Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 bei großen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Jörg Lipinski
aus Jever

Hamburg
1996

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. Büßer Prof. Dr. Schmidt-Parzefall
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. Büßer Prof. Dr. Heinzelmann
Datum der Disputation:	24.6.1996
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. Kramer

Abstract

In this thesis a determination of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ at large momentum transfers in the kinematical domain $150\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 5000\,GeV^2$ and $3 \cdot 10^{-3} \leq x \leq 3 \cdot 10^{-1}$ is presented. The data for this analysis was taken by the HERA experiment H1 in 1994 and corresponds to an integrated luminosity $\mathcal{L} = 2557\,nb^{-1}$. The events are characterized by an electron, which was scattered at a large angle by a constituent quark of the proton. The selection of the events was mainly based on the detection of the scattered electron in the H1 calorimeter. Two different procedures were used for reconstruction of the kinematical variables x, y und Q^2. The Electron Method is based on the energy and the angle of the scattered electron, while the Σ-Method in addition uses information of the final hadronic state. The main topics of this thesis were the reconstruction of the energy and the angle of the scattered electron, the efficiency of the selection and the determination of the remaining background in the selected data. The influence of the weak interaction was investigated. Both reconstruction methods gave results for $F_2(x, Q^2)$ which are in good agreement within the errors. A section of the results together with other H1 results in the kinematical domain of low momentum transfers Q^2 were taken for a NLO-QCD-Fit, which was based on the DGLAP equations. This NLO-QCD-Fit, which described the data well within the errors, was recently published by the H1 Collaboration.

Kurzfassung

Diese Arbeit stellt die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei großen Impulsüberträgen im kinematischen Bereich $150\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 5000\,GeV^2$ und $3 \cdot 10^{-3} \leq x \leq 3 \cdot 10^{-1}$ vor. Die Analyse basiert auf Daten, die vom HERA-Experiment H1 im Jahre 1994 aufgezeichnet wurden und einer integrierten Luminosität $\mathcal{L} = 2557\,nb^{-1}$ entsprechen. Die gesuchten Ereignisse zeichnen sich durch ein an einem Quark des Protons unter großem Winkel gestreutes Elektron aus. Die Selektion des Datensatzes beruhte im wesentlichen auf dem Nachweis des gestreuten Elektrons im H1-Kalorimeter. Die Analyse erfolgte mit Hilfe zweier Verfahren zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen x, y und Q^2. Die Elektronmethode verwendet allein die Energie und den Polarwinkel des gestreuten Elektrons, während die Σ-Methode zusätzlich Informationen des hadronischen Endzustandes berücksichtigt. Schwerpunkte der Arbeit waren die Energie- und Winkelrekonstruktion des gestreuten Elektrons, die Bestimmung der Selektionseffizienz und die Abschätzung des Untergrundanteils im selektierten Datensatz. Zusätzlich wurde der Einfluß der schwachen Wechselwirkung untersucht. Die Ergebnisse der Strukturfunktionsbestimmung sind für beide verwendeten Rekonstruktionsmethoden im Rahmen der Fehler in guter Übereinstimmung. Teile der Ergebnisse dieser Arbeit wurden zusammen mit anderen H1 Ergebnissen bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 durch einen auf den DGLAP-Entwicklungsgleichungen beruhenden NLO-QCD-Fit angepaßt, der alle Ergebnisse im Rahmen der Fehler gut beschreibt und vor kurzem vom H1-Experiment veröffentlicht wurde.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Im 20. Jahrhundert wurden gewaltige Fortschritte im Verständnis des Aufbaus der Materie erzielt. Eine besondere Bedeutung kommt in diesem Zusammenhang den Streuexperimenten zu. Erstes wichtiges Streuexperiment war im Jahre 1911 der berühmte Streuversuch des englischen Physikers Rutherford, der durch Streuung von α-Teilchen an einer Metallfolie die Existenz der Atomkerne nachwies. Seit dieser Zeit wurden zahlreiche weitere Streuexperimente durchgeführt, die zu immer kleineren Strukturen vordrangen und wesentlich zur Entwicklung des sogenannten *Standardmodells* beitrugen. Das Standardmodell beschreibt alle Materie aus fundamentalen Grundbausteinen, den Quarks und den Leptonen, aufgebaut. Insgesamt gibt es sechs Quarks und sechs Leptonen, die jeweils den Spin $\frac{1}{2}$ tragen. Zu jedem dieser Teilchen existiert zusätzlich ein entsprechendes Antiteilchen mit entgegengesetzter elektrischer Ladung. Die Quarks weisen die Besonderheit auf, zum einen nur in gebundenen Zuständen in Kombination zweier Quarks als Mesonen bzw. dreier Quarks als Baryonen aufzutreten und zum anderen drittelzahlig elektrisch geladen zu sein.

Kräfte zwischen diesen fundamentalen Bausteinen werden durch sogenannte Eichbosonen übertragen. Man unterscheidet die aufgrund ihrer schwachen Kopplungsstärke in diesem Zusammenhang vernachlässigbare Gravitationswechselwirkung mit dem noch nicht nachgewiesenen Graviton als Eichboson, die durch Gluonen übertragene starke Wechselwirkung, die zwischen den Quarks und den Gluonen selber wirkt, und die elektroschwache Wechselwirkung, die durch Austauch von Photon γ, Z^0 und W^- bzw. W^+ vermittelt wird.

Einen wesentlichen Beitrag zum Standardmodell lieferten Experimente, bei denen Leptonen tiefunelastisch an Nukleonen gestreut wurden. So wurden die Spin-$\frac{1}{2}$-Konstituenten des Protons in den späten sechziger Jahren am SLAC entdeckt und als die von Gell-Mann postulierten Quarks identifiziert. Später zeigte sich, daß die Quarks nur etwa die Hälfte des Protonimpulses tragen. Der fehlende Rest konnte den Gluonen, den Eichbosonen der starken Wechselwirkung, zugeordnet werden. Diese Phänomene werden im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben.

Mit der Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA wurde 1991 in Hamburg-Bahrenfeld am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY mit den Experimenten H1 und Zeus ein weiteres Kapitel tiefunelastischer Lepton-Nukleon-Streuung eröffnet. Hier werden erstmalig beschleunigte Elektronen bzw. Positronen an ebenfalls beschleunigten Protonen gestreut, während in allen früheren Experimenten nur ruhende Nukleonenziele zur Verfügung standen. Dadurch werden bei HERA um einen Faktor 10 höhere Schwerpunktsenergien als bisher erreicht. Dies erweitert den der Untersuchung zugänglichen kinematischen Bereich der Vorhersagen des Standardmodells um jeweils etwa zwei Größenordnungen sowohl zu sehr großen Impulsüberträgen $Q^2 \approx 10^5\,GeV^2$ als auch zu sehr kleinen Impulsanteilen

$x \approx 10^{-5}$ der an der Wechselwirkung beteiligten Quarks. Es wird damit möglich, Strukturen im Proton bis zu einer Größe von etwa $10^{-18}m$ aufzulösen.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei großen Impulsüberträgen $150\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 5000\,GeV^2$ im Bereich $3 \cdot 10^{-3} \leq x \leq 3 \cdot 10^{-1}$ aus vom H1-Experiment aufgezeichneten Daten des Jahres 1994. Teile der Analyse wurden im Rahmen einer den gesamten kinematisch zugänglichen Bereich umfassenden Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ vor wenigen Wochen publiziert[1].

Zu Beginn des Jahres 1994 wurden zunächst Elektronen an Protonen (e^-p) gestreut, im Verlauf des Jahres dann zu einer Streuung von Positronen an Protonen (e^+p) übergegangen. Da es für den größten Teil dieser Arbeit nur beiläufige Bedeutung hat, ob es sich um Elektron- oder Positronstreuung handelt, wird im weiteren Verlauf der Begriff „Elektron“ sowohl für e^- als auch für e^+ verwendet, wenn nicht explizit anders angegeben.

Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen: Kapitel 1 gibt einen Überblick über die Grundlagen tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuung bei HERA und definiert die zu bestimmende Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$. Dabei wird besonderes Augenmerk auf den hier untersuchten Bereich großer Impulsüberträge gelegt. Kapitel 2 beschreibt kurz den Speicherring HERA und das H1-Experiment. Kapitel 3 erörtert die Vorgehensweise bei der Bestimmung der Strukturfunktion. Kapitel 4 stellt einige Methoden zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen x und Q^2 vor. Dabei wird deutlich werden, wie wichtig ein gutes Verständnis der Energie -und Winkelmessung der beteiligten Teilchen für die kinematische Rekonstruktion ist. Diesen Meßgrößen widmet sich Kapitel 5. Die verwendete Selektion tiefunelastischer Streuereignisse wird in Kapitel 6 erläutert. Die Abschätzung des Anteils möglicher unerwünschter Untergrundereignisse ist Gegenstand von Kapitel 7. Weitere Vorarbeiten zur Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ aus den selektierten Daten und alle Ergebnisse werden in Kapitel 8 vorgestellt und diskutiert. Abschließend wird eine kurze Zusammenfassung der Arbeit gegeben.

Kapitel 1

Theoretische Einführung

Dieses Kapitel gibt zunächst eine Einführung in die tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung, wie sie bei HERA durchgeführt wird. Die Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ wird definiert und ihr Zusammenhang mit dem Streuwirkungsquerschnitt bei großen Impulsüberträgen diskutiert. Eine kurze Erläuterung quantenchromodynamischer Effekte schließt sich an. Abgeschlossen wird das Kapitel von einer Betrachtung elektroschwacher Strahlungskorrekturen.

1.1 Tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung bei HERA

Eine anschauliche Darstellung eines tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuereignisses bei HERA in niedrigster Ordnung QCD und QED im Quark-Parton-Modell wird in Abbildung 1.1 gegeben. Ein auf 27.5 GeV beschleunigtes Elektron e wechselwirkt unter Austauch eines Vektorbosons γ, Z^0 oder $W^\pm$ mit einem der Quarks des auf 820 GeV beschleunigten Protons p. Die dabei erreichte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \simeq 300\,GeV$ ist etwa zehnmal größer als in bisherigen Experimenten mit ruhenden Protonen. Bei Austausch eines elektrisch neutralen γ oder Z^0 wird von einem Ereignis des neutralen Stroms (NC) gesprochen, bei Austausch eines geladenen W von einem Ereignis des geladenen Stroms (CC). In Reaktionen neutralen Stroms wird das Elektron erhalten, in Reaktionen geladenen Stroms dagegen in ein Neutrino ν umgewandelt. Für diese Analyse sind nur Ereignisse des neutralen Stroms von Bedeutung. Die experimentelle Signatur von Ereignissen des neutralen Stroms unterscheidet sich dabei für γ- und Z^0-Austausch nicht voneinander.

Das Elektron wird in der Reaktion am *leptonischen Vertex* um den Winkel θ_e, das Quark am *hadronischen Vertex* um den Winkel θ_j gestreut. Das gestreute Quark fragmentiert in einen Teilchenjet, der als Stromjet bezeichnet wird. Ein weiterer vom Protonrest gebildeter Teilchenjet findet sich in Vorwärtsrichtung, er wird dementsprechend als Protonjet bezeichnet. Strom- und Protonjet bilden den sogenannten hadronischen Endzustand. Aus Gründen der Impulserhaltung müssen sich die Transversalimpulse des gestreuten Elektrons und des gesamten hadronischen Endzustands kompensieren. Experimentell zugänglich sind prinzipiell Energie E'_e und Winkel θ_e des gestreuten Elektrons sowie Energie E_j und Winkel θ_j des Stromjets.

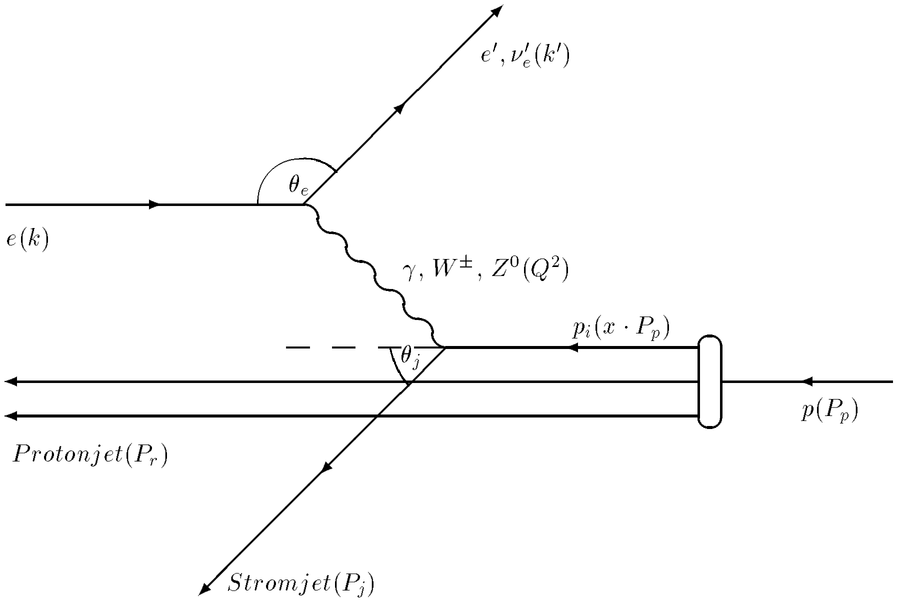


Abbildung 1.1: *Dargestellt ist das Feynman-Diagramm für tiefunelastische ep-Streuereignisse bei HERA im Quark-Parton-Modell in niedrigster Ordnung QCD und QED.*

Durch den Austausch der Vektorbosonen wird ein Viererimpuls Q^2 übertragen, dessen Betrag durch folgende Beziehungen gegeben ist:

$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 = -(P_p - P_H)^2 \tag{1.1}$$
$$mit \qquad P_H = P_r + P_j$$

Hierbei bezeichnen k, k', P_p und P_H die Viererimpulse des ein- und auslaufenden Elektrons, des einlaufenden Protons und des gesamten hadronischen Endzustandes. Gleichung 1.1 macht deutlich, daß die Ereigniskinematik sowohl am leptonischen Vertex als auch am hadronischen Vertex bestimmt werden kann. Der in der Reaktion übertragende Viererimpuls Q^2 kann Werte zwischen Null und s annehmen und ist ein Maß für die Virtualität des ausgetauschten Vektorbosons. Ein großer Betrag von Q^2 entspricht dabei einer guten Auflösung des Protons, da die entsprechende Comptonwellenlänge des ausgetauschten Vektorbosons klein ist. Mit der bei HERA zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie sind Viererimpulsüberträge Q^2 von bis zu 10^5 GeV^2 möglich, was einer Auflösung von Strukturen innerhalb des Protons von bis zu 10^{-18} m entspricht. Dies macht den Bereich großer Impulsüberträge unter anderem bei der Suche nach eventuellen Substrukturen der Quarks interessant.

Für tiefunelastische Streuereignisse muß $Q^2 \gg 0.7\,GeV^2$ sein, da für kleinere Werte von Q^2 die diesen kinematischen Bereich dominierenden Photonen quasireell und ihre Comptonwellenlängen zu groß werden, um noch Substrukturen im Proton aufzulösen. Dieser Bereich wird als *Photoproduktion* bezeichnet, ebenfalls ein wichtiges Untersuchungsgebiet bei HERA, für die Analyse tiefunelastischer Streuung jedoch eine Untergrundquelle.

Zur vollständigen kinematischen Charakterisierung eines tiefunelastischen Streuereignisses werden üblicherweise die Lorentz-invarianten kinematischen Variablen x, y und das bereits eingeführte Q^2 verwendet. Hierbei beschreibt x den Impulsanteil des wechselwirkenden Quarks am gesamten Protonimpuls[1] und y den relativen Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons. x und y sind jeweils dimensionslose Variablen, die Werte zwischen Null und Eins annehmen können. Bei fester Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ reichen nach Gleichung 1.5 jeweils zwei der drei kinematischen Variablen, um ein Streuereignis vollständig zu beschreiben.

Für die kinematischen Variablen gelten folgende Beziehungen:

$$x = \frac{Q^2}{2 \cdot P_p q} \tag{1.2}$$

$$y = \frac{q \cdot P_p}{k \cdot P_p} \tag{1.3}$$

$$s = (k + P_p)^2 \tag{1.4}$$

$$Q^2 = xys \tag{1.5}$$

Zur experimentellen Bestimmung der kinematischen Variablen müssen die Viererimpulse der an der Reaktion beteiligten Teilchen mit Hilfe eines Nachweisgerätes, im folgenden als Detektor bezeichnet, gemessen werden. Es reichen dann jeweils zwei Meßgrößen, wie z.B. Energie und Winkel des gestreuten Elektrons oder des Stromjets, um die kinematischen Variablen festzulegen (siehe Kapitel 4).

1.2 Streuwirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Dieser Abschnitt behandelt die Beziehung zwischen dem zu messenden Wirkungsquerschnitt tiefunelastischer Streureaktionen und der daraus zu bestimmenden Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$. Der der Messung zugängliche differentielle Wirkungsquerschnitt tiefunelastischer Streureaktionen der Art $e^\pm + p \longrightarrow e^\pm + X$ unter Austausch eines γ oder Z_0 kann als

$$\frac{d^2\sigma^\pm}{dxdQ^2} = \frac{d^2\sigma_0^\pm}{dxdQ^2} + \frac{\alpha}{2\pi}\frac{d^2\sigma_1^\pm}{dxdQ^2} + \mathcal{O}(\alpha^2) \tag{1.6}$$

geschrieben werden [2]. In der Formel bezeichnet $d^2\sigma_0^\pm/dxdQ^2$ den störungstheoretisch nur die niedrigste Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung beinhaltenden sogenannten Born-Wirkungsquerschnitt. Die Terme in erster und höherer Ordnung der Feinstrukturkonstante α stellen die elektroschwachen Strahlungskorrekturen dar. Da diese keine zusätzlichen Informationen über die Elektron-Quark-Wechselwirkung enthalten, sollen sie im folgenden zunächst vernachlässigt werden (mehr dazu in Abschnitt 1.4).

---

[1] Die Variable x wird in einigen Abbildungen dieser Arbeit auch als $x_{Bjorken}$ bezeichnet.

Zur theoretischen Beschreibung des Born-Wirkungsquerschnitts der Elektron-Proton-Streuung kann die Wechselwirkung als ein Produkt der Anteile am leptonischen und am hadronischen Vertex betrachtet werden. Die Beschreibung der Leptonseite erfolgt über einen leptonischen Tensor $L^{\mu\nu}$ im Dirac-Formalismus punktförmiger Teilchen. Für die weitaus komplexere hadronische Seite kann der Dirac-Formalismus dagegen nicht verwendet werden. Hier muß ein hadronischer Tensor $W_{\mu\nu}$ definiert werden, der alle zunächst unbekannten Informationen über das Proton enthält. Die genaue Form beider Tensoren hängt von den ausgetauschten Vektorbosonen und den Interferenzen zwischen elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung ab. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ faktorisiert in das Produkt beider Tensoren, so daß $d\sigma \sim L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$ gilt. Der hadronische Tensor läß sich in drei generalisierte Protonstrukturfunktionen $\mathcal{F}_{1,2,3}$ aufspalten, die alle Funkionen von x und Q^2 sind und prinzipiell nur durch Messungen bestimmt werden können. Die drei generalisierten Protonstrukturfunktionen $\mathcal{F}_{1,2,3}$ beschreiben in dieser Reihenfolge die Anteile longitudinaler und transversaler Polarisation der Austauschbosonen sowie den paritätsverletzenden Anteil am Streuwirkungsquerschnitt. In dieser Darstellung kann für den differentiellen Born-Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma_0^\pm}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x}\left(y^2 x\mathcal{F}_1^\pm(x,Q^2) + (1-y)\mathcal{F}_2^\pm(x,Q^2) + (y - \frac{y^2}{2})x\mathcal{F}_3^\pm(x,Q^2)\right) \tag{1.7}$$

geschrieben werden [3]. Ein Bezug der Protonstrukturfunktionen zu den Teilchendichten im Proton wird weiter unten in Gleichung 1.14 gegeben. Durch Einführung der longitudinalen Strukturfunktion $\mathcal{F}_L$ kann eine Beziehung zwischen longitudinaler und transversaler Polarisierung der Vektorbosonen, das heißt zwischen $\mathcal{F}_1$ und $\mathcal{F}_2$, hergestellt werden:

$$\mathcal{F}_L = \mathcal{F}_2 - 2x\mathcal{F}_1 \tag{1.8}$$

In der Näherung des *Quark-Parton-Modells*, die Konstituenten des Protons bei großen Werten von Q^2 als nicht miteinander wechselwirkende punktförmige Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ zu behandeln, wird $\mathcal{F}_L = 0$, und man erhält die *Callan-Gross*-Beziehung $\mathcal{F}_2 = 2x\mathcal{F}_1$ [4]. In diesem Bild können die Partonen als freie Teilchen betrachtet werden, da die Wechselwirkungszeit für den Austausch eines Vektorbosons im eigentlichen Streuprozeß als klein gegenüber der Wechselwirkungszeit der Partonen untereinander angenommen wird.

Die Callan-Gross-Beziehung zeigt sich in der sogenannten *Skaleninvarianz*, der Tatsache, daß unter den Annahmen des Quark-Parton-Modells die Strukturfunktionen nur Funktionen von x und nicht von Q^2 sind [5]. Dies ist jedoch nur näherungsweise für nicht zu kleine Werte von x richtig, wie in Abschnitt 1.3 näher erläutert werden wird. In dieser Arbeit wird nicht die Strukturfunktion $\mathcal{F}_L$, sondern das Verhältnis $R(x,Q^2)$ der Wirkungsquerschnitte für longitudinal und transversal polarisierte Vektorbosonen verwendet:

$$R(x,Q^2) = \frac{\sigma_L(x,Q^2)}{\sigma_T(x,Q^2)} = \frac{\mathcal{F}_L(x,Q^2)}{2x\mathcal{F}_1(x,Q^2}) = \frac{\mathcal{F}_2 - 2x\mathcal{F}_1}{2x\mathcal{F}_1(x,Q^2)} \tag{1.9}$$

Damit läßt sich Gleichung 1.7 umschreiben:

$$\frac{d^2\sigma_0^{\pm}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4x}\left[\left(2(1-y)+\frac{y^2}{1+R(x,Q^2)}\right)\mathcal{F}_2^{\pm}(x,Q^2)+(1-(1-y)^2)\mathcal{F}_3^{\pm}(x,Q^2)\right] \tag{1.10}$$

Zur Vereinfachung der nachfolgenden Überlegungen soll an dieser Stelle zunächst das Quark-Parton-Modell freier Partonen Anwendung finden. Es gilt dann die Callan-Gross-Beziehung, so daß $R(x,Q^2)=0$ wird. Gleichung 1.10 modifiziert sich damit zu:

$$\frac{d^2\sigma_0^{\pm}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4x}\left((1+(1-y)^2)\mathcal{F}_2^{\pm}(x,Q^2)+(1-(1-y)^2)\mathcal{F}_3^{\pm}(x,Q^2)\right) \tag{1.11}$$

Es läßt sich zeigen, daß die generalisierten Strukturfunktionen $\mathcal{F}_{2,3}^{\pm}$ eine Überlagerung von fünf Strukturfunktionen darstellen[3], die zwischen reinem γ-Austausch, der γ-Z^0-Interferenz sowie dem reinen Z^0-Austausch unterscheiden:

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_2^{\pm} &= F_2+\kappa_z(Q^2)(-\nu_e\mp\lambda a_e)G_2+\kappa_z^2(Q^2)(\nu_e^2+a_e^2\pm 2\lambda a_e\nu_e)H_2 \\
x\mathcal{F}_3^{\pm} &= \kappa_z(Q^2)(\pm a_e+\lambda\nu_e)xG_3+\kappa_z^2(Q^2)(-\lambda(\nu_e^2+a_e^2)\mp 2a_e\nu_e)xH_3
\end{aligned} \tag{1.12}$$

In den Formeln repräsentiert die Funktion F_2 den reinen Photonaustausch, G_2 und xG_3 die γ-Z^0-Interferenz sowie H_2 und xH_3 den reinen Z^0-Austausch. In der Formel treten die Standardmodell-Größen Axialkopplung $a_e=-\frac{1}{2}$, Vektorkopplung $\nu_e=-\frac{1}{2}+2sin^2\theta_W$ mit dem Weinbergwinkel θ_W und die longitudinale Polarisation λ des Elektrons auf. κ_z ist ein Faktor, der den Z^0-Propagator enthält:

$$\kappa_z=\frac{Q^2}{(Q^2+M_{z^0}^2)4sin^2\theta_W cos^2\theta_W} \tag{1.13}$$

Dabei bezeichnet M_{z^0} die Masse des Z^0-Bosons. Der entsprechende Faktor des Photonpropagators ist in dieser Schreibweise gleich 1.

Im Quark-Parton-Modell lassen sich diese fünf Strukturfunktionen zu den zunächst unbekannten Parton-Verteilungen im Proton in Beziehung setzen, wobei über alle sechs Quarksorten und ihre Antiteilchen summiert wird:

$$\begin{aligned}
[F_2,G_2,H_2] &= x\sum_q\left[e_q^2,2e_q\nu_q,\nu_q^2+a_q^2\right]\left[q(x,Q^2)+\overline{q}(x,Q^2)\right] \\
[xG_3,xH_3] &= x\sum_q\left[2e_qa_q,2\nu_qa_q\right]\left[q(x,Q^2)-\overline{q}(x,Q^2)\right]
\end{aligned} \tag{1.14}$$

Weiter vereinfachen lassen sich die Ausdrücke in Gleichung 1.12, wenn berücksichtigt wird, daß HERA 1994 mit unpolarisiertem Elektronstrahl betrieben wurde, also λ im Mittel gleich Null gesetzt wird. Außerdem kann in guter Näherung für die Vektorkopplung $\nu_e\approx 0$

angenommen werden ($\nu_e = -\frac{1}{2} + 2sin^2\theta_W,\ 2\,sin^2\,\theta_W = 0.46,\ \longrightarrow\ \nu_e = -0.04$). Man erhält mit diesen Näherungen:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_2^{\pm} &\simeq F_2(x,Q^2) + \kappa_z^2(Q^2)a_e^2 H_2(x,Q^2) \\ x\mathcal{F}_3^{\pm} &\simeq \pm\kappa_z(Q^2)a_e xG_3(x,Q^2) \end{aligned} \tag{1.15}$$

Daraus ergeben sich näherungsweise für die HERA-Bedingungen im Jahre 1994 folgende wichtige Eigenschaften:

- Zur Strukturfunktion $\mathcal{F}_2$ tragen nur der reine γ- sowie der reine Z^0-Austausch bei, und $\mathcal{F}_2$ wird unabhängig davon, ob es sich um e^+p- oder e^-p-Streuung handelt.
- $x\mathcal{F}_3$ hängt nur vom $\gamma - Z^0$-Interferenzterm ab und geht bei Übergang von e^-p- zu e^+p-Streuung mit unterschiedlichem Vorzeichen ein.

Zur Bestimmung der Strukturfunktion F_2 ist es wichtig abzuschätzen, inwieweit H_2 und xG_3 im kinematischen Meßbereich zum Streuwirkungsquerschnitt tatsächlich beitragen. Einen Anhaltspunkt gibt hierfür der Vergleich der Anteile des reinen Z^0-Austauschs ($\propto \kappa^2$) und des Interferenzterms ($\propto \kappa$) zum Wirkungsquerschnitt im Verhältnis zum Anteil des reinen Photonaustauschs. Dieser Vergleich ist in Abbildung 1.2 gezeigt. Man sieht, daß der reine Z^0-Austausch bis zu Werten von $Q^2 \sim 10^3 GeV^2$ praktisch keine Rolle spielt, der Interferenzterm hier jedoch bereits etwa 20% des reinen Photonaustauschs beträgt. Bei $Q^2 \sim 21000 GeV^2$ sind alle drei Beiträge zum Wirkungsquerschnitt etwa gleich groß. Für noch größere Werte von Q^2 dominiert der reine Z^0-Austausch.

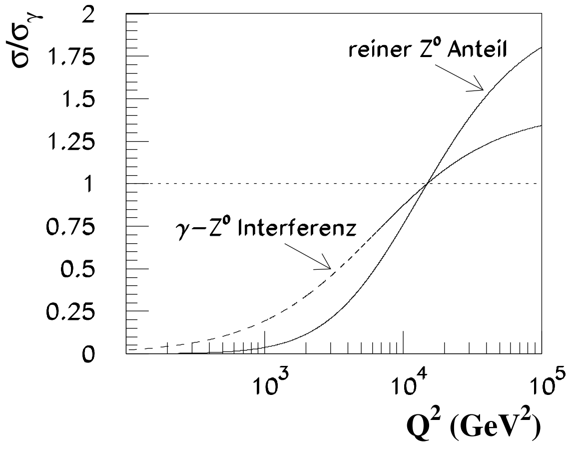


Abbildung 1.2: *Beiträge des reinen Z^0-Austauschs ($\propto \kappa^2$) und der γ-Z^0-Interferenz ($\propto \kappa$) zum Wirkungsquerschnitt im Verhältnis zum Beitrag der reinen γ-Kopplung als Funktion von Q^2. Bei $Q^2 \sim 21000\,Gev^2$ sind die relativen Beiträge im Gleichgewicht.*

Um eine qualitative Abschätzung des Einflusses der schwachen Wechselwirkung auf die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ zu erhalten, müssen folgende Punkte zusätzlich berücksichtigt werden:

- Im Falle der e^-p-Streuung ist der Beitrag zum Wirkungsquerschnitt von $xG_3(x,Q^2)$ positiv, im Fall der e^+p-Streuung dagegen negativ (vergleiche Formel 1.15). Aus diesem Grund kommt es für die e^+p-Streuung zu einer teilweisen Kompensation der Beiträge des reinen Z^0-Austauschs und des γ-Z^0-Interferenzterms, so daß der Wirkungsquerschnitt deutlicher geringer durch die schwache Wechselwirkung beeinflußt wird als im Fall der e^-p-Streuung.
- Durch den Faktor $(1-(1-y)^2)$ vor $x\mathcal{F}_3$ in Gleichung 1.11 wird für kleine Werte von y der Beitrag des Interferenzterms stark unterdrückt. Die Analyse wird unter anderen aus diesem Grund nur für Werte von $y < 0.6$ durchgeführt.

Zur quantitativen Abschätzung des Beitrags der schwachen Wechselwirkung wurde eine Monte Carlo Studie durchgeführt [6]. Dabei ergab sich, daß nur für die F_2-Meßpunkte bei $Q^2 > 1000\,GeV^2$ bei den jeweils größten Werten von y nennenswerte Beiträge der schwachen Wechselwirkung auftreten. Diese erreichen bei $Q^2 = 5000\,GeV^2$ höchstens 5%. Da in diesem Q^2-Bereich bei der 1994 verfügbaren Luminosität jedoch statistische Fehler an den F_2-Meßpunkten von über 30% auftraten, wurde auf eine Korrektur verzichtet. Zusätzlich wurde ein Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die e^-p- und e^+p-Daten des Jahres 1994 als Funktion von Q^2 in den Analyseschnitten der Strukturfunktionsbestimmung durchgeführt (siehe Abschnitt 8.1.5). Bei diesem Vergleich sollte sich aufgrund des Vorzeichenwechsels des Interferenzterms bei Übergang von e^-p- zu e^+p-Streuung der größte Effekt zeigen. Im Rahmen der statistischen Fehler ergab sich dabei innerhalb des untersuchten Q^2-Bereiches kein relevanter Unterschied der differentiellen Wirkungsquerschnitte als Funktion von Q^2 für die e^-p- und die e^+p-Daten.

Alle in diesem Abschnitt angeführten Überlegungen zusammenfassend kann in guter Näherung für diese Analyse der Beitrag der schwachen Wechselwirkung vernachlässigt werden. Bei Einbeziehung quantenchromodynamischer Effekte durch Verwendung von $R(x,Q^2)$ (siehe folgenden Abschnitt 1.3) kann damit für die HERA-Bedingungen des Jahres 1994 folgender Zusammenhang zwischen dem differentiellen Born-Wirkungsquerschnitt und der Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ in guter Näherung verwendet werden:

$$\frac{d^2\sigma_0^{\pm}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4x}\left(2(1-y)+\frac{y^2}{1+R(x,Q^2)}\right)F_2(x,Q^2) \qquad (1.16)$$

Bei Gleichung 1.16 ist anzumerken, daß der Wert von $R(x,Q^2)$ im bei HERA untersuchten Q^2-Bereich bisher nicht experimentell bestimmt wurde, so daß hierzu quantenchromodynamische Berechnungen herangezogen werden müssen. In näherer Zukunft soll die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ bzw. $R(x,Q^2)$ bei HERA durch Variation der Schwerpunktsenergie und durch Verwendung von tiefunelastischen Streuereignissen mit zusätzlicher Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons bestimmt werden [7][8].

1.3 Quantenchromdynamische Effekte

Im vorangehenden Abschnitt wurden die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ und $R(x,Q^2)$ eingeführt. Dies wurde nötig, da die Annahme des „naiven" Quark-Parton-Modells, bei den Partonen des Protons handle es sich um punktförmige Teilchen, die keiner gegenseitigen Wechselwirkung unterliegen, nur näherungsweise für nicht zu kleine Werte von x Gültigkeit besitzt. Zunächst ergaben tiefunelastische Streuexperimente, daß nur etwa die Hälfte des Protonimpulses von elektrisch geladenen Teilchen, den Quarks, getragen wird. Zusätzlich wurde eine Verletzung der Skaleninvarianz, das heißt eine Abhängigkeit der Strukturfunktion F_2 nicht nur von x, sondern ebenfalls von Q^2 festgestellt. Erklärt werden konnten diese Effekte im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD)[9]. Bei der QCD handelt es sich eine nicht-abelsche Eichtheorie, die auf der der $SU(3)_{colour}$-Symmetrie beruht. Als Eichbosonen dienen die masselosen Gluonen. Im Unterschied zur Quantenelektrodynamik (QED), bei der die Photonen als Eichbosonen elektrisch neutral sind, sind neben den Quarks auch die Gluonen Träger einer sogenannten Farbladung. Aus diesem Grund treten neben Wechselwirkungen zwischen Quarks und Gluonen auch Wechselwirkungen der Gluonen untereinander auf. Diese Wechselwirkungen führen bei großen Werten des Impulsübertrags Q^2 zu einer Abschwächung der starken Kopplung $\alpha_s(Q^2)$. Im Grenzfall unendlicher Impulsüberträge Q^2 geht die starke Kopplung gegen Null, was als asymptotische Freiheit bezeichnet wird. Aufgrund dieser Eigenschaft verhalten sich die Partonen bei großen Werten von Q^2 gleichsam als freie Teilchen, wie schon im Quark-Parton-Modell angenommen wurde. Bei großen Abständen werden die Kräfte zwischen den Partonen dagegen immer größer. Dies führt zum sogenannten *Confinement*, der Tatsache, daß die Quarks im Hadron eingeschlossen sind und einzelne Quarks nicht direkt beobachtet werden können.

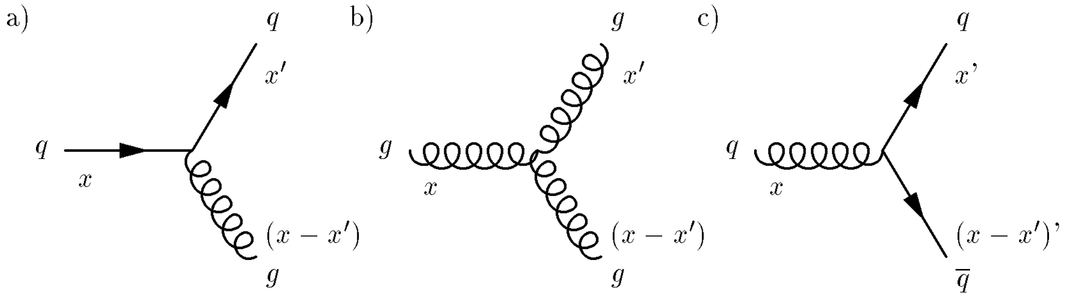


Abbildung 1.3: Feynman-Diagramme zur Definition der Splitting-Funktionen

Die dominierenden quantenchromodynamischen Prozesse sind in Abbildung 1.3 dargestellt. Jedem dieser Prozesse kann eine sogenannte *Splittingfunktion P* zugeordnet werden (siehe [10]), die die Wahrscheinlichkeit des entsprechenden Prozesses angibt. Im einzelnen sind dies:

a) Abstrahlung eines Gluons mit dem Impulsanteil $(x - x')$ durch ein Quark des Impulsanteils x, beschrieben durch die Splittingfunktion $P_{qq}(x'/x)$

b) Abstrahlung eines Gluons $(x - x')$ durch ein Gluon (x) $(P_{gg}(x'/x))$

c) Übergang eines Gluons (x) in ein Quark-Antiquarkpaar (x',$x - x'$) ($P_{gq}(x'/x)$)

Durch diese Prozesse entstehen neben den das Proton bildenden Valenzquarks uud eine große Zahl sogenannter „Seequarks“ und Gluonen mit sehr kleinen Impulsanteilen x. Damit läßt sich die Verletzung der Skaleninvarianz anschaulich deuten: ein Ansteigen der Werte von Q^2 verbessert die Auflösung der Struktur des Protons, so daß es wahrscheinlicher wird, eines der Seequarks mit sehr kleinem Impulsanteil x zu finden, während es umgekehrt unwahrscheinlicher wird, ein Quark mit großem x zu finden.

Einen Formalismus zur Beschreibung der Entwicklung der Quark- und Gluonverteilungen als Funktion von Q^2 stellt der nach seinen Autoren *Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli* und *Parisi* benannte DGLAP-Formalismus dar[11][12][13]. Das zugrunde gelegte Prinzip ist die Faktorisierung der tiefunelastischen Streuung in kurzreichweitige endliche Anteile, wie die Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paars, und langreichweitige divergente Anteile, die die Hadronisierungsprozesse beschreiben. Die Aufspaltung in endliche und divergente Anteile wird dabei durch die Verwendung eines geeigneten Faktorisierungspunktes erreicht, der üblicherweise bei einem bestimmten Betrag Q_0^2 des Viererimpulsübertrags Q^2 gewählt wird. Die kurzreichweitigen endlichen Anteile lassen sich im Rahmen der Störungstheorie berechnen. Die langreichweitigen divergenten Anteile dagegen gehen in diesem Formalismus in die Partonverteilungen ein. Die Partonverteilungen müssen daher an dem Faktorisierungspunkt Q_0^2 experimentell bestimmt werden. Über die DGLAP-Gleichungen wird es dann möglich, die Entwicklung der Quark-und Gluondichten und damit der Strukturfunktion $F_2(x, Q_0^2)$ bei einer Skalentransformation, also einer Änderung von Q_0^2, vorherzusagen.

Ausgehend von den als bekannt angenommenen Quark- und Gluondichten $q(x, Q_0^2)$ und $g(x, Q_0^2)$ und unter Verwendung der oben eingeführten Splittingfunktionen lauten die DGLAP-Gleichungen zur Q^2-Entwicklung der Quark- und Gluondichten:

$$\frac{dq(x', Q_0^2)}{d\, logQ_0^2} = \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{2\pi} \int_{x'}^{1} \frac{dx}{x} \left[\sum_q q(x, Q_0^2) P_{qq}\left(\frac{x'}{x}\right) + g(x, Q_0^2) P_{gq}\left(\frac{x'}{x}\right) \right] \tag{1.17}$$

$$\frac{dg(x', Q_0^2)}{d\, logQ_0^2} = \frac{\alpha_s(Q_0^2)}{2\pi} \int_{x'}^{1} \frac{dx'}{x} \left[\sum_q q(x, Q_0^2) P_{gq}\left(\frac{x'}{x}\right) + g(x, Q_0^2) P_{gg}\left(\frac{x'}{x}\right) \right] \tag{1.18}$$

Die in den Gleichungen auftretende starke Kopplung $\alpha_s(Q^2)$ muß prinzipiell experimentell bestimmt werden. Dies ist ebenfalls mit den DGLAP-Gleichungen durch Bestimmung der Partondichten zu zwei verschiedenen Werten Q_0^2, Q_1^2 des Viererimpulsübertrags Q^2 möglich. Liegen beide Punkte weit auseinander, also $Q_1^2 \gg Q_0^2$, kann α_s über die DGLAP-Gleichungen erhalten werden. Dies macht die Messung bei großen Werten von Q^2 zusätzlich attraktiv.

Es ist nicht endgültig geklärt, bis zu welchen Werten von x die DGLAP-Gleichungen Gültigkeit besitzen, das heißt die Partondichten als Funktion von Q^2 richtig vorhersagen können. Es kann gezeigt werden, daß die DGLAP-Gleichungen bei der Berechnung von *Leiterdiagrammen* (siehe Abbildung 1.4) zur Beschreibung der Gluonverteilung im Proton einer Näherung entsprechen, die nur die führenden Ordnungen in $(\alpha_s(Q^2)\, ln\frac{Q^2}{Q_0^2})$ berücksichtigt[2]. Diese Näherung führt zu einer strengen Ordnung der Transversalimpulse k_T der

---

[2] Diese Näherung wird als „Leading Logarithm Approximation“ (LLA) bezeichnet.

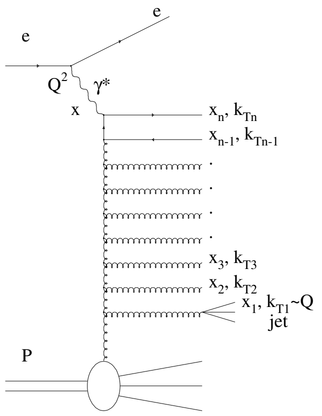


Abbildung 1.4: *Leiterdiagramm zur Beschreibung der Gluonverteilung im Proton (aus [14]).*

nacheinander abgestrahlten Gluonen [15]:

$$\begin{aligned} Q^2 &\gg k_{T_N}^2 \gg ... \gg k_{T_1}^2 \gg Q_0^2 \\ x &\leq x_N \leq ... \leq x_1 \leq x_0 \end{aligned} \tag{1.19}$$

Der Gültigkeitsbereich dieser Näherung ist auf den störungstheoretisch zugänglichen Bereich beschränkt:

$$\begin{aligned} \alpha_s(Q_0^2) &\ll 1 \\ \alpha_s(Q_0^2)\, ln\,(Q^2/Q_0^2) &\simeq 1 \\ \alpha_s(Q_0^2)\, ln\,(1/x) &\ll 1 \end{aligned} \tag{1.20}$$

Gerade für kleine Werte von x ist der Gültigkeitsbereich der DGLAP-Gleichungen damit eingeschränkt. Eine wichtige Aufgabe von HERA ist es, genauere quantitative Aussagen darüber zu liefern, bis zu welchen Werten von x die DGLAP-Gleichungen angewendet werden können.

Ein Formalismus, der eine Vorhersage der Teilchendichten als Funktion von x bei festem Q^2 ermöglicht, ist der von *Balitsky, Fadin, Kuraev* und *Lipatov* entwickelte BFKL-Formalismus [16][17]. Im BFKL-Formalismus werden bei der Berechnung von Leiterdiagrammen die führenden Ordnungen in $(\alpha_s(Q_0^2)\, ln\frac{1}{x})$ aufsummiert. Dies führt zu einer Abschwächung der Forderung streng geordneter Transversalimpulse k_T bei der Berechnung der Leiterdiagramme. Die BFKL-Gleichungen sagen für kleine Werte von x ein sehr starkes Ansteigen der Gluonverteilung ($xg(x,Q^2) \approx x^{-\lambda}$, $\lambda \sim 0.5$) voraus, so daß die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ in diesem Bereich praktisch nur noch von der Gluonverteilung abhängt und ebenfalls stark ansteigt. Dieses Verhalten kann jedoch für beliebig kleine Werte von x nicht ungebremst weiter gehen, da ansonsten der Wirkungsquerschnitt tiefunelastischer Streuereignisse ebenfalls ungebremst ansteigen und im Grenzfall unendlich würde. Es muß also ab einem bestimmten Wert von x in der Nähe der sogenannten Unitaritätsgrenze[18] zum Einsetzen von Rekombinationsprozessen der Gluonen kommen. Bei welchem Wert von x und wie genau sich diese Rekombinationsprozesse vollziehen, ist noch ungeklärt, ebenso, ob es mit HERA gelingen wird, diese Effekte nachzuweisen. Dies hängt unter anderem davon ab, ob die Rekombinationen homogen verteilt im Proton stattfinden, oder sich vielleicht geballt in der Umgebung der Valenzquarks als sogenannte *Hot Spots* vollziehen [19]. In diesem Fall würde ein Einsetzen der Rekombinationsprozesse im Vergleich zur homogenen Verteilung schon bei größeren Werten von x zu erwarten sein [19] und daher leichter bei HERA nachgewiesen werden können. Die bisherigen HERA-Ergebnisse zeigten jedoch noch keine Hinweise auf das Einsetzen der Rekombinationsprozesse und waren sehr gut mit dem DGLAP-Formalismus zu beschreiben [52].

Für große Werte von Q^2 erwartet man grundsätzlich eine gute Beschreibung durch den DGLAP-Formalismus, solange das Standardmodell Gültigkeit besitzt. Hier könnten sich jedoch durch eventuelle Substrukturen der Quarks Abweichungen ergeben. Solche Abweichungen wurden bisher nicht gefunden [20]. Von weiterem Interesse ist die Bestimmung von α_s durch Messung der Strukturfunktion über einen möglichst großen Q^2-Bereich. Um hier jedoch statistisch signifikante Ergebnisse zu erhalten, bedarf es einer deutlich höheren integrierten Luminosität als bisher verfügbar [21].

1.4 Elektroschwache Strahlungskorrekturen

Die bisherige Diskussion des Wirkungsquerschnitts der tiefunelastischen Streuung bezog sich allein auf den Born-Wirkungsquerschnitt. Dieser enthält störungstheoretisch nur die niedrigste Ordnung der elektroschwachen Wechselwirkung, die alle Informationen über die Elektron-Quark-Wechselwirkung und damit über die Partondichten und die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ beinhaltet. Da jedoch alle höheren Ordnungen der elektroschwachen Wechselwirkung ebenfalls zum Wirkungsquerschnitt beitragen, ist eine direkte Messung des Born-Wirkungsquerschnittes nicht möglich. Um dennoch eine Bestimmung des Born-Wirkungsquerschnittes und damit der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ möglich zu machen, sind dementsprechend Korrekturen auf die Beiträge der höheren Ordnungen nötig. Diese Korrekturen lassen sich in einem Faktor $(1+\delta_{RC})$ zusammenfassen, so daß sich Gleichung 1.16 modifiziert:

$$\frac{d^2\sigma^+}{dxdQ^2} = \kappa(R) \cdot F_2(x,Q^2) \cdot (1+\delta_{RC}) \tag{1.21}$$

mit

$$\kappa(R) = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left(2(1-y) + \frac{y^2}{1+R(x,Q^2)} \right) \tag{1.22}$$

Die wichtigsten Feynman-Diagramme der zu den QED-Korrekturen beitragenden Prozesse werden in Abbildung 1.5 gezeigt. Es handelt sich dabei um die Abstrahlung eines Photons durch das beteiligte Elektron in a) *vor* (ISR[3]) und in b) *nach* (FSR[4]) der eigentlichen Elektron-Proton-Streuung. Abbildung 1.5 c) zeigt die sogenannte Vertexkorrektur, bei der ein Photon zunächst abgestrahlt und nach der Wechselwirkung mit dem Quark vom Elektron wieder eingefangen wird. Zusätzlich kann es auch zu einem weiteren zusätzlichen Photon-Austausch zwischen Elektron und Quark kommen. Die auf der Quarkseite zusätzlich auftretenden gleichen Prozesse sind aufgrund der großen Massen der Quarks

---

[3] Initial State Radiation

[4] Final State Radiation

stark reduziert. Dieses gilt in noch stärkerem Maße für die schwachen Strahlungsprozesse ($\sigma(\alpha^2)$), die nur einige Promille bei HERA betragen [22].

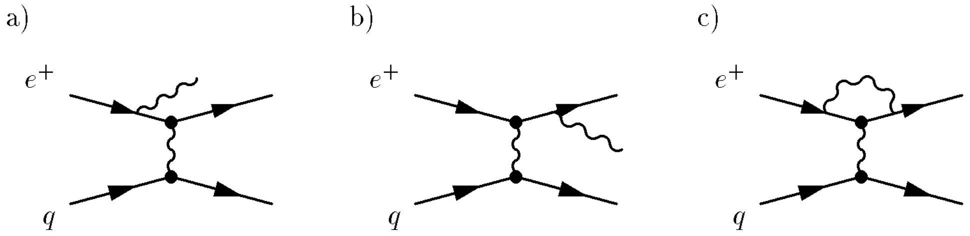


Abbildung 1.5: *Die wichtigsten QED-Strahlungskorrekturen auf der Elektronseite als Feynman-Diagramm: a) Abstrahlung eines Photons vor (ISR-Ereignis), b) nach der eigentlichen Streureaktion (FSR-Ereignis), c) Vertexkorrektur. Alle übrigen Korrekturen sind bei HERA praktisch vernachlässigbar.*

Den in Abbildung 1.5 a),b) dargestellten Diagrammen liegen drei Prozesse zugrunde, die sich durch ihre experimentelle Signatur unterscheiden:

1. **Der Bethe-Heitler-Prozeß:** Dieser Prozeß dient bei H1 zur Luminositätsmessung. Das Photon wird unter sehr kleinem Winkel mit sehr kleinem Impulsübertrag vom Elektron abgestrahlt und das Elektron ebenfalls unter sehr kleinem Impulsübertrag elastisch am Proton gestreut. Aufgrund der kleinen Impulsüberträge wird keines der beteiligten Teilchen im Zentraldetektor nachgewiesen.

