Messung der Protonstrukturfunktion F_2 bei niedrigen x_{Bj} und Q^2 unter besonderer Berücksichtigung des verbesserten H1-Rückwärtsbereichs

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Rainer Barschke
aus Emmen

Hamburg 1997

Gutachter der Dissertation:	Prof.Dr. Beate Naroska Prof.Dr. Joachim Meyer
Gutachter der Disputation:	Prof.Dr. Joachim Meyer Prof.Dr. Friedrich-W. Büßer
Datum der Disputation:	12.12.1997
Dekan des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof.Dr. Bernhard Kramer

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ im Bereich x bis hinunter zu $6 \cdot 10^{-6}$ und in Q^2 zwischen 0.35 und $3.5\,\mathrm{GeV}^2$ mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring vorgestellt. Die Messung beruht auf einem Datensatz von 1995 mit einer integrierten Luminosität von $114\,\mathrm{nb}^{-1}$, bei dem der Elektron-Proton-Wechselwirkungspunkt um etwa 70 cm in Protonstrahlrichtung bezüglich der nominellen Lage verschoben war. Es wird ausführlich auf die Anfang 1995 verbesserte H1-Rückwärtsregion mit einem Kalorimeter (SpaCal) und einer Driftkammer (BDC) eingegangen. Ein Schwerpunkt liegt hier in der Untersuchung von Signalverlusten im SpaCal und der Vorstellung einer Energiekorrekturmethode für die innerste Region des SpaCal, mit der dicht am Strahlrohr ein großer Teil der gestreuten Elektronen aus DIS-Ereignissen gemessen wird. Der totale Fehler der F_2-Messung bleibt im allgemeinen unterhalb von 10% und erreicht nur selten, insbesondere bei den Meßpunkten mit kleinsten x-Werten, 15%. Der gemessene Anstieg der Strukturfunktion F_2 zu kleinen x flacht deutlich mit abnehmenden Q^2 im Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ ab.

Abstract

In this thesis a measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ with the H1 detector at the storage ring HERA is presented in the range of x down to $6 \cdot 10^{-6}$ and of Q^2 between 0.35 and $3.5\,\mathrm{GeV}^2$. The measurement is based on a dataset of 1995 with an integrated luminosity of $114\,\mathrm{nb}^{-1}$ with the interaction vertex shifted by 70 cm in proton direction with respect to its nominal position. The H1 backward region, which was upgraded with a calorimeter (SpaCal) and a driftchamber (BDC) beginning of 1995, is described in detail. One of the main topics is the examination of signal loss in the SpaCal and the presentation of an energy correction method for the very inner region of the SpaCal around the beam pipe, where a big fraction of scattered electrons from DIS-events are measured. The total uncertainty of the F_2 measurement is in general smaller than 10% but may reach up to 15% for the measurement of the very smallest x values. The measured increase of the structure function F_2 to small x flattens out significantly with decreasing Q^2 in the region $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Der Aufbau der Materie ist ein zentrales Thema im Bemühen um ein Verständnis der Naturvorgänge. In diesem Jahrhundert wurden insbesondere mit Hilfe von Streuexperimenten, bei denen Sondenteilchen auf Testobjekte geschossen werden, bedeutende Fortschritte in der Aufklärung immer kleinerer Strukturen erzielt.

Einen Anfang machte das berühmt gewordene Streuexperiment im Jahr 1911 von Ernest Rutherford, der durch Beschuß einer dünnen Goldfolie mit α-Teilchen den Aufbau der Atome aus Elektronenhülle und Atomkern aufzeigen konnte.

Anfang der sechziger Jahre konnte R. Hofstadter Kernstrukturen mit Hilfe der Streuung von Elektronen an leichten und schweren Kernen vermessen.

Um tiefer in die Materie einzudringen, wurde Ende der sechziger Jahre am Linearbeschleuniger SLAC[1] in Stanford die tiefinelastische Streuung (DIS)[2] von Elektronen an Protonen, die zusammen mit den Neutronen die Kernbestandteile darstellen, untersucht. Dabei wurden die Partonen bezeichneten Bestandteile des Protons entdeckt. Diese Partonen konnten mit den von Murray Gell-Mann postulierten Quarks, drittelzahlig geladenen, punktförmigen Spin-$\frac{1}{2}$ Teilchen, identifiziert werden.

Eine neben den Quarks wichtige Rolle in der Struktur des Protons kommt den Gluonen als Eichbosonen der starken Wechselwirkung zu. Bei den Lepton-Nukleon Streuexperimenten hatte sich nämlich gezeigt, daß nur etwa die Hälfte des Nukleonenimpulses von den Quarks getragen wird. Die andere Hälfte wird den masselosen neutralen Gluonen zugeschrieben. Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die grundlegende Feldtheorie für die Beschreibung von dynamischen Vorgängen der Quarks und Gluonen innerhalb des Protons bzw. Nukleons. Theoretische Vorhersagen der QCD bezüglich der Lepton-Nukleon Streuung sind in einer Reihe von sogenannten Fixed-Target-Experimenten, in denen die Streuung der Leptonen an ruhenden Nukleonen vorgenommen wird, geprüft worden.

Seit 1992 bietet das Deutsche Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg-Bahrenfeld mit der Beschleunigeranlage HERA[3] und den Experimenten H1 und ZEUS die bisher einzigartige Möglichkeit, die tiefinelastische Streuung von Elek-

[1]SLAC = **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter
[2]DIS = **D**eep **I**nelastic **S**cattering
[3]HERA = **H**adronen-**E**lektronen-**R**ing**an**lage

tronen oder Positronen[4] an ebenfalls beschleunigten Protonen zu untersuchen. HERA stellt eine Schwerpunktsenergie von 300 GeV zur Verfügung, die somit eine Überprüfung der QCD in einem neuen kinematischen Bereich sowohl zu großen Impulsüberträgen Q^2, als auch zu besonders kleinen Partonimpulsbruchteilen x_{Bj} gestattet[5]. Bei hohen Impulsüberträgen liegt das Auflösungsvermögen für Strukturen innerhalb des Protons im Bereich $\approx 10^{-18}$ m. Durch die Messung der Strukturfunktion F_2 können Aussagen über die Partondichten im Proton gewonnen werden.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der H1-Kollaboration. Der H1-Detektor war ursprünglich für möglichst genaue Messungen der gestreuten Elektronen bei mittleren und hohen Impulsüberträgen Q^2 entworfen worden. Durch die ersten Ergebnisse erhöhte sich das Interesse an der Streuung bei sehr kleinen x_{Bj}, wo die Elektronen nur unter großen Winkeln in den Rückwärtsbereich des H1-Detektors – bezogen auf die Protonstrahlrichtung – abgelenkt werden. Deshalb wurde 1993 eine Verbesserung dieser Region mit den Hauptbestandteilen SpaCal[6] und BDC[7] geplant und Anfang 1995 realisiert. Diese neuen Detektorkomponenten erweitern die Winkelakzeptanz und ermöglichen für die F_2-Bestimmung eine wichtige verbesserte Energie- und Ortsmessung des gestreuten Elektrons.

Gegenstand dieser Arbeit ist die Messung der Strukturfunktion F_2 bei möglichst kleinen x_{Bj}. Hierzu wurden Meßdaten verwendet, die mit dem verbesserten H1-Detektor im ersten Betriebsjahr 1995 aufgenommen worden sind. Zugrunde liegt ein spezieller Datensatz, bei dem der Elektron-Proton-Wechselwirkungspunkt um etwa 70 cm in Protonstrahlrichtung bezüglich der nominellen Lage verschoben war. Diese Lageverschiebung des Wechselwirkungspunktes erlaubt es, die Elektronen unter sehr großen Streuwinkeln nachzuweisen.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 1 wird eine theoretische Einführung in die Grundlagen der ep-Streuung gegeben, insbesondere wird auf die Bedeutung der Strukturfunktionen eingegangen. Das Kapitel 2 behandelt den Speicherring HERA und den H1-Detektor mit seinen wichtigsten Komponenten im Überblick. Im darauffolgenden Kapitel wird näher auf die verbesserte H1-Rückwärtsregion eingegangen. Die Eigenschaften des SpaCal bezüglich Energie- und Ortsmessung werden dann in Kapitel 4 besprochen. Das Kapitel 5 erläutert sowohl den Prozeß der Datennahme und die Maßnahmen zur Unterdrückung von Untergrundreaktionen, als auch verschiedene Monte-Carlo Simulationen. In Kapitel 6 werden schließlich die Bestimmung der Strukturfunktion F_2 und die erzielten Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

[4]der Begriff 'Elektron' wird von nun an überall, wo eine Unterscheidung irrelevant ist, auch für das Positron benutzt

[5]genaue Definition dieser Variablen siehe Kapitel 2

[6]SpaCal = **Spa**ghetti **Cal**orimeter

[7]BDC = **B**ackward **D**rift**c**hamber

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel soll ein Überblick über die Physik der ep-Streuung gegeben werden. Zunächst wird die elastische Streuung und dann die tiefinelastische ep-Streuung mit den einzuführenden Strukturfunktionen behandelt. Die innere Struktur des Protons wird erst im Rahmen des Quark-Parton Modells (QPM), dann im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) interpretiert. Am Ende dieses Kapitels wird der Übergangsbereich zwischen der sogenannten Photoproduktion und DIS[1], sowie verschiedene Ansätze zur Partondichte-Parametrisierung in diesem Bereich diskutiert.

1.1 Elastische ep-Streuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt σ für elastische Streuung eines punktförmigen Elektrons an einem ausgedehnten Proton (siehe Bild 1.1) lautet[2] [Schm95, Hal84]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Punkt} \cdot |F(q)|^2 \tag{1.1}$$

Hier ist Ω der Raumwinkel für das gestreute Elektron und $q = k - k'$ der Viererimpulsübertrag des gestreuten Elektrons, wobei k und k' die Viererimpulse des einlaufenden bzw. auslaufenden Elektrons sind. Die Größe $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Punkt}$ bezeichnet den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Streuung an einem punktförmigen Proton und $F(q)$ den *Formfaktor* des ausgedehnten Protons. Für ein ortsfestes Proton kann $F(q)$ als Fouriertransformierte der Ladungsdichte interpretiert werden.

In Bornscher Näherung und in starker Vereinfachung, wo Elektron und Proton sowohl punktförmig, als auch spinlos sind, und das Proton mit der Elementar-

[1] DIS = **D**eep **I**nelastic **S**cattering

[2] in den folgenden Rechnungen gilt die Konvention $c = \hbar = 1$

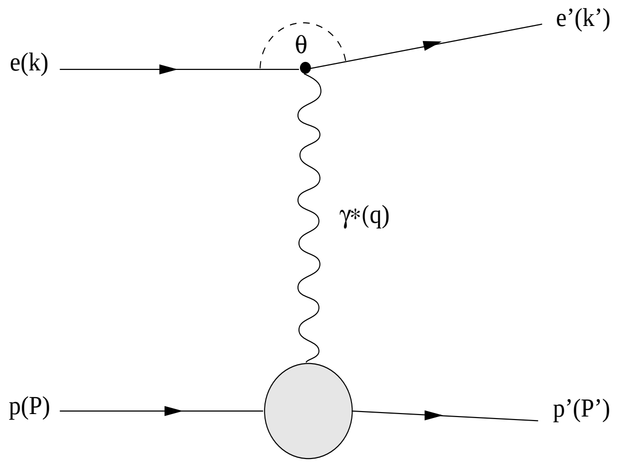

Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der elastischen ep-Streuung.

ladung $+e$ eine unendlich großer Masse hat, kann für $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Punkt}$ der Rutherford-Wirkungsquerschnitt eingesetzt werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Punkt} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rutherford} = \frac{\alpha^2}{4E^2\sin^4(\Theta'/2)}, \tag{1.2}$$

wo α die Kopplungskonstante der QED[3], Θ' der Winkel zwischen ein- und auslaufendem Elektron und E die Energie des einlaufenden Elektrons ist. In der HERA-Konvention wird der Elektronstreuwinkel $\Theta = \pi - \Theta'$ relativ zur Richtung des einlaufenden Proton gemessen.

In der sogenannten Mott-Streuung wird der Spin-$\frac{1}{2}$ des Elektrons und damit die Helizitätserhaltung sowie die endliche Masse M_p des Protons und damit der Protonrückstoß berücksichtigt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rutherford} \cdot \frac{\cos^2(\Theta'/2)}{1+\frac{2E}{M_p}\sin^2(\Theta'/2)} \tag{1.3}$$

Die Streuung relativistischer Elektronen an Spin-$\frac{1}{2}$-Protonen wird durch den Dirac-Wirkungsquerschnitt beschrieben, wobei ein weiterer Faktor auf das normale magnetische Moment zurückzuführen ist:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Dirac} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \left(1+\frac{Q^2}{2M_p^2}\tan^2(\Theta'/2)\right), \tag{1.4}$$

mit dem Viererimpulsübertrag $Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 \approx 4EE'\sin^2(\Theta'/2)$, wobei E' die Energie des auslaufenden Elektrons bezeichnet.

[3] QED = **Q**uanten**e**lektro**d**ynamik

Schließlich ist noch ein weiterer Schritt nötig, um die elastische Streuung relativistischer Spin-$\frac{1}{2}$-Elektronen an ausgedehnten Spin-$\frac{1}{2}$-Protonen endlicher Masse berechnen zu können. So wird ein zweiter Formfaktor eingeführt, da das Proton neben der Ladung auch ein räumlich verteiltes anomales magnetisches Moment besitzt. Dies führt auf die Rosenbluth-Gleichung:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rosenbluth} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1+\tau} + 2\tau G_M^2 \tan^2(\Theta'/2)\right], \qquad (1.5)$$

wo $\tau = \frac{Q^2}{4M_p^2}$ und G_E der elektrische und G_M der magnetische Formfaktor ist. Bei Streuversuchen wurde ein einfaches Skalengesetz und ein empirisches Dipolgesetz[4] gefunden:

$$G_E(Q^2) \approx \frac{G_M(Q^2)}{\mu_p} \approx G(Q^2) \qquad (1.6)$$

und

$$G(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0.71\,\mathrm{GeV}^2}\right)^{-2}, \qquad (1.7)$$

wo $\mu_p = 2,79$ das anomale magnetische Moment des Protons ist.

Aufgrund der Ergebnisse der elastischen Streuversuche konnte gefolgert werden, daß das Proton ein ausgedehntes Objekt mit einem mittleren Radius von etwa 10^{-15} m ist, dessen Dichteverteilung einem exponentiellen Verlauf folgt.

1.2 Tiefinelastische ep-Streuung

Weitere Erkenntnisse über das Innere des Protons, d.h. über seine Bestandteile, wurden durch die tiefinelastische ep-Streuung gewonnen, die durch das Auseinanderbrechen des Protons in ein System X von Hadronen charakterisiert ist. Während die elastische ep-Streuung mit wachsenden Viererimpulsüberträgen Q^2 wegen der $1/Q^4$-Abhängigkeit der Formfaktoren (vgl. Gleichung 1.7) immer stärker unterdrückt wird, steigt die relative Wahrscheinlichkeit für die tiefinelastische ep-Streuung an. Abbildung 1.2 zeigt die schematische Darstellung der tiefinelastischen ep-Streuung in niedrigster Ordnung für den reinen Ein-Photonaustausch. Hier sind k und k' die Viererimpulse des Elektrons vor und nach der Streuung und ebenso P und $P_X = P'$ die Viererimpulse des Protons und des hadronischen Endzustands X.

Ein Austausch der massiven Eichbosonen $Z^0, W^\pm$ der schwachen Wechselwirkung, der aufgrund der Eichbosonenmasse im Propagatorterm bei den in dieser Analyse erreichten Werten von Q^2 vernachlässigbar ist, wird hier nicht näher betrachtet (siehe stattdessen z.B. [Lip96]).

[4] das Dipolverhalten der Formfaktoren bedeutet exponentielle Dichteverteilungen

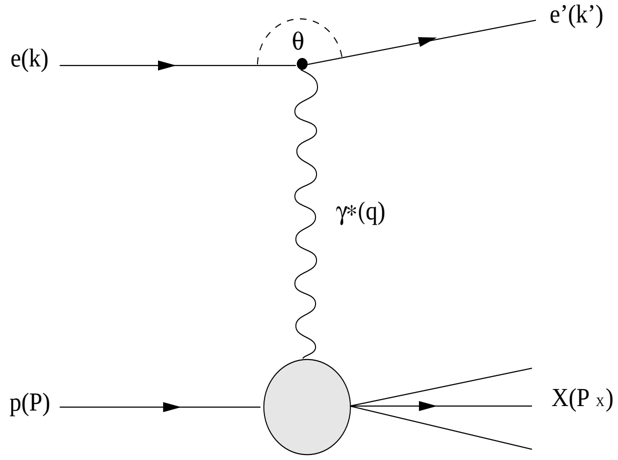

Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der tiefinelastischen ep-Streuung.

1.2.1 Kinematik

Für die Beschreibung der Kinematik, werden einige geeignete lorentzinvariante Variablen mit Hilfe der Vierervektoren des Elektrons, des Protons und des hadronischen Endzustands definiert:

$$Q^2 := -q^2 = -(k-k')^2 = -(P-P_X)^2 > 0 \tag{1.8}$$

$$x := \frac{Q^2}{2Pq} \tag{1.9}$$

$$y := \frac{Pq}{Pk} \tag{1.10}$$

$$s := (P+k)^2 \tag{1.11}$$

$$W^2 := (P+q)^2 \tag{1.12}$$

Hierbei ist Q^2 der schon erwähnte durch das virtuelle Photon übertragene Viererimpuls. Der maximal erreichbare Wert von Q^2 wird vom Quadrat s der Schwerpunktsenergie vorgegeben, die bei HERA etwa 300 GeV beträgt. Die Größe x ist eine nach Bjorken benannte Skalenvariable, deren Bedeutung im nächsten Abschnitt erklärt wird. Die Größe y kann als normierter Energieübertrag interpretiert werden, da sie im Ruhesystem des Protons dem Verhältnis von virtueller Photonenergie q_0 und Elektronenergie E entspricht. Die Größe y wird deshalb auch Inelastizität der Streuung genannt. Die Wertebereiche für die dimensionslosen Variablen x und y liegen zwischen 0 und 1. Die invariante Masse W des hadronischen Endzustands, nimmt Werte zwischen der Protonmasse M im elastischen Fall und maximal $\sqrt{s}$ an. In der tiefinelastischen ep-Streuung gilt eine nützliche Beziehung bei Vernachlässigung der Ruhemassen ($s \gg M^2$):

$$Q^2 = sxy \tag{1.13}$$

Mit $W^2 \gg M^2$ gilt noch:

$$W = \sqrt{Q^2\,(1/x - 1)} \tag{1.14}$$

Bei kleinen x-Werten $x \ll 1$ kann dann geschrieben werden:

$$W = \sqrt{Q^2/x} \tag{1.15}$$

Die Berechnung der kinematischen Variablen x, y und Q^2 mit Hilfe von Meßgrößen wird in Abschnitt 2.2.3 vorgestellt.

1.2.2 Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

In der Bornschen Näherung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{Born}$ der ep-Streuung nach [Hal84] proportional zum invarianten Produkt des Leptontensors $L_{\mu\nu}$ und des Hadrontensors $W^{\mu\nu}$:

$$d\sigma_{Born} \sim L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \tag{1.16}$$

Der Leptontensor kann im Rahmen der Quantenelektrodynamik exakt für das punktförmige Elektron angegeben werden, der Hadrontensor ist aufgrund der komplexen Struktur des Protons nicht genau berechenbar.

Während der Wirkungsquerschnitt im Fall der elastischen Streuung als Funktion einer Variablen, etwa Q^2, angegeben werden kann, sind für die inelastische ep-Streuung bei fester Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ zwei unabhängigen Variablen, z.B. Q^2 und x nötig. Wird nur der Ein-Photon-Austausch zwischen unpolarisierten Elektronen und Protonen betrachtet, lautet der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der inklusiven ep-Streuung:

$$\frac{d^2\sigma_{Born}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2 x F_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2)\right] \tag{1.17}$$

Die sogenannten Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ dienen der Beschreibung der inneren Struktur des Protons und sind somit in gewisser Weise den Formfaktoren der elastischen ep-Streuung in der Rosenbluth-Gleichung (siehe Gl. 1.5) vergleichbar, welche die Dichteverteilung des Protons wiedergeben. Eine anschauliche Beschreibung insbesondere der Strukturfunktion F_2 liefert das Quark-Parton Modell, das im Abschnitt 1.3 näher erläutert wird.

Aus praktischen Gründen wird F_1 aus der Gleichung 1.17 eliminiert und stattdessen die Größe $R(x,Q^2)$, die das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von longitudinal zu transversal polarisierten virtuellen Austauschphotonen angibt, und die sogenannte longitudinale Strukturfunktion $F_L(x,Q^2)$ eingeführt.

$$R(x,Q^2) := \frac{\sigma_L(x,Q^2)}{\sigma_T(x,Q^2)} = \frac{F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2)}{2xF_1(x,Q^2)} \tag{1.18}$$

$$F_L(x,Q^2) := F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2) = \frac{F_2(x,Q^2)}{1 + R(x,Q^2)} \tag{1.19}$$

Unter Benutzung von $R(x,Q^2)$ schreibt sich der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt aus Gl.1.17 schließlich:

$$\frac{d^2\sigma_{Born}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[2(1-y)F_2(x,Q^2) + \frac{y^2}{1+R(x,Q^2)}F_2(x,Q^2)\right] \tag{1.20}$$

Um QED-Strahlungseffekte berücksichtigen zu können, wird ein zusätzlicher Term δ_{RC} benötigt, der den Ausdruck für den Bornschen Wirkungsquerschnitt modifiziert. Der gemessene doppelt differentielle experimentelle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma_{exp}}{dxdQ^2}$ lautet damit:

$$\frac{d^2\sigma_{exp}}{dxdQ^2} = \frac{d^2\sigma_{Born}}{dxdQ^2} \cdot (1 + \delta_{RC}) \tag{1.21}$$

Die Strahlungskorrekturen für ep-Streuung bei HERA werden in Abschnitt 6.3 erläutert.

1.3 Quark-Parton Modell (QPM)

Eine erste Interpretation der Ergebnisse der tiefinelastischen Streuungen von Leptonen an ruhenden Nukleonen liefert das Quark-Parton Modell, dessen grundlegende Idee von Feynman [Fey69] und Bjorken [Bjo66, Bjo69a, Bjo69b] stammt. In diesem Modell wird von der Zusammensetzung des Protons aus Partonen, die die Konstituenten des Protons darstellen, ausgegangen. Diese Partonen, punktförmige Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen, wurden später mit den Quarks identifiziert, die von Gell-Mann [Gel64] und Zweig [Zwe64] unabhängig voneinander postuliert worden waren. Die inelastische Streuung des Elektrons am Proton wird als Summe der inkohärenten elastischen Streuungen an den einzelnen Partonen angesehen. Voraussetzung dieser Beschreibung sind folgende Annahmen:

- Zum einen sind die Partonen als quasifreie Objekte zu betrachten, d.h. die Wechselwirkungzeit zwischen Elektron und Parton ist klein gegen die Dauer einer Wechselwirkung der Partonen untereinander. Dies gilt in einem Bezugssystem[5], wo der Impuls des Protons unendlich ist. Dieses spezielle Bezugssystem entspricht bei HERA näherungsweise dem Laborsystem. Das Proton stellt sich dann aufgrund von Zeitdilatation und Längenkontraktion

[5] auch „Infinite Momentum Frame“ genannt

als dünne Scheibe dar, in der die Bewegungen der Partonen stark verlangsamt sind.

- Die Masse der Partonen und ihre transversalen Impulskomponenten sind vernachlässigbar.

Abbildung 1.3 zeigt die tiefinelastische ep-Streuung im Quark-Parton-Modell. Der sogenannte „harte Subprozeß“ der Streuung findet an einem Parton mit dem Impulsbruchteil ζ des Protons statt. Der Rest der Partonen mit dem Impuls $(1-\zeta)P$ bleibt unbeeinflußt. Nach diesem Subprozeß setzt die Hadronisierung aller Partonen ein. Der hadronischen Endzustand zeigt sich u.a. in Form von Teilchenjets.

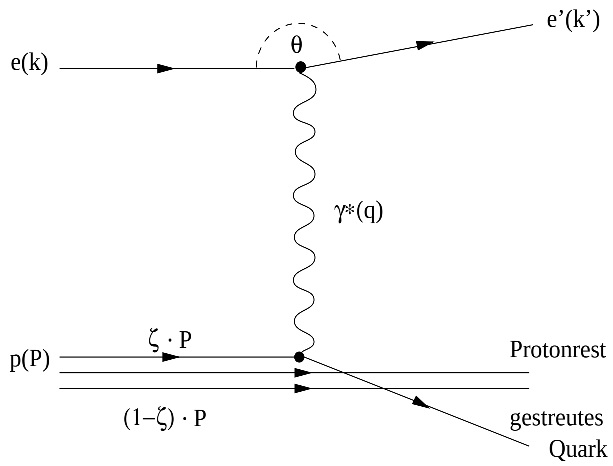

Abbildung 1.3: Feynmangraph der tiefinelastischen ep-Streuung im Quark-Parton-Bild.

Ist der differentielle Wirkungsquerschnitt des Subprozesses der Streuung des Elektrons an einem Quark-Parton q vorgegeben, kann der differentielle Wirkungsquerschnitt des Gesamtprozesses berechnet werden. Dazu muß eine Summation über alle Partonen i vorgenommen werden und die Wahrscheinlichkeit q_i das jeweilige Parton mit dem relativen Impulsbruchteil ζ [Nac86] zu treffen, berücksichtigt werden. Die q_i werden im folgenden auch als Partondichten bezeichnet.

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \sum_i \int d\zeta q_i(\zeta) \frac{d^2\sigma_i(eq \to eq)}{dxdQ^2} \tag{1.22}$$

Für große Q^2 und unter Vernachlässigung der Partonmassen kann die Bjorkenvariable x als relativer Impulsbruchteil interpretiert werden:

$$\zeta \approx \frac{Q^2}{2Pq} = x \tag{1.23}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des Subprozesses lautet:

$$\frac{d^2\sigma_i(eq \to eq)}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} e_i^2 \left[y^2 + 2(1-y)\right] \delta(x-\zeta) \tag{1.24}$$

Wird dies in Gleichung 1.22 eingesetzt, kann mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 1.17 verglichen werden. Das Resultat ist ein einfacher Ausdruck für die Strukturfunktionen F_2 und F_1:

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = \sum_i e_i^2 x q_i(x) \tag{1.25}$$

Die Gleichheit von F_2 und $2xF_1$ resultiert aus dem Spin-$\frac{1}{2}$-Charakter der Partonen [Alb69], [Tay69] der dazu beigetragen hat, daß diese mit den Quarks gleichgesetzt wurden. Aus Gründen der Helizitätserhaltung können Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen nur transversal polarisierte Photonen absorbieren. Die Beziehung wird „Callan-Gross-Relation“ genannt [Cal69]. Im Quark-Parton-Modell sind damit die Größen F_L und R Null (siehe Gl. 1.18 und 1.19).

Ein weiteres wichtiges Ergebnis des Quark-Parton-Modells ist die Skaleninvarianz der Strukturfunktionen, die in diesem Modell nicht mehr von x und Q^2, sondern nur noch von x alleine abhängig sind. Dies hat seine Ursache in der Punktförmigkeit der Quarks. Bestätigt wurde die Skaleninvarianz 1969 am SLAC in Stanford [Blo69] für mittlere x-Werte im Bereich 0.25.

1.4 Quantenchromodynamik (QCD)

Das Quark-Parton-Modell bietet nur eine „naive“ Erklärung des Aufbaus des Protons. Die Annahme der punktförmigen Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen als alleiniger Konstituenten, die keiner Wechselwirkung unterliegen, konnte für die Interpretation weiterführender Messungen nicht mehr aufrechterhalten werden. Mit Hilfe der Impulssummenregel,

$$\sum_i \int_0^1 dx x q_i(x) = 1 - \epsilon, \tag{1.26}$$

und dem Vergleich mit experimentellen Daten wurde gezeigt, daß bei einem Wert von $(1-\epsilon) \approx 0.5$ nur etwa die Hälfte des Protonenimpulses von den Quarks getragen wird. Die andere Hälfte ϵ wurde später den Eichbosonen der starken Wechselwirkung, den Gluonen, zugesprochen. Zusätzlich wurde eine Verletzung der Skaleninvarianz festgestellt. Die Strukturfunktionen müssen als von x und Q^2 abhängige Variablen angesehen werden. Die nötige Erweiterung des bisherigen Modells stellt die Quantenchromodynamik, kurz QCD, dar.

Die nichtabelsche Eichtheorie der starken Wechselwirkung QCD beruht auf der Symmetriegruppe $SU(3)$ [Hal84]. Die starken Kräfte wirken auf die sogenannten Farbladungen Rot, Grün und Blau sowie deren Antifarben. Vermittelt werden diese

Kräfte zwischen den eine Farbladung tragenden Quarks[6] von den schon erwähnten Eichbosonen der QCD, den 8 masselosen Gluonen. Der nichtabelsche Charakter der QCD bewirkt, daß die Gluonen selbst Farbladungen tragen und somit untereinander wechselwirken können. Diese Möglichkeit der Selbst-Wechselwirkung von Gluonen führt zu weiteren wichtigen Eigenschaften der Quantenchromodynamik, die sich insbesondere im Verhalten der starken Kopplungskonstanten α_s in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2 ausdrückt.

Mit steigenden Impulsüberträgen oder entsprechend abnehmenden Abständen wird α_s aufgrund von Abschirmeffekten asymptotisch kleiner mit dem Grenzwert Null für $Q^2 \rightarrow \infty$. Die Quarks verhalten sich daher im Grenzfall der sogenannten *asymptotischen Freiheit* wie quasifreie Teilchen. Die im vorhergehenden Abschnitt besprochene Annahme des Quark-Parton-Modells, daß bei großen Impulsüberträgen die Protonbestandteile als frei anzusehen sind, erweist sich somit als richtig.

Im gegensätzlichen Fall der kleinen Q^2 bzw. großen Abstände wird α_s und damit die Kraft zwischen zwei Quarks beliebig groß. Die Quarks können deshalb nicht einzeln beobachtet werden und sind stattdessen in den farbladungsneutralen („farblosen") Hadronen zusammengeschlossen, was als *confinement* bezeichnet wird. Neben den Valenzquarks, wie im Proton beispielsweise zwei u- und ein d-Quark, treten zusätzlich in den Hadronen für sehr kurze Zeitspannen virtuelle Quark-Antiquark-Paare auf, die Seequarks, die sich aus Gluonfluktuationen ergeben.

Es lassen sich drei grundlegende quantenchromodynamische Vertizes in 1.Ordnung der Kopplungskonstanten α_s beschreiben, deren Feynmandiagramme in Abbildung 1.4 zu finden sind.

Den Diagrammen werden sogenannte Splitting- oder Verzweigungsfunktionen P zugeordnet, die die Wahrscheinlichkeiten der jeweiligen Prozesse in Abhängigkeit von den Impulsbruchteilen z angeben.

a) Gluon-Bremsstrahlung mit der Splittingfunktion $P_{qg}(z)$

b) Quark-Antiquark-Paarbildung mit $P_{qq}(z)$

c) Drei-Gluon-Vertex mit $P_{gg}(z)$

Auf die Verwendung der Splitting-Funktionen zur Beschreibung der Partondichten bei unterschiedlichen Q^2 wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Im Bereich der *asymptotischen Freiheit*, wo α_s klein ist, kann die Störungsrechnung genutzt werden, um den differentiellen Wirkungsquerschnitt des Subprozesses σ_{eq} aus Gleichung 1.24 einer genaueren Betrachtung im Rahmen der QCD zu unterziehen. Zu diesem Zweck wird der Wirkungsquerschnitt nach Potenzen von α_s in Abhängigkeit von der Renormierungsenergieskala μ_R entwickelt.

$$\sigma_{eq} = \sigma_0 + \alpha_s(\mu_R^2)\sigma_1 + \alpha_s^2(\mu_R^2)\sigma_2 + \cdots \qquad (1.27)$$

[6] 6 Sorten u, d, c, s, b und t in jeweils 3 „Farbvarianten"

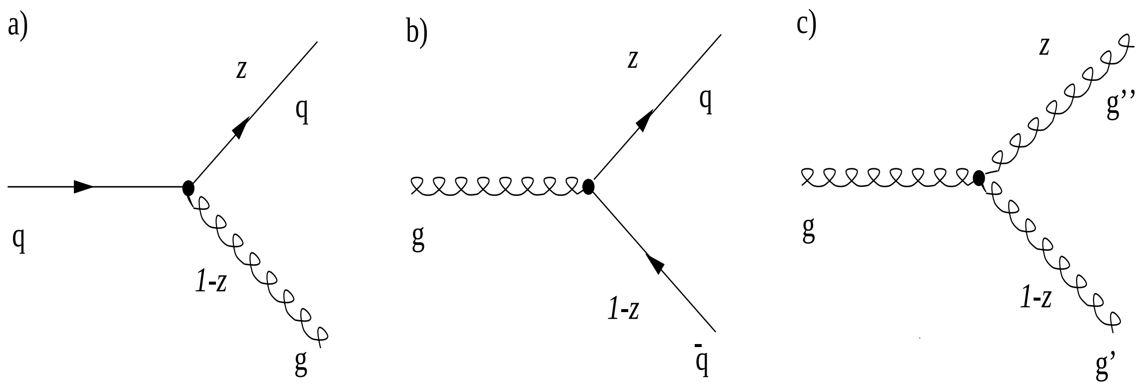

Abbildung 1.4: Grundlegende QCD-Feynmandiagramme in 1.Ordnung der Kopplungskonstanten α_s: a) Gluonbremsstrahlung, b) Quark-Antiquark-Paarbildung und c) Drei-Gluon-Vertex.

σ_0 entspricht dem schon bekannten Wirkungsquerschnitt aus Gl. 1.24, wo keine Quark-Gluon-Kopplung auftritt. In führender Ordnung[7] treten zwei reelle Prozesse (siehe Abbildung 1.5) auf, die Boson-Gluon-Fusion und QCD-Compton-Prozeß genannt werden.

In höheren Ordnungen treten auch Schleifendiagramme auf. Schwierigkeiten der Störungsrechnung ergeben sich aus dem begrenzten Gültigkeitsbereich auf nicht zu kleine Impulsüberträge und der nötigen Berücksichtigung von Singularitäten und Divergenzen. Bei der Berechnung des inklusiven Wirkungsquerschnitts der gesamten Elektron-Proton-Streuung (es wird über alle relativen Impulsbruchteile ζ der Partonen integriert und über alle Partonen i summiert)

$$\sigma_{ep\to eX} = \sum_i \int d\zeta q_i(\zeta, \mu_f)\sigma_i(\zeta, \mu_f) \tag{1.28}$$

hängt die Aufteilung der Terme auf Partondichten $q_i(\zeta, \mu_f)$ und Wirkungsquerschnitt $\sigma_i(\zeta, \mu_f)$ des Subprozesses vom verwendeten *Faktorisierungsschema* (z.B. DIS- oder $\overline{\mathrm{MS}}$-Schema [Col82, Alt79]) und dessen Skala μ_f ab. Faktorisierung bedeutet in diesem Zusammenhang die Trennung von störungstheoretisch und nicht störungstheoretisch berechenbaren Termen. Die Unkenntnis über den nicht störungstheoretisch zugänglichen Bereich wird in den Partondichten absorbiert.

1.5 Partondichten

Die Beschreibung des dynamischen Verhaltens der Partondichten kann von den sogenannten DGLAP-Gleichungen nach Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und

[7] auch *leading-order*, kurz *LO* genannt

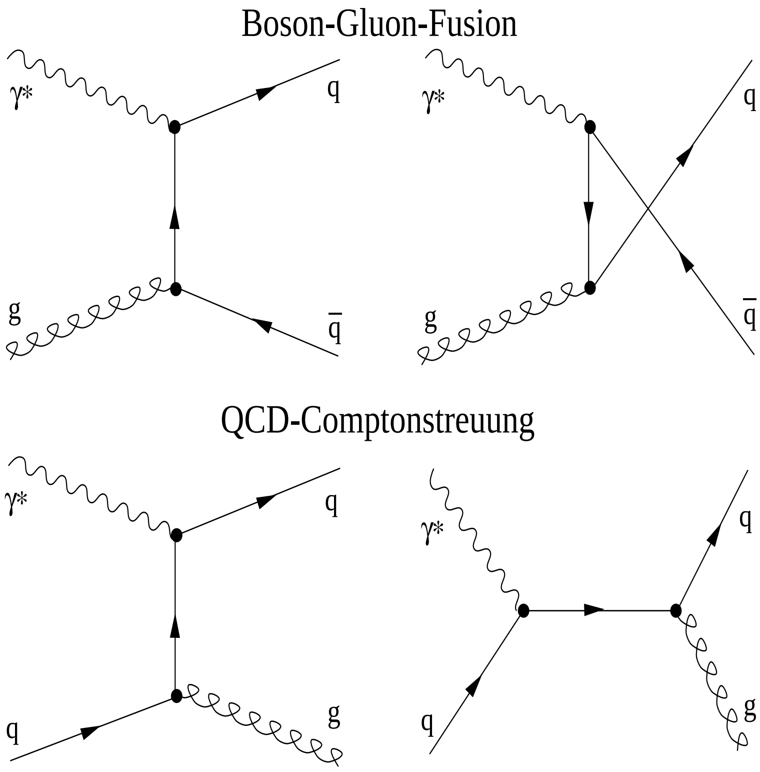

Abbildung 1.5: Feynmangraphen der Boson-Gluon-Fusion a) und des QCD-Compton-Prozeß b).

Parisi [Gri72, Lip75, Dok77, Alt77] geleistet werden, in denen die im vorigen Abschnitt erwähnten Splittingfunktionen P_{qq}, P_{gg}, P_{qg} und P_{gq} benutzt werden. Die Gleichungen lauten für die Quarkdichten $q(x, Q^2)$:

$$\frac{dq(x,Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[q(z,Q^2)P_{qq}(x/z) + g(z,Q^2)P_{qg}(x/z)\right] \tag{1.29}$$

Und entsprechend für die Gluondichten $g(x, Q^2)$:

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d\ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left[g(z,Q^2)P_{gg}(x/z) + \sum_q q(z,Q^2)P_{gq}(x/z)\right] \tag{1.30}$$

Mit Hilfe der DGLAP-Gleichungen kann die Q^2-Entwicklung der Partondichten durch die Aufsummation der führenden logarithmischen Terme $(\alpha_s \ln Q^2)^n$ in der sogenannte *Leading Log Approximation LLA* beschrieben werden, die bei der Berechnung von Leiterdiagrammen auftauchen, wie sie in Abb. 1.6 gezeigt werden. Bei dieser Summation gilt ein strenges Ordnungsschema $Q_0^2 \ll k_{T1} \ll k_{T2} \ll$

$k_{T3} \ll ... \ll Q^2$ für die Transversalimpulse k_T der abgestrahlten Gluonen. Die Entwicklung beginnt mit dem Startwert Q_0^2.

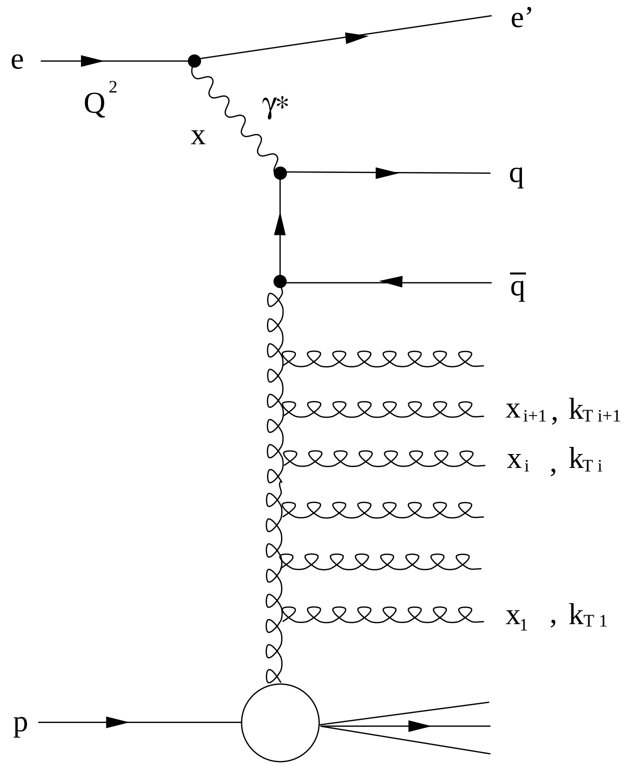

Abbildung 1.6: Leiterdiagramm der tiefinelastischen ep-Streuung.

Der DGLAP-Formalismus gestattet zwar die Berechnung der Q^2-Entwicklung, aber keine Vorhersage über die x-Abhängigkeit der Partondichten. Diese muß vielmehr für die Anfangsparametrisierung der Q^2-Entwicklung vorausgesetzt werden. Im Zusammenhang mit den DGLAP-Gleichungen häufig benutzte Anfangsparametrisierungen stammen von den Arbeitsgruppen MRS, CTEQ und GRV. Die Gruppen MRS [MRS93] und CTEQ [CTEQ97] wählen für ihre Parametrisierungen eine Startskala Q_0^2 in der Größenordnung einiger GeV^2. Die GRV-Parametrisierung [GRV95] startet dagegen bei einem sehr kleinen $Q_0^2 = 0.34\,\mathrm{GeV}^2$ mit einer valenzartigen Partonverteilung, die bei größeren Q^2 mit Hilfe des DGLAP-Formalismus zu kleinen x ansteigende Partonverteilungen erzeugt.

Im Bereich sehr kleiner x wird jedoch erwartet, daß für eine Beschreibung der Partondichten eine Summation von Termen der Form $(\alpha_s \ln 1/x)^n$ die bessere Wahl darstellt. Dies wird vom BFKL-Formalismus nach Balitski, Fadin, Kuraev und Lipatov [Bal78, Kur77] geleistet, der eine x-Abhängigkeit der Partondichten beschreibt und kein strenges k_T-Ordnungsschema voraussetzt. In führender Ordnung wird nach BFKL ein Verhalten von F_2 gemäß

$$F_2 \propto x^{-\lambda}, \quad \text{wo } \lambda \approx 0.5 \text{ ist,} \tag{1.31}$$

vorhergesagt.

In den Ergebnissen der F_2-Messungen bei HERA [ZEU94], [H1C96b] wurde bisher kein Verhalten entdeckt, daß nicht mit dem DGLAP-Formalismus konsistent wäre. Abbildung 1.7 zeigt F_2 als Funktion von x in verschiedenen Q^2-Bins in einem großen Bereich von 1.5 bis 5000 GeV^2. Neben den von H1 im Jahr 1994 genommenen Daten, sind auch Ergebnisse von Experimenten mit stationären Protontargets gezeigt. Alle Daten werden sehr gut von einem QCD Fit der H1-Kollaboration [H1C96b] beschrieben, der auf den DGLAP-Gleichungen der Ordnung α_s^2 (next to leading order, NLO) basiert. Der Bereich, in dem die BFKL-Gleichungen zur Beschreibung der Ergebnisse benötigt werden, ist anscheinend mit den F_2-Messungen noch nicht erreicht.

Zur Zeit geben möglicherweise nur Messungen der hadronischen Energieflüsse und der Jetproduktion in der tiefinelastischen ep-Streuung bei niedrigen x [H1C95] einen gewissen Hinweis auf BFKL-typisches Verhalten. Ein Unterscheidungskriterium ist hier durch die unterschiedliche k_T-Charakteristik zwischen DGLAP und BFKL gegeben.

1.6 Übergang zur Photoproduktion

Von großem Interesse ist der Übergangsbereich von der tiefinelastischen Streuung mit Impulsüberträgen Q^2 in der Größenordnung von einigen GeV^2 zur Photoproduktion, wo das ausgetauschte Photon mit $Q^2 \approx 0$ fast reell ist. Im allgemeinen werden Prozesse mit einer kleinen Skala, die keine Berechnung mit Hilfe der Störungstheorie zuläßt, als „weich" und solche mit großer Skala als „hart" bezeichnet. Der größte Teil der Photoproduktionsereignisse ist mit kleinen Transversalimpulsen „weichen" Prozessen zuzuordnen.

Bei der Photoproduktion werden *direkte* Prozesse, wo das Photon als punktförmiges Objekt wechselwirkt und *aufgelöste* Prozesse, wo das Photon eine hadronische Substruktur (*aufgelöstes Photon*) aufweist, unterschieden. Photoproduktionereignisse zeigen Ähnlichkeiten mit Hadron-Hadron-Kollisionen. DIS-Ereignisse können dagegen als Prozesse verstanden werden, wo das virtuelle Photon die hadronische Struktur des Protons „testet".

Der totale Photoproduktionsquerschnitt wird von weichen Prozessen dominiert. Hier gibt es im Gegensatz zur Photoproduktion von Jets oder zur tiefinelastischen Streuung keine harte Skala, die QCD-Störungsrechnung erlaubt. Stattdessen kann die phänomenologische Regge-Theorie ([Col77] gibt eine Einführung) zur Beschreibung der Photoproduktionsereignisse genutzt werden.

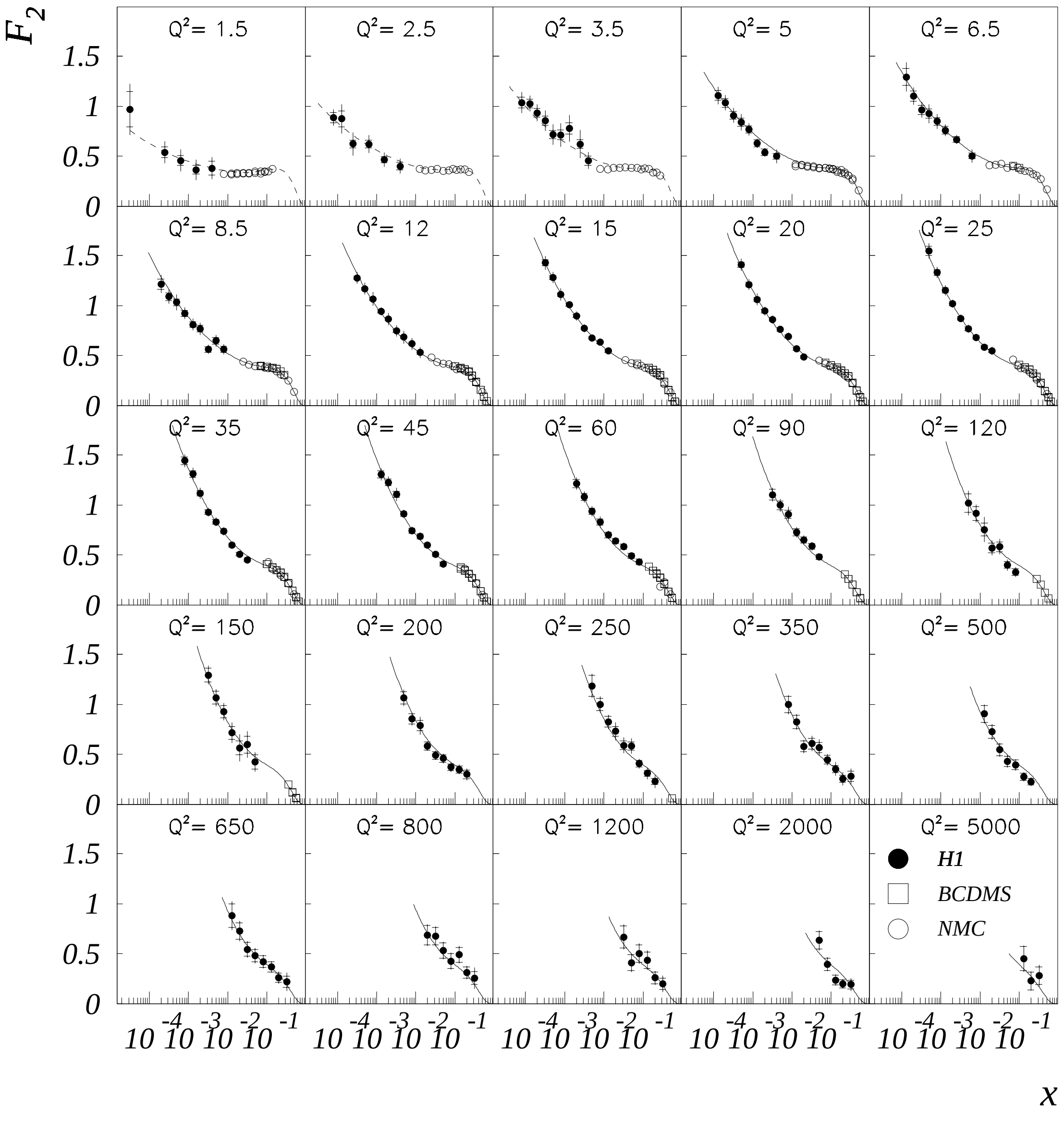

Abbildung 1.7: Die Protonstrukturfunktion F_2 als Funktion von x bei verschiedenen Q^2. Neben den von H1 im Jahr 1994 genommenen Daten, sind auch Ergebnisse von Festtarget-Experimenten gezeigt. Alle Daten werden sehr gut von einem QCD Fit beschrieben, der auf den NLO-DGLAP-Gleichungen basiert.

