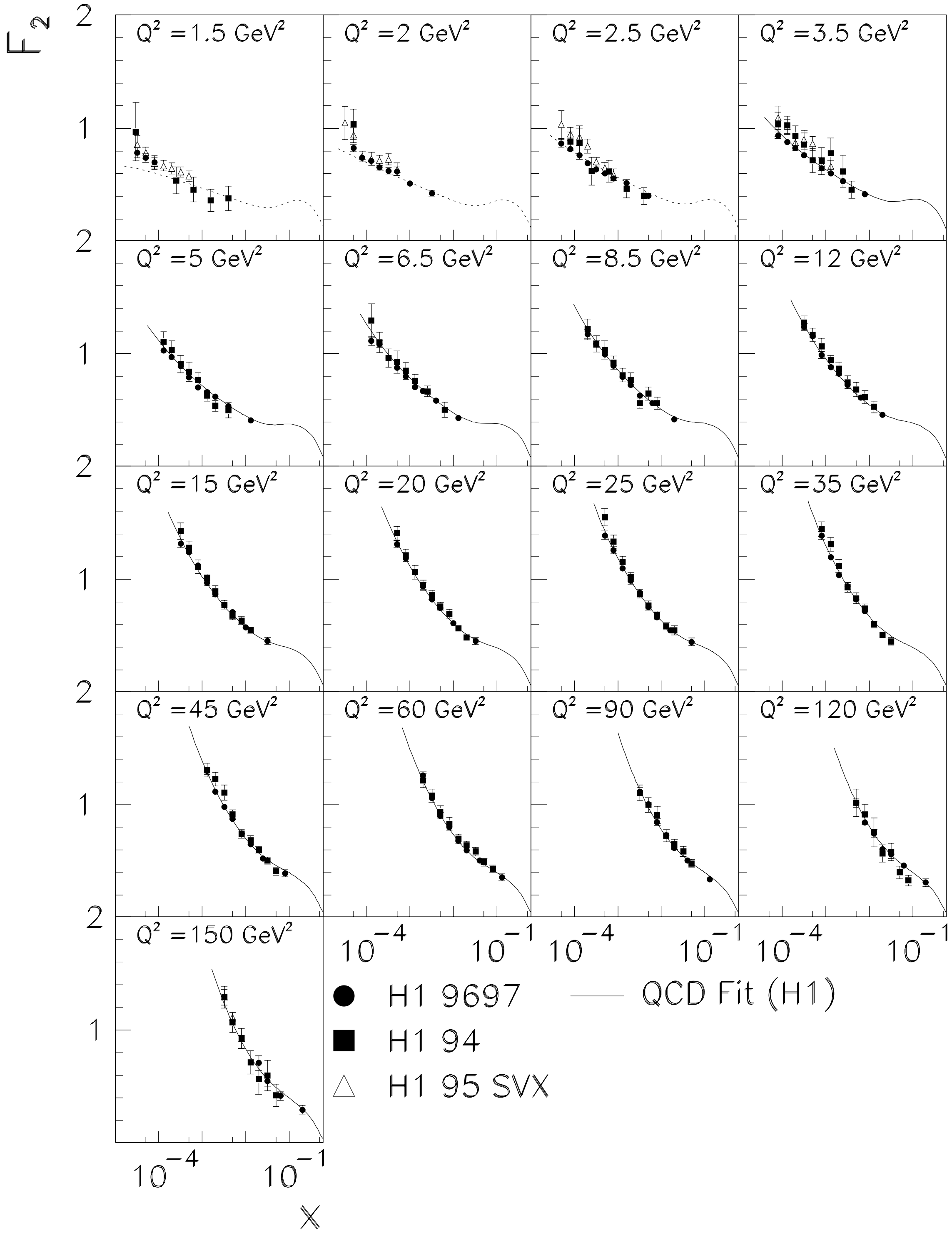

Abbildung 6.10: Messung der Proton–Strukturfunktion F_2 für verschiedene Datensätze.

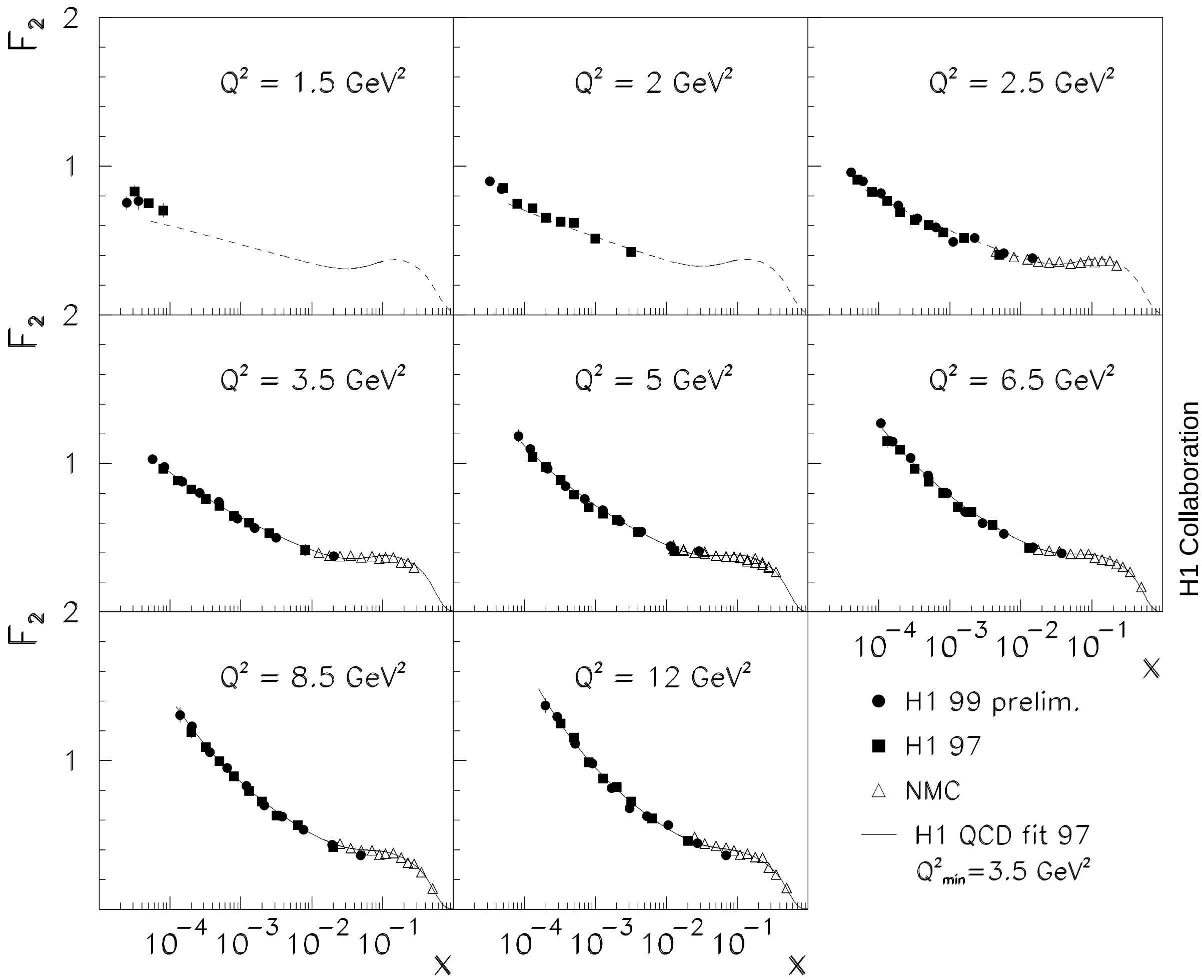

Abbildung 6.11: Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für die verschiedenen in dieser Arbeit vorgestellten Datensätze des H1–Experiments verglichen mit den Resultaten des NMC–Experimentes. Die Kurven repräsentieren den NLO QCD Fit an die H1–Daten der Jahre 1996 und 1997 im Bereich $Q^2 \geq 3.5$ GeV^2 . Die gestrichelten Kurven zeigen die Extrapolation des Fits zu $Q^2 < 3.5$ GeV^2 hin.

6.4 Die partielle Ableitung $(\partial \ln F_2/\partial \ln x)_{Q^2}$

Die erreichte große Genauigkeit der H1–Daten erlaubt es erstmalig, das Verhalten des Anstiegs der Strukturfunktion F_2 anhand der Ableitung:

$$-\left(\frac{\partial \ln F_2(x, Q^2)}{\partial \ln x}\right)_{Q^2} \equiv \lambda(x, Q^2) \tag{6.2}$$

als Funktion sowohl von Q^2 als auch von x zu messen. Die Bestimmung von $(\partial \ln F_2/\partial \ln x)$ bei festem Q^2 erfolgt anhand der Differenzen ΔF_2 zwischen zwei in x benachbarten Punkten der

Strukturfunktion F_2. Das neue Binzentrum ergibt sich aus dem Mittel der x–Werte der beiden Punkte. Mit Hilfe einer einfachen Korrektur erfolgt unter Verwendung der Darstellung von F_2 im H1 QCD Fit der Übergang von dem Differenzenquotienten $(\Delta \ln F_2/\Delta \ln x)_{Q^2}$ zur lokalen Ableitung $(\partial \ln F_2/\partial \ln x)_{Q^2}$. Wie für die Ableitung des Streuquerschnitts in Abschnitt 7.2 dargestellt, werden die vollen Fehlerkorrelationen bei der Berechnung der systematischen Unsicherheiten der Ableitung der F_2 betrachtet. Die Sensitivität der Ableitung auf die Unsicherheit der Strukturfunktion F_L wird anhand der gemessenen Werte aus Kapitel 7 abgeschätzt. Sie ist viel kleiner als die totale systematische Unsicherheit bei kleinstem x und vernachlässigbar im restlichen kinematischen Bereich. Die Resultate der auf den publizierten Daten der Jahre 1996 und 1997 beruhenden Messung der Ableitung sind in den Tabellen A.4, A.5 und A.6 zusammengefaßt.

In Abbildung 6.12 ist zu erkennen, daß die Ableitung $\lambda(x, Q^2)$ für $x \lesssim 0.01$ innerhalb der experimentellen Genauigkeit unabhängig von x ist. Dies bedeutet, daß das Verhalten der F_2 bei kleinen x für feste Q^2 konsistent mit einer Exponentialfunktion $F_2 \propto x^{-\lambda}$ ist. Folglich ist ihr Anstieg, d.h. $(\partial F_2/\partial x)_{Q^2}$, proportional zu F_2/x.

Die Ableitung $(\partial \ln F_2/\partial \ln x)_{Q^2}$ ist durch den NLO QCD Fit an die H1–Daten gut beschrieben. Für $Q^2 > 3$ GeV^2 wird in der DGLAP QCD das Verhalten bei kleinen x durch die Gluonen dominiert, da die Quark–Beiträge zur Skalenverletzung von F_2 vernachlässigbar sind. Bei größeren x–Werten bewirkt der Übergang in die Valenzquark–Region eine starke x–Abhängigkeit von λ, die in Abbildung 6.12 zu erkennen ist.

In Abbildung 6.13 ist die gemessene Ableitung $(\partial \ln F_2/\partial \ln x)_{Q^2}$ als Funktion von Q^2 für verschiedene x–Werte dargestellt. Ein annähernd linearer Anstieg der Ableitung mit $\ln Q^2$ wird beobachtet, der innerhalb der experimentellen Genauigkeit unabhängig von x ist. Die Ableitung kann durch eine von x unabhängige Funktion $\lambda(Q^2)$ dargestellt werden.

Die Funktion $\lambda(Q^2)$ wird aus Fits der Form $F_2(x, Q^2) = c(Q^2)x^{-\lambda(Q^2)}$ an die H1–Daten bestimmt. Der kinematische Bereich wird auf $x \leq 0.01$ begrenzt. Die Resultate sowohl für $c(Q^2)$ als auch für $\lambda(Q^2)$ sind in Tabelle A.7 angegeben und in Abbildung 6.14 dargestellt. Die Koeffizienten $c(Q^2)$ sind annähernd unabhängig von Q^2 mit einem Mittelwert von 0.18. Wie in der Abbildung 6.14 zu erkennen ist, wächst $\lambda(Q^2)$ nahezu linear mit $\ln Q^2$ an. Diese Abhängigkeit kann durch $\lambda(Q^2) = a \cdot \ln[Q^2/\Lambda^2]$ beschrieben werden. Aus einem Fit an $\lambda(Q^2)$ für $Q^2 \geq 3.5$ GeV^2 erhält man $a = 0.0481 \pm 0.0013(\mathrm{stat}) \pm 0.0037(\mathrm{syst})$ und $\Lambda = 292 \pm 20(\mathrm{stat}) \pm 51(\mathrm{syst})$ MeV. Die Werte für $\lambda(Q^2)$ sind genauer als die bisher von H1 [72] und ZEUS [73] publizierten, siehe auch [40].

Die 3-Parameterdarstellung von F_2

$$F_2(x, Q^2) = c \cdot x^{-a \ln[Q^2/\Lambda^2]} \tag{6.3}$$

ist vergleichbar mit einer größeren Zahl ähnlicher Darstellungen. In [74] wird für $F_2(x, Q^2)$ die folgende lineare Darstellung bevorzugt:

$$F_2(x, Q^2) = a\xi = a \log(x_0/x) \log(1 + Q^2/Q_0^2). \tag{6.4}$$

Angelehnt an in der QCD in LO asymptotisch gültige Formeln für große Q^2 und kleine x, [21], wurde in [75] die folgende Parametrisierung angegeben:

$$F_2(x, Q^2) = bx^{-\gamma\sqrt{T/\psi}}. \tag{6.5}$$

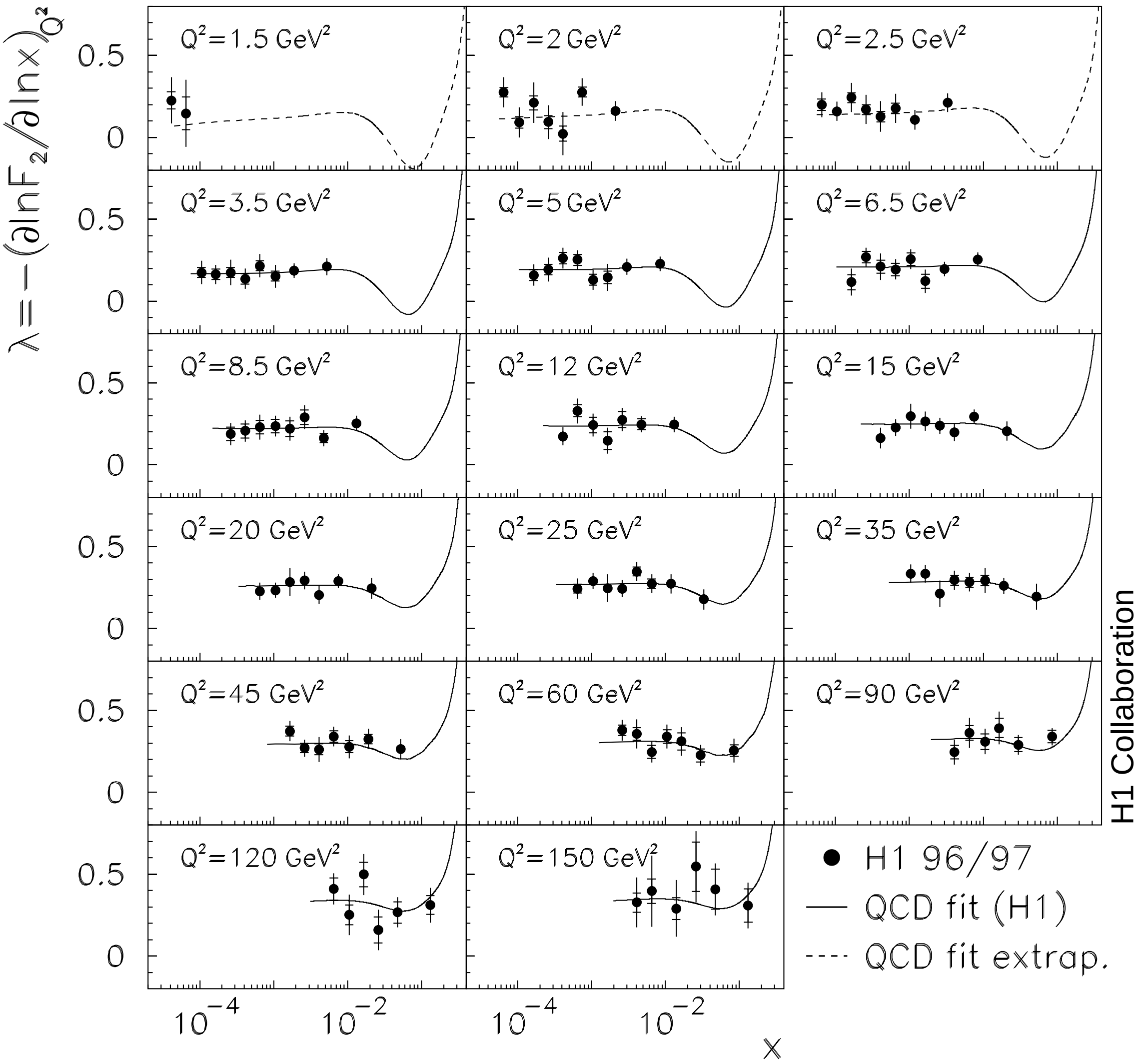

Abbildung 6.12: Messung der Funktion $\lambda(x, Q^2)$ (Punkte): Die inneren Fehlerbalken sind die statistischen Fehler der Daten, die äußeren Fehlerbalken beinhalten die systematischen und statistischen Fehler, quadratisch addiert. Die durchgezogenen Kurven repräsentieren den NLO QCD Fit an die H1–Daten für der Streuquerschnitt mit $Q^2 \geq 3.5$ GeV^2 . Die gestrichelte Kurve stellt die Extrapolation des Fits zu kleineren Q^2 hin dar.