2. **Der QED-Compton-Prozeß:** In diesem Prozeß ist der Impulsübertrag vom Elektron auf das abgestrahlte Photon groß, der Impulsübertrag auf das Proton jedoch klein. Dies führt dazu, daß das Elektron und das Photon im Zentraldetektor nachgewiesen werden können, nicht jedoch der Protonrest.

3. **Bremsstrahlungsprozesse:** Bei diesen Ereignissen handelt es sich um die kollinearen Grenzfälle der in Abbildung 1.5 a) und b) dargestellten Prozesse. Es wird dabei ein energiereiches Photon mit großem Impulsübertrag kollinear vom Elektron vor (ISR) oder nach (FSR) der eigentlichen Streureaktion abgestrahlt.

   (a) Im Anfangszustand abgestrahlte Photonen (ISR) haben vor allem Konsequenzen für die Bestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2, da das abgestrahlte Photon die zur Streureaktion verfügbare nominale Schwerpunktsenergie vermindert. Je nach Art der verwendeten Methode zur Berechnung der kinematischen Variablen aus den Meßgrößen (vergleiche Kapitel 4) kommt es damit zu Fehlern, deren Größe davon abhängt, wie die (nominale) Schwerpunktsenergie in die Methode eingeht.

   (b) Im Endzustand abgestrahlte Photonen (FSR) dagegen haben bei kalorimetrischer Energiemessung experimentell praktisch keine Bedeutung. Die kollineare Abstrahlung des Photons durch das gestreute Elektron führt im Regelfall zur Ausbildung eines gemeinsamen elektromagnetischen Schauers, so daß die

> Gesamtenergie von Elektron und Photon gemessen wird. Bei einer Energiemessung mittels magnetspektroskopischer Methoden dagegen wäre die Situation anders, da nur die Energie des geladenen Elektrons gemessen werden könnte.

Ein großer Vorteil von HERA ist, daß zur kinematischen Rekonstruktion verschiedene Möglichkeiten bestehen, die unterschiedlich sensitiv auf eine Photonabstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR) reagieren, so daß hier gute Kontrollmöglichkeiten der Strahlungskorrekturen bestehen. Zur Bestimmung der quantitativen Größe der Strahlungskorrekturen stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung. Darauf wird in Abschnitt 8.1.3 eingegangen.

Kapitel 2

Das Experiment

Die in dieser Analyse verwendeten Meßdaten wurden mit dem H1–Experiment aufgezeichnet. Das H1–Experiment befindet sich an einem der beiden Kollisionspunkte der weltweit ersten und bislang einzigen Elektron-Proton–Speicherringanlage HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage). Die Anlage wird seit 1992 am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg erfolgreich betrieben. In diesem Kapitel wird zunächst eine kurze Beschreibung des HERA–Speicherrings gegeben. Anschließend wird das H1–Experiment vorgestellt. Eingegangen wird dabei auf die einzelnen Detektorteile, den H1-Trigger, die Ereignisrekonstruktion und die Monte Carlo Simulation des Experiments.

2.1 Der Speicherring HERA

In den Jahren 1984–1991 wurde der Elektron-Proton-Speicherring HERA mit einem Umfang von 6.3 km bei DESY in Hamburg-Bahrenfeld erbaut. Die gesamte Anlage befindet sich in einem Tunnel 10–30 m unter der Erde. In zwei getrennten Ringen werden Elektronen und Protonen auf 27.5 bzw. 820 GeV beschleunigt und gespeichert. In zwei Wechselwirkungszonen werden die Strahlrohre zusammengeführt und die Teilchen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2\sqrt{E_e E_p} \simeq 300\,GeV$ alle 96 ns kollinear zur Kollision gebracht. In diesen Zonen sind die beiden Experimente H1 und ZEUS aufgebaut, die im Jahre 1992 die ersten Elektron-Proton-Kollisionen nachwiesen. Weitere HERA-Experimente sind HERMES zur Untersuchung der Nukleon-Spinstruktur und das voraussichtlich 1998 mit der Datennahme beginnende HERA-B, das zur Untersuchung CP-verletzender Prozesse von B-Mesonen dienen soll. Die HERA-Betriebsbedingungen konnten seit 1991 stetig verbessert werden. Die in der bisherigen Laufzeit von HERA gelieferte integrierte Luminosität sowie der vom H1-Experiment genutzte Anteil ist in Abbildung 2.1 gezeigt. 1994 lieferte HERA eine integrierte Luminosität von fast 6 pb^{-1}, dies entspricht einer Steigerung um einen Faktor 100 im Vergleich zu 1992. Das H1-Experiment konnte davon etwa 4 pb^{-1} nutzen, experimentell stabile Bedingungen herrschten bei kanpp 3 pb^{-1}. Im Jahr 1995 konnte HERA die integrierte Luminosität noch einmal um nahezu einen Faktor 2 auf 11 pb^{-1} steigern, davon für das H1-Experiment wirklich nutzbar waren jedoch nur etwa 5.5 pb^{-1}.

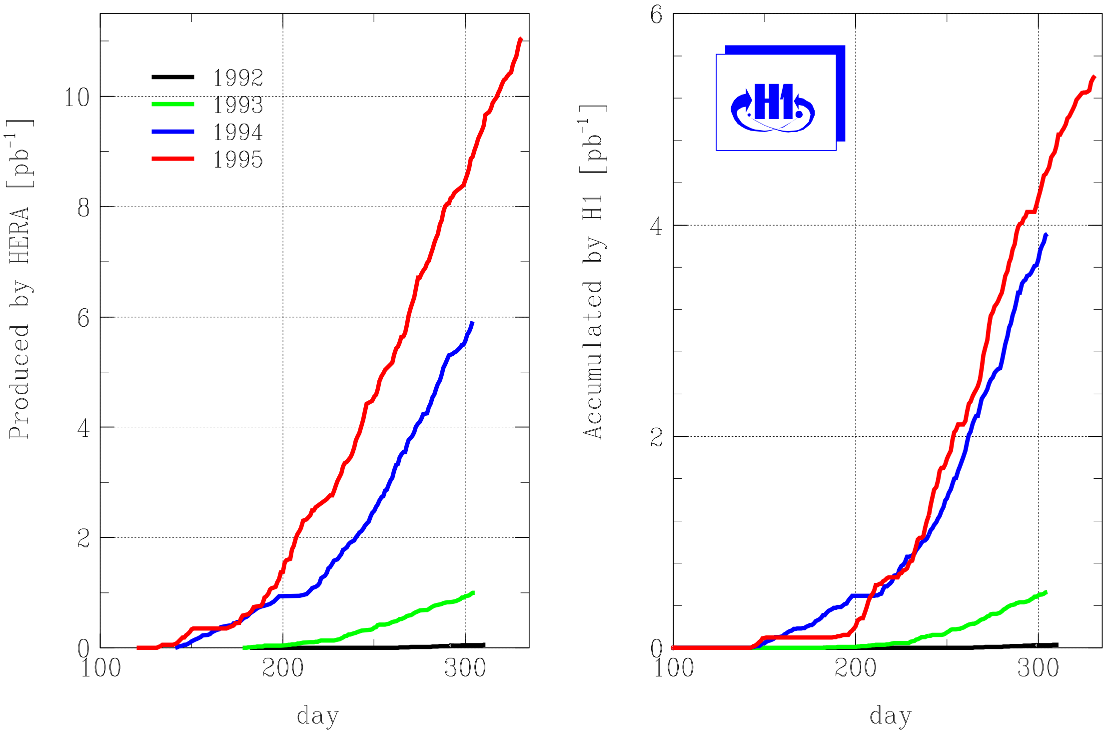


Abbildung 2.1: *Dargestellt ist die von HERA produzierte integrierte Luminosität und der vom H1-Experiment genutzte Anteil für die Jahre der bisherigen Laufzeit (aus [23]).*

Die Beschleunigung und Speicherung von Protonen und Elektronen erfolgt bei HERA in aufeinanderfolgenden Schritten unter Verwendung einiger Vorbeschleuniger. Die gesamte Anlage mit allen Vorbeschleunigern ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Protonen werden zunächst als H^-–Ionen im Linearbeschleuniger LINAC III auf 50 MeV beschleunigt. Die H^-–Ionen werden nun durch eine Abstreiffolie ionisiert und die Protonen in das Synchrotron DESY III injiziert. Hier werden sie auf 7.5 GeV beschleunigt, anschließend in PETRA III auf 40 GeV, bevor sie dann in HERA ihre Endenergie erreichen. Die Beschleunigung der Elektronen erfolgt über den Linearbeschleuniger LINAC II (auf etwa 500 MeV), DESY II (7 GeV), PETRA II (12 GeV) und schließlich HERA auf die Endenergie. Die Elektronen und die Protonen werden jeweils über ein Hochfrequenzsystem beschleunigt. Dieses ist so ausgelegt, daß 210 Teilchenpakete gleichzeitig gespeichert werden können. Nach Erreichen der Endenergien durchkreuzen sich die Pakete im zeitlichen Abstand von 96 ns in den Wechselwirkungszonen. Im Jahr 1994 wurde HERA mit jeweils 168 Paketen betrieben.

Einige Teilchenpakete werden ohne Kollisionspartner beschleunigt. Diese sogenannten *pilot bunches* dienen zur Abschätzung der durch Wechselwirkungen mit dem — trotz Verwendung eines Hochleistungsvakuumsystems — im Strahlrohr befindlichen Restgas induzierten Untergrundereignisse. Neben dem Restgas finden sich zusätzlich positiv geladene, mikroskopisch kleine Staubpartikel im Strahlrohr, die durch die bei HERA verwendeten Vakuumpumpen in das Strahlrohr gelangen und ebenfalls mit den Strahlen wechselwirken können. Im Laufe des Jahres 1994 wurde der Elektronspeicherring auf die Beschleunigung von Positronen umgestellt, um diese Art Untergrundereignisse zu reduzieren. Die Beschleunigung von Positronen ermöglicht höhere Ströme und damit eine längere Lebensdauer des

Abbildung 2.2: *Der HERA-Speicherring mit seinen Vorbeschleunigern*

Strahls. Der Vorteil der Positronen liegt dabei in ihrer positiven elektrischen Ladung: die positiv geladenen Restgas-Ionen und die Staubpartikel werden von ihnen abgestoßen.

Die Hochfrequenz beträgt 52 MHz für die Protonen und etwa 500 MHz für die Elektronen. Durch begrenzte Präzision beim Einschuß der Elektronen in HERA können Elektronen um eine Wellenlänge ($\sim$ 60 cm) gegenüber dem eigentlichen Paket verschoben beschleunigt werden. Wegen der relativ großen Ausdehnung der Protonpakete (etwa 30 cm) finden diese sogenannten Satellitenpakete (*satellite bunches*) immer noch Kollisionspartner mit einem um etwa 60 cm verschobenen Wechselwirkungspunkt. Sie sind daher leicht im Detektor zu erkennen, erschweren aber die Luminositätsmessung (siehe Abschnitt 6.3).

Die Kurvenablenkung der Pakete wird durch Dipolmagnete, die Fokussierung durch Quadropol– und Sextropolmagnete erreicht. Für den Protonring sind diese Magnete supraleitend und werden mittels flüssigem Helium auf $4°K$ gekühlt. Tabelle 2.1 gibt eine Aufstellung der wichtigsten technischen Designwerte des HERA–Speicherrings.

Technische Daten	**Protonen**	**Elektronen**
Energiebereich	300 - 820 GeV	10 - 30 GeV
Schwerpunktsenerge	bis zu 314 GeV	
Luminosität	$2 \cdot 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$	
Teilchenzahl	$2.1 \cdot 10^{13}$	$0.8 \cdot 10^{13}$
Führungsfeld	4.65 T	0.165 T
Umfang	6336 m	
Zeit zwischen Kreuzungen	96 ns	
Energieverlust/Umlauf	$1.4 \cdot 10^{-10} MeV$	127 MeV
Hochfrequenzleistung	1 MW	13.2 MW

Tabelle 2.1: *Daten des Speicherrings HERA*

2.2 Das H1–Experiment

2.2.1 Aufbau des H1–Detektors

Der H1-Detektor (siehe Abbildung 2.3) steht in der Nordhalle des HERA-Tunnels. Seine Aufgabe ist die Energie- und Impulsbestimmung aller bei den Elektron-Proton-Kollisionen anfallenden Teilchen, also z.B. des gestreuten Elektrons und des hadronischem Endzustands, sowie ihre Identifizierung. Bei einer Größe von ca. $12 \cdot 10 \cdot 15 m^3$ füllt er — bis auf wenige konstruktionsbedingte inaktive Bereiche wie Kabelschächte oder Verschraubungen — den gesamten Raumwinkelbereich um den nominellen Wechselwirkungspunkt aus. Sein Gewicht beträgt ca. $2800 t$. Die Größe des Detektors ist erforderlich, um die gestreuten Teilchen möglichst vollständig zu absorbieren. Wegen des weitaus größeren Impulses der Protonen wird ein großer Teil der Teilchen nach einer Kollision in Vorwärtsrichtung[1] gestreut. Aus diesem Grund ist der Aufbau des Detektors nicht symmetrisch um den Wechselwirkungspunkt.

Die in der folgenden kurzen Beschreibung der einzelnen Komponenten des H1–Detektors verwendete Numerierung bezieht sich auf Abbildung 2.3. Eine vollständige Beschreibung findet sich in [24].

Spurkammern

Den im Strahlrohr $\boxed{1}$ gelegenen Wechselwirkungspunkt umschließt als innerste Komponente das *Zentrale Spurkammersystem* $\boxed{2}$. Von innen nach außen besteht es aus der inneren Proportionalkammer CIP, der inneren z–Kammer CIZ, der inneren Driftkammer CJC1, der äußeren z–Kammer COZ, der äußeren Proportionalkammer COP sowie der äußeren Driftkammer CJC2. Bei CIP und COP handelt es sich um Vieldrahtproportionalkammern mit einer Zeitauflösung von etwa 21 ns, die eine gute Bestimmung des Wechselwirkungszeitpunkts T_0 erlaubt. Beide werden deshalb auch als Ereignistrigger verwendet. CIZ und COZ sind Driftkammern mit senkrecht zur Strahlachse gespannten Drähten. Sie dienen zur genauen Rekonstruktion der z–Position der Teilchen. Mithilfe der CJC1 und CJC2 lassen sich im Magnetfeld geladene Spuren dreidimensional messen. Aus den Spuren läßt sich der Impuls der Teichen und der Ereignisvertex bestimmen. Weitere Aufgabe ist die Identifizierung von Teilchen über die Messung ihrer Ionisationsenergieverluste.

An das zentrale Spurkammersystem schließt sich nach vorne das Vorwärtsspurkammersystem $\boxed{3}$ an. Es besteht ebenfalls aus Drift- und Proportionalkammern, ergänzt durch Übergangsstrahlungsmodule, und dient zur Spur- und Impulsbestimmung. Vervollständigt wird das Spurkammersystem durch die rückwärtige Vieldrahtproportionalkammer BPC.

Kalorimeter

In diesem Abschnitt werden alle im H1–Detektor verwendeten Kalorimeter beschrieben. Ausführlich wird dabei nur auf das Flüssig-Argon-Kalorimeter LAr $\boxed{4}\,\boxed{5}$ eingegangen, da es für die hier vorgestellte Arbeit eine zentrale Bedeutung hat.

---

[1] H1 verwendet ein rechtshändiges Koordinatensystem mit positiver z–Achse in Protonflugrichtung.

Abbildung 2.3: *Der H1–Detektor*

Flüssig-Argon-Kalorimeter Das Flüssig–Argon Kalorimeter LAr (siehe Abbildung 2.4) umschließt das Spurkammersystem im zentralen und vorderen Teil des H1–Detektors. Insgesamt deckt es einen Winkelbereich von $4^\circ \leq \theta \leq 154.8^\circ$ ab. Das Kalorimeter ist aufgeteilt in einen feiner segmentierten inneren Teil zur Vermessung elektromagnetischer Schauer $\boxed{4}$ (EM) und einen äußeren Teil zum Nachweis hadronischer Teilchen $\boxed{5}$ (HM). Unabhängig von dieser Einteilung ist es aus verschiedenen Modulen aufgebaut, deren Bezeichnungen sich auf ihre jeweilige Lage zum Wechselwirkungspunkt beziehen. Im einzelnen sind dies (siehe Abbildung 2.4 a))

- das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BBE (Backward Barrel Electromagnetic),
- das zentrale Kalorimeter CB1,2,3 (Central Barrel),
- das vordere zentrale Kalorimeter FB1,2 (Forward Barrel),
- sowie das innere und äußere vordere Kalorimeter IF/OF (Inner/Outer Forward).

Problematische Bereiche des Kalorimeters in der durch die Protonflugrichtung gegebenen z-Richtung sind die in Abbildung 2.4 a) durch die senkrechten Striche angedeuteten konstruktionsbedingten Lücken zwischen den verschiedenen Modulen. Hier treten wegen des inaktiven Materials Energieverluste auf.

Die einzelnen Module wiederum sind in insgesamt mehr als 44000 Zellen unterteilt, was eine gute Ortsauflösung der deponierten Energien ermöglicht. Jede Zelle besteht aus übereinander geschichteten Absorberplatten, die abwechselnd mit Hochspannungs– und Ausleseelektroden bestückt sind, zwischen denen sich flüssiges Argon befindet. Die angelegte Hochspannung beträgt 1.5 kV. Als Absorbermaterial wird im elektromagnetischen Teil Blei und im hadronischen Teil Edelstahl verwendet. Das LAr ist kein *selbstkompensierendes* Kalorimeter, das heißt elektromagnetische und hadronische Schauer gleicher Energie liefern nicht die gleiche Signalstärke. Aus diesem Grund müssen die gemessenen Signale umgewichtet werden[2].

Die Abbildung 2.4 b) zeigt die x-y–Ansicht des CB1. Das Kalorimeter ist in acht Oktanten unterteilt. Zwischen den Oktanten erkennt man die konstruktionsbedingten ϕ–Lücken. Durch diese Lücken können Elektronen ungehindert in das hadronische Kalorimeter gelangen. Sie sind dann nur sehr schwer als Elektronen zu identifizieren, und ihre Energiemessung wird sehr ungenau.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht im BBE, CB und FB1 aus 3, im FB2 aus 4 und im IF aus 7 vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen hintereinanderliegenden Lagen von Zellen unterschiedlicher Größen. Dies erlaubt eine Vermessung der räumlichen Ausdehnung elektromagnetischer Schauer, die zur Erkennung des gestreuten Elektrons verwendet werden kann. Die Tiefe des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt etwa 20 - 30 Strahlungslängen X_0, des gesamten Kalorimeters etwa 5 bis 8 hadronische Wechselwirkungslängen λ. Die Energieauflösung wurde in am CERN durchgeführten Teststrahlmessungen zu ca. $12\%/\sqrt{E_e/GeV} \pm 1\%$ für Elektronen und zu ca. $50\%/\sqrt{E_\pi/GeV} \pm 2\%$ für Pionen bestimmt [25]. Weitere Informationen über das Flüssig-Argon-Kalorimeter lassen sich in [26] finden.

---

[2] Das ZEUS–Kalorimeter ist selbstkompensierend.

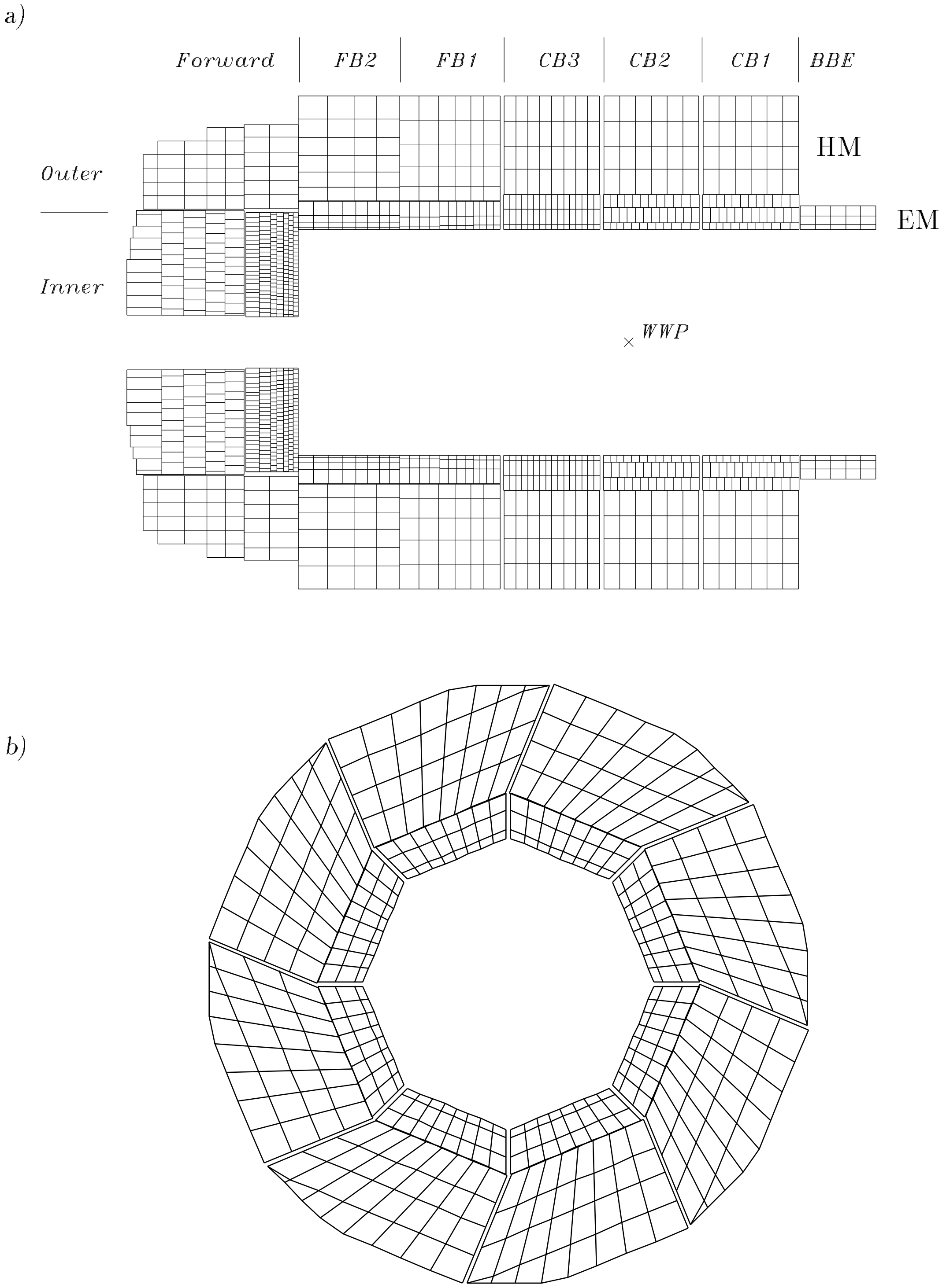


Abbildung 2.4: *Flüssig-Argon-Kalorimeter: a) Schnitt in Längsrichtung b) radialer Schnitt*

BEMC Nach hinten schließt sich an das Spurkammersystem das elektromagnetische Kalorimeter BEMC $\boxed{12}$ (Backward Electromagnetic Calorimeter) an. Verwendet wurde hierfür eine Blei–Szintillator Sandwich Bauweise. Das Kalorimeter überdeckt den Winkelbereich von $151.4^\circ \leq \theta \leq 154.8^\circ$. Hier werden unter kleinem Winkel gestreute Elektronen gemessen. Das BEMC wurde 1995 durch ein verbessertes Kalorimeter (SPACAL) ersetzt.

PLUG In Vorwärtsrichtung ist im Winkelbereich $0.7^\circ \leq \theta \leq 3.2^\circ$ das aus Kupfer- und Siliziumzählern bestehende PLUG-Kalorimeter $\boxed{13}$ installiert.

Instrumentiertes Eisen Nach außen wird der H1-Detektor durch das mit Streamerrohrkammern bestückte Instrumentierte Eisen $\boxed{10}$ abgeschlossen. Die Hauptaufgaben des Instrumentierten Eisens bestehen in der Myonspurrekonstruktion und als Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses der Magnetspule $\boxed{6}$. Zusätzlich dient es als Kalorimeter für Teilchen, die ihre Energie nicht vollständig in den inneren Kalorimetern abgegeben haben. Man bezeichnet das Instrumentierte Eisen darum auch als *Tailcatcher*.

Magnetspule

Die supraleitende Magnetspule $\boxed{6}$ erzeugt im zentralen Spurkammersystem ein homogenes Magnetfeld der Stärke 1.2 T.

Zusätzliche Detektoren in Vorwärtsrichtung

In Vorwärtsrichtung ergänzt den H1-Detektor im Winkelbereich $3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ ein aus einem von Driftkammerebenen umgebenen Toroid-Magneten bestehendes Myonspektrometer.

In 81 bzw. 90 m Entfernung vom nominalen Wechselwirkungspunkt sind seit kurzem sehr dicht am Strahlrohr Spektrometer(FPS) installiert, die unter sehr kleinem Winkel in Vorwärtsrichtung gestreute Teilchen nachweisen sollen.

Szintillatorebenen

Hinter dem BEMC befindet sich ein aus zwei Szintillatorwänden bestehendes Flugzeitsystem, das ToF (Time of Flight). Zwei weitere doppelte Szintillatorwände befinden sich im Abstand 6.5 bzw. 8.1 m hinter dem Wechselwirkungspunkt, die sogenannte Vetowand. Sowohl ToF als auch Vetowand dienen zur Unterdrückung von Strahl-korrelierten Untergrundereignissen.

Luminositätsmeßsystem

Das Luminositätsmeßsystem besteht aus einem Elektrondetektor (ET) bei -33.4 m und einem Photondetektor (PD) bei -102.9 m (siehe Abbildung 2.5). Beide Detektoren bestehen aus Kristall-Szintillatoren. Zur Luminositätsmessung wird der Bethe-Heitler-Prozeß verwendet, der durch eine Koinzidenz beider Detektoren angezeigt wird. Zur Kontrolle wird die Luminosität zusätzlich noch mit Hilfe des QED-Compton-Streuprozesses gemessen. Der Bethe-Heitler-Prozeß eignet sich besonders gut zur Luminositätsmessung, da er theoretisch sehr gut bekannt ist und mit großer Rate auftritt. Dies gewährleistet eine hohe Präzision der Messung. Mögliche Unsicherheiten sind das Akzeptanzverhalten der Detektoren, Untergrundprozesse und die Satellitenpakete, deren Anteil an der gemessenen Luminosität ständig abgeschätzt werden muß. Eine genaue Auflistung aller 1994 beitragenden Fehlerquellen findet sich z.B. in [1]. Der Fehler der Luminositätsmessung betrug 1994 nur 1.5%, was eine Reduzierung um einen Faktor 3 im Vergleich zu 1993 bedeutet.

Weitere Verwendung findet das Luminositätsmeßsystem bei der Identifizierung von Photoproduktionsereignissen sowie tiefunelastischen Streuereignissen mit zusätzlicher Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR).

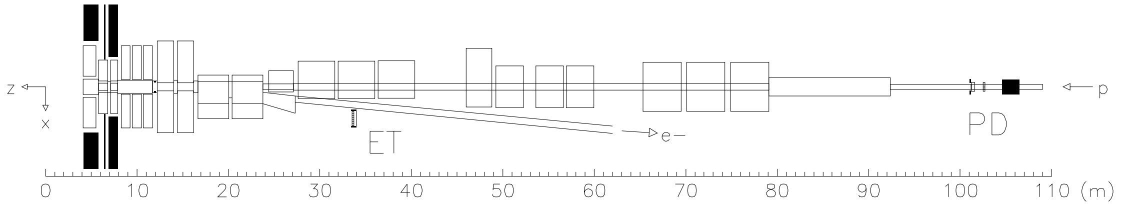


Abbildung 2.5: *Aufbau des Luminositätsmeßsystems*

2.2.2 Der Trigger

Bei HERA treten nicht nur physikalisch interessante Ereignisse, sondern in deutlich größerer Zahl auch unerwünschte Untergrundereignisse auf, die vor allem auf Strahl-Restgas- und Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen sowie auf Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung zurückzuführen sind. Das Triggersystems hat die Aufgabe, physikalisch interessante Ereignisse schnell und möglichst effizient zu erkennen. Die dafür zur Verfügung stehende Zeit zwischen zwei Kreuzungen der Pakete beträgt nur 96 ns. Zur Minimierung der Totzeit des Experiments verwendet H1 ein mehrstufiges Triggersystem. Die jeweils nächste Stufe wird nur bei positiver Entscheidung der untergeordneten Stufe aktiviert. Die erste Stufe entscheidet dabei aufgrund schneller Informationen der einzelnen Detektorteile innerhalb von $\sim 2\mu s$ (20 HERA-Zeitscheiben) totzeitfrei, ob das Ereignis zur weiteren Analyse freigegeben wird. Durch Verwendung zeitlicher und topologischer Informationen sowie Koinzidenzen verschiedener Detektorteile können auch Überlagerungen direkt aufeinanderfolgender Ereignisse erkannt werden. Nur bei positiver Entscheidung der ersten Triggerstufe wird die Datennahme unterbrochen und die Auslese aller Komponenten gestartet. Die folgende Stufe überprüft nun die Entscheidung der ersten Stufe anhand detaillierterer Informationen der einzelnen Detektorkomponenten. Im weiteren Verlauf werden die gesamten Detektorinformationen genutzt und bereits eine teilweise Rekonstruktion der Ereignisse durchgeführt. Bei endgültig positiver Entscheidung wird das Ereignis gespeichert und der vollständigen Rekonstruktion zugeführt. Dabei werden die Ereignisse bereits verschiedenen Kandidatenklassen zugeordnet, die die Selektionsgrundlage der einzelnen Analysegruppen bilden.

Elektrontrigger

Diese Analyse verwendet Ereignisse des neutralen Stroms, bei denen das gestreute Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen wurde. Zur Erkennung solcher Ereignisse auf der ersten Triggerstufe können aus Zeitgründen noch nicht die in sämtlichen Kalorimeterzellen deponierten Ladungen aufsummiert werden. Zunächst werden daher nur größere Bereiche zu sogenannten Triggertürmen zusammengefaßt. Die Triggertürme umfassen sowohl den elektromagnetischen als auch den hadronischen Teil des Kalorimeters und sind quasi sternförmig um den Wechselwirkungspunkt angeordnet. Zusätzlich werden jeweils vier Triggertürme zu sogenannten Triggerblöcken zusammengefaßt. Überschreitet die Energie eines Triggerturms eine gewisse Schwellenenergie (1994: 0.8 GeV), so geht seine Energie in die Bestimmung der im gesamten Triggerblock deponierten Energie ein. Die Information, welcher Energieanteil dem elektromagnetischen bzw. hadronischen Kalorimeter entstammt, bleibt dabei erhalten. Die Information der Triggerblöcke ist Grundlage verschiedener Ereignisklassentrigger. Für diese Analyse mußte mindestens einer von zwei Elektrontriggern angesprochen haben. Folgende Kriterien wurden zum Ansprechen der Elektrontrigger verlangt:

- *Elektrontrigger 1:* Im elektromagnetischen Teil eines der Triggerblöcke muß eine Schwellenenergie von mindestens 6 GeV erreicht werden. Gleichzeitig werden Treffer im zentralen Spurkammersystem verlangt, so daß das Spurkammersystem einen Ereigniszeitpunkt T_0 zur Verfügung stellen kann.
- *Elektrontrigger 2:* Im elektromagnetischen Teil eines der Triggerblöcke muß eine Schwellenenergie von mindestens 8 GeV erreicht werden. Hier wird keine zusätzliche Bedingung an das zentrale Spurkammersystem gestellt.

2.2.3 Rekonstruktion

Die Rekonstruktion verarbeitet die meist in digitaler Form vorliegenden Rohdaten der einzelnen Detektorkomponenten zum einen in physikalisch sinnvolle Einheiten, stellt also z.B. im Fall einer Energiemessung die Proportionalität zwischen gemessener Ladung und deponierter Energie her, und faßt sie zum anderen in logisch zusammenhängende größere Informationseinheiten zusammen. Als Beispiele solcher Informationseinheiten seien die Kombination einzelner getroffener Drähte im Spurkammersystem zu Teilchenspuren, die Bestimmung des Ereignisvertex aus rekonstruierten Teilchenspuren sowie die Zusammenfassung der in einzelnen Kalorimeterzellen deponierten Energien zu sogenannten *Clustern* genannt. Dabei wird im Fall elektromagnetischer Schauer aufgrund ihrer räumlichen Kompaktheit im H1-Kalorimeter normalerweise genau ein Cluster rekonstruiert, was die Erkennung eines gestreuten Elektrons erleichtert. Im Fall hadronischer Cluster erfolgt zusätzlich eine Kompensation der geringeren Signalstärke des Kalorimeters für hadronische Schauer im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern gleicher Energie. Jeder größeren Informationseinheit wie Clustern oder Spuren werden eine Menge seine Eigenschaften beschreibende

Parameter zugeordnet, also im Fall eines Clusters z.B. seine räumliche Lage und Ausdehnung im Detektor und die Energiedepositionen aller einzelnen Zellen des Clusters. Nähere Informationen über die Energierekonstruktion im H1-Kalorimeter finden sich in [27].

2.2.4 Die Monte Carlo Simulation

Bei der Analyse der mit einem Detektor gemessenen Ereignisse ist es das Ziel, aus allen Meßdaten einen bestimmten physikalischen Prozeß herauszufiltern. Aus diesem Grund muß das Verhalten des Detektors bei einem Auftreten dieses physikalischen Prozesses möglichst genau bekannt sein. Dies ist jedoch bei einem Experiment der Größe des H1-Detektors nicht trivial. Viele verschiedene Komponenten können sich gegenseitig beeinflussen, und zwischen den Komponenten gibt es beispielsweise durch konstruktionsbedingte Verschraubungen und Kabelschächte inaktive Bereiche. In diesem Zusammenhang haben sich sogenannte Monte Carlo Simulationen als sehr hilfreich erwiesen. Dabei werden zunächst in einem ersten Schritt die auftretenden physikalischen Prozesse generiert und anschließend in einem zweiten Schritt die entsprechende Detektorantwort simuliert. Die für diese Analyse verwendete Monte Carlo Simulation tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuung soll im folgenden kurz beschrieben werden.

Ereignisgeneration: Die Generation tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuereignisse erfolgt in teilweise getrennten Schritten unter Verwendung verschiedener Programmpakete. Es finden dabei höhere Ordnungen sowohl der elektroschwachen als auch der starken Wechselwirkung Berücksichtigung. Als Basis der Ereignisgeneration können verschiedene Parametrisierungen der Partondichteverteilungen dienen, die an frühere Meßdaten angepaßt wurden. Alle Parametrisierungen werden in einer speziellen Bibliothek gesammelt [34]. Grundlage der in dieser Analyse verwendeten Simulation tiefunelastischer Streuereignisse bildet das Programmpaket DJANGO [28]. DJANGO stellt eine Kombination der Programme HERACLES [29] und LEPTO [30] dar. Bei HERACLES handelt es sich um einen Elektron-Proton-Ereignisgenerator, der elektroschwache Strahlungskorrekturen in erster Ordnung einschließt. QCD-Effekte höherer Ordnung werden durch die Verwendung von LEPTO berücksichtigt. Zur Beschreibung von Partonschauern im Rahmen des Farb-Dipol-Modells (Colour Dipole Model) benutzt LEPTO das Programm ARIADNE [31]. In einem letzten Schritt wird mit dem Programm JETSET [32] die Fragmentation des hadronischen Endzustands simuliert. JETSET ist eine Implementation des sogenannten *Lund-String*-Modells.

Detektorsimulation: Die Detektorantwort auf jedes generierte Ereignis wird mit dem Programmpaket GEANT [33] simuliert. GEANT beinhaltet eine genaue geometrische Beschreibung aller Detektorkomponenten und ihrer Materialeigenschaften. Im Anschluß werden die simulierten Monte Carlo Daten genau wie die gemessenen H1-Daten dem H1-Rekonstruktionsprogramm übergeben.

Verwendete Monte Carlo Datensätze: Zur Generation von Monte Carlo Datensätzen wurden die nach ihren Autoren *Glück, Reya* und *Vogt* bzw. *Martin, Stirling* und *Roberts* benannten Parametrisierungen GRV [35] und MRSH [36] verwendet.

- GRV: Dieser Datensatz umfaßte etwa 100000 Ereignisse, die einer integrierten Luminosität von $\sim 18.5\, pb^{-1}$ entsprachen. Der Datensatz wurde für die Strukturfunktionsanalyse verwendet.

- MRSH: Hier standen etwa 35000 Ereignisse entsprechend einer integrierten Luminosität von $\sim 6\,pb^{-1}$ zur Verfügung. Dieser Datensatz diente zur Abschätzung eventueller Abhängigkeiten der Ergebnisse von der gewählten Parametrisierung und zur Überprüfung der allgemeinen Konsistenz beider Monte Carlo Datensätze.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden Ereignisse der Monte Carlo Datensätze als MC-Daten bezeichnet (in graphischen Darstellungen auch als DIS MC), die mit dem H1-Detektor gemessenen Ereignisse als H1-Daten. In der Analyse werden H1- und MC-Daten genau gleich behandelt, das heißt z.B. denselben in Kapitel 6 beschriebenen Selektionskriterien unterworfen.

Kapitel 3

Der Weg zur Bestimmung von $F_2(x, Q^2)$

Gegenstand dieses Kapitels ist die Erläuterung der experimentellen Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$. Zur Erinnerung sei noch einmal der in Gleichung 1.21 angegebene grundsätzliche Zusammenhang zwischen dem doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt und $F_2(x, Q^2)$ aufgeführt:

$$\frac{d^2\sigma^+}{dxdQ^2} = \kappa(R) \cdot F_2(x, Q^2) \cdot (1 + \delta_{RC}) \tag{3.1}$$

mit

$$\kappa(R) = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left(2(1-y) + \frac{y^2}{1 + R(x, Q^2)} \right) \tag{3.2}$$

Nach Gleichung 3.1 läßt sich die gesuchte Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ über die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion von x und Q^2 erhalten. Dabei muß der gemessene Wirkungsquerschnitt, der alle höheren Ordnungen der elektroschwachen Wechselwirkung enthält, durch den Faktor $(1 + \delta_{RC})$ (im folgenden einfach RC genannt) auf den Born-Wirkungsquerschnitt zurückgeführt werden. Die Strahlungskorrekturen lassen sich grundsätzlich analytisch berechnen, hängen aber vom tatsächlichen Verlauf der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ ab. Zusätzlich ist in dem Faktor $\kappa(R)$ die Größe $R(x, Q^2) = F_L(x, Q^2)/2xF_1(x, Q^2)$ enthalten. $R(x, Q^2)$ ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von longitudinal zu transversal polarisierten Photonen, welches aus QCD-Rechnungen bestimmt werden muß.

Im folgenden sollen die einzelnen Schritte zur Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ kurz diskutiert werden. Dabei besteht prinzipiell kein Unterschied bei der Behandlung von H1- und MC-Daten.

Erster Schritt ist die Selektion der gesuchten Ereignisse. Für diese Analyse sind dies tiefunelastische Elektron-Proton-Streuereignisse, bei denen das Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen wird. Die Selektion dieser Ereignisse und ihre Effizienz wird ausführlich in Kapitel 6 erläutert.

Für jedes selektierte Ereignis müssen die Lorentz-invarianten kinematischen Variablen x, y und Q^2 auf geeignete Weise bestimmt werden. Dazu stehen mit Energie und Winkel des gestreuten Elektrons sowie des hadronischen Endzustands prinzipiell vier unabhängige Meßgrößen zur Verfügung. Einige der möglichen Methoden dazu stellt Kapitel 4 vor und diskutiert ihre Sensitivität hinsichtlich systematischer Fehlmessungen der Energie und des Polarwinkels des gestreuten Elektrons bzw. der Energie des hadronischen Endzustands.

Nach der Bestimmung der kinematischen Variablen können die selektierten Ereignisse in die kinematische x, Q^2-Ebene eingeordnet werden. Da es nicht möglich ist, den differentiellen Wirkungsquerschnitt direkt für jeden Punkt der kinematischen x, Q^2-Ebene zu messen, werden dazu aus praktischen Gründen zunächst Bereiche der Größe $\Delta x \Delta Q^2$ gewählt. Diese Bereiche werden auch als *Bins* bezeichnet. Bei der Einteilung der Bereiche spielen Ereignisstatistik und Auflösung der kinematischen Variablen eine wichtige Rolle. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, integriert über einen Bereich $\Delta x \Delta Q^2$, gilt dann:

$$\int_{Bin} \frac{d^2\sigma(x,Q^2)}{dx dQ^2} dx dQ^2 = \frac{\Delta^2 \sigma}{\Delta x \Delta Q^2} = \frac{N - U}{\epsilon \, A \, \mathcal{L}} \tag{3.3}$$

Die Bezeichnungen haben folgende Bedeutungen:

- N steht für die Zahl der Ereignisse in dem x, Q^2-Bereich.
- U bezeichnet die Zahl unerwünschter Untergrundereignisse in dem x, Q^2-Bereich. Diese Zahl ist nur für die H1-Daten ungleich Null und muß für jeden Bereich abgeschätzt werden. Mit dem Untergrundanteil in den selektierten H1-Daten beschäftigt sich Kapitel 7.
- ϵ ist die Selektionseffizienz
- A bezeichnet die Detektorakzeptanz in dem x, Q^2-Bereich, die als Verhältnis der Zahl rekonstruierter zur Zahl generierter Ereignisse in dem Bereich zu verstehen ist und aus den MC-Daten bestimmt werden muß:

$$A = \frac{N_{rek}^{Born}}{N_{gen}^{Born}} \tag{3.4}$$

  Die Bestimmung der Akzeptanz ist nur für MC-Daten möglich, da nur hier für jedes Ereignis die Information über die wahre Ereigniskinematik bekannt ist. Die Akzeptanz führt die Verteilungen der aus den Detektormeßgrößen Energie und Winkel der beteiligten Teilchen rekonstruierten kinematischen Variablen x_{rec} und Q^2_{rec} auf die Verteilungen der wahren Variablen x_{wahr} und Q^2_{wahr} zurück. Es wird damit also der Einfluß des Detektors herausgefaltet. Die Beschränkung auf sogenannte Born-Ereignisse, d.h. Ereignisse ohne Abstrahlung eines Photons durch das ein- oder auslaufende Elektron, deutet in der Akzeptanzdefinition dabei an, daß nur Migrationen berücksichtigt werden, die aufgrund von Detektoreffekten durch die endliche Genauigkeit der Energie- oder Winkelmessung auftreten. Migrationen, die durch Bremsstrahlungsprozesse ausgelöst werden, werden im Rahmen der Strahlungskorrekturen behandelt. In der Realität ist eine strenge Unterscheidung zwischen Ereignissen mit oder ohne Bremsstrahlung des Elektrons nicht möglich. Praktisch jedes Elektron strahlt Photonen beliebig kleiner Energie ab. In den MC-Daten werden Ereignisse als frei von Bremsstrahlung klassifiziert, wenn die Energie des abgestrahlten Photons einen Schwellenwert von 50 MeV nicht übersteigt.

Zur Übertragbarkeit der aus den MC-Daten bestimmten Akzeptanz auf die H1-Daten müssen folgende Voraussetzungen erfüllt sein:

a) Die Detektorsimulation muß den Detektor hinsichtlich seiner Meßeigenschaften für Energie und Winkel in Mittelwert und Auflösung genau beschreiben. In Abschnitt 5.1 wird sich zeigen, daß dies für die Energiemessung des gestreuten Elektrons im Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht ausreichend der Fall war. Aus diesem Grund wurde eine Energiekalibration des elektromagnetischen Teils des Flüssig-Argon-Kalorimeters nötig. Verbleibende Unsicherheiten bei der Güte der Beschreibung gehen als systematische Fehler in das Ergebnis der Messung ein. Mit diesem Komplex beschäftigt sich Kapitel 5.

b) Die in der Monte Carlo Simulation verwendete Strukturfunktion F_2^{MC} muß der wahren Strukturfunktion F_2^{Daten} möglichst gut entsprechen. Diese Forderung ist nicht selbstverständlich erfüllt, da die Strukturfunktion F_2 im hier betrachteten kinematischen Bereich zunächst unbekannt ist und erst aus den H1-Daten bestimmt werden soll. Es gehen jedoch alle früheren Ergebnisse in die Strukturfunktion F_2^{MC} ein. Als Zusicherung muß gezeigt werden, daß H1-Daten und MC-Daten in den wichtigsten Verteilungen, wie z.B. Energie und Winkel des gestreuten Elektrons, im Rahmen der Statistik gut übereinstimmen. Der Vergleich dieser Verteilungen wird in Abschnitt 8.1.1 gezeigt. Durch einige Bedingungen an das Akzeptanzverhalten in den einzelnen x, Q^2-Bereichen kann der Einfluß der Monte Carlo Strukturfunktion F_2^{MC} auf das Ergebnis der Bestimmung von F_2^{Daten} zusätzlich minimiert werden. Eine eingehende Diskussion dieser *Strukturfunktionsabhängigkeit* der Akzeptanz und der Akzeptanzbedingungen gibt Abschnitt 8.1.2.

- $\mathcal{L}$ bezeichnet die integrierte Luminosität, die für die Analyse verwendet wird. Sie muß nur für die H1-Daten mit Hilfe des Luminositätsmeßsystems bestimmt werden.

Nachdem das Integral des Wirkungsquerschnitts über Bereiche der Größe $\Delta x \Delta Q^2$ über Gleichung 3.3 bestimmt ist, soll im nächsten Schritt zum differentiellen Wirkungsquerschnitt an einem bestimmten Zentralwert (x_c,Q_c^2) innerhalb des Bereichs übergegangen werden. Zu diesem Zentralwert wird am Ende der Wert der Strukturfunktion F_2 angegeben. Der Übergang zum Zentralwert wird mit Hilfe eines weiteren Korrekturwertes BC (Bin Center Korrektur) vollzogen. Dieser Korrekturfaktor kann wie die Akzeptanz aus den MC-Daten bestimmt werden. Der Wert von BC hängt von der Größe der gewählten x, Q^2-Bereiche und von der gewählten Monte Carlo Strukturfunktion F_2^{MC} ab, da hier der Verlauf des Wirkungsquerschnitts innerhalb des Bereichs eingeht. Für die Übertragbarkeit des Korrekturfaktors BC auf die H1-Daten muß daher erneut eine gute Entsprechung der Monte Carlo Strukturfunktion F_2^{MC} und der wahren Funktion F_2^{Daten} gegeben sein.

Mit Verwendung von BC kann damit geschrieben werden:

$$\frac{\Delta^2\sigma(\Delta x, \Delta Q^2)}{\Delta x \Delta Q^2} \cdot \frac{1}{BC} = \frac{d^2\sigma(x_c, Q_c^2)}{dx dQ^2} \tag{3.5}$$

Durch Kombination der Gleichungen 3.1, 3.3 und 3.5 ergibt sich für den Wert der Strukturfunktion $F_2(x_c, Q_c^2)$ am Zentralwert eines x, Q^2-Bereichs:

$$F_2(x_c, Q_c^2) = \frac{1}{\kappa(R)} \frac{N-U}{A\epsilon L} \cdot \frac{1}{RC} \cdot \frac{1}{BC} \tag{3.6}$$

Über Gleichung 3.6 kann nun sowohl die Strukturfunktion F_2^{Daten} als auch die Monte Carlo Strukturfunktion F_2^{MC} bestimmt werden. Bei guter Beschreibung der Detektoreigenschaften durch die Monte Carlo Simulation und Erfüllung der Forderung $F_2^{Daten} \simeq F_2^{MC}$ muß gelten:

$$\frac{A^{MC}}{A^{Daten}} \frac{BC^{MC}}{BC^{Daten}} \frac{RC^{MC}}{RC^{Daten}} \frac{\kappa^{MC}(R)}{\kappa^{Daten}(R)} \simeq 1 \tag{3.7}$$

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich ein eleganter Weg der Strukturfunktionsbestimmung von F_2^{Daten}. Bildet man den Quotienten $F_2^{Daten}(x_c, Q_c^2)/F_2^{MC}(x_c, Q_c^2)$ und verwendet Gleichung 3.7, so ergibt sich durch Auflösen der Quotientengleichung nach $F_2^{Daten}(x_c, Q_c^2)$:

$$F_2^{Daten}(x_c, Q_c^2) \simeq \frac{(N-U)^{Daten}}{N^{MC}} \frac{\epsilon^{MC}}{\epsilon^{Daten}} \frac{\mathcal{L}^{MC}}{\mathcal{L}^{Daten}} F_2^{MC}(x_c, Q_c^2) \tag{3.8}$$

Sind die integrierten Luminositäten sowie die relativen Selektionseffizienzen bekannt, reduziert sich die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2^{Daten}(x_c, Q_c^2)$ nach Gleichung 3.8 zu einer einfachen Multiplikation des Ereigniszahlenverhältnisses $(N-U)^{Daten}/N^{MC}$ in einem bestimmten Bereich $\Delta x \Delta Q^2$ mit dem theoretischen Wert von $F_2^{MC}(x_c, Q_c^2)$.