Das bisher gemessene Verhalten von F_2 bei kleinen Q^2 ($Q^2 \geq 1.5\,\mathrm{GeV}^2$) weicht jedoch von den Erwartungen aufgrund der Regge-Phänomenologie ab, die ein schwächeres Ansteigen von F_2 mit Q^2 bei kleinen x vorhersagt. Die Übergangsregion zwischen DIS und Photoproduktion ist also theoretisch nicht verstanden. Ziel des vorliegenden Experiments ist es, über diesen Bereich durch Messungen bei kleinen Q^2 genauere Informationen zu erhalten.

Einige Modelle, die zur Beschreibung der Übergangsregion dienen können, sollen in kurzer Form vorgestellt werden:

- **Das Modell von Donnachie und Landshoff (DoLa)**

  Das Modell von Donnachie und Landshoff [Don94] basiert auf der Regge-Theorie und bildet aus einer Summe zweier Regge-Trajektorien den folgenden Ansatz für die Strukturfunktion F_2 (hier etwas vereinfacht dargestellt):

  $$F_2(x, Q^2) \sim A(Q^2) x^{-(\alpha_{I\!P}-1)} + B(Q^2) x^{-(\alpha_{I\!R}-1)} \tag{1.32}$$

  Die Regge-Trajektorien mit den Achsenabschnitten $\alpha_{I\!P} = 1 + 0.08$ und $\alpha_{I\!R} = 1 - 0.45$ ergeben sich aus dem Austausch eines sogenannten „weichen Pomerons“ $I\!P$ bzw. „Reggeons“ $I\!R$. In dem Bereich kleiner x dominiert das „weiche Pomeron“.

- **Das Modell von Capella, Kaidalov, Merino und Tran-Than-Van (CKMT)**

  Das CKMT-Modell nach Capella, Kaidalov, Merino und Tran-Than-Van [Cap94] nimmt einen Pomeron-Austausch an, dessen effektiver Interzept bei $Q^2 = 0$ den Wert $\alpha^0_{I\!P} = 1 + 0.08$ annimmt und sich mit zunehmenden Q^2 folgendermaßen verhält:

  $$\alpha_{I\!P}(Q^2) = 1 + (\alpha^0_{I\!P} - 1)\left(1 + \frac{Q^2}{Q^2 + d}\right) \tag{1.33}$$

  Der Parameter d liegt etwa bei $1\,\mathrm{GeV}^2$. Unter Vernachlässigung weiterer Parameter kann für $F_2(x, Q^2)$ vereinfacht geschrieben werden:

  $$F_2(x, Q^2) \sim x^{-(\alpha_{I\!P}(Q^2)-1)} \tag{1.34}$$

  Im CKMT-Modell wird also im Gegensatz zu DoLa die x-Abhängigkeit von F_2 durch einen von Q^2 abhängigen Regge-Interzept beschrieben.

- **Das Modell von Badelek und Kwiecinski (BK)**

  Badelek und Kwiecinski (BK) [Bad92] setzen in ihrer Parametrisierung die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ aus zwei Anteilen zusammen:

$$F_2(x,Q^2) = F_2^{VDM}(x,Q^2) + F_2^{par}(x,Q^2) \tag{1.35}$$

Der erste Teil $F_2^{VDM}(x,Q^2)$ basiert auf dem Vektormeson-Dominanz-Modell, in dem das Photon als ein hadronisches System mit den Quantenzahlen eines Vektormesons beschrieben wird und einem partonischen Teil $F_2^{par}(x,Q^2)$, der sich aus der QCD-Störungstheorie ergibt. Aufgrund einer Q^2-abhängigen Gewichtung der beiden Anteile überwiegt bei kleinen Q^2 der erste Teil und bei größeren Q^2 oberhalb $1\,\text{GeV}^2$ der partonische Teil.

- **Das Modell von Abramowicz, Levin, Levy und Maor (ALLM)**

  Die ALLM-Parametrisierung von Abramowicz, Levin, Levy und Maor [Abr91] versucht den ganzen Phasenraum in x und Q^2 abzudecken. Dazu benötigt dieses Modell allerdings eine größere Anzahl von Parametern als in den anderen hier vorgestellten Modellen benutzt werden. In einer Kurzform läßt sich $F_2(x,Q^2)$ folgendermaßen darstellen:

$$F_2(x,Q^2) = \frac{Q^2}{Q^2 + M_0^2}\left(F_2^{I\!P}(x,Q^2) + F_2^{I\!R}(x,Q^2)\right), \tag{1.36}$$

  mit der effektiven Photonmasse M_0^2. Die Beiträge $F_2^{I\!P}$ und $F_2^{I\!R}$ resultieren aus einem Pomeron- bzw. Reggeon-Austausch.

- **Das Modell von Adel, Barreiro und Yndurain (ABY)**

  Das von Adel, Barreiro und Yndurain [Ade96] stammende Modell nutzt die QCD-Störungstheorie bis zu den kleinsten Q^2-Werten. Zusätzlich wird ein „härterer“ Beitrag für die Parametrisierung von F_2 eingeführt, der proportional zu x^{λ_s} mit einem von Q^2 unabhängigen Exponenten $\lambda_s = -0.48$ ist.

- **Das Modell von Glück, Reya und Vogt (GRV)**

  Das störungstheoretische Modell von Glück, Reya und Vogt [GRV95] geht von einer Partonverteilung bei einer sehr niedrigen Startskala $Q_0^2 = 0.34\,\text{GeV}^2$ aus und erlaubt Aussagen über die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ im Q^2-Bereich oberhalb von etwa einem GeV^2. Die Anfangsparametrisierung bei Q_0^2 startet mit einer valenzartigen Partonverteilung, die bei größeren Q^2 mit Hilfe des DGLAP-Formalismus zu kleinen x ansteigende Partonverteilungen erzeugt.

Kapitel 2

HERA und das H1-Experiment

Dieses Kapitel beschreibt die Hadron-Elektron-Ringanlage HERA mit den Vorbeschleunigern und einige ihrer Betriebsparameter der letzten Jahre. Danach wird ein Überblick vom H1-Detektor mit seinen Komponenten und dem H1-Triggersystem gegeben. Eine ausführliche Darstellung des H1-Detektors wird in [H1C96] gegeben. Eine detaillierte Beschreibung der für diese Arbeit besonders wichtigen rückwärtigen Detektorkomponenten erfolgt gesondert im anschließenden Kapitel 3.

2.1 Der HERA Speicherring

HERA wurde in den in den Jahren 1984 bis 1991 gebaut und dient seit Anfang 1992 als Basis für das Forschungsprogramm von DESY. Die als Doppelspeicherring ausgeführte Anlage bietet als weltweit einzige ihrer Art die Möglichkeit, Elektronen oder Positronen auf Protonen zu schießen. Eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$, bei Strahlenergien von $27.5\,\mathrm{GeV}$ für Elektronen und $820\,\mathrm{GeV}$ für Protonen, erlaubt damit Strukturuntersuchungen in einem etwa 10-fach höheren Energiebereich als bisher durchzuführen.

Die technisch unterschiedlichen Speicherringe sind in einem bis 30 m Tiefe unterirdisch gelegenen nahezu kreisförmigen Tunnelsystem von 6336 m Umfang übereinander angeordnet. Das Tunnelsystem ist über vier Hallen zugänglich. Zwei Hallen befinden sich an den Wechselwirkungszonen von HERA, wo die Strahlrohre über eine kurze Strecke zu einem zusammenlaufen und beide Teilchenstrahlen kollinear zur Kollision gebracht werden.

Um HERA mit Teilchen zu füllen, sind einige Vorbeschleuniger notwendig, die in Abbildung 2.1 gezeigt werden. Der Linearbeschleuniger LINAC II dient der Beschleunigung von Elektronen und Positronen auf eine Energie von jeweils 450 MeV. Zur Erzeugung von Positronen werden Elektronen mit 350 MeV auf einen Wolframkonverter gelenkt. Der nachgeschaltete Akkumulatorring PIA wird dann für Positronen zur Teilchenanreicherung verwendet. Die nächste Beschleunigerstufe stellt das Elektronen-Synchrotron DESY II dar, das Elektronen und Positronen

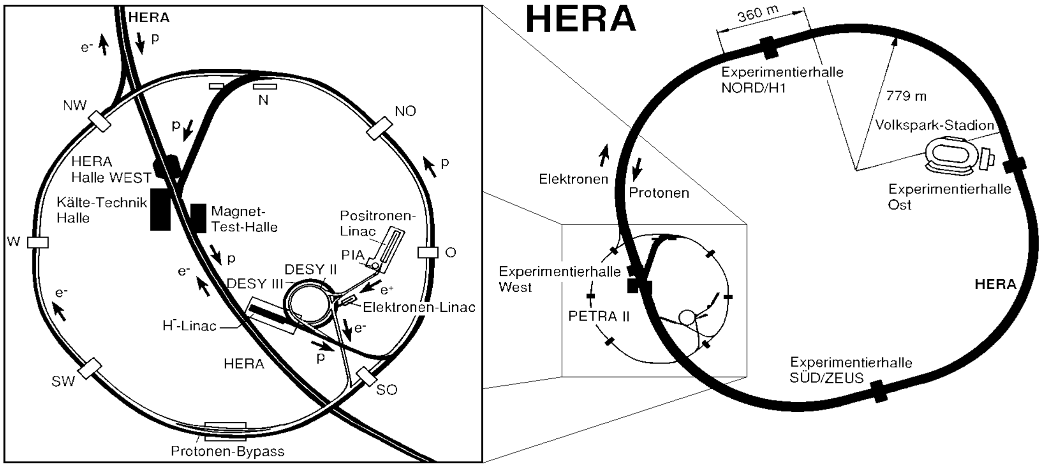

Abbildung 2.1: Skizze von HERA und dessen Vorbeschleunigern.

mit einer Endenergie von 7 GeV an PETRA II übergibt. PETRA II ist der letzte Vorbeschleuniger von HERA, in dem die Energie auf 12 GeV gesteigert wird. Als Protonenquelle wird atomarer Wasserstoff benutzt, aus dem negative Wasserstoffionen gewonnen werden. Diese werden von LINAC III auf Energien von 50 MeV gebracht und in das Protonensynchrotron DESY III zur Weiterbeschleunigung auf 7.5 GeV injiziert, wobei die Elektronenhüllen beim Durchtritt durch eine Folie abgetrennt werden. Danach übernimmt PETRA III die letzte Vorbeschleunigung auf 40 GeV, bevor die Protonen zu HERA geführt werden.

Zur Erreichung der hohen Strahlenergien von etwa 30 und 820 GeV der Elektronen bzw. Protonen, wird bei HERA supraleitende Technik mit Flüssighelium-Kühlung verwendet. Die bei den Protonen in den Kreissegmenten auftretenden großen Trägheitskräfte werden durch Magnetfeldstärken von 4.7 T kompensiert, die von supraleitenden Magneten erzeugt werden. Die erreichbaren Energien bei den Elektronen werden durch die Energieverluste durch Synchrotronstrahlung begrenzt. Diese Verluste wachsen mit der vierten Potenz der Strahlenergie. Leistungsverluste werden durch den teilweisen Einsatz supraleitender Hohlraumresonatoren minimiert. Die Teilchenstrahlen haben eine Paketstruktur mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns (10.4 MHz) zwischen den einzelnen Paketen. Die Hochfrequenz der Beschleunigungsstrecken beträgt circa 500 MHz für die Elektronen und 208 MHz für die Protonen. Einige technische Designwerte von HERA sind in einer Übersicht in Tabelle 2.1 aufgelistet, während Abbildung 2.2 die von Jahr zu Jahr gesteigerte von HERA gelieferte und vom H1-Detektor genutzte Luminosität zeigt.

Die vier HERA-Experimente H1, ZEUS, HERMES und HERA-B befassen sich mit einer Reihe von verschiedenen Themen. Da sowohl ein Elektron- als auch

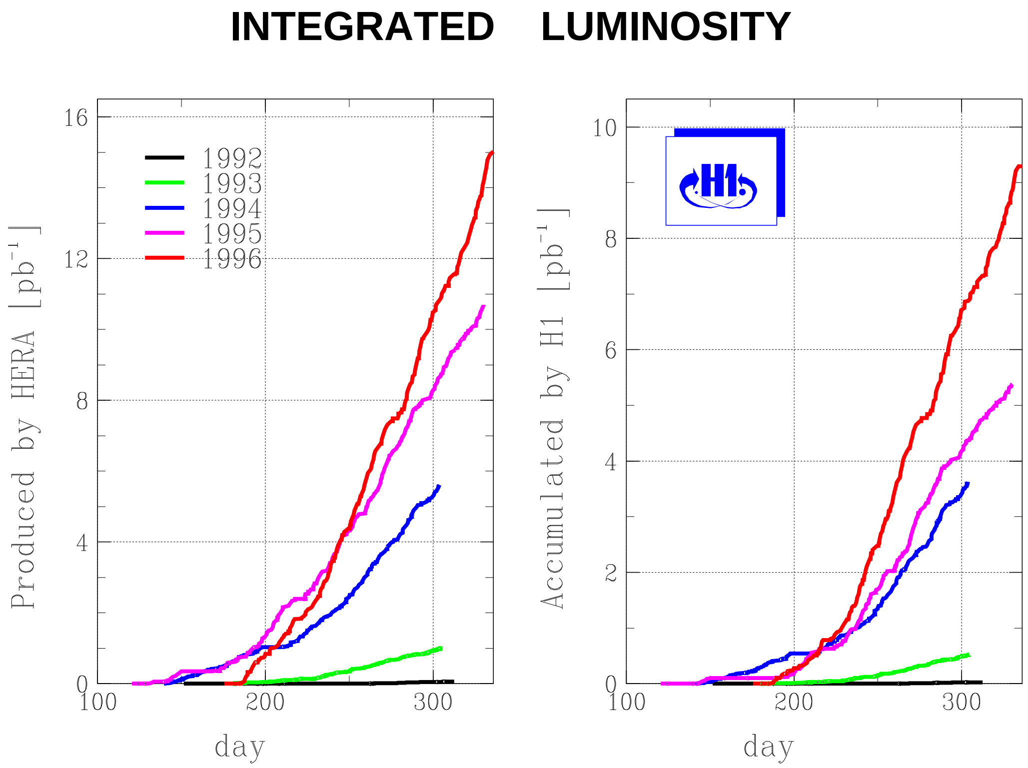

Abbildung 2.2: Dargestellt ist der Anstieg der Luminosität in den Jahren 1992 - 96, wie sie von HERA geliefert (links) und vom H1-Detektor genutzt wurde (rechts).

Designwerte HERA	**Protonenring**	**Elektronenring**
Energiebereich	$300 - 820$ GeV	$10 - 30$ GeV
Schwerpunktsenergie	bis 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 zwei Kreuzungen	96 ns	
Energieverlust pro Umlauf	$1.4 \cdot 10^{-10}$ MeV	127 MeV
Hochfrequenzleistung	1 MW	13.2 MW

Tabelle 2.1: Technische Designwerte von HERA.

ein Protonstrahl zur Verfügung stehen, gibt es neben der Strahlkollision auch die Möglichkeit, die jeweiligen Strahlen allein zu nutzen. Das wird von der HERMES-Kollaboration getan, die die bis etwa 60% polarisierbaren Elektronen ausnutzt und diese auf ein ebenfalls polarisiertes Gastarget schießt [Her95]. Physikalisches

Ziel von HERMES ist die Untersuchung der Spinstruktur des Protons. Erste Ergebnisse wurden dieses Jahr präsentiert. Das HERA-B Experiment nutzt dagegen ausschließlich den Protonenstrahl, in den ein Festtarget z.B. aus Kupfer oder Kohlenstoff positioniert wird [Her94]. In diesem Experiment, das sich noch in der Aufbau- und Testphase befindet, soll ab 1998 die CP-Invarianz im $B_0\overline{B_0}$-System untersucht werden.

Die Kollisionsexperimente H1 und ZEUS dienen zur Untersuchung der Ereignisse aus der ep-Streuung. Dabei werden folgende Hauptthemen behandelt:

- Protonstrukturfunktionen
- hadronische Energieflüsse und Jets
- Diffraktive Prozesse
- Photoproduktion
- Schwache Wechselwirkung
- Schwere Quarks
- Suche nach neuer Physik jenseits des Standardmodells

2.2 Der H1-Detektor im Überblick

H1 ist wie auch ZEUS ein Detektor, mit dem die Streuung von Elektronen an Protonen beobachtet wird. Der H1-Detektor ist in der Halle Nord des HERA-Ringes aufgebaut und hat bei einer Größe von etwa $12 \cdot 10 \cdot 15\,\mathrm{m}^3$ ein Gewicht von 2800 t. Er deckt bis auf das Strahlrohr nahezu vollständig den gesamten Raumwinkel von 4π ab. Da sich das Schwerpunktsystem von Protonen und Elektronen relativ zum H1-Laborsystem in Vorwärtsrichtung[1], d. h. in Flugrichtung der Protonen bewegt, wurde der Detektor asymmetrisch entworfen. Abbildung 2.3 zeigt den Aufbau des Hauptdetekors.

Der H1-Detektor ist aus verschiedenen Komponenten zusammengesetzt, Subdetektoren genannt, die das Strahlrohr und einige Strahlmagnete $\boxed{1}$ am Wechselwirkungspunkt in mehreren Lagen umgeben. Die innerste Lage wird vom zentralen Spurkammersystem $\boxed{2}$ gebildet, an das sich nach vorne die Vorwärtsspurkammern $\boxed{3}$ und nach hinten eine Rückwärtsdriftkammer (BDC) anschließen.

Die nächste Komponentenlage stellen die Kalorimeter dar. Das in einem Kryostaten $\boxed{15}$ befindliche Flüssigargon-Kalorimeter (LAr) deckt mit seinem elektromagnetischen $\boxed{4}$ und hadronischen Teil $\boxed{5}$ den zentralen und vorderen Bereich des Detektors ab. Dicht am Strahlrohr in Vorwärtsrichtung wird die Energiemessung vom PLUG-Kalorimeter $\boxed{13}$ ergänzt.

[1] „Vorwärts" heißt in Richtung der positiven z-Achse, die im H1-Koordinatensystem durch die Flugrichtung der Protonen definiert ist.

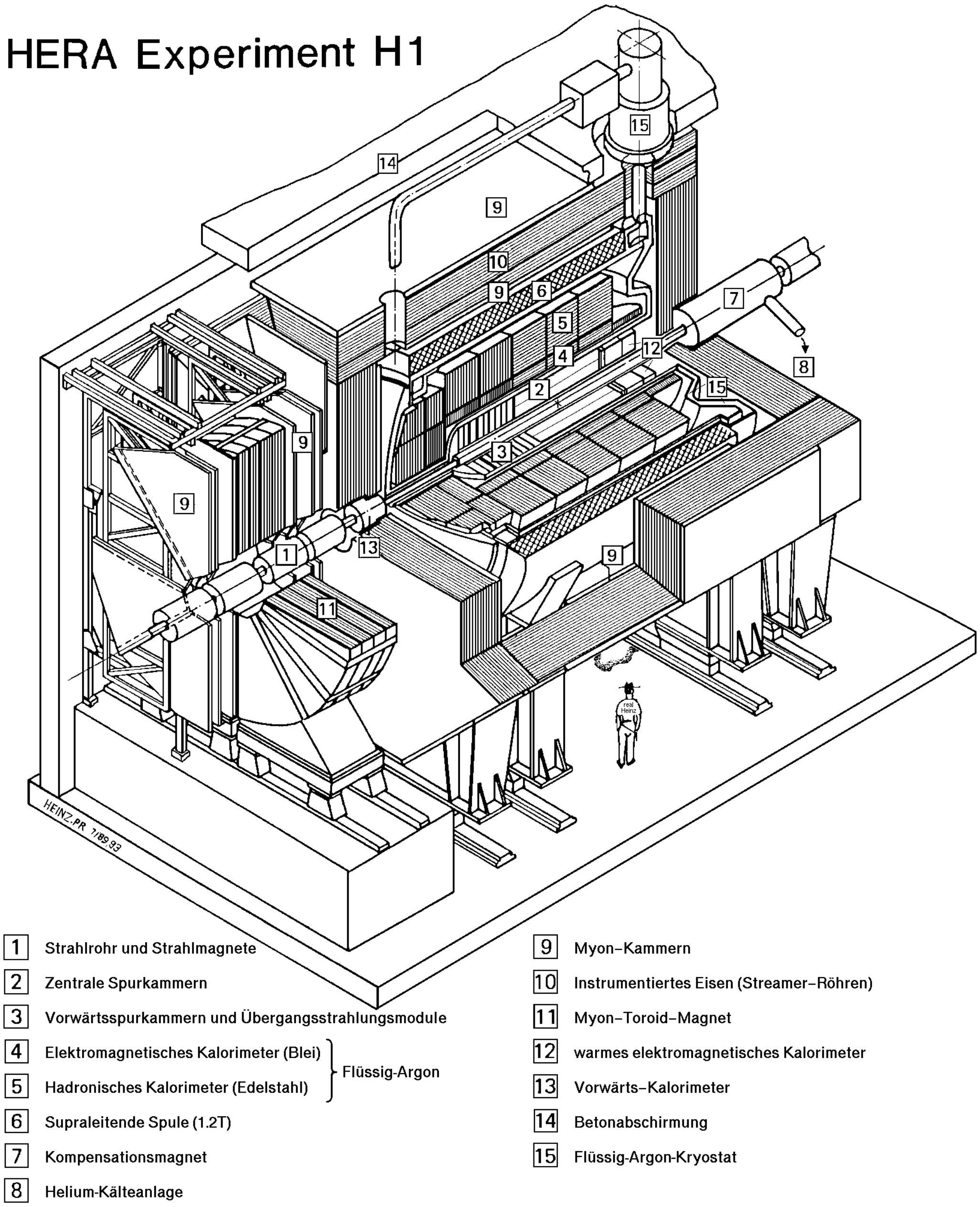

Abbildung 2.3: H1-Detektor mit seinen wichtigsten Komponenten, auf die im Text näher eingegangen wird. In dieser Darstellung erreichen die Protonen den Detektor von rechts und die Elektronen von links. Der Ursprung des rechtshändigen H1-Koordinatensystems liegt beim nominellen Wechselwirkungspunkt in der Mitte des zentralen Spurkammersystems des Detektors. Die x-Achse zeigt ins Ringinnere von HERA, die y-Achse im Bild nach oben und die z-Achse in Protonflugrichtung.

Seit 1995 befindet sich im rückwärtigen Bereich das SpaCal-Kalorimeter $\boxed{12}$, das in eine elektromagnetische und hadronische Sektion unterteilt ist. Der Kryostat ist von einem supraleitenden Solenoidmagneten $\boxed{6}$ umgeben, der im inneren Detektorbereich ein homogenes Feld von 1.15 T für die Ladungsbestimmung und Impulsmessung erzeugt.

Das instrumentierte Eisenjoch $\boxed{9}$, $\boxed{10}$ in der äußeren Lage des Detektors dient neben der Rückführung des magnetischen Flusses zur Messung von Myonenspuren und von in den Kalorimetern nicht vollständig absorbierten hadronischen Schauern. Im vorderen Bereich unterstützen die Myonkammern $\boxed{9}$ die Myonenmessung.

Der gesamte Detektor ist aus Sicherheitsgründen während den Betriebszeiten durch Betonblöcke strahlensicher nach außen abgeschirmt. In 2.3 ist das Luminositätssystem nicht abgebildet. Es besteht aus einem Elektron- und einem Photondetektor, die sich in Elektronrichtung außerhalb des Hauptdetektors bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ bzw. $z = -102.9\,\mathrm{m}$ befinden.

Im nächsten Abschnitt werden wichtige Komponenten des Zentral- und Vorwärtsbereichs näher beschrieben.

2.2.1 Die verschiedenen Subdetektoren

Das zentrale und vordere Spurkammersystem Ein System von Drift- und Proportionalkammmern, siehe Abbildung 2.4, dient der Identifikation geladener Teilchen, zur Messung ihrer Spuren und der Auslösung von Triggerentscheidungen.

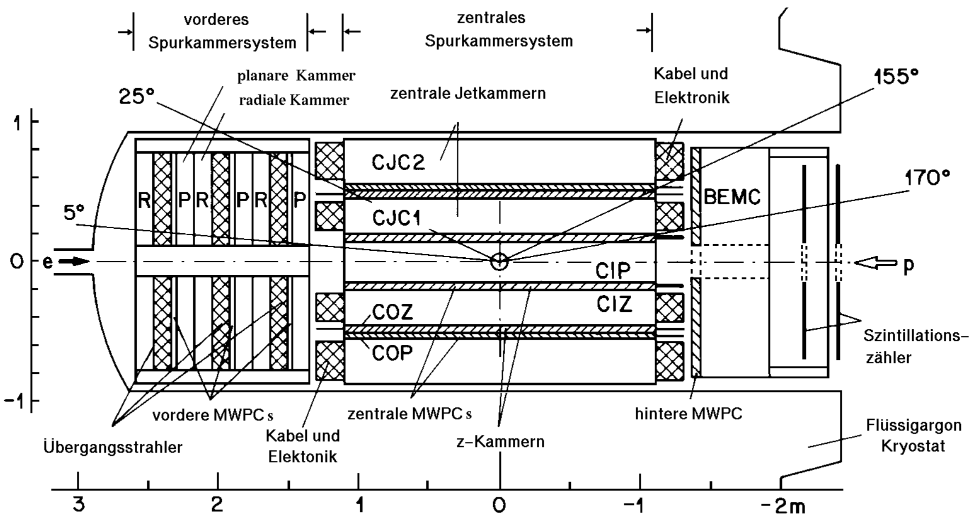

Abbildung 2.4: Anordnung des zentralen und vorderen H1-Spurkammersystems, der Rückwärtsbereich entspricht dem der Jahre bis 1994.

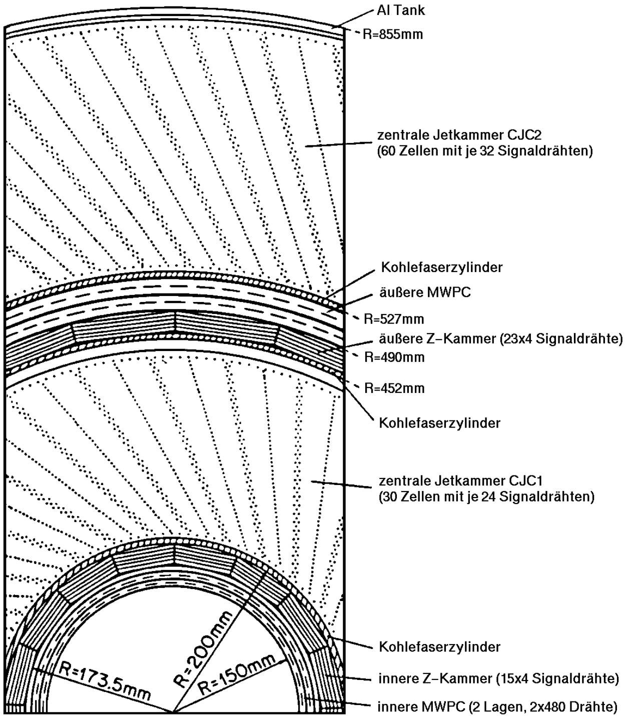

Abbildung 2.5: Radiale Ansicht eines Abschnitts des zentralen Spurkammersystems.

Das zentrale Spurkammersystem CTD[2], siehe Abbildung 2.5, ist konzentrisch um das Strahlrohr aufgebaut und setzt sich von innen nach außen aus CIP, CIZ, CJC1, COZ, COP und CJC2 zusammen und deckt einen Polarwinkelbereich von $25° < \Theta < 155°$ ab. Die Drähte der Jetkammern CJC1 und CJC2[3] sind parallel zur Strahlachse (z-Achse) gespannt und erlauben eine hohe Auflösung der Spurrekonstruktion in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr ($r\phi$-Ebene) von $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu$m. Eine Bestimmung der Ereigniszeit t_0 ist mit einer Genauigkeit von 1 ns möglich. Die Driftkammern CIZ und COZ[4] besitzen konzentrisch verlaufende Drähte und bestimmen die z-Koordinate der Ereignisvertices mit einer Genauigkeit von $\sigma_z = 260\,\mu$m. Vieldraht-Proportionalkammern CIP und COP[5] können schnelle Triggersignale bereitstellen und sind in der Lage zwischen verschiedenen Strahlpaket-Kollisionen (bunch crossings) zu unterscheiden.

Der Winkelbereich von $7° < \Theta < 25°$ wird vom vorderen Spurkammersystem

[2]**CTD** = **C**entral **T**racking **D**evice
[3]**CJC**= **C**entral **J**et **C**hamber
[4]**CIZ**, **COZ** = **C**entral **I**nner, **O**uter **z**-Chamber
[5]**CIP**, **COP** = **C**entral **I**nner, **O**uter **P**roportionalchamber

FTD[6] abgedeckt, das aus jeweils drei gleichartigen Modulen zusammengesetzt ist. Jedes Modul ist in Richtung größer werdender Abstände zum Wechselwirkungspunkt aus einer planaren Driftkammer, einer Vieldraht-Proportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsdetektor und schließlich einer radialen Driftkammer aufgebaut.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter Das Flüssig-Argon-Kalorimeter LAr weist einen Akzeptanzbereich von $4° < \Theta < 153°$ auf und befindet sich in einem zylindrischen Kryostaten, der das zentrale und vordere Spurkammersystem umfaßt. Das in Samplingbauweise ausgeführte Kalorimeter ist mit dem gekühlten flüssigen Ionisationsmedium Argon gefüllt, das die Absorberplatten aus Blei für den feiner segmentierten elektromagnetischen Teil und die Stahlplatten des hadronischen Teils umgibt. Die Absorberplatten sind jeweils mit Hochspannungselementen und Ausleseelektroden versehen. Abbildung 2.6 zeigt den Aufbau und die Modularisierung des Kalorimeters im Längsschnitt.

Im Gegensatz zum selbstkompensierenden Hauptkalorimeter des ZEUS-Detektors, der mit Uran- und Szintillatorplatten ausgerüstet ist, liefern im H1-Kalorimeter hadronische Schauer geringere Signale als elektromagnetische Schauer gleicher Energie. Die hohe Granularität des Kalorimeters (über 44000 Auslesekanäle) erlaubt jedoch bei der Signalrekonstruktion die unterschiedlichen Schauerentwicklungen zu berücksichtigen und gegebenenfalls eine Energiekorrektur durchzuführen. Um möglichst vollständig Teilchenschauer absorbieren zu können, besitzt der elektromagnetische Teil des Kalorimeters vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen eine Tiefe von 20-30 Strahlungslängen X_0 und das gesamte Kalorimeter eine Tiefe von 5-8 hadronische Wechselwirkungslängen λ. Bei Teststrahlmessungen wurde eine Energieauflösung von $\sigma_e(E)/E = 0.12/\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.01$ für Elektronen und $\sigma_\pi(E)/E = 0.50/\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.02$ für Pionen bestimmt [H1C93].

Das PLUG-Kalorimeter Das kompakte PLUG-Kalorimeter hat die Aufgabe, die Akzeptanz $(0.6° < \Theta < 4°)$ im vorderen Bereich des Detektors zwischen LAr und Strahlrohr hin zu erhöhen und dort hadronische Energieflüsse meßbar zu machen. Desweiteren stellt das PLUG Vetosignale bei dem Nachweis von Strahluntergrundereignissen zur Verfügung. Es besteht aus Kupferabsorberplatten und Siliziumzählern in acht Ebenen (vergl. Abb. 2.7).

Das Luminositätssystem Ereignisse des Bremsstrahlungsprozesses (Bethe-Heitler-Prozess) $ep \rightarrow ep\gamma$ werden im Luminositätssystem (siehe Abb. 2.8), das auf Kristall-Ĉerenkovzählern basiert, mit hoher Rate nachgewiesen und dienen bei bekanntem Wechselwirkungsquerschnitt zur Bestimmung der Luminosität während des Beschleunigerbetriebs. Vom Elektron kollinear abgestrahlte Photonen treffen dabei auf den Photondetektor PD, der sich in Elektronstrahlrichtung bei

[6]**FTD** = **F**orward **T**racking **D**evice

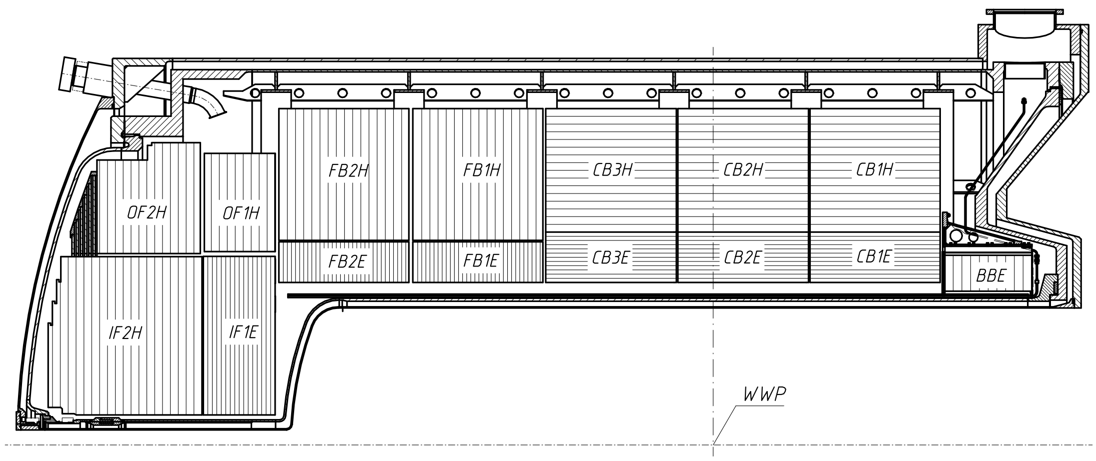

Abbildung 2.6: Die obere Hälfte des Flüssig-Argon-Kalorimeter im Längsschnitt.

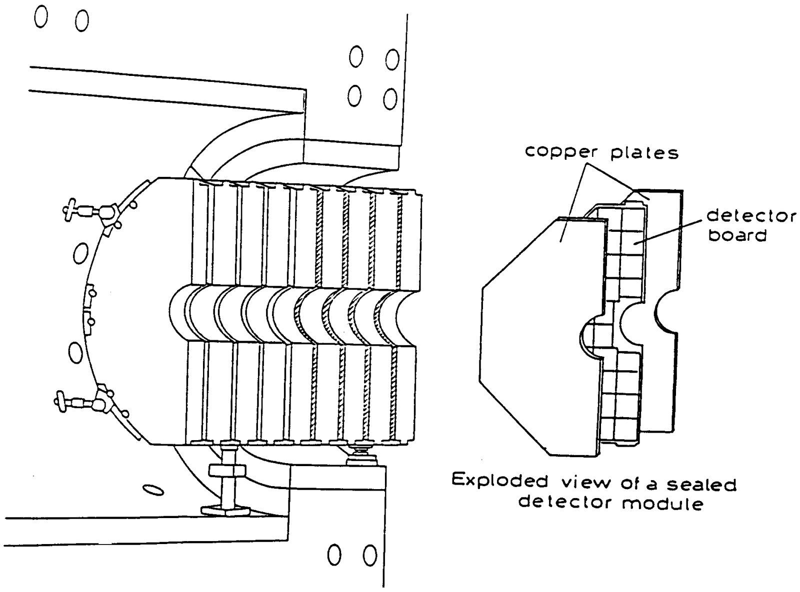

Abbildung 2.7: Darstellung des PLUG-Kalorimeters.

$z = -102.9\,\mathrm{m}$ befindet. In Koinzidenz deponieren die von Strahlmagneten abgelenkten Elektronen ihre Energie in den Elektronentaggern ET, bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ und seit 1995 auch bei $z = -44\,\mathrm{m}$. Der sogenannte ET44 bei $z = -44\,\mathrm{m}$ ist ein Prototyp, der in späteren Jahren durch zwei andere Elektrontagger zur Erhöhung der Akzeptanz ersetzt werden soll.

Das Luminositätssystem wird außerdem als Strahlmonitor für die HERA-Strahlkontrolle genutzt und dient dem Nachweis von schwach gestreuten Elektronen aus Photoproduktionsereignissen, sowie der Messung von Photonen, die im Anfangszustand der ep-Wechselwirkung abgestrahlt werden.

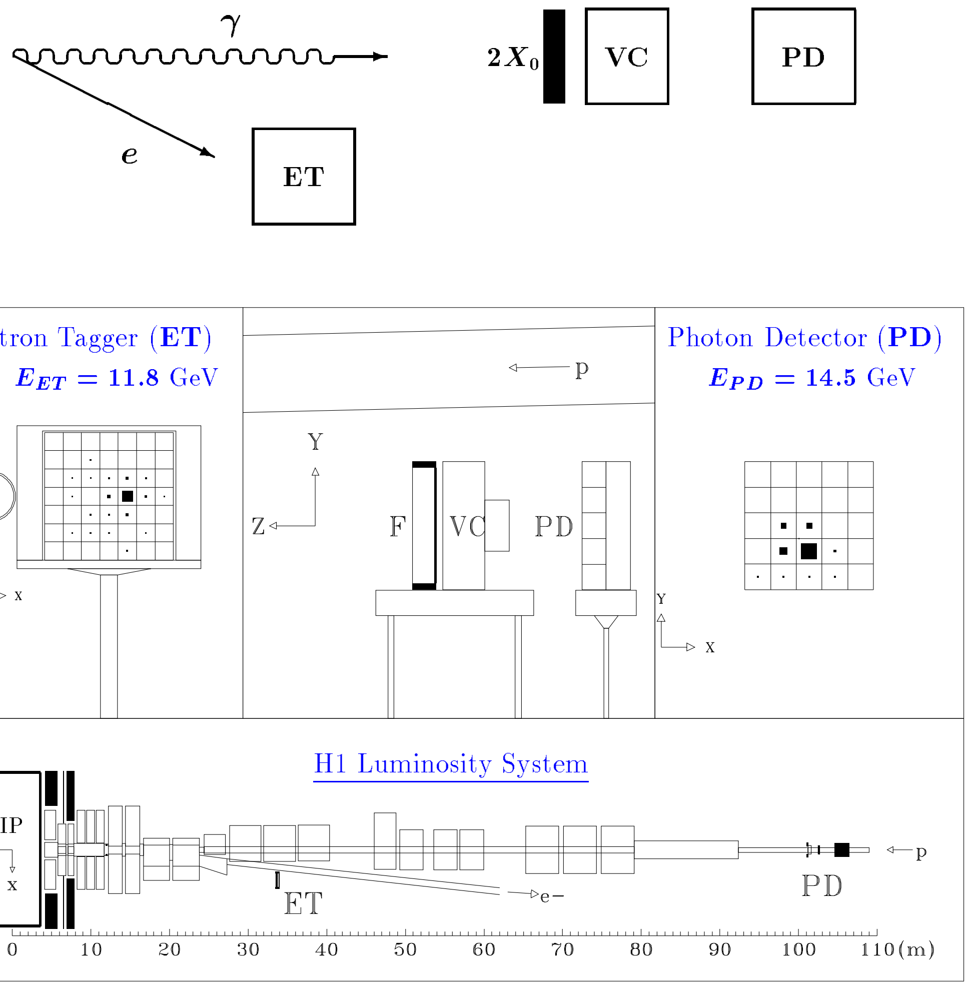

Abbildung 2.8: Prinzipskizze des H1-Luminositätssystems.

2.2.2 Das Triggersystem

Das elektronische Triggersystem von H1 spielt eine wichtige Rolle in der Datennahme. Seine Aufgabe besteht in der Trennung physikalisch interessanter Ereignisse von wesentlich häufiger auftretenden störenden Fremdreaktionen („Untergrundereignisse"). Idealerweise unterdrückt das Triggersystems alle Untergrundereignisse und löst für die ausgewählten Ereignisse die Datenaufzeichnung aus. Neben elektronischem Rauschen stellen die strahlinduzierten Ereignisse durch Synchrotronstrahlung des Elektronstrahls und Wechselwirkungen des Protonstrahls mit dem Restgas und der Strahlrohrwand die Untergrundquellen mit der größten Rate dar. Myonen der kosmischen Höhenstrahlung überwiegen ebenfalls die ep-Kollisionsereignisse, werden jedoch für Kalibrationszwecke teilweise separat aufgezeichnet.

Auf die relevanten Untergrundquellen für die Analyse dieser Arbeit wird in Kapitel 5 eingegangen. Im folgenden werden die verschiedenen Online-Stufen L1 bis L4 und die Offline-Stufe L5 des H1-Triggersystems erläutert. Die Offline-Stufe L5, die neben der Ereignisrekonstruktion auch eine Ereignisklassifikation darstellt, wird exemplarisch anhand der Physikklassen für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung (DIS) in einem späteren Abschnitt näher beschrieben.

Die erste Triggerstufe L1 Der L1-Trigger bildet aus teilweise ausschließlich für den Zweck des Triggerns benutzten Signalen der verschiedenen Detektorkomponenten logische Bedingungen, die in sogenannten *Triggerelementen* kodiert sind. Um möglichst wenig physikalisch interessante Ereignisse zu verlieren, ist die erste Triggerstufe totzeitfrei ausgelegt. Im Prinzip müßte der L1-Trigger innerhalb von 96 ns eine Entscheidung treffen, ob die zu einem Kollisionsintervall gehörenden Signale sinnvoll sind oder Untergrund darstellen. Da jedoch nicht alle Detektorkomponenten genügend schnelle Signale liefern können, werden diese ohne Informationsverlust in einer elektronischen Pipeline bis zu einer Tiefe von 24 Kollisionsintervallen zwischengespeichert. Die zentrale Triggerlogik (CTL) verknüpft dann spätestens nach $24 \cdot 96\,\mathrm{ns}$ die Triggerelemente, die jeweils dem gleichen Kollisionszeitpunkt entsprechen, mittels verschiedener logischer Bedingungen zu 128 sogenannten *Subtriggern*. Eine positive Triggerentscheidung wird gefällt, sobald wenigstens ein Subtrigger erfüllt ist. Die Datennahme wird dann unterbrochen, die Pipeline wird ausgelesen und die Signale werden in den nächsten Triggerstufen weiter geprüft. Erst zu diesem Zeitpunkt entsteht Totzeit im Triggersystem.

Die jeweiligen Subtrigger sind für verschiedene Zwecke entworfen. Neben den Subtriggern, die für unterschiedliche physikalische Ereignistopologien entwickelt sind, dienen sogenannte Monitortrigger mit weniger scharfen Bedingungen zur Effizienzbestimmung. Da die Datennahmekapazität begrenzt ist (1995 auf eine Rate von etwa 30 Hz), müssen viele Subtrigger mit Untersetzungsfaktoren versehen werden, so daß der jeweilige Subtrigger nur nach einer festgelegten Anzahl von erfüllten Bedingungen eine positive Triggerentscheidung auslösen kann.

Die Triggerstufen L2 und L3 Die nächsten beiden Triggerstufen L2 und L3 basieren jeweils sowohl auf topologischen Konzepten als auch auf neuronalen Netzen. Sie sollen nach der positiven L1-Entscheidung eine weitere Datenreduktion mit Hilfe von topologischen Signalen verschiedener Detektorkomponenten durchführen. Beide Triggerstufen sind bis 1995 noch nicht aktiv an der Datennahme beteiligt gewesen. Während die L2-Triggerstufe inzwischen implementiert ist und mit H1-Daten 1995 getestet werden konnte, wird der L3-Trigger noch entwickelt. Steigt die von HERA gelieferte Luminosität in den nächsten Jahren weiter wie geplant, wächst auch die Notwendigkeit der effektiven und schnellen Datenreduktion, so daß diesen Triggerstufen in Zukunft eine wichtige Rolle zukommen wird.

Die Triggerstufe L4 Die letzte Online-Triggerstufe L4 besteht aus einer Prozessorfarm mit 32 parallel arbeitenden Prozessoren. Hier werden die Entscheidungen der vorhergehenden Stufen mit einer höheren Detailgenauigkeit überprüft. Filterprogrammen steht nun die gesamte Detektorinformation zur Verfügung, und es wird eine Teilrekonstruktion der Ereignisse durchgeführt. Eine positive Triggerentscheidung auf dieser Stufe weist das Auslesesystem an, die digitalisierten Detektorsignale als Rohdaten auf Magnetbändern aufzuzeichnen. Von den zu verwerfenden Ereignisse werden 1% zur Bestimmung der Effizienz dieser Triggerstufe in gesonderten Datensätzen gespeichert.

Die Triggerstufe L5 Die Offline-Triggerstufe L5 führt eine vollständige Rekonstruktion der akzeptierten Rohdaten durch, sobald einzelne Magnetbänder beschrieben sind. Nach einer Rekonstruktion der Teilinformationen der einzelnen Subdetektoren werden diese miteinander kombiniert. Auch auf dieser Stufe wird noch eine Selektion der Daten in einer Klassifikation durchgeführt. Ereignisse, die nicht klassifiziert werden können, werden verworfen und gelangen nicht in die sogenannten POT-Datensätze[7]. Auch hier wird ein kleiner Teil von 1% zur Bestimmung der Effizienz der Triggerstufe L5 in gesonderten Datensätzen gespeichert.

Die Daten liegen zuletzt auch auf schnell zugänglichen Festplatten in Form sogenannter DSTs[8] der Datenanalyse zur Verfügung.

2.2.3 Rekonstruktionsmethoden

Die kinematischen Variablen x, y und Q^2 (vgl. Abschnitt 1.2.1) werden mit Hilfe von Meßgrößen berechnet. Die Redundanz des H1-Detektors erlaubt verschiedene Methoden der Berechnung. In dieser Arbeit werden für die Bestimmung der Strukturfunktion F_2 als Funktion von x, Q^2 und y die sogenannte Elektronmethode und die Σ-Methode benutzt. Die Doppelwinkel-Methode wird zur Kontrolle der Energiekalibration des H1-Rückwärtskalorimeters verwendet (siehe [Mey97]):

[7]**POT** = **P**hysical **O**utput **T**ape
[8]**DST** = **D**ata **S**ummary **T**ape

- **Die Elektronmethode**

  In der Elektronmethode werden allein Polarwinkel Θ und Energie E' des gestreuten Elektrons, sowie die Energien von Elektron- und Protonstrahl E bzw. E_P benutzt.

$$y_e = 1 - \frac{E'}{E} \sin^2(\Theta/2) \tag{2.1}$$

$$Q_e^2 = 4EE' \cos^2(\Theta/2) = \frac{E'^2 \sin^2(\Theta)}{1 - y_e} \tag{2.2}$$

$$x_e = Q_e^2 / s y_e \tag{2.3}$$

  Diese Methode bietet die beste Auflösung in x und Q^2 bei großen Werten von y. Die Ungenauigkeit der kinematischen Variablen steigt jedoch mit abnehmenden y an (siehe dazu Kapitel 4).

- **Die Σ-Methode**

  Die Σ-Methode kombiniert zur Berechnung der kinematischen Variablen sowohl Meßgrößen des Elektrons als auch des hadronischen Endzustands [Bas94]. Die Summe $\sum := \sum_h E_h - p_{z,h}$ über alle hadronischen Endzustandsteilchen h ist weitgehend unabhängig von den Verlusten im Strahlrohr in Protonstrahlrichtung. Die Größe E_h bezeichnet die Energie und $p_{z,h}$ die longitudinale Impulskomponente des jeweiligen hadronischen Endzustandsteilchen h. Experimentell wird $\sum$ durch eine Summation über alle Kalorimeterzellen mit hadronischem Energiegehalt bestimmt.

$$y_\Sigma = \frac{\sum}{\sum + E'(1 - \cos\Theta)} \tag{2.4}$$

$$Q_\Sigma^2 = \frac{E'^2 \sin^2(\Theta/2)}{1 - y_\Sigma} \tag{2.5}$$

$$x_\Sigma = Q_\Sigma^2 / s y_\Sigma \tag{2.6}$$

  Mit dieser Methode kann die F_2-Bestimmung gegenüber der Elektronmethode zu kleineren Werten von y wegen der dort besseren Auflösung erweitert werden.