Hierbei ist der Koeffizient b durch die Anzahl der Quarkflavours n_f gegeben, $b = \sqrt{\gamma/\pi}5n_f/324$ mit $\gamma = \sqrt{12/b_0}$ und $b_0 = 11 - 2n_f/3$. T ist eine doppelt logarithmische Funktion von Q^2, $T = \ln[\ln[(Q^2 + Q_s^2)/\Lambda^2]/\ln(Q_0^2/\Lambda^2)]$, sowie $\psi = \ln 1/x$.

In Tabelle 6.3 sind die sich ergebenden Koeffizienten aus einem Fit an die publizierten F_2-Daten der Jahre 1996 und 1997 bei kleinen $x \leq 0.01$ im Bereich der tief–inelastischen Streuung angegeben, d.h. für $Q^2 \geq 3.5\,\mathrm{GeV}^2$. Die χ^2-Werte illustrieren, daß alle drei Darstellungen vertretbare Beschreibungen des Verhaltens von F_2 liefern, wobei die lineare Näherung, Gleichung 6.4, gegenüber den Potenzfunktionen etwas abfällt. Gegenüber der einfachen Formel in Gleichung 6.3 mit einer nur von Q^2 abhängigen Potenz, $\lambda(Q^2)$, ist die Potenz von x in Gleichung 6.5 etwas anders von Q^2 und zusätzlich von x abhängig. Wie in dieser Arbeit gezeigt

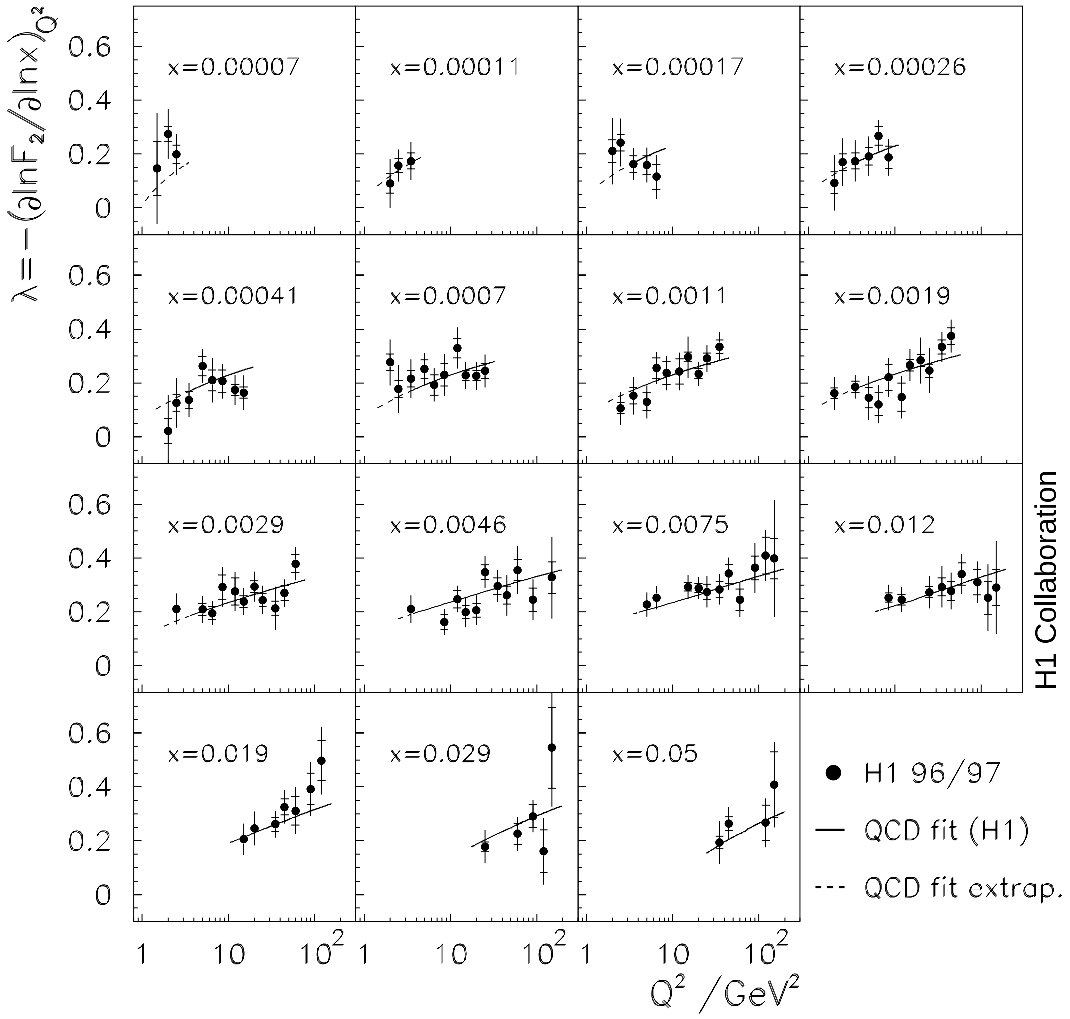

Abbildung 6.13: Messung der Funktion $\lambda(x, Q^2)$ (Punkte): Die inneren Fehlerbalken sind die statistischen Fehler der Daten, die äußeren Fehlerbalken beinhalten die systematischen und statistischen Fehler, quadratisch addiert. Die durchgezogenen Kurven repräsentieren den NLO QCD Fit an die H1–Daten für der Streuquerschnitt mit $Q^2 \geq 3.5$ GeV^2 . Die gestrichelte Kurve stellt die Extrapolation des Fits zu kleineren Q^2 hin dar.

wurde, ergibt sich aus den Daten der Ableitung von F_2 im Rahmen der Genauigkeit der Daten das einfache Potenzgesetz. Jedoch ist das χ^2 Verhalten ein Hinweis darauf, daß möglicherweise doch eine kompliziertere Form dem Verhalten von F_2 zugrundeliegt. Untersuchungen dieser Art bedürfen einer noch höheren Präzision der Messung.

Für ausgewählte Q^2-Intervalle sind die entsprechenden Kurven in Abbildung 6.15 dargestellt. Die lineare Funktion weicht bei etwas größeren $x \sim 0.01$ sehr deutlich vom experimentellen Verlauf ab, der durch die anderen Funktionen noch gut repräsentiert wird [1].

[1]Bei den Fits ist zu beachten, daß die Parameter a und Λ für den $cx^{-\lambda}$ Fit sich etwas von der Publikation [76] unterscheiden: hier wurde ein 3-Parameterfit durchgeführt, dort der Exponent in seiner Q^2–Abhängigkeit untersucht. Ferner ist für den Fit gemäß Gleichung 6.5 der Skalenparameter Q_s^2 gleich Null gesetzt worden [77], da dieser nur für die Beschreibung des Übergangs zur Photoproduktion wesentlich ist.

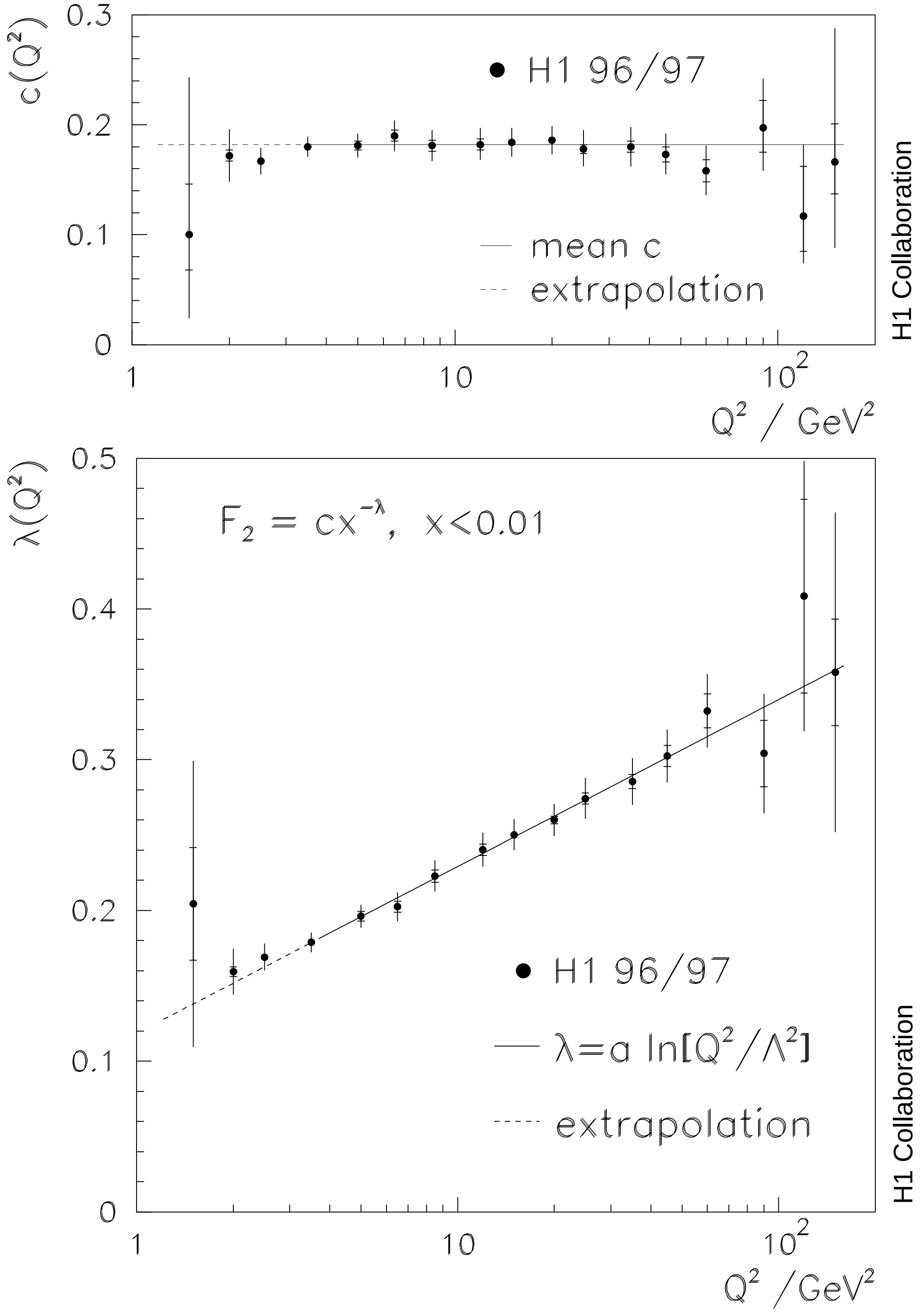

Abbildung 6.14: Bestimmung der Koeffizienten $c(Q^2)$ (oben) und des Exponenten $\lambda(Q^2)$ (unten) aus Fits der Form $F_2(x, Q^2) = c(Q^2)x^{-\lambda(Q^2)}$ an die H1–Daten der Strukturfunktion für $x \leq 0.01$; die inneren Fehlerbalken zeigen die statistischen Unsicherheiten, die äußeren Fehlerbalken repräsentieren die quadratisch addierten statistischen and systematischen Unsicherheiten. Die Geraden repräsentieren den mittleren Koeffizienten c (obere Abbildung) und den Fit $a \ln[Q^2/\Lambda^2]$ (untere Abbildung), unter Benutzung der Daten für $Q^2 \geq 3.5\,\mathrm{GeV}^2$.

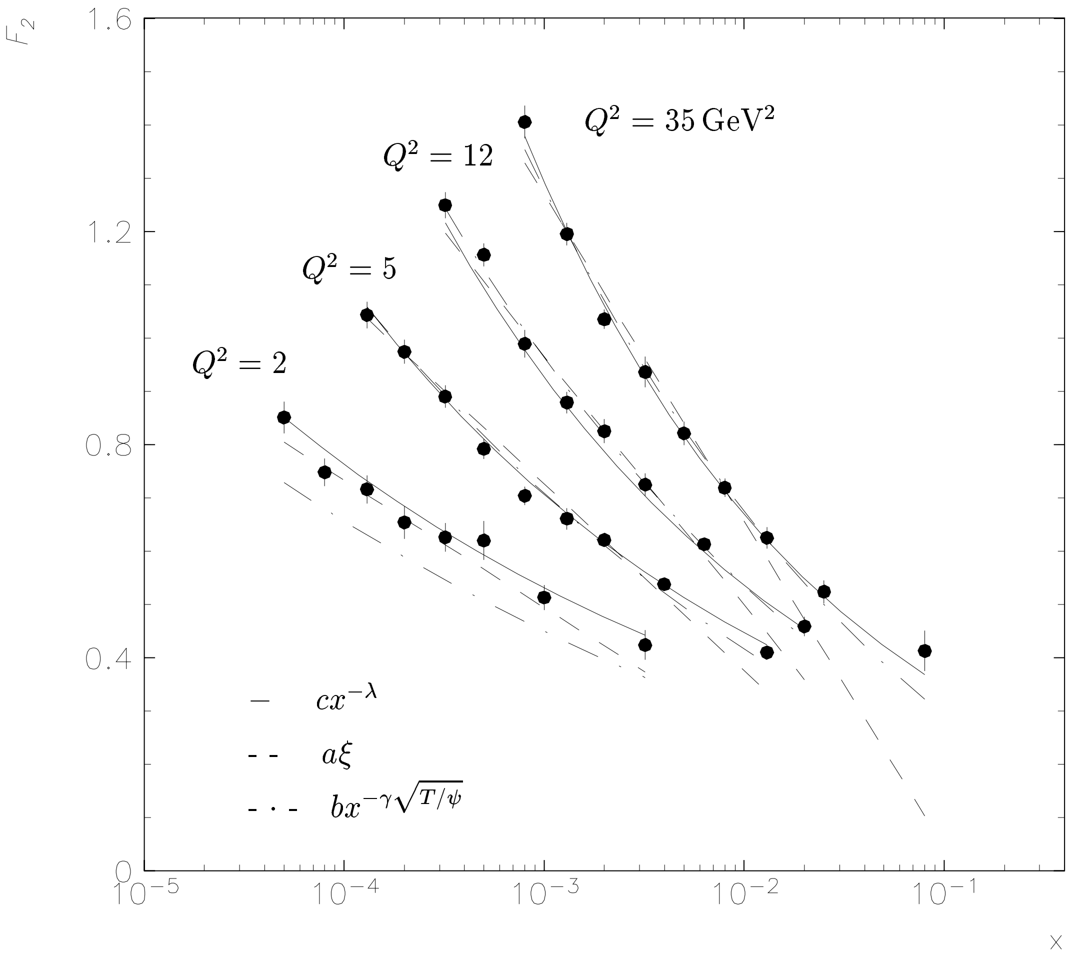

Abbildung 6.15: Strukturfunktion F_2 für vier ausgewählte Q^2–Intervalle als Funktion von x verglichen mit den Resultaten der drei im Text beschriebenen 3–Parameter–Darstellungen von F_2 .

c	0.179	a	0.322	n_f	4.10
a	0.045	X_0	0.118	Q_0^2	0.446
Λ	0.246	Q_0^2	0.444	Λ	0.265
χ^2	1.5	χ^2	2.2	χ^2	1.0

Tabelle 6.3: Koeffizienten und χ^2 pro Freiheitsgrad der verschiedenen Darstellungen der Strukturfunktion F_2 , siehe Text.

Kapitel 7

Die longitudinale Strukturfunktion F_L

Die direkte Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L ist durch den Vergleich von bei verschiedenen Schwerpunktenergien, jedoch festen x und Q^2 gemessenen Streuquerschnitten möglich. Die Variation der Schwerpunktenergie kann entweder durch Änderung der Energie des Proton– oder des Elektronstrahls der HERA–Maschine erreicht werden [78, 79] oder auch durch die Ausnutzung der Veränderung von E_e durch die Abstrahlung von Photonen vom einlaufenden Elektronstrahl [80, 81]. Während die zweite Methode durch geringe Statistik und komplizierte Systematik erschwert wird, wird die Änderung der Strahlenergie zu einem späteren Zeitpunkt des HERA–Programms ins Auge gefaßt.

In diesem Kapitel werden zwei alternative Methoden für die Extraktion der longitudinalen Strukturfunktion des Protons vorgestellt. Diese benutzen die Tatsache, daß durch HERA die Protonstrukturfunktion F_2 in einem so weiten x–Bereich gemessen wird, daß ihre Extrapolation zu kleinen x hin relativ genau möglich ist. Die sogenannte Extrapolationsmethode wurde von H1 vor einigen Jahren eingeführt [82, 30]. Sie basiert auf der Subtraktion des F_2 –Anteils vom gemessenen Streuquerschnitt und wird im ersten folgenden Abschnitt beschrieben. Im zweiten Abschnitt wird die sogenannte Ableitungsmethode eingeführt, in der die Messung der Ableitung des Streuquerschnitts $(\partial\sigma_r/\partial \ln y)_{Q^2}$ für die Extraktion von F_L verwendet wird. Die hier dargestellten Resultate wurden kürzlich von der H1–Kollaboration als Konferenzbeitrag publiziert [69, 70].