Kapitel 4

Bestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2

Die Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ hängt in entscheidendem Maße von der Güte der Bestimmung der kinematischen Variablen x, y und Q^2 ab. Nach einer kurzen Einführung in die spezielle Kinematik des HERA-Speicherrings werden vier Methoden zur kinematischen Rekonstruktion vorgestellt und die Vorgehensweise in dieser Arbeit kurz erläutert.

4.1 Kinematische Rekonstruktion bei HERA

Die spezielle HERA-Kinematik (siehe Abbildung 1.1) bietet bei tiefunelastischen Streuereignissen des neutralen Stroms verschiedene Möglichkeiten zur kinematischen Rekonstruktion. Es können sowohl Informationen des gestreuten Elektrons als auch des hadronischen Endzustands verwendet werden. Grundsätzlich stehen mit Energie E'_e und Winkel θ_e des gestreuten Elektrons sowie Energie E_j und Winkel θ_j des Stromjets vier unabhängige Meßgrößen zur Auswahl. Bei bekannten Strahlenergien E_e, E_p, d.h. fixierter Schwerpunktsenergie s, genügen davon jeweils zwei zur Festlegung der Ereigniskinematik. Zusätzlich können auch Methoden verwendet werden, die drei oder mehr Meßgrößen heranziehen, also Informationen aus der kinematischen Überbestimmtheit des Ereignisses nutzen. Damit läßt sich beispielsweise der Einfluß von Bremsstrahlungsprozessen des einlaufenden Elektrons (ISR) auf die kinematische Rekonstruktion reduzieren. ISR-Prozesse haben grundsätzlich große Auswirkungen auf die kinematische Rekonstruktion mit Hilfe der leptonischen Größen, nicht so große Auswirkungen jedoch bei Verwendung der hadronischen Größen. Die Viererimpulse des einlaufenden Elektrons (k), des gestreuten Elektrons (k'), des einlaufenden Protons (P_p) und des Stromjets (P_j), der sich aus dem gestreuten Quark durch Fragmentierung entwickelt, lassen sich in der Ebene des ein- und auslaufenden Leptons unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Elektron und Proton wie folgt schreiben:

$$\begin{array}{ll} k = (E_e, 0, 0, -E_e) & k' = (E'_e, E'_e\, sin\,\theta_e, 0, E'_e\, cos\,\theta_e) \\ P_p = (E_p, 0, 0, E_p) & P_j = (E_j, E_j\, sin\,\theta_j, 0, E_j\, cos\,\theta_j) \end{array} \tag{4.1}$$

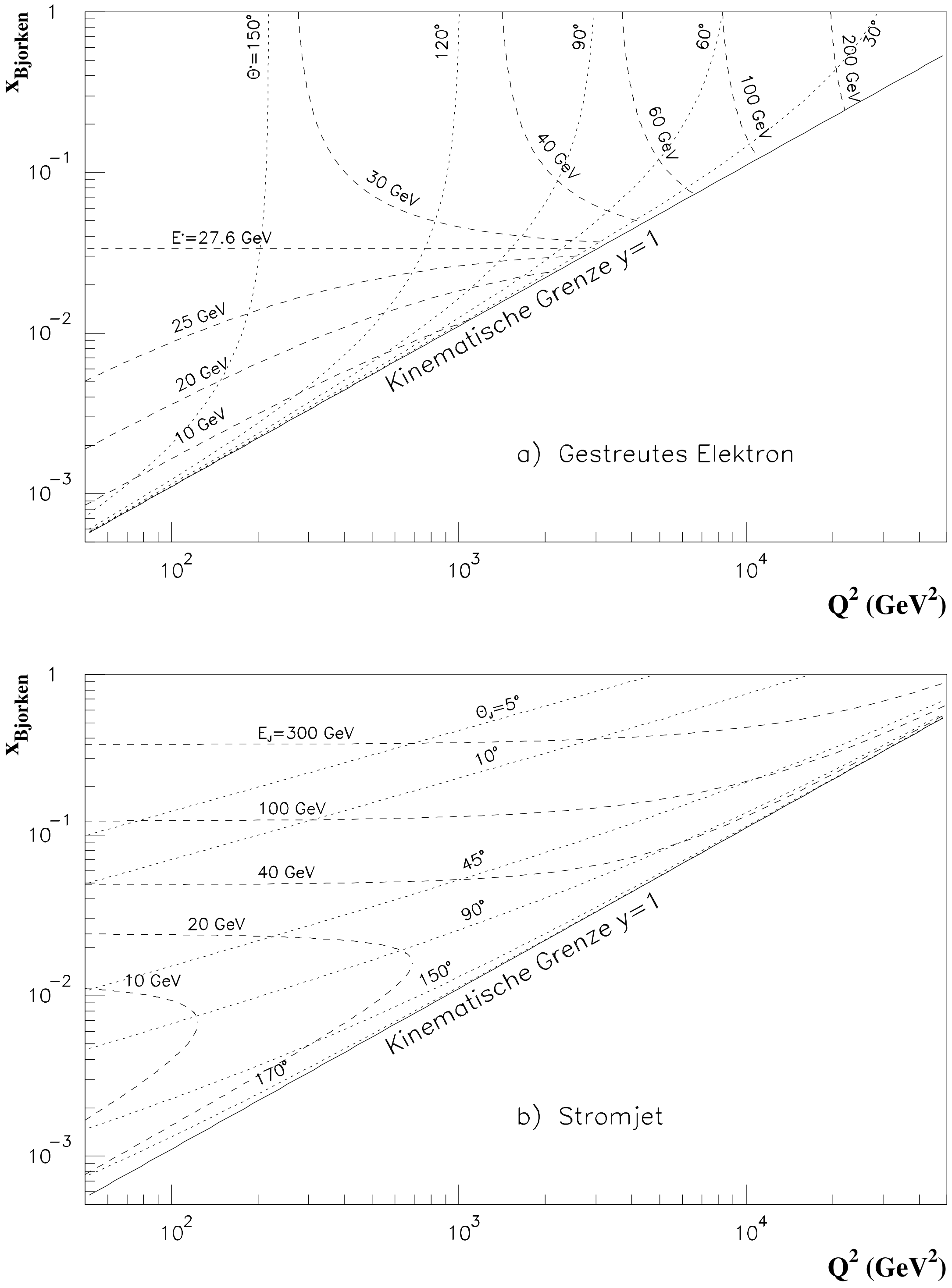


Abbildung 4.1: *Dargestellt ist die kinematische* x,Q^2*-Ebene für große Impulsüberträge* Q^2. *In (a) wurden die Linien konstanter Energie und konstanten Polarwinkels des gestreuten Elektrons, in (b) die des Stromjets eingezeichnet. Die hier vorgestellte Analyse verwendet Ereignisse im Bereich* $133.4\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 10000\,GeV^2$.

In Abbildung 4.1 ist für den in dieser Arbeit untersuchten kinematischen Bereich großer Impulsüberträge Q^2 die kinematische x,Q^2-Ebene dargestellt. Eingezeichnet wurden die Isolinien konstanter Energie und konstanten Polarwinkels (a) des gestreuten Elektrons und (b) des Stromjets. Präzise Bestimmungen der Kinematik sind in Bereichen möglich, in denen die Isolinien bei konstanter Veränderung der Meßgrößen möglichst dicht beisammen liegen. Weite Abstände dagegen bedeuten, daß hier kleine Änderungen der Meßgrößen große Verschiebungen der kinematischen Variablen bewirken. Zur kinematischen Rekonstruktion werden jeweils mindestens zwei Meßgrößen benötigt. Dabei sind Linien, die sich unter großen Winkeln schneiden, prinzipiell gut zur kinematischen Rekonstruktion geeignet, da hier kleine Meßfehler in Energie oder Winkel auch kleine Unsicherheiten beider kinematischen Variablen x und Q^2 zur Folge haben. Sofort ausschließen läßt sich damit eine Verwendung beider Energien (Doppel-Energie-Methode), bei der beide Linien in weiten kinematischen Bereichen fast parallel zur Q^2-Achse verlaufen. Die Doppel-Energie-Methode erlaubt damit keine ausreichende Q^2-Auflösung. Das gleiche gilt auch für die Verbindung aus Elektronenergie und Stromjetwinkel. Hier ist ebenfalls keine gute Q^2-Auflösung erreichbar. Diese Methode hat zudem noch die Eigenschaft, zwei mathematische Lösungen zu liefern, wie auch die umgekehrte entsprechende Kombination aus Stromjetenergie und Elektronwinkel [37]. Im folgenden werden einige Methoden zur kinematischen Rekonstruktion vorgestellt. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Elektron- und die sogenannte Σ-Methode gelegt, die in dieser Analyse zur Strukturfunktionsbestimmung herangezogen werden.

4.1.1 Elektronmethode

Die Elektronmethode verwendet zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen Energie E'_e und Polarwinkel θ_e des gestreuten Elektrons:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} sin^2 \frac{\theta_e}{2} \tag{4.2}$$

$$Q^2_e = 4 E_e E'_e cos^2 \frac{\theta_e}{2} \tag{4.3}$$

$$x_e = \frac{Q^2_e}{s y_e} \tag{4.4}$$

Die Elektronmethode zeichnet sich vor allem durch eine gute Q^2-Rekonstruktion aus. Der Einfluß der Energiemessung des gestreuten Elektrons auf die Q^2-Rekonstruktion ist aufgrund der linearen Abhängigkeit unkritisch. Für kleine Werte von Q^2 bestimmt vor allem der Polarwinkel θ_e die Bestimmung von Q^2 (vergleiche Abbildung 4.1). Im Rahmen der 1994 erreichten Genauigkeit der Winkelmessung, die im Bereich von $1 mrad$ liegt, ist der Einfluß auf die Q^2-Messung nahezu vernachlässigbar. So bewirkt eine systematische Verschiebung des Polarwinkels θ_e um $1 mrad$ eine Verschiebung von Q^2 um weniger als 0.3% bei den kleinsten Werten von Q^2. Zu größeren Werten nimmt dieser Einfluß noch weiter ab.

Die Rekonstruktion von x dagegen ist nur für den Bereich kleiner Werte von x bzw. großer Werte von y verwendbar. In Abbildung 4.1 (a) zeigt sich dies in dem großen kinematischen Bereich mit Energien zwischen 25 und 30 GeV. Hier haben kleine Änderungen der

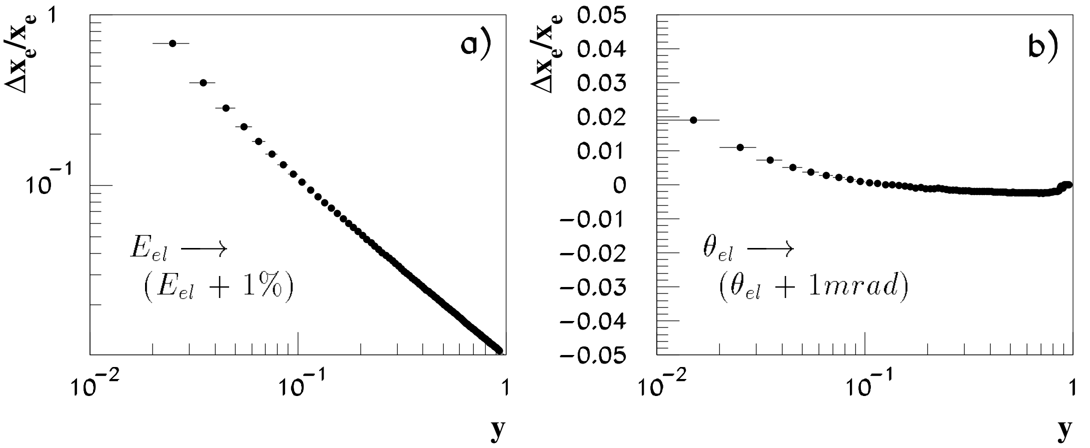


Abbildung 4.2: *Auflösung der Variable x_{el} bezüglich a) einer Energieverschiebung um 1% und b) einer Winkelverschiebung um 1mrad.*

Energie große Auswirkungen auf den rekonstruierten Wert von x. Die θ-Linien dagegen verlaufen fast parallel zur x-Achse, so daß die x-Bestimmung praktisch unabhängig von der θ-Auflösung ist. In Abbildung 4.2 wird in (a) der Einfluß einer systematisch um 1% zu hoch gemessenen Energie, in (b) eines systematisch um $1mrad$ zu großen Winkels als Funktion von y gezeigt. Man erkennt in (a), daß schon für diese kleine Energieverschiebung der Fehler in x bei Werten von $y_e \sim 0.05$ etwa 25% beträgt, so daß der Energiemessung des gestreuten Elektrons eine äußerst wichtige Bedeutung zukommt.

Der Einfluß von Bremsstrahlung im Anfangszustand (ISR) ist vor allem bei der Bestimmung von y sehr groß, da in Gleichung 4.2 in dem Quotienten E_e'/E_e die Energie des einlaufenden Elektrons gleichermaßen wie die des gestreuten Elektrons eingeht. Für diese Ereignisse wird der Quotient E_e'/E_e zu klein, da die Energie E_e des einlaufenden Elektrons als zu groß angenommen wird. Damit ergibt sich insgesamt eine Verschiebung von y zu größeren Werten. Die Folge sind sehr große Strahlungskorrekturen im Bereich großer Werte von y.

Die kollineare Abstrahlung eines Photons durch das gestreute Elektron nach der eigentlichen ep-Wechselwirkung (FSR) dagegen hat bei kalorimetrischer Energiemessung praktisch keinen Einfluß auf die Bestimmung der kinematischen Variablen. Im Regelfall kommt es dabei zur Ausbildung eines gemeinsamen elektromagnetischen Schauers, so daß die Gesamtenergie von Elektron und Photon in die Berechnung der kinematischen Variablen eingeht.

4.1.2 Die Jacquet-Blondel-Methode

Die Berechnung der kinematischen Variablen allein aus hadronischen Meßgrößen unterliegt der prinzipiellen Schwierigkeit, daß Energie und Streuwinkel des an der Streureaktion beteiligten Quarks aufgrund der Fragmentationsprozesse nicht direkt meßbar sind, sondern nur der sich aus dem Quark entwickelnde Teilchenjet. Hinzukommt, daß auch der Protonrest fragmentiert, so daß eine Unterscheidung zwischen Strom- und Protonrestjet gerade in Vorwärtsrichtung nicht leicht möglich ist. Zusätzlich können durch Abstrahlung harter Gluonen auch Mehrjetereignisse auftreten. Eine Alternative zu Jetsuchalgorithmen, die über verschiedene Strategien den Stromjet zu isolieren versuchen, stellt die erstmals von Jacquet und Blondel eingeführte Methode dar, die alle Teilchen des hadronischen Endzustands bestehend aus Strom- und Protonjet zur kinematischen Rekonstruktion heranzieht[38]. Aus diesem Grund wird die Jacquet-Blondel-Methode als eine *inklusive* Messung bezeichnet. Hauptanwendungsgebiet der Jacquet-Blondel-Methode ist die kinematische Rekonstruktion von Ereignissen des geladenen Stroms, da bei diesen Ereignissen im Endzustand statt eines Elektrons ein Neutrino ν auftritt, welches im Detektor nicht direkt nachgewiesen werden kann.

Die Jacquet-Blondel-Methode basiert auf der Eigenschaft, daß der Impulsübertrag vom Elektron auf das hadronische System gerade der Impulsdifferenz von hadronischem Endzustand und einlaufendem Proton entspricht, also $q = (P_j + P_r - P_p)$ gilt (siehe Abbildung 1.1).

Ausgehend von Gleichung 1.3, unter Verwendung von $P_j + P_r = \sum_h (E_h, p_{x,h}, p_{y,h}, p_{z,h})$, also der Summe aller Teilchen des hadronischen Endzustands, ergeben sich für die kinematischen Variablen damit folgende Ausdrücke:

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e} \sum_h (E_h - p_{z,h}) = \frac{\Sigma}{2E_e} \tag{4.5}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{\left(\sum_h p_{x,h}\right)^2 + \left(\sum_h p_{y,h}\right)^2}{1 - y_{JB}} = \frac{P^2_{t,h}}{1 - y_{JB}} \tag{4.6}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{s y_{JB}} \tag{4.7}$$

mit

$$\Sigma = \sum_h (E_h - p_{z,h}) \qquad \text{und} \qquad P^2_{t,h} = (\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2. \tag{4.8}$$

In den auftretenden Summen wird über alle Teilchen des hadronischen Endzustands summiert. Hierbei ist anzumerken, daß diese Summierung experimentell nur implizit durch Summierung über alle Kalorimeterzellen mit Ausnahme derjenigen des gestreuten Elektrons (bei Ereignissen des neutralen Stroms) durchgeführt wird. Zur Bestimmung von Σ wird für jede Kalorimeterzelle die Differenz aus deponierter Energie und ihrer auf den Vertex bezogenen Impulskomponente in z-Richtung gebildet und aufsummiert. Diese Differenz $(E - p_z)$ wird gerade für in extreme Vorwärtsrichtung gestreute Hadronen sehr klein $(E \approx p_z)$, so daß diese Teilchen kaum zu Σ beitragen. Zur Bestimmung von p_z kann ergänzend auch das Spurkammersystem verwendet werden. Der zur Q^2-Bestimmung verwendete hadronische Transversalimpuls $P_{t,h}$ wird aus den Impulskomponenten in x-

und y-Richtung aufsummiert, die ebenfalls für in Vorwärtsrichtung gestreute Teilchen klein werden. Somit bewirken im Strahlrohr verbleibende Teilchen keinen großen Fehler bei der kinematischen Rekonstruktion. Der Einfluß von Photonabstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR) ist auch bei der Jaquet-Blondel-Methode nicht vernachlässigbar, da die Elektronstrahlenergie direkt mit in die Berechnung eingeht, jedoch im Vergleich zur Elektronmethode deutlich reduziert. Mit der Jacquet-Blondel-Methode läßt sich auch für kleine Werte von y eine gute x-Auflösung erreichen. Die Q^2-Bestimmung dagegen ist deutlich schlechter als bei der Elektronmethode.

4.1.3 Die Σ-Methode

Die Σ-Methode [39] verwendet zur Bestimmung der kinematischen Variablen die Größen Energie und Winkel des gestreuten Elektrons E'_e, θ_e sowie das oben eingeführte Σ, das im wesentlichen aus der Energiemessung des hadronischen Endzustands bestimmt wird. Man erhält die Σ-Gleichungen aus den Jacquet-Blondel-Gleichungen durch folgende Ersetzung der Elektronstrahlenergie:

$$2E_e = \Sigma + (E'_e - P_{z,e}) = \Sigma + E'_e\,(1 - cos\,\theta_e) \tag{4.9}$$

Die kinematische Rekonstruktion wird damit unabhängig von einer Photonabstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR). Weitere Änderung ist zur Verbesserung der Q^2-Auflösung die Verwendung der Transversalenergie des gestreuten Elektrons $E_{t,e} = E'_e\,sin\,\theta_e$ statt des hadronischen Transversalimpulses $P_{t,h}$. Die Formeln zur Berechnung der kinematischen Variablen lauten damit:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E'_e\,(1 - cos\,\theta_e)} \tag{4.10}$$

$$Q^2_\Sigma = \frac{E'^2_e\,sin^2\,\theta_e}{1 - y_\Sigma} \tag{4.11}$$

$$x_\Sigma = \frac{Q^2_\Sigma}{s y_\Sigma} \tag{4.12}$$

Die Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen die relativen Fehler in x und Q^2 bei systematischer Energie- und Winkelverschiebung um 1% bzw. $1mrad$. Es zeigt sich, daß die Σ-Methode praktisch im gesamtem kinematischen Bereich verwendet werden kann. Weder für x noch Q^2 sind sehr große Sensitivitäten auf kleinere Fehlmessungen einer der eingehenden Meßgrößen gegeben.

4.1.4 Die Doppel-Winkel-Methode

Die Doppelwinkel-Methode zieht zur kinematischen Rekonstruktion nur die Winkel θ_e und θ_j des gestreuten Elektrons und des Stromjets heran:

$$y_{DW} = \frac{sin\theta_e(1 - cos\theta_j)}{sin\theta_j + sin\theta_e - sin(\theta_j + \theta_e)} \tag{4.13}$$

$$Q^2_{DW} = 4E^2_e \frac{sin\theta_h(1 + cos\theta_e)}{sin\theta_j + sin\theta_e - sin(\theta_j + \theta_e)} \tag{4.14}$$

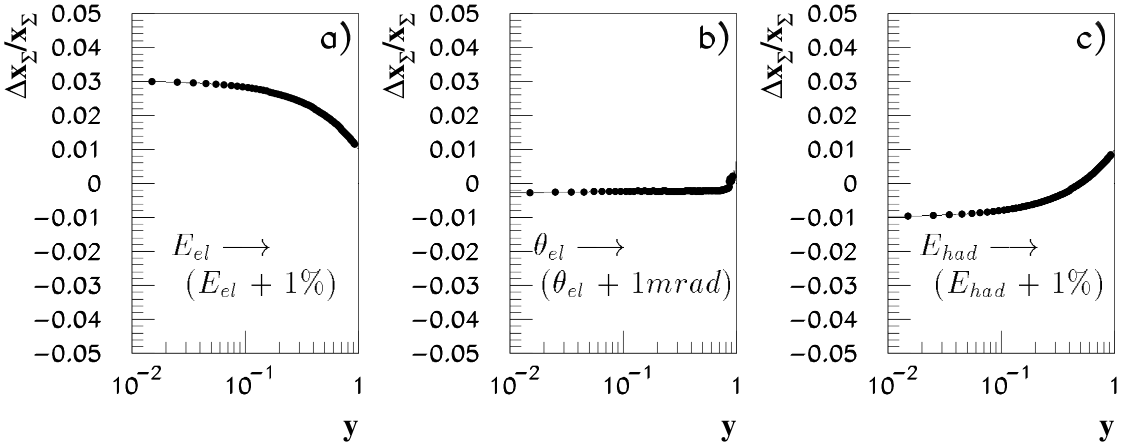


Abbildung 4.3: *Auflösung der Variable* x_Σ *bezüglich a) einer Energieverschiebung um 1%, b) einer Winkelverschiebung um 1mrad* sowie c) der Verschiebung der Hadronenergie um 1%.

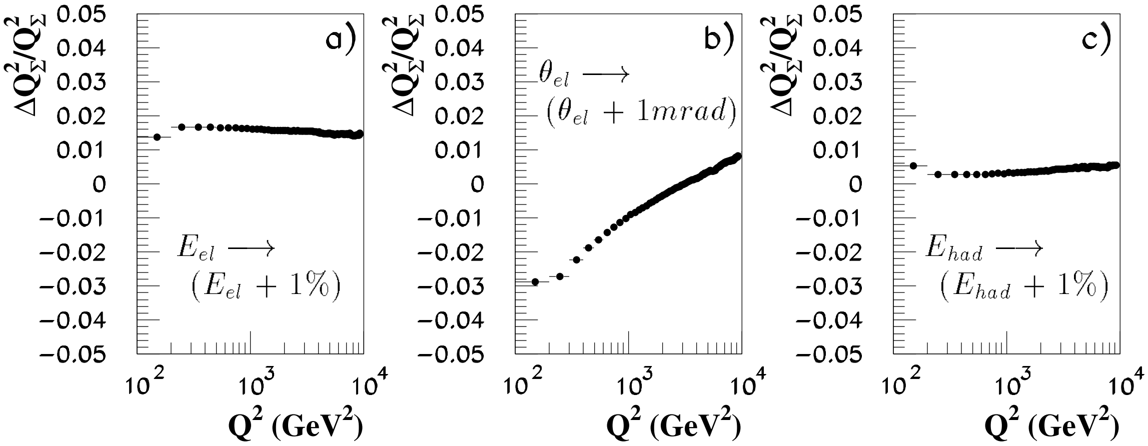


Abbildung 4.4: *Auflösung der Variable* Q^2_Σ *bezüglich a) einer Energieverschiebung um 1%, b) einer Winkelverschiebung um 1mrad* sowie c) der Verschiebung der Hadronenergie um 1%.

$$x_{DW} = \frac{Q^2_{DW}}{s \cdot y_{DW}} \tag{4.15}$$

Der Jetwinkel θ_j läßt sich über die Jacqet-Blondel Variablen y_{JB} und Q^2_{JB} bestimmen [40]:

$$cos\,\theta_j = \frac{Q^2_{JB}(1 - y_{JB}) - 4E^2 y^2_{JB}}{Q^2_{JB}(1 - y_{JB}) + 4E^2 y^2_{JB}} \tag{4.16}$$

Der auf diese Weise erhaltene Streuwinkel θ_j ist weitgehend unabhängig von globalen Unsicherheiten der Energieskala, so daß eine mögliche Mißkalibration des hadronischen Flüssig-Argon-Kalorimeters hier kaum eingeht. Es ist zusätzlich möglich, die Energie des gestreuten Elektrons aus beiden Winkeln vorherzusagen. Dies macht die Doppel-Winkel-Methode zu einem wichtigen Hilfsmittel bei der Kalibration des Kalorimeters.

4.2 Verwendete Methoden

In dieser Arbeit werden zur Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ die Elektron- und die Σ-Methode verwendet. Wegen der unterschiedlichen Sensitivitäten auf mögliche Ungenauigkeiten der eingehenden Meßgrößen wie Energie und Winkel ist durch diese Vorgehensweise eine gute Überprüfung der systematischen Effekte erreichbar. Ebenfalls kann der Einfluß der Strahlungskorrekturen gut kontrolliert werden. Die Σ-Methode ist dabei aufgrund der Ersetzung der Elektronstrahlenergie praktisch unabhängig von Photonabstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR), während dies bei der Elektronmethode großen Einfluß hat. Der Anwendungsbereich der Elektronmethode ist aufgrund der x-Auflösung auf große Werte von $y > 0.05$ beschränkt, während die Σ-Methode praktisch bis zu den kleinsten Werten von y verwendet werden kann.

Kapitel 5

Energie- und Winkelmessung mit dem H1-Detektor

Dieses Kapitel widmet sich der Energie- und Winkelmessung der bei tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuerereignissen im Endzustand anfallenden Teilchen mit dem H1-Detektor. Dabei wird vor allem Wert auf den Vergleich zwischen H1- und MC-Daten gelegt. Nur bei einer guten Beschreibung der tatsächlichen Meßeigenschaften des H1-Detektors kann die in Kapitel 3 definierte Detektorakzeptanz aus der Monte Carlo Simulation auf das Experiment übertragen werden. Dabei muß sowohl Wert auf die mittlere Meßgenauigkeit als auch auf die Auflösung der zur späteren Analyse verwendeten Meßgrößen gelegt werden. Das Kapitel gliedert sich in drei Abschnitte. Der erste Abschnitt behandelt die Energiemessung des gestreuten Elektrons im elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Es wird sich dabei zeigen, daß die Beschreibung der Energiemessung durch die Simulation nicht ausreichend ist und dementsprechend eine Kalibration nötig wird. Die weiteren Abschnitte behandeln die Winkelmessung des gestreuten Elektrons und die Messung des hadronischen Endzustands.

5.1 Kalibration des Flüssig-Argon-Kalorimeters

In diesem Abschnitt wird eine Kalibration des elektromagnetischen Teils des Flüssig-Argon-Kalorimeters beschrieben[1]. Der Begriff Kalibration ist in diesem Zusammenhang in erster Linie als Verbesserung der Übereinstimmung von Monte Carlo Simulation und tatsächlichen Gegebenheiten des Experiments zu verstehen. Die Verbesserung der mittleren Meßgenauigkeit ergibt sich dabei gleichsam als Nebeneffekt.

Die Forderung nach Übereinstimmung von Simulation und Experiment ist bei einem Experiment wie H1 allein schon wegen der Vielzahl der Kalorimetermodule, der vielen Verschraubungen und Kabelschächte, der großen Anzahl von Hochspannungskanälen, nur sehr schwer zu erreichen. Selbst bei einer optimalen Beschreibung müßte die Simulation sämtliche Veränderungen, die sich im Laufe der Zeit ergeben, mit aufnehmen. Die detaillierte Simulation all dieser Komponenten ergäbe als zusätzliche Schwierigkeit einen sehr großen

---

[1] Kalibriert wurde der für diese Analyse wichtigste Bereich.

Rechenaufwand, so daß eventuell nicht ausreichend Monte Carlo Ereignisse zur Verfügung gestellt werden könnten. Aus diesem Grund wurde in der Monte Carlo Simulation des Detektors auf die detaillierte Simulation des nicht aktiven Materials im Kalorimeter verzichtet. Stattdessen wurde in Abhängigkeit der Kalorimeterposition ein Energieverlust angenommen, dessen Betrag im wesentlichen auf Testmessungen am CERN beruht.

Schon im Vorfeld des Jahres 1994 wurden einige Anstrengungen auf die Verbesserung der Energierekonstruktion im Flüssig-Argon-Kalorimeter verwandt. Aufgrund technischer Probleme müssen eine Reihe Hochspannungskanäle des Kalorimeters vor allem im Bereich des BBE mit reduzierter Hochspannung betrieben werden (1994 etwa 7%). Die betroffenen Kalorimeterzellen messen deshalb grundsätzlich eine geringere Energie als bei nominaler Hochspannung. Diese Verluste können nachträglich korrigiert werden, da sie direkt mit der angelegten Hochspannung korreliert sind. Eine derartige Korrektur wurde 1994 in das H1-Rekonstruktionsprogramm aufgenommen. Nähere Informationen finden sich in [41].

Im weiteren Verlauf dieses Abschnitts wird eingegangen auf

- den zur Kalibration verwendeten Datensatz,
- die Bestimmung der z-Position des gestreuten Elektrons,
- den Vergleich zweier unabhängiger Kalibrationsmethoden,
- die Abschätzung des systematischen Fehlers sowie
- die zeitliche Stabilität der Energiemessung im Jahr 1994.

5.1.1 Auswahl des Datensatzes

Grundlage des zur Kalibration verwendeten Datensatzes ist die in Kapitel 6 beschriebene Selektion tiefunelastischer Streuereignisse, bei denen das gestreute Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen wurde. Diese Selektion beruht im wesentlichen auf den charakteristischen Eigenschaften des elektromagnetischen Schauers eines Elektrons im H1-Kalorimeter wie räumliche Kompaktheit und Isolation. Der besonders kritische Bereich der ϕ-Lücken wird dabei ausgespart. Zusätzlich wird eine rekonstruierte Elektronspur, eine minimale gemessene Transversalimpulsbalance des Ereignisses und ein rekonstruierter Ereignisvertex verlangt. Eine detaillierte Beschreibung der gesamten Selektion erfolgt in Kapitel 6.

Für den zur Kalibration verwendeten Datensatz werden jedoch noch zusätzliche Forderungen gestellt:

1. $y_{JB} < 0.1$: Man selektiert hierdurch Ereignisse, deren Energieverteilung nahezu die Form einer Gaußkurve annimmt und als Mittelwert ungefähr die Elektronstrahlenergie hat. Die Verwendung von y_{JB} garantiert die Unabhängigkeit von der Energiemessung des gestreuten Elektrons und damit vom zu kalibrierenden Kalorimeter. Die so erhaltene Verteilung wird auch als „kinematischer Peak" bezeichnet und hängt im Bereich großer Werte von Q^2 und x nur wenig vom tatsächlichen Verlauf der Strukturfunktion F_2 ab. Der kinematische Bereich $y \longrightarrow 0$ entspricht gerade einer

elastischen Streuung des Elektrons an einem Parton des Protons, wofür ein starkes Ansteigen des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{dy}$ zu verzeichnen ist.

2. $(E-P_z) = \sum_i (E_i - P_{z,i}) > 41.25\,GeV\ (= 0.75 \cdot 2\,E_e)$: Die Größe $(E-P_z)$, in die alle in die zentralen H1-Kalorimeter LAR und BEMC gestreuten Teilchen des Endzustands eingehen, ergibt bei Ereignissen ohne Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR) und idealer Messung gerade die doppelte Elektronstrahlenergie. Durch den verwendeten Schnitt wird der Anteil an ISR-Ereignissen deutlich reduziert ($E_\gamma^{max} = 0.25 \cdot E_e$).

Abbildung 5.1 zeigt die nahezu gaußförmige Energieverteilung des gestreuten Elektrons der so selektierten Ereignisse (nur H1-Daten). Im folgenden soll ein detaillierter Vergleich der mittleren Energiedeposition der gestreuten Elektronen zwischen den H1-Daten und den entsprechenden MC-Daten in verschiedenen Detektorregionen entlang der z-Achse erfolgen.

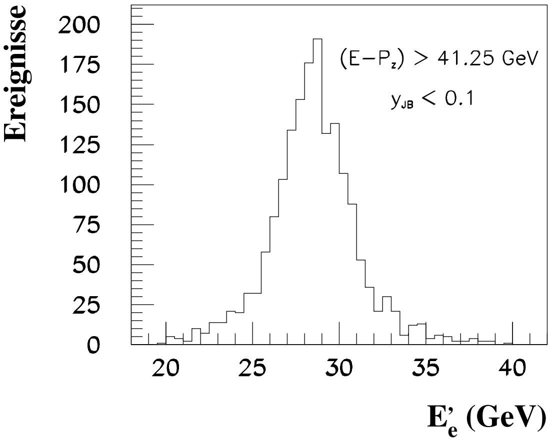


Abbildung 5.1: *Energieverteilung der gestreuten Elektronen des zur Kalibration verwendeten Datensatzes für die H1-Daten.*

Abbildung 5.2 zeigt die auf zwei verschiedene Arten bestimmte z-Position der gestreuten Elektronen aus dem zur Kalibration verwendeten Datensatz im Kalorimeter. In *a*) wurde für z der Eintrittspunkt des Elektrons in das Flüssig-Argon-Kalorimeter definiert. Dieser Punkt läßt sich leicht aus Vertex und Spurwinkel bestimmen. In *b*) wurde der Schwerpunkt des elektromagnetischen Schauers verwendet. Deutlich ist in *b*) eine Anhäufung von Ereignissen bei etwa -165 cm, dem Übergangsbereich zwischen BBE und CB1 zu erkennen. Hier beeinflußt offensichtlich die z-Lücke die Lage der Schauerschwerpunkte. Aus diesem Grund wird für die Kalibration nur das aus Vertex und Polarwinkel der Spur bestimmte z herangezogen. In die Berechnung geht der innere Kalorimeterradius von 105 cm ein. Ein weiterer Vorteil dieser Vorgehensweise ist die Unabhängigkeit der so bestimmten z-Position vom zu kalibrierenden Kalorimeter.

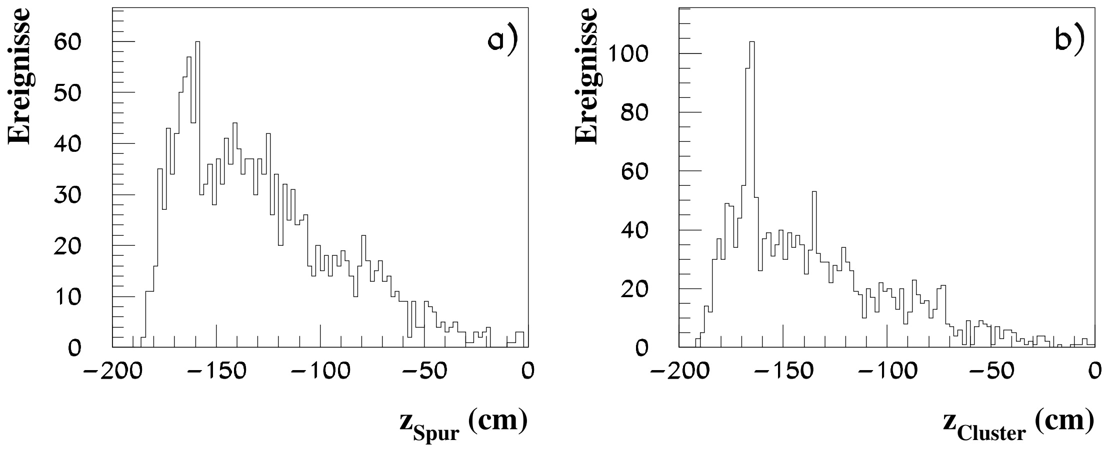


Abbildung 5.2: *Verteilung der gestreuten Elektronen als Funktion von z im Kalibrationsdatensatz (H1-Daten): a) z wurde als der aus dem Vertex und dem Elektronspurwinkel bestimmte Eintrittspunkt in das Flüssig-Argon-Kalorimeter definiert. b) Als z-Position wird der Schwerpunkt des elektromagnetischen Schauers verwendet.*

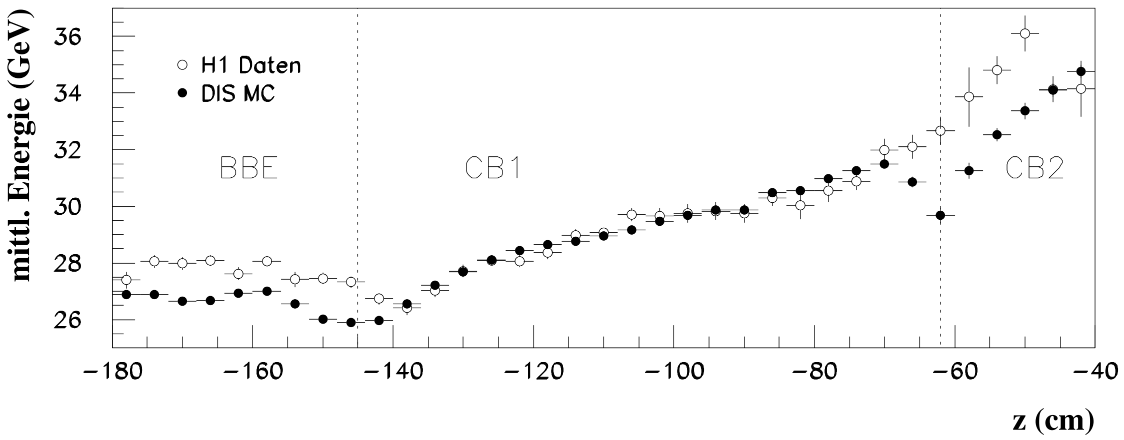


Abbildung 5.3: *Mittlere im Kalorimeter rekonstruierte Energie des gestreuten Elektrons für H1-Daten (offene Kreise) und MC-Daten (gefüllte Kreise) als Funktion von z. Es zeigen sich große Unterschiede zwischen den H1- und den MC-Daten im BBE und in den Übergangsbereichen BBE/CB1, CB1/CB2.*

Die mittlere rekonstruierte Energie der gestreuten Elektronen als Funktion von z wird in Abbildung 5.3 für die H1-Daten (offene Kreise) und die MC-Daten (gefüllte Kreise) gezeigt. Man erkennt große Diskrepanzen im BBE und in den Übergangsbereichen BBE/CB1 bzw. CB1/CB2, wo die H1-Daten deutlich höhere mittlere Energien aufweisen. Dagegen wird im CB1 eine sehr gute Übereinstimmung erreicht. Dies ist ein wichtiger Hinweis darauf, daß die Unterschiede nicht etwa physikalischer Natur sind, sondern es sich tatsächlich um eine unzureichende Simulation des Kalorimeters handelt. Aufgrund der aussterbenden Statistik kann über den weiteren Verlauf im CB2 und in den übrigen Kalorimeterteilen keine Aussage getroffen werden.

5.1.2 Kalibrationsmethoden

Der im letzten Abschnitt gezeigte Vergleich der mittleren Energiedeposition der gestreuten Elektronen als Funktion von z zwischen den H1- und den MC-Daten ergibt so gravierende Unterschiede, daß eine Energiekalibration unbedingt nötig ist, da ansonsten die aus den MC-Daten bestimmte Detektorakzeptanz nicht auf die H1-Daten übertragbar wäre. Dies gilt insbesondere für das BBE und den Übergangsbereich BBE/CB1, da für einen Großteil der in diese Analyse eingehenden Ereignisse dort das gestreute Elektron nachgewiesen wird. Im folgenden werden zwei Methoden einer Energiekalibration vorgestellt und miteinander verglichen.

Doppel-Winkel-Methode

In Kapitel 4 wurde die Doppel-Winkel-Methode als Möglichkeit zur Bestimmung der kinematischen Variablen x, y und Q^2 eingeführt. Als Meßgrößen dienen dabei der Streuwinkel des Elektrons sowie der Stromjetwinkel θ_j. Genauso kann die Energie E_{DW} des gestreuten Elektrons aus beiden Winkeln und der Elektronstrahlenergie E_e berechnet werden:

$$E_{DW} = \frac{2\,E_e\,\sin\theta_j}{\sin\theta_j + \sin\theta'_e - \sin(\theta_j + \theta'_e)} \tag{5.1}$$

In Abbildung 5.4 wird die relative Auflösung der mit der Doppel-Winkel-Methode berechneten Energie E_{DW} des gestreuten Elektrons für die MC-Daten in a) als Funktion des Jetwinkels θ_j und in b) als Funktion des aus der Spur bestimmten Elektronstreuwinkels θ_e gezeigt. Hierbei wurden ausschließlich Ereignisse ohne Bremstrahlung des einlaufenden Elektrons mit $y_{JB} < 0.1$ verwendet. Der Einfluß von Bremstrahlung (ISR) auf die mit der Doppel-Winkel-Methode berechnete Energie E_{DW} wird weiter unten diskutiert. Man erkennt in beiden Fällen eine um etwa 1% zu kleine Energieberechnung der Doppel-Winkel-Methode, die in a) für Jetwinkel zwischen 10° und 60° sehr konstant ist, und in b) von kleinen zu größeren Elektronstreuwinkeln sich leicht verbessert. Für sehr kleine Jetwinkel unter 10° beginnen Teilchenverluste im Strahlrohr eine Rolle zu spielen. Die großen statistischen Fehler im Bereich großer Jetwinkel in a) haben ihren Ursprung in der Forderung $y_{JB} < 0.1$, die vor allem von Ereignissen mit kleinen Winkeln des Stromjets erfüllt werden kann.

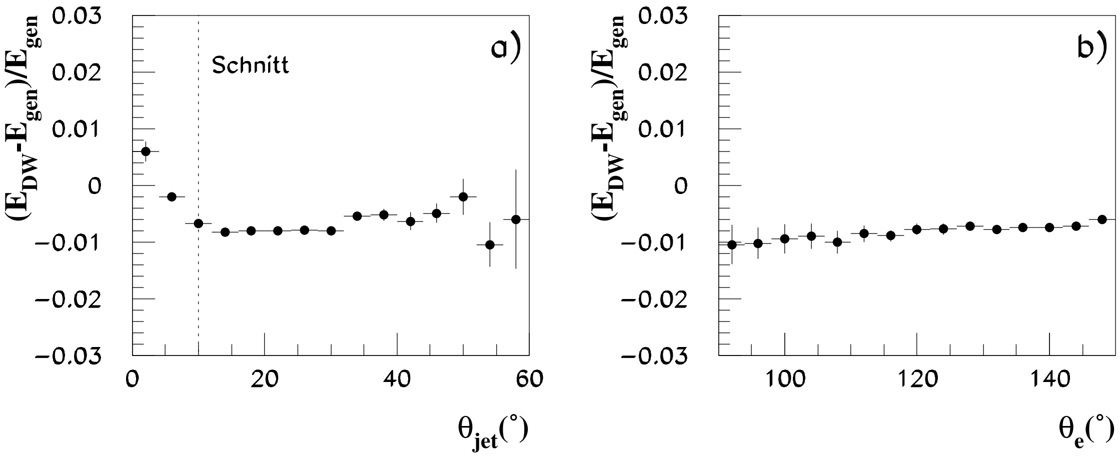


Abbildung 5.4: *Dargestellt ist die relative Auflösung der mit der Doppel-Winkel-Methode berechneten Energie E_{DW} für die MC-Daten in Abhängigkeit a) des Jetwinkels und b) des Elektronstreuwinkels. Als Vergleich diente die generierte Energie E_{gen} der gestreuten Elektronen. Es wurden nur Ereignisse ohne eine Photonabstrahlung des einlaufenden Elektrons berücksichtigt.*

Für die Kalibration mit Hilfe der Doppel-Winkel-Methode wird deshalb folgende zusätzliche Forderung gestellt:

$$10^\circ < \theta_{jet} < 60^\circ$$

Neben den beiden Winkeln geht in die Formel 5.1 noch die Energie E_e des einlaufenden Elektrons ein. Diese ist für Ereignisse mit zusätzlicher Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR) gegenüber der Strahlenergie reduziert, was zu einer fehlerhaften Energieberechnung E_{DW} bei dieser Art Ereignisse führt. In Abbildung 5.5 wird für ISR-Ereignisse das mittlere Verhältnis von Doppel-Winkel-Energie E_{DW} zu wahrer Energie E_{gen} der gestreuten Elektronen als Funktion der Größe $(E - P_z)$ für die MC-Daten gezeigt. Erst ab $(E - P_z) \approx 50\,GeV$ wird eine wirklich gute Rekonstruktion der tatsächlichen Streuenergie erreicht. Ursache der zu großen Doppel-Winkel-Energie E_{DW} ist die Verwendung der Elekronstrahlenergie E_e in Formel 5.1 statt der durch die Photonabstrahlung reduzierten Energie des einlaufenden Elektrons. Der hier verwendete $(E - P_z)$-Schnitt von $41.25\,GeV$ läßt demzufolge noch Ereignisse zu, bei denen eine um bis zu 30% zu hohe Energie E_{DW} berechnet wird. Dies stellt jedoch aus folgenden Gründen kein grundsätzliches Problem dar:

- Nur für etwa ein Fünftel aller MC-Ereignisse treten nach dem gewählten $(E - P_z)$-Schnitt Bremstrahlungsprozesse (ISR) auf, so daß der Einfluß insgesamt sehr klein wird. Für die MC-Daten wurde durch den Einfluß zusätzlicher Bremsstrahlung (ISR) eine mittlere Verschiebung der Doppel-Winkel-Energie E_{DW} zu größeren Werten von $1.2 \pm 0.1\%$ bestimmt. Insgesamt gleicht dies die systematisch um ca. 1% zu niedrige Energie E_{DW} bei Ereignissen ohne zusätzliche Bremsstrahlung (siehe Abbildung 5.4) zufällig beinahe aus.

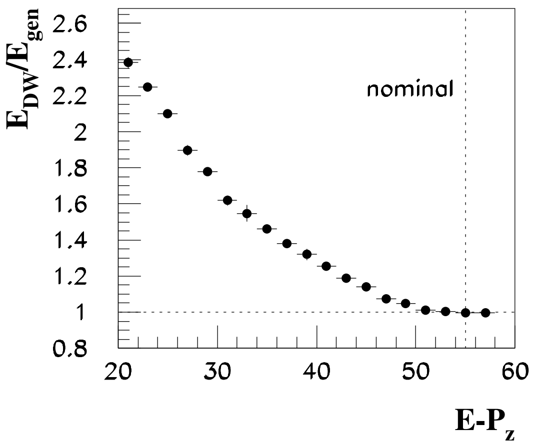


Abbildung 5.5: *Die Abbildung zeigt die Güte der Doppel-Winkel-Energieberechnung als Funktion der Größe* $(E - P_z)$ *für Ereignisse mit einer Photonabstrahlung (ISR) des einlaufenden Elektrons für die MC-Daten. Dargestellt wird jeweils das Verhältnis* $\langle \frac{E_{DW}}{E_{gen}} \rangle$.