- **Die Doppelwinkel-Methode**

  Die Doppelwinkel-Methode, die auf der Messung des Polarwinkels des Elektrons Θ und dem Winkel Θ_h des sogenannten Stromjets beruht, der im Quarkpartonmodell die Richtung des an der Streuung teilnehmenden Quarks angibt, ist unabhängig von einer genauen Energiemessung. Aus diesem Grund wird sie insbesondere für die Kontrolle der Energiekalibration der Kalorimeter benutzt.

$$y_{DW} = \frac{\tan(\Theta_h/2)}{\tan(\Theta/2) + \tan(\Theta_h/2)} \tag{2.7}$$

$$Q^2_{DW} = 4E^2 \cdot \frac{\cot(\Theta/2)}{\tan(\Theta/2) + \tan(\Theta_h/2)} \tag{2.8}$$

$$x_{DW} = Q^2_{DW}/s y_{DW} \tag{2.9}$$

Kapitel 3

Der verbesserte H1-Rückwärtsbereich

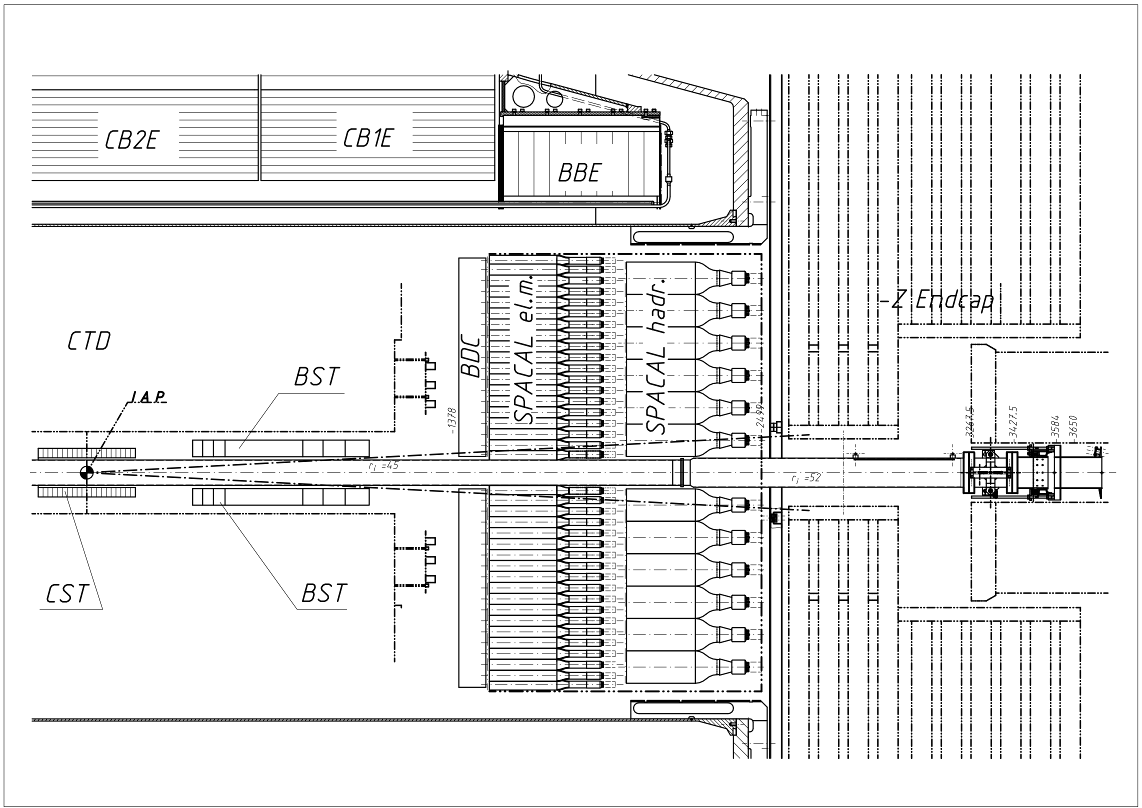

Abbildung 3.1: Die verbesserte H1-Rückwärtsregion mit BST, BDC und dem in elektromagnetische und hadronische Sektion unterteilten SpaCal im Jahr 1995.

Nachdem im letzten Kapitel der H1-Detektor im Überblick und einige Komponenten in kurzer Form erläutert wurden, soll nun aufgrund seiner Wichtigkeit für diese Analyse der im Winter 94/95 verbesserte, in Abbildung 3.1 in der Seitenansicht gezeigte H1-Rückwärtsbereich, ausführlicher beschrieben werden. Hauptelemente sind ein neues Kalorimeter und eine neue Driftkammer. Der ebenfalls neue, bisher nur teilweise fertiggestellte rückwärtige Siliziumstreifenzähler BST[1] zur Bestimmung von Durchstoßpunkten von unter sehr großen Winkeln Θ gestreuten Elektronen wurde noch nicht bei der Ereignisrekonstruktion eingesetzt. Zusätzlich wurde das bisherige Strahlrohr durch ein im Durchmesser verringertes (d= 9 cm) mit einer Dicke von 0.02 Strahlungslängen ersetzt.

3.1 SpaCal — das neue Kalorimeter

3.1.1 Zielsetzung

Ziel der Verbesserung der rückwärtigen Detektorregion war sowohl die Erweiterung des kinematisch messbaren Bereichs zu sehr kleinen x und Q^2, als auch eine genauere Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 mit verkleinerten systematischen Fehlern.

Um kleinere Werte von x und Q^2 messen zu können, müssen unter großen Winkeln Θ gestreute Elektronen nachgewiesen werden, wie Abbildung 3.2 der kinematischen Ebene verdeutlicht. Aus diesem Grund wurde besondere Aufmerksamkeit auf die innere Region des SpaCal dicht am Strahlrohr gelegt. Die Winkelakzeptanz dicht am Strahlrohr konnte so bei nominellem Vertex von 176° [Ban96] beim früheren Kalorimeter BEMC auf 177.8° mit dem neuen Kalorimeter SpaCal vergrößert werden. Bei in Protonrichtung um 70 cm verschobenem Vertex werden Winkel bis 178.3° (BEMC: 177° [Buc96]) akzeptiert.

Eine wichtige Rolle bei der genauen Bestimmung der Strukturfunktion F_2 spielt die Rekonstruktion der kinematischen Variablen x, y und Q^2 aus Energie und Streuwinkel des gestreuten Elektrons. Wie in Kapitel 4 erläutert wird, konnten die Vorgaben von 2% Energieauflösung bei einer Elektronenenergie von 30 GeV und einer Winkelauflösung von $1-2$ mrad bzw. eine Ortsauflösung von wenigen Millimetern für die geforderte genaue Bestimmung von F_2 eingehalten werden.

Während mit dem BEMC aufgrund seiner geringen Tiefe hadronische Aktivität im Rückwärtsbereich nur schlecht gemessen werden konnte, sollte dies mit dem SpaCal, das in eine elektromagnetische und eine hadronische Komponente unterteilt ist und eine Tiefe von zwei hadronischen Wechselwirkungslängen λ aufweist, wesentlich verbessert werden.

Eine weitere wichtige Forderung betrifft die ausreichende Unterscheidung von Elektronen und geladenen Hadronen im SpaCal, um Photoproduktionsereignisse erkennen zu können, die bei kleinen Streuenergien einen großen Untergrund für DIS-Ereignisse darstellen. Bei diesen Ereignisse verbleiben die gestreuten Elektronen im Strahlrohr und Hadronen können als Elektronen mißidentifiziert werden. Aufgrund der besseren Ortsauflösung durch eine verfeinerte Granularität bietet

[1] **BST** = **B**ackward **S**ilicon **T**racker

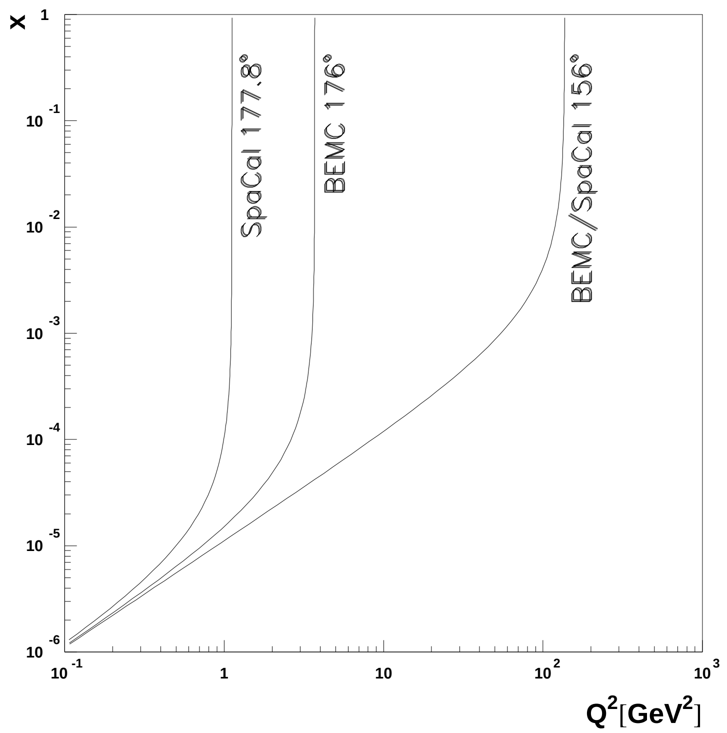

Abbildung 3.2: Vergleich der Akzeptanzen in der kinematischen $x - Q^2$-Ebene von altem (BEMC) und neuem Kalorimeter (SpaCal) bei nominellem Vertex – die Linien entsprechen konstanten Streuwinkeln Θ.

das SpaCal gegenüber dem BEMC bessere Möglichkeiten, Elektronen von hadronischen Endzustandsteilchen zu unterscheiden und so Photoproduktionsereignisse zu erkennen und zu verwerfen.

Um den relativ zu den ep-Ereignissen zeitverschobenen protonstrahlinduzierten Untergrund schon auf der ersten Triggerstufe zu unterdrücken, hat das SpaCal eine Zeitauflösung unter 1 ns.

3.1.2 Aufbau

Die H1-Kollaboration hatte zunächst zwei verschiedenen Möglichkeiten für den Bau eines neuen Kalorimeters ins Auge gefaßt. Es wurden Prototypmodule sowohl mit Bleiglastechnik mit PbF_2 als Čerenkovstrahler, als auch mit „Spaghetti"-Technik gebaut. Die Optionen zeigten in Testuntersuchungen vergleichbare Eigenschaften und erfüllten beide die gestellten Anforderungen. Durchgesetzt hat sich schließlich aufgrund der zu erwartenden niedrigeren Kosten die „Spaghetti"-Technik.

Spaghetti-Technik Eine besondere Art der Kalorimeterbauweise — Szintillationsfasern als aktives Material in einer passiven Absorbermatrix aus Blei — wurde 1981 das erste Mal vorgeschlagen [Per81] und seitdem in einige Prototypen, sowie kompletten Kalorimetern [Her90, Sim92] verwirklicht. Derzeit werden auch Untersuchungen für Einsätze von Spaghetti-Kalorimetern am LHC[2] (CERN) unternommen.

Bei dem hier beschriebenen SpaCal sind die Szintillationsfasern parallel zu Elektron- und Protonstrahl ausgerichtet und dicht von Blei umgeben, wie in der Abbildung 3.3 zu erkennen ist. Das Blei sorgt als passiver Absorber mit hoher Dichte und großer Kernladungszahl $Z = 82$ für eine kompakte Ausbildung elektromagnetischer bzw. hadronischer Schauer. Der in den Fasern deponierte Energieanteil erzeugt Szintillationslicht, das anschließend in Schauerrichtung in den Fasern durch Totalreflexion zu den Ausleseeinheiten transportiert wird. Die Ausleseeinheiten bestehen beim SpaCal aus optischen Lichtsammlern und Photomultipliern. Die Doppelfunktion der Fasern — Lichterzeugung und Lichtleitung — konnte für eine kompakte Bauweise des Kalorimeters genutzt werden.

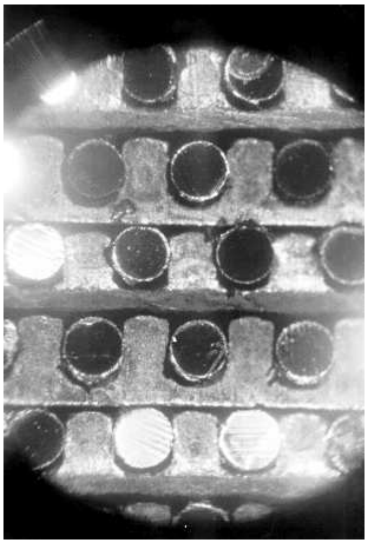

Abbildung 3.3: Photographie der Blei/Faser-Matrix der elektromagnetischen Sektion. Die der Auslese entgegengesetzten Faserenden sind zum Zweck der Lichtverstärkung mit einer reflektierenden Aluminiumschicht versehen. Die runden Szintillationsfasern haben einen Durchmesser von 0.5 mm.

Das Kalorimeter ist longitudinal in eine elektromagnetische und eine hadronische Sektion mit jeweils unabhängiger Auslese unterteilt und erlaubt damit eine Optimierung der Energieauflösung von Elektronen bei gleichzeitig verbesser-

[2]**LHC** = **L**arge **H**adron **C**ollider

ter Meßbarkeit hadronischer Aktivität. Es wurden jeweils verschiedene Granularitäten, Faserdurchmesser und Blei/Faser-Volumenverhältnisse gewählt, um den unterschiedlichen Anforderungen zu genügen.

Die elektromagnetische Sektion (Abb. 3.4) hat gegenüber dem vorigen Rückwärtskalorimeter eine wesentlich verfeinerte Granularität. Hatte das BEMC 472 Signalkanäle aus 88 Modulen mit einer Modulquerschnittsfläche von $160 \times 160\,\mathrm{mm}^2$, stehen nun 1192 Zellen mit Querschnittsflächen von $40.5 \times 40.5\,\mathrm{mm}^2$ zur Verfügung. Zudem ist die Zellquerschnittsfläche gut dem Moliere-Radius ($R_M = 25\,\mathrm{mm}$) angepaßt. Dies erlaubt eine bessere Ortsauflösung und Elektron-Pion-Separation.

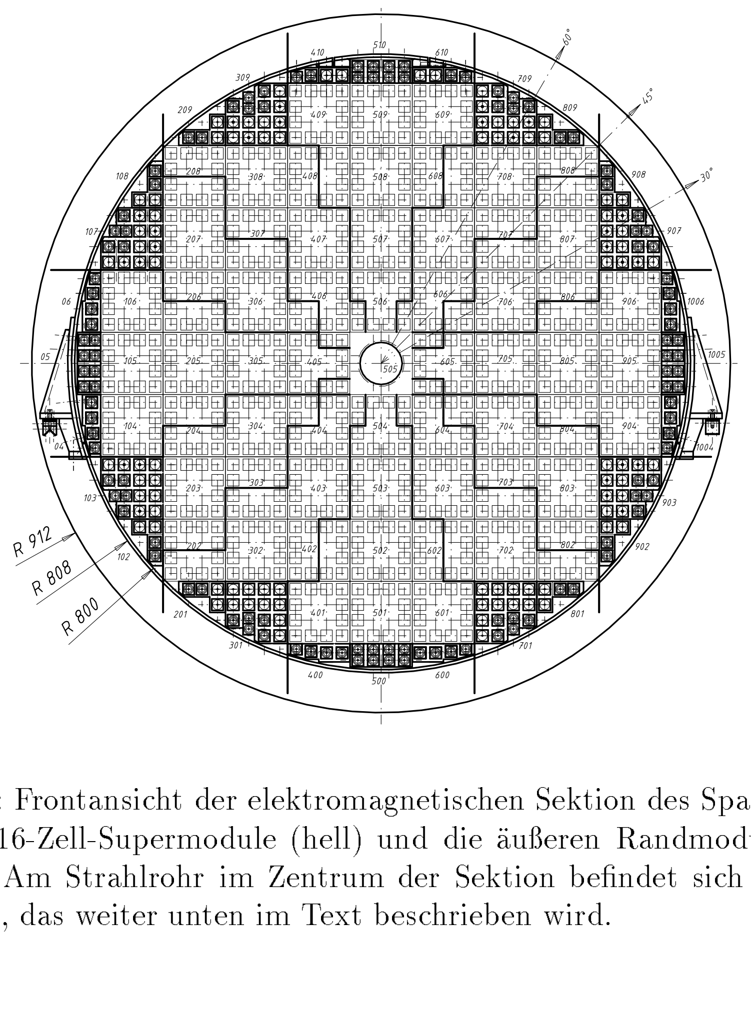

Abbildung 3.4: Frontansicht der elektromagnetischen Sektion des SpaCal. Es sind die regulären 16-Zell-Supermodule (hell) und die äußeren Randmodule (dunkel) eingezeichnet. Am Strahlrohr im Zentrum der Sektion befindet sich ein Spezialmodul (Insert), das weiter unten im Text beschrieben wird.

Nach einer Rechnung von [RD91] ergibt sich folgender einfacher Zusammenhang zwischen Energieauflösung, Faserdurchmesser d und Blei/Faser-Volumenverhältnis

R:

$$\delta E/E = 6.5\% \frac{\sqrt{Rd/[\mathrm{mm}]}}{\sqrt{E/[\mathrm{GeV}]}} \tag{3.1}$$

Technische Realisierbarkeit und nötige Kompaktheit des SpaCal haben zu einem Faserdurchmesser von $d = 0.5\,\mathrm{mm}$ und einem Blei/Faser-Volumenverhältnis von $R = 2,3 : 1$ und damit zu einer guten Energieauflösung nahe $7\%/\sqrt{E}$ geführt.

Kleinste Baueinheit ist ein 2-Zell-Submodul, siehe Abb 3.5. Jedes dieser 2-Zell-Submodule besteht aus 52 gestapelten Bleiplatten in dessen auf die Oberseite eingewalzten Rillen jeweils 90 Fasern eingelegt sind. Ein 2-Zell-Submodul hat eine Querschnittesfläche von $81.0 \times 40.5\,\mathrm{mm}^2$ und eine aktive Länge von 250 mm. Am Ausleseende sind die Fasern jeder Zelle separat mit Hilfe eines Aluminiumrahmens gebündelt und mit einem geschwärzten Epoxidkleber verklebt. Die Faserenden sind zum Zwecke eines homogenen Lichtaustritts poliert. Die gestapelten Bleiplatten sind von einem $60\,\mu\mathrm{m}$ dünnen Klebeband stabilisierend umwickelt.

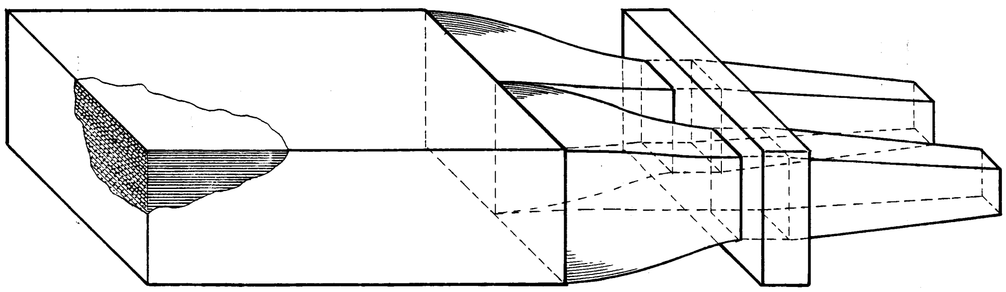

Abbildung 3.5: Prinzipskizze eines 2-Zell-Submoduls – von links nach rechts: Blei/Faser-Matrix, Faserbündelzone mit Bündelrahmen und abschließendem Lichtmischer.

Jeweils acht 2-Zell-Submodule sind zu einem Supermodul genannten 16-Zellmodul mit der Querschnittsfläche von $162.0 \times 162.0\,\mathrm{mm}^2$ zusammengefaßt. Die horizontale oder vertikale Orientierung der 2-Zell-Submodule ist von der Einbauposition des Supermoduls im SpaCal abhängig. Dies dient der Vermeidung von sogenanntem „Channelling", wo die Schauerachse parallel zu einer Symmetrieebene der Blei/Faser-Matrix verlaufen kann und je nach Lage der Schauerachse die Materialdichte schwankt und entsprechend die Höhe der erzeugten Signale. Die mechanische Stabilität der Supermodule wird durch das Zusammenfügen der 2-Zell-Submodulbündelrahmen in einen 16 Zellen umfassenden Aluminiumrahmen und durch das Umwickeln der Supermodule mit zwei Lagen von dünnem Klebeband gewährleistet. Die Frontflächen der Supermodule werden von einer Schicht

Schaumstoff, die Unebenheiten der Blei/Faser-Matrix ausgleicht und einer $50\,\mu$m dicken Stahlfolie geschützt.

Neben den regulären Supermodulen kommen in den Außenzonen des SpaCal verschiedene Modultypen mit teilweise abweichenden Zellgrößen und Außenformen zum Einsatz. Dies dient der Anpassung an die runde Querschnittsfläche des gesamten SpaCal. Ingesamt setzt sich die elektromagnetische Sektion aus 60 regulären 16-Zell-Supermodulen, acht 15-Zell-Supermodulen und 20 Randmodulen mit vier oder acht Zellen zusammen.

Das Insert (Abb. 3.6) hat als besonderes an die Geometrie des Innenbereichs am Strahlrohr angepaßtes Supermodul den Zweck, unter großen Winkeln Θ nahe 180° gestreute Elektronen meßbar zu machen. Es besteht aus vier baugleichen Quadranten, die erst an der Einbauposition am Strahlrohr im H1-Detektor zusammengefügt wurden. Das Insert besitzt die gleichen äußeren Abmessungen wie ein reguläres 16-Zell-Supermodul. Die Zellen des Inserts haben jedoch reduzierte Querschnittsflächen. Die vier innersten Zellen bilden einen Ring um das Strahlrohr und werden als Vetolage bezeichnet. Sie dienen der Feststellung von Energieverlusten in Richtung Strahlrohr. Die Innenseite des Inserts wird von einer 2 mm dicken Tantalschicht bedeckt, die Schutz vor Synchrotronstrahlung und mechanische Stabilität bietet.

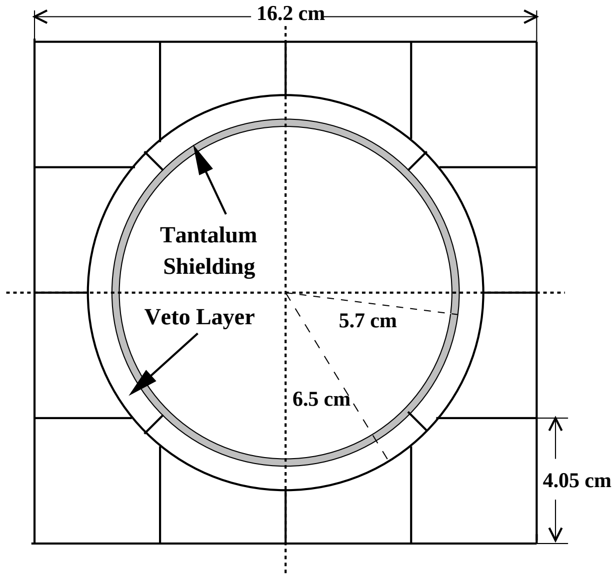

Abbildung 3.6: Frontansicht des Insert. Es sind die Tantalschutzschicht gegen Synchrotronstrahlung, die 4-teilige Vetolage und die 12 übrigen vom quadratischen Querschnitt abweichenden Zellen zu erkennen.

Die hadronische Sektion des SpaCal (Abb. 3.7) hatte 1995 eine Granularität von 128 Zellen (ab 1996 mit zusätzlichen 8 Randzellen auf 136 Zellen vervollständigt). Die gegenüber der elektromagnetischen Sektion geringere Granularität ist den weniger kompakten hadronischen Schauern angepaßt und zudem billiger. Es wurden Faserdurchmesser von 1 mm und ein Blei/Faser-Volumenverhältniss von 3.4:1 verwendet. Die 120 regulären 1-Zellmodule haben eine Querschnittsfläche von $119.3 \times 119.0\,\mathrm{mm}^2$ und sind jeweils aus 65 gestapelten Bleiplatten aufgebaut. In deren beidseitiges Rillenprofil sind 54 Fasern und damit pro Modul insgesamt 3510 Fasern eingelegt. Im Jahr 1995 hatten 8 Randmodule eine der runden Außenform des SpaCal angepaßte Querschnittsfläche. Diese Zahl wurde Anfang 1996 auf 16 Randmodule erhöht.

Im folgenden sollen die Szintillationsfasern und die für die Lichtauslese benutzten Photomultiplier genauer beschrieben werden.

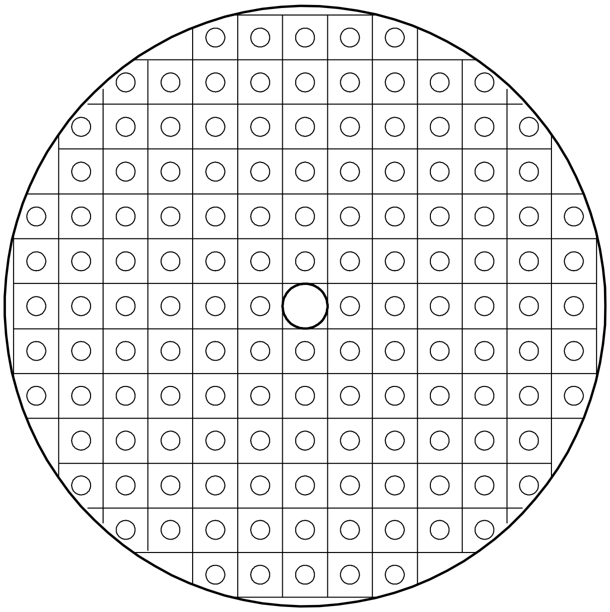

Abbildung 3.7: Frontansicht der hadronischen Sektion mit 136 Auslesezellen – die Kästchen und Kreise zeigen die Zellen und deren Photomultiplier an. Im Zentrum der Sektion ist das Strahlrohr angedeutet.

Die Szintillationsfasern, die sowohl der Lichterzeugung, als auch der Lichtleitung dienen, haben maßgeblichen Anteil an den Eigenschaften des gesamten Detektors. Nach umfangreichen Tests wurden die Fasern BCF-12 des Herstellers BICRON mit den Durchmessern 0.5 und 1 mm für die elektromagnetische bzw. hadronische Sektion ausgewählt. Sie genügen den gestellten optischen und mechanischen Anforderungen hinsichtlich Lichtausbeute, Abschwächungslänge, Strahlenhärte, mechanischer Toleranz sowie Streuung dieser Eigenschaften in den Produktionschargen (für Einzelheiten siehe [Bar94, Wal93, Cva95]). Durch Schwärzung der Faseroberfläche nahe dem Ausleseende wurde sogenanntes Mantellicht (siehe Abb. 3.8) mit sehr kurzer Abschwächungslänge, das sich durch Totalreflexion an der äußeren Oberfläche entlang der Faser ausbreitet, unterdrückt. Eine Erhöhung von Lichtausbeute und Abschwächungslänge wurde durch Verspiegelung der Faserfrontflächen erreicht. Um ein einfaches Einlegen der Fasern und genügende Stabilität zu erreichen, wurden sie mit Hilfe eines dünnen Streifen Klebstoffs in den Bleiplatten fixiert.

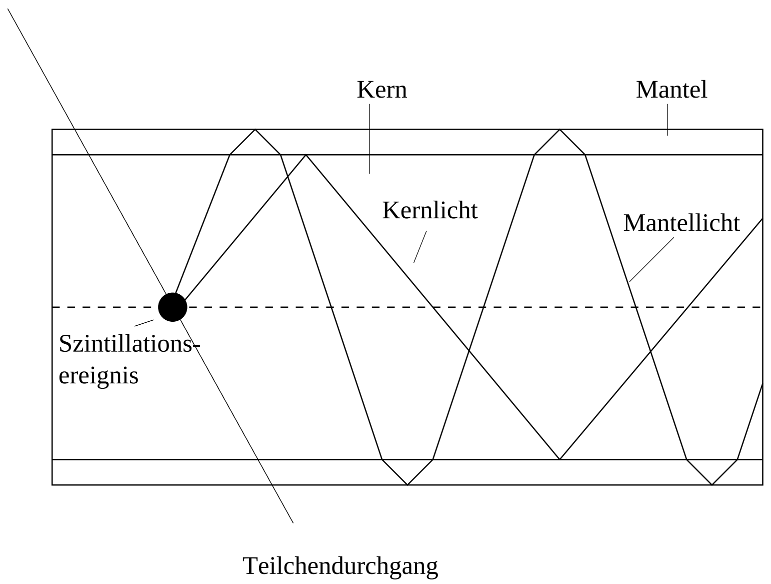

Abbildung 3.8: Skizze einer Szintillationfaser im Längsschnitt. Der innere Kern der Faser mit einem Brechungsindex von 1.60 ist von einer 0.015 mm dicken Mantelschicht mit dem Brechungsindex 1.49 umgeben. Kernlicht pflanzt sich per Totalreflexion an der Grenzschicht Kern/Mantel und Mantellicht an der Grenzschicht Mantel/Umgebung fort.

Die Photomultiplier, die in zwei verschiedenen Größen in den beiden Sektionen des SpaCal als Ausleseeinheiten eingesetzt werden, sind in besonderer Bauweise von Hamamatsu Photonics (Japan) gefertigt. Sie sind für die Anwendung in hohen Magnetfeldern entwickelt worden und enthalten in einem evakuierten Glaskörper eine halbtransparente Bialkali-Photokathode und eine Reihe feiner, paralleler Netzdynoden (siehe auch Abb. 3.9).

Im H1-Magnetfeld von 1.2 T erreichen diese Photomultiplier einen ausreichenden Verstärkungsfaktor von etwa 10^4. Ein wichtiger Vorteil von Photomultipliern gegenüber Photodioden, wie sie im BEMC benutzt wurden, liegt in ihrem geringen Rauschen und ihrer guten Zeitauflösung. Dies gibt die Möglichkeit, mit dem SpaCal minimal ionisierende Teilchen (MIPs) zu messen und Flugzeitinformationen

Abbildung 3.9: Photographie eines Hamamatsu Fine-Mesh-Photomultipliers. In dem evakuierten Glaskörper mit einem Lichteintrittsfenster (oben) befindet sich die Bialkali-Photokathode (im Bild verdeckt) und eine Reihe parallel angeordneter Netzdynoden. Unten am Photomultiplier sind Signal- und Hochspannungsanschlüsse zu erkennen.

zur Untergrundunterdrückung zu benutzen. Da die Oberflächen der Photokathoden teilweise große Inhomogenitäten aufweisen, befindet sich vor jedem Photomultiplier ein Lichtmischer in Form eines Pyramidenstumpfs aus Plexiglas. Dieser hat die Aufgabe aus den Faserbündeln austretendes Licht jeder Zelle zu konzentrieren, gleichzeitig über das Eintrittsfenster der Photokathode gleichmäßig zu verteilen und somit eine Verschlechterung der Energieaufösung zu verhindern.

Die Eigenschaften des SpaCal sind in Tabelle 3.1 aufgelistet, für weitere technische Einzelheiten siehe auch [App95, App96, Gor96, Mue94, Nic96]. Die Energie-, Orts- und Winkelauflösung wird in Kapitel 4 näher erläutert.

3.1.3 Auslesesystem und Triggerfunktion

Die elektronische Signalerzeugung des SpaCal beginnt mit dem jedem Auslesekanal zugeordneten Photomultiplier. Dessen Photokathode setzt unter auftreffendem Szintillationslicht Elektronen frei. In dem darauffolgenden 15-stufigen Dynodensystem wird jeweils mittels Sekundärelektronenemission eine Erhöhung der Elektronenanzahl erreicht.

	Elektromagnetische Sektion	Hadronische Sektion
Gesamtdurchmesser	1600 mm	1600 mm
Aktive Länge	250 mm	250 mm
Zellquerschnitt	$40.5 \times 40.5\,\mathrm{mm}^2$	$120 \times 120\,\mathrm{mm}^2$
Zellanzahl	1192	128 (136 im Jahr 1996)
Winkelbereich	$152° \leq \Theta \leq 177.5°$	$159° \leq \Theta \leq 178°$
Photomultipliertyp	Hamamatsu R5505/6	Hamamatsu R2490-06
Blei/Faser-Verhältnis	2.27 : 1	3.41 : 1
Fasertyp	Bicron BCF-12	Bicron BCF-12
Faserdurchmesser	0.5 mm	1.0 mm
Strahlungslänge X_0	9.1 mm	8.5 mm
Molière-Radius R_M	25.5 mm	24.5 mm
Wechselwirkungslänge λ	250 mm	246 mm
Energieauflösung für $e^\pm$	$\frac{(7.1\pm0.2)\%}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} \oplus (1.0 \pm 0.1)\%$	$\frac{(12.5\pm3.0)\%}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} \oplus (3.8 \pm 2.2)\%$
Ortsauflösung für $e^\pm$	$\frac{(4.4\pm0.4)\,\mathrm{mm}}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} + (1.0 \pm 0.2)\,\mathrm{mm}$	-
Winkelauflösung für $e^\pm$	$\leq 2\,\mathrm{mrad}$	-
Zeitauflösung	$(0.38 \pm 0.03)\,\mathrm{ns}$	$\leq 1\,\mathrm{ns}$

Tabelle 3.1: Einige wichtige Eigenschaften der SpaCal-Sektionen. Nähere Erläuterungen zu Energie-, Orts- und Winkelauflösung finden sich in Kapitel 4.

Das erzeugte Photomultipliersignal wird zunächst noch in dem aufsteckbaren Spannungsteiler von einer Ausgangskapazität integriert und von einem doppelten Emitterfolger über ein 17 m langes Koaxialkabel zu der Elektronik nahe dem Detektor geleitet, wo ein Teil des eigentlichen Auslesesystems lokalisiert ist. Ein weiterer Teil befindet sich in der Elektronikhütte des H1-Detektors.

Das SpaCal dient neben der Energiemessung auch zur Messung von Ereigniszeiten sowie zur Wahrnehmung einer Triggerfunktion. Deshalb werden die von den 1192 elektromagnetischen und 128 hadronischen Auslesekanälen stammenden Ausgangssignale dreifach aufgespalten. In dem SpaCal-Auslesesystem werden die Signale jeweils entsprechend der Aufgabenstellung in den drei Zweigen 'Energie', 'Zeit' und 'Trigger' bearbeitet, wie Abbildung 3.10 illustriert.

Die Energiemessung: Die den Energiezweig durchlaufenden Signale werden zunächst in einer 'Delay line' um $2.5\,\mu$s verzögert und dann für eine präzise Energiemessung in einem 'Slow Shaper' zu Signalen mit großer Zeitkonstante von 500 ns umgeformt. In den 'Analog-to-Digital-Convertern' (ADC) werden die bis hierher analogen Signale mit einer 12 bit Auflösung, d.h. in 4096 Kanäle digitalisiert. Darauffolgende 'Digital-Signal-Prozessoren' (DSP) führen eine Pedestal-Subtraktion

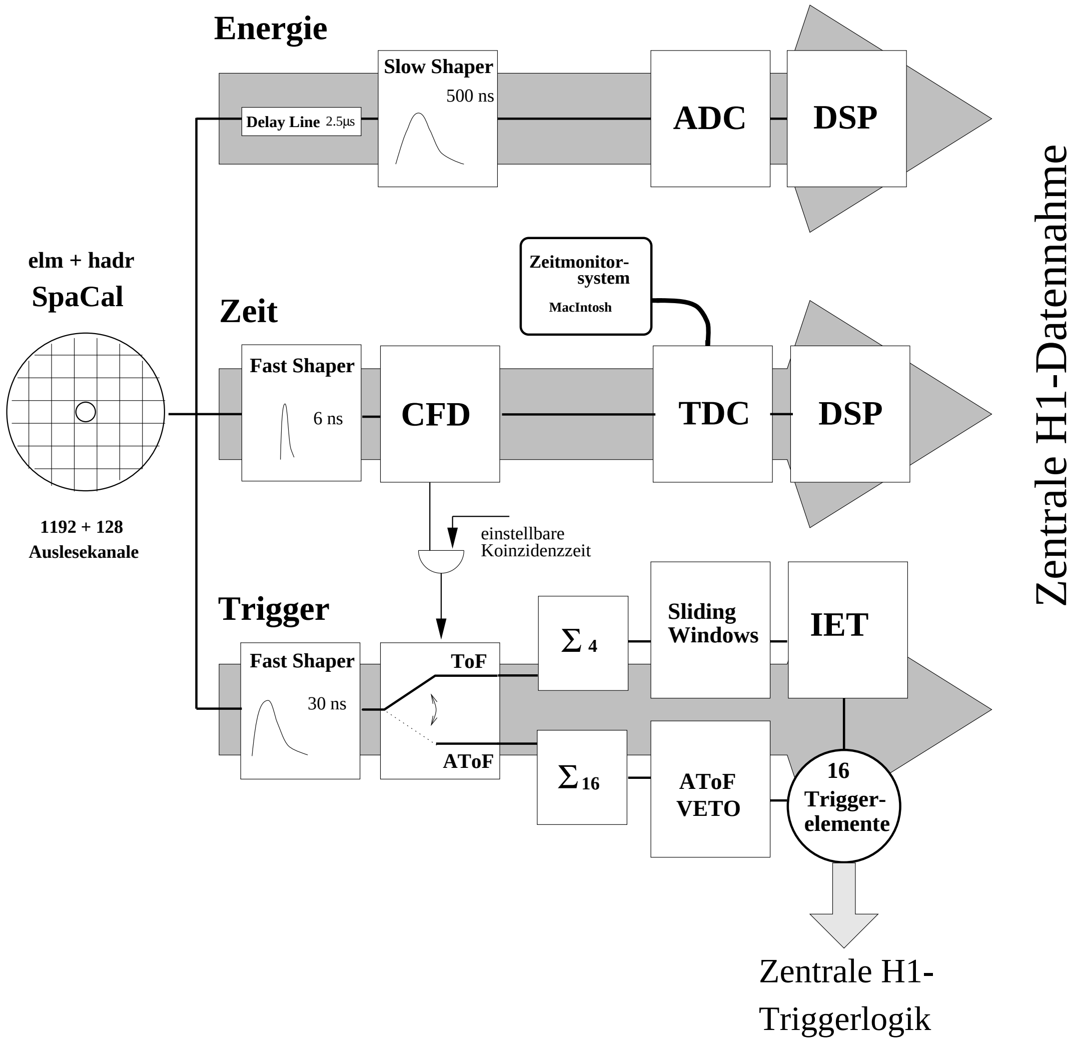

Abbildung 3.10: Die drei Zweige des SpaCal-Auslesesystems: **Energie**, **Zeit** und **Trigger**.

mit Nullunterdrückung und eine Nummerierung durch, die eine Zuordnung zu den jeweiligen Auslesekanälen ermöglicht. Die derart prozessierten Signale werden anschließend dem zentralen H1-Datennahmesystem zugeführt.

Die Zeitmessung: Im Gegensatz zum Energiezweig des SpaCal-Auslesesystems werden im Zeitzweig die Signale für eine exakte Zeitbestimmung der Ereignisse zunächst in einem 'Fast Shaper' zu sehr kurzen Signalen mit einer Halbwertsbreite von 6 ns umgeformt. Regelbare 'Constant Fraction Discriminatoren' (CFD) erzeugen dann aus den analogen Signalen weitgehend unabhängig von deren Pulshöhen digitale Signale. Die Zeitdifferenzen zwischen den in den CFD generierten digitalen Signalen und dem Referenzsignal der sogenannten HERA-Clock, die synchron zur Abfolge der Teilchenpakete läuft, werden anschließend in 'Time-to-Digital-Convertern' (TDC) mit einer Auflösung von 1 ns gemessen. Als letzte Stufe folgt auch hier die Verarbeitung der digitalisierten Signale in DSPs, bevor sie an das zentrale H1-Datennahmesystem übergeben werden. Der Zeitzweig bietet ein Zeitmonitorsystem mit dem online u.a. Ereignisraten und TDC-Spektren auf einem MacIntosh-PC kontrolliert werden können.

Die Triggerfunktion: Für eine ausreichend genaue Energiebestimmung erhalten die in einem 'Fast Shaper' umgeformten Signale eine Halbwertsbreite von 30 ns. Mittels einer programmierbaren Koinzidenzlogik wird bestimmt, ob die im Zeitzweig gemessenen Ereigniszeiten sich innerhalb eines Zeitfensters um die erwartete Flugzeit eines Teilchens aus einer ep-Kollision befinden. Signale im Zeitfenster werden dem ToF-Zweig zugeordnet, Signale außerhalb des Zeitfensters dem AToF-Zweig. Mit Hilfe der im AToF-Zweig gemessenen Energien - die Einträge von jeweils 16 Zellen werden summiert - kann auch niederenergetischer Untergrund bis zu minimal ionisiernden Teilchen (Mips) erkannt und verworfen werden. Das Ergebnis eines Vergleichs mit einstellbaren Energieschwellen wird in Form von Triggerelementen zur zentralen H1-Triggerlogik geleitet.

Der ToF-Zweig des SpaCal-Trigger ist der Messung von Elektronen angepaßt. Hier wird die Energie von jeweils 2×2 Zellen der elektromagnetischen SpaCal-Sektion aufsummiert. Je 2×2 solcher Summen, also die Signale von 16 Auslesekanälen bzw. Zellen, bilden dann einen Triggertower. Das Konzept des **inklusiven Elektrontriggers**, kurz **IET** genannt, beruht nun auf dem Prinzip der 'sliding windows', siehe auch Abbildung 3.11. Diese werden durch verschiedene Kombinationen von 2×2 Summen zu 320 geometrisch überlappenden Triggertowern gebildet. Dieses Prinzip gestattet es, die elektromagnetische Schauer mit ausreichender Genauigkeit zu lokalisieren und deren Energie zu messen. Das vom IET generierte Signal wird anschließend mit drei ortsabhängigen Triggerschwellen verglichen. Die Unterteilung trägt den mit abnehmendem Abstand vom Strahlrohr zunehmenden Untergrundraten Rechnung. Tabelle 3.2 zeigt die im Jahr 1995 eingestellten Schwellen für die drei Bereiche *Zentrum*, *Mitte* und *Außen* des SpaCal. Auch hier wird das Ergebnis des Vergleichs in Form von Triggerelementen zum zentralen H1-Trigger geleitet, um gegebenenfalls Zeit und Energie des Ereignisses auszulesen.

Neben der Auslese der durch ep-Kollisionen oder durch Untergrundereignisse erzeugten Signale, werden auch sogenannte Slow-Control Ereignisse verarbeitet. Diese Signale dienen der Systemüberwachung des SpaCal. Kontrolliert werden u.a. über eine Anzahl Sensoren die Temperaturentwicklung des SpaCal in der Nähe der wärmeempfindlichen Photomultiplier, die möglichen Schwankungen der Trig-

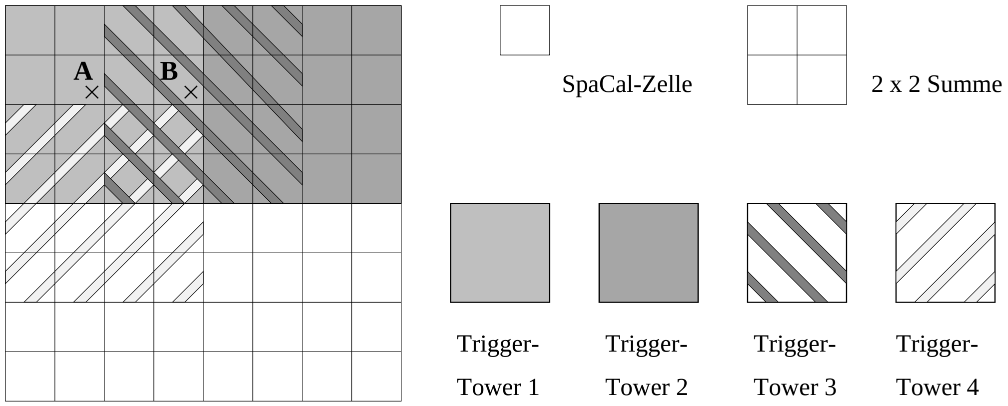

Abbildung 3.11: Illustration des *sliding windows*-Algorithmus. Die Energiedeposition eines Teilchens am Ort B zwischen den Triggertowern 1 und 2 kann aufgrund der *sliding windows* optimal von Triggertower 3 erfaßt werden.

	IET > 0	IET > 1	IET > 2
Zentrum	4 GeV	6 GeV	15 GeV
Mitte	2 GeV	3.5 GeV	15 GeV
Außen	1 GeV	2 GeV	15 GeV

Tabelle 3.2: Die drei ortsabhängigen Energieschwellen des inklusiven Elektrontriggers IET, wie sie im Jahr 1995 eingestellt waren.

gerschwellen, sowie der HV-Zustand[3] des SpaCal. Eine nähere Beschreibung des Slow-Control Systems findet sich in [Leh97].

3.1.4 Kalibrationssystem CAM

Zielsetzung: Das Ziel des CAM[4]-Systems ist es, das Auslesesystem des SpaCal mit LED[5]-Signalen zu überwachen. Bei der Vermessung von gestreuten Elektronen mit dem SpaCal wird eine hohe Genauigkeit von 0.5% der absoluten Energiekalibration angestrebt. Dies kann nur gewährleistet werden, wenn auch das Auslesesystem des SpaCal eine Stabilität von besser als 0.5% hat. Da jedoch bekannt

[3]**HV** = **H**igh **V**oltage
[4]**CAM** = **C**alibration **a**nd **M**onitoring
[5]**LED** = **L**ight **E**mitting **D**iode

ist, daß Photomultiplier Schwankungen im Verstärkungsverhalten zeigen können, müssen diese Schwankungen beobachtet und korrigiert werden. Die Schwankungen treten teilweise in kurzen Zeitintervallen auf, so daß eine Korrekturmethode eine entsprechende Zeitauflösung aufweisen muß. Aus diesem Grund wurde das Kalibrationssystem CAM entwickelt [Jan96]. Das CAM-Systems mißt die zeitlichen Verstärkungsschwankungen und behebt diese mit Korrekturfaktoren in der Rekonstruktion der Ereignisse.

Bauweise: Das CAM-System ist ebenso wie das SpaCal modular aufgebaut. Die regulären 16-Zell-Supermodule und die 15-Zell-Supermodule der elektromagnetischen Sektion sind jeweils mit einem CAM-Modul ausgestattet, das zusammen mit einem HV-Modul mit den gleichen Gehäuseabmessungen an der Ausleseseite hinter den Photomultipliern angebracht ist. Die Versorgung der kleineren Randmodule wird von CAM-Modulen in deren Nachbarschaft mitübernommmen. Insgesamt kommen so 68 CAM-Module in der elektromagnetischen Sektion zum Einsatz. Die hadronische Sektion besitzt 9 CAM-Module der gleichen Bauweise. Innerhalb eines CAM-Moduls sind bis zu fünf optische Einheiten und die dazugehörige Elektronik untergebracht. Eine optische Einheit besteht aus einer grünen LED, der acht optisch klare Versorgungsfasern von 0.5 mm und eine Kontrollfaser von 1.0 mm Durchmesser zur Weiterleitung des LED-Lichts zugeordnet sind. Die Versorgungsfasern führen zu den zu beleuchtenden SpaCal-Photomultipliern, während die Kontrollfaser von einer Photodiode im CAM-Modul ausgelesen wird. Siehe dazu auch Abbildung 3.12.

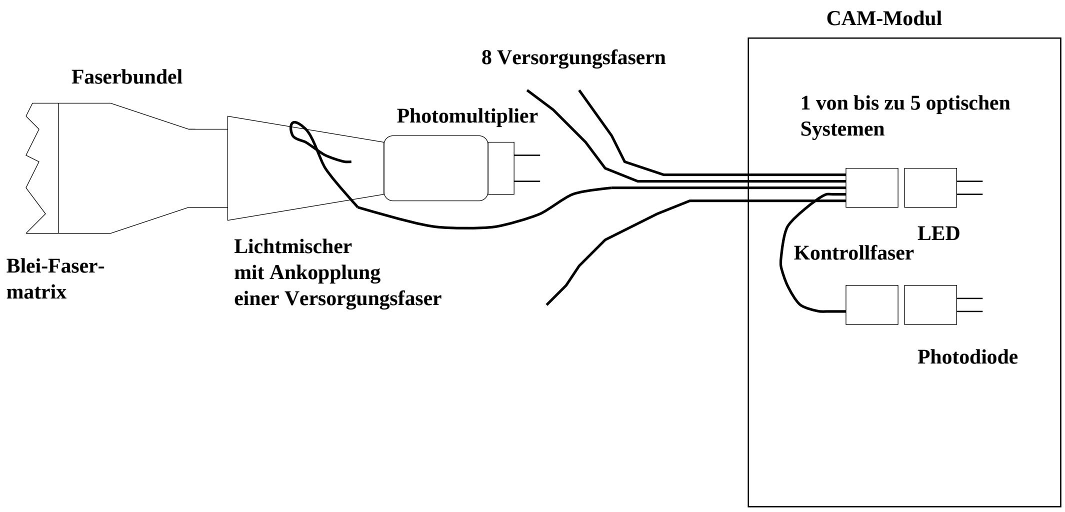

Abbildung 3.12: Schematische Darstellung eines optischen Systems innerhalb eines CAM-Moduls und die Ankopplung der Versorgungsfasern an die Lichtmischer der Photomultiplier.