7.1 Extrapolationsmethode

Die Messung des Streuquerschnitts mit dem rückwärtigen H1–Detektor erfolgt in einem großen kinematischen Bereich von $5 \cdot 10^{-5} \leq x \leq 0.01$ und für $1.5 \leq Q^2 \leq 150$ GeV^2 . Die Strukturfunktion F_L beeinflußt das Verhalten des Streuquerschnitts σ_r nur bei sehr großen y, da sie in den Streuquerschnitt mit einem Gewichtsfaktor proportional zu y^2 eingeht. Im überwiegenden Teil des logarithmischen Phasenraums dominiert daher der Beitrag von F_2 zu σ_r. Durch einen QCD–Fit an die H1–Daten im Bereich $y < 0.35$ kann die Strukturfunktion F_2 daher unabhängig von F_L festgelegt werden. Die Partondichten aus diesem Fit werden bei festem x in Q^2 entwickelt. Dies entspricht einer Entwicklung von kleinen zu großen y und erlaubt damit eine Vorhersage von $F_2 = F_2^{QCD}(x, Q^2)$ für große y. Unter Verwendung der Definition der Streuquerschnitts 1.17 erhält man mit:

$$F_L(x, Q^2) = \left[F_2^{QCD}(x, Q^2) - \sigma_r\right] \cdot \frac{Y_+}{y^2} \tag{7.1}$$

eine Möglichkeit, die longitudinale Strukturfunktion mit der QCD–Vorhersage von F_2 zu extrahieren. Die Bestimmung von F_L mit dieser Methode basiert auf der Annahme, daß die Strukturfunktion F_2 bei großen y in Übereinstimmung mit der QCD ist. Eine gewisse experimentelle Verifizierung dieser Annahme ist anhand der 99er Daten erfolgt: Die Erhöhung der Schwerpunktenergie ermöglichte die Ausdehnung der F_2 –Messung zu etwas kleineren x hin. Das Resultat zeigt, daß der weitere Anstieg von F_2 zu kleineren x in Übereinstimmung mit diesen Annahmen und dem QCD–Fit ist, siehe Abschnitt 6.3. Details der QCD–Fit–Prozedur sind in [38, 71] ausführlich beschrieben. Da die Extraktion von F_L sehr sensitiv auf kleine Änderungen von F_2 reagiert, ist es wichtig, daß der Fit nicht wie globale Fits viele Datensätze einschließt, sondern im Gegenteil durch H1–Daten dominiert wird.

Die Parameter in diesem QCD–Fit werden aus einer χ^2–Minimierung gewonnen, in der unter Berücksichtigung der korrelierten systematischen Fehler der Messung die minimalen quadratischen Abweichungen zwischen der theoretischen Darstellung des reduzierten Streuquerschnitts, $\sigma_{r,i}^{QCD}$, und dem gemessenen Streuquerschnitt, $\sigma_{r,i}^{exp}$, gesucht werden:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[\sigma_{r,i}^{exp} - \sigma_{r,i}^{QCD} \times (1 - \sum_\lambda s_\lambda \cdot \delta_{i\lambda}^{korr})]^2}{[\sigma_{r,i}^{exp}]^2 \cdot (\delta_{i,sta}^2 + \delta_{i,unc}^2)} + \sum_\lambda s_\lambda^2. \tag{7.2}$$

Die erste Summe erstreckt sich über alle H1–Datenpunkte. $\delta_{i\lambda}^{korr}$ ist die relative Unsicherheit für eine gegebene systematische Fehlerquelle λ des Datenpunktes i und s_λ ihre sich im Fit ergebende Änderung. $\delta_{i,sta}$ und $\delta_{i,unc}$ stellen die relativen statistischen und unkorrelierten systematischen Fehler dar.

Die aus dem QCD–Fit an die H1–Daten für $y < 0.35$ und für einen bestimmten Satz an Modellparametern p bestimmte $F_2^{QCD}(x, Q^2; p)$ wird zu den Werten x_i und Q_i^2 bei großen y_i extrapoliert, an denen der reduzierte Streuquerschnitt $\sigma_{r,i}^{exp}$ gemessen wurde und F_L extrahiert werden soll. Die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x_i, Q_i^2; p)$ in diesem Punkt ergibt sich dann zu:

$$F_L(x_i, Q_i^2; p) = \frac{Y_{+,i}}{y_i^2} \cdot \left[F_2^{QCD}(x_i, Q_i^2; p) - \frac{\sigma_{r,i}^{exp}}{(1 - \sum_\lambda s_\lambda \cdot \delta_{i\lambda}^{korr})}\right]. \tag{7.3}$$

Der korrelierte systematische Fehler dieser F_L berechnet sich nach:

$$\Delta F_{L,fit}^2 = \sum_\lambda \sum_\mu \frac{\partial F_L}{\partial p_\lambda} V_{\lambda\mu} \frac{\partial F_L}{\partial p_\mu}, \tag{7.4}$$

wobei V hier die Inverse der Fehlermatrix ist [83].

Verschiedene Arten von Fehlern ergeben sich für die so bestimmte longitudinale Strukturfunktion:

- Der korrelierte systematische Fehler der Messung wird innerhalb der Fitprozedur bestimmt. Korrelierte Fehler im Rahmen dieser Methode sind Ungenauigkeiten, die sich sowohl bei kleinen als auch bei großen y auf den Streuquerschnitt auswirken. Damit beeinflussen sie sowohl den Fit und damit die extrapolierte F_2, als auch die gemessenen Punkte des Streuquerschnitts bei großen y. Zu diesen korrelierten Fehlern zählen die Ungenauigkeiten der elektromagnetischen und hadronischen Energieskalen, der Messung des Positron–Streuwinkels, des Kalorimeterrauschens und der radiativen Korrekturen.

- Die unkorrelierten Fehler der Messung des Streuquerschnitts bei großen y müssen zusätzlich beachtet werden. Dazu zählen neben dem statistischen Fehler der Meßpunkte die Unsicherheiten des Photoproduktionsuntergrundes, der statistische Fehler der Monte–Carlo–Simulation und die spezifischen Unsicherheiten der CJC– und BST–Methoden bei großen y.

- Verschiedene Annahmen des QCD–Fits wurden variiert, um die Variationen der extrahierten F_L aufgrund der Modellannahmen zu überprüfen. Sie werden nachfolgend näher beschrieben.

Um die Unsicherheiten aufgrund der Modellannahmen zu untersuchen, werden neben dem zentralen Fit noch weitere Fits mit den in Tabelle 7.1 angegebenen Variationen durchgeführt. Diese Fits liefern Werte für F_L, die verschieden von dem Zentralwert sind und deren Differenz zu diesem Zentralwert die Unsicherheit aufgrund einer spezifischen Variation darstellt. In Tabelle 7.2 sind Betrag und Richtung der F_L–Änderung aufgrund der Variation der F_2–Extrapolation angegeben. Zu erkennen ist, daß die Variation des kleinsten Q^2 der Daten, die in den Fit einbezogen werden (Q^2_{min}) den größten Beitrag zum systematischen Fehler liefert. Daraus ergibt sich auch, daß es numerisch wie konzeptionell nicht möglich wäre, diese QCD–Fit–Extrapolation für die Daten unterhalb von $Q^2 = 10$ GeV^2 anzuwenden. Die Unsicherheit durch Q^2_{min} nimmt signifikant zu kleinen Q^2 hin zu, z.B. von 0.027 für $Q^2 = 35$ GeV^2 auf 0.050 für $Q^2 = 12$ GeV^2 bei $y = 0.675$.

	Zentralwert	unterer Wert	oberer Wert
Q^2_{min}	3.5 GeV^2	2 GeV^2	5 GeV^2
Q^2_0	4 GeV^2	2.5 GeV^2	6 GeV^2
α_s	0.115	0.1133	0.1167
m_c	1.4 GeV	1.3 GeV	1.5 GeV

Tabelle 7.1: Zentralwerte und Variationen der Modellannahmen für den QCD–Fit an die H1–Daten für $y < 0.35$. Zusätzlich wurde die Parametrisierung variiert, siehe [71]

Die Extrapolationsmethode wurde folglich auf den Bereich $Q^2 > 10$ GeV^2 beschränkt. In Tabelle A.12 sind die Resultate der F_L–Messung mit der Extrapolationsmethode, für $Q^2 \geq 12$ GeV^2, für die Daten der Jahre 1996 und 1997 zusammengefaßt. Die angegebene systematische Unsicherheit δ_{syst} ist die quadratische Summe der korrelierten und unkorrelierten Unsicherheiten. Desweiteren sind die hier diskutierten Unsicherheiten aufgrund der Modellannahmen (δ_{met}) im QCD–Fit angegeben. Die Beiträge der korrelierten und unkorrelierten Fehler

Q^2	y	F_L	$+Q^2_{min}$	$-Q^2_{min}$	$+Q^2_0$	$-Q^2_0$	$+\alpha_s$	$-\alpha_s$	$+m_c$	$-m_c$	Par.
12.	0.825	0.429	0.040	-0.047	0.000	-0.014	0.000	0.000	0.002	-0.002	-0.009
12.	0.675	0.411	0.050	-0.059	0.000	-0.018	0.000	0.000	0.003	-0.002	-0.024
12.	0.415	0.456	0.076	-0.091	0.000	-0.033	0.001	-0.001	0.004	-0.005	-0.062
15.	0.825	0.453	0.040	-0.040	0.000	-0.013	0.000	0.000	0.003	-0.003	-0.012
15.	0.675	0.285	0.049	-0.046	0.000	-0.016	0.001	-0.001	0.002	-0.003	-0.030
15.	0.519	0.417	0.058	-0.064	0.000	-0.022	0.001	0.000	0.004	-0.005	-0.042
20.	0.825	0.426	0.036	-0.029	0.000	-0.011	0.001	-0.001	0.004	-0.004	-0.014
20.	0.675	0.315	0.045	-0.035	0.000	-0.013	0.001	-0.001	0.005	-0.005	-0.025
20.	0.443	0.385	0.053	-0.045	0.003	-0.015	0.003	-0.003	0.008	-0.006	-0.057
25.	0.825	0.360	0.032	-0.020	0.000	-0.009	0.001	-0.001	0.004	-0.005	-0.017
25.	0.675	0.377	0.039	-0.025	0.001	-0.009	0.003	-0.002	0.005	-0.006	-0.023
25.	0.553	0.404	0.046	-0.019	0.002	-0.009	0.002	-0.002	0.006	-0.007	-0.042
35.	0.675	0.149	0.027	-0.009	0.001	-0.004	0.003	-0.003	0.006	-0.007	-0.027
35.	0.484	0.239	0.034	0.000	0.002	0.000	0.004	-0.004	0.008	-0.009	-0.058

Tabelle 7.2: Beiträge der Variation der Fitannahmen [83] zur systematischen Unsicherheit der extrahierten F_L. Es sind die absoluten Fehler angegeben, vgl. Tabelle 7.1. Diese Unsicherheiten sind dominant gegenüber weiteren betrachteten Unsicherheiten [38]. Der Einfluß der Parameterisierung ist abgeschätzt durch den Vergleich der mit der Standardwahl von $xg,\ V,\ A$ ($CP3$ in [38]) erhaltenen F_L–Werte mit jenen, die sich ergeben, wenn sowohl xg als auch A einen weiteren Parameter haben. Die hier angegebenen Resultate sind in [71] in einem weiteren Bereich von x-Werten illustriert.

dominieren und sind ähnlich groß. Die systematischen Unsicherheiten sind größer als die statistischen Fehler der Messung.

In Abbildung 7.1 sind die Resultate dieser Messung der longitudinalen Strukturfunktion [69] dargestellt. Die H1–Daten erweitern damit die Messungen der Festtarget–Experimente [16, 17, 15] in den Bereich viel kleinerer x–Werte. Der Anstieg der F_L zu kleinen x hin ist konsistent mit dem NLO QCD-Fit, d.h. mit dem Verhalten der Gluondichte bei kleinen x, siehe Gleichung 1.15.

7.2 Ableitungsmethode

Die partielle Ableitung $(\partial\sigma_r/\partial \ln y)_{Q^2}$

Die logarithmische Ableitung des reduzierten Streuquerschnitts 1.17 nach der Inelastizität y bei festem Q^2 ist gegeben durch:

$$\left(\frac{\partial\sigma_r}{\partial \ln y}\right)_{Q^2} = \left(\frac{\partial F_2}{\partial \ln y}\right)_{Q^2} - F_L \cdot 2y^2 \cdot \frac{2-y}{Y_+^2} - \frac{\partial F_L}{\partial \ln y} \cdot \frac{y^2}{Y_+}. \tag{7.5}$$

Für $y \to 1$ nähert sich die Ableitung des Streuquerschnitts dem Wert $(\partial F_2/\partial \ln y)_{Q^2} - 2 \cdot F_L$, da der Beitrag der F_L –Ableitung vernachlässigbar klein ist. Daher dominiert bei sehr großen y

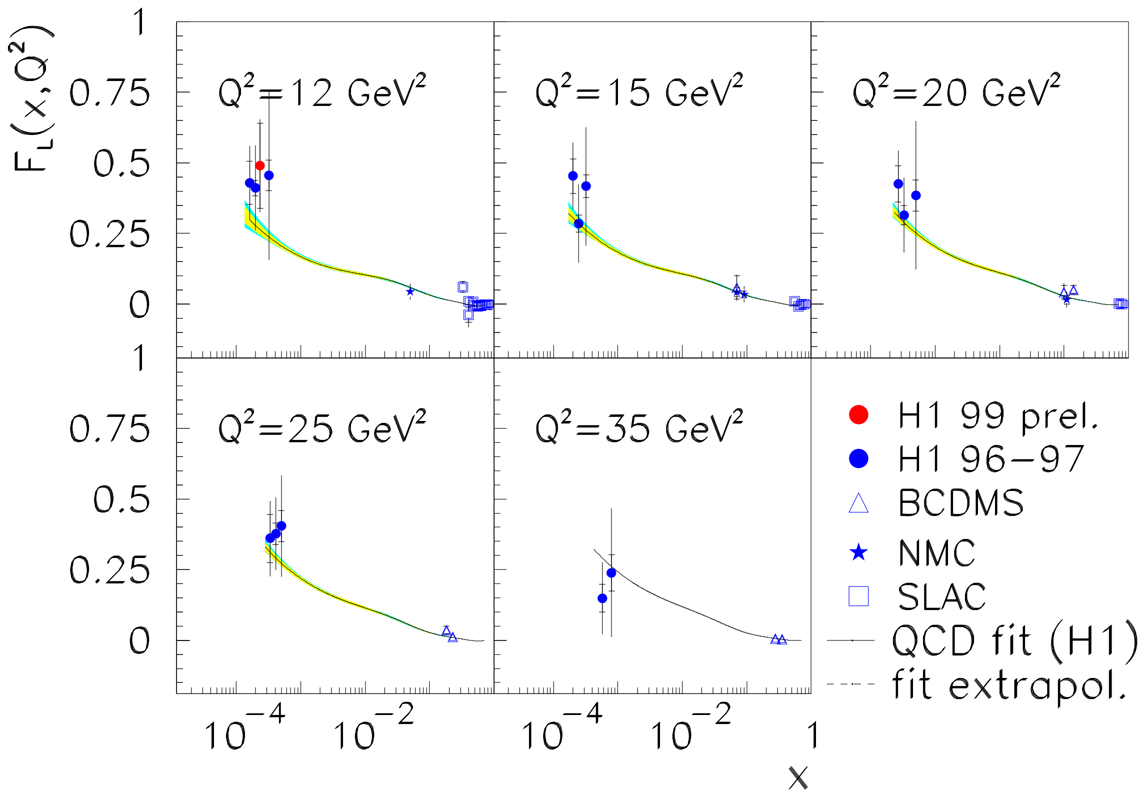

Abbildung 7.1: Die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$ für verschiedene Q^2–Bins: die mit der Extrapolationsmethode extrahierten H1–Daten sind zusammen mit Messungen von Festtarget–Experimenten dargestellt. Die inneren Fehlerbalken stellen die statistischen Fehler dar, während die äußeren die quadratische Summe aus statistischen, systematischen und Modell–Fehlern darstellen. Die Fehlerbänder resultieren aus den experimentellen (innen) und den Modellunsicherheiten (außen) der F_L –Berechnung in dem NLO QCD–Fit an die H1–Daten für $y < 0.35$ und $Q^2 \geq 3.5$ GeV^2 .

der Beitrag von F_L in dieser Ableitung im Gegensatz zum reduzierten Streuquerschnitt selbst, der im gesamten y–Bereich durch den Beitrag von F_2 dominiert wird. Da ferner $\partial F_2/\partial \ln y = -\partial F_2/\partial \ln x$ bei festem Q^2 ist, kann man F_L mit der Ableitungsmethode ohne Bezug auf den QCD–Fit darstellen, falls man den Anstieg von F_2 mit $\ln x$ kontrolliert.