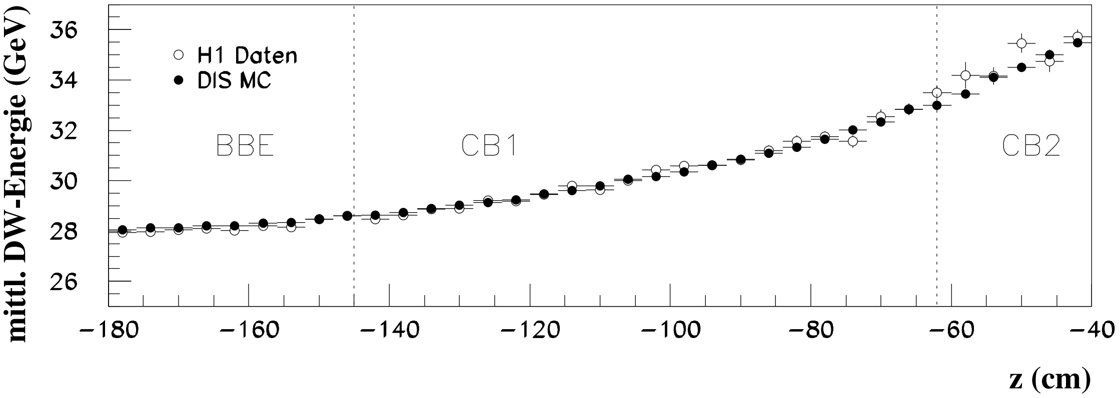


Abbildung 5.6: *Mittlere mit der Doppel-Winkel-Methode berechnete Energie der gestreuten Elektronen für die H1-Daten (offene Kreise) und die MC-Daten (gefüllte Kreise) als Funktion von* z.

- Dieses Verhalten tritt sowohl für die H1-Daten als auch für die MC-Daten auf.

- Ein zu hohe Schwelle für die Größe $(E - P_z)$ kann bei H1- und MC-Daten systematisch verschiedene Effekte hervorrufen. Hervorzuheben ist in diesem Zusammenhang eine mögliche unterschiedliche Energieauflösung für die H1- und die MC-Daten. Ein Vergleich der $(E - P_z)$-Verteilungen für die H1- und die MC-Daten (siehe Abbildung 8.3 in Abschnitt 8.1.1) ergibt keinen Hinweis auf unterschiedliche Anteile an Ereignissen mit Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons, jedoch ist die Verteilung für die MC-Daten ein wenig schmaler als für die H1-Daten.

Bei der Kalibration mit Hilfe der Doppel-Winkel-Methode erfolgt eine voneinander unabhängige Kalibration der H1- und der MC-Daten. Als Referenz dient jeweils die mittlere durch die Doppel-Winkel-Methode berechnete Energie $\langle E_{DW} \rangle$ der gestreuten Elektronen als Funktion von z. Einen Vergleich dieser Referenzen für die H1- und die MC-Daten gibt Abbildung 5.6. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung der mittleren Doppel-Winkel-Energie für die H1- und die MC-Daten, was als weiteres Indiz dafür angesehen werden kann, daß die in Abbildung 5.3 festgestellte unterschiedliche mittlere Energiedeposition der gestreuten Elektronen für H1- und MC-Daten tatsächlich auf einer Dekalibrierung des Kalorimeters beruht.

Monte Carlo Methode

Im Gegensatz zur Kalibration mit der Doppel-Winkel-Methode wird in der Monte Carlo Methode eine gemeinsame Referenz für H1- und MC-Daten herangezogen. Diese Referenz wird durch die mittleren generierten Energien $\langle E_{gen} \rangle$ der gestreuten Elektronen in den MC-Daten gegeben. Bei dieser Methode kann auf die Beschränkung des Jetwinkels auf Werte $10° < \theta_{jet} < 60°$ verzichtet werden, was eine um etwa 20% höhere Statistik des so erhaltenen Datensatzes ergibt.

Zunächst muß geklärt werden, inwieweit die generierten mittleren Energien der gestreuten Elektronen in den MC-Daten von der verwendeten Strukturfunktion F_2^{MC} abhängen. Eine Möglichkeit, den Einfluß der verwendeten Strukturfunktion abzuschätzen, ist der Vergleich zweier Monte Carlo Datensätze mit unterschiedlichen Strukturfunktionen. Für diese Analyse standen zwei Monte Carlo Datensätze zur Verfügung, der eine mit der GRV-, der andere mit der MRSH-Parametrisierung [35] [36].

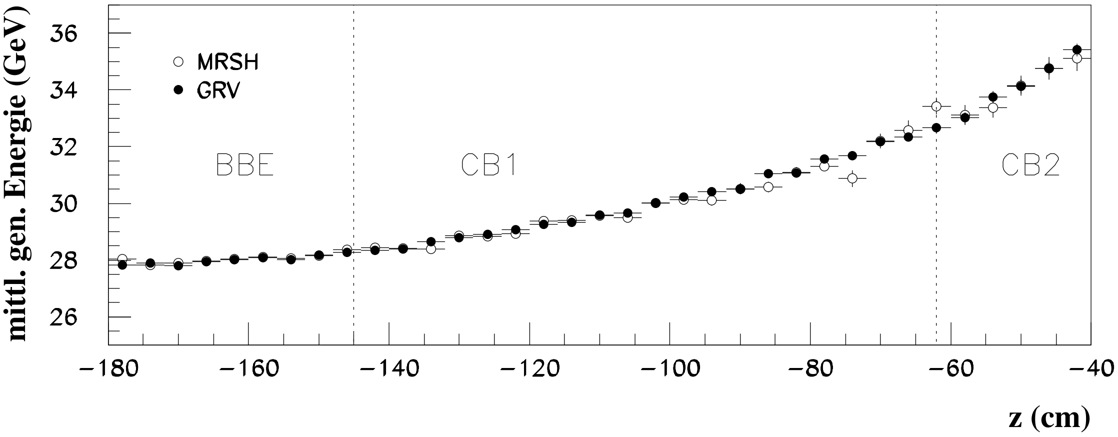


Abbildung 5.7: *Mittlere generierte Energie der gestreuten Elektronen für die MRSH- (offene Kreise) und die GRV-Parametrisierung (gefüllte Kreise) als Funktion von z.*

Ein Vergleich der mittleren generierten Energien der gestreuten Elektronen zwischen den beiden unterschiedlichen Strukturfunktionen wird in Abbildung 5.7 als Funktion von z gezeigt. Es ergibt sich kein statistisch signifikanter Unterschied über den zu kalibrierenden Bereich. Die Abweichungen der beiden MC-Datensätze voneinander sind im gesamten Bereich mit dem statistischen Fehler verträglich und betragen im Mittel weniger als 0.4%. Es ist anzumerken, daß Ereignisse mit zusätzlicher Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR) bei der Kalibration mit Hilfe der Monte Carlo Methode kein grundsätzliches Problem darstellen, da im Gegensatz zur Doppel-Winkel-Methode die tatsächliche Energie des gestreuten Elektrons trotz der Photonabstrahlung bekannt ist. ISR-Ereignisse führen deshalb nicht zu einer Verfälschung der zur Kalibration verwendeten Referenz. Der $(E-P_z)$-Schnitt wird in dieser Methode dennoch angewendet, da zum einen auf diese Weise die prinzipielle Strukturfunktionsabhängigkeit der Strahlungskorrekturen minimiert wird und zum anderen Ausläufer zu sehr kleinen Energien der gestreuten Elektronen vermieden werden.

5.1.3 Durchführung der Kalibration

Das verwendete Verfahren war für beide Kalibrationsmethoden identisch. Zunächst wurde das Kalorimeter im Bereich von $-180\,cm < z < -40\,cm$ in jeweils $1\,cm$ breite z-Intervalle eingeteilt. Für jedes z-Intervall wurden die rekonstruierten Energien aller gestreuten Elektronen aufsummiert und der Mittelwert gebildet, falls mindestens vier Ereignisse der H1-Daten in diesem z-Intervall gefunden wurden. War diese Bedingung nicht erfüllt, wurden zwei z-Intervalle zusammengefaßt. Dies trat jedoch nur im Bereich $-60\,cm < z < -40\,cm$ einige Male auf, bei den z-Intervallen mit kleineren Werten von z waren jeweils deutlich mehr als vier Ereignisse vorhanden. Die auf diese Weise aus den H1-Daten erhaltene Einteilung der z-Intervalle wurde auch für die MC-Daten übernommen, also auch die wenigen $2\ cm$ breiten z-Intervalle.

In einem zweiten Schritt wurde für jedes z-Intervall die zur Kalibration verwendete Referenz zum einen mit der Doppel-Winkel-Methode und zum anderen mit der Monte Carlo Methode ermittelt. Im einzelnen wurde dazu folgendermaßen vorgegangen:

- Doppel-Winkel-Methode: Bei der Kalibration mit Hilfe der Doppel-Winkel-Methode erfolgte die Bestimmung der Referenz unabhängig voneinander für die H1- und die MC-Daten. Für die H1- und die MC-Daten wurde jeweils der Mittelwert der Doppel-Winkel-Energien aller Ereignisse eines z-Intervalls bestimmt. Diese Mittelwerte dienten als Referenzwert für die Kalibration.
- Mont Carlo Methode: Bei der Kalibration mit der Monte Carlo Methode wurde eine gemeinsame Referenz für die H1- und die MC-Daten bestimmt. Als Referenz der einzelnen z-Intervalle diente die mittlere generierte Elektronenergie aller Ereignisse der MC-Daten in dem jeweiligen z-Intervall.

Anschließend wurde für jedes z-Intervall das Verhältnis des Mittelwertes der rekonstruierten Energie zur jeweiligen Referenz sowohl für die H1- als auch für die MC-Daten gebildet. Die so erhaltenen Verhältnisse wurden zusätzlich noch einer schwachen Glättung unterworfen. Dazu wurde ein $5\ cm$ breites gleitendes Fenster verwendet. Die Verhältnisse der fünf innerhalb des Fensters liegenden z-Intervalle sollen im folgenden als V_i bezeichnet werden, wobei i von eins bis fünf läuft. Die V_i im Fenster wurden nun gewichtet gemittelt und der gewichtete Mittelwert $\langle V\rangle_{gew}$ dem in der Mitte des Fensters gelegenen z-Intervall zugeordnet, also $\langle V\rangle_{gew} \rightarrow V_3^{neu}$. Dabei erhielten V_1, V_5 1-faches, V_2, V_4 2-faches und V_3 4-faches Gewicht:

$$V_3^{neu} = \frac{V_1 + 2\,V_2 + 4\,V_3 + 2\,V_4 + V_5}{10} \tag{5.2}$$

Das Fenster wurde über den gesamten kalibrierten Bereich fortlaufend um jeweils einen Zentimeter verschoben und dabei der Kalibrationswert des mittleren z-Intervalls nach Gleichung 5.2 bestimmt. Diese einfache Art der Glättung erhält weitgehend die Struktur, was im Bereich der z-Lücken von großer Bedeutung ist, vermeidet aber trotzdem zu große Ausreißer der Kalibrationswerte einzelner z-Intervalle aufgrund der relativ kleinen Statistik.

5.1.4 Ergebnisse

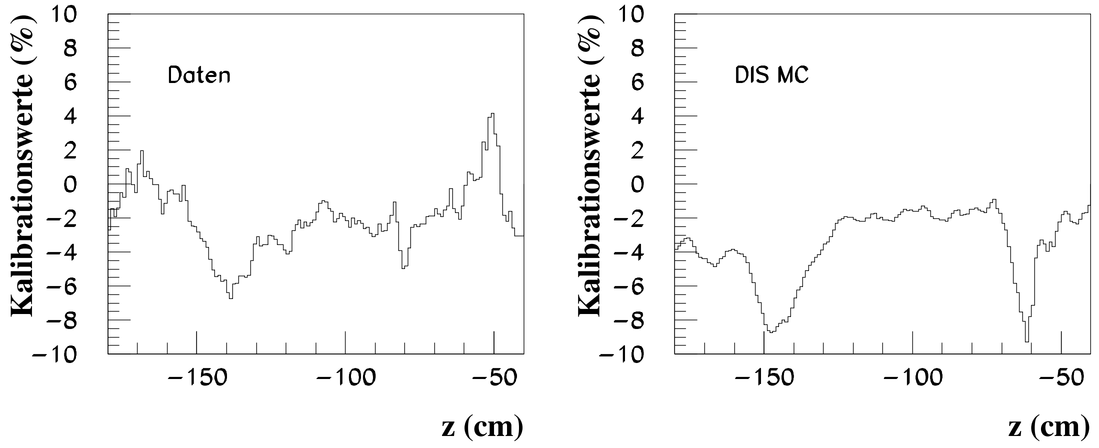
Beide Kalibrationsmethoden ergaben jeweils sehr ähnliche Ergebnisse sowohl für die H1-Daten als auch für die MC-Daten. Die Kalibrationswerte werden in Abbildung 5.8 a) für die Doppel-Winkel-Methode und in Abbildung 5.8 b) für die Monte Carlo Methode gezeigt, wobei jeweils auf der linken Seite der Darstellung die Werte für die H1-Daten und auf der rechten Seite die Werte für die MC-Daten zu finden sind. Deutlich zu erkennen sind die großen Unterschiede der Kalibrationswerte für die H1- und die MC-Daten, was die Notwendigkeit einer Kalibration deutlich macht. Einen relativen Vergleich der mit den zwei unterschiedlichen Methoden erhaltenen Kalibrationswerte gemittelt über jeweils 10 *cm* breite Bereiche zeigt Abbildung 5.8 c) auf der linken Seite für die H1-Daten und auf der rechten Seite für die MC-Daten. Die Abweichungen beider Kalibrationsmethoden sind über den gesamten kalibrierten Bereich sowohl für die H1-Daten als auch für die MC-Daten im Durchschnitt deutlich kleiner als 2%, wobei aufgrund statistischer Fluktuationen für einzelne z-Intervalle etwas größere Abweichungen auftreten.

Es wurde entschieden, für die weitere Analyse die aus der Monte Carlo Methode erhaltenen Kalibrationswerte zu verwenden, und die Doppel-Winkel-Methode zur Abschätzung des systematischen Fehlers zu nutzen. Die Gründe hierfür waren:

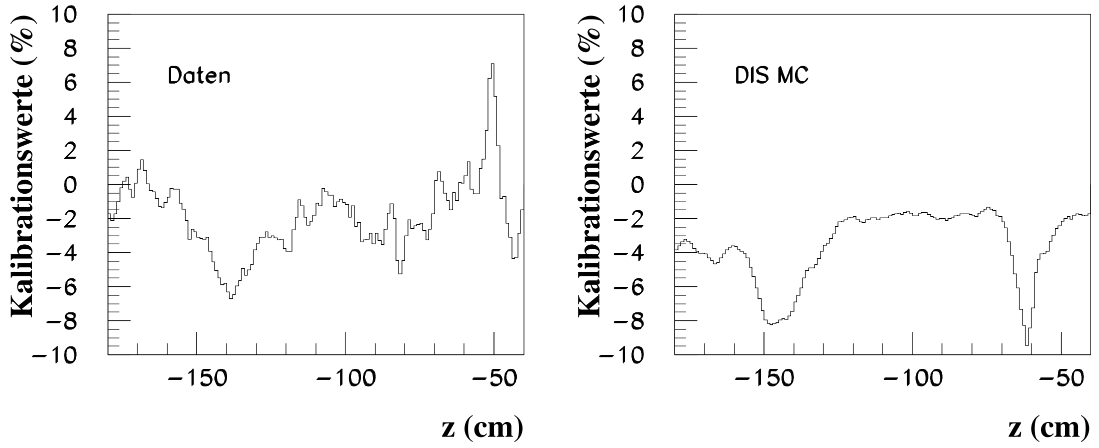
1. Der Einfluß von Bremsstrahlung (ISR) spielt für die Monte Carlo Methode nur eine geringe Rolle, da man auch bei diesen Ereignisse die Energie der gestreuten Elektronen bei der Bestimmung der Referenz genau kennt.

2. Die zusätzliche Beschränkung des Jetwinkels zwischen 10° und 60° reduziert die Anzahl der Ereignisse im Kalibrationsdatensatz um etwa 20%, so daß die statistische Unsicherheit für die Doppel-Winkel-Methode etwas größer als für die Monte Carlo Methode ist.

a) Kalibration mit der Doppel-Winkel-Methode



b) Kalibration mit der Monte Carlo Methode



c) Vergleich beider Methoden

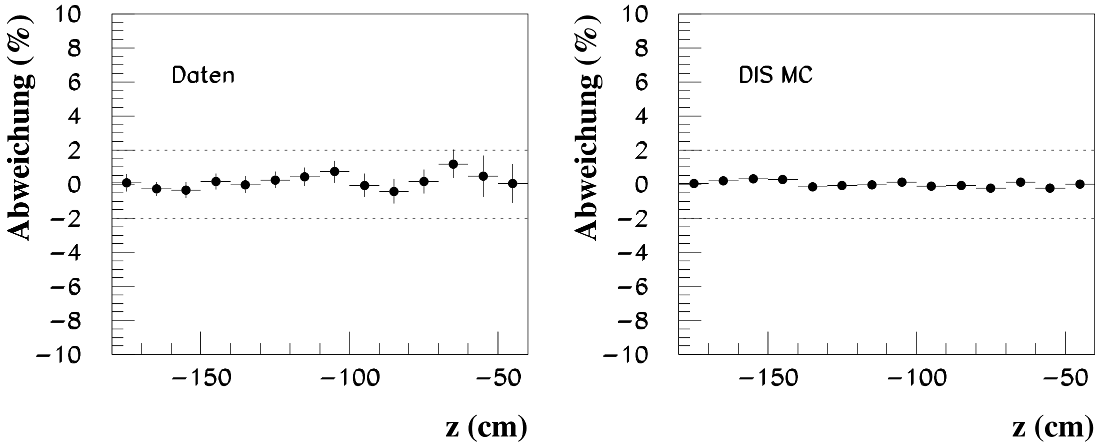


Abbildung 5.8: *Kalibrationswerte für die H1-Daten (links) und die MC-Daten (rechts): a) aus der Doppel-Winkel-Methode b) aus der Monte Carlo Methode c) Relative Abweichung beider Methoden voneinander. Die Abweichungen beider Methoden voneinander sind im gesamten kalibrierten Bereich sowohl für die H1-Daten als auch für die MC-Daten kleiner als 2%.*

5.1.5 Systematischer Fehler

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Energiekalibration wurde die Doppel-Winkel-Methode benutzt. Dazu wurde der kalibrierte Bereich in jeweils 10 *cm* breite Intervalle unterteilt. In den einzelnen Intervallen wurde dann die relative Abweichung der mittleren rekonstruierten Energie von der mittleren mit der Doppel-Winkel-Methode berechneten Energie bestimmt. Abbildung 5.9 zeigt das Ergebnis für die H1- und die MC-Daten in a) vor und b) nach der Kalibration. In der Darstellung bezeichnen E_{alt} die gemessene Energie vor der Kalibration und E_{neu} die Energie nach der Kalibration. Dabei traten vor der Kalibration im *BBE* und im Übergangsbereich *CB1/CB2* große Unterschiede zwischen den H1- und den MC-Daten auf (wie auch schon in Abbildung 5.3 zu sehen), die bis zu 5% erreichten, während das *CB1* gut beschrieben war. Trotzdem war auch im *CB1* die rekonstruierte Energie um etwa 2% kleiner als die mit der Doppel-Winkel-Methode berechnete Energie. Nach der Kalibration dagegen ist die Übereinstimmung zwischen H1-Daten und MC-Daten fast in jedem der Intervalle besser als 1%. Dies ist beachtenswert, da die verwendete Kalibration völlig unabhängig von der Doppel-Winkel-Methode ist.

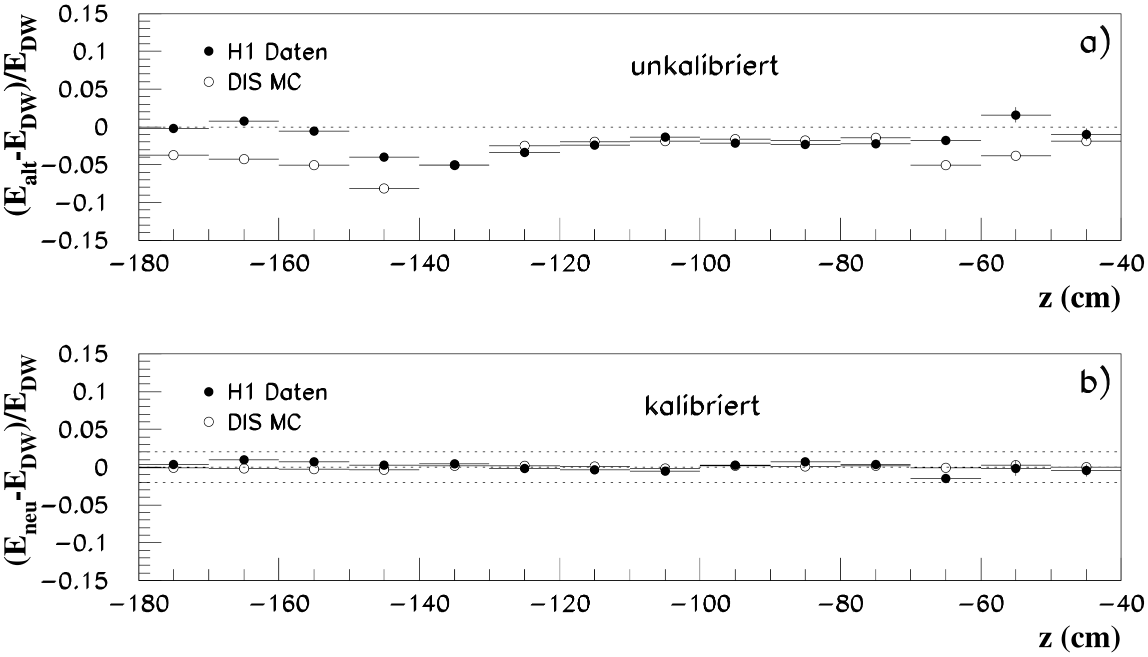


Abbildung 5.9: *Relative Abweichung der gemessenen Energie von der mit der Doppel-Winkel-Methode bestimmten Energie der gestreuten Elektronen in a) vor und in b) nach der Kalibration für die H1- und die MC-Daten.*

Folgende Punkte sind noch zu berücksichtigen:

- Bisher wurde lediglich die mittlere Energiedeposition für die H1- und die MC-Daten verglichen. Es muß gezeigt werden, daß die Energieauflösung der H1-Daten ebenfalls durch die Simulation beschrieben wird.

- Die gesamte Kalibration wurde mit Hilfe des Kalibrationsdatensatzes am kinematischen „Peak", also nur bei großen Werten der Energie durchgeführt und überprüft. Ebenfalls von Bedeutung ist die Überprüfung der Linearität des Kalorimeters zu kleinen Energiewerten in den H1- und den MC-Daten.

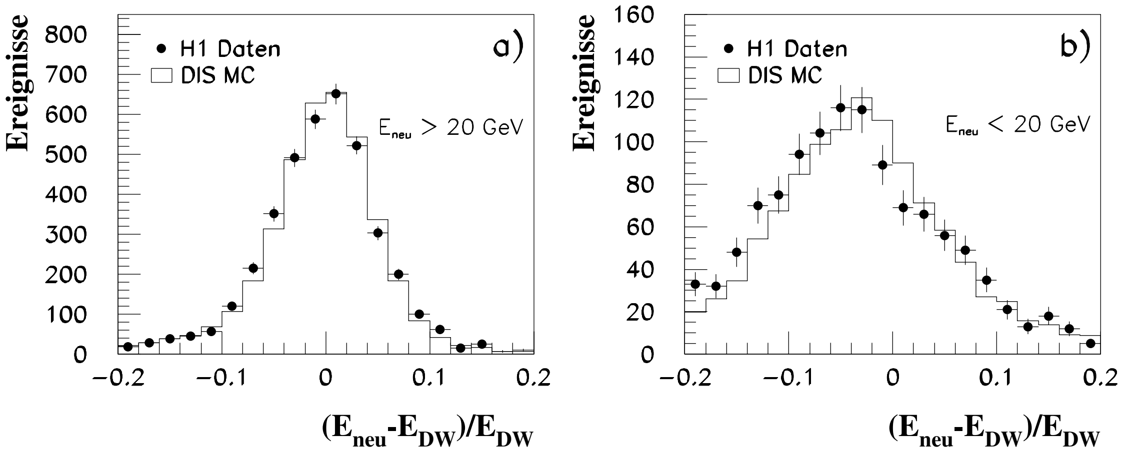


Abbildung 5.10: *Vergleich der Energieauflösung der gestreuten Elektronen für die H1- und die MC-Daten a) für* $E_{neu} > 20 GeV$ *und b) für* $E_{neu} < 20 GeV$*. Die Energieauflösung der H1-Daten ist in a) und b) jeweils gut durch die Simulation beschrieben. Für kleine Energien ist in b) eine leichte Verschiebung des Mittelwerts zu kleineren Werten zu erkennen, die für die H1-Daten etwa 3.5% und für die MC-Daten etwa 4.5% beträgt.*

Zur Klärung beider Punkte ist in Abbildung 5.10 die Auflösung der kalibrierten Energie E_{neu} bezüglich der mit der Doppel-Winkel-Methode berechneten Energie E_{DW} in a) für Werte $E_{neu} > 20 GeV$ und in b) für $E_{neu} < 20 GeV$ gezeigt. Die Energieauflösung der H1-Daten ist sowohl für die großen Energien in a) als auch für die kleinen Energien sehr gut durch die Monte Carlo Simulation beschrieben. Für kleine Energien ist in b) eine leichte Verschiebung des Mittelwertes zu kleineren Werten der Kalorimeterenergie zu erkennen. Die Mittelwerte der Verteilung betragen -0.045 für die H1-Daten und -0.034 für die MC-Daten, sind also um etwa 1% gegeneinander verschoben. Die Auflösung ist mit $\sigma = 0.09$ für die H1-Daten bzw. $\sigma = 0.08$ für die MC-Daten recht gut beschrieben. Beide Werte wurden mit Hilfe eines Gaußfits bestimmt.

Als systematischer Fehler der Energierekonstruktion wird im *BBE* wegen der betragsmäßig größeren Korrekturen 3% und im sonstigen elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeter 2% verwendet, was eine eher vorsichtige Abschätzung darstellt.

5.1.6 Uniformität der Oktanten

Die Abbildung 5.11 zeigt die relative Abweichung der mittleren gemessenen und kalibrierten Energie E_{neu} von der mit der Doppel-Winkel-Methode bestimmten mittleren Energie E_{DW} der gestreuten Elektronen als Funktion von ϕ_e für die verschiedenen Oktanten des Flüssig-Argon-Kalorimeters (vergleiche Abschnitt 2.2.1). Man erkennt deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Oktanten für die H1-Daten, weniger für die MC-Daten. Die Unterschiede liegen allerdings sämtlich im Rahmen des oben angegebenen systematischen Fehlers von 2% (3% im BBE), der durch die gestrichelten Linien angedeutet wird.

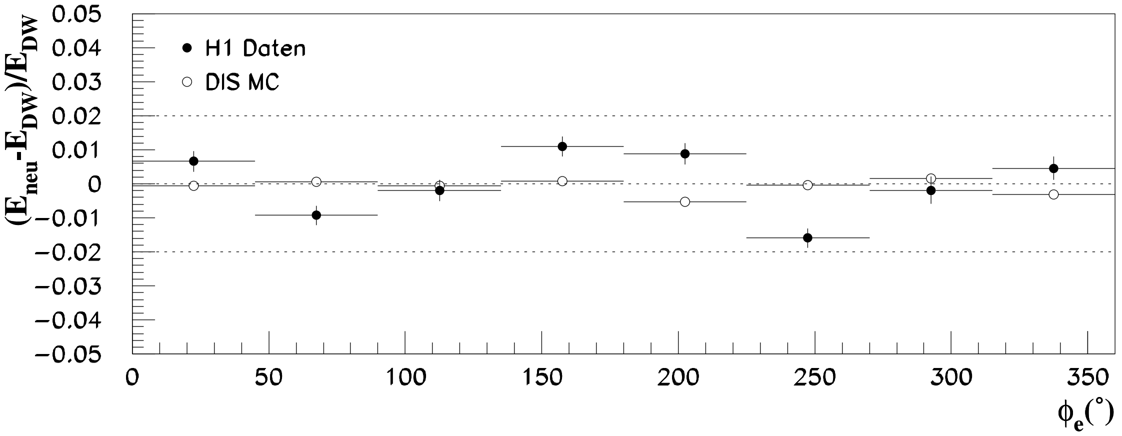


Abbildung 5.11: *Relative Abweichung der mittleren rekonstruierten und kalibrierten Energie E_{neu} von der mit der Doppel-Winkel-Methode bestimmten Energie E_{DW} der gestreuten Elektronen als Funktion von ϕ_e. Es wurden die verschiedenen Oktanten des H1-Detektors für die H1-Daten (offene Kreise) und die MC-Daten (gefüllte Kreise) jeweils zusammengefaßt. Die Abweichungen sind immer kleiner als der durch die gestrichelte Linie angedeutete systematische Fehler von 2% (3% im BBE).*

Um die in Abbildung 5.11 erkennbaren Unterschiede zwischen den H1- und den MC-Daten auszugleichen wäre neben der oben vorgestellten Kalibration des Flüssig-Argon-Kalorimeters als Funktion von z eine zusätzliche Energiekalibration als Funktion von ϕ_e möglich. Erste Versuche einer derartigen Kalibration als Funktion von ϕ_e wurden durchgeführt [54]. Es zeigte sich hierbei, daß globale Korrekturen für einzelne Oktanten nicht zum Erfolg führen, sondern eher eine eigene z-abhängige Kalibration für jeden Oktanten oder sogar Halb-Oktanten, da die z-Lücken sich unterschiedlich auf die Energierekonstruktion in den einzelnen Oktanten auszuwirken scheinen. Da bei einer derartigen Kalibration die Statistik sehr klein ist und zusätzlich in dieser Analyse die problematischen ϕ-Lücken aufgrund des schwierigen Nachweises dorthin gestreuter Elektronen ausgespart wurden (vergleiche Abschnitt 2.2.1 bzw. 6.1.4), wurde darauf verzichtet. Bei der zu erwartenden höheren Luminosität in den folgenden Jahren wird eine solche Korrektur jedoch möglich werden und zu einem noch besseren Verständnis des H1-Detektors führen.

5.1.7 Zeitliche Stabilität des Kalorimeters

Neben der grundsätzlichen Güte der Energierekonstruktion im Flüssig-Argon-Kalorimeters ist ebenfalls die zeitliche Stabilität über die gesamte Meßphase von Bedeutung. Diese wurde wieder mit der Doppel-Winkel-Methode überprüft. In Abbildung 5.12 ist für den Kalibrationsdatensatz die relative Abweichung der mittleren rekonstruierten und kalibrierten Energie E_{neu} von der mit der Doppel-Winkel-Methode bestimmten Energie E_{DW} der gestreuten Elektronen als Funktion der integrierten Luminosität aufgetragen. Dabei wurden jeweils 200 nb^{-1} zusammengefaßt. Man erkennt im Rahmen der Statistik eine gute zeitliche Stabilität, es ist kein Trend zu kleineren oder größeren mittleren Energierekonstruktionen erkennbar. Die Abweichungen betragen höchstens 1% vom Mittelwert und liegen damit klar innerhalb des durch die gestrichelten Linien angedeuteten systematischen Fehlers von 2% (3% im BBE).

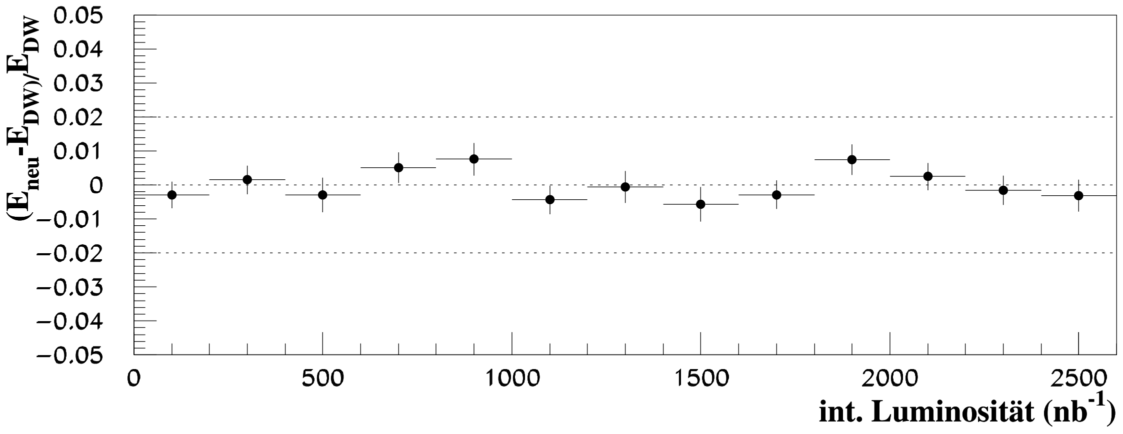


Abbildung 5.12: *Die Abbildung zeigt die zeitliche Stabilität des Kalorimeters über die gesamte Meßphase. Die Abweichungen betragen höchstens 1% vom Mittelwert und sind statistischen Ursprungs. Die gestrichelten Linien deuten den systematischen Fehler von 2% an (3% im BBE).*

5.2 Polarwinkelmessung des gestreuten Elektrons

Die Bestimmung des Polarwinkels θ_e des gestreuten Elektrons ist prinzipiell auf zwei Arten möglich:

- durch Verbindung des Schauerschwerpunktes im Kalorimeter mit dem im Spurkammersystem rekonstruierten Vertex
- aus der im Spurkammersystem rekonstruierten Elektronspur

Im folgenden sollen beide Methoden miteinander verglichen werden. Die für die MC-Daten erreichte Auflösung beider Methoden zeigt Abbildung 5.13. Es wurde jeweils der generierte, d.h. wahre Streuwinkel vom gemessenen Streuwinkel subtrahiert. Man erkennt eine sehr gute Auflösung von weniger als $1mrad$ für den Spurwinkel in (a), der keinerlei Verschiebung aufweist. Der aus dem Schauerschwerpunkt und dem Vertex rekonstruierte Streuwinkel zeigt eine systematische Verschiebung um etwa $4mrad$ und die Verteilung ist deutlich breiter als im Fall des Spurwinkels.

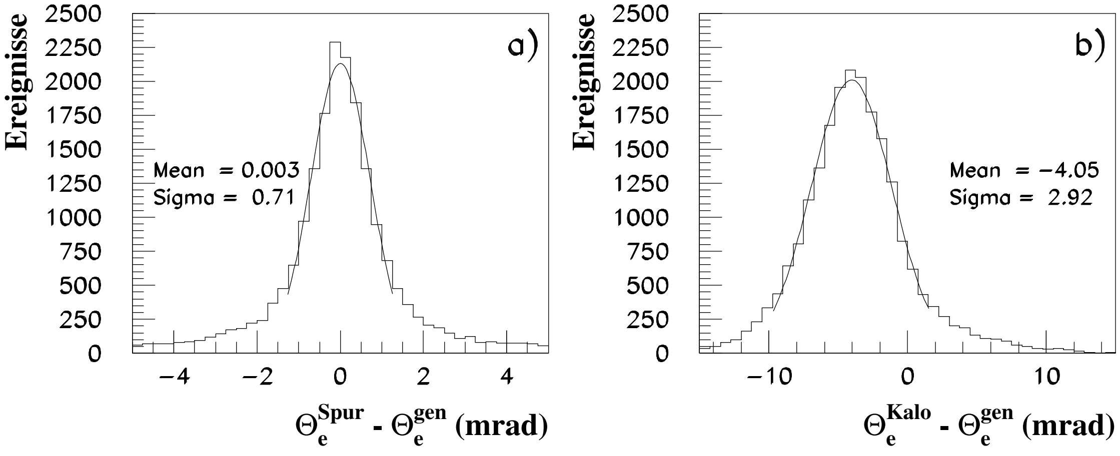


Abbildung 5.13: *Für die MC-Daten erreichte Winkelauflösung des Elektronstreuwinkels* θ_e *a) aus dem Spurwinkel und b) aus dem Schauerschwerpunkt des Kalorimeters. Der Spurwinkel in a) zeigt keine Verschiebung und eine Auflösung besser als* $1mrad$*. Der Kalorimeterwinkel in b) dagegen ist um 4* $mrad$ *verschoben und die Verteilung deutlich breiter als im Fall des Spurwinkels.*

Um die Übertragbarkeit dieser Ergebnisse auf die H1-Daten zu prüfen, wurde in Abbildung 5.14 a) die Differenz aus Spur- und Kalorimeterwinkel jeweils für die H1- und die MC-Daten gebildet. Dabei zeigt sich eine systematische Verschiebung der H1-Daten gegenüber den MC-Daten um $1mrad$. In Abbildung 5.14 b) wurde diese Verschiebung zur besseren Übersichtlichkeit korrigiert, um zu zeigen, daß die Übereinstimmung der Verteilungen ansonsten bemerkenswert gut ist.

Es ist sehr wahrscheinlich, daß die Ursache der in Abbildung 5.14 erkennbaren Verschiebung der Differenz von Kalorimeter- und Spurwinkel zwischen den H1- und den MC-Daten in der Bestimmung des Kalorimeterwinkel liegt. Hier werden mit dem Spurkammersystem zur Vertexbestimmung und dem Kalorimeter zur Schauerschwerpunktsbestimmung zwei Detektorkomponenten verwendet. Spurkammer und Kalorimeter könnten gegeneinander leicht verschoben sein. Eine solche Verschiebung um etwa $0.4cm$ im realen H1-Detektor gegenüber seiner Simulation würde ausreichen, um den Effekt zu erklären. Auf den Spurwinkel hätte eine derartige Verschiebung dagegen keinen Einfluß.

Insgesamt wurde aus nach den oben genannten Punkten naheliegenden Gründen entschieden, zur Streuwinkelbestimmung das Spurkammersystem zu verwenden. Als systematischer Fehler der Spurwinkelmessung wurde $1mrad$ angenommen. Dies entspricht gerade der in Abbildung 5.14 gezeigten Verschiebung zwischen H1- und MC-Daten.

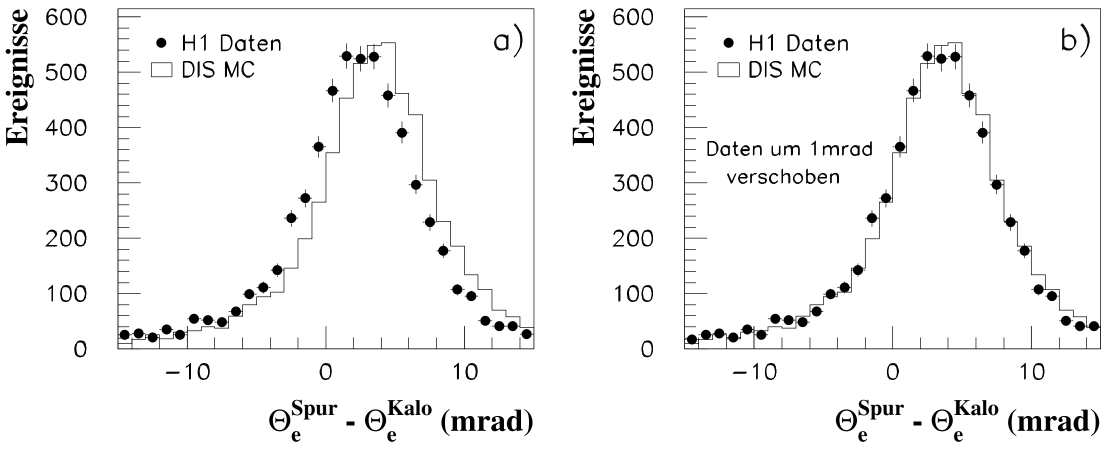


Abbildung 5.14: *a) Dargestellt ist die Differenz aus Spur- und Kalorimeterwinkel für H1-Daten und MC-Daten. b) Nach Verschieben des Schauerschwerpunkts der H1-Daten um 1mrad ist eine sehr gute Übereinstimmung zu erkennen.*

5.3 Messung des hadronischen Endzustands

Zur Kontrolle der hadronischen Energieskala wird ein Vergleich der Verteilungen der gemessenen Transversalimpulsbalance zwischen dem gestreuten Elektron (mit kalibrierter Energierekonstruktion) und dem hadronischen Endzustand für die H1- und die MC-Daten gezeigt. In Abbildung 5.15 ist eine sehr gute Übereinstimmung beider Verteilungen zu erkennen. Die Lage der Maxima liegt sowohl für die H1-Daten als auch für die MC-Daten bei Werten von 1.1 mit einer jeweiligen Breite $\sigma = 0.17$.

Die Gründe für den geringeren Transversalimpuls der Hadronen sind vielfältig:

- In Vorwärtsrichtung treten Teilchenverluste im Strahlrohr auf.
- Manche Teilchen wie z.B. Neutrinos ν werden überhaupt nicht im Kalorimeter nachgewiesen.
- Nur das Flüssig-Argon-Kalorimeter ohne Instrumentiertes Eisen als Tailcatcher-Kalorimeter wurde zur Analyse verwendet.
- Manche Teilchen des hadronischen Endzustandes haben so kleine Energien, daß sie das Kalorimeter überhaupt nicht erreichen.
- Falsche Energiemessung von Teilchen, die in das rückwärtige warme elektromagnetische Kalorimeter BEMC gestreut werden, das nicht für hadronische Teilchen optimiert ist.

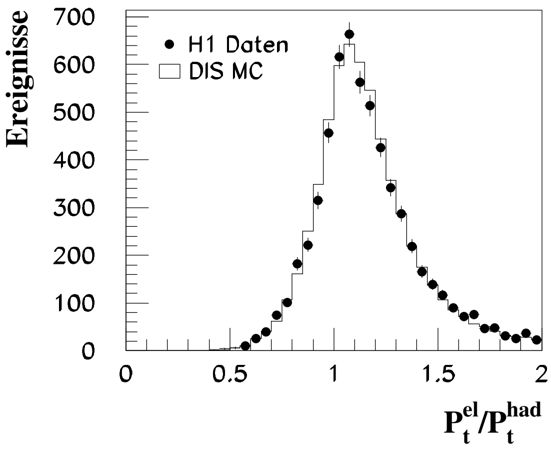


Abbildung 5.15: *Vergleich der gemessenen Transversalimpulsbalance des gestreuten Elektrons und des hadronischen Enzustand für die H1- und die MC-Daten. Es ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen, wobei die Hadronen etwa 10% weniger Transversalimpuls aufweisen als das Elektron.*

Für das in dieser Analyse verwendete Verfahren zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ ist in erster Linie die Übereinstimmung der hadronischen Energiemessung für die H1- und die MC-Daten von Bedeutung, da in diesem Fall der Einfluß des Detektors über die Verwendung der Akzeptanz A (vergleiche Kapitel 3) korrigiert werden kann. Der systematische Fehler der hadronischen Energiemessung ist darum im wesentlichen durch die Unsicherheit der Beschreibung des H1-Detektors durch seine Simulation gegeben. Als systematischer Fehler der hadronischen Energieskala wurden 4% bestimmt [42].

Kapitel 6

Datenselektion

Bei der Selektion eines bestimmten Ereignistyps gibt es im allgemeinen zwei sich im Regelfall ausschließende ideale Ziele. Zum einen sollen *alle*, zum anderen *nur* Ereignisse des gewünschten Typs akzeptiert werden. Um möglichst alle Ereignisse des Typs zu selektieren, müssen die Kriterien recht weich, um nur diese zu akzeptieren jedoch recht hart gewählt sein. Man muß also einen geeigneten Mittelweg suchen. Je nach Art und Häufigkeit der gesuchten Ereignisse und des möglichen Untergrunds, sowie abhängig vom physikalischen Ziel der Analyse wird man entweder mehr Wert auf die Reinheit oder auf die Vollständigkeit des zu selektierenden Datensatzes legen. Letztlich von entscheidender Bedeutung ist die Bestimmung der Selektionseffizienz und des Anteils der fälschlich akzeptierten Untergrundereignisse.

Gegenstand dieses Kapitels ist Selektion eines Datensatzes tiefunelastischer Streuereignisse des neutralen Stroms mit großen Viererimpulsüberträgen $Q^2 \geq 100\,GeV^2$ aus den Daten, die mit dem H1-Detektor im Jahre 1994 aufgezeichnet wurden. Die gesuchten Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß das gestreute Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen wird. Das Kapitel beschreibt die verwendeten Selektionsschritte und diskutiert die relativen Effizienzen dieser Schritte zwischen den H1- und den MC-Daten. Die integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ des Datensatzes wird angegeben und die Stabilität der Selektion über den gesamten Meßzeitraum des Jahres 1994 gezeigt.

6.1 Selektionskriterien

In diesem Abschnitt erfolgt eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Selektionsschritte zur Identifizierung tiefunelastischer Streuereignisse des neutralen Stroms, bei denen das gestreute Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen wurde. Dabei wird zunächst die Signatur eines typischen Ereignisses im H1-Detektor gezeigt. Es folgt eine kurze Erläuterung der Anforderungen, die an den Status des Experimentes gestellt werden müssen. Anschließend wird die eigentliche Selektion tiefunelastischer Streuereignisse beschrieben. Diese gliedert sich in die Bereiche Klassifizierung, die Suche nach dem Energiecluster des gestreuten Elektrons im Flüssig-Argon-Kalorimeter und einige weitere Bedingungen wie z.B. die Forderung eines rekonstruierten Ereignisvertex im Spurkammersystem.

6.1.1 Tiefunelastisches Streuereignis im H1-Detektor

Die experimentelle Signatur eines tiefunelastischen Streuereignisses des neutralen Stroms mit großem Impulsübetrag Q^2 zeichnet sich im wesentlichen durch ein unter großem Winkel gestreutes Elektron und einen sich aus dem gestreuten Quark entwickelnden Stromjet aus. Der Stromjet und das gestreute Elektron liegen sich in radialer $r\phi$-Sicht aufgrund der transversalen Impulserhaltung diametral gegenüber. Zusätzlich tritt in Vorwärtsrichtung noch der Protonrestjet mit praktisch vernachlässigbarem Transversalimpuls auf. Ein typisches derartiges Ereignis, das im Jahr 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurde, wird in Abbildung 6.1 gezeigt. Die kinematischen Variablen wurden mit der Elektronmethode zu $Q^2 = 7600\,GeV^2$, $x = 0.315$ und $y = 0.266$ bestimmt. Das linke Bild zeigt den H1-Detektor in der Seitenansicht, das rechte in radialer Ansicht. Zur bessseren Übersicht sind nur das Spurkammersystemsystem und die inneren Kalorimeter des H1-Detektors dargestellt. Die schwarzen Rechtecke markieren die jeweils in den Zellen deponierten Energien. Die Größe der Rechtecke ist dabei proportional zu der in einer Kalorimeterzelle deponierten Energie.

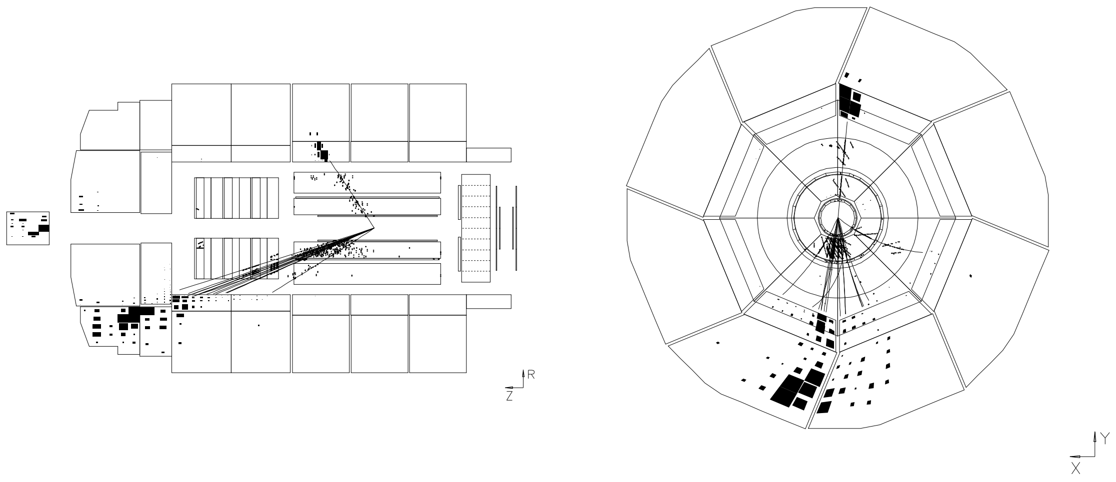


Abbildung 6.1: *Die Darstellung zeigt ein tiefunelastisches Streuereignis, das 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurde. Die kinematischen Variablen wurden zu* $Q^2 = 7600\,GeV^2$, $x = 0.315$ *und* $y = 0.266$ *bestimmt. Das linke Bild zeigt den H1-Detektor (ohne Instrumentiertes Eisen) in der Seitenansicht, das rechte in radialer Ansicht. Die schwarzen Rechtecke markieren deponierte Energien, im Spurkammersystem sind die rekonstruierten Spuren eingezeichnet.*

Da die Tiefe des elektromagnetischen H1-Kalorimeters etwa 20-30 Strahlungslängen X_0 beträgt und sich das gestreute Elektron und der Stromjet gerade diametral im Kalorimeter gegenüberliegen, kann die Identifizierung des Elektrons im H1-Kalorimeter leicht über charakteristische räumliche Eigenschaften wie Kompaktheit und räumliche Isolation eines elektromagnetischen Schauers erfolgen. Man erkennt das gestreute Elektron in beiden Darstellungen im oberen Teil des Detektors im elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters im CB3. Der Stromjet dagegen erstreckt sich über ein deutlich größeres Gebiet vor allem im hadronischen Teil des Kalorimeters. Im vorderen Teil des Detektors, hauptsächlich im Plug-Kalorimeter (siehe Abbildung 2.3), sieht man die Energiedeposition des Protonrestes, von dem ein großer Teil im Strahlrohr verbleibt.