Funktionsweise: Mit Hilfe des CAM-Systems werden alle SpaCal-Photomultiplier durch LED-Licht während der regulären Datennahme beleuchtet. Die erzeugten Signale dieser „LED-Ereignisse“ werden auf Konstanz untersucht und dienen zur Erstellung von Korrekturfaktoren. Eventuelle Schwankungen der Lichterzeugung der LEDs, die zu Meßfehlern führen würden, werden jeweils mit Hilfe einer sehr stabilen Photodiode beobachtet und gegebenenfalls korrigiert. Zur Beleuchtung der Photomultiplier eines regulären 16-Zell-Supermoduls sind zwei optische Systeme ausreichend. Zwei weitere optischen Systeme sind jeweils aus Gründen der Redundanz vorgesehen. Bei Bedarf dient ein fünftes System der Beleuchtung von Photomultipliern benachbarter Randmodule. Abbildung 3.13 zeigt das Beleuchtungsschema für ein regulären 16-Zell-Supermodul.

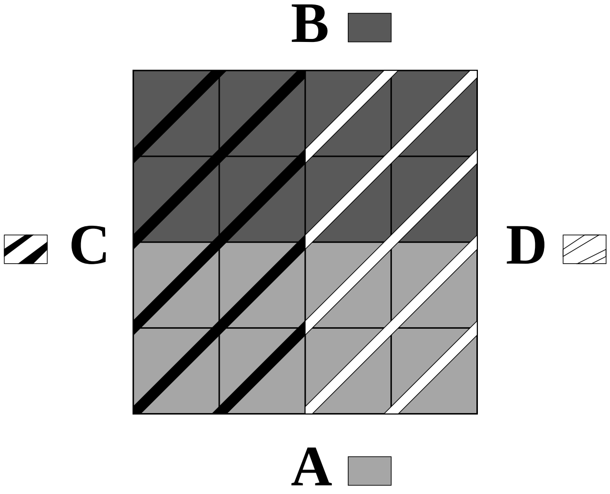

Abbildung 3.13: Beleuchtungsschema der vier optischen Systeme A, B, C und D eines CAM-Moduls für ein reguläres 16-Zell-Supermodul. Jedes optische System versorgt mit jeweils 8 Fasern eine Hälfte der Supermodulzellen. Die Redundanz der Versorgung ergibt sich aus der Überschneidung der zu versorgenden Gebiete.

Mittels einheitlicher globaler Wahl der Pulshöhe für die LEDs aller CAM-Module und unterschiedlicher Wahl der Pulslängen für die LEDs der CAM-Module der hadronischen und elektromagnetischen Sektion konnte die Beleuchtung an die Empfindlichkeit der Photomultiplier angepasst werden. Aufgrund der beobachteten Stabilität der Photomultiplier lag ein sinnvoller Wert für die Wahl der Pulsrate bei $\nu_{CAM} = 1\,\mathrm{Hz}$. Lücken zwischen den Teilchenpaketen in der HERA-Paketstruktur wurden für die LED-Pulse genutzt, um sie von den physikalischen Streuereignissen zu separieren.

Korrektur: Im Jahr 1995 wurde die Redundanz des CAM-Systems nicht ausgenutzt, so daß ein reguläres 16-Zell-Supermodul von den zwei optischen Systemen A und B beleuchtet wurde. Demnach wurde jeder Photomultiplier jeweils von nur einer von zwei möglichen LEDs mit Licht versorgt. Ein CAM-Korrekturfaktor wurde für jeden Photomultiplier bestimmt, indem der Mittelwert des Quotienten aus Photomultipliersignal und Photodiodensignal aus 200 LED-Ereignissen gebildet wurde. Die CAM-Korrekturfaktoren wurden folgendermaßen berechnet:

$$K^i_{CAM} = \frac{1}{S^i_{norm} N^i} \sum_{n=1}^{N^i} \frac{S^i_{Photomultiplier,n}}{S^i_{Photodiode,n}} \tag{3.2}$$

Hier bezeichnet der Index i den jeweiligen Photomultiplier, S^i_{norm} ist eine Normierungsgröße, N^i ist die Anzahl der gemittelten LED-Ereignisse, $S^i_{Photomultiplier,n}$ gibt das Photomultipliersignal und $S^i_{Photodiode,n}$ das Photodiodensignal zum n-ten LED-Ereignis an. Bei einer CAM-Pulsrate $\nu_{CAM} = 1\,\mathrm{Hz}$ und einer Anzahl von $N = 200$ LED-Ereignissen, konnte alle 3.3 min ein neuer Korrekturfaktor mit einer statistischen Ungenauigkeit kleiner 0.5% berechnet werden. Als LED-Ereignisse identifizierte Daten gelangen durch alle Triggerstufen und werden in dem Programm SMON[6] für die Berechnung der Korrekturfaktoren verarbeitet. Diese werden dann bei der Ereignisrekonstruktion auf der 5. Triggerstufe angewendet.

3.2 BDC — die neue Driftkammer

In diesem Abschnitt wird in kurzer Form die Driftkammer BDC besprochen. Detaillierte Informationen geben z.B. [Schw96] und [Kat97].

Die Zielsetzung: Grundlegende Aufgabe der BDC[7] ist die Bestimmung des Auftreffpunktes geladener Teilchen sowie nach Möglichkeit die Festellung der Steigung seiner Flugbahn. Die wichtigsten Ziele beim Bau der neuen Rückwärtsdriftkammer BDC waren ebenso wie beim SpaCal eine größere Winkelakzeptanz zu großen Elektronstreuwinkeln Θ sowie eine verbesserte Genauigkeit der Winkelmessung. Mit der BDC sind nun Elektronstreuwinkel bis zu $\Theta = 177°$ erreichbar, während mit der vormaligen Rückwärtsproportionalkammer BPC nur Werte bis $\Theta = 174.5°$ meßbar waren. Dies bedeutet eine erhebliche Erweiterung des kinematischen Bereichs, der zur Bestimmung der Strukturfunktion F_2 zur Verfügung steht. Eine gleichzeitige Verbesserung der Ortsauflösung von $2-3\,\mathrm{mm}$ bei der BPC auf $400\,\mu\mathrm{m}$ in radialer und 2 mm in azimutaler Richtung bei der BDC ermöglicht dabei eine Verringerung des systematischen Fehlers von F_2. Ferner kann mit der BDC über die Messung der deponierten Ladung ein Aufschauern von gestreuten Elektronen im inaktiven Material vor den Rückwärtsdetektoren festgestellt werden. Damit können Energieverluste der im SpaCal gemessenen Elektronen abgeschätzt werden.

[6]**SMON** = **S**paCal **Mon**itoring
[7]**BDC** = **B**ackward **D**rift**c**hamber

Die Bauweise: Abbildung 3.14 zeigt den prinzipiellen Aufbau der BDC, während Abbildung 3.15 einen Abschnitt der BDC in seiner relativen Lage zum Strahlrohr zeigt. Sie ist aus vier in z-Richtung gestaffelten Doppellagen aufgebaut, die jeweils um $11.25°$ in ϕ gegeneinander verdreht sind. Jede Doppellage besitzt acht azimutal angeordnete Sektoren, die jeweils aus 32 Driftzellen bestehen. Um besser den höheren Ereignisraten in der inneren Region angepasst zu sein, haben die 16 inneren Driftzellen kleinere Abmessungen und kürzere Driftwege als die 16 äußeren Driftzellen — 5.08 mm gegenüber 15.24 mm. Für eine optimale Messung des Elektronstreuwinkels θ verlaufen die Signaldrähte sektorenweise parallel in der xy-Ebene des H1-Koordinatensystems. Eine Messung des Azimutalwinkels wird mittels des sogenannten Stereoeffekts ermöglicht, der sich aufgrund der Verdrehung der Doppellagen gegeneinander ergibt. Als Kammergas wird ein Gemisch aus Argon, Isobutan und Ammoniak im Verhältnis 92.5:5:2.5 benutzt.

In Tabelle 3.3 sind einige Eigenschaften der BDC zusammengestellt.

Eigenschaften der BDC	
Gesamtdurchmesser	1600 mm
Länge	81 mm
Anzahl der Driftzellen	2048
Winkelbereich	$154° \leq \Theta \leq 177°$
max. Hits pro Spur	8
Spurfindungseffizienz für kleine (große) Zellen	97% (95%)
Ortsauflösung, radial	$400\,\mu$m
Ortsauflösung, azimutal	2 mm
Winkelauflösung (Θ)	≤ 0.5 mrad

Tabelle 3.3: Auflistung einiger Eigenschaften der BDC.

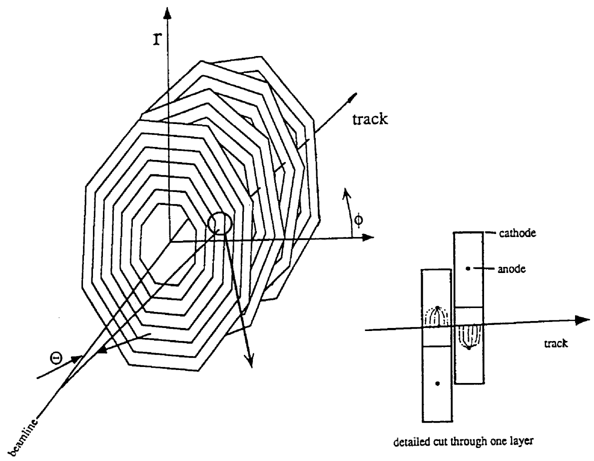

Abbildung 3.14: Prinzipskizze der BDC. Links sind die vier gegeneinander verdrehten Doppellagen mit ihren Signaldrähten und eine sie durchquerende Teilchenspur angedeutet. Rechts ist in der Seitenansicht ein Schnitt durch eine Doppellage vergrößert dargestellt.

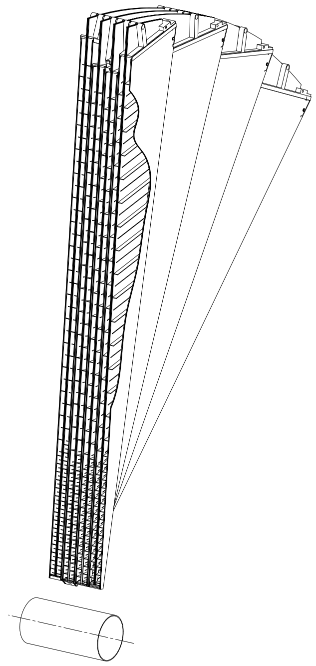

Abbildung 3.15: 3D-Ansicht eines Abschnitts der BDC mit den vier Doppellagen und dessen relative Lage zum Strahlrohr.

Kapitel 4

Energie- und Ortsmessung im SpaCal

Einer möglichst präzisen Energie- und Ortsmessung der gestreuten Elektronen kommt eine entscheidende Bedeutung für die Messung der Strukturfunktion F_2 zu. Dies ergibt sich aus der Bestimmung von F_2 als von den kinematischen Variablen x und Q^2 abhängige Größe. Diese kinematischen Variablen werden bei der in dieser Analyse bevorzugten Rekonstruktionsmethode — der Elektronmethode — direkt durch den Streuwinkel und die Energie des gestreuten Elektrons bestimmt. Die Fehler der kinematischen Variablen x, y und Q^2 (definiert in Abschnitt 1.2.1) ergeben sich folgendermaßen aus Energie E und Streuwinkel Θ des gestreuten Elektrons:

$$\frac{\delta Q^2}{Q^2} = \frac{\delta E}{E} \oplus \tan(\Theta/2) \cdot \delta\Theta \tag{4.1}$$

$$\frac{\delta y}{y} = \frac{y-1}{y} \cdot \frac{\delta E}{E} \oplus \frac{1-y}{y} \cdot \cot(\Theta/2) \cdot \delta\Theta \tag{4.2}$$

$$\frac{\delta x}{x} = \frac{1}{y} \cdot \frac{\delta E}{E} \oplus \left(\tan(\Theta/2) + (\frac{1}{y} - 1) \cdot \cot(\Theta/2)\right) \cdot \delta\Theta \tag{4.3}$$

Die Gleichungen[1] können folgendermaßen kommentiert werden:

- Die Winkelauflösung beeinflußt die Auflösung von Q^2 mit dem Gewicht $\tan(\Theta/2)$. An der Akzeptanzgrenze bei $\Theta = 177°$ ist dieser Faktor etwa 38, dementsprechend groß ist der Einfluß der Winkelauflösung.
- Die Auflösung von y wird hauptsächlich bei kleinen Werten y durch den Faktor $1/y$ verschlechtert. Dies betrifft sowohl den Einfluß des Energie- als auch des Winkelfehlers.

[1]Das Symbol $\oplus$ steht hier abkürzend für die quadratische Addition zweier Terme a und b, gemäß: $a \oplus b := \sqrt{a^2 + b^2}$ mit $a, b \in \mathbb{R}$.

- Auch die Auflösung von x wird bei kleinen y-Werten schlechter.

Neben den Auflösungen von Energie und Winkel des gestreuten Elektrons hat die Genauigkeit der absoluten Energieskala eine starke Auswirkung auf die Genauigkeit der F_2-Bestimmung. Ein Fehler von 1% in der absoluten Energiekalibration hat bei $y = 0.1$ einen Fehler von etwa 10% in F_2 zur Folge, der mit fallendem y gemäß $1/y$ ansteigt.

Aufgrund der oben beschriebenen Wichtigkeit von Energie- und Ortsmessung soll auf beide bezüglich des SpaCals näher eingegangen werden. Zunächst wird der Rekonstruktionsalgorithmus zur Bestimmung der Energie eines im SpaCal nachgewiesenen Teilchens in Abschnitt 4.1 besprochen. In Abschnitt 4.2 werden die Faktoren erläutert, die die Energieauflösung begrenzen. In Abschnitt 4.3 wird der Kalibrationsprozeß in einem kurzen Abriß beleuchtet. In Abschnitt 4.4 werden dann die im SpaCal möglichen Energieverluste untersucht und eine Energiekorrekturmethode für den wichtigen Innenbereich des SpaCal vorgestellt. Den Abschluß dieses Kapitels bildet in 4.5 und 4.6 eine Beschreibung der Ortsmessung im SpaCal.

4.1 Energierekonstruktion

Die Rekonstruktion der Energie eines eingetroffenen Teilchens vollzieht sich in mehreren Schritten. Die von den Photomultipliern gesammelten Photonen sind zunächst mit einer gewissen Effizienz in Ladungen umgesetzt und im elektronischen SpaCal-Auslesesystem verarbeitet worden. Signale, die unterhalb einer Schwelle von einigen MeV liegen, werden von den digitalen Signalprozessoren (DSPs) als elektronisches Rauschen eingestuft und unterdrückt. Oberhalb dieses *noise-cuts* liegende Signale werden bei einer positiven Triggerentscheidung der Stufen 1 bis 4 der Rekonstruktion auf Stufe 5 zugeführt (vgl. Abschnitt 2.2.2).

Im ersten SpaCal-Rekonstruktionsprogrammodul SSCALE werden die von den DSPs stammenden Rohdaten (Datenbank SRCE) in kalibrierte Energien übersetzt. Dabei finden sowohl die CAM-Korrekturfaktoren (vgl. Abschnitt 3.1.4), als auch die Korrekturfaktoren zur relativen und absoluten Kalibration der Kalorimeterzellen Verwendung, wie in Abschnitt 4.3 näher beschrieben wird. Eine weitere Rauschunterdrückung von ± 15 MeV reduziert die Anzahl der Signale abermals. Das Modul SCLUST übernimmt die Daten aus SSCALE und führt im Untermodul SPCLUS den Algorithmus der Clusterbildung durch, d.h. die Zusammenfassung von benachbarten SpaCal-Zellen zu durch Ort und Energie gekennzeichneten Objekten. Der Algorithmus startet mit der energiereichsten der nach Energie sortierten Zellen. Diese „heißeste“ Zelle ist die Kernzelle des ersten Clusters. Danach werden weitere Cluster gebildet, in denen die verbleibenden Zellen mit jeweils höchsten Energien, wenn sie gewisse topologische Randbedingungen genügen, zu schon vorhandenen Clustern hinzugefügt:

- Zellen ohne Nachbarzellen mit Energie bilden 1-Zell-Cluster.

- Zellen mit nur einer energiehaltigen Nachbarzelle werden dem Cluster dieser Nachbarzelle zugeordnet.
- Bei Zellen mit zwei oder mehr Nachbarzellen gibt es mehrere Möglichkeiten:
  - die Nachbarzellen gehören alle zum gleichen Cluster, dann wird auch die neue Zelle diesem zugeordnet,
  - die Nachbarzellen gehören zu verschiedenen Clustern, dann wird die Zelle entweder dem Cluster, zu dem die heißeste Nachbarzelle gehört, zugeordnet oder die verschiedenen Cluster werden zu einem einzigen verbunden - das Trennen oder Vereinigen von Clustern wird in [Schl96] eingehend beschrieben.

Die Energien und die Reihenfolge der erzeugten Cluster werden abschließend in den Banken SCLR bzw. SCLP gespeichert.

Im nachfolgenden Modul SCDEAD ist prinzipiell eine Korrektur von Energieverlusten aufgrund von Inhomogenitäten an SpaCal-Supermodulgrenzen und totem Material vor dem SpaCal vorgesehen. Im Jahr 1995 wurde die Möglichkeit für die Datennahme dieser Analyse noch nicht wahrgenommen. Stattdessen wird eine Korrektur auf Signalinhomogenitäten im Rahmen der Analyseprogramme vorgenommen, wie in Abschnitt 4.4 erläutert.

4.2 Energieauflösung

Die Energiemessung von hochenergetischen Teilchen mit einem Kalorimeter beruht auf der möglichst vollständigen Absorption der Teilchenenergie im Kalorimetermaterial. Die Wechselwirkung der eingedrungenen Primärteilchen mit dem Absorbermaterial hoher mittlerer Kernladungszahl Z veranlaßt das Primärteilchen zu einer kaskadenartigen Reaktion in deren Verlauf viele weitere sekundäre Teilchen erzeugt werden. Mit abnehmender Energie der sekundären Teilchen in der Kaskade steigt die Wahrscheinlichkeit von Ionisationen im Material. Die aus der Ionisation hervorgegangenen Ladungen oder Photonen, wie im Fall des SpaCal, werden für die Signalerzeugung genutzt.

Die Auflösung eines Kalorimeters ergibt sich im allgemeinen aus drei Anteilen mit verschiedener Energieabhängigkeit:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \tag{4.4}$$

Sie lassen sich wie folgt beschreiben:

1. Der Sampling-Term:

$$\frac{\sigma(E)}{E}_{sampling} = \frac{a}{\sqrt{E}} \tag{4.5}$$

Der Prozeß der Energieabgabe in Kalorimetern ist statistischer Art. Die Anzahl N der proportional zur Energie E des Primärteilchens ($N \sim E$) erzeugten Sekundärteilchen folgt der Poisson-Statistik. Es gilt $\sigma(N)/N = 1/\sqrt{N}$ und damit für diesen Beitrag der Energieungenauigkeit $\sigma(E)/E \sim 1/\sqrt{E}$. Ein weiterer noch wesentlich bedeutenderer Beitrag mit der gleichen Abhängigkeit $1/\sqrt{E}$ ergibt sich aus der Ausführung des SpaCal als Sampling-Kalorimeter. Das heißt nur die Ionisation im Szintillatormaterial und nicht im umgebenden Blei trägt direkt zum Signal bei. Der Sampling-Prozeß gehorcht ebenfalls der Poisson-Statistik.

2. Der Rauschterm:

$$\frac{\sigma(E)}{E}_{Rausch} = \frac{b}{E} \tag{4.6}$$

Elektronischen Rauschen ist unabhängig von der Energie des eintreffenden Teilchens.

3. Der konstante Term:

$$\frac{\sigma(E)}{E}_{konstant} = c \tag{4.7}$$

Proportional zur Energie auftretende Fluktuationen werden hauptsächlich durch Inhomogenitäten im Kalorimetermaterial, z.B. an Zell- oder Modulgrenzen, oder durch Leckverluste an Akzeptanzgrenzen des Kalorimeters, wie z.B. dicht am Strahlrohr, hervorgerufen.

Aus Teststrahlmessungen [App95] ergibt sich für die normierte Energieauflösung folgender Ausdruck:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(7.1 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} \oplus (1.0 \pm 0.1)\% \tag{4.8}$$

Der Rauschterm spielt beim SpaCal eine untergeordnete Rolle und ist im Vergleich zu den anderen zu vernachlässigen.

4.3 Energiekalibration

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über das Ziel und Konzept der Energiekalibration des SpaCal und deren unterschiedliche Methoden gegeben werden.

Ziel: Das Ziel einer Energiekalibration ist die Transformation der gemessenen Signale in Energieäquivalente. Deponiert ein Teilchen Energie in einem Kalorimeter, werden von den beteiligten Zellen Signale erzeugt. Bevor eine Energiekalibration eines Kalorimeters durchgeführt worden ist, können sich die Signale von verschiedenen Zellen auch bei gleichem Energieeintrag in ihrer Höhe unterscheiden. Beim SpaCal liegt der Hauptgrund dieser teilweise großen Unterschiede in den zwischen den Photomultipliern stark variierenden Verstärkungen. Weitere Gründe sind in den Inhomogenitäten der Blei/Faser-Matrix, der Lichtleitung und der Ausleseelektronik zu finden.

Ziel einer relativen Kalibration, auch Interkalibration genannt, ist es, einen relativen Signalabgleich zwischen den verschiedenen Zellen zu schaffen. Dazu werden die Signalantworten der Zellen mit normierten Signaleingaben verglichen.

Eine absolute Kalibration hat die Aufgabe, eine Übersetzung der Signalhöhen in Energieäquivalente zu ermitteln, oder mit anderen Worten, die absolute Energieskala festzulegen. Dies geschieht durch Untersuchung der Kalorimetersignale bei Einschuß von Teilchen bekannter Energie.

Konzept: Das Konzept der Energiekalibration des SpaCal sieht die Benutzung verschiedener Kalibrationsmethoden vor, die im folgenden näher erläutert werden. Keine der Methoden kann allein eine optimale Kalibration aller SpaCal-Zellen von elektromagnetischer und hadronischer Sektion gewährleisten. Ferner bieten die verschiedenen Methoden die Möglichkeit einer gegenseitigen Kontrolle. Erst alle Methoden zusammen können die geforderte Güte der Kalibration erreichen.

Es gibt prinzipiell zwei Wege einen Abgleich der Zellen zu erlangen:

1. Abgleich der Photomultiplierverstärkungen über die Justierung der Hochspannungsversorgung der einzelnen Kanäle.

2. Anwendung von Kalibrationskonstanten

Zu 1.): Dieser Weg wird zunächst bevorzugt beschritten [Mey96], da nur so ein relativer Zellabgleich geschaffen wird, der den Meßbereich jeder einzelnen Zelle an den Energiebereich von minimal ionisierenden Teilchen bis zu gestreuten Elektronen aus den ep-Reaktionen bzw. hadronische Aktivität anpaßt. Ferner sollte auch die Energiebestimmung im Triggerzweig des elektronischen SpaCal-Auslesesystems möglichst genau sein. Die hier gemessenen Signale können nicht mit Kalibrationsfaktoren versehen werden.

Zu 2.): Eine Anwendung von Kalibrationsfaktoren findet auf der Ebene der SpaCal-Rekonstruktion im Programm SSCALE statt (siehe auch Abschnitt 4.1). Für eine weitere Verbesserung der Kalibration wird in der vorliegenden Analyse noch ein weiterer Satz von Kalibrationsfaktoren benutzt, der auf rekonstruierte Datensätze innerhalb der F_2-Analyseprogramme angewendet wird. Nähere Informationen hierzu gibt [Mey97].

Sowohl Hochspannungsjustierung als auch Kalibrationsfaktoren werden in mehreren Iterationen sukzessive verbessert: Zuerst wird mit Hilfe des CAM-Systems (vgl. Abschnitt 3.1.4) die Photoelektronenstatistik der Photomultiplier ausgenutzt, um innerhalb weniger Stunden eine erste Vorkalibration zu erstellen. Diese Vorkalibration ist auf alle Zellen beider Sektionen des SpaCal anwendbar und erreicht eine relative Genauigkeit von 20%. Anschließend wird eine Kalibration beider SpaCal-Sektionen mit Hilfe von kosmischen Myonen und Halomyonen des Protonstrahls vorgenommen. Die Kalibrationsgenauigkeit wird so auf etwa 5% verbessert. Mit Beginn der Datennahme von *ep*-Streuereignissen ist es möglich, auch die Methode des kinematischen Maximums zu nutzen. Diese Methode liefert neben einem relativen Zellabgleich auch eine absolute Kalibration der elektromagnetischen Sektion.

Am Ende der Datennahmeperiode 1995 konnte durch Kombination der verschiedenen Methoden im inneren Teil des elektromagnetischen Teils des SpaCal eine Güte der Kalibration von 1% und im äußeren Teil von besser als 2% erreicht werden. Abbildung 4.1 zeigt Verteilungen der Energie des gestreuten Elektrons („kinematische Maximum", siehe weiter unten) für Daten und MC-Ereignisse des inneren Bereichs des SpaCal[2]. Um die Güte der Kalibration in diesem Bereich zu überprüfen, ist die Energieskala der Daten jeweils um -1% in Bild b) und $+1\%$ in c) verschoben. Bild a) zeigt die Datenverteilung mit korrekter Energieskala im Vergleich mit MC-Ereignissen. Die Abweichungen der Datenverteilungen von der MC-Verteilung sind in Bild b) und c) gut zu erkennen. Zur weiteren Verdeutlichung sind in der unteren Reihe der Abbildung 4.1 die Differenzen der Datenverteilungen mit der MC-Verteilung gezeigt. Im Bereich der rechten Flanke des kinematischen Maximums ist die Sensitivität auf die Fehlkalibration am deutlichsten.

Erläuterung zu den Kalibrationsmethoden:

- Photoelektronenstatistik mit dem CAM-System

  Diese Methode beruht auf der Analyse des Pulshöhenspektrums der Ausgangssignale der Photomultiplier erzeugt durch Lichtpulse der LEDs des CAM-Systems (vgl. Abschnitt 3.1.4). In erster Näherung hängt der Mittelwert des Pulshöhenspektrums $\overline{S}$ eines Photomultipliers nur von der Anzahl der an der Photokathode produzierten Photoelektronen n_e und dem Verstärkungfaktor G der nachfolgenden Dynodenstufen ab, d.h. $\overline{S} \sim n_e \cdot G$. Die Produktion der Photoelektronen folgt der Poisson-Statistik, so daß sich daraus die Breite σ des Pulshöhenspektrums mit $\sigma^2 \sim G^2 \cdot n_e$ ergibt. Aus beiden Ausdrücken ergibt sich für den Verstärkungfaktor G folgende Gleichung:

  $$G = c \cdot \frac{\sigma^2}{\overline{S}} \tag{4.9}$$

  Der Proportionalitätsfaktor c und damit der Verstärkungsfaktor G wird bestimmt, indem die Pulshöhenspektren bei verschiedenen Eingangslichtpulsen durch Variation der Beleuchtungsintensität der LEDs gemessen werden.

[2] Der Abstand der Clusterschwerpunkte von der Strahllage ist kleiner als 16 cm.

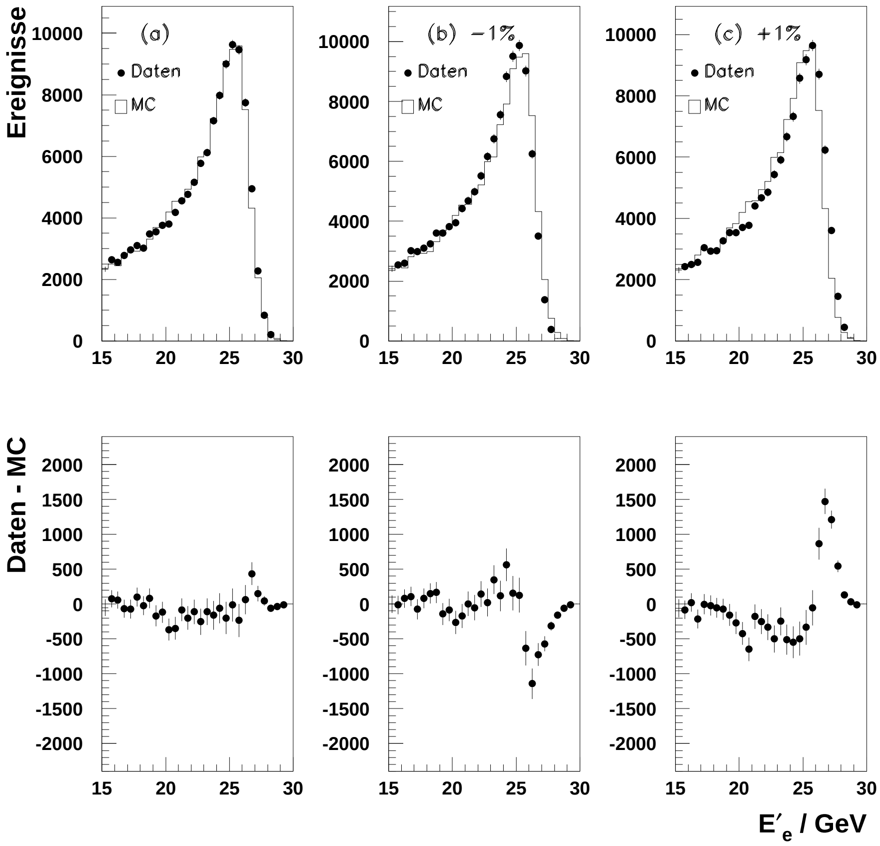

Abbildung 4.1: Energie des gestreuten Elektrons für Daten und MC-Ereignisse des inneren Bereichs des SpaCal (der Abstand der Clusterschwerpunkte von der Strahllage ist kleiner als 16 cm). In a) ist die Kalibration korrekt, in b) ist die Energieskala der Daten um -1%, in c) um $+1\%$ verschoben. Die untere Bildreihe zeigt die Differenzen von Daten- und MC-Verteilungen des jeweiligen Bildes darüber. Alle Verteilungen sind auf die Ereignisanzahl normiert.

Die Methode ist nur in der Lage einen relativen Zellabgleich zu schaffen. Unterschiede der Blei/Faser-Matrix bleiben unberücksichtigt, da das LED-Licht in die Lichtmischer vor den Photomultipliern eingekoppelt wird.

- Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung

  Myonen, die beim Eintreffen von hochenergetischen Protonen auf die Erdatmosphäre erzeugt werden, sind näherungsweise minimal ionisierende Teilchen (MIPs). Die Myonen deponieren im Mittel pro Wegstrecke einen konstanten Energiebetrag im Kalorimetermaterial. Es gilt: $< (dE/dx)_{\mathrm{MIP}} > \approx const.$.

In den SpaCal-Zellen wird nur der direkt in den Fasern deponierte Energieanteil genutzt, da Schauereffekte keine Rolle spielen. Da die Myonen das SpaCal aus unterschiedlichen Richtungen durchdringen, wird ein Spurfindungsalgorithmus [Dir96] angewandt, um die unterschiedlichen Weglängen in den Zellen zu berücksichtigen. Die Mittelwerte der deponierten Energien bei senkrechter Durchquerung der Myonen durch die SpaCal-Zellen liegen für die elektromagnetischen und hadronischen Zellen bei durchschnittlich 57 MeV bzw. 210 MeV. Die Streuung der Mittelwerte der einzelnen Zellen um die angegebenen durchschnittlichen Mittelwerte wird zur Erstellung der Kalibrationsfaktoren genutzt.

Auch diese Methode liefert aufgrund der niedrigen deponierten Energien nur eine relative Kalibration, die nach einer Datennahme von einigen Stunden eine Genauigkeit von etwa 5% erreicht.

- Myonen im Halo des Protonstrahls

  Halomyonen werden in hadronischen Schauern bei der Wechselwirkung von Protonen mit den Restgasmolekülen oder der Strahlrohrwand erzeugt. Sie können als minimal ionisierende Teilchen den H1-Detektor nahezu parallel zur Strahlachse durchdringen.

  Die Energiedeposition der Halomyonen ist größer als die der kosmischen Myonen, da sie im Gegensatz zu diesen die SpaCal-Zellen der Länge nach durchfliegen. Die Energieverteilung läßt sich mit einer Landau-Verteilung beschreiben. Deren korrigierte Maximalwerte liegen bei 255 MeV für die gesamte elektromagnetische Sektion und 383 MeV für die gesamte hadronische Sektion [Arn95]. Zur Berechnung der Kalibrationsfaktoren werden die Mittelwerte der Energieverteilungen der einzelnen Zellen miteinander verglichen.

  Für die Datennahme konnte 1995 ein Trigger genutzt werden, der eine ausreichende Anzahl von Halomyonen für Kalibrationszwecke in den äußeren Zellen des SpaCal verfügbar machte. Diese Methode ist dort teilweise besser als die Kalibration mit kosmischen Myonen. Die Genauigkeit beträgt etwa 5% in beiden Sektionen des SpaCal. Eine absolute Kalibration konnte mit dieser Methode allerdings wegen der nicht vollständig verstandenen unterschiedlichen Signalbildung von Myonen und Elektronen nicht erstellt werden.

- Elektronen des kinematischen Maximums

  Als sogenanntes kinematisches Maximum[3] wird das ausgeprägte Maximum der Energieverteilung des gestreuten Elektrons in ep-Streuereignissen bezeichnet. Dieses Maximum bei der nominellen Elektron-Strahlenergie wird durch Streuereignisse erzeugt, in denen das getroffene Quark, das in einem weiten Bereich um $x_{Bj} \approx 0.03$ liegt, und das Elektron im Laborsystem nahezu

[3] engl. „kinematic peak“ genannt

die gleiche Energie wie vor der Streuung tragen. Die Form der Energieverteilung sowie die genaue Lage des Maximums ist von der Energieauflösung des Detektors abhängig. Eine wichtige Rolle bei der Kalibrationsmethode [Mey97] spielt deshalb der Vergleich von Monte Carlo Simulationen (MC) und Datenverteilungen[4]. Besondere Berücksichtigung findet dabei die im MC verwendete Strukturfunktion F_2, die einen Einfluß auf die Form des Energiespektrums nimmt.

Da die Lage des Maximums nahezu unabhängig vom Elektronstreuwinkel Θ ist, kann mit diesen Ereignissen sowohl eine relative als auch absolute Kalibration des inneren Bereichs der elektromagnetischen Sektion des SpaCal vorgenommen werden. Aufgrund der $1/Q^4$-Abhängigkeit des DIS-Wirkungsquerschnittes konnte für eine Kalibration des äußeren Bereichs des SpaCal im Jahr 1995 nicht genügend Statistik gesammelt werden. Eine Übertragung der absoluten Energieskala vom inneren auf den äußeren Bereichs des SpaCal wurde aber mit Hilfe der anderen Kalibrationsmethoden durchgeführt, die in beiden Bereichen anwendbar sind.

- QED-Compton Ereignisse, π^0 und J/Ψ

  Die benannten Ereignisklassen wurden 1995 für die Kontrolle der übrigen Methoden genutzt. Sogenannte QED-Compton Ereignisse — Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron und ein abgestrahltes reelles Photon koplanar ($\Delta\Phi \simeq 180°$) im SpaCal nachgewiesen werden können — dienten außerdem zur Ermittlung der Linearität und der Unsicherheit der Energieskala [Mar97].

4.4 Untersuchung von Signalverlusten

Die mit einem Kalorimeter gemessene Energie sollte idealerweise unabhängig von dem Auftreffort des Energie deponierenden Teilchens sein. In der Realität können jedoch auch bei einem Kalorimeter, dessen Einzelzellen perfekt kalibriert sind, folgende Arten von Energiefehlmessungen oder Signalverlusten auftreten:

- Signalverluste an Akzeptanzgrenzen
- Signalinhomogenitäten an Zellgrenzen
- Signalverluste durch totes Material vor dem Kalorimeter

4.4.1 Signalverluste an Akzeptanzgrenzen

An den Rändern der Akzeptanzregionen können Energieverluste durch die Ausdehnung des Teilchenschauers entstehen, wenn dieser nicht vollständig in der aktiven

[4] Die Notwendigkeit von Monte-Carlo-Simulationen wird in Kapitel 5 begründet.

Region des Kalorimeters enthalten ist. Eine Gegenmaßnahme ist die ausschließliche Berücksichtigung von Ereignissen, deren Energiedepositionen in sicherer Entfernung von den Akzeptanzrändern auftreten.

Durch einen solchen Akzeptanzschnitt kann eine Verringerung des Energieverlusts und damit des Fehlers der Energiemessung erreicht werden. Falls in unmittelbarer Nachbarschaft der Akzeptanzränder Energiemessungen mit einem weiteren

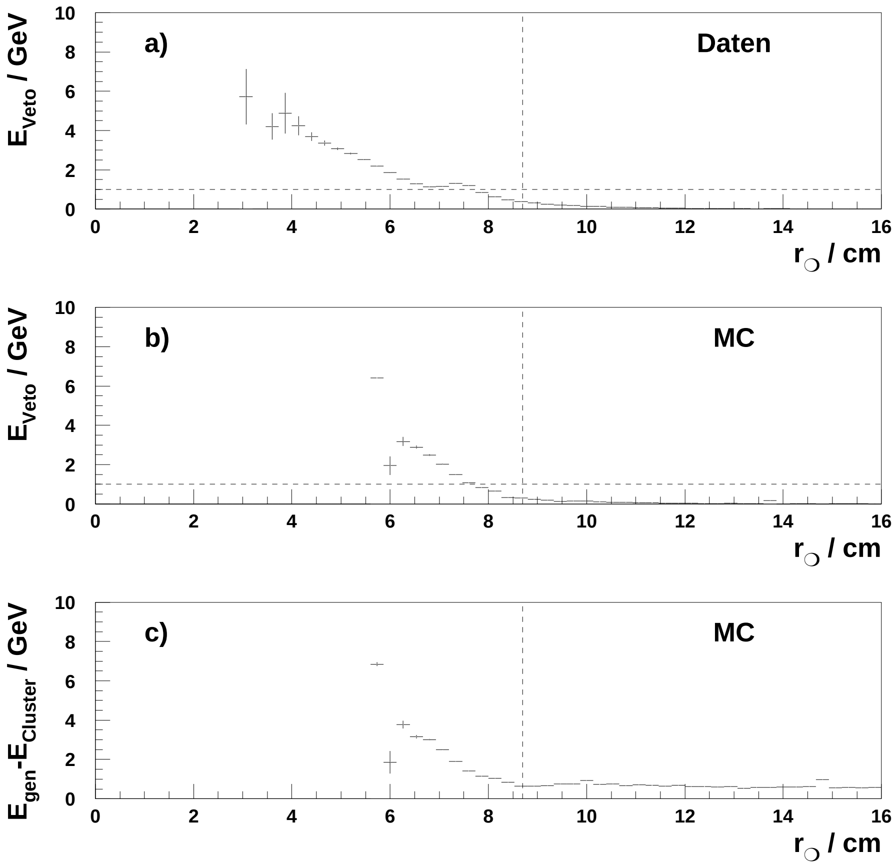

Abbildung 4.2: Energieverlust im Strahlrohrbereich: Bild **a)** zeigt die mittlere Energie der Vetolage des SpaCal aufgetragen gegen den Abstand von der Strahllage $r_\circ$ in den Daten. Bild **b)** zeigt das gleiche wie Bild a) mit MC-Ereignissen. Bild **c)** zeigt den mittleren Energieverlust der MC-Ereignisse dargestellt durch die Differenz von generierter Energie E_{gen} und Energie des Clusters $E_{Cluster}$. Die gestrichelten Linien geben in allen Bildern die Akzeptanzschnitte wieder, wie sie in der F_2-Analyse angewendet werden (senkrecht: $r_\circ > 8.7\,\mathrm{cm}$, waagerecht: $E_{Veto} < 1\,\mathrm{GeV}$).

Kalorimeter vorgenommen werden, können für eine zuverlässigere Messung in dieser Übergangsregion beide Kalorimetersignale summiert werden.

Eine derartige Übergangsregion stellt der Bereich zwischen SpaCal und dem BBE-Modul des LAr-Kalorimeters dar. In dieser Analyse wird jedoch ein Selektionsschnitt (Polarwinkel $\Theta < 165°$, siehe auch Abschnitt 5.1.5) auf die äußere Region vorgenommen.

Der im Bereich des Strahlrohrs gelegene innere Akzeptanzbereich des SpaCal erfordert besondere Aufmerksamkeit für diese Arbeit. Bedingt durch die $1/Q^4$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der DIS-Ereignisse nimmt die Anzahl der gestreuten Elektronen stark mit zunehmendem Polarwinkel Θ_e zu. Die Elektronen mit großen Polarwinkeln werden in die innere Region des SpaCals dicht am Strahlrohr gestreut. Um die Energieverluste am Strahlrohr zu untersuchen, bieten sich die vier Zellen der Vetolage des SpaCal-Inserts (vgl. Abschnitt 3.1.2, Abb. 3.6) an. Die Vetolagenzellen werden im SpaCal-Clusteralgorithmus gesondert behandelt und werden jeweils als 1-Zellen-Cluster eingestuft und in keinem Fall Nachbarclustern zugerechnet. Mit der Energie, die in der unmittelbar am Strahlrohr gelegenen Vetolage deponiert wird, steigen auch die Energieverluste der gesamten Energiedeposition.

Bild 4.2 a) und b) zeigen für Daten bzw. MC-Ereignisse die Energiesumme der vier Vetolagen gemittelt über das Intervall 0 bis 10 GeV als Funktion des Abstands $r_\circ$ des rekonstruierten Clusterschwerpunkts (vgl. Abschnitt 4.1) von der Strahlachse. Es ist zu erkennen, daß sowohl in den Daten, als auch in den MC-Ereignissen etwa bei einem Abstand von $r_\circ = 8.7\,\mathrm{cm}$ (durch die senkrechte unterbrochene Linie kenntlich gemacht) die mittlere Energie der Vetolage deutlich ansteigt. In der Analyse der Strukturfunktion wird deshalb ein Akzeptanzschnitt von $r_\circ > 8.7\,\mathrm{cm}$ angewendet, um weitgehend unabhängig von den Energieverlusten zum Strahlrohr zu sein. Eine Verschärfung dieser Bedingung wird durch die Forderung einer Maximalenergie von 1 GeV in der Vetolage (waagerechte unterbrochene Linie) unternommen.

Das quantitative Verhalten des Anstiegs der Vetolagenenergie im Bereich $r_\circ < 8.7\,\mathrm{cm}$ ist in den Daten und in den MC-Ereignissen leicht unterschiedlich. Dies ist wahrscheinlich u.a. auf Inhomogenitäten des inneren Bereichs (siehe Abschnitt 4.4.2) zurückzuführen, die sich auf die Schauerentwicklung auswirken und von der MC-Beschreibung des inneren Bereichs nicht berücksichtigt werden. Meßpunkte die im Bereich $r_\circ < 6\,\mathrm{cm}$ auftreten – hier befindet sich das Strahlrohr – sind auf Energieeinträge zurückzuführen, die sich sichelförmig um das Strahlrohr verteilen. In Bild c) ist der Verlauf der mittleren Differenz von im Insert generierter Energie und der dort rekonstruierten Energie aus dem Intervall von 0 bis 10 GeV für MC-Ereignisse wiedergegeben. Es läßt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Vetolagenenergie in b) und dieser Energiedifferenz, die den Energieverlust der MC-Ereignisse direkt wiedergibt, feststellen.

4.4.2 Untersuchung und Korrektur von Inhomogenitäten

Aufgrund der modularen Bauweise von Kalorimetern können insbesondere an Modulgrenzen Signalinhomogenitäten durch inaktives Material oder Lichtverlust beim Lichttransport auftreten.

Bauartbedingt traten beim BEMC größere Signalverluste bis zu 20 % zwischen den Kalorimetermodulen auf [Rei95]. Die passiven und aktiven Medien wie Blei- und Szintillatorplatten waren in Sandwich-Bauweise übereinander gestapelt und die Lichtauslese wurde mittels Wellenlängenschieberplatten vorgenommen, die zwischen den Kalorimetermodulen angeordnet waren.

Die Bauweise eines Blei-Faser-Kalorimeters bietet prinzipiell eine bessere Signalhomogenität, da die in die Bleiplatten parallel zur Modulausrichtung eingelegten Szintillationsfasern in doppelter Funktion, als aktives Medium und als Lichtleiter dienen. Die transversale Anordnung der Module wird also nicht durch Wellenlängenschieberplatten unterbrochen.

Eine Ursache für trotzdem auftretende Signalverluste von bis zu 8% [Nic96], wie in Teststrahlmessungen an Modulgrenzen von Prototypen vereinzelt festgestellt wurden, liegt aller Wahrscheinlichkeit nach im Herstellungsprozeß der Module begründet. Um die notwendige Maßhaltigkeit zu gewährleisten, mußten alle Module in einer Preßvorrichtung einem Druck bis zu 1.5 t ausgesetzt werden. Dabei wurden einzelne Randfasern in ihrer Lichtleitfähigkeit beeinträchtigt.

Die Signalinhomogenitäten im inneren Bereich der elektromagnetischen Sektion des SpaCal

Während der Datennahme im Jahr 1995 wurde genügend Statistik gesammelt, um mit gestreuten Elektronen aus dem kinematischen Maximum Signalinhomogenitäten zumindest im inneren Bereich des SpaCals zu untersuchen. Da die hier beschriebene Analyse sich auf die Daten mit verschobenen Vertex stützt, wird auch die hier vorgestellte Untersuchung mit diesem Datensatz durchgeführt.

Abbildung 4.3 zeigt die Signalinhomogenitäten des inneren SpaCal-Bereichs. Die mittlere Energie des kinematischen Maximums des Intervalls von 20 bis 30 GeV ist hier in verschiedenen Grauwerten in der geometrischen xy-Ebene ortsabhängig aufgetragen. Das gewählte Raster in x und y von $0.5 \times 0.5\,\text{cm}^2$ stellt einen Kompromiß zwischen ausreichender Anzahl der Ereignisse pro Bin und Ortsgenauigkeit dar. Um unabhängig von Energieverlusten am Strahlrohr zu sein, wurde hier ein Akzeptanzschnitt von $r_\circ = \sqrt{x^2 + y^2} > 8.1\,\text{cm}$ auf die Daten angewendet.

Die Signalinhomogenitäten sind deutlich als helle und dunkle Abweichungen von den mittleren Grauwerten zu erkennen. Die sich ergebende **Struktur der Energieverluste** (helle Grauwerte) läßt sich folgendermaßen vereinfachend beschreiben:

- **Quadratischer Rahmen** an der Grenze zwischen SpaCal-Insert (siehe auch Abb.3.6) und umgebenden Zellen der normalen 16-Zell-Supermodule mit den Eckpunkten bei (± 8.1 cm, ± 8.1 cm).