Für die experimentelle Bestimmung von $(\partial\sigma_r/\partial \ln y)_{Q^2}$ werden jedem Q^2–Bin die Differenzen $\Delta\sigma_r$ zwischen zwei in y benachbarten Punkten des Streuquerschnitts gebildet und durch $\Delta \ln y$ geteilt. Als Binzentrum der Ableitung y_c wird das Mittel der y–Werte der beiden Punkte gewählt. In die Berechnung der Ableitung gehen die beiden benachbarten Meßpunkte des Streuquerschnitts mit unterschiedlichem Vorzeichen ein. Um aus der Differenz $(\Delta\sigma_r/\Delta \ln y)$ die Ableitung $(\partial\sigma_r/\partial \ln y\ )$ zu erhalten, wird eine Binzentrum–Korrektur angewandt, die um maximal 3% von 1 abweicht:

$$\left[\frac{\partial\sigma_r}{\partial \ln y_c}\right]_{exp} = \left[\frac{\Delta\sigma_r}{\Delta \ln y}\right]_{exp} \cdot \left[\frac{(\partial\sigma_r/\partial \ln y_c)}{(\Delta\sigma_r/\Delta \ln y)}\right]_{thy} . \tag{7.6}$$

Hierbei benötigt man ein Modell, das die Daten möglichst gut beschreibt. Dieses steht in Form des QCD–Fits an die H1–Daten zur Verfügung. Dessen Parametrisierung wurde verwendet, um den in der Gleichung mit thy bezeichneten Korrekturfaktor zu erhalten.

Die Unsicherheiten der Ableitung $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$ ergeben sich aus den Unsicherheiten der Streuquerschnitte, multipliziert mit einem Faktor $y/\Delta y$, der größer als 1 ist. Um aus den Daten eine genaue Messung von $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$ zu erhalten, werden daher von $Q^2 = 2$ GeV^2 an jeweils zwei aufeinanderfolgende Q^2–Bins zusammengefaßt und somit die statistischen Unsicherheiten verkleinert.

Verschiedene Arten von Unsicherheiten des Streuquerschnitts wirken sich auf die Unsicherheit von $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$ auch verschieden aus:

- Unsicherheiten, die beide Punkte gleichermaßen betreffen, wie die Datennormierung, können sich vollständig aufheben.
- Die korrelierten Unsicherheiten aufgrund der Messung der Energie und des Polarwinkels des Elektrons sowie der Energie der hadronischen Endzustandsteilchen und des Kalorimeterrauschens reduzieren sich aufgrund der Differenzbildung im Großteil des kinematischen Bereichs. Ausnahmen stellen die Regionen dar, in denen die Unsicherheit das Vorzeichen wechselt bzw. von der Elektron–Methode auf die Σ–Methode übergegangen wird. Dort vergrößern sich die Unsicherheiten. Dies ist jedoch außerhalb des direkten Meßbereichs von F_L .
- Der Photoproduktionsuntergrund ist stark y–abhängig. Daher wird er bei großen y durch Differenzbildung kaum reduziert.
- Der gemessene Streuquerschnitt für die Analyse der Daten der Jahre 1996 und 1997 ist aus verschiedenen Teilanalysen zusammengesetzt. Im zentralen Bereich erfolgte die Messung mit der BDC, im Bereich $Q^2 < 10$ GeV^2 und großen $y = 0.68$ wurde die Spur des Elektronkandidaten mit dem BST validiert, und für $12 \leq Q^2 \leq 25$ GeV^2 und großen $y = 0.82$ wurde die Ladungsmessung in der CJC benutzt. Speziell die BST– und die CJC–Analysen führen lokale Unsicherheiten bei großen y ein, die durch die Differenzbildung nicht reduziert werden.
- Die statistischen Fehler der Daten und der Simulation sind vollständig unkorreliert, sie werden quadratisch summiert.

Um die Korrelationen zwischen den Fehlern zu berücksichtigen, wird eine vollständige Fehleranalyse durchgeführt. Für jede Fehlerquelle wird der gemessene Streuquerschnitt um den Betrag der Unsicherheit verschoben und eine neue Ableitung gebildet. Die Differenz zum Zentralwert der Ableitung ergibt den jeweiligen systematischen Fehler. Aus der quadratischen Summation der einzelnen Unsicherheiten ergibt sich der Fehler von $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$. Dieser wird bei großen y dominiert durch die Unsicherheiten der Methoden und des Photoproduktionsuntergrundes.

Die Resultate für die Ableitung des Streuquerschnitts $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$ sind in den Tabellen A.8 und A.8 für die Daten der Jahre 1996 und 1997 und in Tabellen A.10 und A.11 für die Daten des *minimum bias* Runs 1999 angegeben. Abbildung 7.2 zeigt das Resultat für die Jahre 1996 und 1997. Für $y \lesssim 0.2$ ist die Ableitung näherungsweise eine lineare Funktion von $\ln y$. Der steile Abfall der Datenpunkte für große y ist auf den zunehmenden Einfluß der Strukturfunktion F_L zurückzuführen. Das Verhalten der Daten ist durch den QCD–Fit gut beschrieben. Das in der Abbildung 7.3 dargestellte Resultat der Ableitung für die 1999er Daten zeigt das gleiche Verhalten. Im Vergleich zu den vorherigen Daten ist die Erweiterung der Messung zu größeren y hin zu erkennen. Dies ist sowohl auf die erhöhte Schwerpunktenergie als auch auf die Erweiterung des Meßbereichs des Streuquerschnitts bei großen y durch den BST zurückzuführen.

Bestimmung von F_L

Die Messung der Ableitung $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$ wird benutzt, um die longitudinale Strukturfunktion zu bestimmen. Stellt man die Gleichung 7.5 nach F_L um, so erhält man:

$$F_L = \left[\left(\frac{\partial F_2}{\partial\ln y}\right)_{Q^2} - \left(\frac{\partial\sigma_r}{\partial\ln y}\right)_{Q^2}\right]\cdot\frac{Y_+^2}{2y^2(2-y)}, \tag{7.7}$$

unter Vernachlässigung des Beitrages der F_L–Ableitung (siehe unten).

Bei kleinen y wird die Ableitung des Streuquerschnitts $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$ durch den Beitrag der F_2–Ableitung dominiert. In den Abbildungen 7.2 und 7.3 ist zu erkennen, daß im Bereich kleiner y die Kurven auch mit extrem verschiedenen Annahmen über die Größe von F_L nicht mehr unterscheidbar sind. Für kleine Q^2 und $y < 0.2$ ist zu erkennen, daß innerhalb der experimentellen Genauigkeit die Ableitung $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$ linear mit $\ln y$ anwächst. In Abschnitt 6.4 ist gezeigt, daß die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ bei festem Q^2 einer Potenzfunktion folgt, $F_2 \propto x^{-\lambda} \propto y^{\lambda}$. Bei kleinen $Q^2 \leq 8.5$ GeV^2 ist dieser Exponent mit $\lambda \lesssim 0.2$ klein und die Ableitung von F_2 daher näherungsweise linear in $\ln y$, was innerhalb der gegebenen experimentellen Genauigkeit beobachtet wird. Ein etwa lineares Verhalten ergibt sich auch in NLO QCD–Fits. Bei großen Q^2 wächst der Exponent λ an und eine Krümmung wird erwartet, die in Abbildung 7.2 sowohl in den Daten als auch in den QCD–Kurven deutlich zu erkennen ist.

Die lineare Näherung für die Ableitung $(\partial F_2/\partial\ln y)_{Q^2}$ wird benutzt, um die longitudinale Strukturfunktion F_L bei kleinen Q^2 zu bestimmen. Für $Q^2 \leq 12$ GeV^2 und $y \leq 0.2$ wird ein Geradenfit der Ableitung $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$ verwendet und zu großen y hin extrapoliert, um den Beitrag der $(\partial F_2/\partial\ln y)_{Q^2}$ bei großen y zu bestimmen.

Die systematischen Unsicherheiten dieser Methode setzen sich ähnlich wie bei der Extrapolationsmethode aus korrelierten, unkorrelierten und statistischen Fehlern sowie den Unsicherheiten der Methode zusammen. Die Korrelationen zwischen den Fehlern bei kleinen y, welche den linearen Fit für $(\partial F_2/\partial\ln y)_{Q^2}$ beeinflussen, und bei großen y werden abgeschätzt, indem die komplette Extraktionsprozedur nach Verschiebung der Datenpunkte um den Betrag der jeweiligen Fehlerquelle durchgeführt wird und die Differenz zwischen diesem und dem zentralen Resultat als Maß für die Unsicherheit dieser Fehlerquelle herangezogen wird. Die korrelierten Unsicherheiten sind in ihrer Größe vergleichbar mit den unkorrelierten Fehlern.

Der Fehler der Methode setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen. Ein Teil stammt aus der Unsicherheit der Vorhersage von $(\partial F_2/\partial\ln y)_{Q^2}$ bei großen y und wird aus den Fehlern des Geradenfits berechnet. Der zweite Beitrag stammt aus der Vernachlässigung der Ableitung der

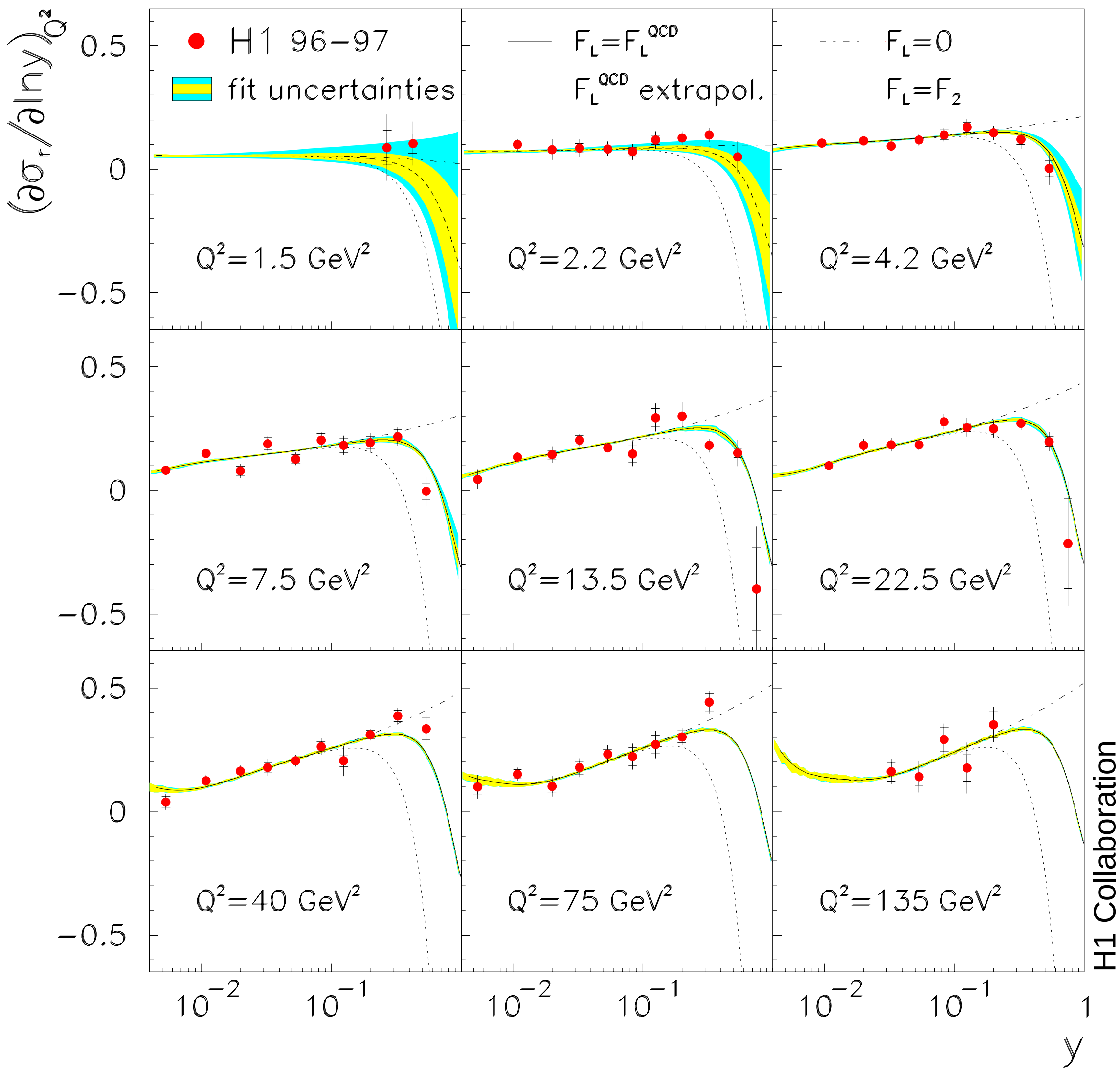

Abbildung 7.2: Die Messung der Ableitung $\partial\sigma_r/\partial \ln y$ bei festem Q^2 (Punkte). Die inneren Fehlerbalken sind die statistischen Fehler der Daten, die totalen Fehler stellen die quadratische Summe aus statistischen und systematischen Unsicherheiten dar. Die Kurven repräsentieren das Resultat des QCD–Fits an die H1–Daten für $y < 0.35$ und $Q^2 \geq 3.5$ GeV^2 , berechnet mit verschiedenen Annahmen über die Größe der Strukturfunktion F_L , siehe Legende. Das innere Fehlerband ist die Unsicherheit des Fits aufgrund der experimentellen Unsicherheit der Daten, das äußere Fehlerband beinhaltet zusätzlich die Variationen aufgrund verschiedener theoretischer Annahmen. Die gestrichelte Kurve stellt die Extrapolation des Fits zu $Q^2 < 3.5$ GeV^2 dar.

longitudinalen Strukturfunktion $(\partial F_L/\partial \ln y)_{Q^2}$. Anhand des NLO QCD–Fits wird dieser Beitrag abgeschätzt und zum Methodenfehler addiert. In Tabelle 7.3 sind für die Messung von F_L mit den Daten der Jahre 1996 und 1997 der Fehler der Methode (δ_{meth}) und der Beitrag der F_L –Ableitung angegeben. Zu erkennen ist, daß der Methodenfehler deutlich größer ist als der Beitrag der F_L –Ableitung.

Die Resultate der Messungen sind in Tabelle A.12 für die Daten der Jahre 1996 und 1997

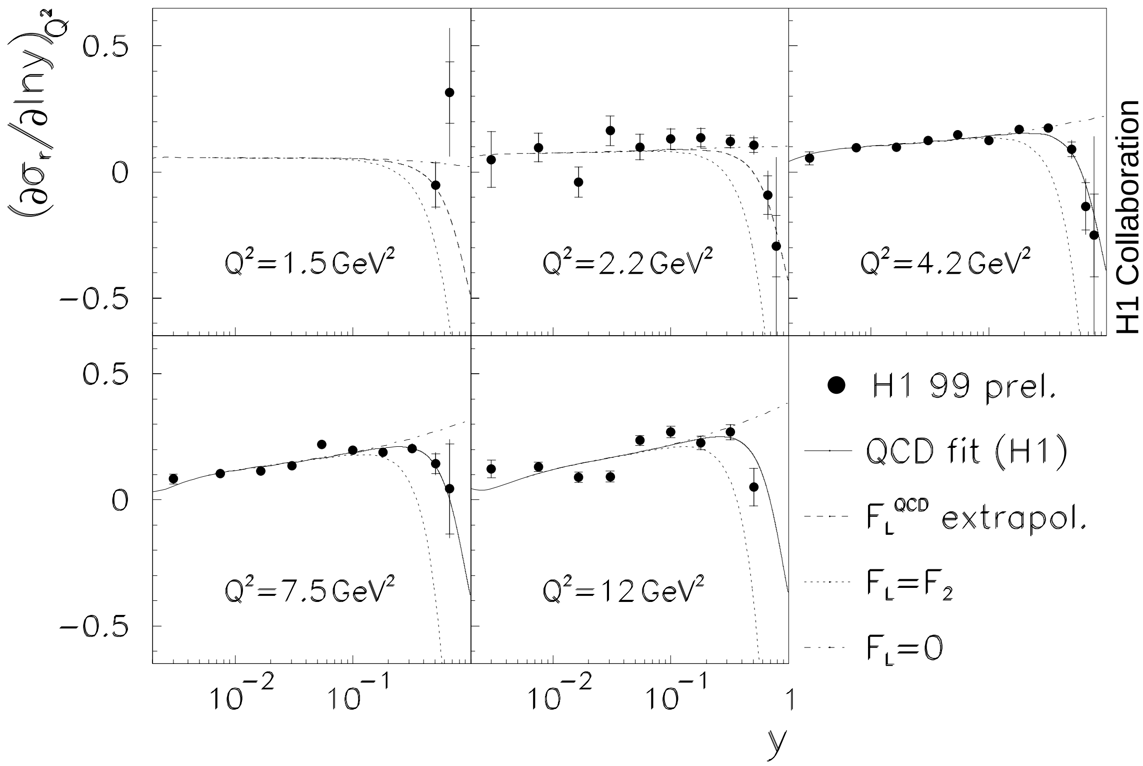

Abbildung 7.3: Die Messung der Ableitung $\partial\sigma_r/\partial \ln y$ bei festem Q^2 (Punkte). Die inneren Fehlerbalken sind die statistischen Fehler der Daten, die totalen Fehler stellen die quadratische Summe aus statistischen und systematischen Unsicherheiten dar. Die Kurven repräsentieren das Resultat des QCD–Fits an die H1–Daten für $y < 0.35$ und $Q^2 \geq 3.5$ GeV^2 , berechnet mit verschiedenen Annahmen über die Größe der Strukturfunktion F_L .