Die durchgezogenen Linien zeigen die vom H1-Rekonstruktionsprogramm gefundenen Spuren. Aus dem Schnittpunkt aller Spuren kann der Ereignisvertex bestimmt werden. Dies stellt für Ereignisse des neutralen Strom kein allzu großes Problem dar, da hier die Elektronspur zur Verfügung steht, die den Vertex im wesentlichen festlegt. Bei Ereignissen des geladenen Stroms dagegen fehlt diese Spur. Gerade wenn der Stromjet unter relativ kleinem Winkel zur Strahlachse in den Vorwärtsbereich gestreut wird, so wie im in Abbildung 6.1 gezeigten Ereignis des neutralen Stroms, entstehen hier große Unsicherheiten, da die hadronischen Spuren fast parallel zueinander verlaufen.

In der radialen Darstellung in Abbildung 6.1 ist schön die Balance des Transversalimpulses zwischen Elektron und Hadronen zu erkennen. Das gestreute Elektron und der hadronische Endzustand liegen sich im Detektor bezüglich der Strahlachse diametral gegenüber. Dabei kann nur bei idealer Messung aller Teilchen und ihrer korrekten Energien die exakte Balance des Transversalimpuls im Detektor nachgewiesen werden.

6.1.2 Status des Experiments

In diesem Abschnitt sollen kurz die Anforderungen an den Status des Experiments genannt werden. Diese sind teilweise analyseabhängig und betreffen sowohl die Beschleunigeranlage HERA als auch das H1-Experiment.

Die H1-Datennahme ist in viele fortlaufend durchnumerierte Meßphasen, sogenannte *Runs*, unterteilt. Eine Meßphase läuft solange, bis eine signifikante Änderung der experimentellen Bedingungen eintritt. Signifikante Änderungen können beispielsweise der Verlust der Teilchenstrahlen oder der Ausfall eines wichtigen Detektorteils sein. Einer stetigen Änderung unterworfen ist dagegen der allgemeine Zustand der beiden Teilchenstrahlen innerhalb eines Speicherzyklus, da die erreichten Stromstärken vor allem durch Strahl-Restgas- und Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen nach und nach kleiner werden. Ein ebenfalls wichtiger Punkt ist die Güte der Fokussierung der Teilchenpakete. Bei schlechter Fokussierung kann das Verhältnis der oben genannten Strahl-induzierten Untergrundereignisse zu physikalisch interessanten Elektron-Proton-Ereignissen sehr groß werden.

Alle Meßphasen werden deshalb in Abhängigkeit der herrschenden Strahlbedingungen und der allgemeinen Betriebsbereitschaft des H1-Detektors in verschiedene Kategorien eingeteilt. Für diese Analyse wurden nur Meßphasen verwendet, bei denen stabile Strahlbedingungen herrschten und mindestens folgende Detektorteile betriebsbereit waren:

- Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) als für diese Analyse wesentlichste Detektorkomponente zum Nachweis und Energiemessung des gestreuten Elektrons und des hadronischen Endzustands.
- Die Magnetspule und das Spurkammersystem zur Rekonstruktion eines Ereignisvertex und einer Elektronspur.
- Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC), da es auch zur Vermessung des hadronischen Endzustands bei in extremer Rückwärtsrichtung gestreutem Stromjet dient.

- Das Instrumentiertes Eisen zum Nachweis von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung.
- Das Luminositätsmeßsystem.

Ein langwieriges Problem war 1994 der Ausfall einiger sogenannter *Analogboxen* zur Auslese des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Speziell für diese Analyse von Bedeutung war dabei der Ausfall einer Analogbox im CB1, die die mittlere Lage des elektromagnetischen Teils des Kalorimeters betraf. Für hadronische Schauer, die nur einen geringen Teil ihrer Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponieren, konnte im H1-Rekonstruktionsprogramm eine Korrektur hierfür entwickelt werden, nicht jedoch für elektromagnetische Schauer. Um eine klare Elektrondefinition zu behalten, wurde in dieser Analyse in den betroffenen Meßphasen der entsprechende Oktant bei der Suche des gestreuten Elektrons ausgeblendet und die dadurch reduzierte Akzeptanz berücksichtigt.

6.1.3 Klassifizierunug

Alle Ereignisse werden zunächst automatisch in sogenannte Ereignisklassen eingeteilt. Kandidaten, die der Klasse tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuereignisse mit großem Impulsübertrag Q^2 zugeordnet werden, müssen folgende Kriterien erfüllen:

- Es wird ein rekonstruiertes Energiecluster im LAr-Kalorimeter gefunden mit folgenden Eigenschaften:
  - Mindestens 50% der Energie des Clusters muß im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert sein. Diese Forderung wird nicht in der Nähe einer ϕ-Lücke des Kalorimeters gestellt.
  - Die Transversalenergie E_t ist größer als $8\,GeV$ für θ im Bereich zwischen 10°-45° und größer als $5\ GeV$ für θ im Bereich zwischen 45°-160°.
- Neben dem Energiecluster werden mindestens $10\ GeV$ zusätzliche hadronische Aktivität gemessen.
- Der gesamte Transversalimpuls des Ereignisses ist kleiner als $40\ GeV$.
- Ein Filter gegen Myonen aus der kosmischer Höhenstrahlung hat nicht angesprochen (vergleiche Abschnitt 7.2).

Diese Kriterien sind so gewählt, daß sie von allen Ereignissen, die die im folgenden genannten Selektionsschnitte passieren, in jedem Fall erfüllt werden.

6.1.4 Suche nach dem gestreuten Elektron

Der erste Schritt der eigentlichen Selektion ist die Suche des dem gestreuten Elektron zugeordneten Energieclusters im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Dazu wird der Algorithmus *QFSELH* verwendet, der Teil des bei H1 verwendeten Analyseprogrammpakets ist. Das

Programm erkennt ein gestreutes Elektron über charakteristische Eigenschaften eines elektromagnetischen Schauers im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Die wichtigsten Eigenschaften sind räumliche Isolation, Kompaktheit und der elektromagnetische Anteil des durch das gestreute Elektron ausgelösten Schauers. Hier wird nur eine kurze Beschreibung des Programms gegeben, ausführliche Informationen finden sich in [43]. Wichtigster Unterschied zur oben beschriebenen Klassifizierung, in der ebenfalls bereits nach einem elektromagnetischen Cluster gesucht wurde, ist die Verwendung von Kalorimeterzellen statt der durch das H1 Rekonstruktionsprogramm bestimmten Cluster. Diese werden hier nur als Zeiger auf Energiedepositionen im Kalorimeter genutzt, im weiteren aber nicht verwendet. Dies gilt insbesondere für die Energiebestimmung des getreuten Elektrons.

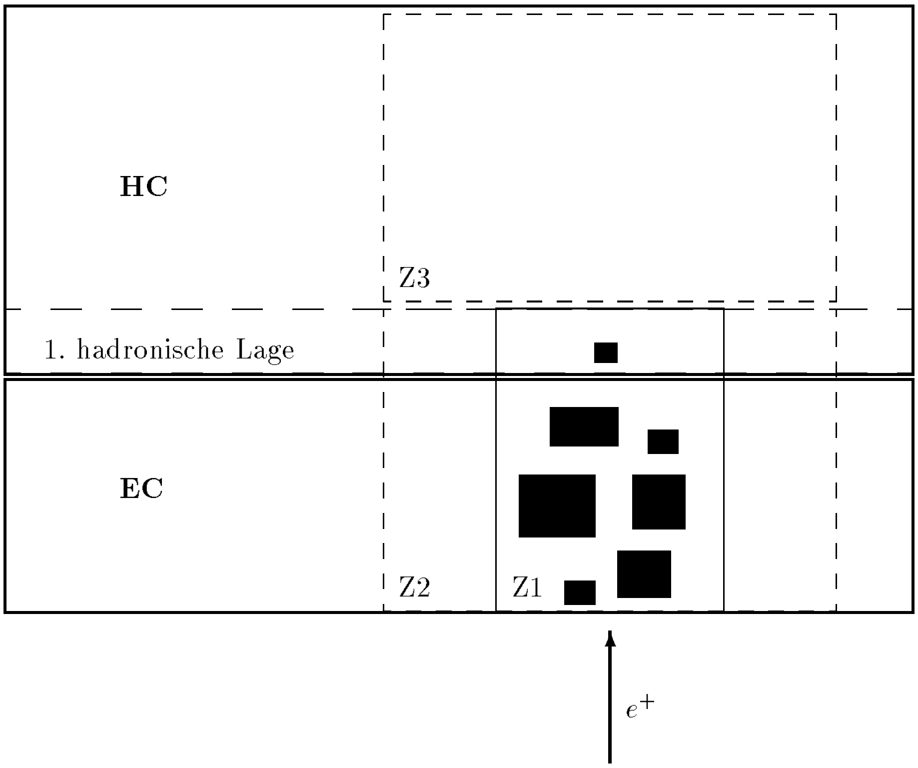


Abbildung 6.2: Suche nach dem Energiecluster des gestreuten Elektrons mit dem Programm QFSELH.

Als Kandidat für ein gestreutes Elektron verwendet *QFSELH* das elektromagnetische Cluster mit dem größten transversalen Impuls. Es werden dabei nur Cluster berücksichtigt, die mindestens 2° von einer ϕ-Lücke entfernt liegen, da im Bereich der ϕ-Lücke die Elektronen direkt ins hadronische Kalorimeter eindringen können und somit keine eindeutige Identifizierung des Elektrons möglich ist.

Um das Energiecluster mit dem größten Transversalimpuls werden die Zylinder Z1 und Z2 mit der Länge 30 cm und einem Radius von 15 cm bzw. 30 cm gelegt, dahinter der Zylinder Z3 im hadronischen Kalorimeter mit einem Radius von ebenfalls 30 cm. Die Anordnung der Zylinder ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Man beachte, daß die Zylinder Z1 und Z2 bis zur ersten hadronischen Lage des Kalorimeters reichen. Dies berücksichtigt, daß vor allem im zentralen Bereich des Kalorimeters ein gestreutes Elektron noch einen kleinen Teil seiner Energie in der ersten hadronischen Lage des Kalorimeters deponieren kann, was z.B. für das in Abbildung 6.1 gezeigte Ereignis der Fall ist. Die Breite des Zylinders Z1 ist so gewählt, daß Z1 auch für FSR-Ereignisse die Energie des nach der eigentlichen Elektron-Quark-Wechselwirkung vom Elektron kollinear abstrahlten Photons enthält.

Es werden die jeweils in den Zylindern deponierten Energien E1, E2 und E3 aufsummiert. Kandidaten, die folgende Bedingungen erfüllen, werden von *QFSELH* als Elektron klassifiziert:

1. Der elektromagnetische Anteil an der gesamten Clusterenergie muß größer als 80% sein. Diese Bedingung trägt der Tatsache Rechnung, daß Elektronen aufgrund der Tiefe von etwa 20-30 Strahlungslängen X_0 praktisch vollständig im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters aufschauern. Hadronen wie z.B. Pionen deponieren dagegen vor allem im hadronischen Kalorimeter Energie, da die Tiefe des gesamten Kalorimeters etwa 5-8 hadronische Wechselwirkungslängen λ beträgt.
2. Der Anteil der in der ersten elektromagnetischen Lage deponierten Energie an der gesamten Clusterenergie muß zwischen 3% und 90% betragen.
3. Die vier Zellen mit der größten Energiedeposition müssen aufsummiert mehr als 50% der gesamten Clusterenergie enthalten (Kompaktheit).
4. Die in Zylinder Z3 deponierte Energie E3 muß kleiner als 0.5 GeV sein.
5. Die außerhalb von Z1 in Zylinder Z2 deponierte Energie E2 muß kleiner als 1.2 GeV sein (Isolation).
6. Es muß gelten: $y_{el} < 0.85$ oder $E'_{el}\, sin(\theta_{el}) > 10\, GeV$. Dies entspricht der Forderung nach einer gewissen Mindestenergie des Elektrons. In der weiteren Analyse wird diese Forderung auf $y_{el} < 0.6$ verschärft (siehe unten).

Als Energie des gestreuten Elektrons definiert *QFSELH* die im Zylinder Z1 deponierte Energie. Wichtigster Unterschied zu den vom H1-Rekonstruktionsprogramm rekonstruierten Clustern ist, daß bei der QFSELH-Definition die erste Lage des hadronischen Kalorimeters hinzugenommen wird. Dies verbessert gerade für hochenergetische Elektronen im Zentralbereich des Kalorimeters die Energierekonstruktion. Die beste Energiemessung des gestreuten Elektrons ergibt sich nach Anwendung der in Kapitel 5 beschriebenen z-abhängigen Energiekorrektur.

6.1.5 Zusätzliche Bedingungen

Auf die von *QFSELH* akzeptierten Ereignisse werden weitere Schnitte angewendet, um den Anteil an Untergrundereignissen zu reduzieren. Im einzelnen sind dies:

- Das Ereignis muß einen rekonstruierten Vertex mit folgender Bedingung aufweisen:

$$-25\, cm \leq z_{Vertex} \leq 35\, cm$$

Die Forderung ist nicht symmetrisch um den nominalen Wechselwirkungspunkt gewählt, da der rekonstruierte Ereignisvertex im Mittel um etwa 5 cm gegen den nominalen Wechselwirkungspunkt verschoben war (vergleiche Abbildung 6.5). Eine zusätzliche Verschiebung der mittleren Vertexposition gegenüber den H1-Daten zeigten die MC-Daten. Aus diesem Grund wurde für die MC-Daten eine Vertexabhängige Umgewichtung der Ereignisse durchgeführt. Diese Umgewichtung wird im folgenden Abschnitt 6.2 näher erläutert.

- Es muß eine rekonstruierte Spur zum Elektroncluster geben, für die gelten muß:

$$\mid \theta_{Spur} - \theta_{Cluster} \mid < 0.030\, rad$$

- Neben dem gestreuten Elektron soll noch ein Mindestmaß an hadronischer Energie zu verzeichnen sein. Darum wird für die gemessene Transversalimpulsbilanz eines Ereignisses mindestens gefordert:

$$P_{t,h}/P_{t,e} > 0.2$$

- Um elektromagnetische Strahlungskorrekturen bei Verwendung der Elektronmethode (siehe Abschnitt 4.1.1), den Einfluß der schwachen Wechselwirkung (siehe Abschnitt 1.2) sowie den Untergrundanteil zu reduzieren, wird gefordert:

$$y_{el} < 0.6$$

- Um nur Ereignisse zu verwenden, bei denen das gestreute Elektron seine Energie ohne Verluste im BEMC komplett im Flüssig-Argon-Kalorimeter deponiert hat, wird der Elektronstreuwinkel eingeschränkt:

$$\theta_{el} < 150^\circ$$

Nach Anwendung der gesamten Selektion wurde ein Datensatz von ~6000 Ereignissen erhalten.

6.2 Effizienz der Selektion

Als Anhaltspunkt für die absolute Selektionseffizienz werden hier zunächst die MC-Daten herangezogen, bei der man die zu selektierenden Ereignisse genau kennt. Abbildung 6.3 zeigt den Anteil der selektierten MC-Ereignisse im Verhältnis zu allen MC-Ereignissen als Funktion der Energie des gestreuten Elektrons. Ab ca. 11 GeV werden ungefähr 90% der Ereignisse gefunden. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß durch die Herausnahme von Ereignissen, bei denen das gestreute Elektron dichter als 2° an einer ϕ-Lücke gefunden wurde, rein geometrisch ca. 8.9% der Ereignisse nicht selektiert werden können. Diese theoretisch höchste erreichbare Effizienz ist in der Darstellung durch die gestrichelte Linie markiert.

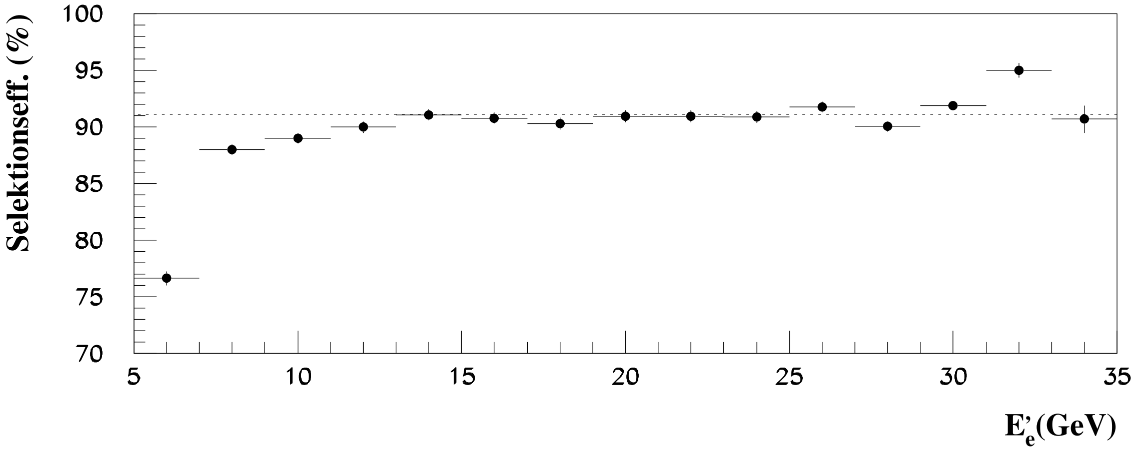


Abbildung 6.3: *Die Abbildung zeigt die für die MC-Daten bestimmte Gesamteffizienz der Selektion. Die gestrichelte Linie markiert die aufgrund der Nichtberücksichtigung der ϕ-Lücken geometrische Höchstgrenze der Effizienz.*

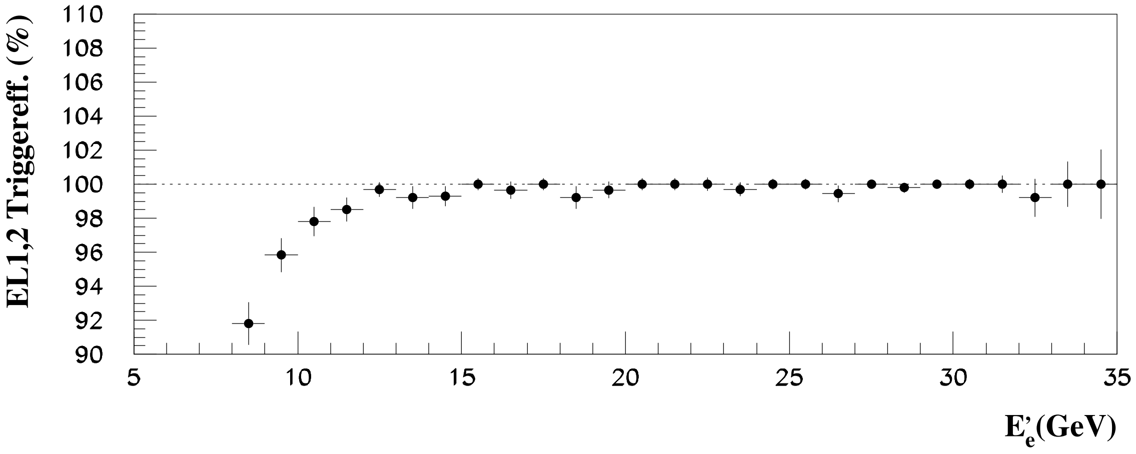


Abbildung 6.4: *Dargestellt ist die Effizienz der Elektrontrigger als Funktion der Energie E_e des gestreuten Elektrons. Verlangt wird mindestens einer der beiden Trigger. Als Monitortrigger diente der Spurtrigger.*

Für die in dieser Analyse verwendete Methode zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ muß nach Kapitel 3 jedoch nicht die Gesamteffizienz der Selektion bestimmt werden, sondern die relative Effizienz der einzelnen Schnitte zwischen den H1- und den MC-Daten. Im folgenden werden die Detektor-orientierten Schnitte hinsichtlich der Vergleichbarkeit ihrer Wirkung auf die H1- und die MC-Daten erörtert und die relativen Effizienzen angegeben. Im Rahmen der zur Verfügung stehenden Statistik, die für den gesamten H1-Datensatz einen Fehler von $\sim 1\%$ ergibt, jedoch für die in Abschnitt 8.1.2 vorgestellten Bereiche $\Delta x \Delta Q^2$ im besten Fall 5% betragen, kann sich bei der Bestimmung der relativen Effizienzen auf eine Genauigkeit von 1% beschränkt werden. Es werden alle relativen Effizienzen für die weitere Analyse als globale Größen behandelt (also nicht explizit für jeden Bereich $\Delta x \Delta Q^2$ bestimmt).

Trigger Nur Ereignisse, bei denen wenigstens einer der beiden Elektrontrigger im Flüssig-Argon-Kalorimeter angesprochen hat, finden in dieser Analyse Verwendung. Abbildung 6.4 zeigt die Effizienz der beiden Elektrontrigger als Funktion der Energie E'_e des gestreuten Elektrons. Als Monitortrigger diente der Spurtrigger, der allerdings nicht vollständig unabhängig vom Elektrontrigger ist, da einer der Elektrontrigger nur ansprechen kann, wenn gleichzeitig Treffer in den Spurenkammern gemessen wurden[1]. Es gibt keine Hinweise auf hierdurch entstehende Verluste, zumal für die hier betrachteten Ereignisse des neutralen Stroms diese Treffer von dem gestreuten Elektron geliefert werden. Man erkennt eine sehr hohe Triggereffizienz oberhalb 12 GeV, die im Rahmen des Fehlers mit 100% verträglich ist. Durch die $y_{el} < 0.6$-Bedingung gehen in die Strukturfunktionsanalyse praktisch nur Ereignisse ab 12 GeV ein (vergleiche Abbildung 8.1). Für die relative Triggereffizienz ergibt sich damit

$$\frac{\epsilon_{Trigger}^{H1-Daten}}{\epsilon_{Trigger}^{MC-Daten}} = 1.0 \pm 0.01$$

mit $\epsilon_{Trigger}^{MC-Daten} = 1$. Der angegebene Fehler ist statistischer Natur.

Elektronsuche Eine wirklich unabhängige Überprüfung der Selektionseffizienz des Elektronsuchalgorithmus QFSELH ist nicht leicht möglich, da praktisch jedes Elektronsuchprogramm bei den typischen Eigenschaften eines elektromagnetischen Schauers ansetzt. Da andererseits elektromagnetische Schauer im Gegensatz zu hadronischen Schauern theoretisch sehr gut bekannt sind, gibt es grundsätzlich keinen Zweifel an der Vergleichbarkeit der Selektionseffizienz für die H1- und die MC-Daten zu zweifeln. Zusätzlich wurden intensive Vergleiche mit einer unabhängigen Analyse [54] durchgeführt, wobei Teile der selektierten Datensätze Ereignis für Ereignis verglichen wurden. Es ergaben sich keine Anhaltspunkte für etwaige Verluste. Aus diesen Gründen wird im folgenden die Effizienz der Elektronsuche für die H1- und die MC-Daten als gleich angenommen, wobei der Fehler sich durch die aus den MC-Daten bestimmte Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit ergibt:

$$\frac{\epsilon_{QFSELH}^{H1-Daten}}{\epsilon_{QFSELH}^{MC-Daten}} = 1.00 \pm 0.01$$

Vertexforderung Der Mittelwert der z-Vertex-Verteilung für die H1- und die MC-Daten weicht um etwa 3 cm voneinander ab. (siehe Abbildung 6.5 a)). Aus diesem Grund wurde eine Vertex-abhängige Umgewichtung der MC-Daten durchgeführt (siehe Abbildung 6.5 b)). Man erkennt eine deutlich bessere Übereinstimmung nach der Korrektur. Die Umgewichtung des Vertex hat nicht nur Bedeutung bei der Bestimmung der relativen Effizienz des Vertexschnitts. Von entscheidender Bedeutung ist sie besonders für die Übertragbarkeit der aus den MC-Daten bestimmten Detektorakzeptanz auf die H1-Daten, da beispielsweise sonst Ereignisse mit gleichem Polarwinkel des gestreuten Elektrons in den H1- und den MC-Daten im Mittel in verschiedene Bereiche des Kalorimeters gestreut würden.

---

[1] Der EL1-Trigger benötigt ein Spur-T_0.

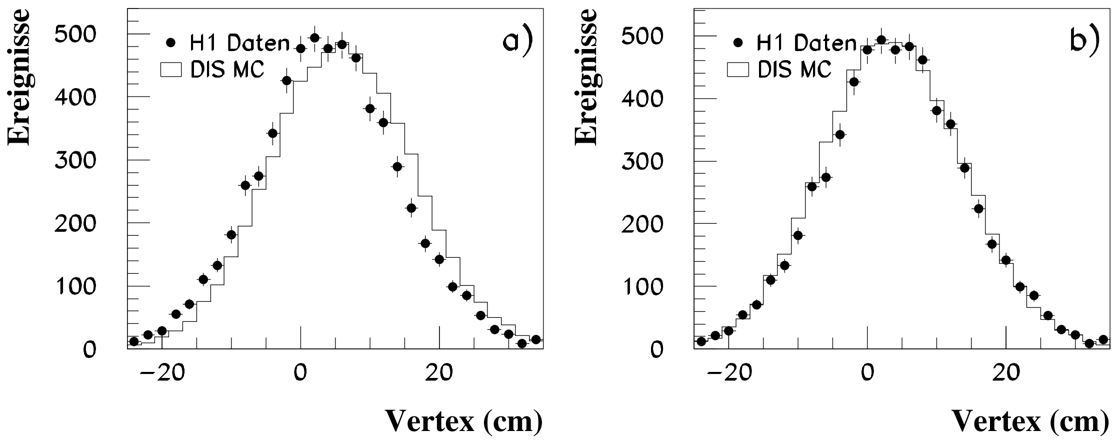


Abbildung 6.5: *Dargestellt ist die Vertex-Verteilung für die H1- und die MC-Daten als Funktion von z a) unkorrigiert und b) nach der z-abhängigen Umwichtung der MC-Daten.*

Nach dieser Korrektur erfüllen 98.3% bzw. 99.45% aller von QFSELH akzeptierten Ereignisse (ohne zusätzliche Spurforderung) der H1-Daten bzw. der MC-Daten die geforderte Vertexbedingung $-25\,cm \leq z_{Vertex} \leq 35\,cm$. Etwa 50% der in den H1-Daten verworfenen Ereignisse bestand jedoch aus Untergrundereignissen, wie eine Ansicht zeigte. Aus diesem Grund kann für die relative Effizienz der Vertexbedingung im Rahmen der oben erläuterten Genauigkeit geschrieben werden:

$$\frac{\epsilon_{Vertex}^{H1-Daten}}{\epsilon_{Vertex}^{MC-Daten}} = 1.0 \pm 0.01$$

Spurforderung Die Spurforderung wird für die MC-Daten von 98.7 % aller von QFSELH akzeptierten Ereignisse erfüllt. Bei den H1-Daten dagegen erweist sich die Spurforderung als gutes Merkmal, unerwünschten Untergrund zu verwerfen, so daß hier ebenfalls eine Abschätzung der Effizienz nicht ohne weiteres möglich ist. Um einen möglichst sauberen Datensatz zu selektieren, wurden mit Ausnahme der Spurforderung zusätzlich zu den oben genannten Selektionsschnitten folgende Zusatzforderungen gestellt:

1. Die aus der Doppelwinkelmethode vorhergesagte Energie des gestreuten Elektrons darf um höchstens 10% von der gemessenen Energie abweichen.
2. Es sollen möglichst keine Photoproduktionsereignisse (vergleiche Abschnitt 7.1) selektiert werden: $(E - P_z) > 41.25\,GeV$.
3. Das rekonstruierte Spurkammer-T_0 soll um höchstens 20 ns vom nominellen Zeitpunkt abweichen. Dies reduziert den möglichen Anteil kosmischer Myonen (siehe Abschnitt 7.2).

Von den auf diese Weise ausgewählten Ereignissen der H1-Daten erfüllten 97.1 % die Spurforderung. Eine Durchsicht der verworfenen Ereignisse ergab, daß etwa ein Viertel noch

Untergrundereignisse waren. Damit ergibt sich als relative Spurfindungseffizienz zwischen den H1- und den MC-Daten:

$$\frac{\epsilon_{Spur}^{H1-Daten}}{\epsilon_{Spur}^{MC-Daten}} = 0.99 \pm 0.01$$

Transversalimpulsbilanz Nach allen übrigen Schnitten erfüllten alle Ereignisse sowohl aus den H1-Daten als auch aus den MC-Daten die geforderte Bedingung:

$$\frac{\epsilon_{P_t-Balance}^{H1-Daten}}{\epsilon_{P_t-Balance}^{MC-Daten}} = 1.00 \pm 0.01$$

Zusammenfassung Es ergaben sich bei keinem der angewandten Selektionsschnitte signifikante Unterschiede der Selektionseffizienz zwischen den H1- und den MC-Daten. Im Verhältnis zu den statistischen Fehlern an den in Kapitel 8.2 vorgestellten F_2-Meßpunkten ist die relative Selektionseffizienz für diese Analyse als vollkommen unkritisch anzusehen. Insgesamt wird für die weitere Analyse global

$$\frac{\epsilon_{gesamt}^{H1-Daten}}{\epsilon_{gesamt}^{MC-Daten}} = 0.99 \pm 0.02$$

verwendet. Die 2% Unsicherheit in der relativen Effizienz gehen als systematischer Fehler in das Ergebnis der F_2-Bestimmung ein.

6.3 Integrierte Luminosität

Die Bestimmung der integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ erfolgt bei H1 mit Hilfe des Luminositätsmeßsystems über Ereignisse des Bethe-Heitler-Prozesses. Für jede Meßphase, die sogenannten Runs, wird eine Luminosität bestimmt, indem die Anzahl Bethe-Heitler-Ereignisse gezählt wird. Die so bestimmte Luminosität bedarf jedoch aufgrund der den Elektronpaketen im Abstand von $4.8ns$ folgenden Satellitenpakete noch einer Korrektur. Die Satelliten tragen aufgrund des z-Vertex-Schnittes nicht zu der im H1-Detektor verwendeten Luminosität bei, jedoch zur im Luminositätsmeßsystem bestimmten Luminosität. Aus diesem Grund wird die gemessene Luminosität meßphasenabhängig, je nach Anteil der Satellitenpakete, und in Abhängigkeit des analyseabhängigen z-Vertex-Schnittes korrigiert.

Eine weitere Korrektur der Luminosität erfolgt in Abhängigkeit der speziell von dieser Analyse geforderten betriebsbereiten Detektorkomponenten (siehe Abschnitt 6.1.2). Fällt eine dieser Komponenten während einer Meßphase kurzfristig aus, muß die integrierte Luminosität der Meßphase entsprechend korrigiert werden. Nach diesen Korrekturen ergab sich für die gesamte in dieser Analyse verwendete integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ mit kleinem Fehler:

$$\mathcal{L} = 2557\, nb^{-1} \pm 38\, nb^{-1}$$

6.4 Stabilität der Selektion

Die zeitliche Stabilität der Selektion wird durch die Bestimmung der mittleren Anzahl selektierter Ereignisse pro Luminositätseinheit überprüft. Dazu werden jeweils 200 nb^{-1} zusammengefaßt. Abbildung 6.6 zeigt, daß die Datenselektion im Rahmen der Statistik über den gesamten Meßzeitraum 1994 sehr stabil war. Die gestrichelte Linie deutet dabei den sich insgesamt ergebenden Mittelwert von 2.29 Ereignissen/nb^{-1} an.

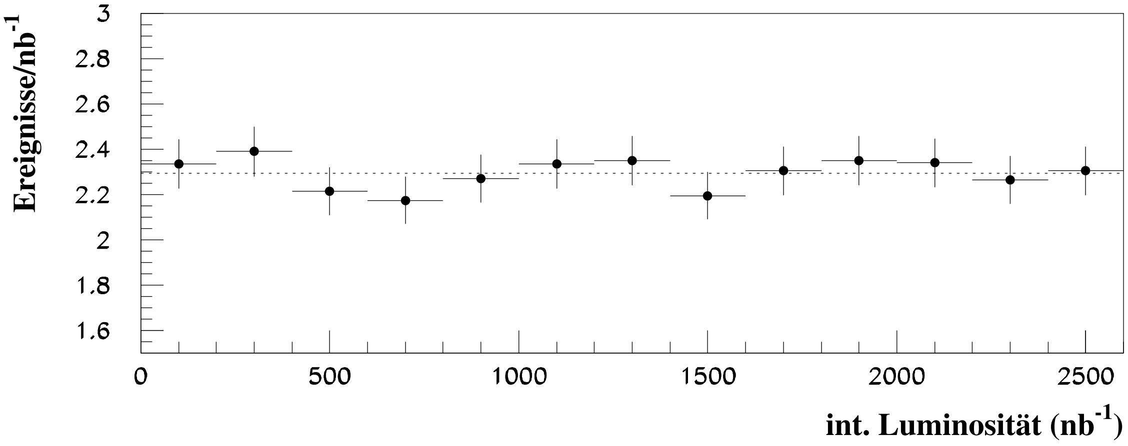


Abbildung 6.6: *Selektierte Ereignisse pro Luminositätseinheit als Funktion der integrierten Luminosität des Jahres 1994.*

6.5 Zusammenfassung

Es wurde ein Datensatz von etwa 6000 tiefunelastischen Streuereignissen des neutralen Stroms selektiert, bei denen das gestreute Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen werden konnte. Die integrierte Luminosität des Datensatzes betrug $\mathcal{L} = 2557\ nb^{-1}$. Es fanden nur Ereignisse Berücksichtigung, bei denen mindestens einer der beiden Elektrontrigger angesprochen hatten. Zusätzlich wurden Mindestanforderungen an den Status des Experiments gestellt. Die eigentliche Identifizierung der Ereignisse erfolgte über den Energieschauer des gestreuten Elektrons im Kalorimeter. Als weitere Zusicherung und zur Untergrundreduzierung wurde ein rekonstruierter Ereignisvertex, eine zum Elektron zeigende zentrale Spur und eine minimale gemessene Transversalimpulsbalance des gesamten Ereignisses verlangt. Zur Reduzierung von Strahlungskorrekturen, Einflüssen der schwachen Wechselwirkung und unerwünschten Untergrundereignissen (siehe Kapitel 7) wurde ein y_{el}-Schnitt von 0.6 verwendet. Um Energieverluste des gestreuten Elektrons im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter BEMC zu vermeiden, wurde als maximaler Streuwinkel 150° zugelassen. Die Selektionseffizienz für die H1- und die MC-Daten wurde miteinander verglichen. Dabei ließen sich im Rahmen der zur Verfügung stehenden Statistik keine signifikanten Unterschiede der Effizienzen ($\frac{\epsilon^{H1-Daten}}{\epsilon^{MC-Daten}} = 0.99 \pm 0.02$) feststellen. Es wurde gezeigt, daß die Selektion über die gesamte Meßperiode 1994 sehr stabil war.

Kapitel 7

Abschätzung des Untergrundanteils

Als Untergrundquellen werden Ereignistypen bezeichnet, die nicht vom gewünschten Typ sind, jedoch zumindest teilweise eine ähnliche Signatur aufweisen, so daß eine Fehlidentifizierung möglich ist. Im folgenden werden die möglichen Untergrundquellen bei der Selektion tiefunelastischer Streuereignisse kurz vorgestellt und eine Abschätzung ihres nach allen Selektionsschnitten verbleibenden Anteils gegeben. Im einzelnen werden dabei Photoproduktionsereignisse, Myonen der kosmischen Höhenstrahlung und Strahl-induzierte Untergrundereignisse diskutiert. Zur Abschätzung des jeweiligen Anteils am selektierten Datensatz werden vor allem Aspekte der Energieerhaltung und zeitliche Informationen herangezogen.

7.1 Photoproduktion

Untersuchungen von Photoproduktionsprozessen stellen ein umfassendes Analysegebiet bei HERA dar. Bestimmte Ereignistopologien können dazu führen, daß Photoproduktionsereignisse fälschlicherweise als tiefunelastische Streuereignisse identifiziert werden. Es soll an dieser Stelle zunächst ein kurzer Überblick über die wichtigsten Photoproduktionsprozesse gegeben werden.

7.1.1 Prozesse

Grundsätzlich handelt es sich bei Photoproduktionsereignissen um Prozesse, bei denen ein vom einlaufenden Elektron emittiertes quasirelles Photon mit dem Proton in Wechselwirkung tritt. Die dabei auftretenden Viererimpulsüberträge sind mit $Q^2 \leq 10^{-2} GeV^2$ sehr klein. Aus diesem Grund wird das Elektron unter sehr kleinem Winkel θ_e gestreut und nicht im Zentraldetektor, sondern mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit im Elektrondetektor des Luminositätsmeßsystems nachgewiesen. Der gesamte Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse ist etwa um den Faktor 1000 größer als für tiefunelastische Streuprozesse.

Photoproduktionsereignisse werden nach der Größe der im hadronischen Endzustand auftretenden Transversalimpulse in sogenannte *weiche* Prozesse mit $P_T \leq 1.5 GeV$ und *harte* Prozesse mit $P_T \geq 1.5 GeV$ unterteilt, wobei diese Unterscheidung eine fließende Grenze darstellt. Eine Fehlklassifizierung als tiefunelastisches Streuereignis kann erfolgen, wenn der hadronische Endzustand fälschlicherweise als gestreutes Elektron identifiziert wird. In Photoproduktionsprozessen kann das Photon zum einen „direkt" mit den Partonen des Protons wechselwirken und zum anderen sich wie ein aus Partonen bestehendes Hadron verhalten, was als „resolved" (aufgelöst) bezeichnet wird. Beispiele für einen „direkten" und einen „resolved"-Prozeß sind in Abbildung 7.1 a) und b) gezeigt.

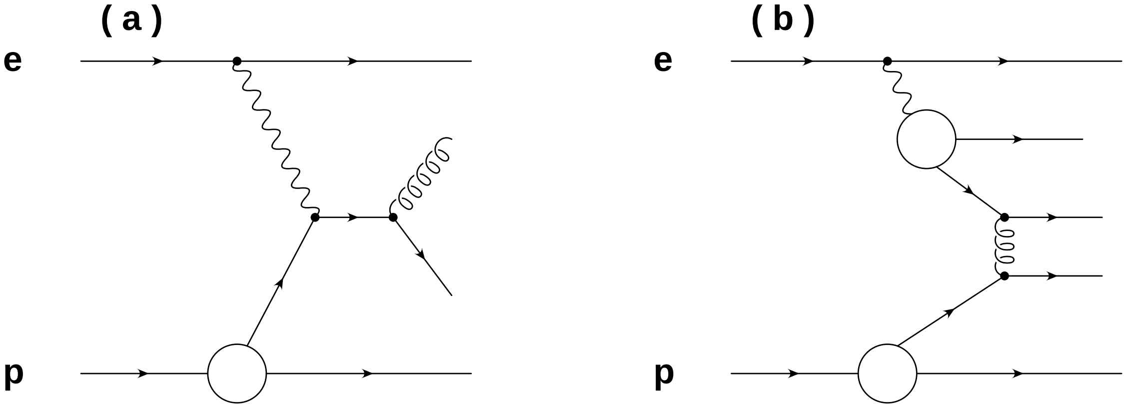


Abbildung 7.1: *Beispiele für Photoproduktionsprozesse: a) direkt und b) „resolved" (aufgelöst) (aus [46])*

Weiche Prozesse

Das hadronische Verhalten des Photons in weichen Prozessen läßt sich im Rahmen des *Vektor-Dominanz-Modells (VDM)* erklären [44][45]. In diesem Modell kann das Photon in Vektormesonen mit gleichen Quantenzahlen wie z.B. ρ oder ω fluktuieren. Die eigentliche Wechselwirkung findet dann zwischen dem hadronischen Zwischenzustand und dem Proton statt. Eine Fehlidentifizierung weicher Photoproduktionsereignisse als tiefunelastischer Streuprozeß ist für diese Analyse aufgrund der sehr kleinen Transversalimpulse $P_T \leq 1.5 GeV$ des hadronischen Endzustands praktisch auszuschließen.

Harte Prozesse

Die anomale Komponente Als anomale Komponente werden Prozesse bezeichnet, bei denen das Photon in ein $q\overline{q}$-Paar aufspaltet. Es handelt sich also auch hier um einen „resolved"-Prozeß. Im Gegensatz zu den VDM-Prozessen gehen Quark und Antiquark jedoch keinen gebundenen Zustand ein, bilden also kein Vektormeson. Quark oder Antiquark wechselwirken nun mit einem der Partonen des Protons. Bei diesen Prozessen finden sich im Endzustand Jets mit deutlich größeren Transversalimpulsen P_T als bei VDM-Streuprozessen, so daß eine Fehlidentifikation möglich sein kann.

Direkte Prozesse In den direkten Prozessen wechselwirkt das Photon als ein Teilchen direkt mit einem Parton des Protons. Es geht dementsprechend der gesamte Photonimpuls in die Wechselwirkung ein, so daß im Endzustand Jets mit großem Transversalimpuls P_T auftreten können, größer als bei Prozessen der anomalen Komponente. Aufgrund der großen Transversalimpulse der hadronischen Jets ist eine Fehlidentifizierung als gestreutes Elektron hier möglich.

7.1.2 Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds

Bei Photoproduktionsereignissen entstehen im Endzustand häufig Pionen. Diese können sowohl im geladenen Zustand als $\pi^{\pm}$ als auch im ungeladenen Zustand als π^0 auftreten. Für die $\pi^{\pm}$ kann als geladene Teilchen eine Spur im Spurkammersystem rekonstruiert werden, so daß hier die Spurforderung nicht hilft, falls das Pion im Kalorimeter fälschlicherweise als Elektron identifiziert wird. Aber auch für neutrale π^0 ist eine Fehlidentifizierung trotz Spurforderung denkbar, wenn das Pion zunächst in der Reaktion $\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$ in zwei Photonen zerfällt und anschließend eines der Photonen durch Paarbildung $\gamma \longrightarrow e^+e^-$ in ein Elektron-Positron-Paar zerfällt. Zusätzlich ist auch der Prozeß einer direkten γ-Produktion möglich, bei dem es ebenfalls durch Paarbildung zu einer Erfüllung der Spurbedingung kommen kann. Trotz all dieser möglichen Prozesse und des sehr großen Wirkungsquerschnittes für Photoproduktionsereignisse muß beachtet werden, daß aufgrund des in dieser Analyse zur Fehlidentifikation nötigen minimalen Transversalimpulses von $\sim 6\,GeV$ bei einem Streuwinkel $\theta = 150°$ kein großer Untergrundanteil durch Photoproduktionsereignisse erwartet wird. Anders ist die Situation dagegen für die Analyse von in das rückwärtige Kalorimeter BEMC gestreuten Elektronen, da hier wegen der größeren Streuwinkel schon kleinere Transversalimpulse der Photoproduktionsereignisse ausreichen, die Kriterien tiefunelastischer Streuereignisse zu erfüllen.

Ein typisches Photoproduktionsereignis ist in Abbildung 7.2 gezeigt. Man sieht, daß der Großteil der Energie im elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters deponiert wurde.

Der Anteil des nach allen Schnitten im selektierten Datensatz verbleibenden Photoproduktionsuntergrunds wurde auf zwei Arten abgeschätzt:

1. Verwendung einer Monte Carlo Simulation der Photoproduktion
2. Verwendung des Luminositätsmeßsystems

Monte Carlo Simulation

Zur Generierung eines Datenatzes simulierter Photoproduktionsereignisse wurde das Programm PYTHIA [47] verwendet. Die zur Verfügung stehenden MC-Photoproduktionsereignisse harter Prozesse entsprachen einer integrierten Luminosität $\mathcal{L}_{MC} = 2903\,nb^{-1}$. Auf diese Ereignisse wurde die komplette Selektion mit allen Schnitten angewendet. Die Anzahl der auf diese Weise selektierten MC-Photoproduktionsereignisse läßt, normiert auf die tatsächliche integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{H1-Daten}$, einen Rückschluß auf den

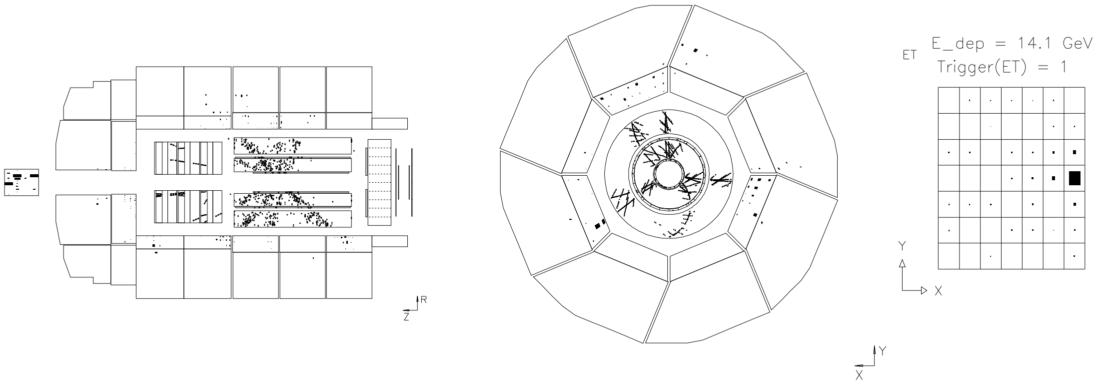


Abbildung 7.2: *Typisches Photoproduktionsereignis mit im Luminositätsmonitor nachgewiesenem Elektron (auf der rechten Darstellung zu sehen).*

Untergrundanteil durch fälschlich als tiefunelastische Streuereignisse identifizierte H1-Photoproduktionsereignisse zu. Auf diese Weise konnten ~20 Photoproduktionsereignisse als maximaler Untergrundanteil im gesamten selektierten H1-Datensatz tiefunelastischer Streuereignisse abgeschätzt werden. Dies entspricht einem prozentualen Anteil von $0.35\% \pm 0.1\%$. Die aus den MC-Daten selektierten Photoproduktionsereignisse waren allesamt bei relativ kleinen Werten von $Q^2 < 1000\,GeV^2$ und großen Werten von y nahe der Akzeptanzgrenze von $y_{el} = 0.6$ angesiedelt. Dies ist gerade der Bereich, in dem auch tiefunelastische Streuereignisse in verhältnismäßig großer Statistik auftreten (vergleiche Abbildung 8.5).

Verwendung des Luminositätsmeßsystems

Neben der Abschätzung des Photoproduktionsanteils durch Verwendung einer Monte Carlo Simulation ist auch eine rein experimentelle Abschätzung dieses Anteils möglich. Hierzu kann der Elektrondetektor des Luminositätsmeßsystem herangezogen werden, da hier das bei Photoproduktionsereignissen im Zentraldetektor fehlende Elektron nachgewiesen werden kann. Bei Berücksichtigung der Akzeptanz des Elektrondetektors des Luminositätsmeßsystems läßt sich auf diese Weise der Anteil fehlidentifizierter Photoproduktionsereignisse am selektierten Datensatz abschätzen. Es muß dabei allerdings beachtet werden, daß gleichzeitig mit einem tiefunelastischen Streuereignis ein zusätzliches Ereignis des Bethe-Heitler-Prozesses auftreten kann, welches ebenfalls Energie im Luminositätsmeßsystem deponiert.