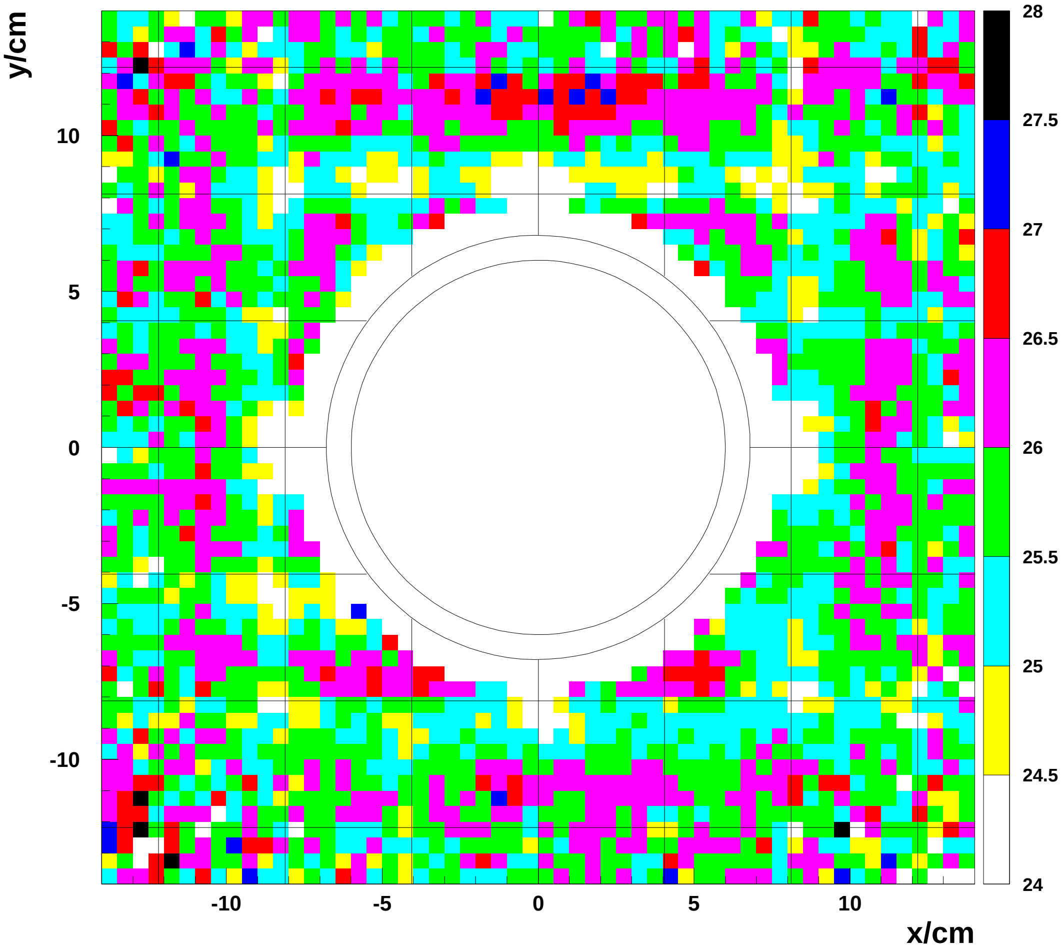

Abbildung 4.3: Signalinhomogenitäten im SpaCal – die mittlere Energie aus dem Intervall von 20 bis 30 GeV **vor der Korrektur** ist dargestellt in verschiedenen Grauwerten in der geometrischen xy-Ebene. Der Balken rechts im Bild liefert die den Grauwerten zugeordneten Energiewerte zwischen 24 und 28 GeV in Stufen von 1.5 GeV. Die Linien im Bild geben die Zellanordnung wieder.

- **Vier Kreisflächen** mit Durchmessern von 1 cm an den Eckpunkten des quadratischen Rahmens
- **Vier Rechteckflächen** an den Positionen $(0\,\mathrm{cm}, \pm 8.1\,\mathrm{cm})$ und $(\pm 8.1\,\mathrm{cm}, 0\,\mathrm{cm})$.

Die Tabelle 4.1 listet die zu diesen Gebieten gehörenden Signalverluste auf.

Die Positionen dieser Gebiete läßt sich aus dem Aufbau des Inserts und den Umständen des Einbaus Anfang 1995 erklären. So mußte beim manuellen Einbau Druck ausgeübt werden, um die vier Insert-Quadranten in ihre vorbestimmte Lage zu bringen. Dabei sind möglicherweise einige Randfasern im Insert beschädigt worden. Insbesondere die Lage der Kreisflächen und Rechteckflächen deuten darauf

Gebiet	**Lage in** (x, y) cm	**Signalverlust**
Rechteckflächen		
oben	(0.0, 8.1)	4.8%
unten	(0.0, −8.1)	4.6%
links	(−8.1, 0.0)	3.6%
rechts	(8.1, 0.0)	7.1%
Kreisflächen		
links oben	(−8.1, 8.1)	3.3%
rechts oben	(8.1, 8.1)	3.7%
links unten	(−8.1, −8.1)	2.1%
rechts unten	(8.1, −8.1)	1.9%
Quadratischer Rahmen ohne Kreis- und Rechteckflächen		
obere Seite	(−8.1, 8.1) bis (8.1, 8.1)	5.1%
untere Seite	(−8.1, −8.1) bis (8.1, −8.1)	3.3%
linke Seite	(−8.1, −8.1) bis (−8.1, 8.1)	3.2%
rechte Seite	(8.1, −8.1) bis (8.1, 8.1)	2.3%

Tabelle 4.1: Ortsabhängige Signalverluste der inneren elektromagnetischen SpaCal-Sektion.

hin. Diese Gebiete stimmen mit den äußeren Ecken des Inserts bzw. den Zonen, wo die Quadranten aneinandergrenzen, überein. Mechanischer Druck kann sich hier besonders auswirken.

Auch Gebiete mit überdurchschnittlich hohen Energieeinträgen sind durch dunklere Grauwerte im Bild 4.3 sichtbar. Sie liegen in unmittelbarer Nachbarschaft inner- und außerhalb des quadratischen Rahmens. Die Ursache dieser Signalüberhöhungen bis etwa 2% liegt in der Zellkalibration, die für die Erlangung von Kalibrationsfaktoren über die auf der jeweiligen Zellfläche verteilten Energieeinträge mittelt. Zellen mit signalverlustbehafteten Gebieten werden daher höhere Kalibrationsfaktoren zugeordnet, als sie ohne diese bekommen würden.

Die Korrekturmethode

Eine mögliche Methode bei der Flächenelemente von 1 x 1 cm^2 spezielle Korrekturfaktoren erhalten, wurde zunächst untersucht. Diese Möglichkeit wurde jedoch zugunsten einer an die besondere Struktur der Signalinhomogenitäten angepaßte Korrekturmethode verworfen und wird deshalb nicht näher erläutert.

Die im folgenden stattdessen zu beschreibende Korrekturmethode kommt mit einer kleineren Anzahl von Korrekturfaktoren aus. Die in Bild 4.4 gezeigte „Korrekturkarte" teilt den zu korrigierenden inneren Bereich des SpaCal in verschiedene

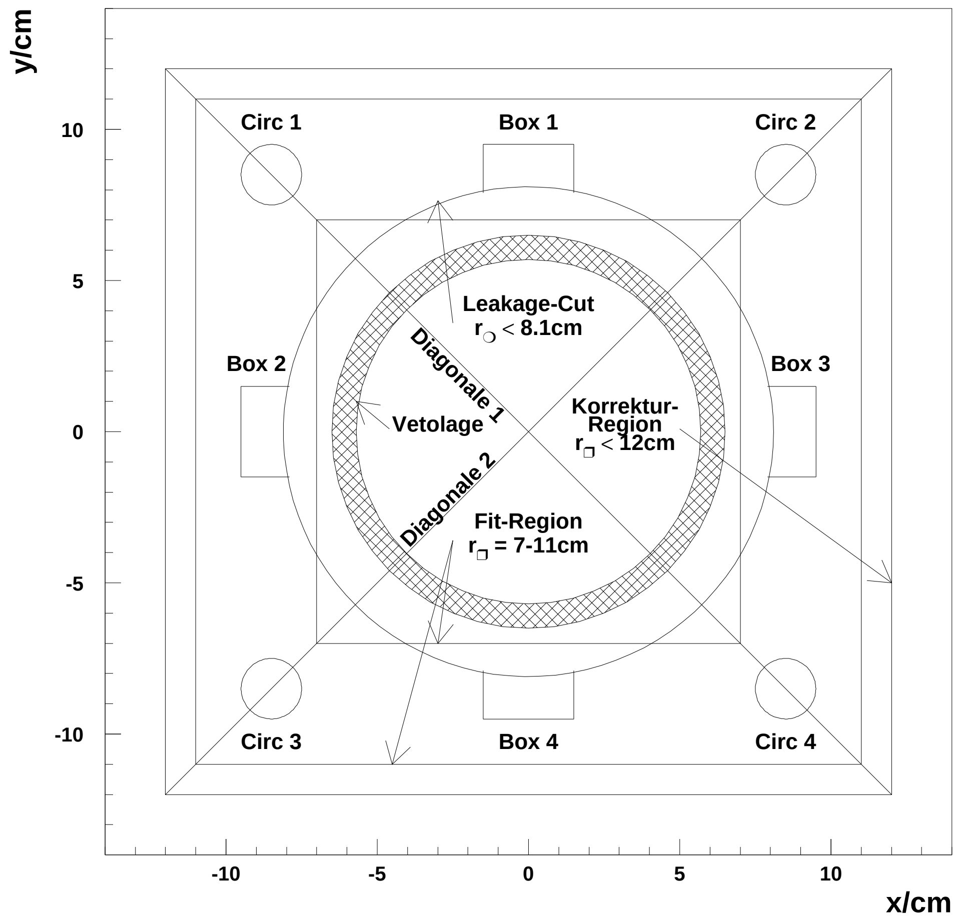

Abbildung 4.4: Korrekturkarte für die innere SpaCal-Region. Die verschiedenen Zonen werden im Text erläutert.

Zonen auf. Der graue Kreisring im Bild stellt die Vetolage dar. Der mit *Leakage-Cut* bezeichnet Kreis bei $r_\circ = 8.1\,\mathrm{cm}$ verdeutlicht den Akzeptanzschnitt zur Vermeidung von Energieverlusten im Strahlrohr. Nur die außerhalb dieses Kreises liegenden Clusterschwerpunkte werden zur Erstellung der Korrektur herangezogen.

Die mit Circ 1 bis Circ 4 bezeichneten Kreisflächen dienen zur Erstellung von Korrekturfaktoren für die äußeren Ecken des Inserts und die Rechteckflächen Box 1 bis Box 4 für die Korrektur an den Grenzen der Insert-Quadranten. Zu diesem Zweck wird jeweils über alle Energieeinträge aus dem Intervall 20 bis 30 GeV der jeweiligen Flächen gemittelt. Dies wird sowohl für experimentelle Daten als auch für MC-Ereignisse durchgeführt. Die Korrekturfaktoren C^i für die experimentellen Daten der jeweiligen Zonen i ergibt sich dann aus den Quotienten der gemittelten Energiewerten aus experimentelle Daten und MC-Ereignissen[5]:

$$C^i = \frac{(\overline{E^i_{MC}})_{E\in[20,30\,\mathrm{GeV}]}}{(\overline{E^i_{Daten}})_{E\in[20,30\,\mathrm{GeV}]}}, \tag{4.10}$$

mit $i = \mathrm{Circ}\,1, \ldots, \mathrm{Circ}\,4, \mathrm{Box}\,1, \ldots, \mathrm{Box}\,4$.

Die Korrektur des Bereiches, der die Zonen $\mathrm{Circ}\,1, \ldots, \mathrm{Circ}\,4, \mathrm{Box}\,1, \ldots, \mathrm{Box}\,4$ umgibt, wird im folgenden erläutert. Die bei $r_\square = 7,\ 11$ und $12\,\mathrm{cm}$ liegenden Quadrate dienen dabei zur Kenntlichmachung der Korrektur der beschriebenen quadratischen Struktur. Der *quadratische Radius* $r_\square$ ist folgendermaßen definiert:

$$r_\square = \begin{cases} |x| & : \quad |x| \geq |y| \\ |y| & : \quad |x| < |y| \end{cases} \tag{4.11}$$

Da die vier Seiten der quadratische Struktur unterschiedliche Signalinhomogenitäten aufweisen, wird sie noch in vier Dreiecksflächen unterteilt, die im Bild von den beiden durch den Koordinatenursprung laufenden Diagonalen 1 und 2 gebildet werden.

In Bild 4.5 ist die mittlere Energie aus dem Intervall 20 bis 30 GeV als Funktion des quadratischen Radius $r_\square$ für die verschiedenen Dreicksflächen (im Bild mit Oben, Unten, Links und Rechts entsprechend ihrer Lage in der Korrekturkarte bezeichnet) dargestellt. Die Ereignisse mit Clusterschwerpunkten in den Kreis- und Rechteckflächen Circ 1 bis Circ 4 und Box 1 bis Box 4 sind dabei ausgeschlossen. Die Reihe 4.5 a) zeigt das Signalverhalten vor der Korrektur. Deutlich sind die Signalverluste zwischen $r_\square = 7$ und $11\,\mathrm{cm}$ zu erkennen. Ebenso ist dem Verlauf der Kurven zu entnehmen, daß den Signalverlusten die schon erwähnte Signalüberhöhung aufgrund der Zellkalibration bis zum Radius $r_\square = 12\,\mathrm{cm}$ überlagert ist.

Zur Verdeutlichung dieses Sachverhalts zeigen die Kurven der Reihe 4.5 b) das Signalverhalten ausschließlich nach der Korrektur dieser Signalüberhöhung im Bereich $r_\square < 12\,\mathrm{cm}$. Die Korrekturfaktoren lauten 0.98 für die obere und untere und 0.99 für die linke und rechte Dreiecksfläche. Im Bereich $r_\square = 7$ bis $11\,\mathrm{cm}$ wurden die Punkte mit einer Gauß-Funktion und einer additiven Konstante mit zusammen vier Parametern $P1$ bis $P4$ der folgenden Form angepaßt:

$$F(r_\square) = P1 * \exp\left(-0.5 * \left(\frac{r_\square - P2}{P3}\right)^2\right) + P4. \tag{4.12}$$

[5]Anmerkung: Auch die MC-Ereignisse weisen leichte Signalverluste unterhalb von 2% an den Supermodulgrenzen auf. Diese sind auf die Berücksichtigung der dünnen Stahlfolie als totes Material zwischen den Supermodulen in der Detektorsimulation zurückzuführen.

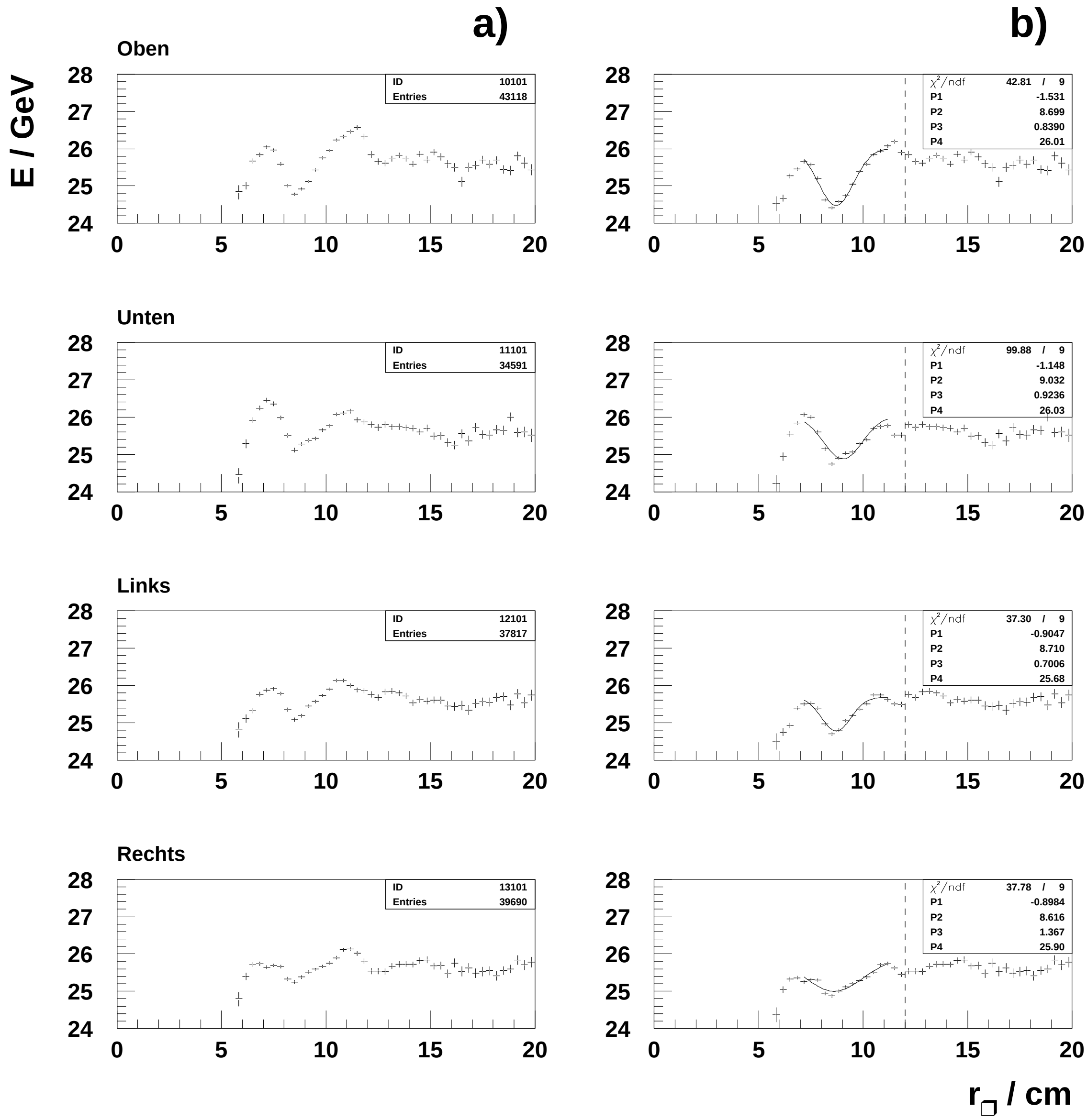

Abbildung 4.5: Mittlere Energie aus dem Intervall 20 bis 30 GeV als Funktion des quadratischen Radius $r_\square$ für die verschiedenen Dreiecksflächen Oben, Unten, Links und Rechts der Korrekturkarte. a) zeigt das Signalverhalten **vor jeder Korrekturmaßnahme.** b) zeigt das Verhalten **nach Korrektur nur der Signalüberhöhung** für Radien $r_\square < 12$ cm und einem Fit mit einer Gaußfunktion und einer additiven Konstante im Bereich $r_\square = 7$ bis 11 cm. Die gestrichelte Linie verdeutlicht $r_\square = 12$ cm.

Das Ergebnis der Korrektur

Abb. 4.6a) zeigt die mit Hilfe obiger Fitfunktion 4.12 korrigierten experimentellen Daten im Vergleich mit den MC-Ereignissen in Abb. 4.6b).

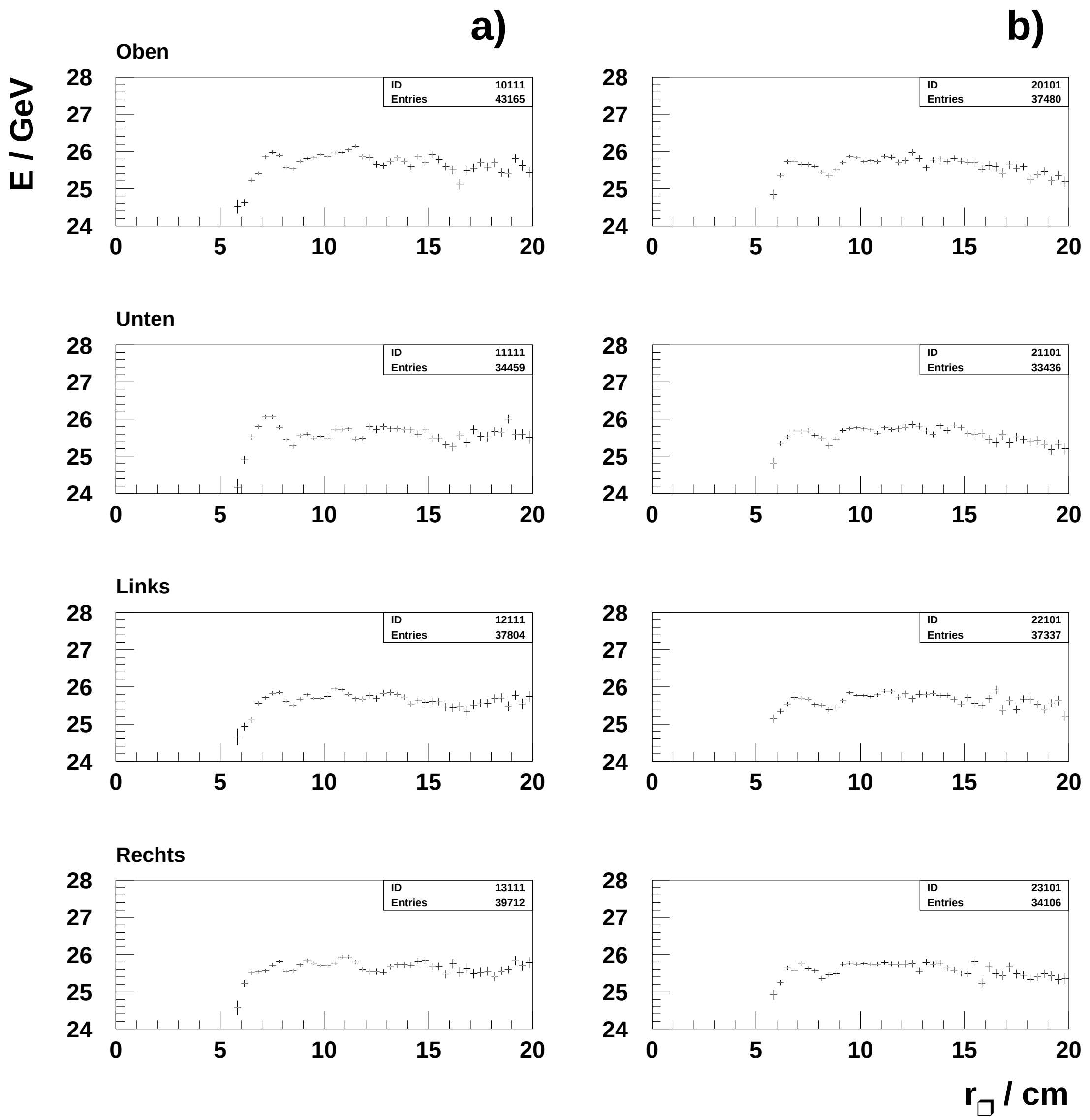

Abbildung 4.6: Mittlere Energie aus dem Intervall 20 bis 30 GeV als Funktion des quadratischen Radius $r_{\square}$. a) Experimentelle Daten nach allen Korrekturmaßnahmen, b) MC-Ereignisse.

Es kann eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Ereignissen nach Anwendung der Korrektur in den entsprechenden Gebieten festgestellt werden. Bei den experimentellen Daten verbleiben bei $r_{\square} = 8.7\,\mathrm{cm}$ auch nach der Korrektur noch Signalverluste von etwa 2%, die nun etwa mit denen der MC-Ereignisse an dieser Stelle übereinstimmen.

Bild 4.7 zeigt die in allen Zonen korrigierten im Intervall 20 bis 30 GeV gemittelten Energien in verschiedenen Grauwerten in der geometrischen xy-Ebene. Die in Bild 4.3 gefundenen Signalinhomogenitäten sind weitgehend verschwunden.

Zur Kontrolle und zur Verdeutlichung der Verbesserung der Energiemessung

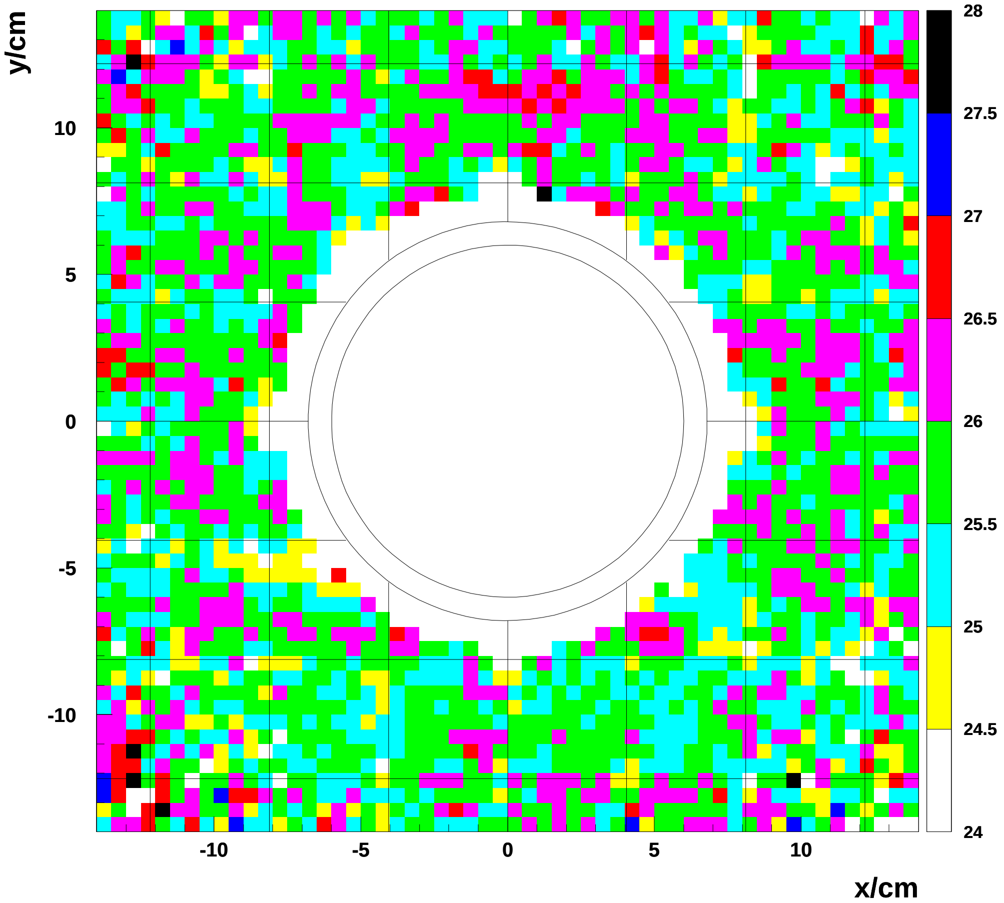

Abbildung 4.7: Mittlere Energie aus dem Intervall von 20 bis 30 GeV **nach der Korrektur** dargestellt in verschiedenen Grauwerten in der geometrischen xy-Ebene.

sind in Abbildung 4.8 die Energiespektren von gestreuten Elektronen jeweils für experimentelle Daten und MC-Ereignisse vor a) und nach b) Anwendung der Korrektur der experimentellen Daten dargestellt. Die Spektren, die hier Ereignisse aus dem Gesamtbereich des SpaCal umfassen (auch aus dem nicht korrigierten äußeren Bereich), sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert. Nach Korrektur zeigt sich eine wesentlich bessere Übereinstimmung von experimentellen Daten und MC-Ereignissen.

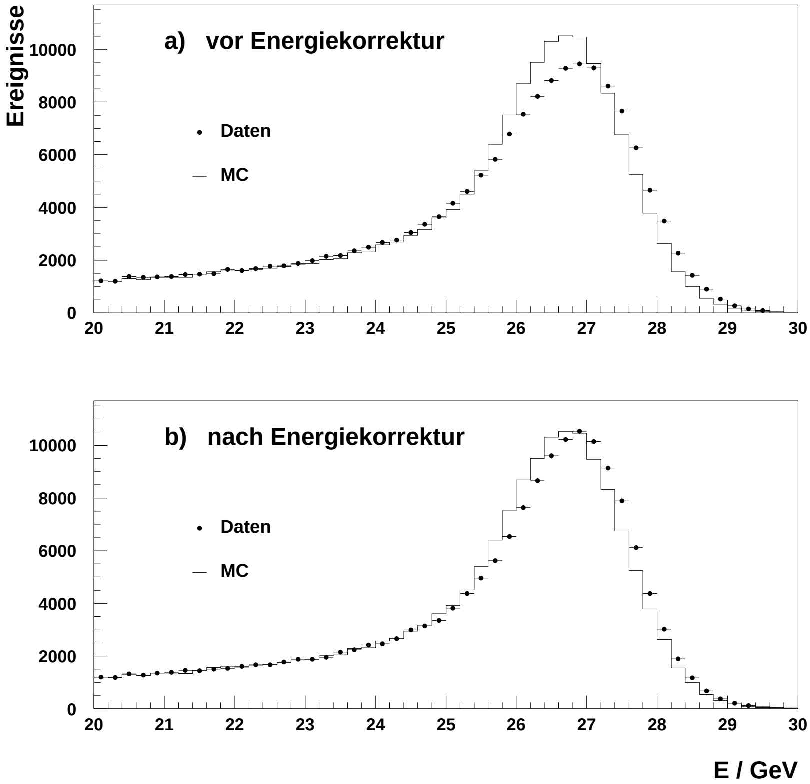

Abbildung 4.8: In den Bildern sind die Energiespektren von gestreuten Elektronen jeweils für experimentelle Daten und MC-Ereignisse dargestellt. a) Energiespektren vor Korrektur und b) nach Korrektur der experimentellen Daten.

4.4.3 Totes Material im H1-Rückwärtsbereich

Material im Detektor, das nicht der Messung dient, wird als „totes Material“ bezeichnet. Bezüglich der BDC und des SpaCal sind Teile der Spurkammern, Kabelstränge und das Strahlrohr als totes Material mit etwa 0.5 bis 2 Strahlungslängen X_0 aufzufassen. Dieses Material führt durch mögliches Aufschauern und Absorption der gestreuten Elektronen zu Verlusten bei der im SpaCal gemessenen Energie. Die Abmessungen und Zusammensetzungen des toten Materials vor der BDC und dem SpaCal sind bekannt, werden aber in der Detektorsimulation nur näherungsweise beschrieben.

Ein möglicher Ansatz einer Korrektur dieser aufgrund des toten Materials ent-

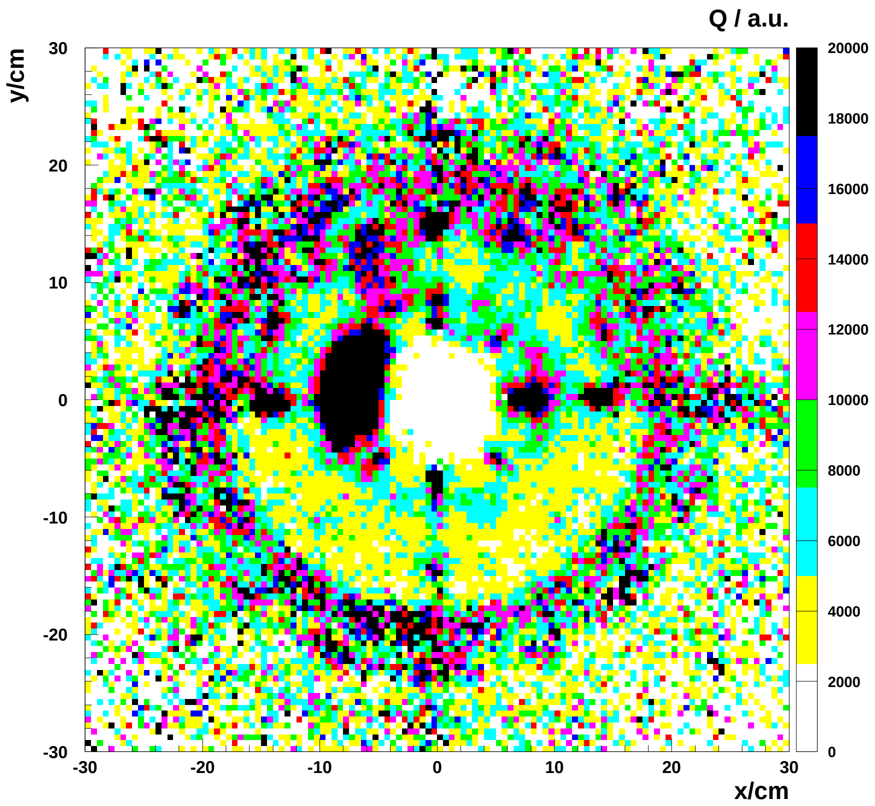

Abbildung 4.9: In der BDC deponierte Ladung Q eines gestreuten Elektrons dargestellt in verschiedenen Grauwerten in der geometrischen xy-Ebene des SpaCal. Der Balken rechts im Bild liefert die den Grauwerten zugeordneten Q-Werte in Arbeitseinheiten zwischen 0 und 20000.

stehenden Energieverluste wurde in [Schw96] vorgeschlagen. Ausgangspunkt der Korrektur ist die Feststellung der Teilchenmultiplizität im Schauer mit Hilfe der Ladungsmessung in der Rückwärtsdriftkammer BDC.

Bild 4.9 zeigt die in der BDC deponierte Ladung eines gestreuten Elektrons projiziert in die xy-Ebene des SpaCal. Die dunklen Ringe im Bild lassen sich auf das tote Material des Strahlrohrs bei $r \approx 8\,\mathrm{cm}$ und der inneren Spurkammer CIZ bei $r = 20\,\mathrm{cm}$ zurückführen. Der schwarze Fleck bei $x \approx -7\,\mathrm{cm}$ und $y \approx 0\,\mathrm{cm}$ dicht am Strahlrohr wird von sogenannten „Hot Spot"-Ereignissen erzeugt. Dies

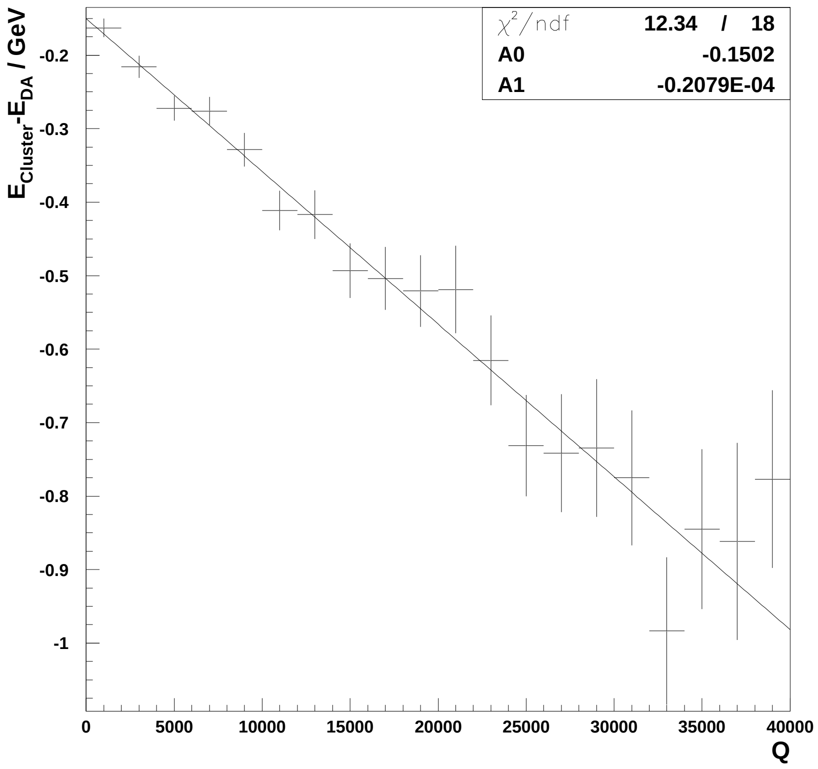

Abbildung 4.10: Energieverlust durch totes Material vor dem Rückwärtsbereich in Abhängigkeit von der in der BDC deponierten Ladung Q (in Arbeitseinheiten) des gestreuten Elektrons. Der Energieverlust wird durch die Energiedifferenz aus SpaCal-Clusterenergie und der vom toten Material unabhängigen Energie aus der Doppelwinkelmethode gebildet. Die Korrelation wird durch eine Gerade beschrieben.

sind Strahluntergrundereignisse, die vom Elektronstrahl ausgehen (siehe dazu auch Abschnitt 5.1.1).

Ein nächster Schritt zu einer Korrekur besteht in der Feststellung einer Korrelation der Energieverluste, die durch das tote Material verursacht werden, und der in der BDC gemessenen Ladung Q. Bild 4.10 zeigt diese Korrelation, die durch eine Gerade beschrieben werden kann. Der Energieverlust wird durch die Energiedifferenz aus SpaCal-Clusterenergie und der vom toten Material unabhängigen Energie aus der Doppelwinkelmethode gebildet. Um die Energie mit der Doppelwinkelmethode bestimmen zu können, sind Schnitte nötig, die die Ereignisse auf den Bereich des kinematischen Peaks, d.h. auf Energien oberhalb von etwa 20 GeV beschränken. Dadurch werden auch die „Hot Spot“-Ereignisse wirksam unterdrückt. Mit Hilfe der im Bild gezeigten Geraden könnte nun eine ladungsabhängige Korrekturfunktion erstellt werden. Da Energieverluste bis zu 1 GeV auftreten, erscheint eine signifikante Verbesserung der Energiemessung möglich.

Die in [Schw96] vorgeschlagene Korrekturmethode wurde trotzdem nicht in der F_2-Analyse 1995 benutzt, da sie nicht entsprechend auf MC-Ereignisse angewendet werden kann, bei denen keine entsprechende Korrelation vorhanden ist. Eine Ursache liegt in einer unzureichenden Simulation der Ladung Q in der BDC. Ein weiterer Hinderungsgrund liegt darin, daß das Funktionieren der Korrekturmethode bisher nur für Ereignisse mit Energien oberhalb von etwa 20 GeV gezeigt wurde.

Als Schlußfolgerung bleibt jedoch festzuhalten, daß für weitere Verbesserungen der Energiemessung von Elektronen im SpaCal in Zukunft auch eine Korrektur auf totes Material vor der H1-Rückwärtsregion vorgenommen werden sollte.

4.5 Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts

Die Ortsmessung eines Teilchens im SpaCal beruht auf der Verteilung der deponierten Energie auf die Zellen des zugehörigen Clusters. Nachdem der Clusteralgorithmus in der SpaCal-Rekonstruktion der Offline-Triggerstufe L5 abgelaufen ist, wird im gleichen Programmmodul SPCLUST anschließend der Schauerschwerpunkt bestimmt. Als Referenzpunkte werden die geometrischen Mittelpunkte (x_i, y_i) der Zellen des Clusters benutzt und mit energieabhängigen Gewichten versehen. In der SpaCal-Rekonstruktion finden drei verschiedene Gewichtsmethoden [Mur95] wahlweise Anwendung, wovon eine als Standardmethode festgelegt ist.

1. Lineare Gewichtsmethode

   Mit dieser Methode werden die jeweils in den einzelnen Zellen i deponierten Energien E_i direkt als Gewichtsfaktoren genommen, und es ergibt sich für den Schauerschwerpunkt $(x, y)_{lin}$ der folgende Ausdruck:

$$(x, y)_{lin} = \frac{\sum_i (x_i, y_i) \cdot E_i}{\sum_i E_i} \tag{4.13}$$

Bei einem Moliere-Radius von $R_M = 25\,\mathrm{mm}$ und einer Zellquerschnittsfläche von $40.5 \cdot 40.5\,\mathrm{mm}^2$ sind etwa 70 bis 80% der Schauerenergie in einer zentral getroffenen Zelle enthalten. Da der in den Nachbarzellen deponierte Energiegehalt nur linear gewichtet in die Berechnung des Schauerschwerpunkts eingeht, tendiert diese Methode dazu, den Zellmittelpunkt der energiereichsten Zelle als Schauerschwerpunkt zu bestimmen.

2. Logarithmische Gewichtsmethode

   Für diese Gewichtsmethode lautet der Ausdruck für die Berechnung des Schauerschwerpunktes:

$$(x, y)_{log} = \frac{\sum_i (x_i, y_i) w_i}{\sum_i w_i} \tag{4.14}$$

   mit

$$w_i = max(0, W_0 + ln(E_i / \sum_i E_i)) \tag{4.15}$$

   Diese Methode versucht den im lateralen Schauerprofil mit dem Schauerradius exponentiell abfallenden Energiegehalt zu berücksichtigen, indem der Energiegehalt E_i der einzelnen Zellen i logarithmisch gewichtet wird. Über den dimensionslosen Abschneideparameter W_0, der den minimalen Energieanteil einer für die Berechnung des Schauerschwerpunkts zu berücksichtigenden Zelle an der Gesamtenergie des Clusters festlegt, läßt sich die Methode optimieren. Bei einer geeigneten Wahl von W_0, die unter anderem auch vom Auftreffwinkel des Teilchens und damit vom Auftreffort abhängt, läßt sich in lokal begrenzten Gebieten des SpaCal die beste Ortsaufösung der drei hier beschriebenen Gewichtungsmethoden erreichen.

3. Quadratwurzel-Gewichtsmethode

   Mit dieser Methode werden die Quadratwurzeln der jeweils in den einzelnen Zellen i deponierten Energien E_i als Gewichtsfaktoren genommen und es ergibt sich für den Schauerschwerpunkt $(x, y)_{qw}$ der folgende Ausdruck:

$$(x, y)_{qw} = \frac{\sum_i (x_i, y_i) \sqrt{E_i}}{\sum_i \sqrt{E_i}} \tag{4.16}$$

   Diese Methode versucht die Energieeinträge in den Nachbarzellen der „heißesten“ Zelle stärker als die Methode der linearen Gewichtung in die Bestimmung des Schauerschwerpunkts einzubeziehen, ohne orts- und energieabhängige Parameter definieren zu müssen, wie in der logarithmischen Methode.

Obwohl die Ortsauflösung der Quadratwurzel-Gewichtsmethode etwas geringer ist als die der anderen Methoden, ist sie wegen der geringeren Orts- und Energieabhängigkeit die Standardmethode in der SpaCal-Rekonstruktion 1995 und wird in dieser Analyse ausschließlich angewendet.

4.6 Ortsauflösung

Die intrinsische Ortsauflösung der elektromagnetischen Sektion des SpaCal für elektromagnetische Schauer wurde in Teststrahlmessungen mit Hilfe der logarithmischen Gewichtungsmethode festgestellt und beträgt für zentral getroffene Zellen:

$$\sigma = \frac{(3.8 \pm 0.4)\,\mathrm{mm}}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} + (0.3 \pm 0.2)\,\mathrm{mm} \tag{4.17}$$

und für Eintrefforte auf der Grenze zwischen zwei Zellen:

$$\sigma = \frac{(4.4 \pm 0.4)\,\mathrm{mm}}{\sqrt{E[\mathrm{GeV}]}} + (1.0 \pm 0.2)\,\mathrm{mm}. \tag{4.18}$$

In Untersuchungen mit selektierten Elektronen mit Energien größer als 15 GeV der Datennahmeperiode 1995 bei HERA wurde eine Ortsauflösung in radialer Richtung von

$$\sigma_r = 4.0\,\mathrm{mm} \tag{4.19}$$

erreicht [Poe96]. Daraus berechnet sich eine Winkelauflösung für das SpaCal von etwa 2 mrad. Die Winkelauflösung der BDC, die für die Winkelmessung der Elektronen zur Bestimmung der Strukturfunktion F_2 benutzt wird, ist im Vergleich dazu besser als 0.5 mrad (siehe Abschnitt 3.2).

Kapitel 5

Datenerfassung und Monte-Carlo-Simulationen

Dieses Kapitel beschreibt den mehrstufigen Prozeß der Datenerfassung für die Physikanalyse bei H1 unter dem spezifischen Gesichtspunkt dieser F_2-Analyse. Nach der Erläuterung der Untergrundquellen werden die Selektionschritte zur Erlangung möglichst untergrundfreier Daten ausgehend von der Triggerstufe L1 bis zur Anwendung von Analyseschnitten auf die nach der Rekonstruktionsstufe gespeicherten Daten im DST-Format aufgeführt.

Aufgrund der Komplexität des H1-Detektors sind sogenannte Monte-Carlo-Simulationen (in der Kurzform MC genannt) notwendig, um die physikalische Reaktion bei den ep-Streuungen und die Messung dieser Reaktion mit dem Detektor verstehen zu können.

Nach einer Beschreibung der verwendeten Simulationsprogramme schließt dieses Kapitel mit einem Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen einiger relevanter Größen.

5.1 Datenerfassung

Dieser Analyse liegen Daten zugrunde, die innerhalb von vier Tagen vom 15.11. bis 19.11. im Jahr 1995 aufgezeichnet worden sind und nach allen Selektionsschritten eine integrierte Luminosität von $114\,\mathrm{nb}^{-1}$ umfassen. Um den Bereich besonders kleiner x und Q^2 durch die Messung großer Elektronstreuwinkel Θ zugänglich machen zu können, wurde der ep-Wechselwirkungspunkt für die Datennahme in dieser Zeit um etwa 70 cm gegen die nominelle Lage in positive z-Richtung verschoben. Das Bild 5.1 zeigt ein typisches DIS-Ereignis aus diesem Datensatz mit einem gestreuten Elektron, das im elektromagnetischen SpaCal nachgewiesen wurde.

Die Datenerfassung ist ein mehrstufiger Prozeß mit dem Ziel, einerseits alle Untergrundereignisse zu unterdrücken und andererseits keine gesuchten Ereignisse zu verlieren. Im folgenden werden die wichtigsten Untergrundquellen sowie der

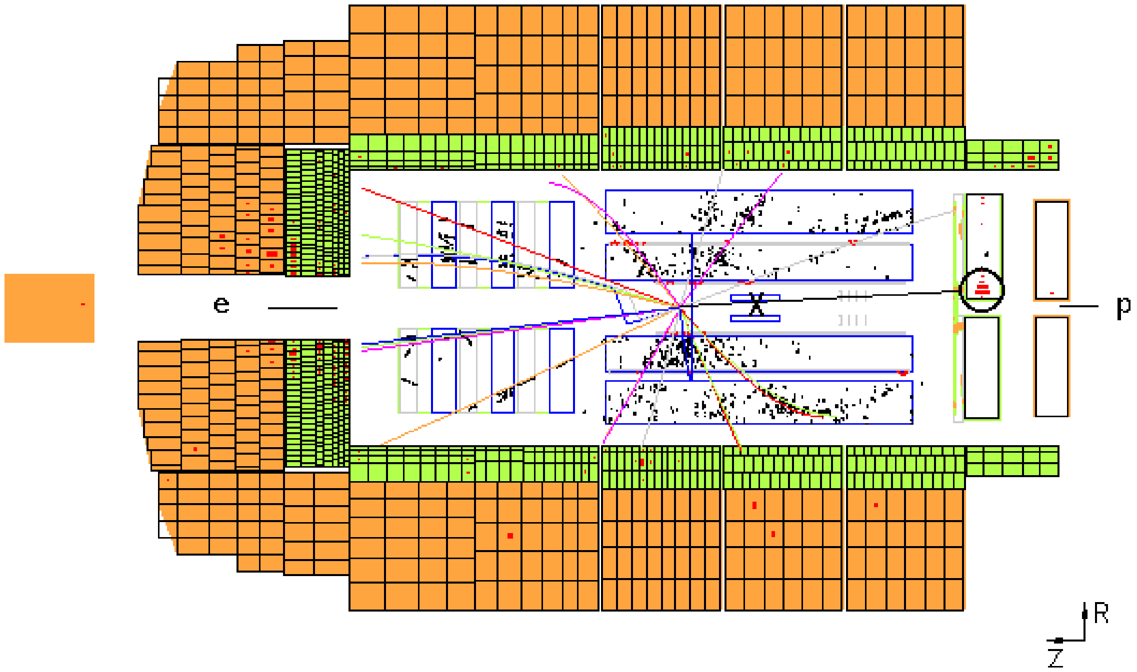

Abbildung 5.1: Darstellung eines DIS-Ereignisses aus dem Datensatz mit verschobenem Wechselwirkungspunkt. Die normale Lage des Wechselwirkungspunkt ist durch ein „X“ markiert. Das gestreute und im SpaCal nachgewiesene Elektron ist durch einen Kreis gekennzeichnet.

Prozeß der Datenerfassung im einzelnen erläutert.

5.1.1 Untergrund

Die wichtigsten Untergrundquellen für die F_2-Analyse können folgendermaßen klassifiziert werden:

- strahlinduzierter Untergrund
- Photoproduktionsereignisse
- elektronisches Rauschen
- Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung

Strahlinduzierter Untergrund kann zum einen durch Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit Restgas oder mit Bauteilen in unmittelbarer Umgebung des Strahls wie Strahlrohrwand, Kollimatoren oder Magneten verursacht werden.

Ein großer Teil dieser Untergrundereignisse wird vom Protonstrahl erzeugt. Dieser besitzt einen größeren Strahlquerschnitt und eine größere Stromstärke als der Elektronstrahl.

Ereignisse mit Protonen aus sogenannten Satellitenpaketen des HERA-Strahls – unerwünschte zu den jeweiligen Hauptpaketen zeitlich versetzte Nebenpakete – können ebenfalls Untergrundereignisse darstellen. Insbesondere Ereignisse aus den den Hauptpaketen nachfolgenden Satellitenpaketen können teilweise nur schwer vom L1 Trigger unterdrückt werden. Sie lösen im gleichen Zeitfenster wie die erwarteten ep-Streuereignisse im Rückwärtsbereich des Detektors Aktivität aus. Die effektive Unterdrückung dieser Untergrundereignisse blieb deshalb den nachfolgenden Triggerstufen vorbehalten.