Q^2 / GeV^2	F_L	δ_{meth}	$\frac{Y_+}{2(2-y)} \cdot \partial F_L/\partial \ln y$
2.2	0.100	0.025	0.004
4.2	0.273	0.027	0.011
7.5	0.385	0.039	0.018

Tabelle 7.3: Der absolute Fehler der Methode verglichen mit der Ableitung der longitudinalen Strukturfunktion F_L . Diese wird bei der Ermittlung von F_L vernachlässigt und ihr berechneter Wert zum Fehler quadratisch addiert.

und in Tabelle A.13 für die Daten des *minimum bias* Runs 1999 angegeben. Abbildung 7.4 zeigt die Ergebnisse beider Datenperioden in dem ihnen gemeinsamen Q^2–Bereich. Mit den hier dargestellten Resultaten des *minimum bias* Runs 1999 ist es gelungen, die F_L –Messung zu noch kleineren x–Werten hin auszudehnen. Durch die Erhöhung der Schwerpunktenergie s wird für gleiche Werte der Inelastizität y und des Viererimpulsübertrages Q^2 die Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$ bei kleineren $x = Q^2/sy$ gemessen. Desweiteren ist durch den Ausbau des BST auf 8 Ebenen die Messung zu größeren y ausgedehnt worden.

Die Extrapolationsmethode wurde auch auf Daten bei höheren Q^2=$110 - 700$ GeV^2 angewandt

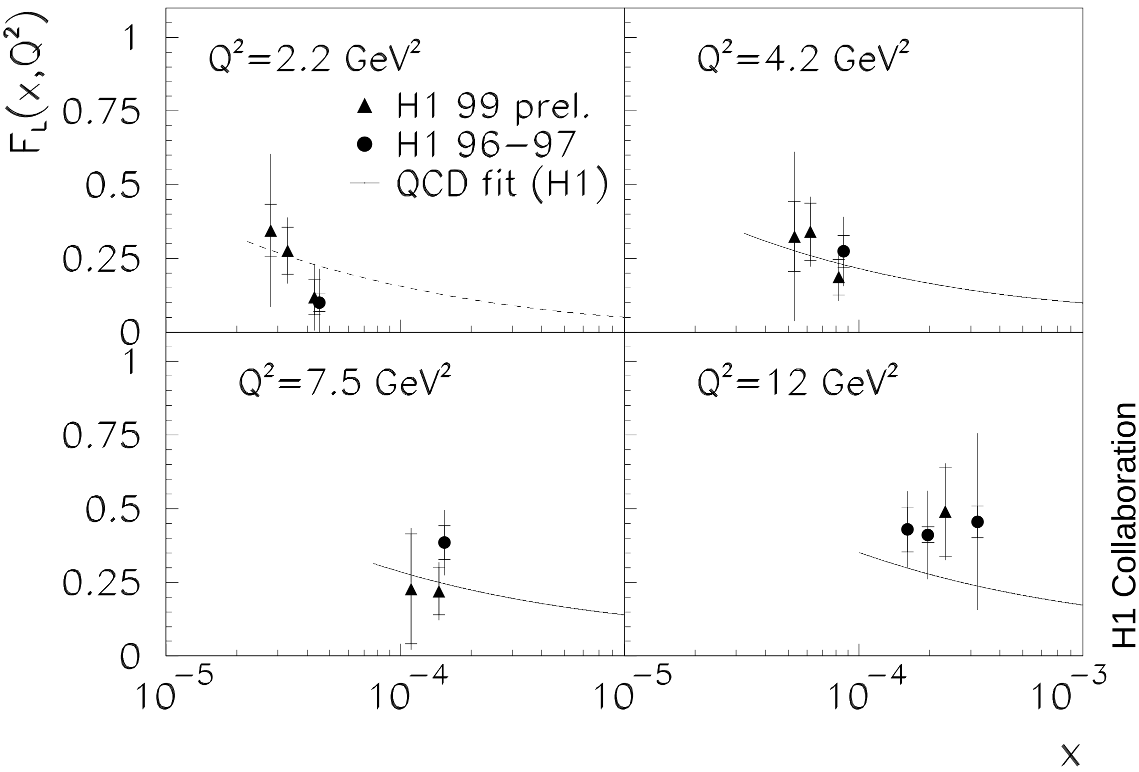

Abbildung 7.4: Messung der longitudinalen Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ für die Daten der Jahre 1996 und 1997 (Punkte) sowie 1999 (Dreiecke). Alle Punkte für $Q^2 \leq 7.5$ GeV^2 sowie ein Punkt der 1999er Daten wurden mit der Ableitungsmethode bestimmt. Die inneren Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Fehler, die äußeren die totalen Fehler der Messung. Die durchgezogenen Kurven repräsentieren den QCD Fit an die H1–Daten der Jahre 1996 und 1997 mit $y < 0.35$ sowie $Q^2 \geq 3.5$ GeV^2. Die gestrichelte Linie stellt die Extrapolation des QCD–Fits zu kleineren $Q^2 < 3.5$ dar.

[84]. In diesem Bereich wird das Elektron im LAr–Kalorimeter nachgewiesen. Alle verfügbaren F_L–Daten sind zusammenfassend in Abbildung 7.5 dargestellt. Sie bedeuten eine wesentliche Erweiterung des Meßbereichs und verbesserte Genauigkeit gegenüber den ersten, noch mit der alten Apparatur im rückwärtigen Bereich erhaltenen Daten [82]. Trotz großer Fortschritte ist jedoch die Genauigkeit der Messung noch nicht hinreichend, um QCD in NLO zu prüfen. Die apparative Voraussetzung dazu ist mit der HERA-Luminositätserhöhung und dem kompletten, im Mai 2001 installierten, mit r– und ϕ–Detektoren ausgerüsteten 6 Ebenen BST geschaffen. Eine Messung mit diesem Detektor und hoher Luminosität von etwa 50 pb^{-1} sollte es ermöglichen, den Streuquerschnitt bei großen y mit einer Ungenauigkeit von nur wenigen Prozent zu messen. Die Aufnahme von Daten hoher Statistik mit verschiedenen Protonstrahlenergien erlaubte schließlich, die Genauigkeit der F_L Messung weiter zu verbessern sowie die x–Abhängigkeit der longitudinalen Strukturfunktion zu messen.

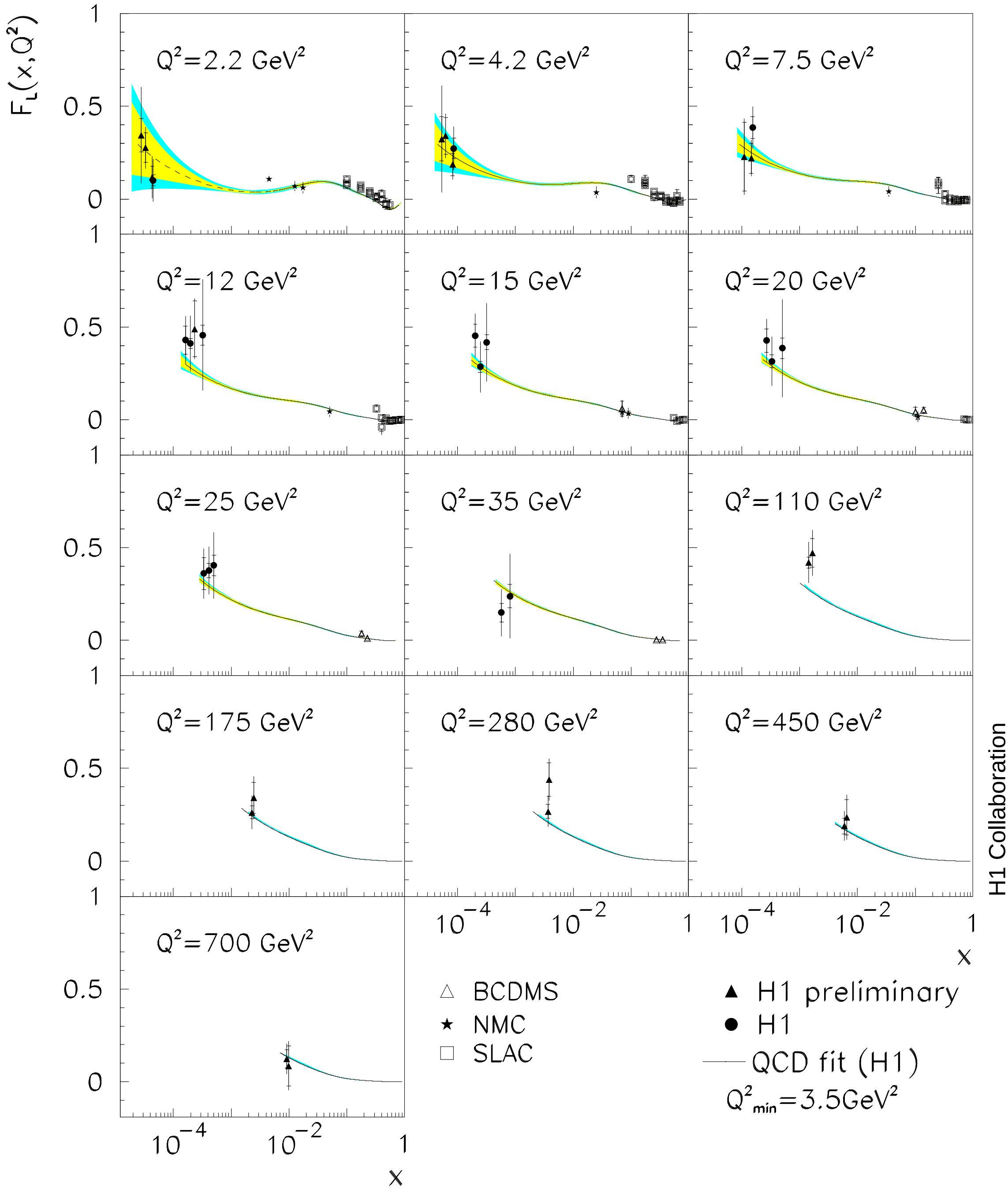

Abbildung 7.5: Die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ gemessen von H1 und von (e,μ)–Festtarget–Experimenten. Die H1–Messungen für $Q^2 < 10$ GeV^2 sind mit der Ableitungsmethode bestimmt, während die Punkte für größere Q^2 mit der Extrapolationsmethode gewonnen wurden. Die inneren Fehlerbalken stellen die statistischen Unsicherheiten dar, die äußeren die totalen. Die Fehlerbänder entsprechen den experimentellen (innen) und den Modell–Unsicherheiten (außen) der F_L–Berechnung im NLO QCD Fit an die H1–Daten der Jahre 1996 und 1997, der im Bereich $y < 0.35$ und $Q^2 > 3.5$ GeV^2 durchgeführt wurde.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden neue Messungen des tief-inelastischen Streuquerschnitts der inklusiven Reaktion $e^+p \rightarrow e^+X$ bei Viererimpulsüberträgen $1.5 \leq Q^2 \leq 150\,\mathrm{GeV}^2$ und kleinen Bjorken–x Werten, $0.00002 \leq x \leq 0.2$, mit dem H1–Experiment bei HERA vorgestellt. Der Q^2–Bereich entspricht der Akzeptanz des im rückwärtigen Bereich installierten Kalorimeters SPACAL für gestreute Positronen. Die Kleinheit der x–Werte ist eine Folge der hohen Schwerpunktenergie $\sqrt{s} = \sqrt{4E_eE_p}$. HERA erschließt daher einen bis dahin unbekannten kinematischen Bereich, in dem der Streuquerschnitt durch die Protonstrukturfunktion F_2 und bei großen Werten der Inelastizität $y = Q^2/sx$ auch durch die longitudinale Strukturfunktion F_L bestimmt ist.

Ziel dieser Dissertation war die Bestimmung der longitudinalen Strukturfunktion F_L aus Daten der Jahre 1996/97 und 1999. Diese Funktion ist nicht größer als F_2 und mit einem Vorfaktor $\propto y^2$ behaftet. Sie kann folglich nur in einem engen Korridor der (Q^2, x)–Ebene, bei großen $y > 0.4$, bestimmt werden. Die klassische Methode der F_L–Bestimmung wurde bei HERA bisher nicht angewandt: die Separation von $F_2(x, Q^2)$ und $F_L(x, Q^2)$ erfolgt durch Variation der Energie, die zu einer Änderung von y bei konstanten x und Q^2 führt. Jedoch kann bei HERA ausgenutzt werden, daß der Querschnitt und damit F_2 in einem weiten Bereich von x bzw. y bei fixiertem Q^2 gemessen wird. Damit ergibt sich die Möglichkeit, das Verhalten von F_2 in den kinematischen Bereich größtmöglicher y bzw. kleiner x zu extrapolieren. Unter der Annahme, daß sich das Verhalten von F_2 nicht außerhalb der Extrapolationsgenauigkeit ändert, ist damit F_L zugänglich. Die Voraussetzung dieser Analyse besteht dann in der Forderung nach sehr hoher Meßgenauigkeit des Querschnitts im gesamten Bereich zur Festlegung von F_2, und im Bereich hoher y zur Extraktion von F_L.

Große Werte von y werden kinematisch nur erreicht, wenn man die tief–inelastische Streuung bei kleinen Energien E'_e des gestreuten Positrons frei von Untergrund messen kann, da in diesem Bereich näherungsweise $y = 1 - E'_e/E_e$ ist. Die experimentell für die F_L–Messung größte Herausforderung ist daher, wie in dieser Arbeit beschrieben, Positronen mit wenigen GeV Streuenergie zu erkennen. Zu diesem Zweck ist der H1–Detektor besonders gut geeignet. Nach den ersten Messungen erhielt er eine ganz neue Apparatur im rückwärtigen Bereich. Diese besteht aus dem SPACAL–Kalorimeter, einer Driftkammer (BDC) und einem Siliziumstreifen–Detektor (BST). Der BST stand wegen seiner hohen Meßgenauigkeit und der Möglichkeit zur Elektronidentifizierung durch Spuren mit im BST rekonstruiertem Impuls im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit.

Die Ergebnisse dieser Arbeit basieren auf der Messung des Streuquerschnitts, die es erlaubt hat, das Verhalten von F_2 bei kleinen x auf neue Weise zu quantifizieren, sowie neue Daten für F_L in einem sehr erweiterten kinematischen Bereich zu erhalten. Das Verhalten von F_2 bei kleinen x ist dadurch charakterisiert, daß ihr Anstieg proportional zu F_2/x ist. Im Rahmen der experimentellen Genauigkeit gilt $F_2 \propto x^{-\lambda}$, wobei λ eine nur von Q^2 abhängende, hier bestimmte Funktion ist.

Im Gegensatz zu Messungen von F_L bei großen $x > 0.01$ durch Festtarget–Experimente bestätigen die in der vorliegenden Arbeit erhaltenen Daten von H1 mit verbesserter Genauigkeit in einem sehr erweiterten kinematischen Bereich die Beobachtung, daß F_L bei kleinen x groß ist. Dieses Verhalten ist konsistent mit Vorhersagen der perturbativen QCD, wie sie sich aus den Skalenverletzungen von F_2 ergeben: das Verhalten von F_L ist durch die Gluonimpulsverteilung bestimmt.

Mit Hilfe des SPACAL und des BST bzw. der CJC sowie der gemessenen Energiebilanz $(E-p_z)$ der Streuereignisse wurde der Querschnitt bis hin zu maximalen y–Werten bei kleinen bzw. größeren Q^2–Werten mit hoher Genauigkeit bestimmt. Die hier entwickelte Methode der experimentellen Untergrundsubtraktion sollte bei deutlich erhöhter Statistik erlauben, diese Genauigkeit weiter wesentlich zu verbessern. Mit der Installation eines kompletten BST zur Impulsmessung und dem Luminositätsupgrade von HERA sowie einem neuen BST–Trigger sind wichtige Voraussetzungen für eine zukünftige Präzisionsmessung der longitudinalen Strukturfunktion geschaffen. Deren x–Abhängigkeit jedoch kann nur dann gemessen werden, wenn HERA mit einer Serie von verschiedenen Protonstrahlenergien betrieben wird.