Abbildung 7.3 zeigt die gemessene y_{el}-Verteilung aller Ereignisse mit mehr als 2 GeV Energiedeposition E_{Etag} im Elektrondetektor des Luminositätsmeßsystems nach allen Selektionsschnitten. Für tatsächliche Photoproduktionsereignisse hat das nur aus Größen des Zentraldetektors berechnete y_{el} keine physikalische Bedeutung, da es sich hier um einen fälschlich als Elektron erkannten hadronischen Jet handelt. Die Masse der Photo-

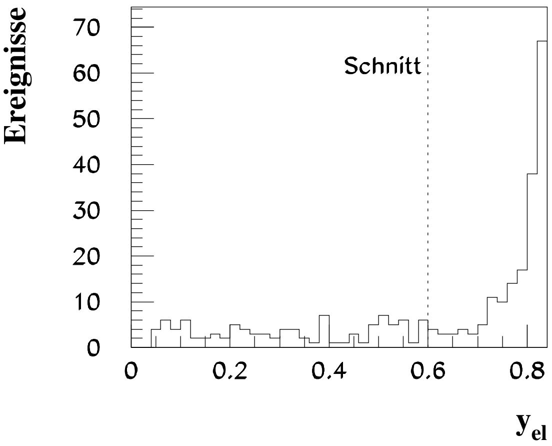


Abbildung 7.3: *y_{el}-Verteilung aller Ereignisse mit mehr als 2 GeV Energiedeposition E_{Etag} im Elektrondetektor des Luminositätsmeßsystems nach allen Selektionsschnitten. Es handelt sich aufgrund der Energiedeposition im Elektrondetektor des Luminositätsmeßsystems um Photoproduktionskandidaten. Die Größe y_{el} besitzt für Photoproduktionsereignisse keine physikalische Bedeutung. Eingezeichnet ist der verwendete Schnitt von $y_{el} < 0.6$.*

produktionsereignisse siedelt sich aufgrund des kleinen Transversalimpulses des fälschlich als Elektron erkennten hadronischen Jets bei sehr großen Werten von y_{el} an, so daß der gewählte y_{el}-Schnitt von 0.6 den größten Teil dieser Ereignisse verwirft. Man erkennt aber ebenfalls einen für Photoproduktionsereignisse nicht zu erwartenden Ausläufer bis zu den kleinsten Werten von y_{el}. Ob die Energiedeposition im Elektrondetektor des Luminositätsmeßsystems hier durch ein gleichzeitig mit einem tiefunelastischen Streuereignis auftretendes Bethe-Heitler-Ereignis ausgelöst wurde, kann durch zusätzliche Verwendung des Photondetektors des Luminositätsmeßsystems geprüft werden.

Abbildung 7.4 a) zeigt für alle Ereignisse, die mehr als 2 *GeV* Energie E_{Etag} im Elektrondetektor deponiert haben, die Summe ($E_{Etag} + E_{Ptag}$) der Energien des Elektron- und des Photondetektors einmal für alle Ereignisse mit einem y_{el}-Schnitt von 0.85 (unschraffiert) und zusätzlich für die in die Analyse eingehenden Ereignisse mit einem y_{el}-Schnitt von 0.6 (schraffiert). Man erkennt zwei deutlich voneinander getrennte Maxima. Das Maximum bei etwa 27.5 *GeV* wird im wesentlichen von Ereignissen erzeugt, für die $y_{el} < 0.6$ ist, während das Maximum bei kleineren Energien hauptsächlich von Ereignissen bevölkert wird, die dem y_{el}-Schnitt von 0.6 nicht genügen.

Bei den Ereignissen des Maximums bei etwa 27.5 *GeV GeV*, also der Elektronstrahlenergie, handelt es sich also um zusätzlich auftretende Ereignisse des Bethe-Heitler-Prozesses, während die unschraffierten Ereignisse des anderen Maximums mit einem Wert von $y > 0.6$ im wesentlichen echte Photoproduktionsereignisse sind. Als Photoproduktionskandidaten verbleiben damit also noch die schraffierten Ereignisse links der gestrichelten Linie bei kleinen Energiesummen $(E_{Etag} + E_{Ptag}) < 24\,GeV$.

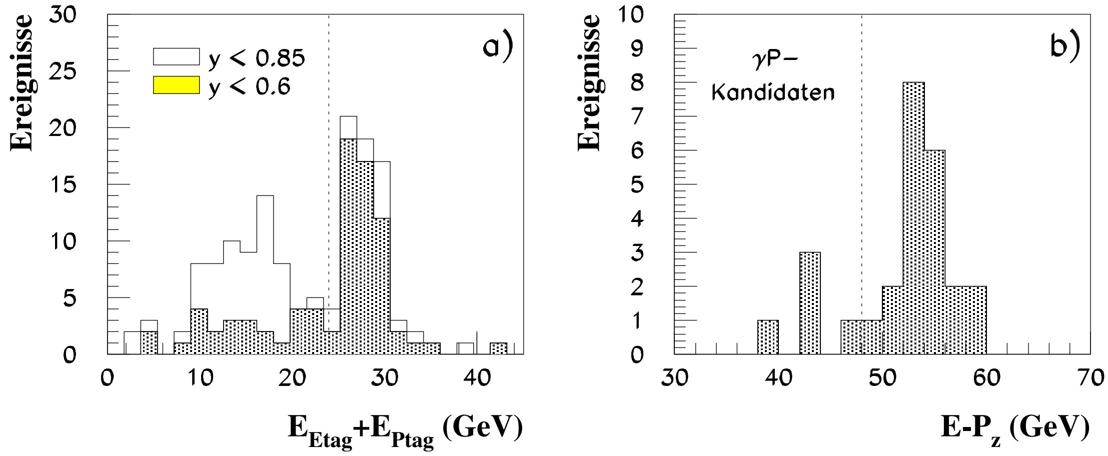


Abbildung 7.4: *Abschätzung des Photoproduktionsuntergrunds: a) Für alle Ereignisse mit Energiedeposition* $E_{Etag} > 2\,GeV$ *im Elektrondetektor des Luminositätsmeßsystems ist die Summe aus* $(E_{Etag} + E_{Ptag})$ *einmal für* $y_{el} < 0.85$ *(unschraffiert) bzw. für* $y_{el} < 0.6$ *(schraffiert) gezeigt. Der Photoproduktionsuntergrund (unschraffiert) links der gestrichelten Linie wird im wesentlichen durch den* y_{el}*-Schnitt von 0.6 eliminiert. b) Für die nach dem* y_{el}*-Schnitt von 0.6 (in a) schraffiert dargestellten) verbleibenden Ereignisse mit einer Energiesumme von weniger als 24 GeV wird die* $(E - P_z)$*-Verteilung gezeigt. Es verbleiben 5 Photoproduktionskandidaten.*

Für diese Ereignisse ist in Abbildung 7.4 b) die nur unter Verwendung des Zentraldetektors erhaltene $(E-P_z)$-Verteilung gezeigt. Fast alle Ereignisse liegen um den für tiefunelastische Ereignisse erwarteten Wert von etwa 55 *GeV*, also der doppelten Elektron-Strahlenergie. Es handelt sich also auch hier um tiefunelastische Streuereignisse, deren gesamte Energie im Zentraldetektor nachgewiesen wurde.

Als Photoproduktionskandidaten verbleiben damit noch fünf Ereignisse mit kleinen Werten von $(E - P_z)$. Da die Akzeptanz des Luminositätsmeßsystems im ungünstigsten Fall (y-abhängig) nur bei etwa 1/6 liegt, lassen sich etwa 30 Photoproduktionsereignisse als obere Grenze des verbleibenden Untergrunds abschätzen. Dies entspricht einem Anteil von höchstens 0.5% ± 0.2% am gesamten selektierten H1-Datensatz tiefunelastischer Streuereignisse. Dieses Ergebnis stimmt im Rahmen des statistischen Fehler sehr gut mit dem aus der Monte Carlo Simulation von Photoproduktionsereignissen gewonnenen Ergebnis überein.

7.2 Kosmische Myonen

Ein im H1-Detektor nachgewiesenes Myon aus der kosmischen Höhenstrahlung wird in Abbildung 7.5 gezeigt. Solche Myonen durchqueren in großer Zahl den H1-Detektor, meistens jedoch in großem Abstand vom nominalen Wechselwirkungspunkt, so daß eine Fehlidentifizierung als tiefunelastisches Streuereignis dann sofort ausgeschlossen ist. Bei Myonen handelt es sich um minimal ionisierende Teilchen, die nur wenig Energie im Kalorimeter deponieren. Vor allem durch das Auftreten von Bremsstrahlung kann es in seltenen Fällen jedoch zur Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter kommen, der die Elektrontrigger ansprechen läßt und nur schwer von einem durch ein Elektron ausgelösten Schauer zu unterscheiden ist. Viele dieser Ereignisse sind jedoch in der Transversalimpulsbilanz nicht balanciert und können so erkannt werden. Weiterhin ist die Clusterenergie meistens gering, so daß der y_{el}-Schnitt wirksam wird. Zusätzlich werden in dieser Analyse nur Ereignisse akzeptiert, die einen Filter gegen kosmische Myonen passiert haben. Dieser Filter sucht nach zwei isolierten Spuren in der zentralen Spurkammer, die sich in θ und ϕ um 180° gegenüberliegen.

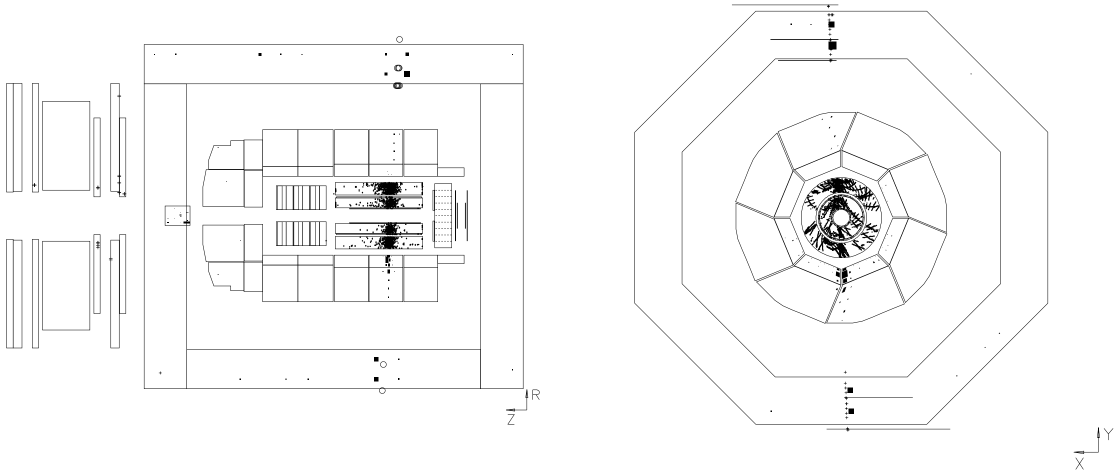


Abbildung 7.5: *Signatur eines Myons der kosmischen Strahlung im H1-Detektor.*

Zur Abschätzung des nach allen Selektionsschnitten verbleibenden Untergrundes werden Ereignisse verwendet, deren rekonstruiertes Spurkammer-T_0 von der durch die HERA-Uhr gegebenen Nominalzeit abweicht. Das Spurkammer-T_0 wird aus allen Spuren erhalten, so daß es ein guter Indikator ist, ob das Ereignis im Augenblick einer nominalen Durchkreuzung der Strahlpakete oder dagegen verschoben erfolgte. Ereignisse mit verschobenem Spurkammer-T_0 können als Kandidaten durch kosmische Myonen induzierter Ereignisse angesehen werden, da diese Ereignisse nicht mit der HERA-Uhr korreliert sind.

Die Verteilung des Spurkammer-T_0 für alle selektierten Ereignisse zeigt Abbildung 7.6 a). Man sieht, daß das Spurkammer-T_0 in der deutlich überwiegenden Zahl der Ereignisse nur wenig von der hier als Null definierten Nominalzeit abweicht, es sich also um ep-induzierte Ereignisse handelt. Für die schraffiert eingezeichneten Ereignisse mit gegen die Nominalzeit verschobenem Spurkammer-T_0 kann mit Hilfe der Größe $(E-P_z)$ geprüft werden, ob es

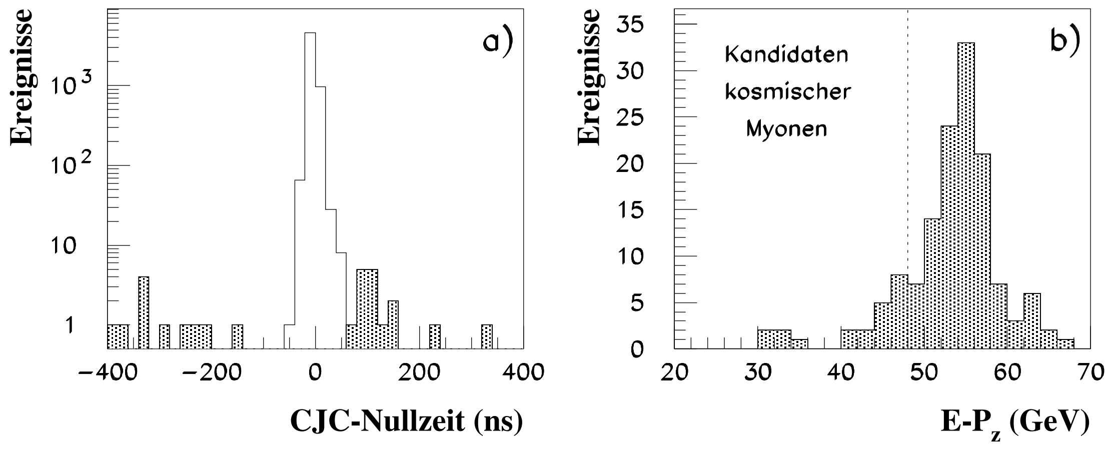


Abbildung 7.6: *a) Dargestellt ist das rekonstruierte Spurkammer-T_0 des zentralen Spurkammersystems für alle akzeptierten Ereignisse. b) Für die in a) schraffiert eingezeichneten Ereignisse wird die $(E - P_z)$-Verteilung gezeigt.*

sich um tiefunelastische Streuereignisse mit falsch rekonstruiertem Spurkammer-T_0 oder tatsächlich um durch kosmische Myonen induzierte Ereignisse handelt. Die $(E - P_z)$-Verteilung dieser Ereignisse wird in Abbildung 7.6 b) gezeigt. Die meisten der Ereignisse sammeln sich um den für tiefunelastische Streuereignisse erwarteten Wert bei etwa 55 *GeV* an. Als Kandidaten verbleiben 22 Ereignisse. Diese Ereignisse wurden noch einmal visuell überprüft. Es fanden sich nur fünf tatsächliche Kandidaten kosmischer Myonen darunter, bei den übrigen handelte es im wesentlichen um tiefunelastische Streuereignisse mit Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR).

Zusätzlich wurden etwa 500 Ereignisse des Datensatzes nach allen Schnitten stichprobenartig durchgesehen. Hier ergab sich überhaupt kein Anzeichen für Untergrund durch kosmische Myonen, so daß der Datensatz im Rahmen der Statistik als frei von kosmischen Myonen angesehen werden kann.

7.3 Strahlinduzierter Untergrund

Strahl-Halo-Myonen

Durch Wechselwirkungen der Protonpakete vor allem mit den Magneten in den gebogenen Abschnitten des HERA-Rings kommt es zur Entstehung sogenannter Strahl-Halo-Myonen, die den Protonstrahl ständig umgeben. Diese Myonen erreichen den Detektor und können in seltenen Fällen durch Photonabstrahlung elektromagnetische Schauer auslösen. Da sie sich im Gegensatz zu den kosmischen Myonen parallel zur Strahlachse bewegen, hinterlassen sie keine Spur im Spurkammersystem und erfüllen damit nicht die geforderte Spurbedingung.

Proton-Restgas-Ereignisse

Bei dieser Art Untergrund kollidiert ein Proton mit einem Atomkern des Restgases im Strahlrohr. Dabei werden häufig viele Teilchen ins Kalorimeter gestreut, so daß einem Elektronschauer verwechselbare Schauer entstehen können. Im Normalfall sind diese Ereignisse leicht zu erkennen, da für sie kein Vertex rekonstruiert wird. Da bei HERA auch Protonpakete im Strahlrohr ohne ein entsprechendes kollidierendes Elektronpaket beschleunigt werden, läßt sich der Anteil dieser Art Untergrund abschätzen indem man prüft, wieviele Ereignisse aus solchen nichtkollidierenden Paketen selektiert werden. In dieser Analyse passierte kein Ereignis aus nichtkollidierenden Protonpaketen die komplette Selektion, so daß diese Art Untergrund vernachlässigbar ist.

Elektron-Restgas-Ereignisse

Der von Elektron-Restgas-Ereignissen erreichbare Transversalimpuls ist für den in dieser Analyse geforderten Streuwinkel $\theta < 150°$ zu klein, um selektiert zu werden. Aus diesem Grund bilden Elektron-Restgas-Ereignisse für diese Analyse keinen Untergrund.

7.4 Zusammenfassung

Mögliche Untergrundquellen für diese Selektion sind Photoproduktionsereignisse, kosmische Myonen und strahlinduzierter Untergrund. Lediglich Photoproduktionsereignisse konnten als möglicher Untergrund nicht ausgeschlossen werden. Ihr Anteil am gesamten Datensatz wurde zum einen mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation der Photoproduktion und zum anderen über das Luminositätsmeßsystem im Rahmen der Fehler übereinstimmend auf höchstens etwa 0.5% abgeschätzt. Dies bedeutet maximal etwa 30 Photoproduktionsereignisse für den gesamten Datensatz, die sich auf den kinematischen Bereich $Q^2 < 1000\,GeV^2$ und großen Werten von y nahe der Akzeptanzgrenze von $y_{el} = 0.6$ verteilen. Im Verhältnis zum statistischen Fehler der einzelnen F_2-Meßpunkte (vergleiche Kapitel 8.2) ist diese Zahl praktisch vernachlässigbar und geht nur im Rahmen des systematischen Fehlers ein.

Kapitel 8

Bestimmung von $F_2(x, Q^2)$

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ aus dem nach Kapitel 6 selektierten Datensatz vorgestellt. Im ersten Teil erfolgt die Beschreibung einiger weiterer Vorarbeiten, wie die Einteilung der x, Q^2-Bereiche und Betrachtungen zur Akzeptanz. Im zweiten Teil werden alle Resultate angegeben und diskutiert.

8.1 Vorarbeiten

In Kapitel 3 wurde gezeigt, daß die Strukturfunktion $F_2(x_c, Q_c^2)$ am Zentralwert (x_c, Q_c^2) eines Bereiches $\Delta x \Delta Q^2$ in der kinematischen x, Q^2-Ebene über folgende Formel bestimmt werden kann:

$$F_2^{Daten}(x_c, Q_c^2) \simeq \frac{(N-U)^{Daten}}{N^{MC}} \, \frac{\epsilon^{MC}}{\epsilon^{Daten}} \, \frac{\mathcal{L}^{MC}}{\mathcal{L}^{Daten}} \, F_2^{MC}(x_c, Q_c^2) \tag{8.1}$$

Hierbei bezeichneten N die jeweilige Anzahl tiefunelastischer Streuereignisse im jeweiligen x, Q^2-Bereich bei den H1- und den MC-Daten, U die Anzahl der Untergrundereignisse in den H1-Daten, ϵ die relative Selektionseffizienz, $\mathcal{L}$ die jeweilige den Datensätzen entsprechende integrierte Luminosität sowie $F_2^{MC}(x_c, Q_c^2)$ den theoretischen Wert der Monte Carlo Strukturfunktion am Zentralwert des x, Q^2-Bereichs. Die Anwendbarkeit dieser Gleichung hängt in entscheidendem Maße von folgenden Voraussetzungen ab:

1. Die Detektorsimulation muß den tatsächlichen Eigenschaften des Detektors bezüglich der Energie- und Winkelmessung aller Teilchen des Endzustands möglichst genau entsprechen. In diesem Zusammenhang sind sowohl mittlere Meßgenauigkeit als auch die entsprechenden Auflösungen der Meßgrößen zu überprüfen. Nur im Fall einer guten Beschreibung des Detektors durch die Simulation (und wenn zusätzlich Punkt 2 gilt) kann die Detektorakzeptanz A als annähernd gleich für die H1- und die MC-Daten angenommen werden. Die verbleibenden Unsicherheiten an den Meßgrößen gehen als systematische Fehler in das Ergebnis der Strukturfunktionsbestimmung ein. Dieser Komplex wurde bereits in Kapitel 5 eingehend behandelt.

2. Die Monte Carlo Strukturfunktion F_2^{MC} muß der wahren Strukturfunktion F_2^{Daten} möglichst gut entsprechen. Nur in diesem Fall können die grundsätzlich strukturfunktionsabhängigen Parameter Akzeptanz A, Zentralwertkorrektur BC und Strahlungskorrektur RC aus den MC-Daten auf die H1-Daten übertragen werden. Bei großen Abweichungen der theoretischen Strukturfunktion von der wahren Strukturfunktion muß ein iteratives Verfahren verwendet werden.

Gegenstand dieses Abschnitts ist im wesentlichen die Prüfung von Punkt 2. Dazu werden zunächst Verteilungen für wichtige Größen bei den H1- und den MC-Daten im Vergleich gezeigt. Eine gute Übereinstimmung im Rahmen der statistischen Fehler kann dabei als Zusicherung beider oben genannter Punkte gewertet werden. Anschließend wird die Einteilung in x, Q^2-Bereiche vorgestellt und diskutiert. In diesem Zusammenhang wird auf die Strukturfunktionsabhängigkeit der Akzeptanz eingegangen. Die quantitative Bestimmung der Strahlungskorrekturen wird kurz erläutert. Ein direkter Test der Strukturfunktionsabhängigkeit des durch Formel 8.1 beschriebenen Verfahrens durch Verwendung zweier MC-Datensätze wird gezeigt. Abgeschlossen wird der Abschnitt durch einen Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte als Funktion von Q^2 für die e^-p- und die e^+p-Daten des Jahres 1994. Dieser Vergleich erlaubt eine Abschätzung des Einflusses der schwachen Wechselwirkung auf die Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$.

8.1.1 Vergleich zwischen H1-Daten und MC-Daten

Die Abbildungen 8.1 a) und 8.2 a) zeigen die Energie- und die Winkelverteilung des gestreuten Elektrons nach allen Selektionsschnitten im Vergleich der H1-Daten zu den MC-Daten absolut auf die Luminosität normiert. In den Abbildungen 8.1 b) und 8.2 b) ist jeweils das Verhältnis der H1- zu den MC-Daten als Funktion der Energie und des Winkels mit dem statistischen Gesamtfehler aufgetragen. Im Rahmen der Statistik ist für beide Elektronmeßgrößen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den H1- und den MC-Daten zu erkennen, die im Fall der Energie erst durch die in Kapitel 5 vorgestellte Energiekalibration des Flüssig-Argon-Kalorimeters erreicht wird.

Eine weitere gute Kontrolle der Beschreibung der H1-Daten durch die Simulation bietet die $(E - P_z)$-Verteilung aller selektierten Ereignisse in Abbildung 8.3. Diese Verteilung enthält zusätzlich Information über die Messung des hadronischen Endzustands. Ebenso lassen sich Aussagen über die Vergleichbarkeit der Strahlungskorrekturen für die H1- und die MC-Daten treffen, da sich Ereignisse, bei denen das einlaufende Elektron ein Photon abgestrahlt hat (ISR), bei kleinen Werten von $(E - P_z)$ ansiedeln. Auch hier wird eine gute Übereinstimmung erreicht, wobei die Verteilung für die MC-Daten etwas schmaler als für die H1-Daten ist.

Als weiterer Beleg der konsistenten Beschreibung der H1-Daten durch die Simulation wird das Verhältnis y_Σ / y_{el} in Abbildung 8.4 a) für $y_{el} > 0.05$ gezeigt. Die Position des Maximums liegt bei 0.879 für die H1-Daten und bei 0.882 für die MC-Daten bei ebenfalls gut übereinstimmender Auflösung ($\sigma_{H1-Daten} = 0.164, \sigma_{MC-Daten} = 0.160$). Die Tatsache, daß das Verhältnis y_Σ / y_{el} im Mittel kleiner als Eins ist, hängt mit der unterschiedlichen Sensitivität beider Methoden auf Ereignisse mit zusätzlicher Strahlung des Elektrons (ISR)

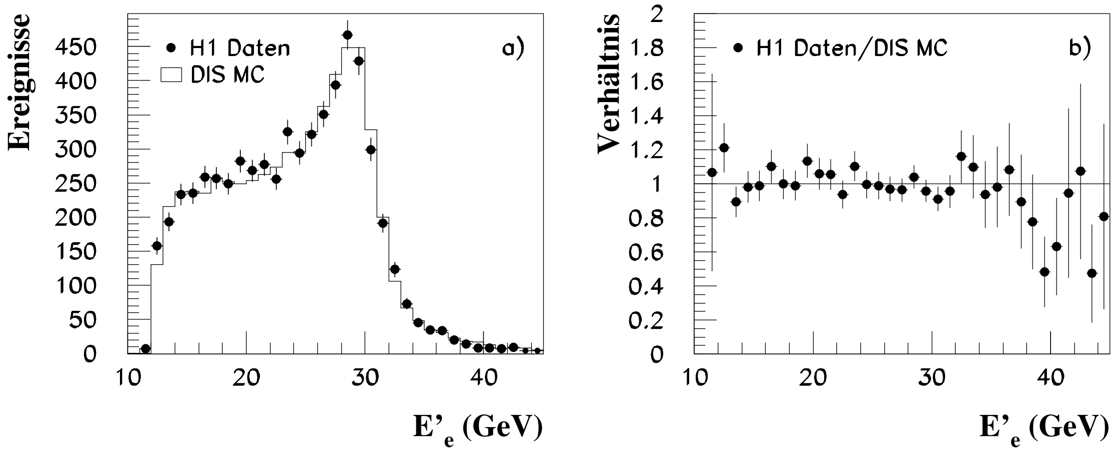


Abbildung 8.1: a) *Vergleich der Energieverteilungen der gestreuten Elektronen für die H1- und die MC-Daten, b) Verhältnis der Einträge der H1- zu den MC-Daten mit statistischem Gesamtfehler.*

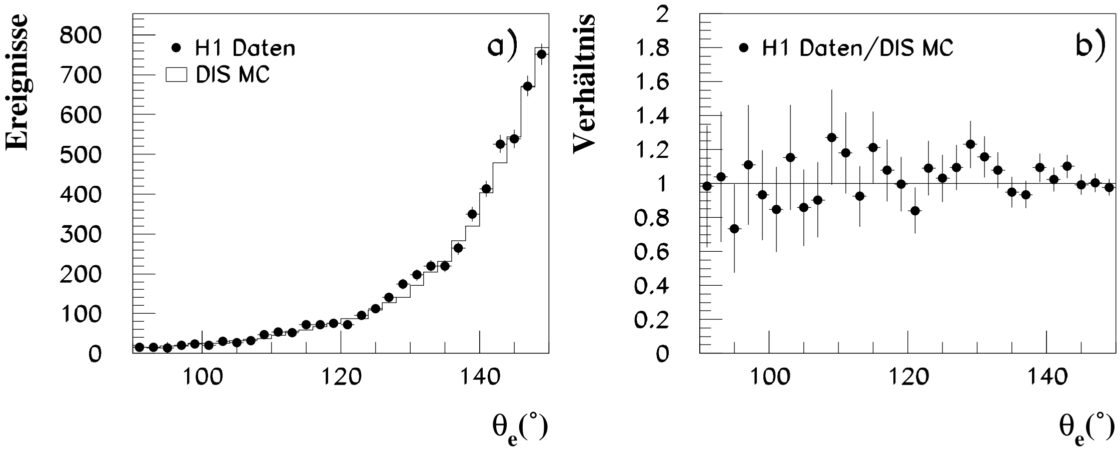


Abbildung 8.2: a) *Vergleich der Polarwinkelverteilungen der gestreuten Elektronen für die H1- und die MC-Daten, b) Verhältnis der Einträge der H1- zu den MC-Daten mit statistischem Gesamtfehler.*

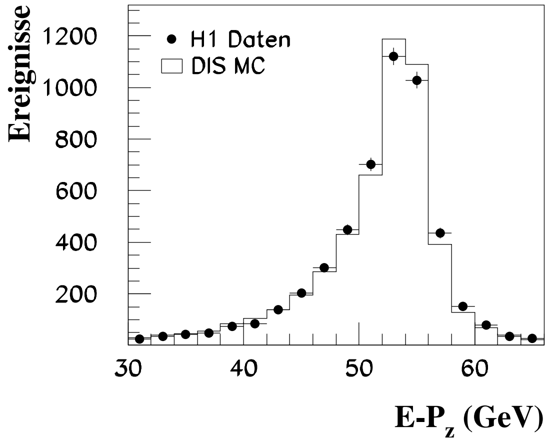


Abbildung 8.3: *$E - P_z$-Verteilung aller selektierten Ereignisse für die H1- und die MC-Daten.*

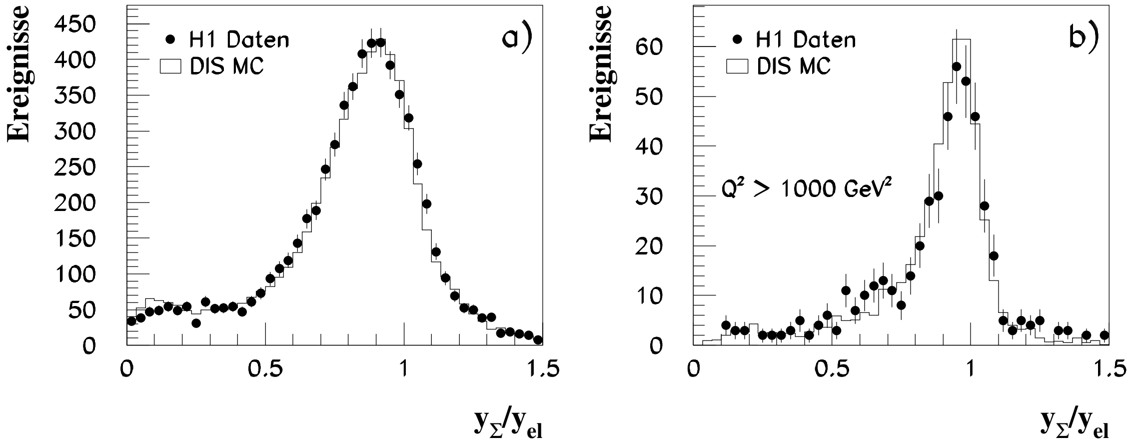


Abbildung 8.4: *Die Abbildung zeigt das Verhältnis y_Σ / y_{el} für die H1- und die MC-Daten in a) für alle Ereignisse und in b) nur für Ereignisse mit $Q^2_{el} > 1000\,GeV^2$.*

(besonders der Ausläufer gegen Null) und mit der schon in Abschnitt 5.3 diskutierten zu geringen Energiemessung des hadronischen Endzustands zusammen.

Es ergibt sich auch in dieser Abbildung kein Hinweis auf einen unterschiedlichen Anteil an ISR-Ereignissen in den H1- und den MC-Daten. Besondere Bedeutung kommt in diesem Zusammenhang der Vergleichbarkeit der Auflösung für die H1- und die MC-Daten zu. Eine signifikant voneinander abweichende Auflösung würde eine Übertragbarkeit der Akzeptanz von den MC-Daten auf die H1-Daten ausschließen.

Abbildung 8.4 b) zeigt das Verhältnis y_Σ/y_{el} nur für Ereignisse mit $Q^2_{el} > 1000\,GeV^2$. Bei diesen Ereignissen wurde das gestreute Elektron in der Regel im CB2/CB3 nachgewiesen, so daß die in Kapitel 5 beschriebene Energiekalibration nicht wirksam wurde (siehe hierzu auch Abschnitt 8.3). Trotzdem ist eine gute Übereinstimmung der Verteilungen für die H1- und die MC-Daten in der Lage des Maximums, in der Auflösung und auch in den Ausläufern zu erkennen. Damit kann auch für die großen Werte von Q^2 die Akzeptanz für die H1- und die MC-Daten als vergleichbar angesehen werden.

8.1.2 Einteilung der x, Q^2-Bereiche

Nachdem im vorangehenden Abschnitt gezeigt wurde, daß die Verteilungen für die wichtigen Größen bei den H1- und den MC-Daten im Rahmen der statistischen Fehler sehr gut übereinstimmen, soll nun die Aufteilung der kinematischen x, Q^2-Ebene in x, Q^2-Bereiche, das sogenannte Binning, vorgestellt werden. Abbildung 8.5 zeigt die x, Q^2-Ebene mit allen mit der Elektronmethode rekonstruierten und akzeptierten Ereignissen der H1-Daten und den für die weitere Analyse verwendeten x, Q^2-Bereiche. Die weißen Punkte markieren dabei die gewählten Zentralwerte der Bereiche. Es wurden jeweils fünf Bereiche pro x-Dekade sowie acht Bereiche pro Q^2-Dekade für den kinematischen Bereich $100\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 1000\,GeV^2$ verwendet. Der Bereich $1000\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 10000\,GeV^2$ wurde aus statistischen Gründen in zwei unsymmetrische Teile geteilt. Richtlinie zur Festlegung der x, Q^2-Bereiche ist zum einen eine Breite, die größer als die Auflösung der kinematischen Variablen x und Q^2 sein soll, also $\Delta x \geq 2\,\sigma_x$ und $\Delta Q^2 \geq 2\,\sigma_{Q^2}$ und zum anderen die statistische Signifikanz der Ereigniszahl in den x, Q^2-Bereichen.

Auflösung für die kinematischen Variablen x und Q^2

Die Auflösungen für die kinematischen Variablen x und Q^2 für die Elektron- und die Σ-Methode wurden für jeden x, Q^2-Bereich mit Hilfe der MC-Daten bestimmt, wobei Bremsstrahlung nicht berücksichtigt wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildung 8.6 für die Elektronmethode und in Abbildung 8.7 für die Σ-Methode gezeigt. Die jeweiligen Auflösungen für die Variablen x und Q^2 werden durch die Länge der vertikalen und horizontalen Striche markiert. Die für die Analyse verwendeten x, Q^2-Bereiche sind schattiert dargestellt, sie erfüllen die im folgenden Abschnitt 8.1.2 erläuterten Akzeptanzbedingungen. Deutlich zu erkennen bei der Elektronmethode ist die sehr gute Q^2-Auflösung über den gesamten Bereich. Aufgrund der geringen Statistik in den H1-Daten konnte jedoch keine feinere Aufteilung in Q^2 gewählt werden. Die x-Auflösung dagegen wird für große Werte von x deutlich schlechter und wird in einigen x, Q^2-Bereichen der Breite der Bereiche vergleichbar. Für die Σ-Methode läßt sich dagegen nur eine geringfügige Verschlechterung

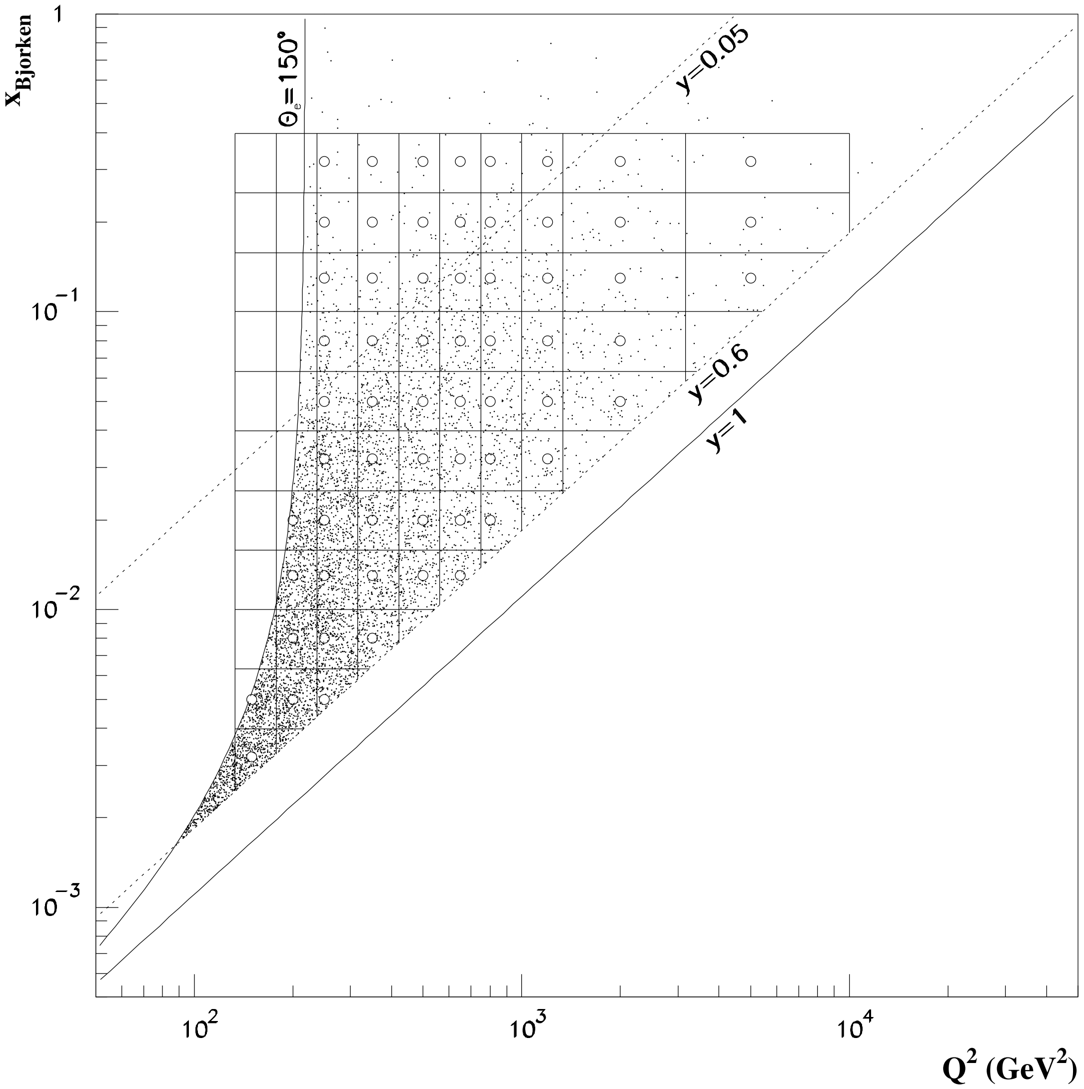


Abbildung 8.5: *Die Abbildung zeigt alle akzeptierten Ereignisse in der x, Q^2-Ebene. Die kinematischen Variablen wurden hierbei mit der Elektronmethode rekonstruiert. Eingezeichnet ist das für diese Analyse verwendete Binning, die gewählten Zentralwerte und die wichtigen kinematischen Schnitte auf Polarwinkel θ_{el} und y_{el} des gestreuten Elektrons.*

der Auflösung für große Werte von x erkennen. Dementsprechend können wesentlich mehr x, Q^2-Bereiche zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ verwendet werden. Die Q^2-Auflösung dagegen ist deutlich schlechter als für die Elektronmethode, jedoch in allen verwendeten x, Q^2-Bereichen besser als die Breite der Bereiche.

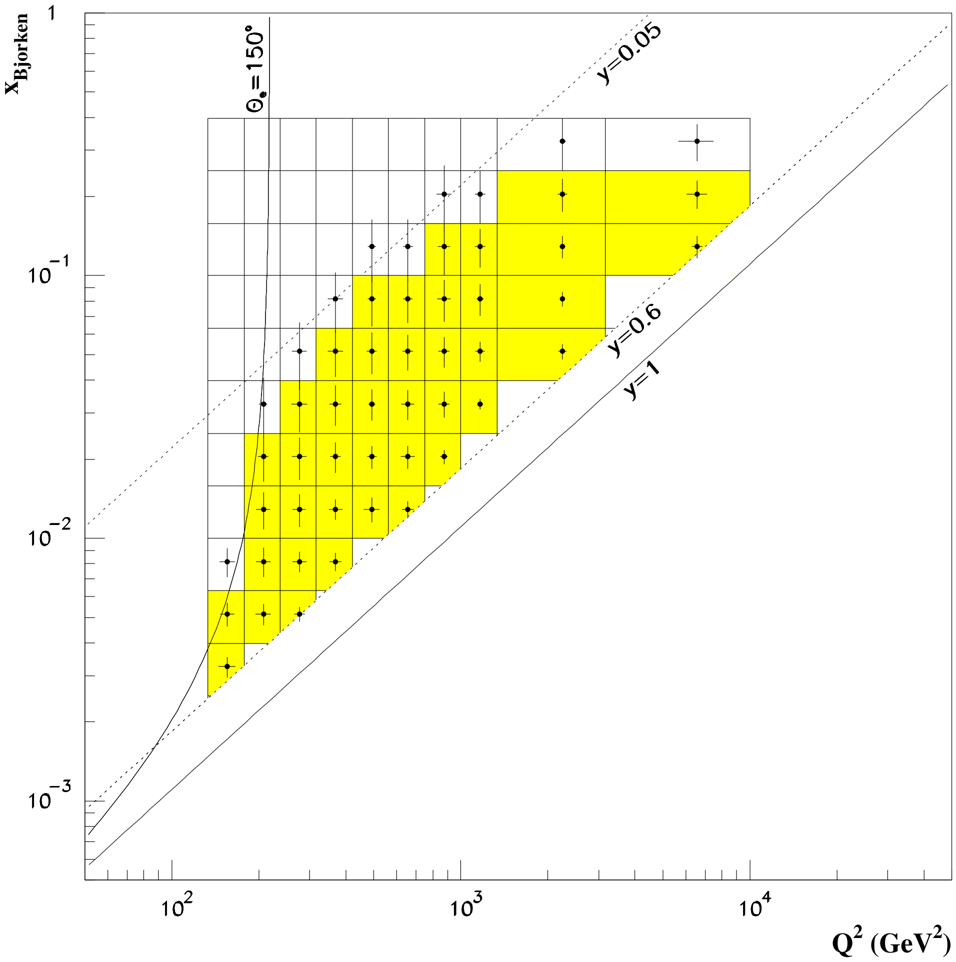


Abbildung 8.6: *Die Abbildung zeigt die durch vertikale bzw. horizontale Striche gekennzeichnete x- und Q^2-Auflosung in den gewählten x, Q^2-Bereichen für die Elektronmethode. Die für die Analyse verwendeten Bereiche sind schattiert dargestellt.*

Akzeptanzbedingungen

Zusätzlich zu den oben genannten Kriterien zur Auswahl der x, Q^2-Bereiche werden weitere Bedingungen an das Akzeptanzverhalten der Bereiche gestellt. Diese Bedingungen, die an den MC-Daten überprüft werden, sollen sowohl Detektoreffekte als auch den Einfluß der theoretischen Strukturfunktion F_2^{MC} auf die Strukturfunktionsbestimmung möglichst klein halten:

1. Die Akzeptanz A_i, also das Verhältnis der Zahl aller in einem x, Q^2-Bereich i rekonstruierten Ereignisse zur Zahl der in diesem Bereich tatsächlich generierten Ereignisse, soll wenigstens 0.4 betragen:

$$A_i = \frac{N_{i,rek}}{N_{i,gen}} = \frac{N_{i,rek}^{fest} + N_{i,rek}^{mig}}{N_{i,gen}} \geq 0.4 \qquad (8.2)$$

   Diese Forderung ist sehr schwach, da hier nicht unterschieden wird, ob die Ereignisse in ihren generierten x, Q^2-Bereich rekonstruiert wurden ($N_{i,rek}^{fest}$) oder in einem an-

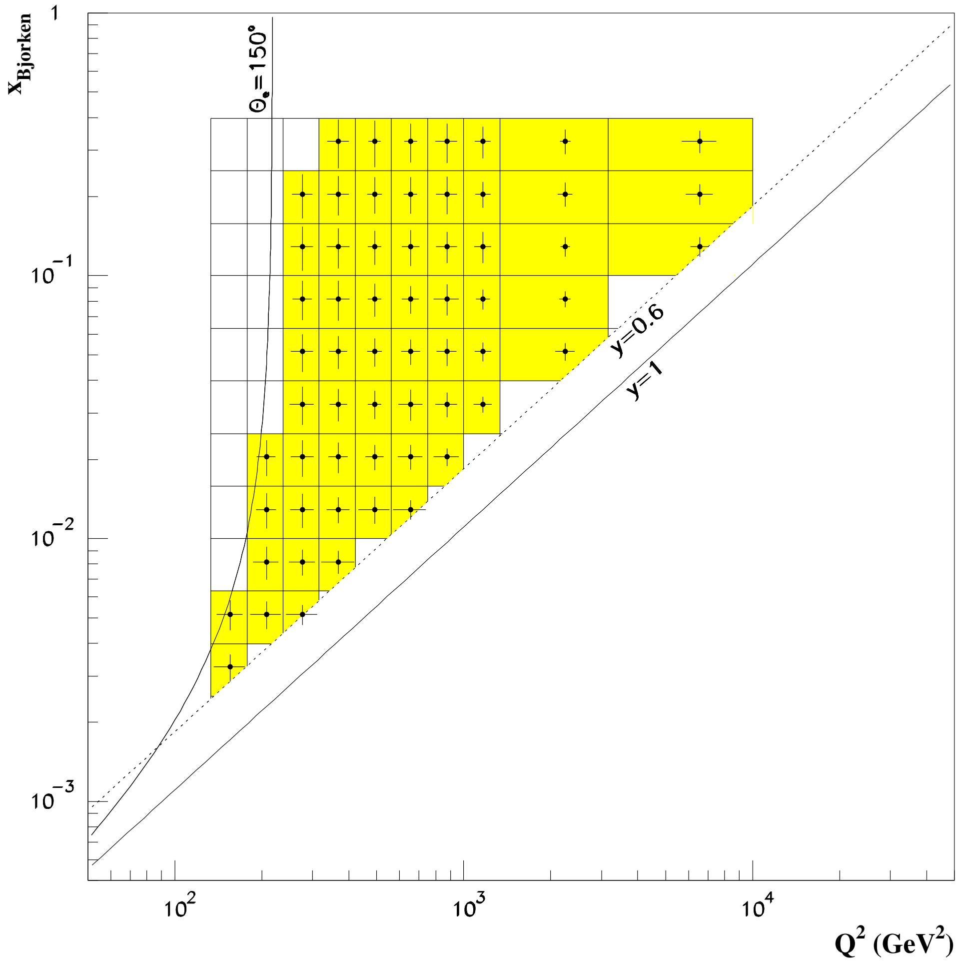


Abbildung 8.7: *Die Abbildung zeigt die durch vertikale bzw. horizontale Striche gekennzeichnete x- und Q^2-Auflösung in den gewählten x, Q^2-Bereiche für die Σ-Methode. Die für die Analyse verwendeten Bereiche sind schattiert dargestellt.*

deren x, Q^2-Bereich j generiert und durch Migration in den Bereich i rekonstruiert wurden $(N_{i,rek}^{mig})$.