Ein gestiegener Beitrag zum strahlinduzierten Untergrund geht seit der Datennahme im Jahr 1995 wegen der erhöhten Winkelakzeptanz am Strahlrohr auch vom Elektronstrahl aus. Die im H1-Jargon auch „Hot-Spot"-Ereignisse genannten Untergrundereignisse waren durch Schauer im elektromagnetischen SpaCal in der Strahlebene ($y = 0$) hauptsächlich auf der Ringaußenseite ($x < 0$) dicht am Strahlrohr gekennzeichnet. Korrelierte erhöhte Spuraktivität in der BDC [Schw95] wies auf Photonkonversionen hin. Da „Hot-Spot"-Ereignisse auf der L1 Triggerstufe nicht als Untergrund erkannt wurden, drohte eine Beschneidung der Datennahme von ep-Streuereignissen für die F_2-Analyse. Studien in Zusammenarbeit mit der HERA-Gruppe haben zumindest zu einer signifikanten Verkleinerung dieser Untergrundquelle durch Veränderung der Sollage der Strahlen geführt [Bar95]. Eine weitere Maßnahme mit diesem Ziel war die Absenkung der Verstärkungsspannung einer SpaCal-Zelle[1], die besonders stark von den „Hot-Spot"-Ereignissen betroffen war. Dadurch wurden die Triggerschwellen dieser Zelle effektiv angehoben und damit die Sensitivität auf „Hot-Spot"-Ereignisse verringert.

Der nach allen Selektionsschritten verbliebene strahleninduzierte Untergrund wurde nach einer visuellen Inspektion von 300 Ereignissen aus dem Analyse-Datensatz kleiner als 1% abgeschätzt. Studien, in denen Ereignisse aus sogenannten Pilotpaketen – das sind Pakete deren Kollisionspakete der jeweils anderen Teilchensorte leer sind – den gleichen Selektionsschritten unterworfen wurden, zeigten ein ähnliches Ergebnis. Wegen der geringen Statistik dieser Ereignisse und der Tatsache, daß sich Pilotpakete etwas anders als normale Pakete verhalten, die von den besetzten Kollisionspaketen der jeweils anderen Teilchensorte beeinflußt werden, konnte keine von x und Q^2 (siehe Kapitel 6) abhängige Subtraktion der Untergrundereignisse bei der Bestimmung des ep-Wirkungsquerschnitts durchgeführt werden.

Photoproduktionsereignisse (γp) stellen nach allen Selektionsschritten den Hauptbeitrag aller Untergrundquellen dar. Im Gegensatz zu tiefunelastischen Streuereignissen sind γp-Ereignisse durch sehr kleine Impulsüberträge $Q^2 \approx 0$ ge-

[1] Insertzelle Nummer 14 mit den Zellmitten-Koordinaten im H1-Koordinatensystem $x = -6.075\,\mathrm{cm}$ und $y = 2.025\,\mathrm{cm}$

kennzeichnet (siehe Abschnitt 1.6). Das mit dem Proton wechselwirkende Photon ist fast reell und wird auch als quasireell bezeichnet. Das gestreute Elektron bleibt aufgrund seines großen Streuwinkels Θ im Bereich des Detektors in der Strahlröhre und kann von diesem nicht gemessen werden. Ein Anteil der gestreuten Elektronen von etwa 10% kann jedoch mit dem Elektronentagger ET des Luminositätssystems (vgl. Abschnitt 2.2) hinter dem Hauptdetektor nachgewiesen werden.

Durch fälschliche Identifikation eines Teilchens des hadronischen Endzustands als Elektron im Hauptdetektor kann eine γp-Reaktion als ep-Streuprozeß fehlinterpretiert werden. Damit die Bestimmung des DIS-Wirkungsquerschnitts möglichst präzise erfolgen kann, müssen deshalb geeignete Detektorgrößen gefunden werden, mit deren Hilfe Selektionsschnitte zur Unterdrückung der „falschen" Elektronen angewendet werden. Diese und andere Selektionsschnitte werden in Abschnitt 5.1.5 näher erläutert. Die Verteilungen der dazugehörigen Meßgrößen werden anschließend in Abschnitt 5.3 diskutiert.

Da die Unterdrückung nicht vollständig aufgrund der ähnlichen Signatur von Photoproduktionsereignissen im Vergleich zu DIS-Ereignissen gelingen kann, muß der nach der Selektion im endgültigen Analysedatensatz verbliebene Anteil mit Hilfe von MC-Simulationen abgeschätzt und abhängig von x und Q^2 binweise subtrahiert werden.

Elektronisches Rauschen erzeugt nur sehr geringe Energieäquivalente in den betroffenen Detektorzellen. „Rauschereignisse" werden zumeist schon hardwareseitig von der jeweiligen Detektorkomponente oder spätestens von der Triggerstufe L1 unterdrückt.

Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung treffen von oben auf den Detektor und können aufgrund ihrer eindeutigen Ereignistopologie ebenfalls schon in der ersten Triggerstufe L1 ausselektiert werden. Kosmische Myonen sind in den meisten Fällen minimal ionisierenden Teilchen (MIPs), die keinen Schauer produzieren.

5.1.2 Trigger

Ein Überblick über das H1-Triggersystem wurde in Abschnitt 2.2.2 gegeben. Hier soll die geeignete Zusammenstellung von Triggerelementen zu den Subtriggern der L1-Triggerstufe beschrieben werden.

Für diese Arbeit spielt der Subtrigger S_0 die Hauptrolle. Unterstützt wurde dieser von den Subtriggern S_5 und S_7 und einigen Monitortriggern zur Bestimmung der Triggereffizienzen. Die Subtrigger S_0, S_5 und S_7 waren im Jahr 1995 folgendermaßen definiert:

$$S_0 := SPCLe_{IET>1} \wedge v_4 \wedge f_1 \tag{5.1}$$

$$S_5 := SPCLe_{IET>0} \wedge v_4 \wedge f_1 \tag{5.2}$$

$$S_7 := SPCLe_{IET>0} \wedge v_4 \wedge f_1 \wedge t_5 \wedge r_1 \tag{5.3}$$

Hierbei bedeuten die Bedingungen $SPCLe_{IET>0}$ und $SPCLe_{IET>1}$ Signale im elektromagnetischen SpaCal oberhalb der unteren bzw. oberhalb der mittleren Triggerschwelle des inklusiven Elektrontriggers IET (siehe Tabelle 3.2 in Abschnitt 3.1.3). Das Symbol $\vee$ stellt das logische ODER, $\wedge$ das logische UND dar. Die Zusatzbedingungen v_4, f_1, t_5 und r_1 sind aus einem oder mehreren logisch verknüpften Triggerelementen zusammengesetzt:

$$v_4 := \overline{BToF_{BG}} \wedge \overline{inner\,VETO_{BG}} \wedge \overline{outer\,VETO_{BG}} \tag{5.4}$$

$$f_1 := (FToF_{IA} \vee \overline{FToF_{BG}}) \wedge PLUG_{VETO} \tag{5.5}$$

$$t_5 := DCRPh_{T0} \tag{5.6}$$

$$r_1 := \overline{RZ_{non\ vtx}} \tag{5.7}$$

Eine Negation eines Triggerelementes wird durch einen Strich über dem Element gekennzeichnet. Die in den Subtriggern S_0, S_5 und S_7 enthaltenen Triggerelemente sind in Tabelle 5.1 zusammenfassend kurz beschrieben:

$SPCLe_{IET>0}$	Signal des elektromagnetischen SpaCal oberhalb der untersten IET-Schwelle
$SPCLe_{IET>1}$	Signal des elektromagnetischen SpaCal oberhalb der mittleren IET-Schwelle
$BToF_{BG}$	Untergrundsignal des Rückwärts-Flugzeitsystem
$inner\,VETO_{BG}$	Untergrundsignal der inneren Vetowand
$outer\,VETO_{BG}$	Untergrundsignal der äußeren Vetowand
$FToF_{IA}$	Wechselwirkungssignal des Vorwärts-Flugzeitsystem
$FToF_{BG}$	Untergrundsignal des Vorwärts-Flugzeitsystem
$PLUG_{VETO}$	Untergrundsignal der PLUG-Szintillatorplatten
$DCRPh_{T0}$	≥ 1 Spur in der CJC zur Wechselwirkungszeit
$RZ_{non\ vtx}$	viele nicht auf den Vertex weisende Spuren in CIZ und COZ

Tabelle 5.1: Kurzbeschreibung der in den Subtriggern S_0, S_5 und S_7 enthaltenen Triggerelemente

Der Subtrigger S_0 war bei der Datennahme mit verschobenem Wechselwirkungspunkt nicht mit Untersetzungsfaktoren versehen. Daher konnte mit diesem Subtrigger ein Großteil der Daten gesammelt werden. Allerdings war S_0 bei einer Elektronenenergie von 7 GeV – die Mindestenergie von in der Datenselektion akzeptierten Elektronclustern – nur zu 80% und erst ab etwa 8 GeV zu 100% effizient. Um die zwischen 7 und 8 GeV verlorenen Ereignisse trotzdem berücksichtigen zu können, wurden sie teilweise mit den Subtriggern S_5 und S_7 gesammelt, die dort annähernd 100% effizient, aber mit Untersetzungsfaktoren versehen waren.

5.1.3 Klassifikation

Auf der Offline-Triggerstufe L5 werden alle Daten einer Klassifikation unterzogen. Ereignisse, die sich nicht einer Klasse zuordnen lassen, werden verworfen. Dies dient nach den Triggerstufen L1-L4 (siehe Abschnitt 2.2.2) einer weiteren Datenreduktion. Für die DIS-Analyse von Ereignissen mit kleinen Q^2, deren Elektronen in das elektromagnetische SpaCal gestreut werden, wurden die Klassen 10 und 11 entworfen [Roy95]. Die Klasse 10 dient mit weniger harten Schnitten auf physikalische Größen einerseits der Sammlung von Ereignissen mit gestreuten Elektronen sehr kleiner Energie und andererseits der Kontrolle der eigentlichen „Physikklasse“ 11, die härtere Schnitten zur Reduktion von Untergrund aufweist. Die Schnitte die auf Ereignisse der beiden Klassen ausgeübt werden, sind im folgenden aufgelistet:

Klasse 11

- Es existiert mindestens ein elektromagnetischer SpaCal-Cluster[2] mit $E \geq 4\,\mathrm{GeV}$.
- Die Gesamtenergie im elektromagnetischen SpaCal E_{tot} ist kleiner als $1000\,\mathrm{GeV}$; dies dient der Vermeidung von „LED-Ereignissen“ des CAM-Systems (vgl. Abschnitt 3.1.4).
- Es existiert mindestens ein elektromagnetischer SpaCal-Cluster, der nicht in der Vetolage (vgl. Abschnitt 3.1.2) liegt, mit einem energiegewichteten Clusterradius $R_{clu} \leq 4.5\,\mathrm{cm}$:

  $$R_{clu} := \sum_i \frac{E_i\sqrt{(x_{clu}-x_i)^2+(y_{clu}-y_i)^2}}{E_{clu}}, \tag{5.8}$$

  wo über die Zellen i des Clusters summiert wird, E_i und E_{clu} die Energien der jeweiligen Clusterzelle bzw. des ganzen Clusters und (x_i, y_i) und (x_{clu}, y_{clu}) die Mittelpunkte der Zellen bzw. der Schwerpunkt des Clusters sind.
- Es existiert ein vom zentralen oder vorderen Spurkammersystem gefundener Vertex, dessen z-Koordinate die Bedingung $-50\,\mathrm{cm} \leq z_{vertex} \leq 100\,\mathrm{cm}$ erfüllt.
- Alle Ereignisse im Bereich des kinematischen Maximums mit $22\,\mathrm{GeV} \leq E_{clu} \leq 32\,\mathrm{GeV}$ werden akzeptiert, auch diejenigen, die die beiden letzten obigen Bedingungen nicht erfüllen.

[2]Der Algorithmus der Clusterbildung im SpaCal wird in Abschnitt 4.1 beschrieben.

Klasse 10
Um die „Physikklasse“ 11 kontrollieren zu können, werden in Klasse 10 die Ereignisse, die den Bedingungen der Klasse 11 nicht genügen, alternativen Schnitten unterworfen:

- Ereignisse mit einem Cluster $R_{clu} > 4.5\,\mathrm{cm}$, werden akzeptiert, falls:
  - ein zentraler oder vorderer Vertex mit $-50\,\mathrm{cm} \leq z_{vertex} \leq 100\,\mathrm{cm}$ existiert,
  - die Energie in der Vetolage E_{veto} kleiner oder gleich 4 GeV ist,
  - die Energie im hadronischen SpaCal E_{hadr} kleiner oder gleich 30 GeV ist,
  - eine vorhandene Zeitinformation der energiereichsten („heißesten“) Zelle im energiereichsten („heißesten“) Cluster, die zu den innersten 500 SpaCal-Zellen gehört, der Bedingung: $9\,\mathrm{ns} \leq t_{SpaCal} \leq 22\,\mathrm{ns}$ genügt.
- Ereignisse, die einen Cluster mit $E_{clu} \geq 4\,\mathrm{GeV}$ und $R_{clu} \leq 4.5\,\mathrm{cm}$ vorweisen, aber weder einen Vertex haben noch aus dem kinematischen Maximum stammen, werden akzeptiert, falls:
  - die Energie in der Vetolage kleiner oder gleich 4 GeV ist,
  - die Energie im hadronischen SpaCal kleiner oder gleich 30 GeV ist,
  - eine vorhandene Zeitinformation der energiereichsten Zelle im energiereichsten Cluster, die zu den innersten 500 SpaCal-Zellen gehört, der Bedingung $9\,\mathrm{ns} \leq t_{SpaCal} \leq 22\,\mathrm{ns}$ genügt,
  - das Ereignis kein„Hot Spot“-Ereignis ist, d.h. **nicht** die folgenden Bedingungen gleichzeitig erfüllt:
    * die Energie des energiereichsten Cluster ist kleiner oder gleich 12 GeV,
    * die energiereichste Zelle ist die Zelle 14,
    * das Verhältnis $\frac{E_{clu}}{E_{total}-E_{veto}}$ ist größer oder gleich 0.8 ,
    * die Energie der Vetolage E_{veto} ist größer oder gleich 300 MeV.

Eine Gruppe von Ereignissen mit besonders kleinen Energien, die noch nicht von Klasse 11 oder von den bisherigen Schnitten der Klasse 10 angenommen wird, soll für die Physikanalyse und Untergrundstudien akzeptiert werden. Die folgenden Bedingungen müssen erfüllt sein:

- Es existiert ein Cluster mit der Energie $E_{clu} \geq 2\,\mathrm{GeV}$ und dem Clusterradius $R_{clu} \leq 4.5\,\mathrm{cm}$.

- Es existiert ein zentraler oder vorderer Vertex mit $-50\,\mathrm{cm} \leq z_{vertex} \leq 50\,\mathrm{cm}$.
- Die Energie in der Vetolage ist kleiner oder gleich 1 GeV.
- Die Energie im hadronischen SpaCal ist kleiner oder gleich 30 GeV.
- Eine vorhandene Zeitinformation der energiereichsten Zelle im energiereichsten Cluster, die zu den innersten 500 SpaCal-Zellen gehört, genügt der Bedingung: $9\,\mathrm{ns} \leq t_{SpaCal} \leq 22\,\mathrm{ns}$.

5.1.4 Runselektion

Die Datennahme ist bei H1 in sogenannte Runs unterteilt; das sind kurze Zeitintervalle, die maximal wenige Stunden dauern und in denen die Daten unter gleichen Bedingungen aufgezeichnet werden. Der Sinn dieser Zeitunterteilung liegt in einer Kontrolle dieser Runbedingungen, die genutzt werden kann, um Runs mit den für die Analyse geeigneten und konstanten Bedingungen auswählen zu können und andere zu verwerfen.

Im folgenden sind die für die zu akzeptierenden Runs geforderten Bedingungen dieser Analyse im einzelnen aufgeführt:

- Die verschiedenen Runs sind zu sogenannten Runphasen von 1 bis 4 zusammengefaßt. Diese Phasen unterscheiden sich je nach Luminositäts- und Untergrundsituation. Diesen Situationen angepaßt werden bei der Datennahme unterschiedliche Trigger und Untersetzungsfaktoren gewählt. Die Phase 1 ist dabei von einer hohen Untergrundrate und entsprechend hohen Untersetzungsfaktoren auch der DIS-Subtrigger bestimmt. Deren Runs werden deshalb bei der Runselektion verworfen. Runs der Phasen 2 bis 4 werden dagegen mit einer integrierten Luminosität von zusammen $148\,\mathrm{nb}^{-1}$ akzeptiert. Auf den DST-Datensätzen stehen davon für die weitere Runselektion $138.1\,\mathrm{nb}^{-1}$ zur Verfügung.
- Während der Datennahme wird für jeden Run auch die Bereitschaft der verschiedenen Detektorkomponenten in kurzen Zeitabständen in Form der sogenannten „HV-Bits“ aufgezeichnet. Je nach Zeitanteil der durch die „HV-Bits“ angezeigten inaktiven, aber wichtigen Detektorkomponenten, kann bei der Analyse die Luminosität des Runs korrigiert werden. In dieser Arbeit werden die folgenden Detektorkomponenten als aktiv verlangt:
  - das SpaCal
  - das zentrale Spurkammersystem und die BDC
  - das LAr-Kalorimeter
  - die Hauptspule des Detektors

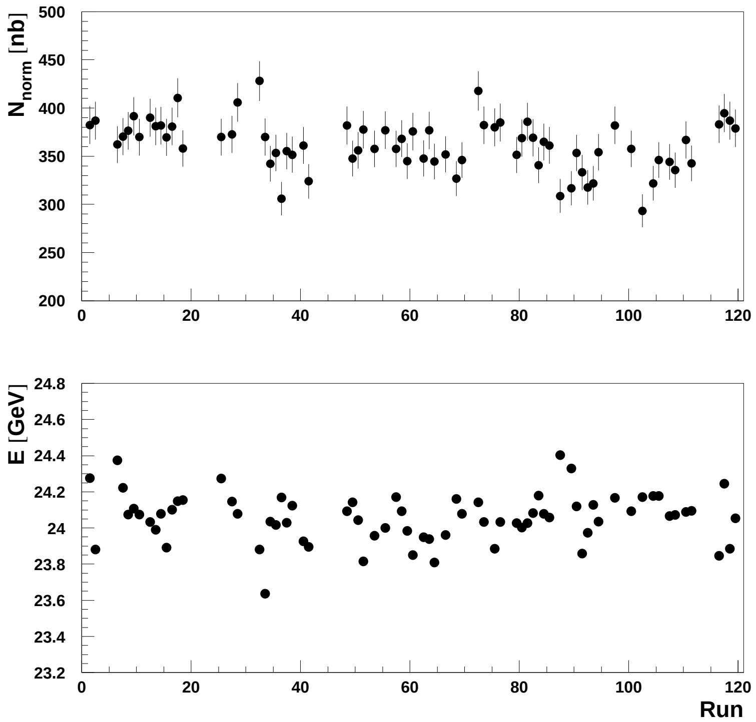

Abbildung 5.2: Im Bild sind die Anzahl der von der Datenselektion akzeptierten Ereignisse pro korrigierte Luminosität N_{norm} und die mittlere Energie E aller Ereignisse in einem Run gegen die Runnummer dargestellt.

Nach der Luminositätskorrektur mit Hilfe der „HV-Bits" beträgt die verbleibende integrierte Luminosität $131.9\,\mathrm{nb}^{-1}$.

- Runs, deren korrigierte Luminosität weniger als $0.2\,\mathrm{nb}^{-1}$ (dies betrifft sehr kurze Runs) oder weniger als 50% der unkorrigierten Luminosität beträgt, werden von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Kurze Runs deuten auf Probleme bei der Datennahme hin.

- Der Hauptsubtrigger der DIS-Analyse S_0 ist nicht mit Untersetzungsfaktoren versehen.

- Die Anzahl der in der Datenselektion (siehe nächster Abschnitt) akzeptierten Ereignisse pro korrigierte Luminosität ist eine weitere wichtige Größe zur Kontrolle der Gleichmäßigkeit der Bedingungen der Runs. Runs, deren diesbezüglicher Wert 15% über oder unter dem Durchschnittswert aller Runs liegt, werden verworfen.

- Um mögliche Run-abhängige Fehlmessungen der Energie im SpaCal zu vermeiden, werden nur Runs akzeptiert, deren durchschnittliche Clusterenergie des energiereichsten Clusters nicht mehr als 2% vom Durchschnittswert aller Runs entfernt ist.

- Die Neigung der Strahllage kann relativ zum H1-Koordinatensystem leichten, aber signifikanten Schwankungen unterliegen. Runs mit zu großen Abweichungen von ($x' < -0.0008$) und ($-0.0006 < y' < 0.0016$) werden deshalb verworfen.

Durch die fünf letzten Forderungen werden noch einmal Runs mit einer integrierten Luminosität von etwa $13\,\mathrm{nb}^{-1}$ verworfen. In Bild 5.2 wird die Gleichmäßigkeit aller 73 selektierten Runs anhand der von der Datenselektion (Abschnitt 5.1.5) akzeptierten Ereignisse pro korrigierte Luminosität N_{norm} und anhand der mittleren Energie E aller Ereignisse für jeden Run gezeigt.

Die übriggebliebene integrierte Luminosität von $119\,\mathrm{nb}^{-1}$ bedarf jedoch noch einer weiteren Korrektur. So berücksichtigt die Luminositätsmessung neben den Strahl-Hauptpaketen auch die sogenannten Satellitenpakete, die jedoch in der Analyse nicht benutzt werden. Die deshalb nötige Luminositätskorrektur [H1C96c] beträgt $(4.6 \pm 3)\%$, so daß letztlich $114\,\mathrm{nb}^{-1}$ für die Analyse vorhanden sind .

5.1.5 Datenselektion

Die Datenselektion stellt den letzten Schritt auf dem Weg zur Erlangung eines Datensatzes von tiefunelastischen Streuereignissen mit möglichst kleinem Restbestand an Untergrundereignissen dar. Die angewendeten Schnitte werden im folgenden erläutert. Einige dazugehörige Verteilungen werden am Ende dieses Kapitels im Vergleich von Daten- und MC-Verteilungen gezeigt.

Die Datenselektion ist logisch unterteilt in eine DIS-Selektion und eine darauf aufbauende Selektion von Elektronkandidaten im SpaCal-Kalorimeter:

Selektion von DIS-Ereignissen

- Der energiereichste Cluster erfüllt die Bedingungen der Elektronkandidaten-Selektion (siehe unten).

- Das Ereignis hat einen rekonstruierten Vertex des zentralen oder vorderen Spurkammersystems mit $40\,\mathrm{cm} < z_{vtx} < 100\,\mathrm{cm}$.

  Die Forderung der Existenz eines Vertex und die Einschränkung der z-Koordinate des Vertex helfen bei der Reduktion von strahlinduziertem Untergrund.

- $\sum(E - P_z)_{Kalorimeter} > 35\,\mathrm{GeV}$

Die von den Kalorimetern gemessene longitudinale Impulsbilanz (Summe über alle hadronischen Endzustandsteilchen h und des gestreuten Elektrons e):

$$\sum(E - P_z) := \sum_h (E_h - P_{z,h}) + (E_e - P_{z,e}) \tag{5.9}$$

dient der Verwerfung von Photoproduktionsereignissen und Ereignissen, deren Elektronen im Anfangszustand viel Energie abstrahlen. Beide Ereignisklassen weisen in der Größe $\sum(E-P_z)$ Werte unterhalb der für DIS-Ereignisse erwarteten zweifachen Energie des Elektronstrahls von 55 GeV auf.

Bedingungen für den Elektronkandidaten

- Der Cluster mit der höchsten Energie liegt im elektromagnetischen SpaCal.

- $E_{clu} > 7.0\,\mathrm{GeV}$

  Während der Wirkungsquerschnitt für DIS-Ereignisse mit der Energie des gestreuten Elektrons abnimmt, steigt der Photoproduktionsuntergrund mit der im SpaCal gemessenen Energie stark an. Der Schnitt auf die Energie des gestreuten Elektronkandidaten unterdrückt so einen Großteil der Photoproduktionsereignisse.

- $R_{clu} < 3.5\,\mathrm{cm}$

  Auch der Schnitt auf den energiegewichteten Clusterradius unterdrückt Photoproduktionsereignisse, da elektromagnetische Schauer kompakter in ihrer Ausdehnung sind als hadronische Schauer.

- $|dR_{BDC}| < 2.0\,\mathrm{cm}$ und $|d\phi_{BDC}| < 2.5\,\mathrm{cm}$

  Der Abstand zwischen Schauerschwerpunkt im elektromagnetischen SpaCal und dem nächsten Treffer in der BDC getrennt nach den H1-Koordinaten R und ϕ wird für das Unterdrücken von Photoproduktionsereignissen genutzt. Dies ist insbesondere für sogenannte Überlappereignisse wirkungsvoll, bei denen Photonen und geladene Pionen oder Photonen und Elektronen aus Photonkonversionen auftreten.

- $E_{hadr} < 0.5\,\mathrm{GeV}$

  Ereignisse mit Energie im hadronischen SpaCal oberhalb 0.5 GeV in einem Zylinder mit dem Durchmesser von $d = 17.5\,\mathrm{cm}$ um den energiereichsten Cluster im elektromagnetischen SpaCal werden als Photoproduktionsereignisse gewertet und verworfen. Es wird an dieser Stelle die größere Ausdehnung der hadronischen Schauer (hier in longitudinaler Richtung) ausgenutzt.

- $12\,\mathrm{ns} < t_{SpaCal} < 23\,\mathrm{ns}$

  Die Zeitinformation des SpaCal dient der Unterdrückung von strahlinduziertem Untergrund.

- $E_{veto} < 1.0\,\mathrm{GeV}$

  Die Festsetzung der Obergrenze der Vetolagenenergie verhindert Akzeptanzverluste und damit Fehlmessungen der Elektronenergie (siehe auch Abschnitt 4.4.1).

- $\Theta_{BDC} > 165°$

  Die Begrenzung des von der BDC gemessenen Polarwinkel ist ein Schnitt auf die äußere Region des SpaCal und stellt sicher, daß nur der besser kalibrierte mittlere und innere Bereich des SpaCal in der Analyse benutzt wird.

- $R_{\circ} > 8.7\,\mathrm{cm}$

  Die Einschränkung des Abstandes des von der BDC bestimmten Elektrontreffers zur Strahlachse (korrigiert bzgl. der mittleren Strahlneigung) ist ein Akzeptanzschnitt auf die innere Region des SpaCal (siehe auch Abschnitt 4.4.1).

5.2 Monte-Carlo-Simulationen

Monte-Carlo-Simulationen (auch kurz MC genannt) dienen der Berücksichtigung von Akzeptanz, Selektionseffizienz und Auflösung des Detektors, sowie der Abschätzung und Subtraktion verbliebenen Untergrunds bei der Bestimmung der Strukturfunktion F_2 aus dem Wirkungsquerschnitt.

Zwei Typen von Programmpaketen sind zu unterscheiden: Ereignisgeneratoren erzeugen physikalische Ereignisse, während die Programme der Detektorsimulation die Messung der zugehörigen Teilchen im Detektor simulieren.

Tiefinelastische Streuereignisse wurden mit Hilfe des MC-Generators DJANGO [Schu92] generiert. DJANGO basiert auf den Programmpaketen HERACLES [Kwi92] zur Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung und LEPTO [Ing92] zur Darstellung der QCD-Subprozesse, sowie für die Simulation des hadronischen Endzustands. HERACLES ist ein Ereignisgenerator auf Partonniveau, der radiative Korrekturen erster Ordnung, reelle Bremstrahlungsphotonen, sowie die Strukturfunktion F_L beinhaltet. LEPTO nutzt das Farbdipol-Modell CDM[3] [Lon92] für die Partonenemission oder alternativ Matrixelemente der QCD-Prozesse erster Ordnung mit zusätzlichen Partonschauern. Die Partondichteverteilungen wurden in dieser Arbeit nach GRV [GRV95] und MRSD0' [MRS93] parametrisiert. Die Hadronisation wird im LUND-Stringmodell [Sjo87, Ben87, Sjo92]

[3]**CDM** = **C**olour **D**ipole **M**odel

durchgeführt. Zur Erzeugung diffraktiver Ereignisse, die in DJANGO nicht enthalten sind, werden die Programme RAPGAP [Jun95] und DIFFVM [Lis93] benutzt. Insbesondere bei Prozessen $ep \to ep\rho^0$ und $ep \to ep\phi$ ist aufgrund der Ereignistopologie die Wahrscheinlichkeit einer erfolgreichen Vertexbestimmung reduziert. Mit Hilfe der MC-Ereignisse kann die Reduktion dieser Wahrscheinlichkeit abgeschätzt und korrigiert werden.

Zur Simulation des Photoproduktionsuntergrunds wurde der MC-Generator PHOJET [Eng96] benutzt. Bei der Selektion der DIS-Ereignisse aus den experimentellen Daten kann nicht verhindert werden, daß im endgültigen Datensatz für die F_2-Analyse auch Photoproduktionsereignisse vorhanden sind. Die PHOJET-Ereignisse dienen der Abschätzung und der statistischen Subtraktion des verbleibenden Untergrunds.

Die Signalerzeugung der generierten Ereignisse im H1-Detektor wurde mit dem Detektorsimulationsprogramm H1SIM nachgebildet. H1SIM basiert auf dem Programmpaket GEANT [Bru87], mit dessen Hilfe die Geometrie und die Materialzusammensetzung des H1-Detektors beschrieben wurde.

Nach der Ereignisgeneration und der Detektorsimulation wurden die simulierten Ereignisse genau wie die experimentellen Ereignisse im Programm H1REC rekonstruiert und der Analyse zugeführt, in der ein Vergleich zwischen experimentellen Daten und MC-Ereignissen vorgenommen wurde.

Abschließend sind in Tabelle 5.2 die integrierten Luminositäten der von den MC-Generatoren DJANGO und PHOJET erzeugten Ereignisse aufgelistet.

Generator	PDF	int. Luminosität [nb^{-1}]
DJANGO	GRV	189.14
DJANGO	MRSD0'	82.96
PHOJET	GRV	255.32

Tabelle 5.2: Auflistung der integrierten Luminositäten der von den MC-Generatoren DJANGO und PHOJET erzeugten Ereignissen.

5.3 Vergleich von Daten- und MC-Verteilungen

Die Genauigkeit einer F_2-Messung hängt neben einer ausreichenden Ereignisstatistik von einer guten Übereinstimmung von Daten und Ereignissen aus MC-Simulationen ab. In diesem Abschnitt werden einige Daten- und MC-Verteilungen (DIS (DJANGO) und Photoproduktion (γp (PHOJET)) miteinander verglichen und diskutiert. Dabei werden in DJANGO für den Bereich $Q^2 \geq 0.35\,\mathrm{GeV}^2$ Partondichteverteilungen nach MRSD0' und GRV benutzt, während für $Q^2 < 0.35\,\mathrm{GeV}^2$

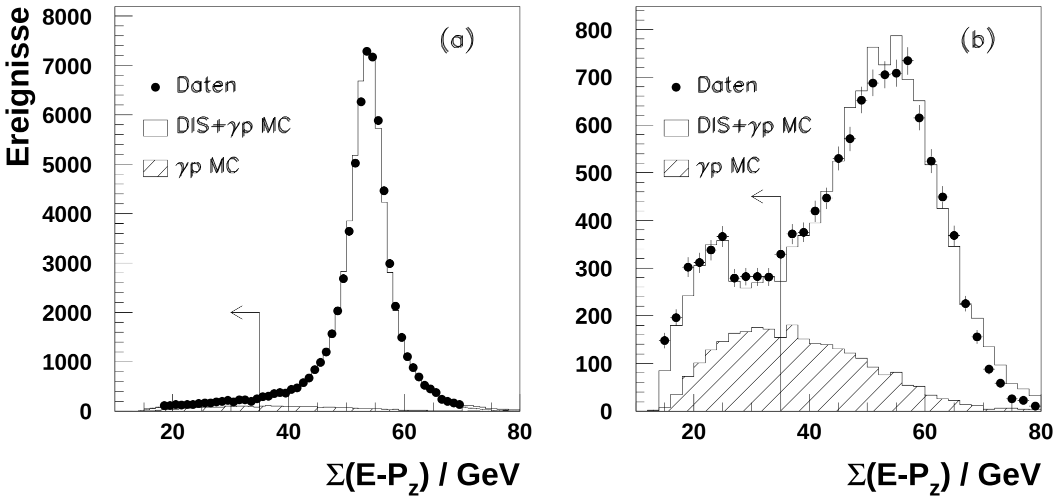

Abbildung 5.3: (a) $\Sigma(E-p_z)$ für den ganzen Analysedatensatz. (b) $\Sigma(E-p_z)$ für den eingeschränkten Bereich mit $y > 0.55$. Die senkrechte durchgezogene Linie in (a) und (b) verdeutlicht den Selektionsschnitt $\Sigma(E-p_z) > 35\,\mathrm{GeV}$. Der Pfeil deutet in den Bereich der Verteilung, der in der Analyse verworfen wird.

ausschließlich die Partondichteverteilung nach MRSD0' angewandt wird. Bei kleinen Q^2 beschreibt die GRV-Parametrisierung die Daten nicht mehr korrekt. Die Daten- und MC-DIS-Verteilungen entsprechen jeweils der gleichen integrierten Luminosität. Die Normierung für die γp-Verteilungen des PHOJET-MC wurde aus einem Vergleich mit experimentellen Photoproduktionsdaten bestimmt. Dabei wurden gestreute Elektronen im Elektrontagger des Luminositätssystems benutzt (siehe weiter vorne).

- **Longitudinale Impulsbilanz**

  Die longitudinale Impulsbilanz $\Sigma(E-p_z)$ der gemessenen Teilchen ist eine wichtige Größe zur Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen (für die Definition dieser Größe siehe Abschnitt 5.1.5). Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung von $\Sigma(E-p_z)$ für den ganzen Analysedatensatz in (a) und im eingeschränkten kinematischen Bereich $y > 0.55$ in (b). Die Daten mit $y > 0.55$ weisen einen hohen Anteil von Photoproduktionsereignissen auf. Aufgrund der guten Übereinstimmung von Daten- und MC-Verteilungen in (a) und insbesondere in (b) kann auch hier auf ein gutes Verständnis des Photoproduktionsanteils in den Daten mit Hilfe der PHOJET-Simulation geschlossen werden. Das lokale Maximum bei 25 GeV der Datenverteilung in (b) ist auf Ereignisse zurückzuführen, in denen die Elektronen im Anfangszustand kollinear Photonen mit etwa 15 GeV im Mittel abstrahlen (bedingt durch die

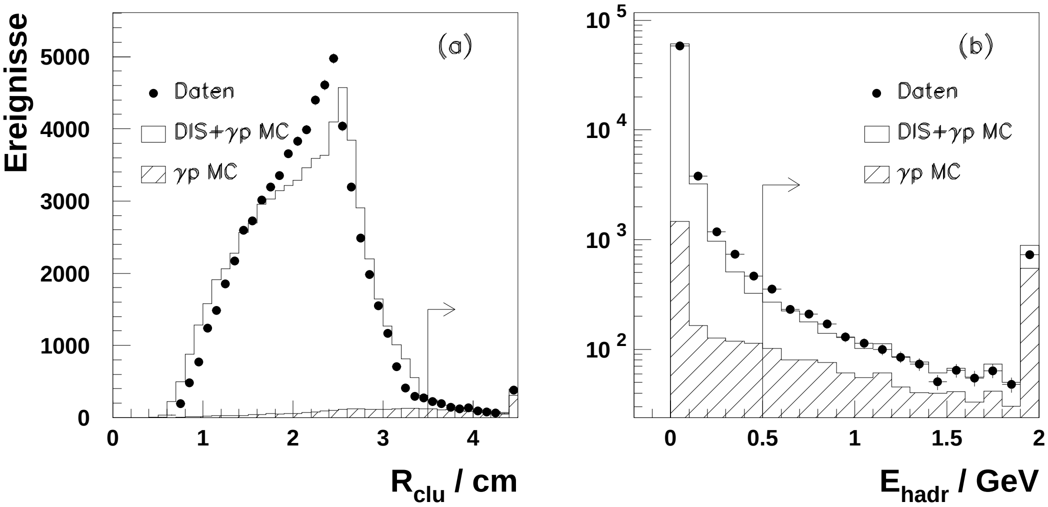

Abbildung 5.4: (a) Energiegewichteter Clusterradius R_{clu}. (b) Energie E_{hadr} im hadronischen SpaCal in einem Zylinder mit dem Durchmesser von $d = 17.5\,\mathrm{cm}$ um den energiereichsten Cluster im elektromagnetischen SpaCal. Die Selektionsschnitte bei $R_{clu} < 3.5\,\mathrm{cm}$ und $E_{hadr} < 0.5\,\mathrm{GeV}$ sind durch senkrechte Linien angedeutet. Im letzten Bin beider Verteilungen sind alle Ereignisse gesammelt, die sich im nicht gezeigten Ausläufer der Verteilungen befinden.

Beschränkung auf $y > 0.55$) und somit eine verringerte Energie in der *ep*-Kollision zur Verfügung steht. Die senkrechte durchgezogene Linie in beiden Bildern (a), (b) verdeutlicht den Selektionsschnitt $\Sigma(E - p_z) > 35\,\mathrm{GeV}$. Der Pfeil deutet in den Bereich der Ereignisse, die in der Analyse verworfen werden.

- **Clusterradius und Energie im hadronischen SpaCal**

Die im Mittel größere Ausdehnung hadronischer gegenüber elektromagnetischer Cluster kann für zwei weitere Schnitte auf Photoproduktionsereignisse genutzt werden. Der energiegewichtete Clusterradius R_{clu}, der in Gleichung 5.8 definiert ist, beschreibt die transversale Ausdehnung von Schauern. Bild 5.4 (a) zeigt die Verteilung dieser Größe. Die Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Ereignissen ist im Ganzen nicht besonders gut. Die Ursache liegt in nicht perfekt angepaßten Details der Detektorsimulation des SpaCal-Kalorimeters begründet. Im Bereich $R_{clu} > 3.5\,\mathrm{cm}$ ist die Übereinstimmung zwischen Daten und MC jedoch gut. Hier stammen fast alle Ereignisse aus der Photoproduktion. Der durchgeführte Schnitt bei $R_{clu} < 3.5\,\mathrm{cm}$ ist im Bild durch eine senkrechte Linie angedeutet.

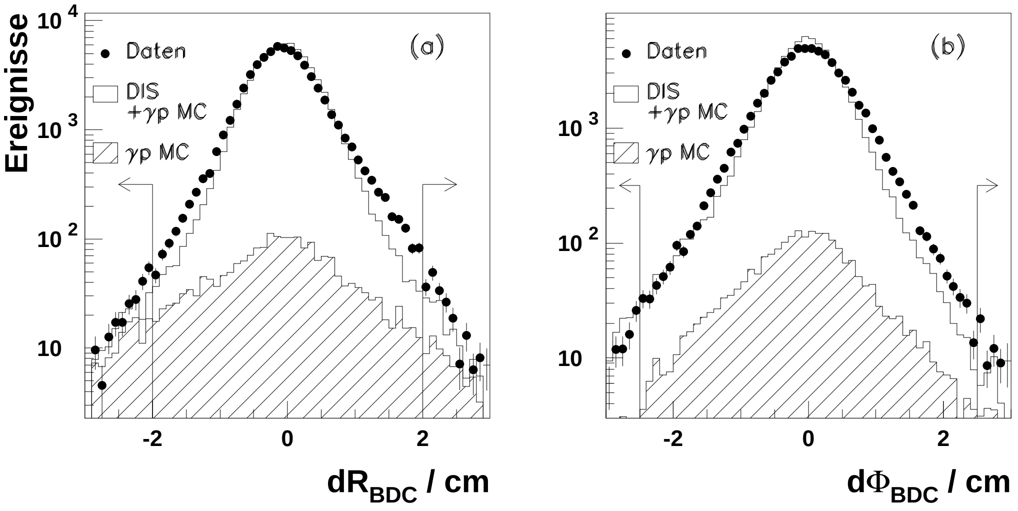

Abbildung 5.5: (a) Radiale dR_{BDC} und (b) azimutale Komponente $d\phi_{BDC}$ des Abstands zwischen Schauerschwerpunkt im SpaCal und Treffer in der BDC. Die senkrechten Linien markieren die Selektionsschnitte.

Die Verteilung der Größe E_{hadr}, der Energie im hadronischen SpaCal oberhalb 0.5 GeV in einem Zylinder mit dem Durchmesser von $d = 17.5$ cm um den energiereichsten Cluster im elektromagnetischen SpaCal, ist in Bild 5.4 (b) gezeigt. Diese Größe E_{hadr} ist ein Maß für die longitudinalen Schauerausdehnung. Hadronische Schauer aus Photoproduktionereignissen deponieren aufgrund ihrer größeren Ausdehnung im Mittel auch mehr Energie im hadronischen Teil des SpaCal als elektromagnetische Schauer. Diese Tatsache motiviert den Schnitt bei $E_{hadr} < 0.5$ GeV. Die Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Ereignissen ist gut.

- **Abstand zwischen Schauerschwerpunkt im SpaCal und Treffer in der BDC**

  Ein Vergleich des Abstands zwischen Schauerschwerpunkt im SpaCal und Treffer in der BDC führt zu weiteren Schnitten gegen die Photoproduktion. So zeigen sogenannte Überlappereignisse der Photoproduktion, bei denen Photonen und geladene Pionen oder Photonen und Elektronen aus Photonkonversionen auftreten, aufgrund ihrer Topologie einen durchschnittlich größeren Abstand zwischen Schauerschwerpunkt im SpaCal und Treffer in der BDC, als einzelne gestreute Elektronen. Dieser Abstand wird in zwei Komponenten zerlegt: eine radiale Komponente, dR_{BDC}, die zur Strahlachse zeigt, und eine azimutale Komponente, $d\phi_{BDC}$, die in der geometrischen xy-Ebene senkrecht zur radialen Komponente liegt. Bild 5.5 zeigt die Verteilungen die-

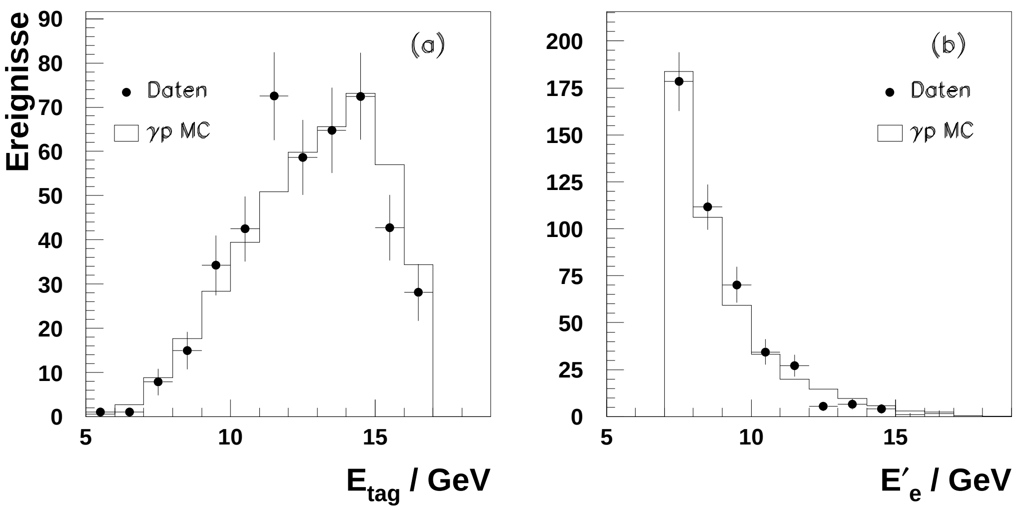

Abbildung 5.6: (a) Energiespektrum der in den Elektrontagger gestreuten Elektronen aus Photoproduktionsereignissen. (b) Energiespektrum der im SpaCal fälschlicherweise als Elektron identifizierten Teile des hadronischen Endzustands.

ser Größen. Die Selektionsschnitte $|dR_{BDC}| < 2.0\,\mathrm{cm}$ und $|d\phi_{BDC}| < 2.5\,\mathrm{cm}$ sind durch senkrechte Linien gekennzeichnet. Es ist zu erkennen, daß die MC-Verteilungen (DIS + γp) in beiden Fällen etwas schmaler als die entsprechenden Verteilungen der experimentellen Daten sind. Im Bereich, der durch die Schnitte unterdrückt wird, ist die Übereinstimmung aber besser, so daß der gleiche Anteil in den Daten und MC-Ereignissen verworfen wird. Eine eingehende Diskussion dieser Größen und der dazugehörigen Schnitte ist in [Kat97] zu finden.

- **Im Elektrontagger nachgewiesene Photoproduktionsereignisse**

  Auch wenn ein großer Teil der Photoproduktionsereignisse erkannt und verworfen werden kann, verbleibt dennoch aufgrund seiner ähnlichen Signatur im Vergleich zu DIS-Ereignissen ein signifikanter Teil im endgültigen Analysedatensatz. Damit diese verbleibenden Untergrundereignisse aus der Photoproduktion nicht den DIS-Wirkungsquerschnitt und damit die F_2-Bestimmung verfälschen, müssen sie statistisch, binweise abhängig von x und Q^2, subtrahiert werden.

  Eine Abschätzung der im Analysedatensatz verbliebenen Photoproduktionereignisse wird durch einen Vergleich von experimentellen Photoproduktionsdaten, deren gestreute Elektronen im Elektrontagger des Luminositätssystems identifiziert werden und mit PHOJET simulierten Ereignissen erstellt.

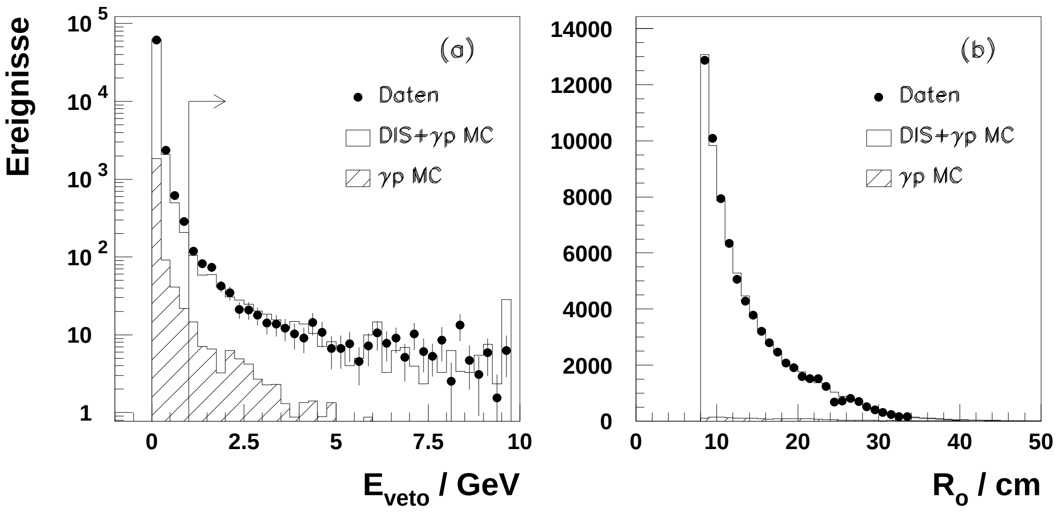

Abbildung 5.7: (a) Verteilung der Vetolagenenergie E_{veto}. Der Selektionsschnitt akzeptiert alle Ereignisse mit $E_{veto} < 1.0\,\text{GeV}$. (b) Abstand des von der BDC bestimmten Elektrontreffers von der Strahlachse $R_\circ$. Es sind nur die akzeptierten Ereignisse mit $R_\circ > 8.7\,\text{cm}$ dargestellt.

In Bild 5.6(a) ist das Energiespektrum des Elektrontaggers in den Daten und den PHOJET-Ereignissen dargestellt. Im Rahmen der Statistik kann eine gute Übereinstimmung von Daten und PHOJET-MC festgestellt werden. Das im SpaCal gemessene Energiespektrum E_e' des ersten Elektronkandidaten aller identifizierten Photoproduktionsereignisse wird in Bild 5.6(b) gezeigt. Auch hier stimmen die Spektren aus MC und experimenteller Messung gut überein. Die γp-Verteilungen des PHOJET-MC sind auf die Anzahl der Ereignisse der experimentellen Photoproduktionsdaten normiert. Zusammenfassend ergab die Abschätzung, daß der nach der Selektion verbliebene Photoproduktionsanteil nur bei kleinsten x-Werten zwischen 5% und maximal 20% liegt. Die Unsicherheit des subtrahierten Anteils beträgt 30%.