Anhang A

Tabellen der experimentellen Resultate

Q^2 / GeV^2	x	y	σ_r	F_2	δ_{tot}	δ_{stat}	δ_{unc}	δ_{cor}	δ_E	δ_θ	δ_{E_h}	$\delta_{\gamma p}$
1.5	0.0000360	0.410	0.762	0.767	8.55	3.86	7.54	1.16	-0.10	-0.70	0.50	0.59
1.5	0.0000246	0.600	0.742	0.754	5.17	2.02	4.53	1.46	-0.10	-0.70	0.80	0.87
1.5	0.0000202	0.730	0.804	0.824	6.25	2.28	5.68	1.27	-0.10	-0.60	0.70	0.72
2.0	0.0000480	0.410	0.838	0.847	3.42	1.52	2.89	1.03	-0.10	-0.60	0.60	0.11
2.0	0.0000328	0.600	0.873	0.898	3.34	1.41	2.79	1.17	-0.10	-0.60	0.80	0.33
2.0	0.0000270	0.730	0.837	0.876	4.71	2.00	3.76	2.02	-0.20	-0.40	0.70	1.78
2.5	0.000189	0.130	0.733	0.734	4.04	2.25	3.25	0.83	-0.40	-0.40	-0.40	0.00
2.5	0.000107	0.230	0.815	0.818	3.00	1.54	2.46	0.76	-0.20	-0.50	0.10	0.00
2.5	0.0000600	0.410	0.883	0.897	2.26	0.97	1.85	0.87	-0.10	-0.50	0.50	0.00
2.5	0.0000410	0.600	0.924	0.959	2.80	1.24	2.25	1.12	-0.10	-0.50	0.70	0.51
2.5	0.0000337	0.730	0.924	0.980	4.02	2.00	2.97	1.84	-0.20	-0.40	0.60	1.60
3.5	0.000492	0.070	0.681	0.681	2.65	1.41	2.05	0.90	-0.50	-0.40	-0.40	0.00
3.5	0.000265	0.130	0.800	0.802	2.45	1.25	1.93	0.86	-0.40	-0.40	-0.40	0.00
3.5	0.000150	0.230	0.873	0.878	2.10	1.01	1.71	0.69	-0.20	-0.40	0.10	0.00
3.5	0.0000840	0.410	0.957	0.976	1.96	0.81	1.56	0.87	-0.10	-0.50	0.50	0.11
3.5	0.0000574	0.600	0.979	1.029	3.03	1.24	2.45	1.27	-0.20	-0.40	0.70	0.81
3.5	0.0000472	0.730	0.965	1.047	4.34	2.07	3.47	1.58	-0.20	-0.30	0.50	1.37

Tabelle A.1: Resultat der Messung des inklusiven Streuquerschnitts für die Daten des *minimum bias* Runs 1999 mit der Elektron–Methode. Die Unsicherheiten sind in % angegeben. Der totale Fehler (δ_{tot}) setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler der Daten (δ_{stat}), dem unkorrelierten Fehler sowie dem korrelierten Fehler (δ_{cor}). Die Beiträge zum korrelierten Fehler stammen aus der Bestimmung der elektromagnetischen (δ_E) und hadronischen (δ_{E_h}) Energieskala, des Polarwinkels (δ_θ) und des Photoproduktionsuntergrundes ($\delta_{\gamma p}$).

Q^2 / GeV^2	x	y	σ_r	F_2	δ_{tot}	δ_{stat}	δ_{unc}	δ_{cor}	δ_E	δ_θ	δ_{E_h}	$\delta_{\gamma p}$
5.0	0.0114	0.004	0.426	0.426	4.60	3.00	3.24	1.28	-0.70	-0.50	-0.80	0.00
5.0	0.00448	0.011	0.514	0.514	3.07	1.82	2.23	1.07	-0.60	-0.50	-0.50	0.00
5.0	0.00224	0.022	0.592	0.592	2.62	1.45	1.94	1.01	-0.60	-0.40	-0.50	0.00
5.0	0.00126	0.039	0.664	0.664	2.29	1.16	1.72	0.97	-0.60	-0.40	-0.40	0.00
5.0	0.000703	0.070	0.737	0.738	2.13	1.02	1.63	0.91	-0.50	-0.40	-0.40	0.00
5.0	0.000379	0.130	0.846	0.848	2.08	0.96	1.58	0.96	-0.50	-0.40	-0.50	0.00
5.0	0.000214	0.230	0.958	0.964	1.86	0.85	1.52	0.66	-0.20	-0.40	0.00	0.00
5.0	0.000120	0.410	1.070	1.095	1.84	0.78	1.47	0.78	-0.20	-0.40	0.40	0.10
5.0	0.0000820	0.600	1.121	1.185	2.41	1.30	1.73	1.05	-0.20	-0.40	0.70	0.41
5.0	0.0000674	0.730	1.065	1.171	4.59	2.30	3.46	1.94	-0.20	-0.30	0.60	1.73
6.5	0.01488	0.004	0.459	0.459	4.12	2.68	2.83	1.35	-0.70	-0.40	-0.90	0.00
6.5	0.00582	0.011	0.556	0.556	2.78	1.63	2.00	1.04	-0.70	-0.40	-0.50	0.00
6.5	0.00291	0.022	0.612	0.612	2.44	1.32	1.78	1.01	-0.60	-0.40	-0.50	0.00
6.5	0.00164	0.039	0.685	0.685	2.16	1.06	1.61	0.97	-0.60	-0.40	-0.40	0.00
6.5	0.000914	0.070	0.780	0.780	2.04	0.94	1.55	0.94	-0.60	-0.40	-0.40	0.00
6.5	0.000492	0.130	0.917	0.919	2.00	0.90	1.53	0.92	-0.50	-0.30	-0.50	0.00
6.5	0.000278	0.230	1.030	1.036	1.84	0.85	1.49	0.67	-0.30	-0.30	0.00	0.00
6.5	0.000156	0.410	1.119	1.147	1.85	0.82	1.47	0.78	-0.20	-0.40	0.40	0.02
6.5	0.000107	0.600	1.196	1.270	2.93	1.44	2.33	1.05	-0.20	-0.30	0.70	0.48
6.5	0.0000877	0.730	1.186	1.308	3.74	2.62	2.52	0.87	-0.20	-0.30	0.50	0.33
8.5	0.0195	0.004	0.442	0.442	4.37	2.94	2.93	1.38	-0.70	-0.40	-0.90	0.00
8.5	0.00761	0.011	0.554	0.554	2.93	1.73	2.07	1.15	-0.70	-0.40	-0.60	0.00
8.5	0.00380	0.022	0.636	0.636	2.49	1.37	1.80	1.04	-0.60	-0.40	-0.50	0.00
8.5	0.00215	0.039	0.720	0.720	2.19	1.09	1.63	0.98	-0.60	-0.30	-0.50	0.00
8.5	0.00120	0.070	0.789	0.790	2.07	0.99	1.56	0.93	-0.60	-0.30	-0.40	0.00
8.5	0.000644	0.130	0.951	0.953	2.03	0.94	1.54	0.92	-0.50	-0.30	-0.50	0.00
8.5	0.000364	0.230	1.051	1.058	1.87	0.90	1.51	0.65	-0.30	-0.30	0.00	0.00
8.5	0.000204	0.410	1.201	1.232	1.91	0.91	1.51	0.73	-0.20	-0.30	0.40	0.04
8.5	0.000140	0.600	1.225	1.307	2.68	1.66	1.86	0.98	-0.20	-0.30	0.60	0.49
12.0	0.0275	0.004	0.392	0.392	5.04	3.49	3.33	1.44	-0.80	-0.40	-1.00	0.00
12.0	0.0107	0.011	0.500	0.500	3.27	2.10	2.24	1.14	-0.70	-0.30	-0.60	0.00
12.0	0.00537	0.022	0.601	0.601	2.69	1.60	1.90	1.02	-0.70	-0.30	-0.50	0.00
12.0	0.00303	0.039	0.677	0.677	2.30	1.23	1.68	0.98	-0.60	-0.30	-0.50	0.00
12.0	0.00169	0.070	0.841	0.842	2.15	1.06	1.61	0.96	-0.60	-0.30	-0.50	0.00
12.0	0.000909	0.130	0.980	0.982	2.13	1.05	1.58	0.96	-0.50	-0.30	-0.60	0.00
12.0	0.000514	0.230	1.108	1.115	1.96	1.01	1.55	0.66	-0.30	-0.30	-0.10	0.00
12.0	0.000288	0.410	1.262	1.295	1.98	1.02	1.56	0.68	-0.20	-0.30	0.30	0.05
12.0	0.000197	0.600	1.281	1.371	2.93	1.94	2.02	0.87	-0.20	-0.30	0.60	0.17

Tabelle A.2: Resultat der Messung des inklusiven Streuquerschnitts für die Daten des *minimum bias* Runs 1999 mit der Elektron–Methode. Die Unsicherheiten sind in % angegeben. Der totale Fehler (δ_{tot}) setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler der Daten (δ_{stat}), dem unkorrelierten Fehler sowie dem korrelierten Fehler (δ_{cor}). Die Beiträge zum korrelierten Fehler stammen aus der Bestimmung der elektromagnetischen (δ_E) und hadronischen (δ_{E_h}) Energieskala, des Polarwinkels (δ_θ) und des Photoproduktionsuntergrundes ($\delta_{\gamma p}$).

Q^2 / GeV^2	x	y	σ_r	F_2	δ_{tot}	δ_{stat}	δ_{unc}	δ_{cor}	δ_E	δ_θ	δ_{E_h}	$\delta_{\gamma p}$
2.5	0.00112	0.022	0.479	0.479	5.41	3.26	4.22	0.94	-0.50	-0.50	-0.40	0.00
2.5	0.000631	0.039	0.575	0.575	4.79	2.78	3.79	0.93	-0.50	-0.50	-0.40	0.00
2.5	0.000352	0.070	0.657	0.657	3.87	2.17	3.06	0.93	-0.50	-0.50	-0.30	0.00
2.5	0.000189	0.130	0.745	0.746	3.12	1.67	2.50	0.85	-0.40	-0.40	-0.40	0.13
2.5	0.000107	0.230	0.814	0.817	2.62	1.33	2.12	0.78	-0.20	-0.50	0.10	0.15
2.5	0.0000600	0.410	0.892	0.905	2.29	1.03	1.84	0.90	-0.10	-0.50	0.50	0.30
3.5	0.00801	0.004	0.377	0.377	3.40	2.02	2.46	1.20	-0.60	-0.50	-0.80	0.00
3.5	0.00313	0.011	0.489	0.490	2.84	1.54	2.14	1.04	-0.60	-0.50	-0.50	0.00
3.5	0.00157	0.022	0.551	0.551	3.78	1.60	3.28	0.99	-0.60	-0.50	-0.40	0.00
3.5	0.000884	0.039	0.646	0.647	2.76	1.48	2.12	0.96	-0.50	-0.50	-0.40	0.00
3.5	0.000492	0.070	0.744	0.744	2.46	1.25	1.92	0.90	-0.50	-0.40	-0.40	0.00
3.5	0.000265	0.130	0.867	0.869	2.28	1.10	1.79	0.88	-0.40	-0.40	-0.40	0.00
3.5	0.000150	0.230	0.891	0.895	2.08	1.02	1.68	0.69	-0.20	-0.40	0.10	0.05
3.5	0.0000840	0.410	0.953	0.972	2.07	0.94	1.61	0.89	-0.10	-0.50	0.50	0.17
5.0	0.0114	0.004	0.409	0.409	2.61	1.37	1.82	1.28	-0.70	-0.50	-0.80	0.00
5.0	0.00448	0.011	0.510	0.510	2.26	1.09	1.68	1.05	-0.60	-0.50	-0.50	0.00
5.0	0.00224	0.022	0.615	0.615	2.32	1.16	1.74	1.01	-0.60	-0.40	-0.50	0.00
5.0	0.00126	0.039	0.718	0.718	2.24	1.10	1.70	0.96	-0.60	-0.40	-0.40	0.00
5.0	0.000703	0.070	0.774	0.775	2.11	1.01	1.62	0.91	-0.50	-0.40	-0.40	0.00
5.0	0.000379	0.130	0.890	0.891	2.06	0.93	1.56	0.96	-0.50	-0.40	-0.50	0.00
5.0	0.000214	0.230	0.976	0.982	1.91	0.92	1.54	0.67	-0.20	-0.40	0.00	0.00
5.0	0.000120	0.410	1.041	1.065	1.96	0.93	1.53	0.79	-0.20	-0.40	0.40	0.13
6.5	0.0149	0.004	0.400	0.400	2.56	1.33	1.75	1.31	-0.70	-0.40	-0.90	0.00
6.5	0.00582	0.011	0.502	0.502	2.17	1.02	1.59	1.08	-0.70	-0.40	-0.50	0.00
6.5	0.00291	0.022	0.603	0.603	2.22	1.10	1.64	1.01	-0.60	-0.40	-0.50	0.00
6.5	0.00164	0.039	0.676	0.676	2.16	1.06	1.61	0.97	-0.60	-0.40	-0.40	0.00
6.5	0.000914	0.070	0.814	0.815	2.08	0.96	1.57	0.96	-0.60	-0.40	-0.40	0.00
6.5	0.000492	0.130	0.938	0.940	2.00	0.91	1.53	0.91	-0.50	-0.30	-0.50	0.04
6.5	0.000278	0.230	1.034	1.041	1.91	0.93	1.53	0.66	-0.30	-0.30	0.00	0.00
6.5	0.000156	0.410	1.121	1.149	1.99	0.99	1.54	0.79	-0.20	-0.40	0.40	0.09
8.5	0.0195	0.004	0.394	0.394	2.66	1.47	1.79	1.30	-0.70	-0.40	-0.90	0.00
8.5	0.00761	0.011	0.487	0.487	2.24	1.09	1.60	1.12	-0.70	-0.40	-0.60	0.00
8.5	0.00380	0.022	0.633	0.633	2.24	1.13	1.65	1.01	-0.60	-0.40	-0.50	0.00
8.5	0.00215	0.039	0.712	0.712	2.19	1.10	1.63	0.97	-0.60	-0.30	-0.50	0.00
8.5	0.00120	0.070	0.836	0.836	2.11	1.02	1.59	0.93	-0.60	-0.30	-0.40	0.00
8.5	0.000644	0.130	0.972	0.974	2.04	0.97	1.55	0.91	-0.50	-0.30	-0.50	0.00
8.5	0.000364	0.230	1.107	1.115	1.95	0.99	1.55	0.65	-0.30	-0.30	0.00	0.00
8.5	0.000204	0.410	1.141	1.172	2.09	1.12	1.61	0.73	-0.20	-0.30	0.40	0.00
12.0	0.0275	0.004	0.399	0.399	2.95	1.71	1.93	1.43	-0.80	-0.40	-1.00	0.00
12.0	0.0107	0.011	0.516	0.516	2.35	1.22	1.69	1.08	-0.70	-0.30	-0.60	0.00
12.0	0.00537	0.022	0.608	0.608	2.39	1.29	1.73	1.04	-0.70	-0.30	-0.50	0.00
12.0	0.00303	0.039	0.694	0.694	2.30	1.23	1.68	0.97	-0.60	-0.30	-0.50	0.00
12.0	0.00169	0.070	0.847	0.847	2.23	1.15	1.65	0.97	-0.60	-0.30	-0.50	0.00
12.0	0.000909	0.130	1.021	1.023	2.19	1.10	1.62	0.97	-0.50	-0.30	-0.60	0.00
12.0	0.000514	0.230	1.100	1.107	2.06	1.12	1.60	0.66	-0.30	-0.30	-0.10	0.04
12.0	0.000288	0.410	1.139	1.172	2.23	1.31	1.67	0.67	-0.20	-0.30	0.30	0.08

Tabelle A.3: Resultat der Messung des inklusiven Streuquerschnitts für die Daten des *minimum bias* Runs 1999 mit der Σ–Methode. Die Unsicherheiten sind in % angegeben. Der totalen Fehler (δ_{tot}) setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler der Daten (δ_{stat}), dem unkorrelierten Fehler sowie dem korrelierten Fehler (δ_{cor}). Die Beiträge zum korrelierten Fehler stammen aus der Bestimmung der elektromagnetischen (δ_E) und hadronischen (δ_{E_h}) Energieskala, des Polarwinkels (δ_θ) und des Photoproduktionsuntergrundes ($\delta_{\gamma p}$).

Q^2 [GeV^2]	x	λ	δ_{sta}	δ_{sys}	δ_{tot}
1.5	0.000041	0.225	0.052	0.131	0.141
1.5	0.000065	0.146	0.101	0.180	0.206
2.0	0.000065	0.274	0.029	0.089	0.093
2.0	0.000105	0.090	0.036	0.085	0.092
2.0	0.000165	0.211	0.043	0.116	0.124
2.0	0.000260	0.093	0.040	0.096	0.104
2.0	0.000410	0.022	0.047	0.124	0.132
2.0	0.000750	0.276	0.030	0.080	0.086
2.0	0.00210	0.161	0.020	0.057	0.060
2.5	0.000065	0.199	0.034	0.068	0.076
2.5	0.000105	0.158	0.026	0.053	0.059
2.5	0.000165	0.242	0.031	0.084	0.089
2.5	0.000260	0.170	0.030	0.082	0.088
2.5	0.000410	0.126	0.032	0.088	0.093
2.5	0.000650	0.177	0.032	0.084	0.090
2.5	0.00119	0.106	0.021	0.058	0.061
2.5	0.00329	0.211	0.013	0.057	0.058
3.5	0.000105	0.174	0.030	0.065	0.071
3.5	0.000165	0.163	0.031	0.050	0.059
3.5	0.000260	0.174	0.030	0.071	0.077
3.5	0.000410	0.136	0.032	0.054	0.063
3.5	0.000650	0.216	0.031	0.065	0.072
3.5	0.00105	0.152	0.031	0.063	0.070
3.5	0.00190	0.186	0.021	0.039	0.044
3.5	0.00525	0.210	0.012	0.050	0.051
5.0	0.000165	0.159	0.035	0.055	0.065
5.0	0.000260	0.192	0.033	0.065	0.073
5.0	0.000410	0.262	0.036	0.052	0.063
5.0	0.000650	0.251	0.034	0.049	0.060
5.0	0.00105	0.129	0.033	0.051	0.061
5.0	0.00165	0.145	0.038	0.072	0.081
5.0	0.00299	0.209	0.022	0.044	0.049
5.0	0.00849	0.227	0.013	0.042	0.044
6.5	0.000165	0.115	0.046	0.068	0.082
6.5	0.000260	0.268	0.036	0.047	0.059
6.5	0.000410	0.210	0.039	0.073	0.082
6.5	0.000650	0.193	0.038	0.049	0.062
6.5	0.00105	0.255	0.037	0.047	0.060
6.5	0.00165	0.121	0.042	0.058	0.072
6.5	0.00299	0.195	0.024	0.037	0.044
6.5	0.00849	0.253	0.014	0.040	0.043

Tabelle A.4: Messung der Ableitung $\lambda = -(\partial \ln F_2/\partial \ln x)_{Q^2}$ für feste Q^2. Für die systematischen Fehler sind die Korrelationen zwischen aufeinanderfolgenden x–Werten beachtet. Der totale Fehler ist die quadratische Summe der statistischen und systematischen Unsicherheiten. Die Unsicherheiten werden in Absolutwerten angegeben.