2. Dieser Unterschied wird in einer weiteren Forderung berücksichtigt: Die Zahl rekonstruierter Ereignisse in einem x, Q^2-Bereich i, die tatsächlich in diesem Bereich generiert wurden, soll mindestens den Anteil 0.4 an allen in diesem Bereich rekonstruierten Ereignissen erreichen. Dieses Verhältnis wird als Stabilität $A_{i,stabil}$ des x, Q^2-Bereichs i bezeichnet.

$$A_{i,stabil} = \frac{N_{i,rek}^{fest}}{N_{i,rek}^{fest} + N_{i,rek}^{mig}} \geq 0.4 \tag{8.3}$$

Die angegebenen Grenzen sind prinzipiell willkürlich, orientieren sich jedoch an früheren Arbeiten. Beide Forderungen wurden mit Hilfe der MC-Daten für jeden x, Q^2-Bereich überprüft. Dabei wurden nur Ereignisse berücksichtigt, die keine Bremsstrahlung des Elektrons aufweisen, so daß hier im wesentlichen die Güte des reinen Meßvorgangs bezüglich

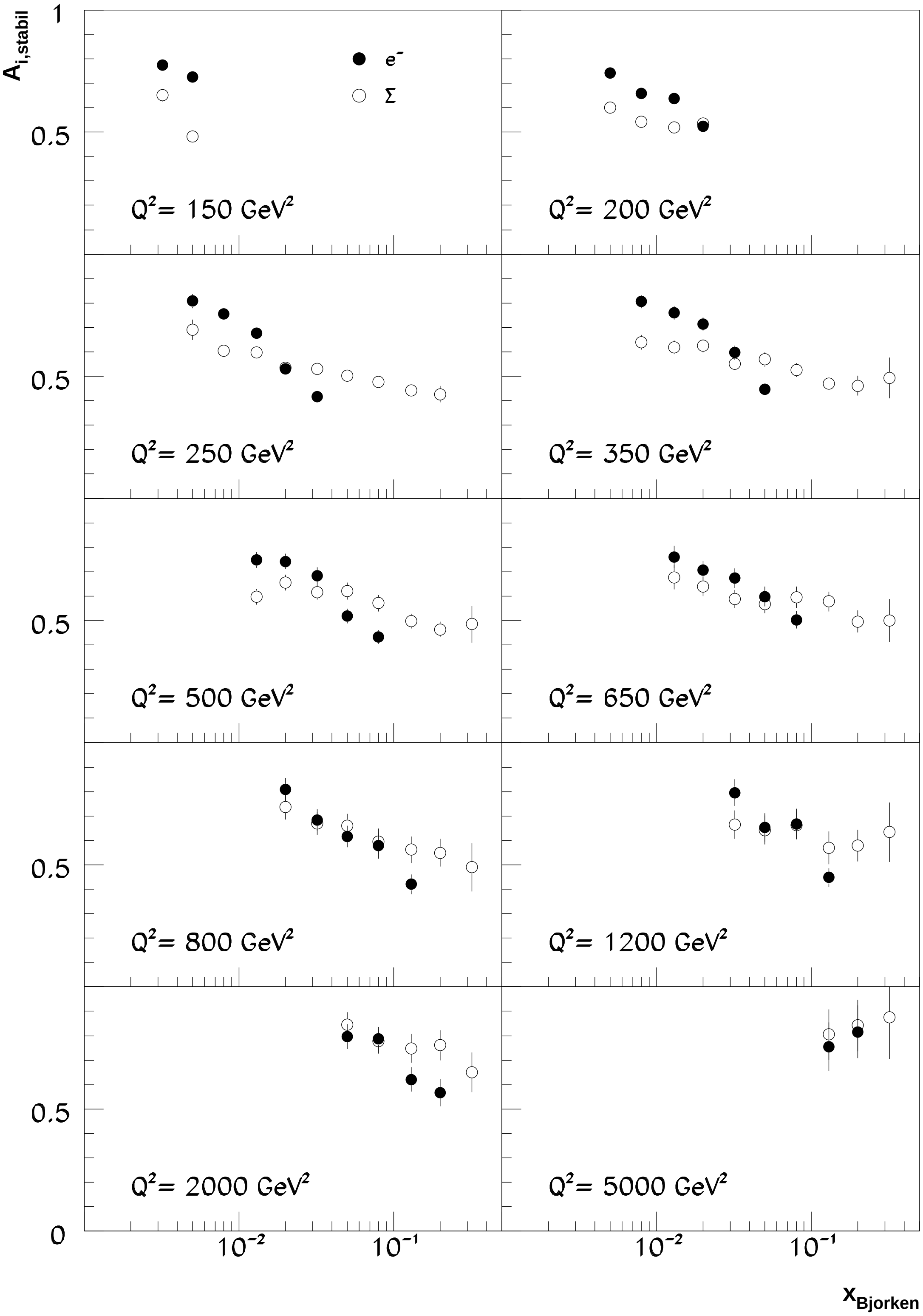


Abbildung 8.8: *Die Abbildung zeigt für alle in die Analyse eingehenden* x, Q^2*-Bereiche den Wert von* A_{stabil} *für die Elektronmethode (gefüllte Kreise) und die* Σ*-Methode (offene Kreise).*

der Energie- und Winkelrekonstruktion aller Teilchen im Detektor beurteilt wird. Migrationen, die durch Photonabstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR) auftreten, werden im Rahmen der Strahlungskorrekturen behandelt. Diese Trennung erlaubt eine bessere Kontrolle der verschiedenen Ursachen für Migrationen zwischen den verschiedenen x, Q^2-Bereichen.

Die Forderung nach einer minimalen Stabilität $A_{i,stabil}$ in einem x, Q^2-Bereich i dient vor allem dazu, den Einfluß der theoretischen Strukturfunktion F_2^{MC} bei der Bestimmung der Akzeptanz A_i möglichst zu minimieren. Dies soll im folgenden kurz diskutiert werden. Bei der Akzeptanzdefinition $A_i = N_{i,rek}/N_{i,gen}$ geht nicht ein, aus welchem ursprünglichen x, Q^2-Bereich die rekonstruierten Ereignisse stammen. Dies kann berücksichtigt werden, wenn statt der Akzeptanz A_i die Akzeptanzmatrix $\hat{A}$ verwendet wird. Alle in einem x, Q^2-Bereich i rekonstruierten und in j generierten Ereignisse $N_{i,rek}$ lassen sich damit als

$$N_{i,rek} = \sum_{j=1}^{m} a_{ij} N_{j,gen}, \tag{8.4}$$

schreiben, wobei m die Gesamtzahl der x, Q^2-Bereiche, und die a_{ij} die Elemente der Akzeptanzmatrix $\hat{A}$ bezeichnen. Die Akeptanzmatrix $\hat{A}$ selbst ist nicht abhängig von einer Strukturfunktion, sondern beschreibt einzig den Detektor in seinen Meßeigenschaften bezüglich Energie- und Winkelmessung aller Teilchen. Unter Verwendung der Elemente a_{ij} der Akzeptanzmatrix $\hat{A}$ läßt sich für die Akzeptanz A_i in den einzelnen x, Q^2-Bereichen damit schreiben:

$$A_i = \sum_{j=1}^{m} a_{ij} \frac{N_{j,gen}}{N_{i,gen}} \tag{8.5}$$

Die Strukturfunktionsabhängigkeit der Akzeptanz A_i zeigt sich im Verhältnis $\frac{N_{j,gen}}{N_{i,gen}}$ und wird umso geringer, je kleiner die Nichtdiagonalelemente $a_{ij,i\neq j}$ sind. Für die hier vorgestellte Analyse tiefunelastischer Streuereignisse bei großen Werten des Impulsübertrags Q^2 ist die Strukturfunktionsabhängigkeit der Akzeptanz im Verhältnis zu den großen statistischen Fehler als relativ unkritisch anzusehen. Zusätzlich unterscheiden sich die verschiedenen theoretischen Vorhersagen der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für diesen Bereich nicht sehr stark voneinander (vergleiche Abbildung 8.9), und der Vergleich zwischen den H1- und den MC-Daten ergibt nach Abschnitt 8.1.1 ebenfalls keine Anhaltspunkte für signifikante Unterschiede. Aus diesen Gründen wird in dieser Analyse die Strukturfunktionsabhängigkeit der Akzeptanz durch die Forderung nach einer minimalen Stabilität A_i für jeden x, Q^2-Bereich begrenzt und ansonsten im Rahmen des systematischen Fehlers berücksichtigt (vergleiche Abschnitt 8.1.4).

Abbildung 8.8 zeigt die Werte von A_{stabil} für alle verwendeten x, Q^2-Bereiche für die Elektron- und die Σ-Methode. Für die Elektronmethode ist eine deutliche Verschlechterung zu großen Werten von x erkennbar, die geforderte Bedingung wird nur knapp erfüllt. Für die Σ-Methode dagegen ist die Verschlechterung zu großen x sehr gemäßigt, so daß wesentlich größere Werte von x erreicht werden können.

8.1.3 Bestimmung der Strahlungskorrekturen

Zur quantitativen Bestimmung der Strahlungskorrekturen stehen sowohl Monte Carlo Methoden als auch analytische Methoden zur Verfügung. Für diese Analyse wurden beide Verfahren herangezogen und miteinander verglichen. Die Größe der Strahlungskorrekturen hängt zum einen davon ab, welche der in Kapitel 4 vorgestellten Methoden zur Rekonstruktion der Variablen x und Q^2 verwendet wird und ist zum anderen auch eine Funktion von x und Q^2. Zusätzlich spielt die Art der Energiemessung des gestreuten Elektrons eine Rolle, da bei kalorimetrischer Energiemessung vom auslaufenden Elektron kollinear abgestrahlte Photonen (FSR) im Regelfall gemeinsam mit dem Elektron erfaßt werden und somit die Bestimmung der Variablen x und Q^2 nicht verfälschen. Zusätzlich besteht prinzipiell durch Verwendung eines $(E - P_z)$-Schnitts die Möglichkeit, Ereignisse mit einer Photonabstrahlung des einlaufenden Elektrons (ISR) zu verwerfen, was zu einer Reduzierung der Strahlungskorrekturen führen würde. Für die hier vorgestellte Analyse ergaben sich für die Elektronmethode bei den größten Werten von y Korrekturwerte, die bis zu etwa 30% betragen, während sie für die Σ-Methode aufgrund der kinematischen Überbestimmtheit der Methode vernachlässigbar sind.

Über das Programm HERACLES [29] sind die elektromagnetischen Strahlungskorrekturen in erster Ordnung QED in den Monte Carlo Datensätzen berücksichtigt. Aus diesem Grund kann prinzipiell bei der hier verwendeten Methode zur Bestimmung der Strukturfunktion nach Gleichung 8.1 auf das explizite Anbringen von Korrekturwerten verzichtet werden. Es zeigten sich jedoch kleine Abhängigkeiten der aus den MC-Daten erhaltenen Strahlungskorrekturen vom generierten Phasenraum in x und Q^2, die nicht endgültig geklärt werden konnten. Aus diesem Grund wurde einheitlich für die H1-Strukturfunktionsanalyse im gesamten kinematisch zugänglichen Bereich entschieden, nicht die aus den MC-Daten erhaltenen Strahlungskorrekturen zu verwenden, sondern mit Hilfe des Programms HECTOR [48] auf ein analytisches Verfahren zurückzugreifen[49]. Da die Abweichungen beider Methoden voneinander für alle x, Q^2-Bereiche geringer als 2% waren, wird als systematischer Fehler der Strahlungskorrekturen für die weitere Analyse 2% verwendet [49].

8.1.4 Test der Entfaltungsmethode

Der Einfluß der theoretischen Strukturfunktion F_2^{MC} auf das Ergebnis der nach Gleichung 8.1 erhaltenen Strukturfunktion kann durch Verwendung zweier Monte Carlo Datensätze mit unterschiedlichen theoretischen Strukturfunktionen geprüft werden. Grundsätzlich strukturfunktionsabhängig sind die Akzeptanz A, die Strahlungskorrekturen RC und die Zentralwertkorrektur BC. Für diese Analyse standen zwei verschiedene Monte Carlo Datensätze zur Verfügung, die auf der GRV- bzw. der MRSH-Parametrisierung basierten. Zur Überprüfung der Strukturfunktionsabhängigkeit wurde die Strukturfunktion F_2^{MRSH} mit Hilfe des GRV-Datensatzes entfaltet. Da die Strukturfunktion F_2^{MRSH} genau bekannt ist, kann entschieden werden, inwieweit die Strukturfunktion F_2^{GRV} das Ergebnis der Strukturfunktionsbestimmung verfälscht. Einflüsse der Meßeigenschaften des Detektors sind in diesem Zusammenhang nicht von Bedeutung, da sowohl für den MRSH- als auch für den GRV-Datensatz eine identische Simulation des H1-Detektors verwendet wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.9 dargestellt. Es zeigt sich eine sehr gute Reproduktion der Strukturfunktion F_2^{MRSH} in allen 10 Q^2-Bins. Trotz der geringen Abweichungen der GRV-

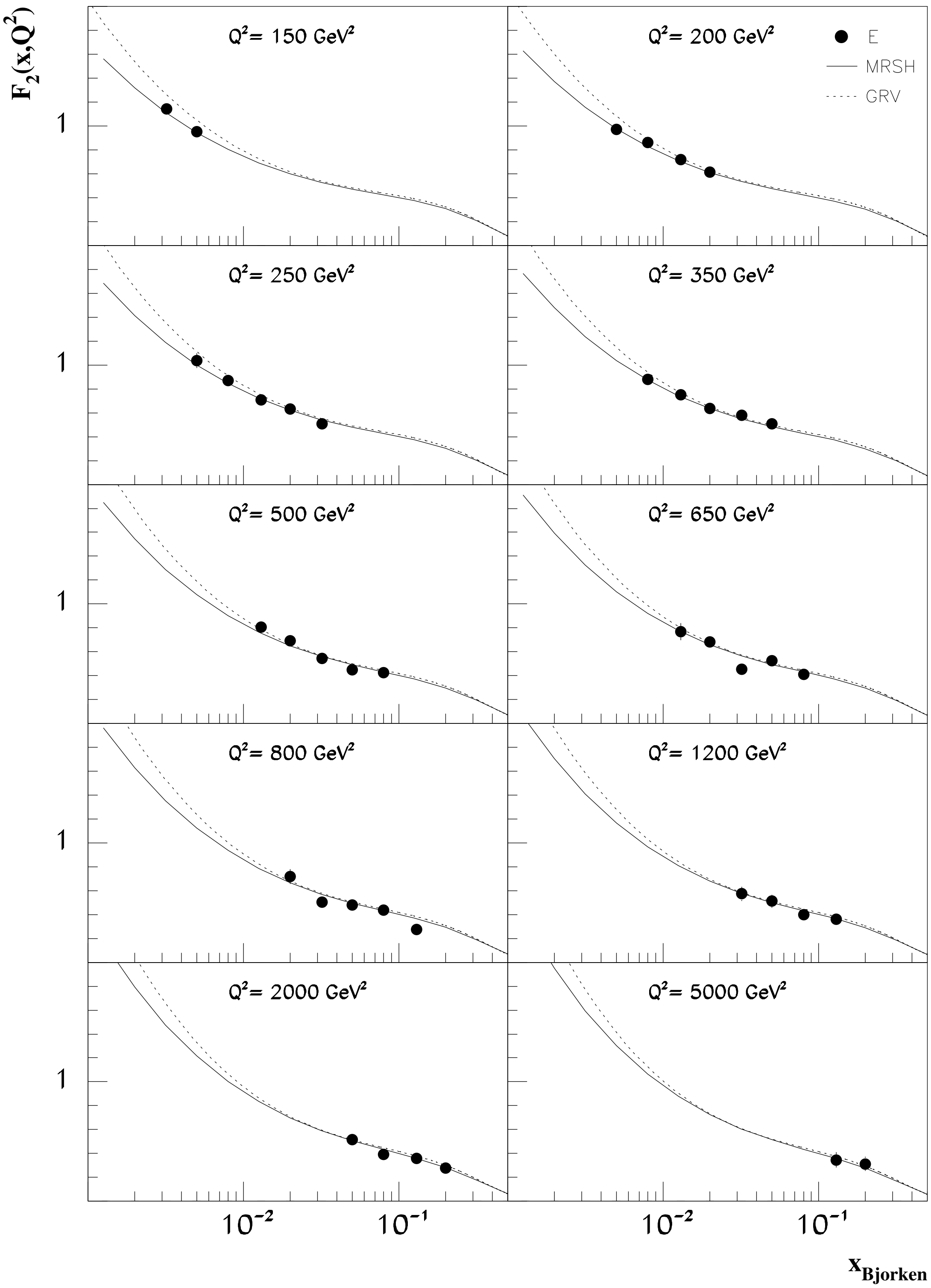


Abbildung 8.9: *Zur Überprüfung der Entfaltungsmethode wurde die MRSH-Strukturfunktion mit Hilfe der GRV-Simulation entfaltet. Man erkennt einen gute Reproduktion der Strukturfunktion MRSH in allen 10 Q^2-Bins.*

und der MRSH-Strukturfunktion gelingt die Trennung beider Strukturfunktionen (siehe $Q^2 = 150\,GeV^2$ und $Q^2 = 200\,GeV^2$). Der durch die verwendete theoretische Strukturfunktion verursachte systematische Fehler bei der Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ wurde auf diese Weise auf höchstens 1% bestimmt.

8.1.5 Einfluß der schwachen Wechselwirkung

In Kapitel 1 wurde der Einfluß der schwachen Wechselwirkung auf die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ diskutiert. Dabei zeigte sich in Gleichung 1.15, daß zur Strukturfunktion $x\mathcal{F}_3$ näherungsweise nur der $\gamma - Z^0$-Interferenzterm beiträgt und der Term mit $x\mathcal{F}_3$ bei Wechsel von Elektron-Proton-Streuung zu Positron-Proton-Streuung sein Vorzeichen ändert. Daher gilt:

$$\frac{d\sigma(e^-p)}{dQ^2} > \frac{d\sigma(e^+p)}{dQ^2} \tag{8.6}$$

Für den in dieser Arbeit betrachteten kinematischen Bereich großer Impulsüberträge Q^2 mit den im Jahre 1994 vom H1-Experiment aufgezeichneten Daten wurden beide Wirkungsquerschnitte bestimmt.

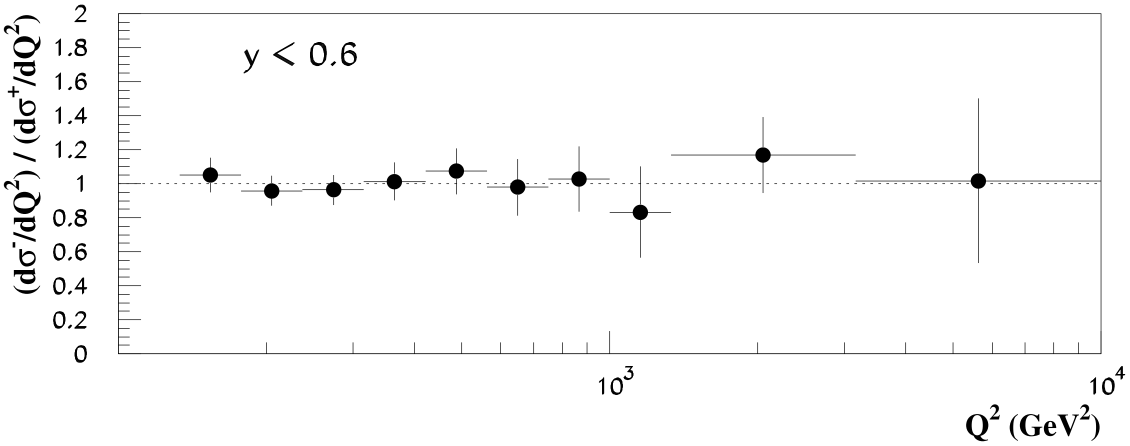


Abbildung 8.10: *Dargestellt ist das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte für* e^-p*- und* e^+p*-Streuung als Funktion von* Q^2 *für die H1-Daten des Jahres 1994.*

Die Selektion der e^-p-Daten erfolgte identisch zu der in Kapitel 6 beschriebenen Selektion der e^+p-Daten. Es ergaben sich dabei weder Anhaltspunkte für eine unterschiedliche Selektionseffizienz noch für einen verschiedenen Untergrundanteil. Die zur Verfügung stehende integrierte Luminosität betrug für den e^-p-Datensatz $\mathcal{L}_{e^-} = 360 \pm 5\ nb^{-1}$, für den e^+p-Datensatz $\mathcal{L}_{e^+} = 2557 \pm 38\ nb^{-1}$. Auf eine Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ aus den e^-p-Daten wurde aufgrund dieser verhältnismäßig geringen Statistik verzichtet.

Der Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde in den zur Strukturfunktionsbestimmung verwendeten Q^2-Bins durchgeführt. Zur kinematischen Rekonstruktion wurde die Elektronmethode verwendet. Der kinematische Bereich wurde daher wie bei der Strukturfunktionsanalyse auf den Bereich $0.05 < y_{el} < 0.6$ beschränkt. Abbildung 8.10 zeigt das Ergebnis dieses Vergleichs für alle Q^2-Bins. Der angegebene Fehler ist rein statistischer Natur und wird von der relativ geringen Statistik des e^-p-Datensatzes dominiert. Im Rahmen der Statistik ist kein Unterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten für die e^-p und die e^+p-Streuung erkennbar. Dies stellt eine qualitative Bestätigung der Ergebnisse einer Monte Carlo Studie dar, die im Rahmen der Statistik einen vernachlässigbaren Einfluß der schwachen Wechselwirkung auf die Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ im gesamten kinematischen Bereich ergab [6].

8.2 Resultate

In diesem Abschnitt werden die Resultate der Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei großen Werten des Impulsübertrags Q^2 unter Verwendung der Elektron- und der Σ-Methode vorgestellt und eingehend diskutiert. Es werden dabei zunächst die systematischen Fehler der Ergebnisse erörtert.

8.2.1 Diskussion der systematischen Fehler

Bevor das Ergebnis der Strukturfunktionsbestimmung vorgestellt wird, soll kurz auf die systematischen Fehler der Analyse eingegangen werden. Zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ werden sowohl experimentelle als auch theoretische Eingabegrößen verwendet, die jeweils nur mit einer begrenzten Genauigkeit bekannt sind. In diesem Zusammenhang ist vor allem die Beschreibung des Experiments durch die Monte Carlo Simulation von Bedeutung. Für jeden in die Messung eingehenden Parameter ist hierfür die verbleibende Unsicherheit zu bestimmen. Die daraus resultierende gesamte Unsicherheit bei der Strukturfunktionsbestimmung wird als systemtischer Fehler bezeichnet. Zur Bestimmung der Einzelfehler an der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ wurde in dieser Arbeit die jeweils betrachtete Größe in den MC-Daten um eine Standardabweichung $\pm\sigma$ zu größeren und kleineren Werten variiert und der Mittelwert gebildet.

Folgende Parameter tragen in der hier vorgestellten Analyse zum systematischen Fehler bei:

- Die Unsicherheit der Energierekonstruktion des gestreuten Elektrons. Diese konnte mit der neuen Energiekalibration auf 3% im BBE (Datennahme 1993: 5%) sowie 2% (3%) im restlichen Flüssig-Argon-Kalorimeter verbessert werden.
- Die Unsicherheit bei der Bestimmung des Polarwinkels des gestreuten Elektrons. Sie betrug bei Verwendung des Spurkammerwinkels $1 mrad$.
- Die Unsicherheit der hadronischen Energieskala. Sie wurde durch Betrachtungen der Tranversalimpulsbilanz von Elektron und hadronischem Endzustand $P_{t,el}/P_{t,h}$ sowie des Vergleichs y_Σ/y_{el} zu 4% bestimmt [42].
- Die globale Unsicherheit der relativen Selektionseffizienzen zwischen den H1- und den MC-Daten. Sie wurde auf 2% bestimmt.

$\frac{Q^2}{GeV^2}$	x	$\frac{\delta_{E'_e}}{\%}$	$\frac{\delta_{\theta_e}}{\%}$	$\frac{\delta_{sta}}{\%}$	$\frac{\delta^{tot}_{sys}}{\%}$
150.	.0032	3	1	5	5
	.005	3	1	6	5
200.	.005	3	1	6	5
	.008	3	1	6	4
	.013	7	2	7	9
	.020	15	1	9	17
250.	.005	1	1	9	5
	.008	3	1	6	5
	.013	4	1	7	6
	.020	9	1	7	10
	.032	16	1	8	17
350.	.008	1	1	8	5
	.013	3	1	8	5
	.020	6	1	9	7
	.032	8	2	9	9
	.050	14	1	10	14
500.	.013	2	1	9	6
	.020	4	2	9	6
	.032	4	1	11	6
	.050	13	2	11	15
	.080	14	4	13	14
650.	.013	4	3	14	9
	.020	6	3	11	8
	.032	7	2	12	9
	.050	8	2	13	9
	.080	11	4	15	14
800.	.020	2	1	14	12
	.032	4	1	13	12
	.050	4	3	14	13
	.080	6	3	16	14
	.130	5	4	18	14
1200.	.032	3	3	16	14
	.050	6	4	19	16
	.080	6	2	18	14
	.130	5	4	20	14
2000.	.05	1	2	14	7
	.08	6	1	15	9
	.13	8	1	20	11
	.20	3	2	21	8
5000.	.13	3	1	27	12
	.20	4	3	38	13

Tabelle 8.1: *Die Tabelle enthält die prozentualen systematischen Fehler an der mit der Elektronmethode bestimmten Protonstrukturfunktion $F_2^{el}(x,Q^2)$ bezüglich der Unsicherheit an der Energie E'_e und dem Winkel θ_e des gestreuten Elektrons.*

- Der systematische Fehler der Strahlungskorrekturen. Dieser Fehler wurde durch einen Vergleich der Ergebnisse aus MC-Daten mit Hilfe des Programms HERACLES und einer analytischen Berechnung mit dem Programm HECTOR auf 2% bestimmt [49].
- Die Abhängigkeit von der verwendeten theoretischen Monte Carlo Strukturfunktion. Sie wurde auf 1% bestimmt.
- Der systematische Fehler durch verbleibenden Photoproduktionsuntergrund. Er wurde für die jeweils kleinsten Werten von x auf höchstens 2% abgeschätzt.
- Die Unsicherheit der integrierten Luminosität. Sie betrug 1994 1.5%. Dieser Fehler wurde in Übereinstimmung mit anderen Analysen zur Strukturfunktionsbestimmung nicht in den gesamten systematischen Fehler aufgenommen [51].

Einen zusätzlichen systematischen Fehler von 10% erhielten alle x, Q^2-Bereiche mit $Q^2 = 800\,GeV^2$ bzw $Q^2 = 1200\,GeV^2$, da in diesen Bereichen die Statistik zur Ermittlung der Energiekalibrationswerte recht klein war und das gestreute Elektron häufig im Bereich der besonders schlecht simulierten CB1/CB2-Lücke nachgewiesen wird [50]. Ebenfalls als systematischer Fehler wurde der statistische Fehler der verwendeten Monte Carlo Simulation behandelt. Dieser Fehler reicht von etwa 2% bei kleinen Werten von Q^2 bis zu 12% bei $Q^2 = 5000\,GeV^2$.

$\frac{Q^2}{GeV^2}$	x	$\frac{\delta_{E'_e}}{\%}$	$\frac{\delta_{\theta_e}}{\%}$	$\frac{\delta_{E_h}}{\%}$	$\frac{\delta_{sta}}{\%}$	$\frac{\delta^{tot}_{sys}}{\%}$
150.	.0032	5	1	8	8	10
	.0050	3	1	2	6	5
200.	.005	3	1	1	7	6
	.008	6	1	2	7	7
	.013	2	2	3	7	5
	.020	10	6	3	7	12
250.	.005	2	2	8	13	11
	.008	2	1	3	8	5
	.013	7	1	2	7	9
	.020	4	1	4	7	7
	.032	9	1	2	8	10
	.050	6	2	1	8	8
	.080	8	1	1	8	9
	.130	8	2	5	10	11
	.200	15	1	7	16	18
350.	.008	4	2	3	10	8
	.013	5	2	4	9	8
	.020	2	1	4	9	6
	.032	7	2	2	9	9
	.050	7	3	3	9	10
	.080	6	1	3	9	8
	.130	10	1	4	11	12
	.200	16	1	12	15	20
	.320	16	2	8	20	20
500.	.013	3	3	2	11	7
	.020	5	2	7	10	10
	.032	4	2	2	11	8
	.050	3	1	2	11	6
	.080	6	1	6	11	10
	.130	9	1	3	13	11
	.200	7	3	5	18	11
500.	.320	19	10	15	29	29
650.	.013	2	4	1	15	9
	.020	2	2	4	12	8
	.032	4	2	7	13	10
	.050	7	2	3	13	11
	.080	7	2	3	14	10
	.130	7	2	2	14	9
	.200	13	2	8	17	21
	.320	23	9	7	24	28
800.	.020	3	1	3	19	14
	.032	3	2	3	14	13
	.050	3	4	5	13	14
	.080	4	2	1	17	14
	.130	2	1	5	16	14
	.200	16	1	6	21	22
	.320	21	7	8	23	22
1200.	.032	2	2	7	20	15
	.050	2	2	3	21	13
	.080	5	1	3	18	14
	.130	5	2	2	20	14
	.200	9	4	5	22	18
	.320	8	2	15	27	24
2000.	.05	5	1	9	16	14
	.08	8	2	4	16	11
	.13	6	1	2	20	9
	.20	5	1	5	21	10
	.32	17	4	8	24	21
5000.	.13	8	5	16	30	23
	.20	10	9	11	38	22
	.32	10	8	11	41	21

Tabelle 8.2: *Die Tabelle enthält die prozentualen systematischen Fehler an der mit der Σ-Methode bestimmten Protonstrukturfunktion $F_2^{\Sigma}(x, Q^2)$ bezüglich der Unsicherheiten an der Energie E'_e und dem Winkel θ_e des gestreuten Elektrons sowie an der hadronischen Energieskala E_h.*

Die Tabellen 8.1 bzw. 8.2 geben eine Aufstellung der mittleren prozentualen systematischen Fehler an den Ergebnissen der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für die Elektron- und die Σ-Methode, die sich aufgrund der Unsicherheiten bezüglich der Energie- und Polarwinkelmessung des gestreuten Elektrons sowie der hadronischen Energieskala, die für die Σ-Methode zusätzlich eingeht, ergeben. In den Tabellen wird zusätzlich der totale systematische Fehler und der statistische Fehler für jeden x, Q^2-Bereich ebenfalls in Prozent aufgeführt.

Aus Tabelle 8.1 ist zu entnehmen, daß die Energiemessung des gestreuten Elektrons bei der Elektronmethode den dominierenden Beitrag zum systematischen Fehler liefert, die Winkelmessung dagegen relativ unkritisch ist. Bei der Σ-Methode (Tab. 8.2) ist der Einfluß der Energiemessung des gestreuten Elektrons deutlich geringer, dafür geht zusätzlich die Unsicherheit der hadronischen Energieskala mit ein, die für einige Punkte mehr als 10%

Q^2	x	F_2^{el}	δ_{stat}	δ_{syst}	R
150.	.0032	1.292	0.069	0.067	0.18
	.0050	1.067	0.065	0.057	0.17
200.	.005	1.065	0.059	0.053	0.16
	.008	0.853	0.051	0.038	0.15
	.013	0.787	0.052	0.071	0.13
	.020	0.603	0.052	0.104	0.11
250.	.005	1.185	0.106	0.060	0.15
	.008	1.000	0.062	0.054	0.14
	.013	0.826	0.055	0.047	0.13
	.020	0.685	0.049	0.069	0.11
	.032	0.578	0.045	0.097	0.09
350.	.008	0.997	0.082	0.049	0.13
	.013	0.825	0.066	0.043	0.12
	.020	0.581	0.052	0.042	0.10
	.032	0.558	0.050	0.052	0.08
	.050	0.499	0.050	0.072	0.07
500.	.013	0.904	0.083	0.050	0.11
	.020	0.725	0.065	0.046	0.10
	.032	0.546	0.059	0.034	0.08
	.050	0.474	0.053	0.071	0.06
	.080	0.357	0.046	0.051	0.05

Q^2	x	F_2^{el}	δ_{stat}	δ_{syst}	R
650.	.013	0.881	0.120	0.076	0.11
	.020	0.727	0.081	0.061	0.09
	.032	0.545	0.068	0.047	0.08
	.050	0.516	0.065	0.049	0.06
	.080	0.358	0.054	0.049	0.05
800.	.020	0.686	0.098	0.083	0.09
	.032	0.676	0.085	0.082	0.07
	.050	0.533	0.075	0.067	0.06
	.080	0.527	0.083	0.074	0.04
	.130	0.425	0.078	0.061	0.03
1200.	.032	0.668	0.109	0.091	0.07
	.050	0.412	0.078	0.064	0.06
	.080	0.502	0.089	0.069	0.04
	.130	0.382	0.078	0.055	0.03
2000.	.05	0.634	0.087	0.046	0.05
	.08	0.395	0.060	0.035	0.04
	.13	0.237	0.048	0.026	0.03
	.20	0.220	0.046	0.017	0.02
5000.	.13	0.453	0.121	0.056	0.03
	.20	0.229	0.087	0.030	0.02

Tabelle 8.3: *Die Tabelle zeigt die Ergebnisse der mit der Elektronmethode bestimmten Protonstrukturfunktion $F_2^{el}(x, Q^2)$ mit statistischen und systematischen Fehlern sowie dem verwendeten R.*

Unsicherheit beiträgt. Die Fluktuationen der einzelnen Fehler beruhen bei dem zur Bestimmung der Fehler angewandten Verfahren, die entsprechenden Skalen in den MC-Daten um jeweils eine Standardabweichung zu verschieben, auf der Statistik des verwendeten MC-Datensatzes. Der Vergleich statistischer und systematischer Fehler zeigt, daß beide sowohl für die Elektron- als auch für die Σ-Methode bei den meisten x- und Q^2-Werten etwa die gleiche Größenordnung haben. Zu großen Werten von Q^2 beginnt jeweils der statistische Fehler zunehmend zu dominieren. Für die Elektronmethode ist bei kleinen Werten von $200\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 350\,GeV^2$ der systematische Fehler jeweils für die größten Werte von x deutlich größer als der statistische Fehler. Die Ursache liegt in der schlechten x-Auflösung der Elektronmethode für kleine Werte von y.

8.2.2 Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$

Die Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ wurde im Bereich $150\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 5000\,GeV^2$ mit der Elektron- bzw. der Σ-Methode für die in Abbildung 8.6 bzw. Abbildung 8.7 schattiert dargestellten x, Q^2-Bereiche bestimmt. Alle Ergebnisse sind in den Tabellen 8.3 und 8.4 zusammengefaßt. Angegeben ist jeweils der gewählte Zentralwert in Q^2 und x, das Ergebnis für die Strukturfunktion $F_2(x_c, Q_c^2)$ an diesem Zentralwert, der statistische und der systematische Fehler sowie das implizit[1] verwendete $R(x, Q^2)$, daß aus QCD-Rechnungen erhalten wurde [49].

---

[1] Dieses $R(x, Q^2)$ wurde bei der Erzeugung der Monte Carlo Simulation verwendet.

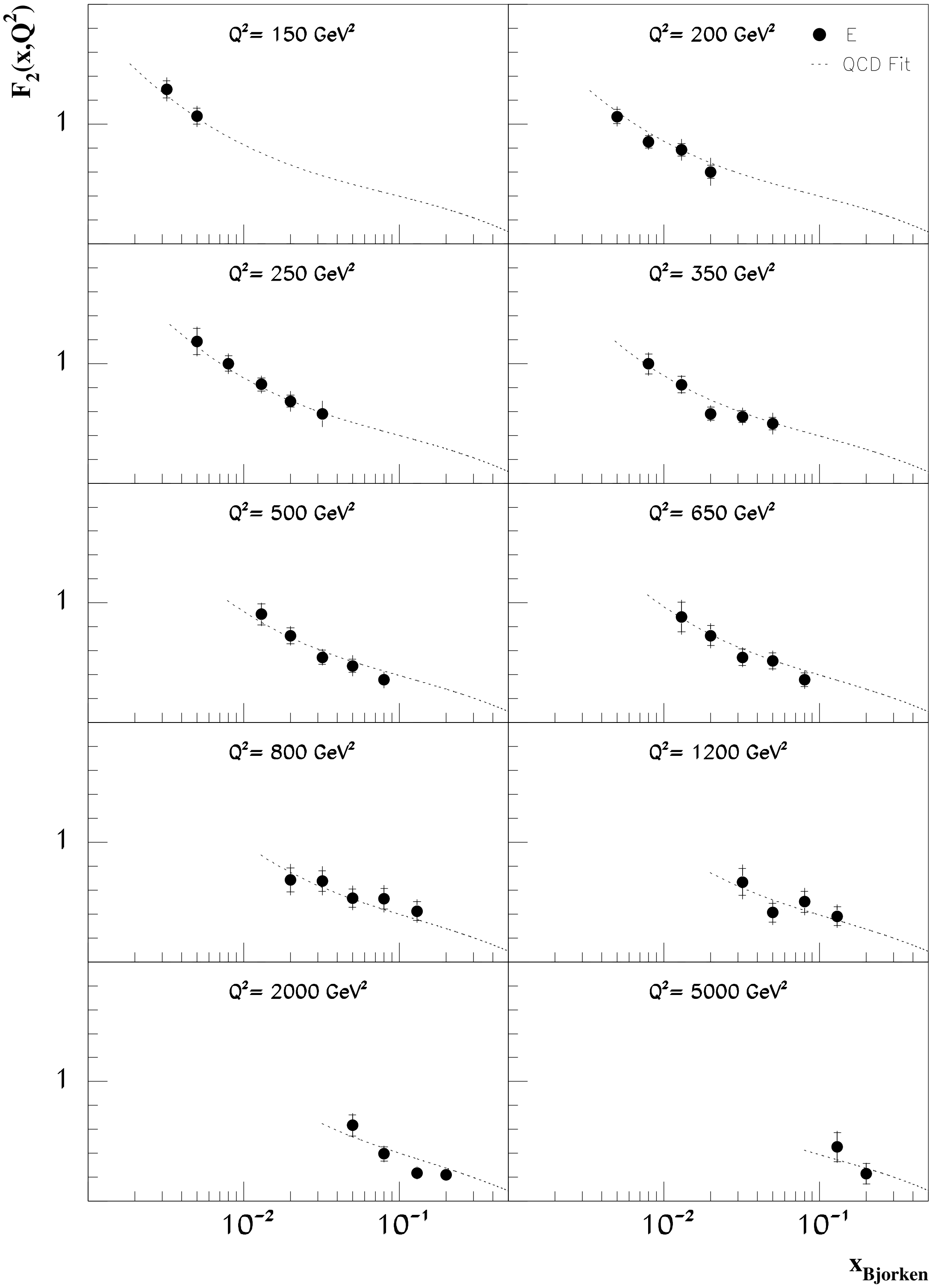


Abbildung 8.11: *Dargestellt ist die aus den H1-Daten des Jahres 1994 mit der Elektronmethode bestimmte Protonstrukturfunktion* $F_2(x,Q^2)$ *für zehn* Q^2*-Werte als Funktion von* x*. Die Fehlerbalken geben den Gesamtfehler an, der sich aus den quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehlern zusammensetzt. Der rein statistische Fehlers an den Meßpunkten wird durch die Querstriche markiert. Zusätzlich wurde in die Darstellung das Ergebnis eines aus allen H1-Ergebnissen erhaltenen NLO QCD-Fit aufgenommen.*

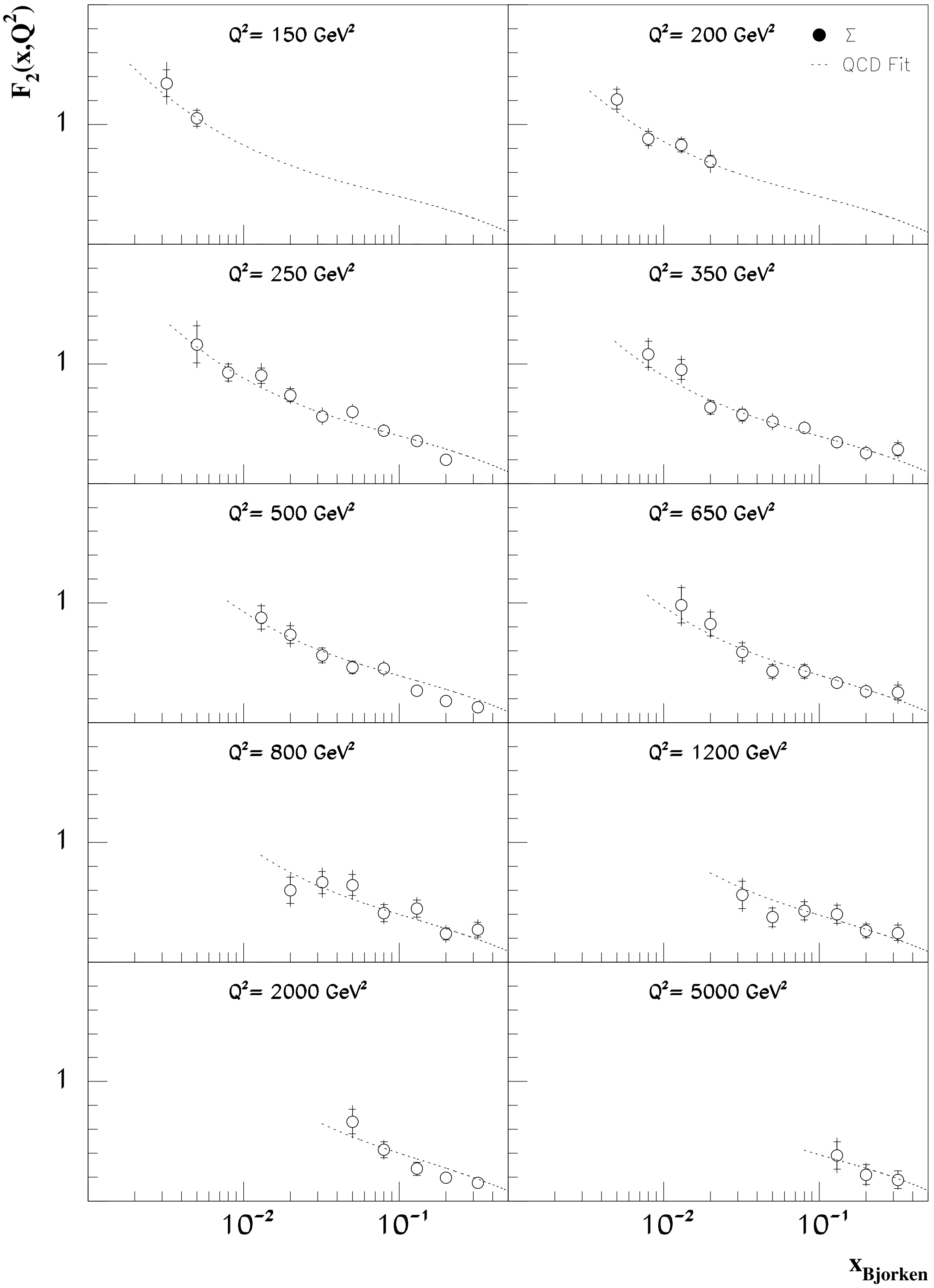


Abbildung 8.12: *Dargestellt ist die aus den H1-Daten des Jahres 1994 mit der Σ-Methode bestimmte Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für zehn Q^2-Werte als Funktion von x. Die Fehlerbalken geben den Gesamtfehler an, der sich aus den quadratisch addierten statistischen und systematischen Fehlern zusammensetzt. Der rein statistische Fehlers an den Meßpunkten wird durch die Querstriche markiert. Zusätzlich wurde in die Darstellung das Ergebnis eines aus allen H1-Ergebnissen erhaltenen NLO QCD-Fit aufgenommen.*

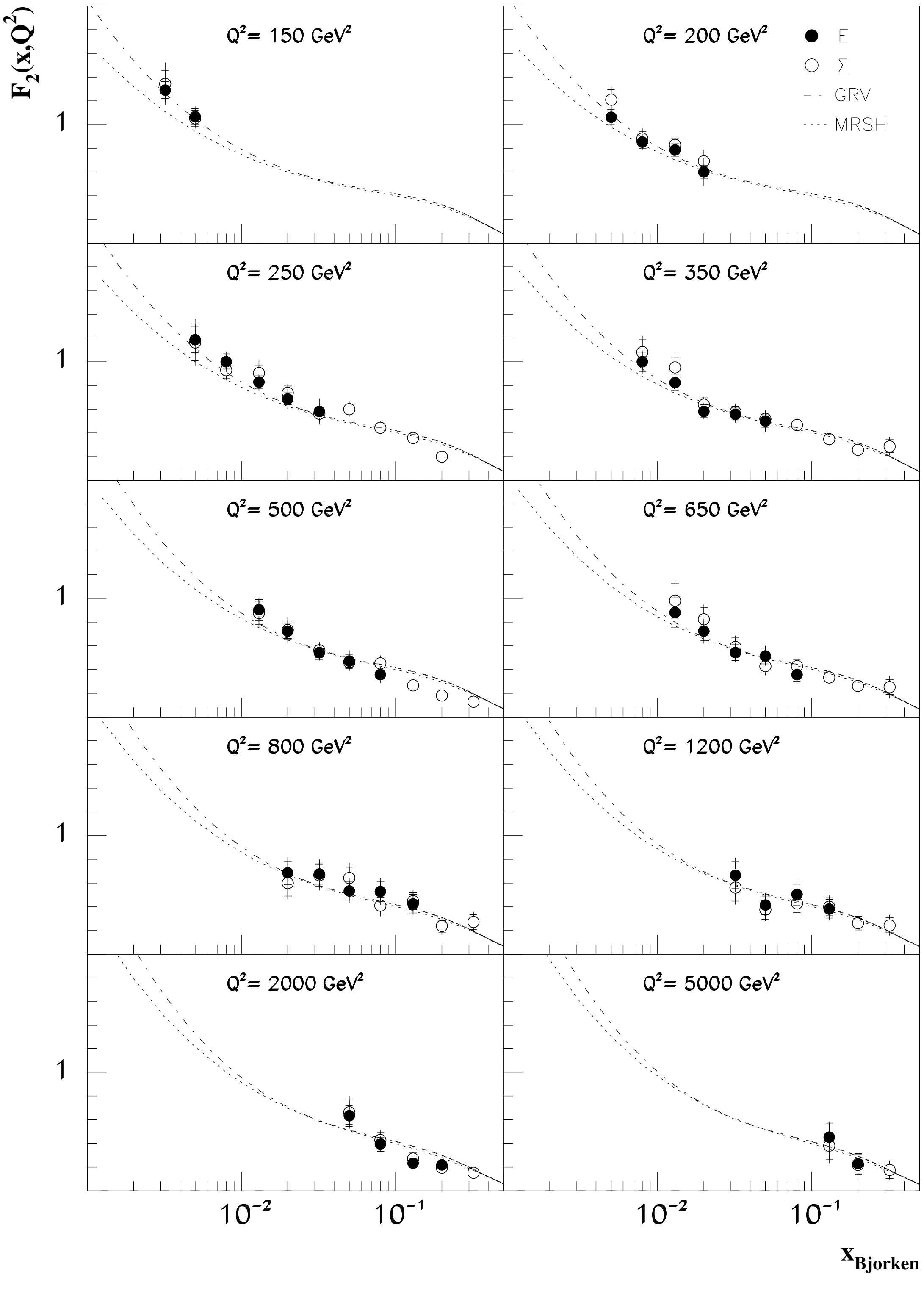


Abbildung 8.13: *Dargestellt ist die aus den H1-Daten des Jahres 1994 mit der Elektron- bzw. Σ-Methode bestimmte Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für zehn Q^2-Werte als Funktion von x im direkten Vergleich. Die Ergebnisse der Elektronmethode werden durch die gefüllten, die der Σ-Methode durch die offenen Kreise markiert. In der Abbildung werden die GRV- und die MRSH Monte Carlo Strukturfunktionen zum Vergleich gezeigt.*

Q^2	x	F_2^Σ	δ_{stat}	δ_{syst}	R
150.	.0032	1.347	0.113	0.139	0.18
	.0050	1.053	0.067	0.053	0.17
200.	.005	1.211	0.083	0.068	0.16
	.008	0.883	0.059	0.065	0.15
	.013	0.829	0.055	0.043	0.13
	.020	0.694	0.052	0.084	0.11
250.	.005	1.163	0.154	0.123	0.15
	.008	0.926	0.072	0.047	0.14
	.013	0.902	0.066	0.080	0.13
	.020	0.739	0.053	0.052	0.11
	.032	0.561	0.045	0.059	0.09
	.050	0.600	0.045	0.046	0.07
	.080	0.443	0.036	0.042	0.05
	.130	0.353	0.035	0.039	0.04
	.200	0.198	0.032	0.036	0.03
350.	.008	1.080	0.109	0.088	0.13
	.013	0.954	0.084	0.080	0.12
	.020	0.637	0.058	0.037	0.10
	.032	0.572	0.052	0.051	0.08
	.050	0.519	0.048	0.052	0.07
	.080	0.466	0.044	0.035	0.05
	.130	0.345	0.036	0.043	0.04
	.200	0.253	0.039	0.052	0.03
	.320	0.286	0.056	0.057	0.02
500.	.013	0.879	0.098	0.065	0.11
	.020	0.737	0.074	0.076	0.10
	.032	0.563	0.060	0.041	0.08
	.050	0.462	0.053	0.028	0.06
	.080	0.455	0.049	0.045	0.05
	.130	0.266	0.036	0.029	0.03
	.200	0.180	0.032	0.019	0.02
500.	.320	0.130	0.038	0.038	0.02
650.	.013	0.983	0.150	0.088	0.11
	.020	0.827	0.100	0.068	0.09
	.032	0.590	0.076	0.061	0.08
	.050	0.428	0.058	0.046	0.06
	.080	0.429	0.059	0.042	0.05
	.130	0.336	0.047	0.031	0.03
	.200	0.263	0.045	0.055	0.02
	.320	0.255	0.062	0.073	0.02
800.	.020	0.599	0.111	0.081	0.09
	.032	0.664	0.093	0.085	0.07
	.050	0.644	0.087	0.090	0.06
	.080	0.407	0.072	0.055	0.04
	.130	0.448	0.071	0.061	0.03
	.200	0.235	0.050	0.052	0.02
	.320	0.271	0.061	0.060	0.02
1200.	.032	0.560	0.114	0.086	0.07
	.050	0.373	0.080	0.049	0.06
	.080	0.428	0.078	0.060	0.04
	.130	0.399	0.078	0.057	0.03
	.200	0.261	0.058	0.046	0.02
	.320	0.244	0.065	0.059	0.01
2000.	.05	0.665	0.104	0.091	0.05
	.08	0.430	0.067	0.047	0.04
	.13	0.270	0.053	0.024	0.03
	.20	0.194	0.040	0.020	0.02
	.32	0.155	0.038	0.033	0.01
5000.	.13	0.382	0.115	0.089	0.03
	.20	0.223	0.084	0.049	0.02
	.32	0.179	0.073	0.038	0.01

Tabelle 8.4: *Die Tabelle zeigt die Ergebnisse der mit der Σ-Methode bestimmten Protonstrukturfunktion $F_2^\Sigma(x, Q^2)$ mit statistischen und systematischen Fehlern sowie dem verwendeten R.*

Eine graphische Darstellung der Ergebnisse findet sich in Abbildung 8.11 für die Elektronmethode (als E bezeichnet) und in Abbildung 8.12 für die Σ-Methode (als Σ bezeichnet) jeweils als Funktion von x für alle zehn Q^2-Bins. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben dabei den Gesamtfehler an, der sich aus der quadratischen Addition des statistischen und des systematischen Fehlers ergibt, der Anteil des rein statistischen Fehlers wird durch kleine Querstriche markiert. Zusätzlich zu den Ergebnissen dieser Arbeit wurde ein auf den DGLAP-Entwicklungsgleichungen basierender NLO[2] QCD-Fit [1] eingezeichnet, in den alle H1-Ergebnisse der Strukturfunktionsbestimmung des Jahres 1994 eingingen. Einen direkten Vergleich der Ergebnisse für die Elektron- und die Σ-Methode zeigt Abbildung 8.13. Die gefüllten Kreise bezeichnen dabei die mit der Elektronmethode E erhaltenen Ergebnisse, die offenen Kreise die Ergebnisse der Σ-Methode. In der Abbildung wurden zum Vergleich die theoretischen GRV- und die MRSH-Strukturfunktionen mit eingezeichnet.