- **Vetolagenenergie und Abstand des von der BDC bestimmten Elektrontreffers von der Strahlachse**

  Zur Vermeidung von Energieverlusten, die im inneren Bereich des SpaCal dicht am Strahlrohr auftreten können (siehe dazu auch Abschnitt 4.4.1.), werden Schnitte auf die Vetolagenenergie E_{veto} und den Abstand des von der BDC bestimmten Elektrontreffers von der Strahlachse $R_\circ$ eingeführt. Unterdrückt werden alle Ereignisse außerhalb von $E_{veto} < 1.0\,\text{GeV}$ und $R_\circ > 8.7\,\text{cm}$. Die Verteilungen dieser Größen sind in Bild 5.7 (a) und (b) gezeigt. Ein von [Mey97] ausführlich diskutierter Effekt, ist in der Verteilung der

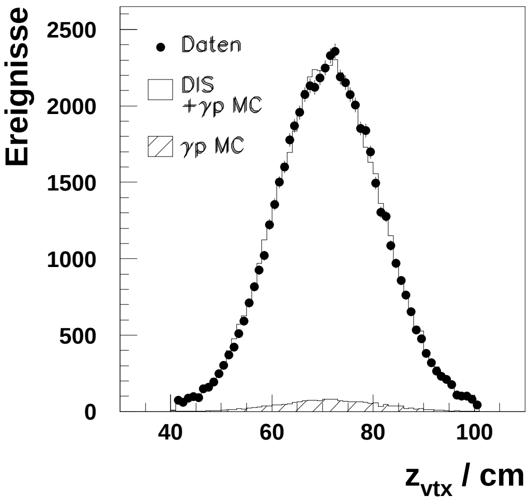

Abbildung 5.8: Verteilung der z-Koordinate des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes für Daten und MC-Ereignisse.

Abstände des Schauerschwerpunkts von der Strahlachse bei $R_\circ \approx 25\,\mathrm{cm}$ zu erkennen. Hier weichen Monte-Carlo-Simulation und Datenverteilung deutlich voneinander ab. Dieser bisher nicht vollständig verstandene Effekt ist auch ein Grund für die Beschränkung der F_2-Analyse auf Q^2-Werte bis maximal etwa $4\,\mathrm{GeV}^2$ (siehe dazu Abschnitt 6.2).

- **Die z-Verteilung des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes**

  In der Selektion für die Daten mit verschobenem Vertex wird für jedes Ereignis die Existenz eines mit Hilfe des zentralen oder vorderen Spurkammersystems rekonstruierten Wechselwirkungspunktes und die Einschränkung der z-Koordinate auf den Bereich $\pm 30\,\mathrm{cm}$ um die Mittellage gefordert. Diese Forderungen unterdrücken strahlinduzierten Untergrund. Außerdem wird die Lage des Wechselwirkungspunktes zur Bestimmung des Elektronstreuwinkels benötigt. Abbildung 5.8 zeigt die Verteilung der z-Koordinate des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes für Daten und MC-Ereignisse. Der Mittelwert der Verteilung liegt bei $+70\,\mathrm{cm}$. Die Übereinstimmung von Daten und MC-Ereignissen ist gut.

  Die Effizienz der Vertexrekonstruktion wurde mit Ereignissen überprüft, die anstelle einer Vertexforderung einer zeitlichen Korrelation zwischen einer Messung von Hadronen im Plug-Kalorimeter (siehe Abschnitt 2.2.1) und der Messung des gestreuten Elektrons im SpaCal genügen. Diese zeitliche Korrelation ist ein Kennzeichen für tiefinelastische ep-Streuereignisse und unterdrückt strahlinduzierten Untergrund. Die Effizienz der Vertexrekonstruktion

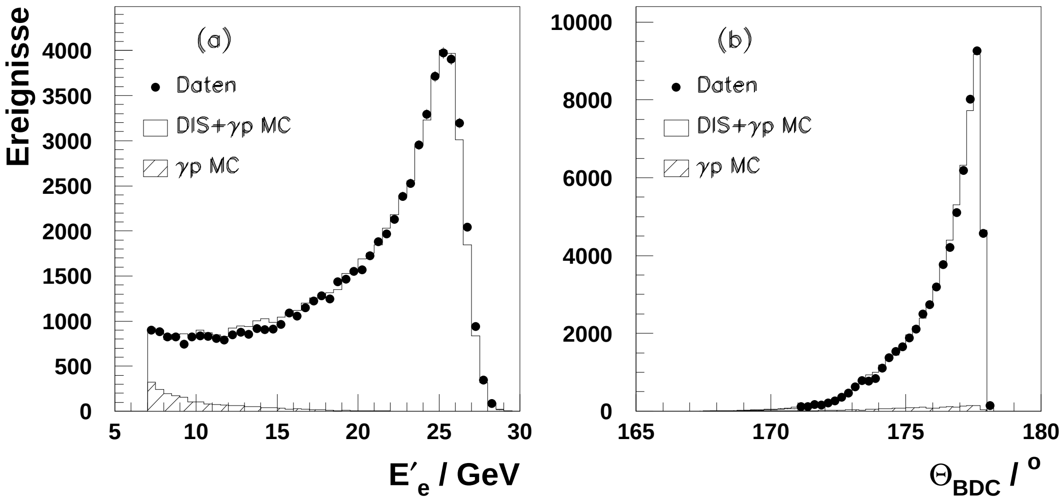

Abbildung 5.9: (a) Energie und (b) Winkel des gestreuten Elektrons.

nimmt zu kleinen y ab — hier werden die Hadronen in Vorwärtsrichtung gestreut, wo der Akzeptanzbereich des Spurkammersystems zum Strahlrohr begrenzt ist — und liegt im Bereich $y > 0.05$ zwischen 90% und 97% und im Bereich $y < 0.05$ unterhalb von 90%. Die Genauigkeit der Effizienzbestimmung beträgt 2% für $y > 0.05$ und 5% für $y < 0.05$ [H1C97].

- **Energie- und Winkelmessung**

  Der genauen Bestimmung von Energie und Winkel eines gestreuten Elektrons kommt in der Messung von F_2 wie in Kapitel 4 dargelegt, entscheidende Bedeutung zu. Deshalb muß eine gute Übereinstimmung in den MC- und Datenverteilungen hinsichtlich dieser Größen gefordert werden. Die Abbildungen 5.9(a) und (b) zeigen, daß diese Forderung erfüllt ist. Den Verteilungen von Energie E_e' und Winkel Θ_{BDC} liegen selektierte DIS-Ereignisse zugrunde, die zusammen mit simulierten Photoproduktionsereignissen und einer Summe aus simulierten DIS- und Photoproduktionsereignissen dargestellt sind. Der Photoproduktionsanteil nimmt zu kleinen Energien stark zu und wird bei E_e' unterhalb 7 GeV durch einen Schnitt unterdrückt.

- **y- und p_t-Balance**

  Die überwiegende Anzahl der Messpunkte für F_2 werden mit Hilfe der Elektronmethode bestimmt. Im Bereich kleiner y kommt jedoch die Σ-Methode zur Anwendung, die auch hadronische Meßgrößen zur Rekonstruktion der kinematische Variablen x, y und Q^2 nutzt.

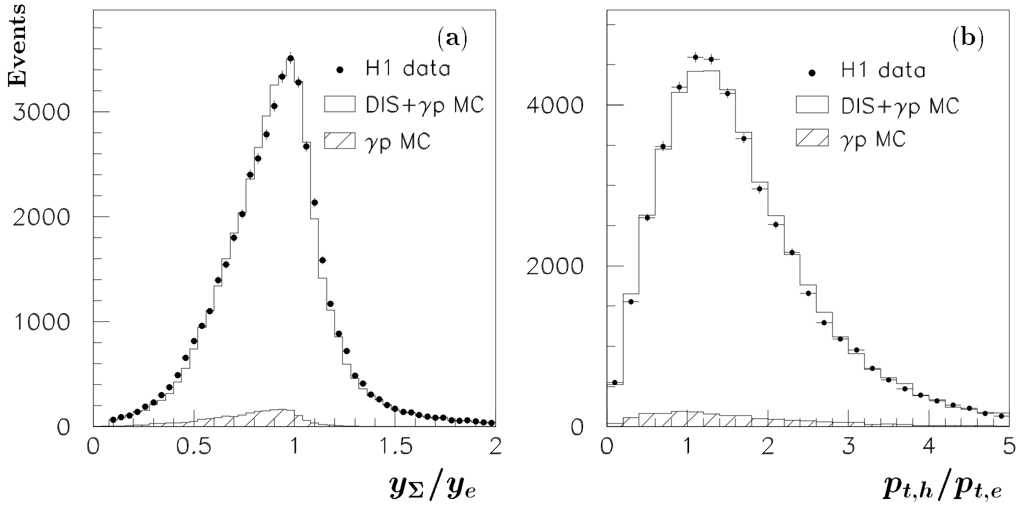

Abbildung 5.10: (a) Verhältnis y_Σ/y_e der mit der Σ- und der Elektronmethode gemessenen Inelastizitäten. (b) Verhältnis $p_{t,h}/p_{t,e}$ des transversalen Impulses des hadronischen Systems zu dem transversalen Impuls des gestreuten Elektrons.

Die Verteilungen des Verhältnisses y_Σ/y_e, der mit der Σ- und der Elektronmethode gemessenen Inelastizitäten und des Verhältnisses $p_{t,h}/p_{t,e}$ des transversalen Impulses des hadronischen Systems zu dem transversalen Impuls des gestreuten Elektrons, zeigen, daß die hadronischen Meßgrößen gut durch die MC-Simulationen beschreiben werden. Die genannten Verteilungen sind in Bild 5.10(a) und (b) dargestellt. Die große Breite der Verteilung $p_{t,h}/p_{t,e}$ ist auf die durchschnittlich kleinen transversalen Impulse zurückzuführen. Schon bei kleinen Schwankungen in der gemessenen Energie sind jene mit großen Fehlern behaftet.

- **Die kinematischen Variablen x_{el}, Q^2_{el} und y_{el}**

  Zum Abschluß dieses Kapitels sollen die Verteilungen der kinematischen Variablen x_{el}, Q^2_{el} und y_{el}, bestimmt mit der Elektronmethode (siehe Abschnitt 2.2.3), in Abbildung 5.11 gezeigt werden. In allen Bereichen der Verteilungen stimmen MC und Daten der für die Analyse selektierten Ereignisse sehr gut überein. Anhand der Verteilungen kann demonstriert werden, daß der nach allen Schnitten verbliebene Photoproduktionsuntergrund hauptsächlich bei kleinen x_{el} und Q^2_{el} und großen y_{el} lokalisiert ist. Der verbliebene Anteil beträgt hier nur noch wenige Prozent.

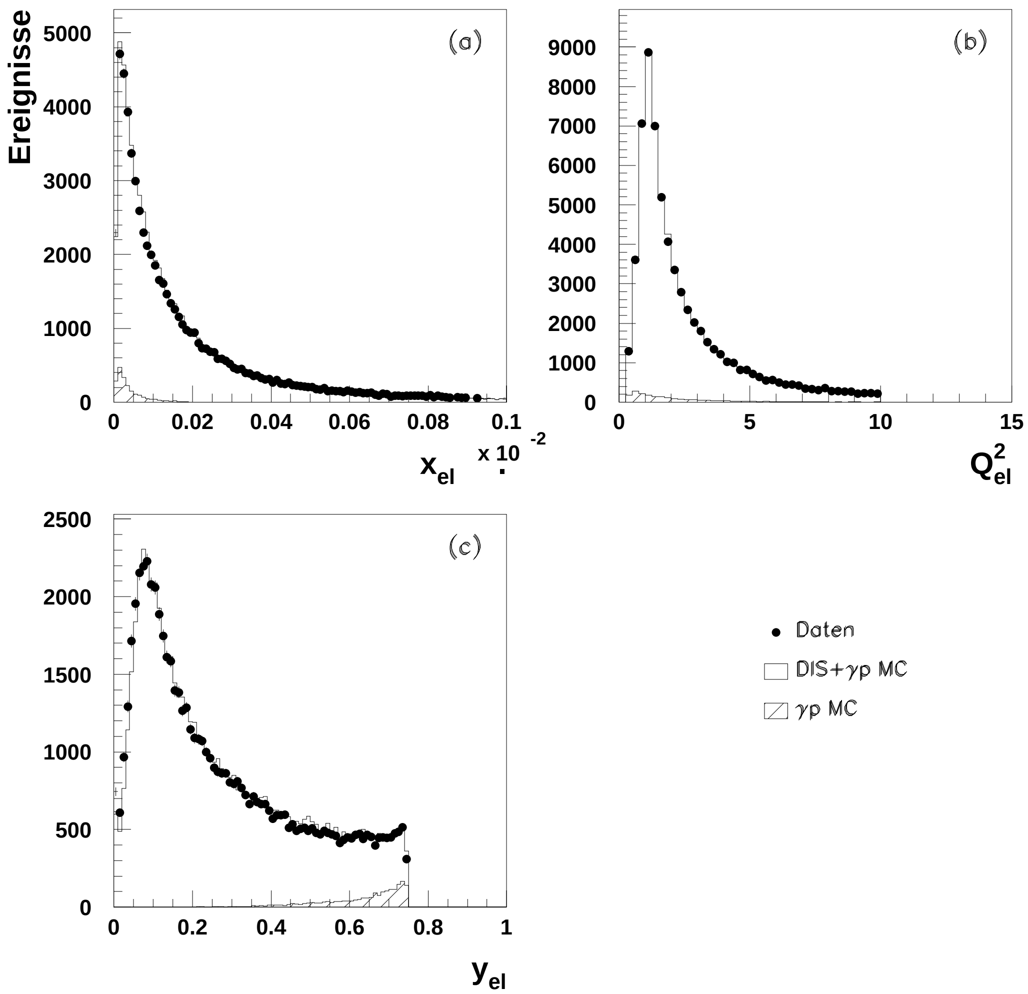

Abbildung 5.11: Die Verteilungen der mit der Elektronmethode bestimmten kinematischen Variablen x_{el} in (a), Q^2_{el} in (b) und y_{el} in (c).

Kapitel 6

Bestimmung der Strukturfunktion F_2

6.1 Methode der F_2-Bestimmung

In diesem Abschnitt wird die Methode der F_2-Bestimmung beschrieben. Zu diesem Zweck wird an Abschnitt 1.2.2 erinnert, aus dem der Zusammenhang zwischen gemessenem differentiellem Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma_{exp}}{dxdQ^2}$ und gesuchter Strukturfunktion F_2 entnommen werden kann:

$$\frac{d^2\sigma_{exp}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[2(1-y)F_2(x,Q^2) + \frac{y^2}{1+R(x,Q^2)}F_2(x,Q^2)\right]\cdot(1+\delta_{RC}) \tag{6.1}$$

Dieser Zusammenhang wird auf die folgende komprimierte Form gebracht:

$$\frac{d^2\sigma_{exp}}{dxdQ^2} = \kappa(R)\cdot F_2(x,Q^2)\cdot(1+\delta_{RC}) \tag{6.2}$$

mit

$$\kappa(R) = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R(x,Q^2)}\right] \tag{6.3}$$

Nach Gleichung 6.2 läßt sich somit aus dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung zweier Faktoren $\kappa(R)$ und $(1+\delta_{RC})$ die Strukturfunktion F_2 gewinnen. Der Faktor $\kappa(R)$ hängt außer von kinematischen Größen auch vom Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von longitudinal zu transversal polarisierten Photonen $R(x,Q^2)$ (siehe Gl. 1.18) ab. Dieses Verhältnis wird hier aus QCD-Rechnungen abgeleitet [Bad96]. Mit dem Korrekturfaktor $(1+\delta_{RC})$ werden Strahlungskorrekturen am Born-Wirkungsquerschnitt berücksichtigt (siehe Abschnitt 6.3).

Die kinematische Ebene wird in endliche Flächenelemente $\Delta x \Delta Q^2$ eingeteilt und der Wirkungsquerschnitt pro Flächenelement bestimmt. Für jedes dieser Flächenelemente, die auch als *Bins* bezeichnet werden, gilt:

$$\int_{\Delta x \Delta Q^2} \frac{d^2\sigma_{exp}(x, Q^2)}{dx dQ^2} dx dQ^2 = \frac{N_{rek} - N_U}{\mathcal{L}} \cdot \frac{1}{A\epsilon} \tag{6.4}$$

Zur experimentellen Bestimmung des Wirkungsquerschnitts pro Flächenelement wird nach Gl. 6.4 die rekonstruierte Ereignisanzahl N_{rek} des Bins abzüglich der Untergrundereignisse N_U im Bin auf die gesamte integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ normiert und mit den Kehrwerten der Korrekturfaktoren A und ϵ des Bins multipliziert. In dieser Analyse stammen die zu subtrahierenden Untergrundereignisse N_U ausschließlich aus der Photoproduktion, die durch Selektionsschnitte nicht vollständig unterdrückt werden kann (siehe Kap. 5). Der Faktor ϵ bezeichnet die mittlere Selektionseffiziens pro Bin, DIS-Ereignisse zu selektieren, und A ist die Detektorakzeptanz, d.h. das Verhältnis der mit den kinematischen Variablen im Bereich eines Bin rekonstruierten Ereignisse zu den dort erzeugten („generierten") Ereignissen. Für A gilt also:

$$A = \frac{N_{rek}}{N_{gen}} \tag{6.5}$$

Die Akzeptanz A wird mit MC-Ereignissen bestimmt, da nur hier die Anzahl der in einem Bin generierten Ereignisse bekannt ist. Um eine Übertragbarkeit der mit MC-Ereignissen bestimmten Akzeptanz auf die experimentellen Daten zu gewährleisten, sollte eine gute Übereinstimmung zwischen Ergebnissen von MC-Ereignissen und experimentellen Daten gegeben sein (siehe dazu Abschnitt 5.3).

Eine sogenannte Zentralwert-Korrektur Z ist zusätzlich nötig, damit die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für jedes Flächenelement an einem ausgewählten Zentralwert (x_Z, Q_Z^2) angegeben werden kann. Dieser Zentralwert wird dem über das Flächenelement gemittelten Wert vorgezogen, da so eine Vergleichsmöglichkeit mit Meßwerten aus anderen Datensätzen möglich ist und zum anderen die Änderung von $F_2(x, Q^2)$ im Bin berücksichtigt wird. Die Zentralwert-Korrektur Z wird wie die Akzeptanz A mit MC-Ereignissen bestimmt und auf die experimentelle Daten übertragen. Auch hier gilt die Voraussetzung einer guten Übereinstimmung von Ergebnissen aus MC-Ereignissen und experimentelle Daten. Die Bestimmung von Z erfolgt gemäß:

$$Z = \frac{\frac{d^2\sigma_{exp}(x_Z, Q_Z^2)}{dx dQ^2}}{\int_{\Delta x \Delta Q^2} \frac{d^2\sigma_{exp}(x, Q^2)}{dx dQ^2} dx dQ^2} \tag{6.6}$$

Damit ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt an dem Zentralwert (x_Z, Q_Z^2) eines Flächenelements:

$$\frac{d^2\sigma_{exp}(x_Z, Q_Z^2)}{dxdQ^2} = \frac{N_{rek} - N_U}{\mathcal{L}} \cdot \frac{1}{A\epsilon} \cdot Z \tag{6.7}$$

Mit den Gleichungen 6.2 und 6.7 kann nun für die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ an dem Zentralwert (x_Z, Q_Z^2) geschrieben werden:

$$F_2(x_Z, Q_Z^2) = \frac{N_{rek} - N_U}{\mathcal{L}} \cdot \frac{Z}{\kappa \cdot A\epsilon \cdot (1 + \delta_{RC})} \tag{6.8}$$

Diese Gleichung 6.8 gilt sowohl für MC-Ereignisse als auch für experimentelle Daten (Index D), so daß das folgende Verhältnis gebildet werden kann:

$$\frac{F_2^D(x_Z, Q_Z^2)}{F_2^{MC}(x_Z, Q_Z^2)} = \frac{(N_{rek} - N_U)^D}{N^{MC}} \frac{Z^D}{Z^{MC}} \frac{\mathcal{L}^{MC}}{\mathcal{L}^D} \frac{\kappa^{MC}}{\kappa^D} \frac{A^{MC}\epsilon^{MC}}{A^D\epsilon^D} \frac{(1 + \delta_{RC})^{MC}}{(1 + \delta_{RC})^D} \tag{6.9}$$

Unter der Annahme, daß:

$$\frac{Z^D}{Z^{MC}} \frac{\kappa^{MC}}{\kappa^D} \frac{A^{MC}\epsilon^{MC}}{A^D\epsilon^D} \frac{(1 + \delta_{RC})^{MC}}{(1 + \delta_{RC})^D} \simeq 1 \tag{6.10}$$

gilt, vereinfacht sich Gl. 6.9 zu:

$$\frac{F_2^D(x_Z, Q_Z^2)}{F_2^{MC}(x_Z, Q_Z^2)} = \frac{(N_{rek} - N_U)^D}{N^{MC}} \frac{\mathcal{L}^{MC}}{\mathcal{L}^D} \tag{6.11}$$

Die Messung der Strukturfunktion F_2 ergibt sich somit bei bekannter Strukturfunktion F_2^{MC} aus den gemessenen Ereigniszahlen der Bins normiert auf die jeweilige gesamte integrierte Luminosität.

Bedingung für diese einfache Darstellung in Gl. 6.11 ist die gute Beschreibung des Detektors in der Detektorsimulation (siehe Abschnitt 5.2 und 5.3), sowie eine Funktion F_2^{MC}, die schon dicht bei der gesuchten Strukturfunktion liegt. Eine „passende“ Funktion F_2^{MC} wird durch einen Iterationsprozess erstellt. Ausgegangen wird dabei von einer Parametrisierung der Strukturfunktion F_2, die durch eine QCD-Anpassung an die H1-Daten des Jahres 1994 [H1C96b] gewonnen wurde. Diese Parametrisierung beschreibt die Daten von 1994 im Q^2-Bereich von 1.5 GeV^2 bis 5000 GeV^2 und ist gleichzeitig auf den Bereich niedriger Q^2 bis hinunter zu 0.2 GeV^2 ausgeweitet worden. Sie dient einer ersten vorläufigen Bestimmung der gesuchten Strukturfunktion $F_2^{D_1}$, gemäß Gleichung 6.11.

In einem nächsten Iterationsschritt wird durch eine weitere QCD-Anpassung an die erste vorläufige Strukturfunktion $F_2^{D_1}$ eine Funktion $F_2^{QCD\,95}$ gewonnen, die wiederum zur Erstellung einer zweiten Strukturfunktion $F_2^{D_2}$ genutzt wird.

Schließlich wird in einem dritten Iterationsschritt eine modifizierte BK-Parametrisierung (siehe Abschnitt 1.6) an das gemäß Gleichung 6.11 erhaltene $F_2^{D_2}$ angepaßt:

$$F_2^{BK'}(x,Q^2) = C_V F_2^{VDM}(x,Q^2) + \frac{Q^2}{Q^2+Q_V^2} F_2^{QCD\,95}(\overline{x}, Q^2+Q_V^2), \tag{6.12}$$

mit $\overline{x} = (Q^2+Q_V^2)/(W^2+Q^2+Q_V^2)$. Die freien Parameter C_V und Q_V^2 wurden dabei zu 0.77 bzw. 0.45 GeV^2 bestimmt [H1C97].

Die im dritten Iterationsschritt gefundene Funktion $F_2^{BK'}$ dient als endgültige MC-Strukturfunktion F_2^{MC}. Es zeigt sich, daß weitere Iterationen nicht mehr notwendig sind, da die gemessenen F_2-Werte sehr gut von der Funktion $F_2^{BK'}$ wiedergegeben werden.

6.2 Einteilung der kinematischen x, Q^2-Bereiche

Die Einteilung der kinematischen Ebene in x, Q^2-Bereiche hängt zum einen von der Auflösung von x und Q^2 in den zu wählenden Bereichen und andererseits von der Verteilung der selektierten Ereignissse in der kinematischen Ebene ab.

Eine schlechte Auflösung von x und Q^2 in einem Bin führt zu einer Migration der in diesem Bin erzeugten Ereignisse zu Nachbarbins, in denen sie stattdessen rekonstruiert werden. Um eine zu große Migration der Ereignisse zu verhindern, wird daher eine Akzeptanzbedingung („Stabilität“ genannt) gefordert, die für jedes Bin i erfüllt sein muß:

$$\frac{N_i^{gen+rek}}{N_i^{gen}} \geq \begin{cases} 0.4 & : \text{ Elektronmethode} \\ 0.3 & : \ \Sigma-\text{Methode} \end{cases} \tag{6.13}$$

Die Größe $N_i^{gen+rek}$ bezeichnet die in einem Bin rekonstruierten Ereignisse, die dort auch generiert wurden, während N_i^{gen} die Anzahl der gesamten in diesem Bin generierten Ereignisse bedeutet.

Während frühere Analysen der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ bei H1 die kinematischen Ebene allein in $\Delta x, \Delta Q^2$-Intervalle eingeteilt haben, ist bei dieser Analyse der Daten von 1995 mit verschobenem Vertex teilweise eine Einteilung auch in $\Delta y, \Delta Q^2$ -Intervalle vorgenommen worden.

Abbildung 6.1 zeigt einen Teil (10000 von rund 50000) der selektierten Ereignisse dieser Analyse in der kinematischen Ebene zusammen mit einem vorgewählten Binraster. Es ist gut zu erkennen, daß insbesondere bei den kleinsten x und Q^2-Werten die Einteilung in $\Delta y, \Delta Q^2$ -Intervalle besser an die Verteilung der Daten angepaßt ist, die durch die Selektionsschnitte auf den Bereich zwischen $\Theta = 178°$ und $y = 0.75$ (dies entspricht etwa dem Schnitt bei $E_e^{'} = 7$ GeV eingegrenzt sind. Oberhalb von $Q^2 = 0.79$ GeV^2 werden weiterhin die $\Delta x, \Delta Q^2$ -Intervalle benutzt.

Abbildung 6.2 zeigt die in der kinematischen Ebene für die F_2-Analyse ausgewählten 44 Bins des in Abbildung 6.1 dargestellten Binrasters. Diese 44 Bins erfüllen die obigen geforderten Akzeptanzbedingungen und weisen ausreichende

Ereigniszahlen auf. Die Beschränkung auf Q^2-Bins mit Zentralwerten bis 3.5 GeV^2 ist neben abnehmenden Ereigniszahlen auch auf ein nicht vollständig geklärtes Problem zurückzuführen, das sich bei Abständen des Schauerschwerpunkts im SpaCal von der Strahlachse bei $\approx$ 25 cm bzw. Elektronstreuwinkeln von etwa 173° ergibt (siehe Abschnitt 5.3). Grau unterlegt sind die aus der Elektronmethode im Bereich $y \geq 0.12$ und hell die aus der Σ-Methode stammenden Bins im Bereich $0.03 < y < 0.12$ mit den Zentralwerten (schwarze Punkte) und deren Auflösungen (Fehlerbalken) in x und Q^2 dargestellt. Die Auflösungen ergeben sich aus den MC-Verteilungen der Differenzen von generiertem x bzw. Q^2 und rekonstruiertem

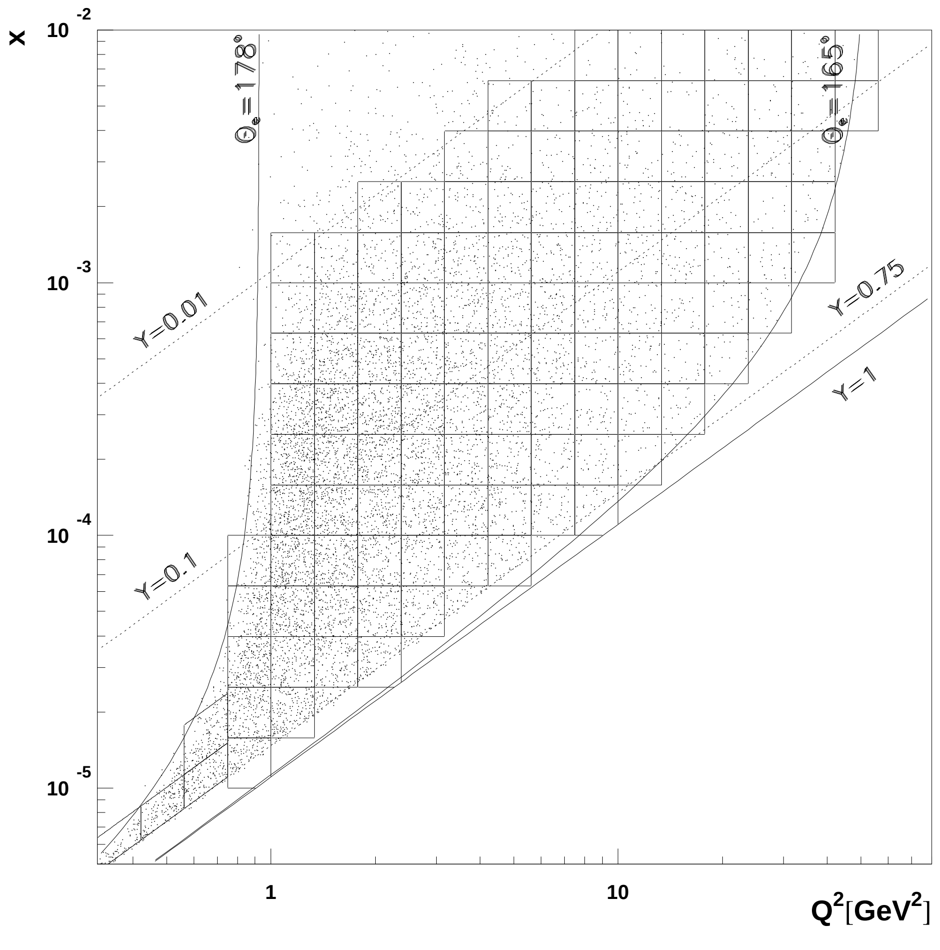

Abbildung 6.1: Die kinematische (x, Q^2)-Ebene mit etwa 10000 für die F_2-Analyse selektierten Ereignissen und einem vorgewählten Binraster. Dazu sind Linien mit konstantem Elektronwinkel und konstantem y eingezeichnet.

x bzw. Q^2 in jedem einzelnen Bin. Für eine geeignete Darstellung der Auflösung im Bild 6.2 wird das 0.4-fache der Standardabweichung σ einer an die jeweilige Verteilung angepaßten Gaußfunktion verwendet.

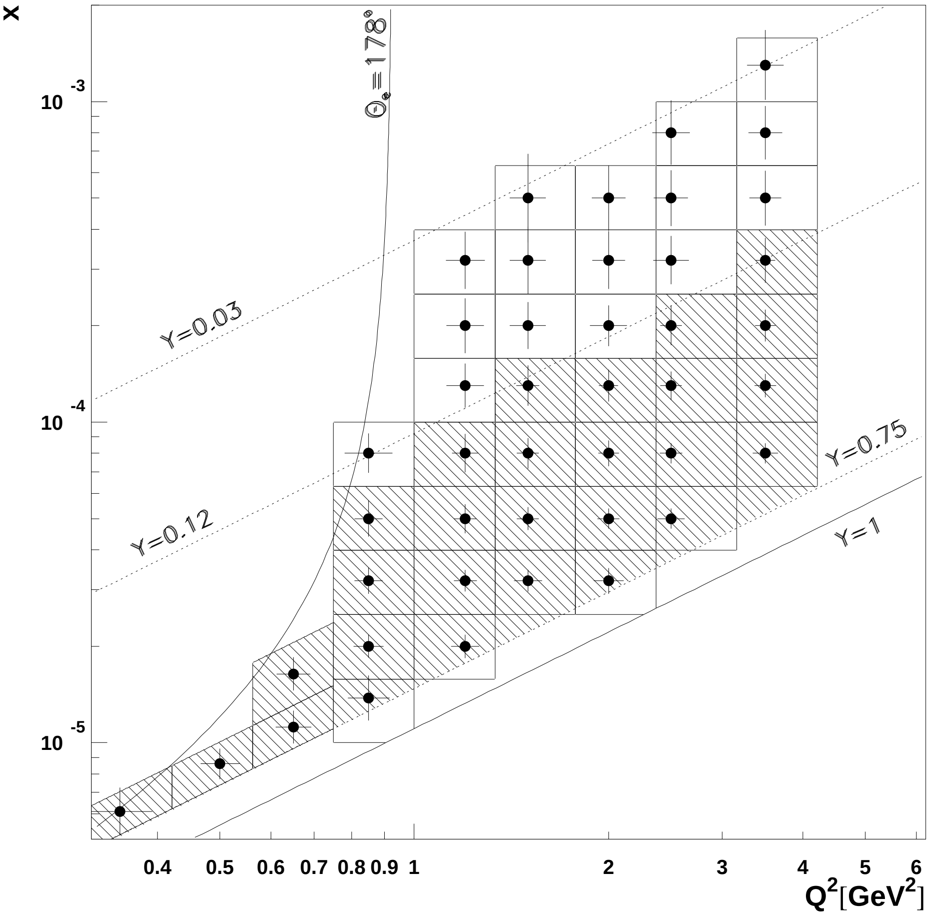

Abbildung 6.2: Darstellung der für die F_2-Analyse ausgewählten 44 Bins mit den Zentralwerten und den Auflösungen in x und Q^2 aus Elektronmethode (grau) und Σ-Methode (hell). Für die Darstellung der Auflösungen (Fehlerbalken) wird das 0.4-fache der Standardabweichung σ einer an die jeweilige Verteilung angepaßten Gaußfunktion verwendet.

6.3 Strahlungskorrekturen

Die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ ist bezüglich des Born-Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Streuung definiert. Die in höherer Ordnung der QED auftretenden Strahlungseffekte müssen deshalb in Form eines Korrekturfaktors (siehe Abschnitt 6.1) berücksichtigt werden.

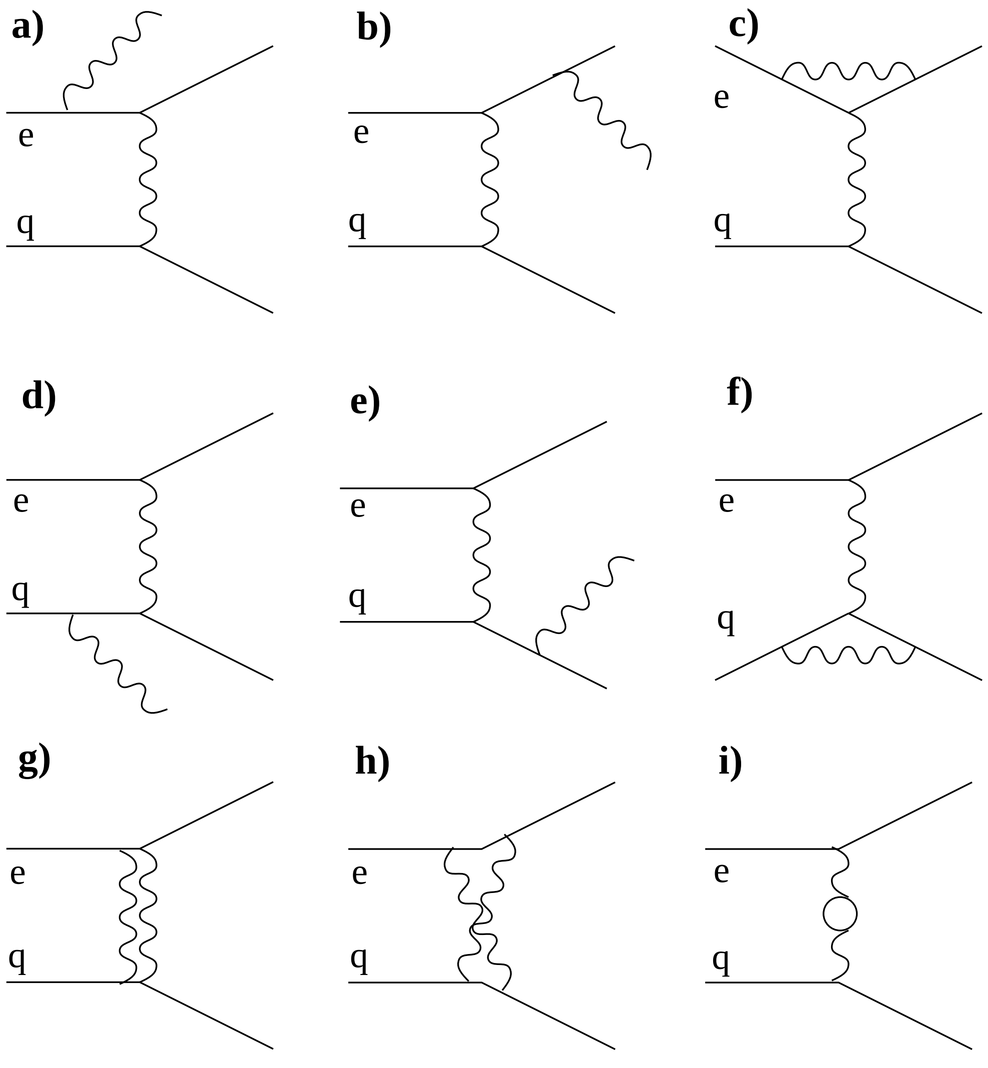

Abbildung 6.3: Feynman-Darstellung von Strahlungseffekten in erster Ordnung der QED-Störungstheorie. *Initial State Radiation* a), *Final State Radiation* b) und Vertexkorrektur am Elektronvertex c); dasselbe am Hadronvertex d) – f). Der Austausch von zwei Photonen ist in g) und h) gezeigt. In i) ist eine virtuelle Schleife (Fermion-/Antifermionpaar) des ausgetauschten Photons dargestellt.

Abbildung 6.3 zeigt Feynman-Darstellungen einiger Strahlungseffekte. Abstrahlung reeller Bremsstrahlungsphotonen am einlaufenden und auslaufenden Elektron bzw. Quark sind in 6.3 a) und b) bzw. d) und e) gezeigt und werden *Initial State Radition* ISR und *Final State Radiation* FSR genannt. Die Abstrahlung vom Quark ist klein gegenüber der des Elektrons aufgrund der größeren Masse und der kleineren Ladung der Quarks. Ein großer Teil der FSR-beeinflußten Ereignisse der Elektronlinie sind als solche experimentell gar nicht zu erkennen, da ein kollinear abgestrahltes Photon zusammen mit dem auslaufenden Elektron als elektromagnetischer Cluster ohne Energieverlust nachgewiesen wird. Eine Korrektur ist in diesen Fällen unnötig. Die Ereignisse der ISR des Elektrons mit hoher Energieabstrahlung ($E_\gamma > 10\,\mathrm{GeV}$) werden durch einen Schnitt auf die longitudinale Impulsbilanz $\sum(E - p_z)$ (siehe Abschnitt 5.1.5) unterdrückt.

In Abbildung 6.3 c) und f) sind Vertexkorrekturen an der Elektron- und Quarklinie dargestellt. Diese Vertexkorrekturen kompensieren divergente Terme von kollinear abgestrahlten Bremsstrahlungsphotonen. Die Bilder 6.3 g) und h) zeigen jeweils den Austausch von zwei virtuellen Photonen. In i) ist eine virtuelle Schleife (Fermion-/Antifermionpaar) des ausgetauschten Photons dargestellt. Diese Vakuumpolarisation des Photons wird in der laufenden Kopplungskonstante $\alpha(Q^2)$ absorbiert.

Eine Korrektur für die beschriebenen Ereignisse kann mit MC-Simulationen vorgenommen werden. So ist im DIS-MC DJANGO [Schu92] das Unterprogramm HERACLES [Kwi92] enthalten, das QED-Strahlungseffekte simuliert. Mit Hilfe von DJANGO wurden in dieser Analyse die Korrekturen an der Elektronlinie, sowie die virtuelle Schleife des Austauschphotons berücksichtigt.

Die größten Korrekturen wurden zu maximal 10 bis 15% bei hohen y bestimmt. Korrekturen an der Quarklinie und des Austausches von zwei virtuellen Photonen können vernachlässigt werden, sie sind zusammen kleiner als 1%. Mögliche Unsicherheiten in der korrekten Beschreibung dieser Korrekturen wurden durch einen Vergleich der Ergebnisse von HERACLES in DJANGO mit dem analytischen Progamm HECTOR [Arb96] zur Berechnung von Strahlungskorrekturen untersucht. Aus dem Vergleich [Leh97] wurden die in Abschnitt 6.4.1 angegebenen Unsicherheiten bestimmt.

6.4 Resultate

6.4.1 Systematik der Messung

Die Systematik der F_2-Messung hängt von verschiedenen fehlerbehafteten Eingabegrößen ab. Der Einfluß der Unsicherheit dieser Größen wird in MC-Studien untersucht. Zu diesem Zweck wird jeweils eine der Größen im Monte-Carlo um den Betrag ihres möglichen Fehlers in positive und negative Richtung variiert. Die variierte Eingabegröße bewirkt dann eine Variation von F_2 bei der Auswertung der Ergebnisse. Der gesamte systematische Fehler von F_2 berechnet sich aus der quadratischen Addition der einzelnen systematischen Fehler.

Die folgenden fehlerbehafteten Eingabegrößen tragen zum gesamten systematischen Fehler von F_2 bei:

- Die Unsicherheit der Energiebestimmung des gestreuten Elektrons im SpaCal, die im Bereich von 1% bei großen Energien und 3% bei kleinen Energien von 7 GeV liegt.

- Die Unsicherheit der Messung hadronischer Energien von 4% im LAr-Kalorimeter und von 7% im SpaCal.

- Die Unsicherheit der Bestimmung des Elektronpolarwinkels Θ von $0.5\,mrad$.

- Der Fehler der Effizienz der Elektronkandidatenselektion (vgl. Abschnitt 5.1.5) wird auf 30% des Anteils der durch die Schnitte verlorengegangenen Ereignisse abgeschätzt.

- Die Unsicherheiten der verschiedenen Selektionseffizienzen betragen 0.5% für Trigger und Timing , 2% für BDC-Spureffizienz und 2% (bzw. 5% im Bereich $y < 0.05$) für die Effizienz, einen Vertex zu finden.

- Die Unsicherheiten der radiativen Korrekturen betragen 2% bzw. 5% für die größten y-Werte in allen Q^2-Bins und für alle Werte mit $Q^2 \leq 0.65\,\mathrm{GeV}^2$, die mit der Elektronmethode bestimmt wurden.

- Der Fehler der Subtraktion von Ereignissen aus Photoproduktion wird auf 30% des subtrahierten Anteils geschätzt, der bei hohen y bis zu 20% beträgt. Der resultierende Fehler ist damit kleiner als 6% und beeinflußt nur die höchsten y-Bins bei niedrigen Q^2.

- Die Unsicherheit der MC-Simulation des hadronischen Endzustands beträgt 3% bei Benutzung der Σ-Methode.

- Aufgrund der reduzierten Vertexeffizienz diffraktiver Ereignisse (z.B. $ep \rightarrow ep\rho^0$) wurde eine Korrektur mit MC-Programmen (siehe Abschnitt 5.2) zur Simulation diffraktiver Ereignisse unternommen. Der Beitrag dieser Korrekturen an F_2 bei höchsten y-Werte beträgt maximal 6% und der Fehler der Korrekturen 50%.

- Die Unsicherheit aufgrund der Luminositätsbestimmung liegt bei 3%.

Exemplarisch soll anhand von Bild 6.4 die Auswirkung einer Variation zweier Eingabegrößen auf die Messung von F_2 für verschiedene x und festes Q^2 dargestellt werden. In (a) ist zu erkennen, wie mit zunehmendem x auch die Änderung von

F_2 bei Variation der Energieskala von $\pm 1\%$ bei großen Energien bis $\pm 3\%$ bei niedrigen Energien für die mit der Elektronmethode gemessenen Werte zunimmt. Die Auflösung der kinematischen Variablen x ist nach Gl. 4.3 in der Elektronmethode proportional zu $1/y$. Bei zunehmendem x und damit bei kleinen Werten von y (bei festem Q^2) wird die Unsicherheit in der Rekonstruktion von x größer. Da F_2 stark zu kleinen x ansteigt, bewirkt eine positive Variation der Energie eine negative Änderung von F_2 und umgekehrt. Die Abhängigkeit der Strukturfunktion von Q^2 ist hierbei zu vernachlässigen. Die Σ-Methode ist weniger sensitiv auf einen Fehler in der Energiemessung im Bereich großer x und wird dort bei der Messung von F_2 bevorzugt. Eine Variation des Streuwinkels Θ um $\pm 0.5\,\mathrm{mrad}$ bewirkt eine Änderung von F_2 bis maximal 3%. Es ist keine x-abhängige Tendenz in Bild 6.4 (a) festzustellen. Der Fehler von Θ beeinflußt erst bei noch kleineren Q^2 die Messung von F_2 stärker.

In Tabelle 6.1 ist die Strukturfunktion F_2 in Abhängigkeit von x und Q^2 mit ihrem systematischen, statistischen und totalen Fehler angegeben. Der totale Fehler berechnet sich aus der quadratischen Addition von systematischem und statistischem Fehler. Ebenso sind in der Tabelle die Werte von y und die zur Bestimmung von F_2 nötigen R-Werte enthalten. Für die Bestimmung dieser Endresultate wurde für $y \geq 0.12$ die Elektronmethode benutzt. Die zusätzlichen Werte aus dem Bereich $0.03 < y < 0.12$ wurden mit der Σ-Methode bestimmt. Der Wert bei $Q^2 = 1.5\,\mathrm{GeV}^2$ und $x = 0.000032$ wurde ebenfalls mit der Σ-Methode bestimmt, da der totale Fehler so nur etwa halb so groß ist wie bei der Benutzung der Elektronmethode.

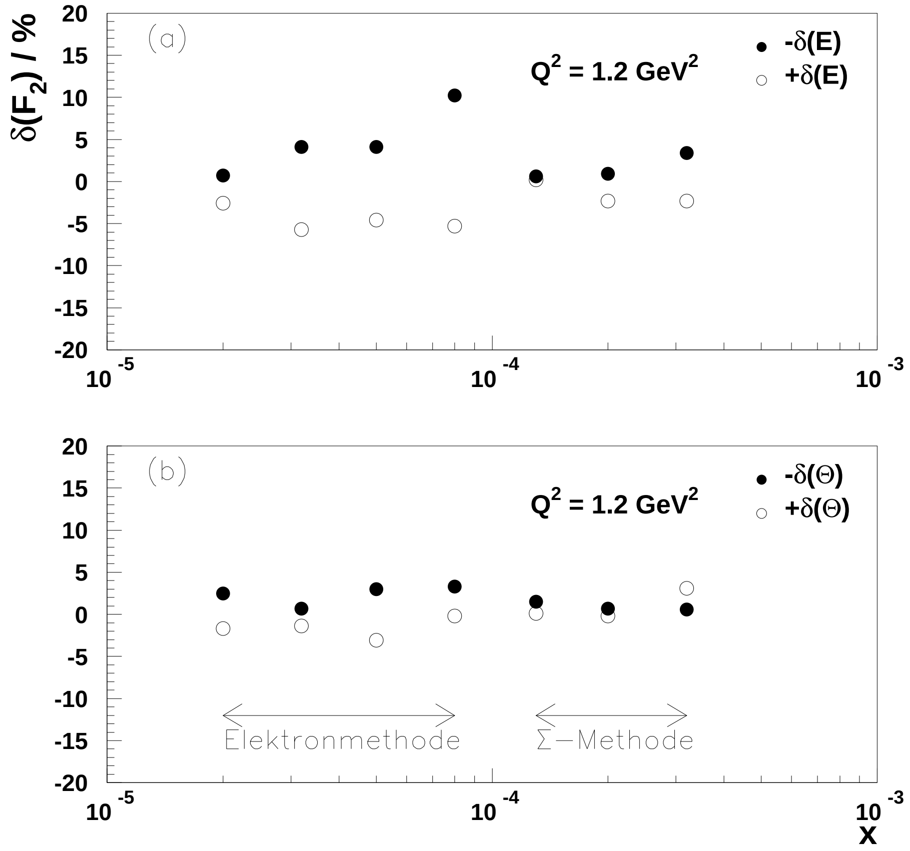

Abbildung 6.4: Variation von F_2 als Funktion von x an einem festem $Q^2 = 1.2\,\mathrm{GeV}^2$ bei der positiven und negativen Veränderung der Eingabegrößen der Energie um $\delta(E)$ von $\pm 1\%$ bei großen Energien bis $\pm 3\%$ bei niedrigen Energien in (a) und des Streuwinkels Θ des gestreuten Elektron um $\delta(\Theta) = \pm 0.5\%$ in (b).