Q^2 [GeV^2]	x	λ	δ_{sta}	δ_{sys}	δ_{tot}
8.5	0.000260	0.188	0.042	0.054	0.068
8.5	0.000410	0.206	0.042	0.048	0.064
8.5	0.000650	0.230	0.042	0.064	0.077
8.5	0.00105	0.237	0.042	0.049	0.064
8.5	0.00165	0.220	0.047	0.054	0.072
8.5	0.00260	0.292	0.045	0.058	0.073
8.5	0.00475	0.162	0.028	0.040	0.049
8.5	0.0132	0.253	0.017	0.045	0.048
12.0	0.000410	0.174	0.020	0.052	0.056
12.0	0.000650	0.330	0.036	0.067	0.076
12.0	0.00105	0.243	0.047	0.052	0.070
12.0	0.00165	0.147	0.053	0.059	0.079
12.0	0.00260	0.276	0.050	0.053	0.073
12.0	0.00475	0.247	0.032	0.038	0.049
12.0	0.0132	0.245	0.019	0.043	0.047
15.0	0.000410	0.164	0.020	0.060	0.064
15.0	0.000650	0.227	0.018	0.047	0.050
15.0	0.00105	0.296	0.018	0.074	0.076
15.0	0.00165	0.266	0.021	0.055	0.059
15.0	0.00260	0.238	0.021	0.045	0.050
15.0	0.00410	0.199	0.024	0.050	0.056
15.0	0.00750	0.292	0.016	0.041	0.044
15.0	0.0210	0.206	0.013	0.057	0.059
20.0	0.000650	0.227	0.019	0.048	0.052
20.0	0.00105	0.234	0.019	0.041	0.045
20.0	0.00165	0.284	0.022	0.082	0.085
20.0	0.00260	0.293	0.022	0.051	0.055
20.0	0.00410	0.206	0.025	0.049	0.055
20.0	0.00750	0.289	0.016	0.038	0.041
20.0	0.0210	0.246	0.012	0.063	0.064
25.0	0.000650	0.244	0.027	0.055	0.061
25.0	0.00105	0.291	0.020	0.045	0.050
25.0	0.00165	0.246	0.024	0.081	0.084
25.0	0.00260	0.244	0.024	0.047	0.053
25.0	0.00410	0.348	0.027	0.053	0.059
25.0	0.00650	0.274	0.028	0.051	0.058
25.0	0.0119	0.273	0.020	0.056	0.060
25.0	0.0329	0.178	0.016	0.060	0.062
35.0	0.00105	0.335	0.025	0.049	0.055
35.0	0.00165	0.334	0.026	0.047	0.054

Tabelle A.5: Messung der Ableitung $\lambda = -(\partial \ln F_2/\partial \ln x)_{Q^2}$ für feste Q^2. Für die systematischen Fehler sind die Korrelationen zwischen aufeinanderfolgenden x–Werten beachtet. Der totale Fehler ist die quadratische Summe der statistischen und systematischen Unsicherheiten. Die Unsicherheiten werden in Absolutwerten angegeben.

Q^2 [GeV^2]	x	λ	δ_{sta}	δ_{sys}	δ_{tot}
35.0	0.00260	0.213	0.026	0.077	0.081
35.0	0.00410	0.295	0.030	0.051	0.059
35.0	0.00650	0.283	0.030	0.048	0.057
35.0	0.0105	0.293	0.033	0.070	0.077
35.0	0.0190	0.261	0.026	0.042	0.049
35.0	0.0525	0.194	0.023	0.076	0.079
45.0	0.00165	0.374	0.031	0.053	0.061
45.0	0.00260	0.270	0.028	0.043	0.052
45.0	0.00410	0.262	0.033	0.068	0.075
45.0	0.00650	0.342	0.035	0.049	0.060
45.0	0.01050	0.277	0.037	0.058	0.069
45.0	0.0190	0.325	0.029	0.055	0.062
45.0	0.0525	0.263	0.025	0.056	0.061
60.0	0.00260	0.379	0.033	0.054	0.063
60.0	0.00410	0.356	0.038	0.081	0.089
60.0	0.00650	0.246	0.040	0.051	0.064
60.0	0.0105	0.340	0.042	0.061	0.074
60.0	0.0165	0.311	0.053	0.070	0.088
60.0	0.0299	0.225	0.039	0.052	0.065
60.0	0.0849	0.255	0.035	0.064	0.073
90.0	0.00410	0.245	0.043	0.063	0.076
90.0	0.00650	0.363	0.044	0.081	0.092
90.0	0.0105	0.310	0.047	0.061	0.077
90.0	0.0165	0.392	0.058	0.081	0.100
90.0	0.0299	0.291	0.042	0.043	0.060
90.0	0.0849	0.340	0.039	0.035	0.052
120.0	0.00650	0.410	0.068	0.066	0.095
120.0	0.0105	0.252	0.061	0.107	0.124
120.0	0.0165	0.498	0.074	0.102	0.126
120.0	0.0260	0.161	0.079	0.095	0.124
120.0	0.0475	0.267	0.065	0.063	0.091
120.0	0.132	0.312	0.056	0.091	0.106
150.0	0.00410	0.327	0.059	0.141	0.153
150.0	0.00650	0.397	0.075	0.204	0.218
150.0	0.01400	0.291	0.067	0.159	0.173
150.0	0.0260	0.545	0.150	0.158	0.218
150.0	0.0475	0.408	0.122	0.102	0.159
150.0	0.132	0.308	0.101	0.096	0.139

Tabelle A.6: Messung der Ableitung $\lambda = -(\partial \ln F_2/\partial \ln x)_{Q^2}$ für feste Q^2. Für die systematischen Fehler sind die Korrelationen zwischen aufeinanderfolgenden x–Werten beachtet. Der totale Fehler ist die quadratische Summe der statistischen und systematischen Unsicherheiten. Die Unsicherheiten werden in Absolutwerten angegeben.

$Q^2[GeV^2]$	c	δ^c_{sta}	δ^c_{tot}	λ	δ^λ_{sta}	δ^λ_{tot}
1.5	0.10	$+0.05$ -0.03	$+0.14$ -0.08	0.20	0.04	0.10
2.0	0.172	0.005	0.024	0.159	0.003	0.015
2.5	0.167	0.003	0.012	0.169	0.002	0.009
3.5	0.180	0.003	0.009	0.179	0.002	0.007
5.0	0.181	0.004	0.011	0.196	0.003	0.008
6.5	0.190	0.005	0.014	0.202	0.004	0.009
8.5	0.181	0.005	0.014	0.223	0.004	0.010
12.0	0.182	0.005	0.015	0.240	0.004	0.011
15.0	0.184	0.003	0.013	0.250	0.002	0.010
20.0	0.186	0.003	0.013	0.260	0.003	0.011
25.0	0.178	0.004	0.017	0.274	0.004	0.014
35.0	0.180	0.005	0.018	0.286	0.005	0.016
45.0	0.173	0.007	0.019	0.302	0.007	0.017
60.0	0.158	0.010	0.023	0.332	0.011	0.024
90.0	0.197	$+0.025$ -0.022	$+0.045$ -0.039	0.304	0.022	0.040
120.0	0.117	$+0.045$ -0.032	$+0.065$ -0.043	0.408	0.064	0.089
150.0	0.17	$+0.04$ -0.03	$+0.12$ -0.08	0.36	0.04	0.11

Tabelle A.7: Die Koeffizienten c und Exponenten λ aus Fits der Form $F_2(x, Q^2) = c(Q^2)x^{-\lambda(Q^2)}$ an die F_2–Daten der Jahre 1996 und 1997 für $x \leq 0.01$, unter Beachtung der Korrelationen der systematischen Fehler. Hier ist δ_{sta} der statistische Fehler und δ_{tot} stellt den totalen Fehler der Messung dar. Die Fehler sind als Absolutwerte angegeben. Sie sind in sehr guter Näherung symmetrisch, abgesehen von den Unsicherheiten des Koeffizienten $c(Q^2)$ in den Grenzbereichen der Q^2–Region.

Q^2 / GeV^2	x	y	$(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$	δ_{sta}	δ_{sys}	δ_{tot}
1.5	0.000039	0.425	0.104	0.039	0.080	0.089
1.5	0.000062	0.269	0.088	0.070	0.114	0.134
2.2	0.000045	0.538	0.051	0.017	0.061	0.064
2.2	0.000075	0.325	0.139	0.015	0.025	0.029
2.2	0.000122	0.200	0.126	0.015	0.024	0.028
2.2	0.000194	0.125	0.118	0.018	0.031	0.036
2.2	0.000291	0.083	0.070	0.018	0.026	0.032
2.2	0.000454	0.054	0.082	0.014	0.026	0.030
2.2	0.000748	0.032	0.086	0.018	0.033	0.038
2.2	0.00122	0.020	0.081	0.016	0.039	0.042
2.2	0.00224	0.011	0.100	0.007	0.023	0.024
4.2	0.000086	0.538	0.002	0.031	0.057	0.065
4.2	0.000143	0.325	0.122	0.020	0.033	0.039
4.2	0.000232	0.200	0.148	0.017	0.023	0.029
4.2	0.000371	0.125	0.170	0.020	0.027	0.034
4.2	0.000556	0.083	0.140	0.019	0.019	0.027
4.2	0.000867	0.054	0.118	0.014	0.018	0.023
4.2	0.00143	0.032	0.095	0.014	0.016	0.022
4.2	0.00232	0.020	0.114	0.011	0.013	0.017
4.2	0.00488	0.009	0.106	0.004	0.013	0.013
7.5	0.000154	0.538	-0.004	0.034	0.049	0.059
7.5	0.000255	0.325	0.218	0.028	0.024	0.037
7.5	0.000414	0.200	0.193	0.024	0.031	0.039
7.5	0.000663	0.125	0.182	0.028	0.027	0.039
7.5	0.000992	0.083	0.203	0.026	0.021	0.034
7.5	0.00155	0.054	0.127	0.019	0.018	0.026
7.5	0.00255	0.032	0.189	0.024	0.021	0.032
7.5	0.00414	0.020	0.079	0.019	0.021	0.029
7.5	0.00764	0.011	0.149	0.008	0.016	0.018
7.5	0.0155	0.005	0.081	0.013	0.012	0.018
13.5	0.000199	0.748	-0.399	0.167	0.191	0.253
13.5	0.000277	0.538	0.151	0.018	0.051	0.054
13.5	0.000459	0.325	0.182	0.015	0.024	0.028
13.5	0.000746	0.200	0.299	0.016	0.054	0.056
13.5	0.00119	0.125	0.295	0.037	0.043	0.057
13.5	0.00179	0.083	0.148	0.037	0.035	0.051
13.5	0.00279	0.054	0.173	0.012	0.014	0.018
13.5	0.00459	0.032	0.203	0.019	0.017	0.025
13.5	0.00746	0.020	0.145	0.018	0.027	0.032
13.5	0.0137	0.011	0.135	0.010	0.015	0.018
13.5	0.0279	0.005	0.045	0.015	0.035	0.038

Tabelle A.8: Messung der Ableitung des Streuquerschnitts $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$ bei festem Q^2 basierend auf den Daten der Jahre 1996 und 1997. Die Fehler sind als Absolutwerte angegeben. Die quadratische Summe des statistischen Fehlers (δ_{sta}) und des systematischen Fehlers (δ_{sys}) ergibt den totalen Fehler (δ_{tot}) der Messung.

Q^2 / GeV^2	x	y	$(\partial\sigma_r/\partial \ln y)_{Q^2}$	δ_{sta}	δ_{sys}	δ_{tot}
22.5	0.000332	0.748	-0.216	0.181	0.176	0.253
22.5	0.000462	0.538	0.198	0.020	0.032	0.037
22.5	0.000765	0.325	0.272	0.017	0.021	0.027
22.5	0.00124	0.200	0.249	0.014	0.032	0.035
22.5	0.00199	0.125	0.256	0.017	0.034	0.038
22.5	0.00298	0.083	0.277	0.016	0.026	0.031
22.5	0.00465	0.054	0.184	0.012	0.016	0.020
22.5	0.00765	0.032	0.185	0.013	0.024	0.027
22.5	0.0124	0.020	0.182	0.012	0.021	0.025
22.5	0.0229	0.011	0.099	0.007	0.025	0.027
40.0	0.000822	0.538	0.335	0.042	0.045	0.062
40.0	0.00136	0.325	0.386	0.023	0.026	0.034
40.0	0.00221	0.200	0.311	0.017	0.014	0.022
40.0	0.00354	0.125	0.204	0.021	0.058	0.062
40.0	0.00529	0.083	0.263	0.021	0.026	0.033
40.0	0.00826	0.054	0.206	0.015	0.019	0.024
40.0	0.0136	0.032	0.179	0.019	0.027	0.033
40.0	0.0221	0.020	0.163	0.016	0.017	0.024
40.0	0.0407	0.011	0.124	0.012	0.023	0.026
40.0	0.0826	0.005	0.039	0.022	0.024	0.032
75.0	0.00255	0.325	0.442	0.035	0.029	0.045
75.0	0.00414	0.200	0.303	0.024	0.024	0.034
75.0	0.00663	0.125	0.271	0.037	0.042	0.056
75.0	0.00992	0.083	0.222	0.036	0.038	0.053
75.0	0.0155	0.054	0.232	0.018	0.031	0.036
75.0	0.0255	0.032	0.177	0.026	0.028	0.038
75.0	0.0414	0.020	0.102	0.027	0.033	0.042
75.0	0.0764	0.011	0.152	0.019	0.019	0.027
75.0	0.155	0.005	0.099	0.029	0.038	0.048
135.0	0.00746	0.200	0.352	0.055	0.045	0.071
135.0	0.0119	0.125	0.176	0.054	0.088	0.103
135.0	0.0179	0.083	0.292	0.049	0.041	0.064
135.0	0.0279	0.054	0.140	0.035	0.052	0.063
135.0	0.0459	0.032	0.161	0.039	0.032	0.050

Tabelle A.9: Messung der Ableitung des Streuquerschnitts $(\partial\sigma_r/\partial \ln y)_{Q^2}$ bei festem Q^2 basierend auf den Daten der Jahre 1996 und 1997. Die Fehler sind als Absolutwerte angegeben. Die quadratische Summe des statistischen Fehlers (δ_{sta}) und des systematischen Fehlers (δ_{sys}) ergibt den totalen Fehler (δ_{tot}) der Messung.

Q^2 / GeV^2	x	y	$(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$	δ_{sta}	δ_{sys}	δ_{tot}
1.5	0.000022	0.665	0.315	0.121	0.224	0.255
1.5	0.000029	0.505	-0.052	0.088	0.037	0.095
2.2	0.000028	0.785	-0.295	0.122	0.332	0.353
2.2	0.000033	0.665	-0.092	0.077	0.058	0.096
2.2	0.000043	0.505	0.107	0.029	0.023	0.037
2.2	0.000068	0.320	0.120	0.025	0.015	0.029
2.2	0.000120	0.180	0.136	0.036	0.020	0.041
2.2	0.000217	0.100	0.131	0.040	0.017	0.044
2.2	0.000397	0.054	0.099	0.050	0.016	0.053
2.2	0.000710	0.031	0.163	0.058	0.006	0.059
2.2	0.00131	0.016	-0.040	0.059	0.005	0.060
2.2	0.00289	0.008	0.097	0.057	0.011	0.058
2.2	0.00722	0.003	0.049	0.111	0.019	0.113
4.2	0.000053	0.785	-0.252	0.163	0.358	0.394
4.2	0.000062	0.665	-0.137	0.094	0.061	0.112
4.2	0.000082	0.505	0.090	0.029	0.022	0.037
4.2	0.000129	0.320	0.174	0.015	0.008	0.017
4.2	0.000230	0.180	0.169	0.016	0.008	0.018
4.2	0.000414	0.100	0.125	0.015	0.004	0.015
4.2	0.000759	0.054	0.147	0.015	0.001	0.015
4.2	0.00136	0.031	0.124	0.016	0.001	0.016
4.2	0.00251	0.016	0.097	0.015	0.003	0.015
4.2	0.00551	0.008	0.096	0.013	0.001	0.013
4.2	0.0138	0.003	0.054	0.026	0.008	0.027
7.5	0.000111	0.665	0.043	0.178	0.083	0.196
7.5	0.000146	0.505	0.144	0.040	0.021	0.045
7.5	0.000231	0.320	0.204	0.017	0.009	0.019
7.5	0.000410	0.180	0.190	0.016	0.009	0.018
7.5	0.000738	0.100	0.196	0.014	0.003	0.014
7.5	0.00135	0.054	0.220	0.013	0.003	0.013
7.5	0.00242	0.031	0.136	0.013	0.002	0.013
7.5	0.00447	0.016	0.114	0.012	0.002	0.012
7.5	0.00985	0.008	0.104	0.010	0.002	0.010
7.5	0.02461	0.003	0.082	0.020	0.002	0.020

Tabelle A.10: Messung der Ableitung des Streuquerschnitts $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$ bei festem Q^2 basierend auf den Daten des Jahres 1999. Die Fehler sind als Absolutwerte angegeben. Die quadratische Summe des statistischen Fehlers (δ_{sta}) und des systematischen Fehlers (δ_{sys}) ergibt den totalen Fehler (δ_{tot}) der Messung.