---

[2] Next to leading order

8.3 Diskussion der Resultate

In diesem Abschnitt erfolgt eine Diskussion der Ergebnisse der Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$. Dabei werden zunächst die Ergebnisse der Elektron- und der Σ-Methode miteinander verglichen und der Einfluß der in Kapitel 5 vorgestellten Energiekalibration auf das Ergebnis erörtert. Anschließend wird auf die Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen der MRSH- und der GRV-Parametrisierung kurz eingegangen. Zum Abschluß erfolgt ein Vergleich mit von dieser Arbeit unabhängigen H1-Resultaten der Datennahmen der Jahre 1993 und 1994 und mit Ergebnissen anderer Experimente.

Vergleich der Ergebnisse beider Methoden Die mit der Elektron- und der Σ-Methode bestimmten Werte der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ stimmen im Rahmen der statistischen und systematischen Fehler sehr gut überein, wie in Abbildung 8.13 zu erkennen ist. Diese Übereinstimmung deutet sowohl auf ein gutes Verständnis des H1-Detektors bezüglich seiner Meßeigenschaften als auch der Strahlungskorrekturen hin. Beide Punkte sollen kurz erörtert werden.

Wesentlich für die Übereinstimmung der Ergebnisse beider verwendeten Methoden zur Strukturfunktionsbestimmung ist die in Kapitel 5 behandelte Energiekalibration des elektromagnetischen Teils des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Der Einfluß dieser Kalibration läßt sich dokumentieren am Beispiel des x, Q^2-Bereichs mit dem Zentralwert $Q^2 = 250\,GeV^2$. Abbildung 8.14 zeigt das Ergebnis jeweils für die Elektronmethode (gefüllte Kreise) und die Σ-Methode (offene Kreise) in a) vor und in b) nach der Energiekalibration. Deutlich ist die Verbesserung der Übereinstimmung der Ergebnisse beider Methoden durch die Kalibration zu erkennen. Ohne Verwendung der Energiekalibration zeigt das aus der Elektronmethode erhaltene Ergebnis zu kleinen Werten von x einen deutlich steileren Verauf als das aus der Σ-Methode erhaltene Ergebnis.

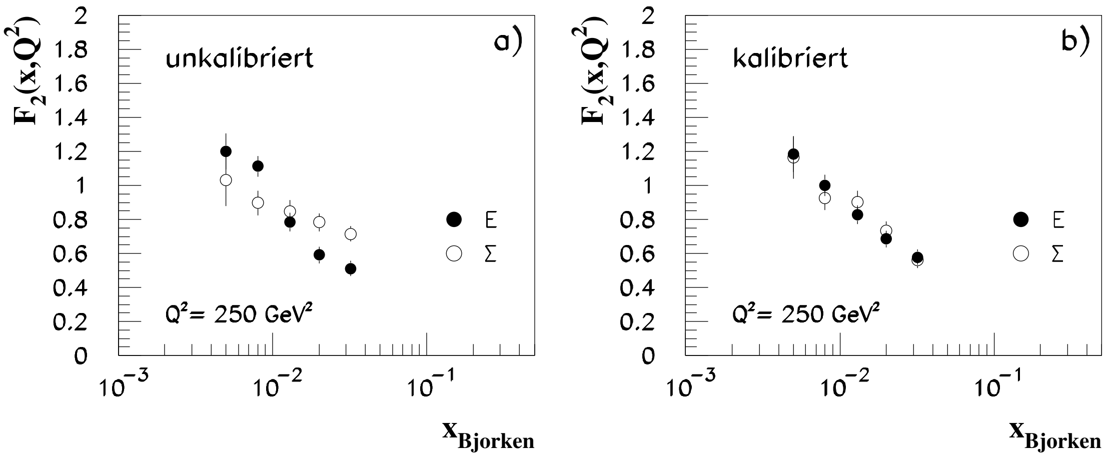


Abbildung 8.14: *Dargestellt ist das Ergebnis der Strukturfunktionsbestimmung für die x, Q^2-Bereiche mit $Q^2 = 250\,GeV^2$ in a) unkalibriert und b) unter Verwendung der Energiekalibration.*

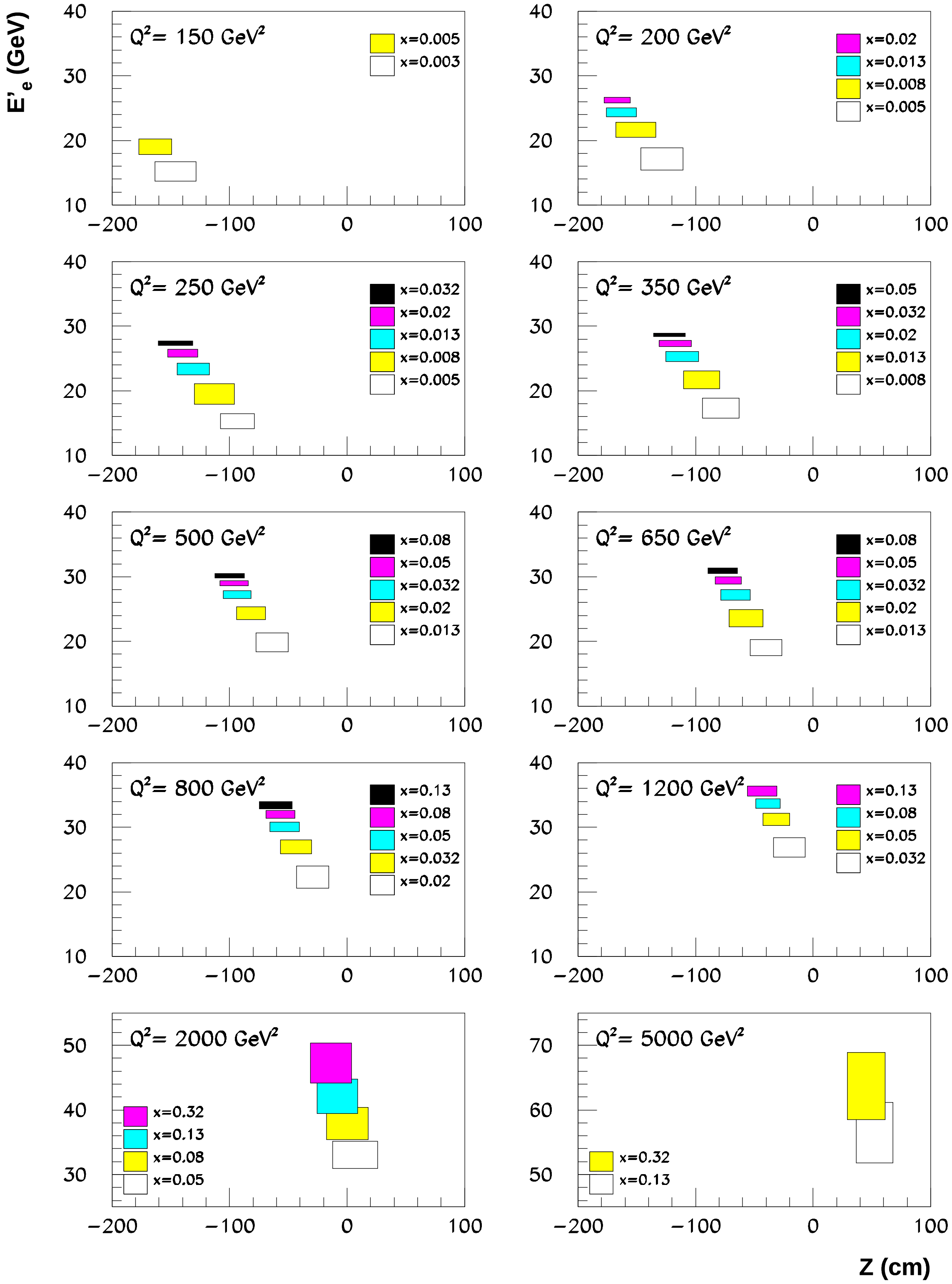


Abbildung 8.15: *Dargestellt ist für jeden* x, Q^2*-Bereich die Verteilung der gestreuten Elektronen in* z *und Energie* E'_e*. Die Kalibration des Kalorimeters wurde aufgrund der geringen Statistik auf den geometrischen Bereich* $-180cm < z < -40cm$ *beschränkt. Für Werte von* $Q^2 \leq 800\,GeV^2$ *liegen die meisten Ereignisse im kalibrierten Bereich.*

Aufgrund der geringen Statistik wurde die Kalibration des elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters auf den geometrischen Bereich $-180\,cm < z < -40\,cm$ beschränkt. Dies führt dazu, daß bei großen Werten von Q^2 die Energie des gestreuten Elektrons nicht korrigiert wurde. Aus Abbildung 8.15 läßt sich ablesen, welche x,Q^2-Bereiche für die Elektronmethode davon im einzelnen betroffen sind. Die Abbildung zeigt für alle zehn Q^2-Bins die mittlere deponierte Energie des getreuten Elektrons für alle Ereignisse eines x-Bins als Funktion der mittleren z-Position im H1-Detektor in Form schraffierter Rechtecke. Der Schwerpunkt eines Rechteck ist als der Mittelwert der Energie- bzw. der z-Verteilung der gestreuten Elektronen des betrachteten x,Q^2-Bereiches definiert, die Kantenlängen der Rechtecke geben die jeweiligen Breiten (RMS) der Verteilungen an. In der Darstellung ist zu beachten, daß gleiche Schraffierungen der Rechtecke für verschiedene Q^2-Bins in der Regel verschiedene x-Bins bezeichnen. Man erkennt in der Abbildung, daß die Energieverteilungen für große Werte von x immer schmaler werden, was Ausdruck der in 4.1.1 diskutierten schlechten x-Auflösung für kleine Werte von y ist. In diesem Bereich reichen schon kleine Verschiebungen der Elektronenergie aus, um die Ereignisse in ein benachbartes Flächenelement migrieren zu lassen.

Aus der Abbildung läßt sich ersehen, daß bis einschließlich $Q^2 = 800\,GeV^2$ für die meisten x,Q^2-Bereiche das gestreute Elektron innerhalb des kalibrierten Bereichs $-180\,cm < z < -40\,cm$ nachgewiesen wurde. Da für Ereignisse mit großen Werten von $Q^2 > 1000\,GeV^2$, für die das gestreute Elektron außerhalb des kalibrierten Bereichs nachgewiesen wurde, ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen den H1- und den MC-Daten festgestellt werden konnte (vergleiche Abbildung 8.4 b)), stellt dies jedoch kein Problem dar.

Die gute Übereinstimmung der aus der Elektron- und der Σ-Methode erhaltenen Ergebnisse der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ (siehe Abbildung 8.13) weist zusätzlich auf ein gutes Verständnis der Strahlungskorrekturen hin, da das Auftreten von Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons großen Einfluß auf die kinematische Rekonstruktion mit der Elektron-, jedoch praktisch keinen auf die Rekonstruktion mit der Σ-Methode hat. Die Ereignisse in den einzelnen x,Q^2-Bereichen sind daher nicht identisch, da die aus dem Elektron berechneten kinematischen Variablen für ISR-Ereignisse große Migrationen aufweisen können (bis zu 30 % für die Elektronmethode).

Vergleich mit den Parametrisierungen MRSH und GRV In Abbildung 8.13 wurden den Ergebnissen beider Methoden die theoretischen Vorhersagen der MRSH- und der GRV-Parametrisierung gegenübergestellt. Im Rahmen der Fehler ist eine gute Übereinstimmung mit der GRV-Parametrisierung festzustellen (Abbildung 8.13), während die MRSH-Parametrisierung zu kleinen Werten von x einen etwas flacheren Verlauf der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ vorhersagt. Beide Parametrisierungen wurden früheren experimentellen Ergebnissen bei kleineren Werten von Q^2 angepaßt und die Entwicklung zu großen Werten von Q^2 mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen vorgenommen. Die gute Übereinstimmung der Ergebnisse mit der GRV-Parametrisierung zeigt, daß die DGLAP-Gleichungen auch über diesen großen Q^2-Bereich ihre Gültigkeit behalten und die Ergebnisse verträglich mit einer Streuung der Elektronen an punktförmigen Quarks ohne eine Substruktur sind.

Vergleich mit dem H1-Ergebnis der Datennahme des Jahres 1993 Im Jahre 1993 stand ein H1-Datensatz zur Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ zur Verfügung, der einer integrierten Luminosität von 271.3 nb^{-1} entsprach. Aufgrund dieser im Verhältnis zu 1994 um etwa einen Faktor 10 geringeren Statistik mußte die Strukturfunktionsbestimmung auf den Bereich $Q^2 \leq 1600\,GeV^2$ beschränkt werden. In Abbildung 8.16 werden die Ergebnisse für die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ unter Verwendung der Elektronmethode aus den Daten des Jahres 1993 gezeigt. Zum Vergleich wurde die GRV-Strukturfunktion zusätzlich eingezeichnet. Die Ergebnisse des Jahres 1993 stimmen im Rahmen der Fehler mit der theoretischen GRV-Strukturfunktion und den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen aus den Daten des Jahres 1994 (vergleiche Abbildung 8.13) überein. Insgesamt zeigen die Ergebnisse des Jahres 1993 zu kleinen Werten von x jedoch einen etwas steileren Verlauf als die Ergebnisse dieser Arbeit. Ein Grund hierfür könnte sein, daß aufgrund der geringen Statistik eine detaillierte zusätzliche Kalibration des H1-Kalorimeters für die Daten des Jahres 1993 nicht möglich war. Ohne Verwendung der Kalibration zeigen auch die Ergebnisse dieser Arbeit einen etwas steileren Verlauf zu kleinen Werten von x als nach Verwendung der Kalibration (vergleiche Abbildung 8.14).

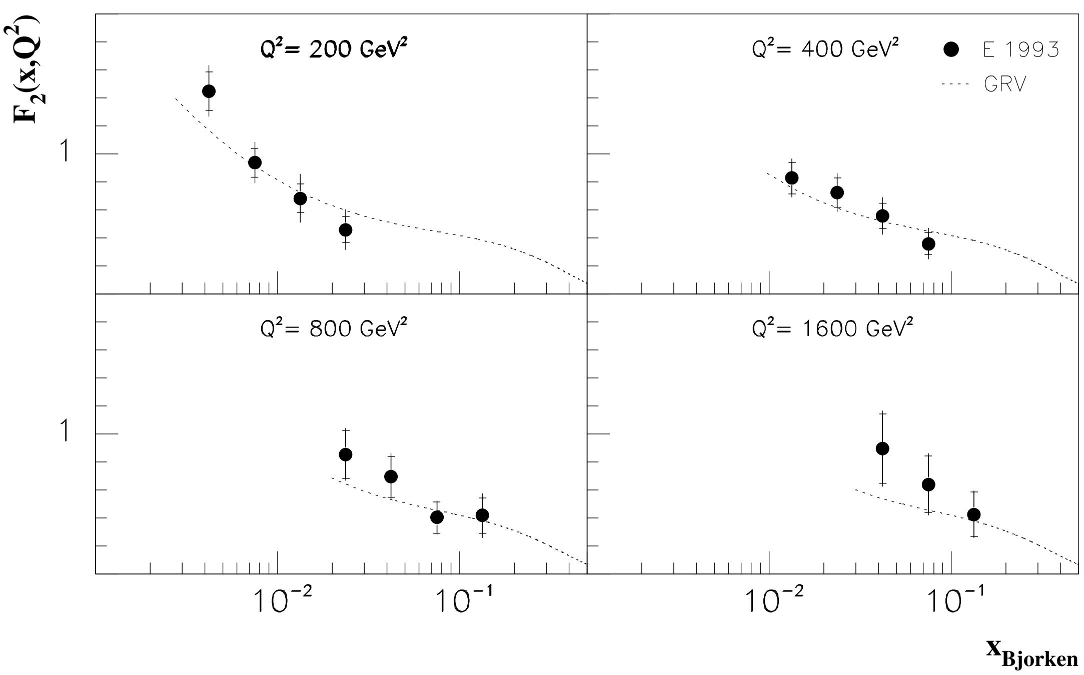


Abbildung 8.16: *Dargestellt sind die aus der Datennahme des Jahres 1993 aus der Elektronmethode erhaltenen Ergebnisse der Strukturfunktion* $F_2(x,Q^2)$. *Zusätzlich eingezeichnet wurde die GRV-Parametrisierung.*

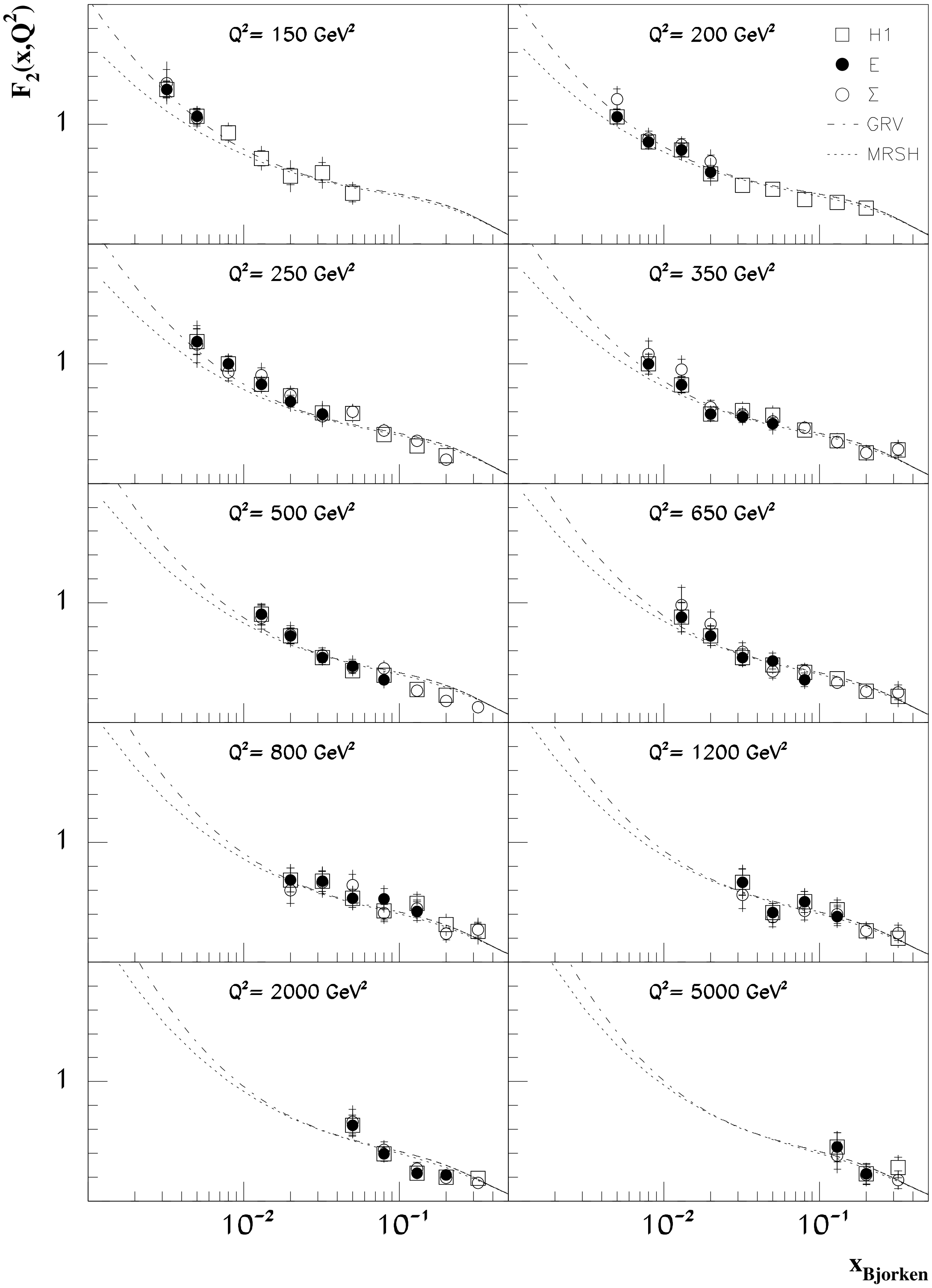


Abbildung 8.17: *Dargestellt ist die mit der Elektron- bzw. Σ-Methode bestimmte Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für zehn Q^2-Werte als Funktion von x im Vergleich zur H1-Veröffentlichung für die Daten des Jahres 1994. Die Ergebnisse der Elektronmethode werden durch gefüllte Kreise, die der Σ-Methode durch offene Kreise und die H1-Ergebnisse durch offene Quadrate markiert. Für alle Zentralwerte mit $y > 0.15$ sind die H1-Ergebnisse mit den Ergebnissen der Elektronmethode dieser Arbeit identisch.*

Vergleich mit anderen H1-Analysen Die hier vorgestellte Arbeit ist Teil der bereits publizierten H1-Strukturfunktionsanalyse, die sich aus verschiedenen voneinander unabhängigen Arbeiten zusammensetzt. In der Publikation werden jeweils für große Werte von $y > 0.15$ die Ergebnisse aus der Elektronmethode, für kleine Werte von $y < 0.15$ die Ergebnisse aus der Σ-Methode gezeigt [1]. Aus dieser Arbeit gingen die Ergebnisse der Elektronmethode in die Veröffentlichung ein. Aufgrund der Forderung $y > 0.15$ waren dies jeweils die drei F_2-Punkte mit den kleinsten Werten von x in jedem Q^2-Bin außer für $Q^2 = 150\,GeV^2$ bzw. $Q^2 = 5000\,GeV^2$, für die diese Analyse aufgrund des θ_{el}-Schnitts von 150° bzw. der mangelnden Statistik nur zwei Punkte liefert.

Abbildung 8.17 zeigt alle Ergebnisse dieser Arbeit im Vergleich mit den publizierten Ergebnissen im Bereich großer Impulsüberträge Q^2. Die publizierten Resultate sind dabei als offene Quadrate, die Ergebnisse der Elektronmethode dieser Analyse als gefüllte Kreise und die Ergebnisse der Σ-Methode ebenfalls dieser Analyse als offene Kreise dargestellt. Für alle x, Q^2-Bereiche, für deren Zentralwert $y > 0.15$ gilt, sind die veröffentlichten Resultate identisch mit den Ergebnissen der Elektronmethode der hier vorgestellten Analyse. Die für die Σ-Methode veröffentlichten Ergebnisse entstammen einer von dieser Arbeit unabhängigen Analyse[54], die einen unterschiedlichen Elektronsuchalgorithmus verwendete, andere Schnitte (y_{el}, E'_{el}) forderte und auch den hadronischen Endzustand auf andere Weise behandelte[3]. In den beiden x, Q^2-Bereichen mit $Q^2 = 150\,GeV^2$ und $Q^2 = 200\,GeV^2$ fallen in dieser Analyse die Punkte bei großen Werten von x durch den Schnitt auf den Elektronstreuwinkel von 150° heraus. Es zeigt sich auch für die unabhängig von dieser Arbeit bestimmten Strukturfunktionswerte, gerade bei den großen Werten von x, eine sehr gute Übereinstimmung mit den Resultaten dieser Arbeit.

Insgesamt wurde bei H1 mit den Daten des Jahres 1994 eine Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ im Bereich $1.5\,GeV^2 < Q^2 < 5000\,GeV^2$ durchgeführt und publiziert[1]. Abbildung 8.18 zeigt das Ergebnis der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ als Funktion von x für den gesamten untersuchten kinematischen Bereich. Zusätzlich eingezeichnet wurden die Resultate der Experimente NMC [55] (offene Kreise) und BCDMS [56] (offene Quadrate). Neben der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse tragen zu den H1-Ergebnissen folgende Analysen bei:

- Die Analyse von Ereignissen mit Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons, bei denen das abgestrahlte Photon im Photondetektor des Luminositätssystem nachgewiesenen werden konnte, für den Bereich der kleinsten Werte von Q^2.
- Die Analyse von Streuereignissen mit verschobenem Wechselwirkungspunkt ebenfalls für die kleinsten Werte von Q^2.
- Die Analyse von Streuereignissen mit nominalem Wechselwirkungspunkt, bei denen das Elektron im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter BEMC nachgewiesen wurde.

---

[3] Diese Analyse verwendet nur Kalorimeterinformationen für die Hadronen, während in der anderen Analyse zusätzlich Spurinformationen genutzt werden [54].

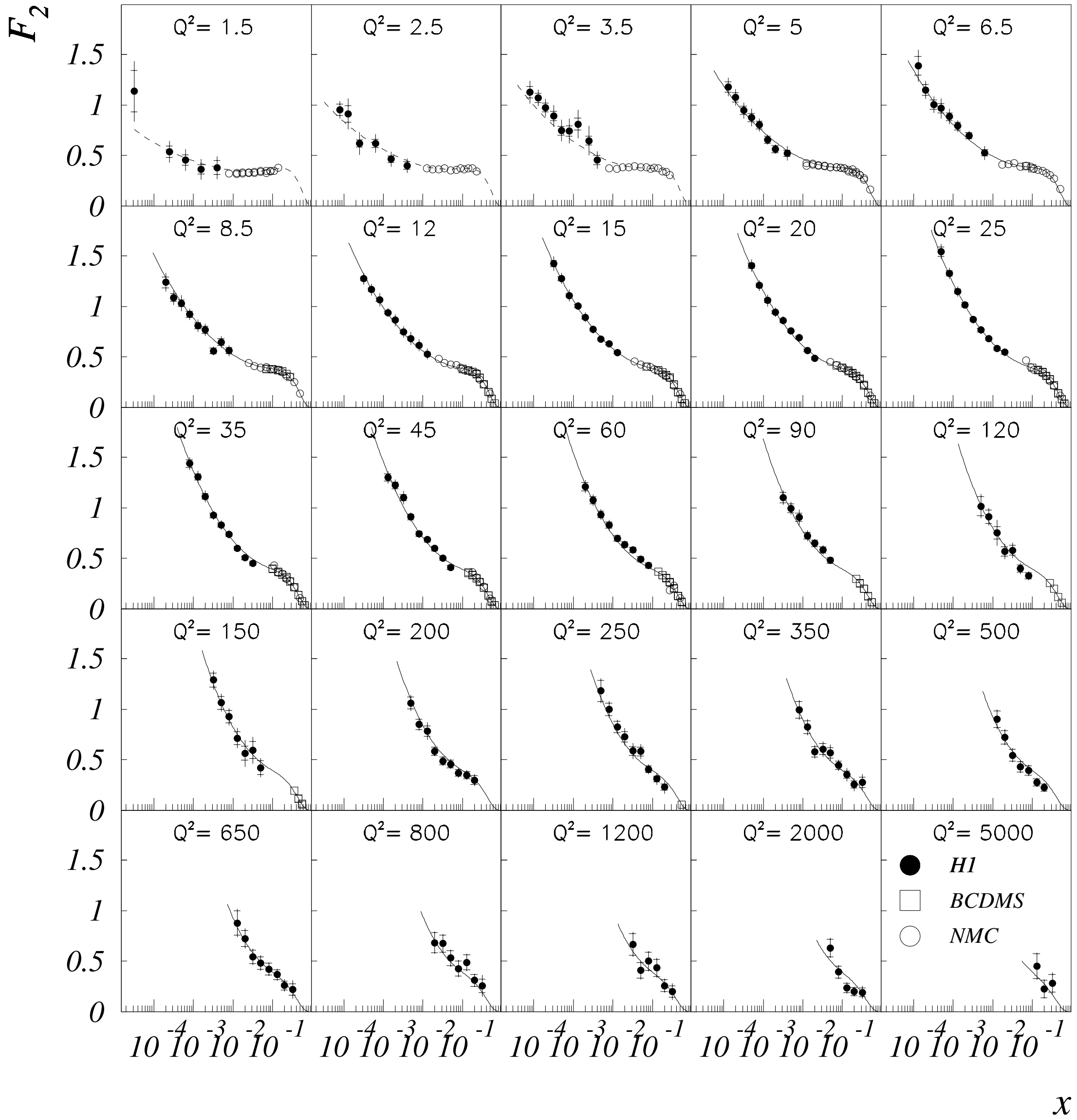


Abbildung 8.18: *Die Darstellung zeigt die bei H1 aus den Daten des Jahres 1994 bestimmte Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ als Funktion von x für den gesamten kinematisch zugänglichen Bereich des Jahres 1994. Zusätzlich eingezeichnet wurde ein aus allen gezeigten Punkten erhaltener QCD-Fit und die Resultate der Experimente NMC [55] und BCDMS [56] (aus [1]).*

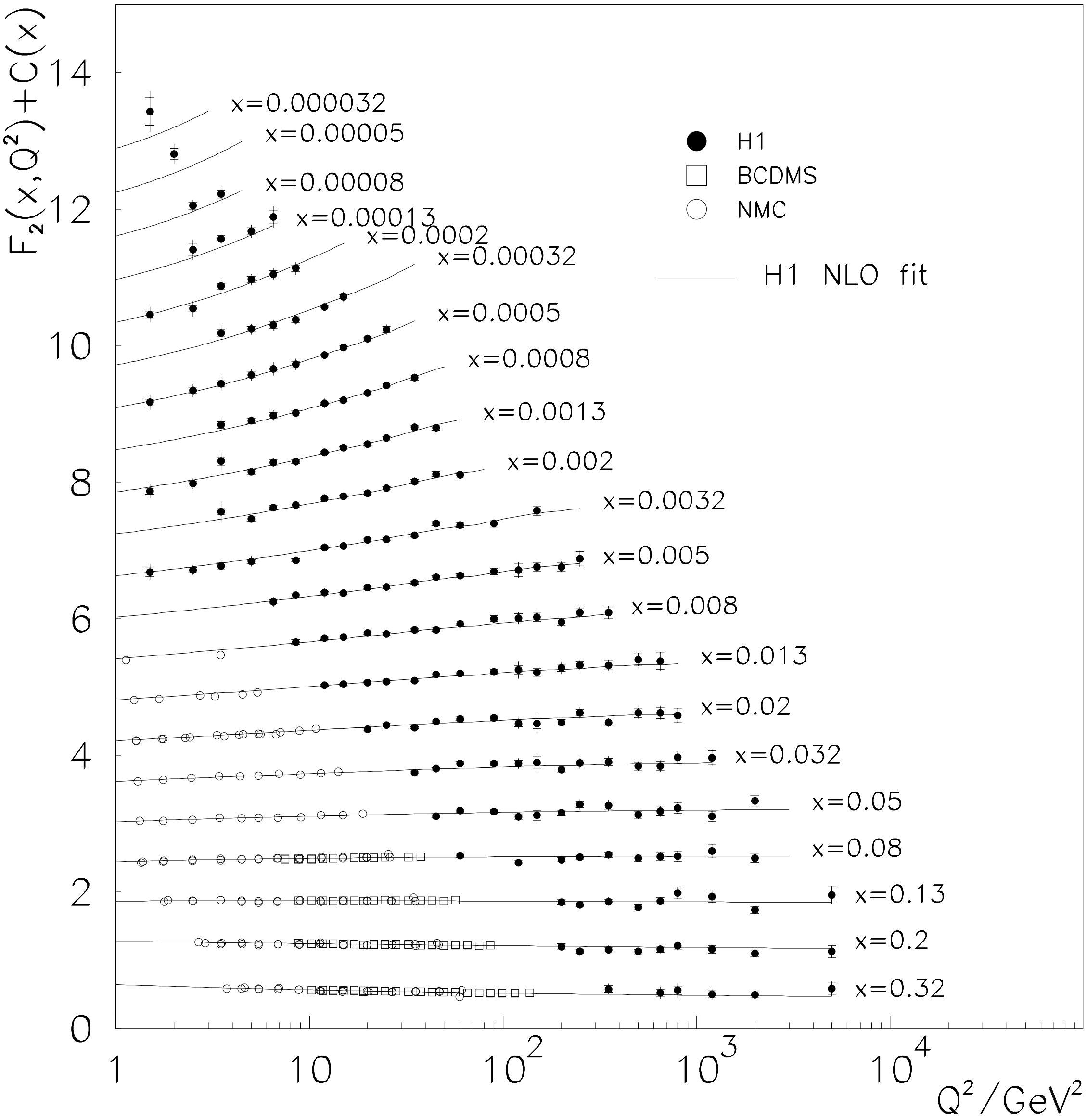


Abbildung 8.19: *Die Darstellung zeigt das H1-Ergebnis der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ als Funktion von Q^2 für den gesamten kinematisch zugänglichen Bereich des Jahres 1994. Eingezeichnet sind erneut der QCD-Fit und die Ergebnisse der Experimente NMC und BCDMS. Gut erkennbar wird die Verletzung der Skaleninvarianz (aus [1]).*

Im gesamten von H1 untersuchten kinematischen Bereich wurde für Werte $y > 0.15$ die Elektron- und für $y < 0.15$ die Σ-Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen verwendet. Zusätzlich eingezeichnet wurde in Abbildung 8.18 das Ergebnis eines auf den Ergebnissen der Experimente NMC, BCDMS und H1 beruhenden QCD-Fits. Der Fit, der auf den DGLAP-Gleichungen basiert, beschreibt für den gesamten Q^2-Bereich die Ergebnisse der Experimente NMC, BCDMS und H1 im Rahmen der Fehler. Die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ steigt im gesamten untersuchten kinematischen Bereich zu kleinen Werten von x an, wie von den DGLAP-Entwicklungsgleichungen vorhergesagt wird. Dies bedeutet, daß auch für die kleinsten Werte von Q^2 und x ein Übergang zu dem in Kapitel 1 eingeführten BFKL-Formalismus zur Beschreibung der QCD-Dynamik nicht erforderlich ist und eine Sättigung durch das Einsetzen von Gluonrekombination nicht festgestellt werden kann.

Abbildung 8.19 zeigt die von H1 publizierte Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ als Funktion von Q^2 jeweils für feste Werte von x als gefüllte Kreise. Zusätzlich eingezeichnet wurden erneut die Resultate der Experimente NMC (offene Kreise) und BCDMS (offene Quadrate) und das Ergebnis des QCD-Fits. Man erkennt in der Darstellung, daß gerade der in dieser Arbeit untersuchte Bereich großer Werte von x und Q^2 die direkte Verbindung zwischen den Ergebnissen der Experimente mit ruhenden Protonen und den Ergebnissen des H1-Experiments ermöglicht. In der Darstellung ist schön die Verletzung der Skaleninvarianz vor allem für kleine Werte von x zu erkennen, die sich darin zeigt, daß der Wert der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ für einen festen Wert von x nicht unabhängig von Q^2 ist. Der QCD-Fit stimmt im Rahmen der Fehler mit allen Ergebnissen bis zu den kleinsten Werten von x und den größten Werten von Q^2 sehr gut überein. Die gute Beschreibung der Ergebnisse durch den QCD-Fit auch im Bereich großer Impulsüberträge Q^2 zeigt, daß die Ergebnisse mit einer Streuung der Elektronen an punktförmigen Quarks ohne eine Substruktur im gesamten kinematischen Bereich verträglich sind.

Prinzipiell wäre aus den Ergebnissen dieser Arbeit auch eine Bestimmung der starken Kopplung α_s möglich. Die statistischen Fehler der Ergebnisse sind allerdings bei den hierzu besonders wichtigen großen Werten von Q^2 zu groß, um hier statistisch signifikante Aussagen treffen zu können. Dies wird in Zukunft bei der zu erwartenden deutlich höheren integrierten Luminosität möglich werden.

Zusammenfassung

Gegenstand der vorgestellten Arbeit war die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ bei großen Impulsüberträgen $150\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 5000\,GeV^2$ im Bereich $3 \cdot 10^{-3} \leq x \leq 3 \cdot 10^{-1}$ aus vom H1-Experiment aufgezeichneten Daten des Jahres 1994. Die dem Datensatz entsprechende integrierte Luminosität betrug 2557 nb^{-1}. Die zur Analyse verwendeten Elektron-Proton-Streuereignisse mit großen Impulsüberträgen Q^2 zeichnen sich durch ein an einem Quark des Protons gestreutes Elektron aus, welches im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors nachgewiesen wird. Die Selektion des Datensatzes erfolgte im wesentlichen über die Suche nach dem elektromagnetischen Schauer des gestreuten Elektrons im H1-Kalorimeter. Zusätzlich wurden ein rekonstruierter Ereignisvertex, eine Elektronspur im Spurkammersystem und eine minimale gemessene Transversalimpulsbilanz des gesamten Ereignisses gefordert. Die Selektionseffizienz wurde mit Ausnahme der Identifizierung des gestreuten Elektrons im H1-Kalorimeter aus den H1-Daten bestimmt. Der Untergrundanteil im selektierten H1-Datensatz wurde mit Hilfe verschiedener Methoden abgeschätzt. Es wurde gezeigt, daß der Untergrundanteil im Verhältnis zur Statistik des Datensatzes vernachlässigbar war.

Zur Rekonstruktion der Lorentz-invarianten kinematischen Variablen x, y und Q^2 wurden zwei unterschiedliche Verfahren, die Elektron- und die Σ-Methode, verwendet. Die Elektronmethode basiert allein auf der Messung der Energie und des Polarwinkels des gestreuten Elektrons, während für die Σ-Methode zusätzlich die Messung des hadronischen Endzustands herangezogen wird. Die Elektronmethode zeichnet sich vor allem durch eine sehr gute Q^2-Auflösung aus, während die Rekonstruktion von x nur im Bereich großer Werte von $y > 0.05$ ausreichend genau ist. Die Σ-Methode kann dagegen im gesamten kinematischen Bereich verwendet werden. Beide Methoden sind zusätzlich sehr unterschiedlich empfindlich auf Bremsstrahlungsprozesse des einlaufenden Elektrons (ISR). Diese Prozesse bewirken große Fehler bei der kinematischen Rekonstruktion für die Elektronmethode, während sie für die Σ-Methode aufgrund der kinematischen Überbestimmtheit durch Verwendung dreier Meßgrößen praktisch keine Auswirkungen haben. Dieses unterschiedliche Verhalten beider Methoden erlaubt eine gute Kontrolle der Strahlungskorrekturen.

Einen Schwerpunkt dieser Arbeit stellte die Überprüfung der Energierekonstruktion des gestreuten Elektrons im H1-Kalorimeter im Vergleich der H1-Daten zu den MC-Daten dar. Eine gute Beschreibung des H1-Detektors durch seine Simulation ist unerläßlich für die Übertragung der aus den MC-Daten bestimmten Detektorakzeptanz auf die H1-Daten. Zur Überprüfung des Kalorimeters dienten Vergleiche der mittleren gemessenen Energie des gestreuten Elektrons zum einen mit der in einer Monte Carlo Simulationen mittleren generierten Energie und zum anderen mit der aus der Doppel-Winkel-Methode mittleren berechneten Energie. Beide Methoden ergaben in guter Übereinstimmung, daß die Monte

Carlo Simulation des elektromagnetischen Flüssig-Argon-Kalorimeters in einigen Bereichen, vor allem im BBE und im Übergangsbereich CB1/CB2, nicht ausreichend war, so daß eine zusätzliche Kalibration des Kalorimeters nötig wurde. Der systematische Fehler der Energierekonstruktion konnte mit Hilfe dieser Kalibration im Vergleich zu 1993 deutlich reduziert werden.

Zur Abschätzung des Einflusses der schwachen Wechselwirkung auf die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ wurde ein Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die e^-p- und die e^+p-Daten des Jahres 1994 als Funktion von Q^2 durchgeführt. Aufgrund des Vorzeichenwechsels des die Strukturfunktion $x\mathcal{F}_3$ enthaltenden Terms wird für die e^-p-Streuung ein größerer Wirkungsquerschnitt als für die e^+p-Streuung erwartet. Im Rahmen der zur Verfügung stehenden Statistik ergab sich kein statistisch signifikanter Einfluß der schwachen Wechselwirkung, was eine qualitative Bestätigung der Ergebnisse einer Monte Carlo Studie darstellte.

Die mit der Elektronmethode und der Σ-Methode erhaltenen Ergebnisse der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ waren im Rahmen der Fehler im gesamten kinematischen Bereich in guter Übereinstimmung. Teile der Arbeit wurden vor wenigen Wochen im Rahmen einer H1-Publikation zusammen mit Messungen der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ im kinematischen Bereich kleiner Impulsüberträge bis $Q^2 = 1.5\,GeV^2$ veröffentlicht. Dabei zeigte sich, daß der gesamte von HERA kinematisch erfaßbare Bereich zusammen mit allen früheren Meßergebnisse durch die DGLAP-Entwicklungsgleichungen zu beschreiben ist. Die Ergebnisse sind bis zu den in dieser Analyse untersuchten größten Werten von Q^2 mit einer Streuung der Elektronen an punktförmigen Quarks ohne eine Substruktur verträglich.

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Menschen beigetragen, denen ich herzlich für ihre Unterstützung danken möchte. Mein besonderer Dank gilt dabei

- Herrn Prof. Dr. Büßer für die Ermöglichung dieser Arbeit und das stete Interesse an ihrem Gelingen,
- Herrn Dr. Riess für die zahlreichen Diskussionen und die wertvollen Ratschläge,
- der H1-Elan-Gruppe für die Unterstützung und die vielen Diskussionen,
- den Mitgliedern der H1-Kollaboration und der HERA-Maschinengruppe,
- Herrn Prof. Dr. Schmidt-Parzefall und Herrn Prof. Dr. Büßer für die Bereitschaft, als Gutachter der Dissertation zur Verfügung zu stehen,
- allen Mitgliedern der H1-Gruppe des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg für die tolle Arbeitsatmosphäre,
- meinen Eltern,
- und meiner Freundin Elsebeth Duwe.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] H1 Collaboration, *A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function* $F_(x, Q^2)$ *at HERA*, DESY (1996) 96-039

[2] J. Blümlein, M. Klein, *Structure Functions and QCD Tests*, in Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.1, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1991) Hamburg

[3] M. Klein, T. Riemann, *Electroweak Interactions Probing the Nucleon Structure*, Z. Phys. C24 (1984) 151

[4] C.G. Callan and D. Gross, *High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current*, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156

[5] E.D. Bloom et al. Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935

[6] Stefan Riess (persönliche Mitteilungen)

[7] M.W. Krasny, W.Placzek, H. Spiessberger, *Determination of the longitudinal structure function at HERA from radiative events*, in Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.1, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1991) Hamburg

[8] A.M. Cooper-Sarkarm R.C.E. Devenish, M. Lancester, *Measurement of* $F_L(x, Q^2)$ *at low-x and extraction of the gluon distribution*, in Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.1, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1991) Hamburg

[9] H. Fritzsch, M. Gell-Mann H. Leutwyler, Phs. Lett. 47B (1973) 1346

[10] R.G. Roberts, *The structure of the proton*, Cambridge Monographs on mathematical physics, Cambridge University Press (1990) ISBN 0-521-35159-6

[11] V.N. Gribov, L.N. Lipatov, *Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theorie*, Sov. Journ. Nucl. Phys. 15 (1972) 438

[12] G. Alterelli, G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. B126 (1977) 298

[13] Yu.L. Dokshitzer, *Calculation of Structure Functions of Deep-Inelastic Scattering and* e^+e^- *Annihilation by Pertubation Theory in Quantum Chromodynamics*, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641

[14] H1-Collaboration, *Transverse Energy and Forward Jet Production in the Low x Regime at HERA*, DESY-95-108 / P. L. B356(1995) 118

[15] L.V. Gribov, *Gauge-Independent Approach to Hard Processes in QCD*, Nucl. Phys. B168 (1980) 429

[16] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov, V.S. Fadin; Sov. Phys.JETP 45 (1972) 199

[17] Y.Y. Balitsky, L.N. Lipatov; Sov. J. Phys. 28 (1978) 282

[18] M. Froissart, Phys. Rev. 123 (1961) 1053

[19] J.Bartels, M.Besancon, A. De Roeck, J. Kurzhöfer, *Measurements of hot spots at HERA*, in Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.1, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1991) Hamburg

[20] H1 Collaboration, *Leptoquarks and Compositeness Scales from a Contact Interaction Analysis of Deep Inelastic* $e(\pm)p$ *Scattering at HERA*, DESY-95-079 / P.L. B353 (1995) 578

[21] J. Blümlein, *Structure Functions and Parton Distributions in Deep Inelastic Lepton-Hadron Scattering at High Energies*, DESY (1993), 93-124

[22] H. Spiesberger et al, *Radiative Corrections at HERA* in Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.2, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1991) 798

[23] Siehe DESY-Homepage im World Wide Web

[24] H1 Collaboration, *The H1-Detector at HERA*, DESY (1993) 93-103

[25] H1 Calorimeter Group, *Results of a Test of a Liquid Argon Calorimeter* DESY (1989)

[26] H1 Calorimeter Group, *The Liquid Argon Calorimeter System*, Nucl. Instr. Meth. A336 (1993) 460

[27] V. Shekelyan, *Simulation and Reconstruction in H1 Liquid Argon Calorimetry*, H1 note (1993) H1-04/93-288,

[28] G.A. Schuler, H. Spießberger, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.3, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1992) Hamburg 1419

[29] A. Kwiatkowski, H. Spießberger, H.-J. Möhring, Computer Phys. Comm. 69 (1992) 155

[30] G. Ingelman, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.3, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1992) Hamburg 1366

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

[32] T. Sjöstrand, M. Bengtsson *The Lund Monte Carlo for jet fragmentation, JETSET*, Comp. Phys. Comm.43 (1987), 367

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

[34] H. Plothow-Besch, *PDFLIB: a library of all available parton density functions of the nucleon, the pion and the photon and the corresponding* $alpha_s$ *calculations*, Comp. Phys. Comm. 75 (1993) 396

[35] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Z. Phys C67 (1995) 433;

[36] A.D. Martyn, R.G. Roberts, W.J. Stirling, Proceedings on the Workshop on Quantum Field Theory, Theor. Aspects of HEP, eds. B. Geyer, E.M. Ilgenfritz (1993), 11-26

[37] Stan Bentvelsen et al., *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, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1991) Hamburg

[38] A. Blondel, F.Jacquet, *Proceedings of the study of an ep facility for Europe*, DESY 79-48 (1979) 391-394

[39] U. Bassler, G. Bernardi, *On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: The Sigma-method*, Desy 94-231 (1994), Nucl. Instrum. Methods A361 (1995) 197

[40] G. Bernardi, W. Hildesheim, *A detailed simulation of F_2 measurability at HERA* in Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.1, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1991) Hamburg

[41] J. Spiekermann, *HV Correction for the H1 LAr Calorimeter*, H1-note H1-01/95-422 (1995)

[42] J. Gayler, H1 E-Scale Gruppe, H1-interne Mitteilung (1995)

[43] T. R. Merz, *Messung der Proton-Strukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor*, Dissertation (1994) Hamburg

[44] J.J. Sakurai, Ann. Phys. 11 (1960) 1

[45] M. Gell-Mann, F. Zachariasen, Phys. Rev, 124 (1961) 953

[46] H1 Kollaboration, *Jets and Energy Flow in Photon-Proton Collisions at HERA*, (DESY 1995) 95-219

[47] T. Sjostrand, *Pythia 5.6 and Jetset 7.3: Physics and Manual*, CERN -TH-6488-92 (1992)

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

[49] M. Klein, H1 ELAN-Gruppe, persönliche Mitteilungen (1995)

[50] G. Bernardi, H1 ELAN-Gruppe, persönliche Mitteilung (1995)

[51] M. Klein, G. Bernardi, A. DeRoeck, H1-ELAN-Gruppe, persönliche Mitteilung (1995)

[52] H1 Collaboration, *A Measurement of the Proton Structure Function* $F2(x, Q^2)$, DESY-95-006 / N.P. B439 (1995) 471

[53] C. Leverenz, *Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen im H1-Experiment bei HERA*, DESY FH1K 95-02 (1995) Hamburg

[54] G. Bernardi, Ursula Bassler persönliche Mitteilungen (1995)

[55] NMC Collaboration, M. Arneodo et al., Phys. Lett. B364 (1995) 107

[56] BCDMS Coallboration, A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. B223 (1989) 485