Q^2/GeV^2	x	y	R	F_2	$\delta_{stat}/\%$	$\delta_{sys}/\%$	$\delta_{tot}/\%$
0.35	0.0000061	0.640	0.10	0.397	5.5	14.5	15.5
0.50	0.0000086	0.640	0.13	0.494	3.6	11.1	11.7
0.65	0.0000112	0.640	0.16	0.568	3.6	10.4	11.0
	0.0000164	0.440	0.15	0.547	2.9	8.8	9.2
0.85	0.0000138	0.682	0.19	0.713	5.0	13.0	13.9
	0.000020	0.470	0.19	0.646	2.6	6.6	7.1
	0.000032	0.294	0.18	0.621	2.4	7.2	7.6
	0.000050	0.188	0.18	0.578	2.8	8.1	8.6
	0.000080	0.118	0.17	0.534	3.1	15.4	15.7
1.20	0.000020	0.664	0.23	0.857	3.5	10.5	11.0
	0.000032	0.415	0.22	0.759	2.6	7.1	7.6
	0.000050	0.266	0.22	0.715	2.2	6.9	7.2
	0.000080	0.166	0.21	0.627	2.1	8.9	9.2
	0.000130	0.102	0.21	0.570	2.4	5.1	5.6
	0.000200	0.066	0.21	0.525	2.4	5.2	5.8
	0.000320	0.042	0.21	0.531	2.4	7.9	8.3
1.50	0.000032	0.519	0.25	0.855	3.2	8.8	9.4
	0.000050	0.332	0.25	0.783	2.7	5.9	6.4
	0.000080	0.208	0.24	0.690	2.4	6.9	7.3
	0.000130	0.128	0.23	0.669	2.5	6.6	7.1
	0.000200	0.083	0.23	0.645	2.5	7.4	7.8
	0.000320	0.052	0.23	0.613	2.5	6.9	7.4
	0.000500	0.033	0.23	0.577	2.5	7.9	8.3
2.00	0.000032	0.692	0.29	1.048	5.0	12.9	13.9
	0.000050	0.332	0.28	0.939	3.2	6.0	6.8
	0.000080	0.277	0.27	0.751	2.9	5.8	6.5
	0.000130	0.170	0.26	0.729	2.7	7.6	8.0
	0.000200	0.111	0.26	0.717	2.8	5.8	6.4
	0.000320	0.069	0.25	0.727	2.8	5.9	6.6
	0.000500	0.044	0.25	0.639	2.9	8.3	8.8
2.50	0.000050	0.554	0.30	1.034	4.3	11.2	12.0
	0.000080	0.364	0.29	0.950	3.3	5.4	6.3
	0.000130	0.170	0.28	0.922	2.9	7.6	8.1
	0.000200	0.138	0.27	0.842	2.8	6.8	7.4
	0.000320	0.086	0.27	0.703	3.1	5.3	6.1
	0.000500	0.055	0.26	0.649	3.2	6.8	7.6
	0.000800	0.035	0.26	0.590	3.3	8.2	8.9
3.50	0.000080	0.484	0.32	1.094	4.1	8.6	9.5
	0.000130	0.298	0.31	1.018	3.5	5.0	6.1
	0.000200	0.194	0.30	0.873	3.3	7.2	7.9
	0.000320	0.121	0.29	0.899	3.2	8.5	9.1
	0.000500	0.077	0.28	0.864	3.4	6.5	7.3
	0.000800	0.048	0.28	0.686	3.6	7.4	8.2
	0.001300	0.030	0.27	0.663	3.6	7.5	8.3

Tabelle 6.1: Die Tabelle zeigt die Strukturfunktion F_2 mit ihren systematischen, statistischen und totalen Fehlern sowie den verwendeten R-Werten.

6.4.2 Protonstrukturfunktion F_2

In Abbildung 6.5 sind die Ergebnisse für die Protonstrukturfunktion F_2, wie sie mit der Elektron- und der Σ-Methode bestimmt wurden, im Vergleich dargestellt. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen beider Methoden festzustellen.

Das kombinierte Resultat der Strukturfunktion wurde im Bereich $y \geq 0.12$ mit der Elektronmethode und im Bereich $0.03 < y < 0.12$ ergänzend mit der Σ-Methode ermittelt. Die einzelnen Werte sind zusammen mit den Fehlern, den Zentralwerten x, Q^2 und y der jeweiligen Bins und den aus QCD-Rechnungen

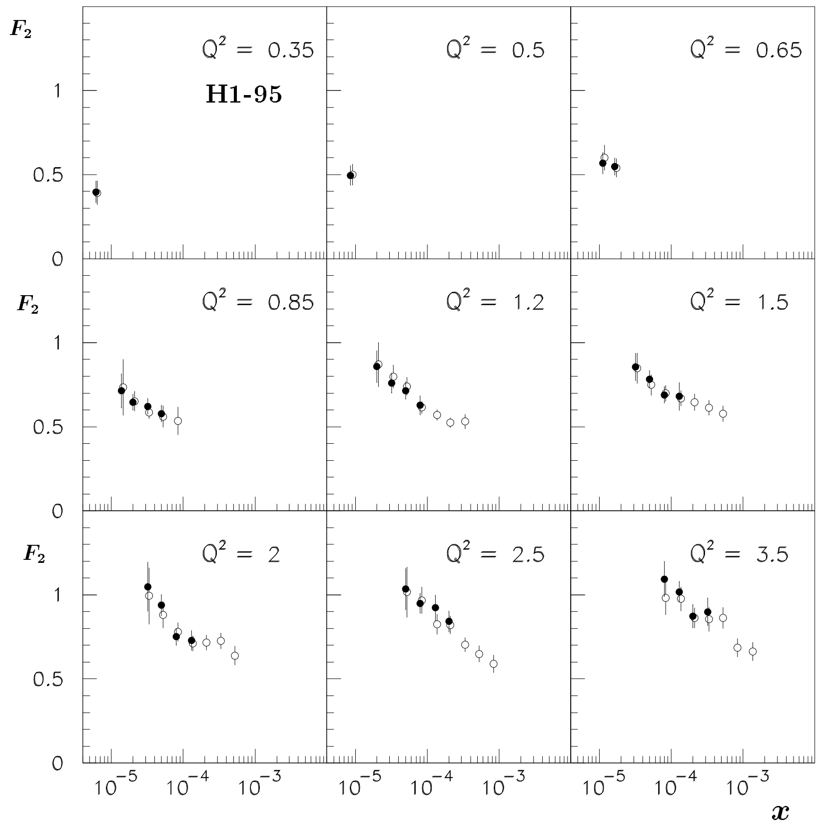

Abbildung 6.5: Vergleich der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ als Funktion von x bei verschiedenen Q^2/GeV^2 bestimmt mit der Elektronmethode (schwarze Punkte) und der Σ-Methode (offene Kreise). Die Fehlerbalken stehen für den Gesamtfehler der Messung. Die Unsicherheit der Luminositätsmessung von 3% ist nicht enthalten.

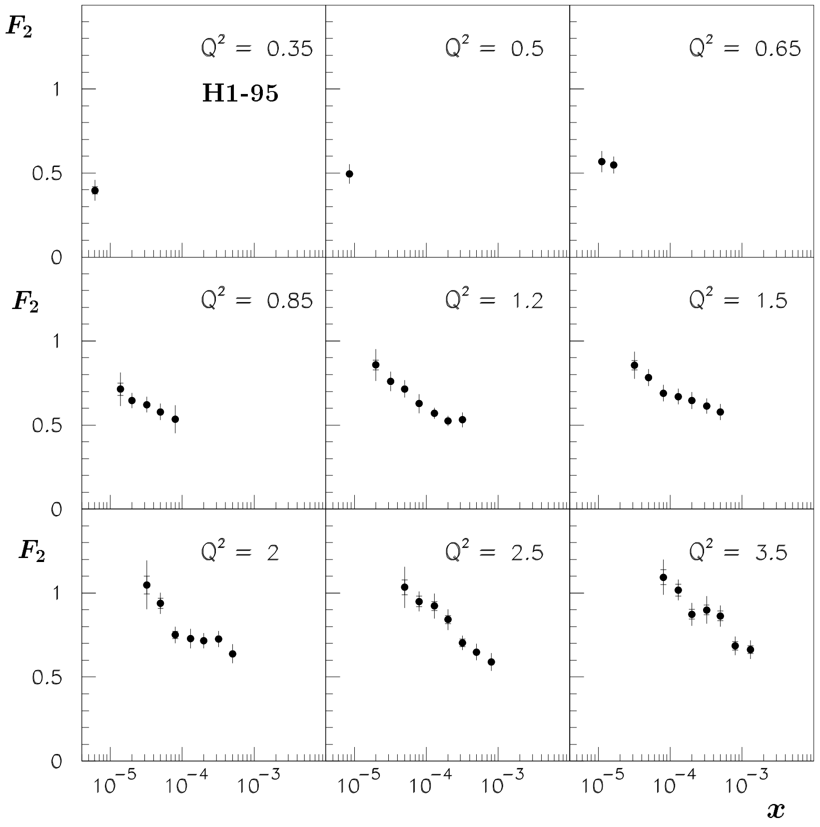

Abbildung 6.6: Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ als Funktion von x bei verschiedenen Q^2/GeV^2. Die inneren Fehlerbalken stehen für den statistischen Fehler, die äußeren für den Gesamtfehler. Die Unsicherheit der Luminositätsmessung von 3% ist nicht enthalten.

stammenden R-Werten in der Tabelle 6.1 (in Abschnitt 6.4.1) aufgelistet und in der Abbildung 6.6 dargestellt.

6.4.3 Diskussion der Resultate

In Bild 6.7 sind die Ergebnisse der Strukturfunktion zusammen mit den aus dem Jahr 1994 stammenden H1-Daten[1] [H1C96b], sowie mit Ergebnissen aus den Experimenten E665 [E665] und NMC [NMC95, NMC96] dargestellt und mit den in Abschnitt 1.6 erläuterten Modellen verglichen. Messungen von ZEUS mit einem

[1] In den Daten des Jahres 1994 sind u.a. auch Messungen mit verschobenem Vertex enthalten.

neuen Strahlrohrkalorimeter (BPC) in einem Q^2-Bereich von 0.11 bis 0.65 GeV^2 sind in [ZEU97] dargestellt.

Zunächst ist eine gute Übereinstimmung der Daten dieser Analyse aus dem Jahr 95 mit den H1-Daten von 94 bei einer Reduzierung des Gesamtfehlers um

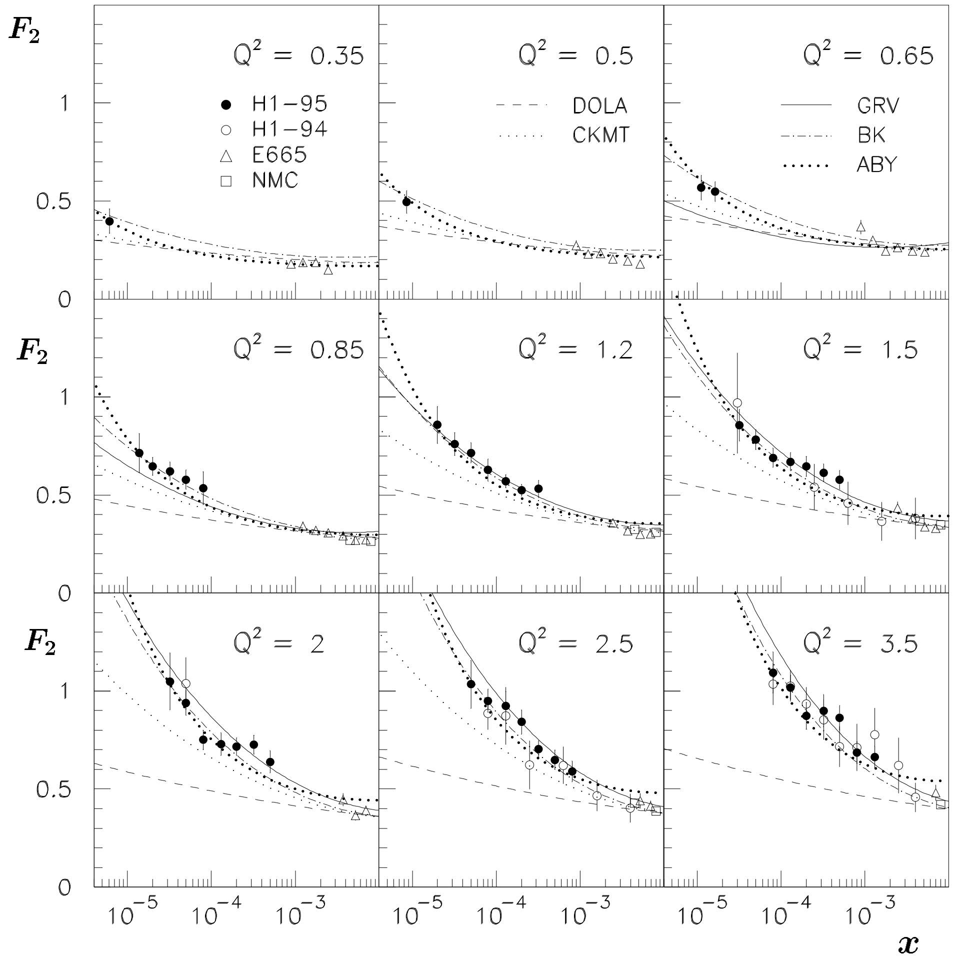

Abbildung 6.7: Die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ als Funktion von x bei verschiedenen Q^2 im Bereich $0.35\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ bestimmt aus den neuen Daten (H1-95) und denen von 1994 (H1-94) sowie aus Daten der Experimente mit stationären Targets (E665, NMC). Verschiedene Modellvorhersagen (DoLa, CKMT, GRV, BK und ABY) werden mit der gemessenen Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ verglichen.

den Faktor 2 bis 3 im gemeinsam erfaßten Bereich festzustellen. Desweiteren ist ein kontinuierlicher Übergang von den H1-Daten zu den mit stationären Targets gewonnenen Daten erkennbar. Der Anstieg von F_2 zu kleineren x wird bei abnehmenden Q^2-Werten immer schwächer.

Im folgenden sollen die Vorhersagen der verschiedenen Modelle bezüglich F_2 diskutiert werden:

- DoLa

  Das auf der Reggetheorie beruhende Modell von Donnachie und Landshoff [Don94] unterschreitet von allen gezeigten Parametrisierungen die F_2-Daten am stärksten. Bei abnehmendem Q^2 findet aber allmählich eine Annäherung an die Daten statt. Dies zeigt, daß die Strukturfunktion bei kleinen Q^2 ähnlich wie die Photoproduktion durch Austausch eines „weichen" Pomerons beschrieben werden kann, das auch die weichen hadronischen Wechselwirkungen zu beschreiben erlaubt.

- CKMT

  Auch die Parametrisierung von Capella, Kaidalov, Merino und Tran-Than-Van [Cap94], die auf einer Q^2-abhängigen Pomerontrajektorie beruht, weist einen wesentlich flacheren Anstieg der Strukturfunktion zu kleinen x als die Daten auf. Eine Annäherung an die Messung findet wie bei der DoLa-Parametrisierung erst bei den kleinsten Q^2 statt. Das ähnliche Verhalten zwischen CKMT- und DoLa-Modell entspricht ihrer gemeinsame Grundlage, der Reggetheorie.

- GRV

  Die Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt [GRV95] kann die Daten in einem weiten Bereich recht gut beschreiben und weicht erst bei kleinen $Q^2 \leq 0.85\,\mathrm{GeV}^2$ von ihnen ab. Für Q^2-Werte im Bereich $0.5\,\mathrm{GeV}^2$ und kleiner ist die GRV-Parametrisierung nach ihren Autoren nicht sinnvoll anwendbar und wird deshalb dort nicht benutzt. Das GRV-Modell basiert auf den DGLAP-Gleichungen der QCD-Störungstheorie und läßt auch deshalb bei kleinen Q^2, also beim Fehlen einer harten Skala, keine gute Übereinstimmung erwarten. Doch ist die gute Übereinstimmung mit den Meßdaten bis in den Q^2-Bereich von $1\,\mathrm{GeV}^2$ bemerkenswert.

- BK

  Das Modell von Badelek und Kwiecinski [Bad92], das störungstheoretische QCD mit dem VDM-Modell[2] kombiniert, stimmt im gesamten gezeigten Bereich mit den Daten überein und folgt damit der mit abnehmendem Q^2 erfolgenden Abflachung des F_2-Anstiegs zu kleinen x.

[2]VDM = Vectormeson Dominance Model

- ABY

  Das Modell von Adel, Barreiro und Yndurain [Ade96] beschreibt die Daten fast ebenso gut wie das BK-Modell. Nur im Bereich der mit stationären Targets gewonnenen Daten liegt dieses Modell oberhalb der Meßwerte. Auch das ABY-Modell kombiniert ,,weiche“ und ,,harte“ Beiträge, um F_2 vorhersagen zu können und nutzt die QCD-Störungstheorie bis zu den kleinsten Q^2-Werten.

Der Anstieg der Strukturfunktion F_2 zu kleinen x

Der Anstieg der Strukturfunktion F_2 zu kleinen x kann durch eine Größe λ charakterisiert werden, die durch eine Anpassung der Funktion

$$F_2 \propto x^{-\lambda} \tag{6.14}$$

an die Daten gewonnen wird. Diese Größe ist in Abb. 6.8 dargestellt.

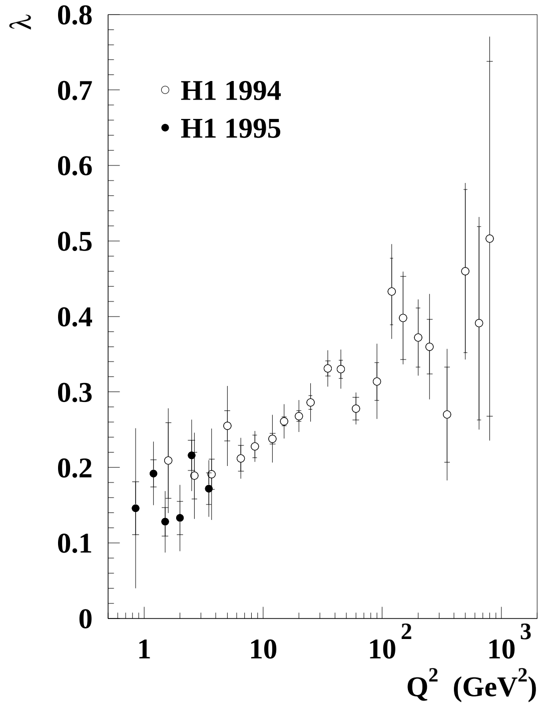

Abbildung 6.8: Der Exponent λ aus Fits der Form $F_2 \sim x^{-\lambda}$ bei festen Q^2 als Funktion von Q^2 aus den Daten von 1995 und 94. Die inneren Fehlerbalken stehen für den statistischen Fehler, die äußeren für den Gesamtfehler.

Man erkennt die Konsistenz der H1-Daten von 1994 und 95. Der Anstieg der Strukturfunktion flacht mit abnehmenden Q^2 von $\lambda \sim 0.5$ bei großen Q^2 zu $\lambda \sim 0.1...0.2$ bei Q^2-Werten im Bereich von $1\,\mathrm{GeV}^2$ ab. Aus dem Zusammenhang zwischen F_2 und dem totalen virtuellen Querschnitt der Photoproduktion, siehe Gleichung 6.15, wird ein Übergang zu $\lambda \approx 0.08$ bei kleinsten Q^2, wie er in der Photoproduktion beobachtet wird, erwartet. Das Verhalten von λ reflektiert den fließenden Übergang von den „harten“ Prozessen bei großen Q^2 zu den „weichen“ Prozessen bei kleinen Q^2. Die Größe λ ist in Tabelle 6.2 mit den zugehörigen Fehlern und dem jeweiligen Q^2 für die neuen Daten von 1995 angegeben.

Q^2/GeV^2	λ	δ_{stat}	δ_{sys}
0.85	0.146	0.033	0.101
1.2	0.192	0.018	0.038
1.5	0.128	0.019	0.036
2.0	0.133	0.022	0.038
2.5	0.216	0.020	0.043
3.5	0.172	0.021	0.031

Tabelle 6.2: Die Werte von $\lambda(Q^2)$ mit statistischen und systematischen Fehlern.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma^* p}$ als Funktion von W

Für einen direkten Vergleich der Daten von 1995 mit denen aus Photoproduktionsmessungen ($Q^2 \simeq 0$) wird der totale Photon-Proton Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photonen $\sigma^{tot}_{\gamma^* p}$ genutzt. Es gilt der folgende einfache Zusammenhang mit $F_2(x, Q^2)$ [Han63, Lev84]:

$$\sigma^{tot}_{\gamma^* p} = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^4} \cdot \frac{4M_p^2 x^2 + Q^2}{1-x} \cdot F_2(x, Q^2) \simeq \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} \cdot F_2(x, Q^2) \tag{6.15}$$

In Bild 6.9 ist $\sigma^{tot}_{\gamma^* p}$ als Funktion der Schwerpunktsenergie W im $\gamma^* p$-System für verschiedene Q^2 dargestellt. Zusammen mit den H1-Daten aus DIS-Messungen von 1994 und 1995 sind Daten aus der Photoproduktion bei hohen W (H1 und ZEUS) sowie Daten mit niedrigeren Schwerpunktsenergien dargestellt. Die Daten mit $Q^2 \neq 0$ zeigen im Vergleich zu den Photoproduktionsdaten einen signifikant stärkeren Anstieg von $\sigma^{tot}_{\gamma^* p}$ mit wachsendem W. Der Anstieg wird aber mit kleineren Q^2 schwächer. Dieses Verhalten wird vom BK-Modell gut beschrieben, während das ALLM-Modell von Abramowicz, Levin, Levy und Maor [Abr91], welches auf der Reggetheorie basiert und im hohen Q^2-Bereich mit QCD-Erwartungen übereinstimmt, zu größeren W und kleineren Q^2 von den Daten abweicht. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma^{tot}_{\gamma^* p}$ für Photoproduktion ist schließlich nahezu unabhängig von W und wird gut vom DoLa-Modell wiedergegeben.

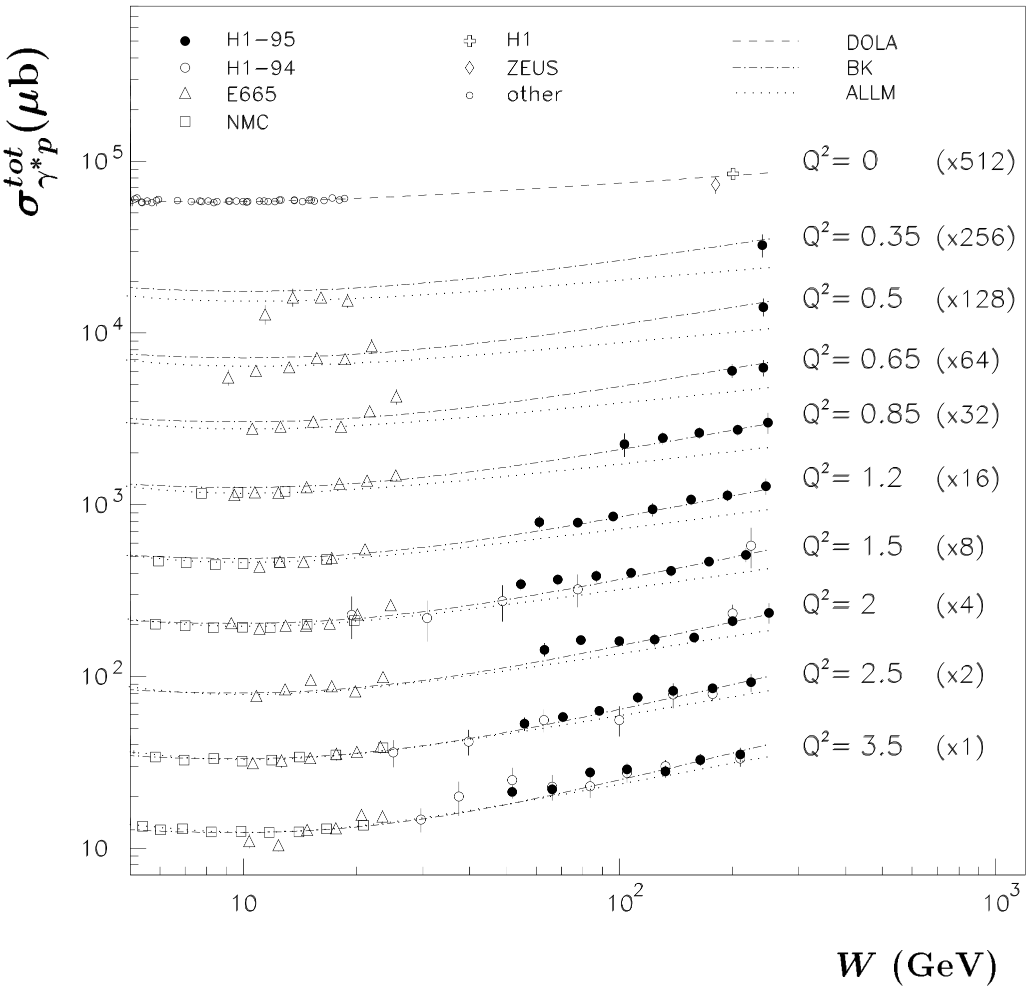

Abbildung 6.9: Der totale Photon-Proton Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photonen $\sigma^{tot}_{\gamma^* p}$ als Funktion der Schwerpunktsenergie im $\gamma^* p$-System W für verschiedene Q^2. Zusammen mit den H1-Daten aus DIS-Messungen von 1994 und 1995 sind Daten aus der Photoproduktion bei hohen W (H1 und ZEUS) sowie Daten mit niedrigeren Schwerpunktsenergien aus Experimenten mit stationären Targets dargestellt. Die Daten werden mit Modellvorhersagen von DoLa, BK und ALLM verglichen. Die Fehlerbalken stehen für den Gesamtfehler.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma^* p}^{eff}$ als Funktion von Q^2

Der effektive $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photonen kann ebenfalls für einen Vergleich von Photoproduktions- und DIS-Daten benutzt werden. Er ist definiert über:

$$\frac{d^2\sigma_{Born}}{dx dQ^2} = \Gamma \sigma_{\gamma^* p}^{eff}(x, y, Q^2). \tag{6.16}$$

Dabei ist der Photonflußfaktor Γ folgendermaßen definiert[3]:

$$\Gamma = \frac{\alpha(2 - 2y + y^2)}{2\pi Q^2 x}. \tag{6.17}$$

In Bild 6.10 ist $\sigma_{\gamma^* p}^{eff}$ als Funktion von Q^2 für verschiedene feste W zwischen 60 und 245 GeV gezeigt. Neben den neuen Daten von 1995 sind wieder die DIS-Daten von 1994 sowie zwei Messwerte aus der Photoproduktion ($Q^2 = 0$) von H1 und ZEUS bei $W = 210$ GeV bzw. 170 GeV aufgetragen. Die Daten werden mit Parametrisierungen von ALLM und BK sowie einem Fit, der auf dem BK-Modell basiert und in Abschnitt 6.1 erläutert wird, verglichen.

Während dieser Fit sowohl DIS- als auch Photoproduktionsdaten gut beschreiben kann, gibt es bei ALLM- und BK-Parametrisierung Unterschiede zu den Meßpunkten. Die ALLM-Parametrisierung weicht zu früh bei kleinen Q^2 von den DIS-Meßwerten ab, um auf das Niveau der Photoproduktionsdaten zu kommen. Die BK-Parametrisierung stimmt zwar gut mit den DIS-Meßpunkten überein, überschätzt aber den effektiven Wirkungsquerschnitt der Photoproduktionsdaten bei $Q^2 = 0$.

Zusammenfassung der Diskussion

Die vorangegangene Diskussion der Ergebnisse hat gezeigt, daß die vorliegenden Daten von 1995 neue Informationen über den Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und DIS, also zwischen ,,weichen" und ,,harten" Prozessen, beitragen. Modelle, die sowohl Anteile aus Regge-Theorie oder dem VDM-Modell und der QCD-Störungstheorie enthalten, stimmen qualitativ gut mit den Daten überein, auch wenn bisher keines der Modelle in allen Bereichen eine perfekte Beschreibung liefert.

[3] Es wird die Konvention nach Hand [Han63] benutzt.

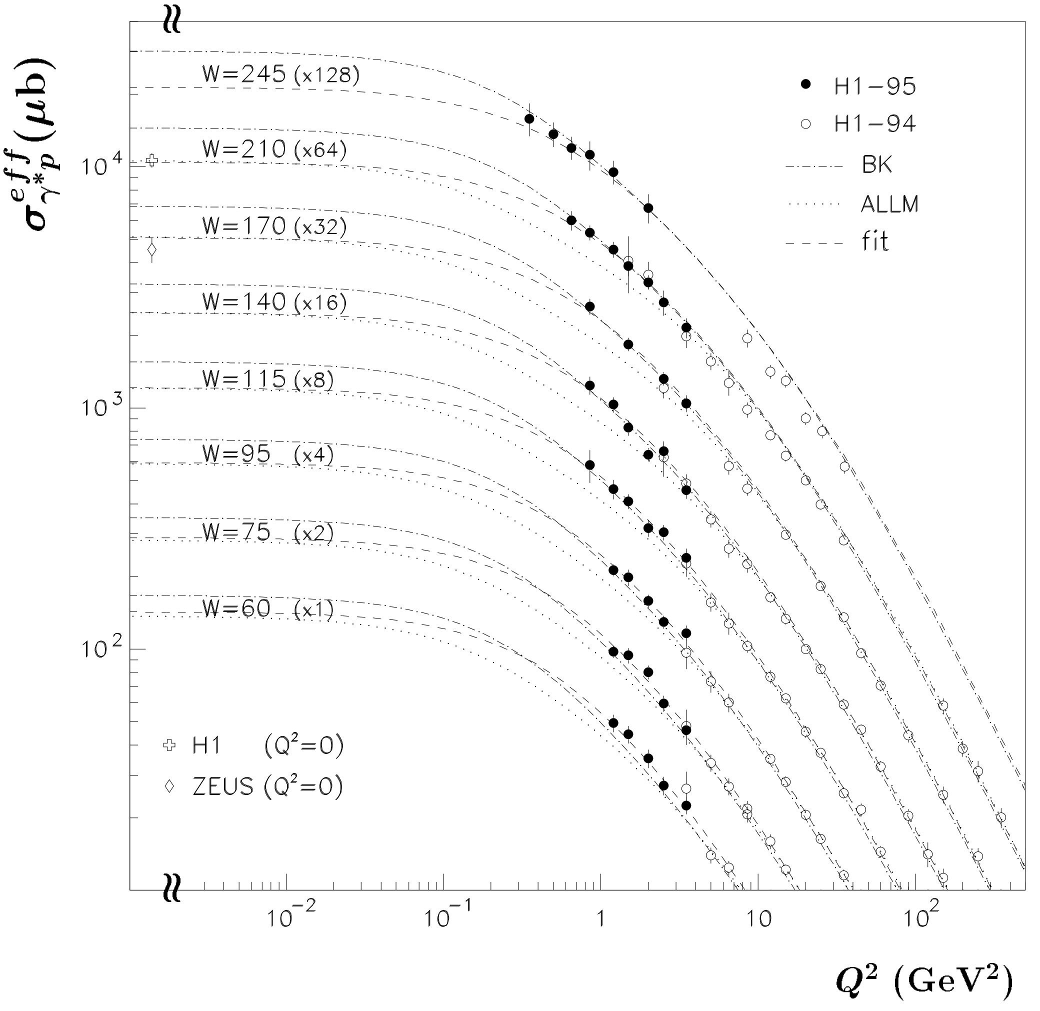

Abbildung 6.10: Der effektive Photon-Proton Wirkungsquerschnitt $\sigma^{eff}_{\gamma^* p}$ für virtuelle Photonen als Funktion von Q^2 für verschiedene feste W. Neben den neuen Daten von 1995 sind die DIS-Daten von 1994 sowie zwei Messwerte aus der Photoproduktion ($Q^2 = 0$) von H1 und ZEUS bei $W = 210\,\text{GeV}$ bzw. $170\,\text{GeV}$ aufgetragen. Die Daten werden mit Parametrisierungen von ALLM und BK sowie einem H1-Fit, der auf dem BK-Modell basiert, verglichen. Die Fehlerbalken stehen für den Gesamtfehler.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei niedrigen x und kleinen Q^2 aus ep-Wechselwirkungen mit dem H1-Detektor am HERA-Speicherring vorgestellt. Die Messung beruht auf einem speziellen Datensatz von 1995 mit einer integrierten Luminosität von $114\,\mathrm{nb}^{-1}$, bei dem der Elektron-Proton-Wechselwirkungspunkt um etwa 70 cm in Protonstrahlrichtung im Vergleich zur nominellen Lage verschoben war. Mit Hilfe der Anfang 1995 verbesserten Rückwärtsregion des H1-Detektors konnte die F_2-Analyse gegenüber früheren Messungen in einem erweiterten kinematischen Bereich — in dem theoretisch interessanten Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung (deep inelastic scattering, DIS) — durchgeführt werden.

Neben einer allgemeinen Beschreibung des H1-Detektors wird ausführlich auf die Anfang 1995 verbesserte Rückwärtsregion mit dem SpaCal-Kalorimeter und der Driftkammer BDC eingegangen. Diese Komponenten sind für die vorliegende Analyse besonders wichtig.

Anschließend wird die Energie- und Ortsmessung des gestreuten Elektrons mit dem SpaCal diskutiert. Der Schwerpunkt liegt in der Untersuchung von Signalverlusten im SpaCal und der Vorstellung einer Energiekorrekturmethode für die innerste Region des SpaCal. Dicht am Strahlrohr wird ein großer Teil der gestreuten Elektronen aus DIS-Ereignissen gemessen. Signalverluste bis etwa 7% treten hier aufgrund von Inhomogenitäten im Kalorimeter auf, können jedoch erfolgreich mit der beschriebenen Korrekturmethode behoben werden.

Nach einer Beschreibung des mehrstufigen Prozesses der Datenselektionen dieser Analyse, sowie der verwendeten Monte-Carlo-Programme wird die Messung der Strukturfunktion und die Diskussion der Resultate präsentiert. Die ermittelten Meßwerte der Strukturfunktion F_2 decken einen kinematischen Bereich in x bis hinunter zu $6 \cdot 10^{-6}$ und in Q^2 zwischen 0.35 und $3.5\,\mathrm{GeV}^2$ ab. Die überwiegende Zahl der Meßpunkte wurde im Bereich $y \geq 0.12$ mit der Elektronmethode und im Bereich $0.03 < y < 0.12$ ergänzend mit der sogenannten Σ-Methode rekonstruiert, die den hadronischen Endzustand zur Bestimmung der kinematischen Variablen mit einbezieht. Die systematischen Fehler der Messung überwiegen die statistischen Fehler. Der totale Fehler bleibt im allgemeinen unterhalb von 10% und erreicht nur selten, insbesondere bei den Meßpunkten mit kleinsten x-Werten, 15%.

Die neuen Daten erweisen sich als konsistent mit den H1-DIS-Daten von 1994 und zeigen einen kontinuierlichen Übergang zu den Ergebnissen aus Experimenten mit stationären Targets. Der Anstieg der Strukturfunktion F_2 zu kleinen x flacht mit abnehmenden Q^2 im Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ deutlich ab. Diese Abflachung des Anstiegs von F_2 zeigt zusammen mit dem Vergleich des totalen γ^*p-Wirkungsquerschnitts für virtuelle Photonen $\sigma^{tot}_{\gamma^*p}$ als Funktion von W von DIS- und Photoproduktionsdaten, daß ein glatter Übergang zwischen Photoproduktion und DIS, also zwischen „weichen" und „harten" Prozessen, stattfindet.

Modelle, die sowohl Anteile aus der Regge-Theorie oder dem Vektormesondominanz-Modell und der QCD-Störungstheorie enthalten, stimmen qualitativ gut mit den Daten überein, auch wenn bisher keines der Modelle in allen Bereichen eine perfekte Beschreibung liefert.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Abr91] **H. Abramowicz, E. M. Levin, A. Levy und U. Maor**, Phys. Lett. B269 (1991) 465

[Ade96] **K. Adel, F. Barreiro und F. J. Yndurain**, FTUAM preprint 96-39 (1996)

[Alb69] **W. Albrecht et al.**, contributed paper to the 4^{th} Int. Symp. on Electron and Photon Interactions, Liverpool, 1969 and DESY report 69/46 (1969) (unveröffentlicht)

[Alt77] **G. Altarelli und G. Parisi**, Nucl. Phys. B126 298 (1977)

[Alt79] **G. Altarelli, R.K. Ellis und G. Martinelli**, *Large Perturbative Corrections to the Drell-Yang Process in QCD*, Nucl. Phys. B157 (1979) 461, 1979

[App95] **R.D. Appuhn et al.**, *Hadronic Responce and e/π Separation with the H1 Lead/Fiber Calorimeter*, DESY 1995-250, , Nucl.Instrum.Meth. A382:395-412, 1996

[App96] **R.D. Appuhn et al.**, *H1 Backward Upgrade with a SpaCal Calorimeter: the Hadronic section*, DESY 1996-013, 1996

[Arb96] **A. Arbuzov et al.**, Comp. Phys. Comm. 94 (1996) 128

[Arn95] **C. Arndt**, *Kalibration des H1 Spaghetti-Kalorimeter mit Halo Myonen*, Diplomarbeit DESY Hamburg, 1995

[Bad92] **B.Badelek und J.Kwiecinski**, Phys. Lett. B295 (1992) 263

[Bad96] **B.Badelek, J.Kwiecinski und A.Stato**, Durham preprint DTP/96/16 (1996)

[Bal78] **Y. Balitzki und L.N. Lipatov**, Phys. Rev. Lett. 28 822 (1978)

[Ban96] **J. Ban et al.**, *The H1 Backward Calorimeter BEMC and its Inclusive Electron Trigger*, Nucl. Inst. and Meth. A372 (1996), 1996

[Bar94] **R. Barschke**, *Untersuchungen von Szintillationsfasern für ein Spaghettikalorimeter*, Diplomarbeit DESY Hamburg, 1994

[Bar95] **R. Barschke**, *Hot Spot Studies*, Bericht auf dem SpaCal-Meeting 18.10.95, 1995

[Bas94] **U. Bassler und G. Bernardi**, *On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: The Sigma-method*, Nucl. Instr. Meth. A361 (1995) 197

[Ben87] **H.-U. Bengtsson und T. Sjöstrand**, Comp. Phys Comm. 46 (1987) 43

[Bjo66] **J.D. Bjorken**, Phys. Rev. 148 (1966) 1467

[Bjo69a] **J.D. Bjorken**, Phys. Rev. 179 (1969) 1547

[Bjo69b] **J.D. Bjorken, E.A. Paschos**, *Inelastic electron-proton and γ-proton scattering and the structure of the nucleon*, Phys. Rev. 185 (1969) 1975

[Blo69] **E.D. Bloom et al.**, *GEANT3 User's Guide*, CERN-DD/EE 84-1, Genf (1987)

[Bru87] **R. Brun et al.**, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930, 1969

[Buc96] **R. Buchholz**, *Messung der Proton-Strukturfunktion F_2 bei niedrigen Bjorken x und Impulsüberträgen Q^2 mit dem H1-Detektor bei HERA*, Dissertation DESY Hamburg, 1996

[Cal69] **C.G. Callan und D.J. Gross**, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156, 1969

[Cap94] **A. Capella et al.**, Phys. Lett. b337 (1994) 358

[Col77] **P.D.B. Collins**, *An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics.*, (Durham U.),Cambridge 1977

[Col82] **J.C. Collins und D.E. Soper**, *Parton Distributions and Decay Functions*, Nucl. Phys. B194 (1982) 445, 1982

[CTEQ97] **H.L. Lai et al.**, Phys. Rev. D55 (1997) 1280

[Cva95] **J. Cvach et al.**, *Scifi monitoring for SPACAL*, H1-06/95-443, 1995

[Dir96] **M. Dirkmann**, *Calibration of the SpaCal with Cosmics*, H1-05/96-477, 1996

[Dok77] **Y.L. Dokshitzer**, Sov. Phys. JETP 46 641 (1977)

[Don94] **A. Donnachie und P.V. Landshoff**, Z. Phys. C61 (1994) 139

[E665] **E665 Collab., M.R. Adams et al.**, Phys. Rev. D54 (1996) 3006

[Eng96] **R. Engel und J. Ranft**, Phys. Rev. D54 (1996) 4244, 1996

[Fey69] **R. Feynman**, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415, 1969

[Gel64] **M. Gell-Mann**, *A Schematic Model of Baryons and Mesons* Phys. Lett. 8 (1964) 214, 1964

[Gri72] **V.N. Gribov und L.N. Lipatov**, Sov. J. Nucl. Phys. 15 438 (1972)

[GRV95] **M. Glück, E. Reya und A. Vogt**, Z. Phys. C67 (1995) 433, 1995

[Gor96] **I. Gorelov et al.**, *Performance of the H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*, H1-06/96-483, 1996

[H1C93] **H1 Calorimeter Group**, Nucl. Inst. Meth. A336 (1993) 499 und A350 (1994) 57

[H1C95] **H1 Collaboration**, *Transverse Energy Flow and Forward Jet Production in the Low x Regime at HERA*, DESY H1-95-06, 1995

[H1C96] **H1 Collaboration**, *The H1 Detector at HERA*, DESY H1-96-01, März 1996, Nucl. Instrum. Methods A386 (1997) 310-347

[H1C96b] **H1 Collaboration**, *A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HERA*, Nucl. Phys. B470 (1996) 3

[H1C96c] **H1 Collaboration**, *Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA*, contributed paper to the International Conference on High Energy Physics, Warsaw 1996, ICHEP96-pa17-026

[H1C97] **H1 Collaboration**, *A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low x and Low Q^2 at HERA*, DESY 97-042, März 1997

[Han63] **L.N. Hand**, Phys. Rev. 129 (1963) 1834

[Hal84] **F. Halzen, A.D. Martin**, *Quarks & Leptons*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1984

[Her90] **D. W. Hertzog et al.**, Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 446-458, 1990

[Her94] **HERA-B Kollaboration**, *HERA-B, An Experiment to study CP violation in the B system using an Internal target at the HERA Proton Ring*, Proposal, DESY-PRC 94/02, Mai 1994

[Her95] **M. Düren**, *The Hermes Experiment: From the Design to the First Results*, Interner Bericht, DESY, HERMES-95-02, July 1995

[Ing92] **G. Ingelman**, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, vol.3, Eds. W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY (1992) 1366

[Jan96] **J. Janoth**, *Das Kalibrationssystem CAM für das neue Kalorimeter SpaCal des Detektors H1 bei HERA und Analyse der ersten Daten*, Dissertation Universität Heidelberg, IHEP 96-17, 1996

[Jun95] **H. Jung**, Comp. Phys Comm. 86 (1995) 147

[Kat97] **J. Katzy**, *Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Bjorken-x und kleinen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA*, Dissertation Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1997

[Kur77] **E.A. Kuraev, L.N. Lipatov und V.S. Fadin**, Phys. Rev. Lett. 44 443 (1976) und Phys. Rev. Lett. 45 199 (1977)

[Kwi92] **A. Kwiatkowski, H. Spiesberger und H.-J. Möhring**, Comp. Phys Comm. 69 (1992) 155

[Leh97] **F. Lehner**, Dissertation DESY Hamburg, in Vorbereitung

[Lev84] **A. Levy und U. Maor**, Phys. Lett. B1182 (1984) 108

[Lip75] **L.N. Lipatov**, Sov. J. Nucl. Phys. 20 96 (1975)

[Lip97] **L.N. Lipatov**, Proceedings of DIS 97 conference, Chicago USA, 1997

[Lip96] **J. Lipinski**, *Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 bei großen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA*, Dissertation DESY Hamburg, 1996

[Lis93] **B. List**, Diplomarbeit Technische Universität Berlin, 1993

[Lon92] **L. Lönnblad**, Comp. Phys Comm. 71 (1992) 15

[Mar97] **R. Maracek**, Dissertation Kosice, 1997

[Mey96] **A. Meyer**, Internal Note H1 - 08/96-486 (1996)

[Mey97] **A. Meyer**, Dissertation DESY Hamburg, 1997

[MRS93] **A.D. Martin, W.J. Stirling und R.G. Roberts**, Phys. Lett. B306 (1993) 145; B309 (1993) 492, 1993

[Mue94] **G. Müller**, *A Spaghetti Calorimeter for the H1 Detector*, Bericht auf der 5th Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics in Brookhaven, USA, 1994

[Mur95] **P. Murin et al.**, *Monte Carlo Studies of the Spatial Resolution of the New Electromagnetic SpaCal Calorimeter*, H1-11/95-461, 1995

[Nac86] **O. Nachtmann**, *Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte*, Vieweg-Verlag, 1986

[Nic96] **T. C. Nicholls et al.**, *Performance of an electromagnetic lead/scintillating-fibre calorimeter for the H1 detector*, Nucl. Instr. and Meth. A 374(1996) 149-156, 1996

[NMC95] **NMC Collab., M. Arneodo et al.**, Phys. Lett. B364 (1995) 107

[NMC96] **NMC Collab., M. Arneodo et al.**, hep-ph/9610231 preprint, (1996)

[Per81] **D. Perrin und P. Sonderegger**, CERN OM/SPS 81-7, CERN 1981

[Poe96] **R. Poeschl**, *Untersuchung der Ortsauflösung des H1-Spaghetti-Kalorimeters unter besonderer Berücksichtung groer Einschußwinkel der Primärteilchen*, Diplomarbeit Universität Dortmund, 1996

[RD91] **RD1 Collaboration**, Status report to the DRDC, CERN/DRDC 91-50, CERN 1991

[Rei95] **S. Reinshagen**, *Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA*, Dissertation DESY Hamburg, 1995

[Roy95] **Ch. Royon**, Bericht auf dem ELAN-Meeting 13.12.95, 1995

[Schl96] **S. Schleif**, *SPACAL-Reconstruction*, Internal SpaCal note, 1996

[Schm95] **P. Schmüser**, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, 2.Aufl. Springer-Verlag, Berlin, 1994

[Schu92] **G.A. Schuler und H. Spiesberger**, , Proceedings of the Workshop Physics at HERA, vol.3, Eds. W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY (1992) 1419

[Schw95] **B. Schwab**, private Mitteilung

[Schw96] **B. Schwab**, *Das Rückwärtskammersystem des H1-Experiments*, Dissertation Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1996

[Sim92] **A. Simon**, CERN preprint PPE/92-95, CERN 1992

[Sjo87] **T. Sjöstrand und M. Bengtsson**, Comp. Phys Comm. 43 (1987) 367

[Sjo92] **T. Sjöstrand**, CERN-TH-6488 (1992)

[Tay69] **R.E. Taylor**, Proceedings of the 4^{th} Int. Symp. on Electron and Photon Interactions, Liverpool, 1969 Seite 251

[Wal93] **A. Walther und R. Barschke**, *Studies of Scintillating Fibres for a Spaghetti Calorimeter to be used for the H1 Backward Upgrade Project*, Proceedings of SCIFI 93 Workshop on Scintillating Fibre Detectors, Notre Dame University, Indiana, USA (1993) 253, 1993

[ZEU94] **ZEUS Collab., T. Aid et al.**, Z. Phys. C63 (1994) 408

[ZEU97] **ZEUS Collab., C. Adl et al.**, DESY 97-135, Juli 1997

[Zwe64] **G. Zweig**, Cern Preprint 8182/TH 401, 1964

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Frau Prof. Dr. Beate Naroska und Herrn Prof. Dr. Joachim Meyer für das Interesse an dieser Arbeit und deren Begutachtung.
- Allen Mitgliedern der H1-Kollaboration und der H1-ELAN Arbeitsgruppe, in deren Umfeld die Arbeit entstand. Insbesondere seien an dieser Stelle Dr. Judith Katzy für die Bereitstellung von Informationen die BDC betreffend und Dr. Vladimir Shekelyan genannt.
- Ebenso den Mitgliedern der SpaCal-Gruppe für das angenehme Arbeitsklima und die freundliche Hilfe bei technischen Fragen.
- Herrn Dr. Jörg Gayler für das Korrekturlesen und die Hilfsbereitschaft in vielen Bereichen.
- Meinen Bürokollegen Dirk Hoffmann, Frank Lehner und Dr. Andreas Meyer für das gute „Zusammenleben“ in 1a 316 und die vielen Diskussionen fachlicher und allgemeiner Art.
- Der DESY PR-Gruppe, die mir die Möglichkeit und Herausforderung geboten hat, die Forschungstätigkeit bei DESY allgemeinverständlich interessierten Besuchern darzustellen.

Besonderer Dank geht an meine Eltern Margrit und Armin sowie an meine Freundin Andrea, die mir den nötigen Rückhalt gegeben haben.