Q^2 / GeV^2	x	y	$(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$	δ_{sta}	δ_{sys}	δ_{tot}
12.0	0.000234	0.505	0.050	0.074	0.017	0.076
12.0	0.000369	0.320	0.268	0.030	0.011	0.032
12.0	0.000656	0.180	0.226	0.027	0.010	0.029
12.0	0.00118	0.100	0.269	0.022	0.004	0.023
12.0	0.00217	0.054	0.235	0.020	0.004	0.021
12.0	0.00387	0.031	0.092	0.022	0.002	0.022
12.0	0.00716	0.016	0.090	0.021	0.002	0.021
12.0	0.0158	0.008	0.130	0.018	0.002	0.018
12.0	0.0394	0.003	0.123	0.034	0.003	0.035

Tabelle A.11: Messung der Ableitung des Streuquerschnitts $(\partial\sigma_r/\partial\ln y)_{Q^2}$ bei festem Q^2 basierend auf den Daten des Jahres 1999. Die Fehler sind als Absolutwerte angegeben. Die quadratische Summe des statistischen Fehlers (δ_{sta}) und des systematischen Fehlers (δ_{sys}) ergibt den totalen Fehler (δ_{tot}) der Messung.

Q^2 / GeV^2	x	y	$F_L(x,Q^2)$	δ_{sta}	δ_{sys}	δ_{met}	δ_{tot}
2.2	0.000045	0.538	0.100	0.030	0.107	0.025	0.114
4.2	0.000086	0.538	0.273	0.055	0.101	0.027	0.118
7.5	0.000154	0.538	0.385	0.058	0.088	0.039	0.112
12.0	0.000161	0.825	0.429	0.076	0.095	0.045	0.130
12.0	0.000197	0.675	0.411	0.027	0.136	0.058	0.150
12.0	0.000320	0.415	0.456	0.054	0.279	0.096	0.300
15.0	0.000201	0.825	0.453	0.061	0.092	0.042	0.118
15.0	0.000246	0.675	0.285	0.030	0.124	0.053	0.138
15.0	0.000320	0.519	0.417	0.040	0.194	0.069	0.210
20.0	0.000268	0.825	0.426	0.064	0.093	0.036	0.118
20.0	0.000328	0.675	0.315	0.035	0.119	0.045	0.132
20.0	0.000500	0.443	0.385	0.055	0.249	0.064	0.263
25.0	0.000335	0.825	0.360	0.085	0.098	0.030	0.134
25.0	0.000410	0.675	0.377	0.039	0.116	0.038	0.128
25.0	0.000500	0.553	0.404	0.055	0.164	0.047	0.179
35.0	0.000574	0.675	0.149	0.049	0.115	0.029	0.128
35.0	0.000800	0.484	0.239	0.064	0.213	0.047	0.228

Tabelle A.12: Messung der longitudinalen Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ basierend auf den Daten der Jahre 1996 und 1997. Die Fehler sind als Absolutwerte angegeben. Die systematischen Fehler berücksichtigen alle Beiträge korrelierter und unkorrelierter Fehlerquellen. δ_{met} resultiert aus den Unsicherheiten der Darstellung der F_2 in der Ableitungmethode für $Q^2 < 10$ GeV^2 und in der Extrapolationsmethode für $Q^2 > 10$ GeV^2 .

Q^2 / GeV^2	x	$F_L(x, Q^2)$	δ_{sta}	δ_{tot}
2.2	0.000028	0.344	0.089	0.260
2.2	0.000033	0.276	0.080	0.112
2.2	0.000043	0.118	0.059	0.113
4.2	0.000053	0.324	0.119	0.288
4.2	0.000062	0.340	0.098	0.119
4.2	0.000082	0.186	0.060	0.081
7.5	0.000111	0.228	0.186	0.207
7.5	0.000146	0.220	0.081	0.098
12.0	0.000234	0.490	0.151	0.164

Tabelle A.13: Messung der longitudinalen Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$ basierend auf den Daten des Jahres 1999. Die Fehler sind als Absolutwerte angegeben. Der totale Fehler ist die quadratische Summe aus dem statistischen und dem systematischen Fehler, der alle Beiträge korrelierter und unkorrelierter Fehlerquellen sowie den Methodenfehler berücksichtigt.

Literaturverzeichnis

[1] E. Marsden and H. Geiger, Proc. Royal Society, London, **82** (1909) 491.

[2] E. Rutherford, Phil. Mag. **21** (1911) 66.

[3] N. F. Mott, Proc. Royal Society, London, **A124** (1929) 426.

[4] R. Hofstadter and R. W. McAllister, Phys. Rev. Lett. **98** (1955) 217.

[5] R. P. Feynman, Phys. Rev. **76** (1949) 749.

[6] M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79** (1950) 615.

[7] W. Bartel *et al.*, Phys. Lett. **28B** (1968) 148.

[8] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **179** (1969) 1547.

[9] J. D. Bjorken and E. Paschos, **185** (1969) 1975.

[10] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415.

[11] E. D. Bloom *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 930;
M. Breidenbach *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23**(1969) 935.

[12] D. J. Fox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1504.

[13] R. Callan and D. Gross, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 156.

[14] Das am SLAC gemessene Verhältnis $2xF_1/F_2$ ist zu finden in: D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison–Wesley Publishing Company, Massachusetts (1987).

[15] L. W. Whitlow *et al.*, Phys. Lett. **B250** (1990) 193.

[16] BCDMS Collaboration, A.C. Benvenuti *et al.*, Phys. Lett. **B223** (1989) 485;
CERN preprint CERN-EP/89-06.

[17] M. Arneodo *et al.* [NMC Collaboration], Nucl. Phys. **B483** (1997) 3.

[18] D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. **D 9** (1974) 980;
H. Georgi and H. D. Politzer, Phys. Rev. **D 9** (1974) 416.

[19] Yu. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641;
V. N. Gribov and L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438 and 675;
G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[20] G. Altarelli and G. Martinelli, Phys. Lett. **B76** (1978) 89;
M. Glück and E. Reya, Nucl. Phys. **B145** (1978) 24.

[21] A. De Rujula *et al.*, Phys.Rev. D10 (1974) 1649;
R.D. Ball and S. Forte, Phys. Lett. B **335**, 77 (1994), and Phys. Lett. B **336**, 77 (1994).

[22] I. Abt *et al.*, H1 Collaboration, Nucl.Phys. **B 407** (1993) 515.

[23] M. Derrick *et al.*, ZEUS Collaboration, Phys. Lett. **B 316** (1993) 412.

[24] L. V. Gribov, E. M. Levin and M. G. Ryskin, Phys. Rept. **100** (1983) 1.

[25] siehe Proceedings of the 8th International Workshop on Deep Inelastic Scattering, DIS 2000, eds. J. A. Gracey and T. Greenshaw, Liverpool (2000).

[26] M. Cooper-Sarkar *et al.*, Proc. Workshop on HERA Physics, Vol 1, ed. R.Peccei, Hamburg, DESY (1987) 231.

[27] L. Bauerdick, A. Glazov and M. Klein, *Future Measurement of the Longitudinal Proton Structure Function at HERA*, Proc. Workshop on Future Physics at HERA, eds. G. Ingelmann, A. DeRoeck and R. Klanner, Hamburg, DESY (1996), 77; hep-ex/9609017 (1996).

[28] I. Abt *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 310 and 348.

[29] B. Andrieu *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993) 460.

[30] A. A. Glazov, Ph. D. Thesis, Berlin, Humboldt-Universität zu Berlin (1998), DESY-Thesis-1998-005.

[31] B. Andrieu *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A336** (1993) 499.

[32] T. C. Awes *et al*, Nucl. Instr. and Meth. **A311** (1992) 130;
R. Appuhn *et al*, Nucl. Instr. and Meth. **374** (1996) 397.

[33] U. Bassler und G. Bernardi, Nucl. Instr. and Meth. **A361** (1995) 197.

[34] Technical Proposal to build Silicon Tracking Detectors for H1, PRC 92/01 (1992).

[35] W. Eick *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A386** (1997) 81.

[36] M. Klein, *On the Q^2, x Range at HERA*, in Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", vol.1, eds. W. Buchmüller and G. Ingelmann. DESY (1991) 71.

[37] M. Hilgers and R. Horisberger, hep-ex/0101023 und dort zitierte Literatur.

[38] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Eur. Phys. J. C **21** (2001) 33 [hep-ex/0012053].

[39] V. V. Arkadov, Dissertation, Humboldt–Universität zu Berlin (2000), DESY–THESIS–2000–046.

[40] U. Stößlein, Dissertation, Humboldt–Universität zu Berlin (1996).

[41] G. A. Schuler und H. Spiesberger, Proc. Workshop on HERA Physics, Vol 3, eds. W. Buchmüller und G. Ingelman, Hamburg, DESY (1992) 1419.

[42] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H.-J. Möhring, Comp. Phys. Comm. **69** (1992) 155.

[43] A. Arbuzov *et al.*, DESY preprint 95-185 (1995).

[44] A. Courau und P. Kessler, Phys. Rev. **D46** (1992) 117.

[45] L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. **71** (1992) 15.

[46] T. Sjöstrand und M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367.

[47] G. Ingelman, A. Edin and J. Rathsman, Comp. Phys. Comm. **101** (1997) 108.

[48] H. Jung, Comp. Phys. Comm. **86** (1995) 147.

[49] R. Engel und J. Ranft, Phys. Rev. **D54** (1996) 4244.

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

[51] T. Kurča, private Mitteilung.

[52] A. Panitch, Dissertation, Universite Libre de Bruxelles (1996).

[53] V. Blobel, Universität Hamburg, *Millepede: Linear Least Squares Fits with a Large Number of Parameters*, unpublished, (2000).

[54] J. Janoth, Dissertation, Heidelberg (1997).

[55] M. Dirkmann, H1 Internal Note, H1–05/96–477 (1996).

[56] C. Arndt, Diplomarbeit, Hamburg (1995).

[57] J. Janoth *et al.*, H1 Internal Note, H1–11/95–464 (1995).
P. Verrecchia, H1 Internal Note, H1–09/95–456 (1995).

[58] K. C. Hoeger, *Measurement for x,y,Q^2 in neutral current events*, in Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", vol.1, eds. W. Buchmüller and G. Ingelmann. DESY (1991), 43.

[59] S. Bentvelsen, J. Engelen and p. Kooijman, *Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA*, in Proceedings of the Workshop "Physics at HERA", vol.1, eds. W. Buchmüller and G. Ingelmann. DESY (1991), 23.

[60] T. Laštovička, private Mitteilung.

[61] U. Bassler und G. Bernardi, Internal Software Note 51-06 (1995).

[62] V. Shekelyan, Vortrag in der ELAN–Arbeitsgruppe (1996).

[63] A. A. Glazov, Vortrag in der ELAN–Arbeitsgruppe (1997).

[64] T. C. Awes *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A311** (1992) 130.

[65] R. Wallny, private Mitteilung.

[66] Particle Data Group Report, D. E. Groom *et al.*, Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1.

[67] A. Zhokine, Vortrag in der ELAN–Arbeitsgruppe (1999).

[68] M. Klein, private Mitteilung, siehe auch
J. Blümlein and M. Klein, *Kinematics and Resolution at Future ep Colliders*, Zeuthen preprint, PHE 90-19(1990), publiziert in Proc. Snowmass Summer Study 1990, Co, USA.

[69] D. Eckstein, H1 Collaboration, *A New Measurement of the Deep Inelastic Scattering Cross Section and of F_L at Low Q^2 and Bjorken-x at HERA*, talk and paper submitted to DIS01, Bologna (2001), H1prelim-01-041.

[70] H1 Collaboration, *A New Measurement of the Deep Inelastic Scattering Cross Section and of F_L at Low Q^2 and Bjorken-x at HERA* , paper submitted to the International EPS Conference, Roma, July 2001.

[71] R. Wallny, Dissertation, Universität Zürich (2001).

[72] S. Aid *et al.* [H1 Collaboration], Nucl. Phys. B **470** (1996) 3 [hep-ex/9603004].
C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Nucl. Phys. B **497** (1997) 3 [hep-ex/9703012].

[73] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], Eur. Phys. J. C **7** (1999) 609 [hep-ex/9809005].

[74] D. Haidt, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **79** (1999) 186.

[75] A. De Roeck, M. Klein and Th. Naumann, Phys.Lett. **B385** (1996) 411.

[76] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], Phys. Lett. B **520** (2001) 183 [hep-ex/0108035].

[77] M. Klein, private Mitteilung.

[78] L.A.T. Bauerdick, A.Glazov, M.Klein, Workshop on Future Physics at HERA, Hamburg, DESY (1996) 77.

[79] M. Klein, P. Newman, R. Wallny, *Low Q^2 Physics and Runs*, H1 Internal Note, H1-IN-585(06/2000).

[80] M. W. Krasny, W. Placzek and H. Spiesberger, *In *Hamburg 1991, Proceedings, Physics at HERA, vol. 1* 171-176. (see HIGH ENERGY PHYSICS INDEX 30 (1992) No. 12988).*

[81] C. Issever, H1 Collaboration, *Measurement of the Proton Structure Function Using Radiative Events at HERA*, talk and paper submitted to DIS01, Bologna, (2001) H1prelim-01-042 (2001).

[82] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, Phys. Lett. **B393** (1997) 452.

[83] C. Pascaud, private Mitteilung.

[84] A. Dubak, H1 Collaboration, *Inclusive Measurement of Deep Inelastic Scattering at high* Q^2 *in* ep *Collisions at HERA* , talk and paper submitted to DIS01, Bologna (2001) H1prelim-01-053.

Danksagung

Für die Möglichkeit, am DESY–Zeuthen arbeiten und diese Dissertation anfertigen zu können, möchte ich mich bei Prof. P. Söding und Dr. U. Gensch bedanken. Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Dr. E. Elsen und Dr. P. Schleper für ihre Anteilnahme und die Unterstützung innerhalb der H1–Kollaboration.

Meinen Kollegen der Zeuthener H1–Gruppe möchte ich herzlich danken für ihre Freundlichkeit und Hilfbereitschaft. Thomas Naumann danke ich sehr für die interessante Zusammenarbeit zu Beginn meiner Doktorarbeit. Herzlich bedanken möchte ich mich bei Hans Henschel, Robert Lahmann und Peter Kostka sowie bei Wolfgang Lange, der mit viel Geduld meine Arbeit im Silizium–Labor betreut hat, für die interessante und intensive Zeit des BST–Aufbaus.

Mein besonderer Dank gilt Max Klein, durch den ich von der Installation des BST bis zur Vollendung dieser Arbeit eine hervorragende Betreuung und Unterstützung erfahren habe. Er hat jeden Schritt der Analysen begleitet und in zahlreichen Diskussionen sowohl die Schwierigkeiten als auch immer wieder Auswege aufgezeigt und damit diese Arbeit erst ermöglicht.

Die Einführung der neuen Ableitungsmethode für die Bestimmung von F_L kam durch die Unterstützung von Sasha Glazov zustande. Ich möchte ihm hiermit dafür danken, sowie auch für die offene Vermittlung seiner Erfahrungen und Methoden, die in vielen Teilen dieser Arbeit vertreten sind. Bei Rainer Wallny möchte ich mich herzlich bedanken für einige Jahre intensiver Zusammenarbeit bei der 1996/97er Analyse, deren schwierige Phasen wir gemeinsam gemeistert haben. Tibor Kurča, Vladimir Shekelyan, Sasha Zhokin, Christian Pascaud und Vladimir Arkadov möchte ich hiermit für die gute Zusammenarbeit danken.

Beginnend mit der Betreuung der dedizierten Datennahme 1999 entwickelte sich eine intensive Zusammenarbeit mit Tomaš Laštovička. Bei ihm möchte ich mich herzlich für die gute Arbeitsatmosphäre und die vielen Diskussionen bedanken, im Verlauf derer wir die 1999er BST–Analyse vorangebracht haben.

Schließlich möchte ich mich herzlich bei meinem Freund Thorsten Kleinwort bedanken für seine große Geduld und die Unterstützung, auf die ich immer zählen konnte. Meinen Eltern danke ich sehr für den Rückhalt, den sie mir gegeben haben und ihre ständige Bereitschaft, mir mit Rat und Tat zu helfen.