Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in radiativer ep–Streuung mit dem H1–Detektor bei HERA

Dem Fachbereich Physik
der Universität Dortmund
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

vorgelegte

Dissertation

von
Diplom–Physiker Martin Hütte
aus Olpe

November 1996

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist die Erforschung der elementaren Bausteine der Materie und der Wechselwirkungen, die zwischen ihnen bestehen. Streuexperimente, bei denen hochenergetische Teilchen auf ein Target geschossen werden oder mit anderen hochenergetischen Teilchen zur Kollision gebracht werden, haben sich zur Klärung dieser Fragen als überaus erfolgreich erwiesen. E. Rutherford [Rut11] stellte die Hypothese auf, daß fast die gesamte Masse eines Atoms in einem relativ kleinen, elektrisch geladenen Atomkern konzentriert ist. Diese Theorie konnte wenig später durch Streuung von α–Teilchen mit einer Energie von einigen MeV an einer Goldfolie mit großer Genauigkeit bestätigt werden [Gei13].

Eine genauere Untersuchung der Atome wurde durch eine Steigerung der Impulse der Strahlteilchen möglich, da nach der Heisenbergschen Unschärferelation [Hei27] bei einem Streuprozeß Strukturen bis zu einer Größe von $\lambda \simeq \hbar/p$ aufgelöst werden können, wobei $\hbar$ das Plancksche Wirkungsquantum und p der Impuls des Projektilteilchens im Schwerpunktsystem der Kollision ist. Durch Streuversuche mit Elektronen der Energie 400 MeV an ruhenden Protonen konnte R. Hofstadter zeigen, daß das Proton nicht punktförmig ist und einen mittleren Ladungsradius von etwa 0, 8 fm besitzt [Hof56].

Eine weitere Erhöhung der Energie der Projektilteilchen auf etwa 20 GeV führte 1968 am SLAC[1] zu dem Ergebnis, daß das Proton aus punktförmigen Konstituenten, den Partonen, besteht [Pan68]. Bereits 1969 konnte durch Kombination der Ergebnisse vom SLAC mit Meßdaten vom DESY[2] gezeigt werden, daß die Partonen den Spin 1/2 tragen [Alb69].

Später stellte sich heraus, daß es neben den Partonen noch andere Teilchen im Proton gibt, die Gluonen [Per75]. Die Wechselwirkung der Gluonen untereinander und mit den Partonen wird durch die Quanten–Chromo–Dynamik (QCD) [Fri73] beschrieben. Die Vorhersagen dieser Theorie sind seither in zahlreichen Experimenten überprüft und bestätigt worden.

Ende 1991 wurde der Elektron–Proton Speicherring HERA[3] am DESY in Betrieb genommen, bei dem Elektronen der Energie 27, 5 GeV mit Protonen der Energie 820 GeV zur Kollision gebracht werden. Im Vergleich zu früheren Experimenten mit ruhenden Zielteilchen steht bei den Streuprozessen bei HERA eine hundertfach höhere Schwerpunktsenergie

---

[1] SLAC = **S**tanford **L**inear **Ac**celerator

[2] DESY=**D**eutsches **E**lektronen **Sy**nchrotron

[3] HERA =**H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage

zur Verfügung. Hierdurch kann der Streuprozeß in einem bisher unzugänglichen kinematischen Bereich untersucht werden. Von besonderem Interesse ist der kinematische Bereich, in dem die Partonen nur einen sehr kleinen Impulsbruchteil x des Protons tragen. Im Bild der QCD wird erwartet, daß die Struktur des Protons bei kleinen Werten von x durch die Gluonen und die "See"-Quarks bestimmt wird, die sich dynamisch aus der Gluonabstrahlung der Quarks und der Paarerzeugung von Quark–Antiquark Paaren durch Gluonen entwickeln. Durch die Messung der Strukturfunktion des Protons werden die Quarkdichten und die Gluondichte im Proton zugänglich, was eine direkte Überprüfung der QCD ermöglicht. Die Vorhersagen der QCD basieren auf störungstheoretischen Rechnungen, wobei die starke Kopplungskonstante α_s als Entwicklungsparameter verwendet wird. Da α_s zu kleinen Impulsüberträgen Q^2 ansteigt, ist bisher ungeklärt, bis zu welchem minimalen Q^2 die Methoden der Störungstheorie anwendbar sind. Die Untersuchung der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 kann zur Überprüfung und zur Weiterentwicklung der QCD beitragen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der zugängliche kinematische Bereich durch die Selektion tiefinelastischer Ereignisse mit einem kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlten hochenergetischen Photon zu kleinen Werten von Q^2 erweitert und die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in diesem neuen Bereich gemessen.

Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen: Kapitel 2 gibt einen Überblick über die Grundlagen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung. Insbesondere werden das Quark–Parton–Modell und die Quantenchromodynamik erläutert. Zusätzlich wird die Bedeutung elektroschwacher Korrekturen für die Messung der Protonstrukturfunktion begründet. Kapitel 3 beschreibt den Aufbau der Speicherringanlage HERA und des H1–Detektors. Die am H1–Detektor vorgenommenen Modifikationen werden in Kapitel 4 motiviert und erläutert. Kapitel 5 verdeutlicht zunächst die charakteristischen Eigenschaften der im Rahmen dieser Arbeit analysierten Ereignisse, bevor die Selektion der Ereignisse vorgestellt wird. Zur Bestimmung der Strukturfunktion werden Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung verwendet, bei denen ein hochenergetisches Photon kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlt und im Photondetektor des Luminositätssystems nachgewiesen wird. Um eine zuverlässige Messung zu gewährleisten, werden in Kapitel 6 die Kalibrierung, die Homogenität und die Auflösung dieses Photondetektors überprüft. Kapitel 7 beschäftigt sich mit der Bestimmung der Strukturfunktion des Protons. Zunächst wird die prinzipielle Vorgehensweise und die Einteilung der Intervallgrenzen in x und Q^2 festgelegt. Es folgt eine Bestimmung der Effizienzen der Selektionsschnitte. Anhand von Simulationsrechnungen wird im Anschluß daran der verbleibende Untergrund in der Stichprobe der selektierten Ereignisse abgeschätzt. Es folgt eine Diskussion der Strahlungskorrekturen, die unter Verwendung zweier unabhängiger Programmpakete bestimmt werden. Um sicherzustellen, daß alle Detektoreffekte durch die Simulation berücksichtigt werden, erfolgt ein Vergleich zwischen simulierten Ereignissen und den Daten. Die Protonstrukturfunktion wird unter Anwendung von zwei unabhängigen Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik bestimmt, die unterschiedliche systematische Fehler aufweisen. Nach der Bestimmung der systematischen Fehler erfolgt ein Vergleich mit anderen Messungen und die Interpretation der Ergebnisse. Abschließend wird eine kurze Zusammenfassung der Arbeit gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung

Das Thema dieses Kapitels sind die theoretischen Grundlagen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung. Zunächst werden die kinematischen Größen definiert, die den tiefinelastischen Streuprozeß beschreiben und mehrere Methoden zu ihrer Messung aufgezeigt. Anschließend folgt eine Diskussion des Wirkungsquerschnitts und dessen Interpretation im Quark–Parton–Modell. Danach werden die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung im Rahmen der QCD sowie zwei Modelle für Partondichten im Proton erläutert. Zum Abschluß dieses Kapitels werden elektroschwache Strahlungskorrekturen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung diskutiert.

2.1 Die Kinematik der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung

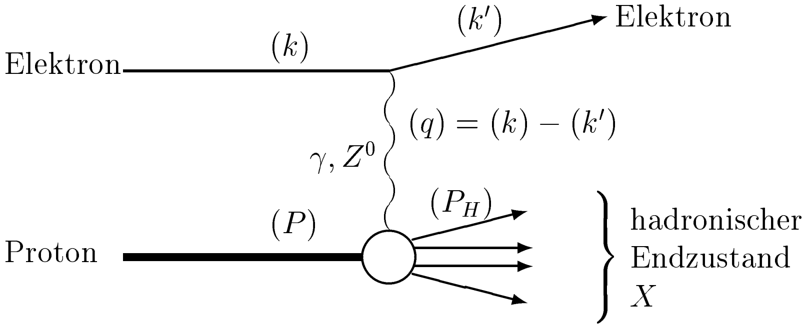


Abbildung 2.1: *Der Feynmangraph der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung in niedrigster Ordnung der Störungstheorie. In Klammern ist der jeweilige Viererimpuls des Teilchens angegeben.*

Abbildung 2.1 zeigt den Feynmangraphen für die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung in niedrigster Ordnung der Störungstheorie. Ein einlaufendes Elektron wechselwirkt mit einem einlaufenden Proton durch Austausch eines neutralen Eichbosons. Dieser Austausch wird als neutraler Strom bezeichnet. Bei Prozessen des geladenen Stroms wird ein geladenes W–Boson ausgetauscht, und statt des gestreuten Elektrons tritt ein Neutrino ν_e im Endzustand auf. Prozesse des geladenen Stroms werden in dieser Arbeit nicht untersucht und daher im folgenden nicht näher erläutert.

Während das Elektron bei dem Streuprozeß seine Identität behält, wird das Proton in der Regel durch den Austausch zerstört und es entsteht ein aus vielen Teilchen bestehender hadronischer Endzustand.

Zur Beschreibung der Ereigniskinematik in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung ist es üblich, die folgenden lorentzinvarianten Größen zu definieren[1]:

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie:
$$s = (k + P)^2 = (k' + P_H)^2 = 4E_eE_p \tag{2.1}$$
k, k', P und P_H sind die Viererimpulse des ein– und auslaufenden Elektrons, des einlaufenden Protons und des hadronischen Endzustandes. E_e und E_p bezeichnen die Energie des einlaufenden Elektrons und Protons und sind durch die Parameter des Speicherrings HERA festgelegt.

- Der Betrag des quadrierten Viererimpulsübertrages q:
$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \tag{2.2}$$
Im folgenden wird Q^2 vereinfachend als Impulsübertrag bezeichnet.

- Die Bjorken Skalenvariable:
$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \tag{2.3}$$
Im Rahmen des Quark–Parton–Modells kann x unter Vernachlässigung aller Teilchenmassen und der Transversalimpulse der Partonen im Proton als der Bruchteil des Protonimpulses interpretiert werden, den das Parton vor dem Streuprozeß trägt.

- Der normierte Energieübertrag im Ruhesystem des Protons:
$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \tag{2.4}$$
y liegt im Wertebereich $0 \leq y \leq 1$ und ist ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses.

Diese 4 Größen sind über die Beziehung
$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \tag{2.5}$$
miteinander verknüpft. Bei vorgegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist daher die Bestimmung von zwei der obengenannten lorentzinvarianten Größen ausreichend, um die Kinematik des Streuprozesses eindeutig festzulegen.

---

[1] Die Abstrahlung von Photonen bleibt zunächst unberücksichtigt; die Kinematik bei Ereignissen mit Photonabstrahlung wird in Abschnitt 2.8 diskutiert.

2.2 Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Bei dem H1–Experiment können Energie und Streuwinkel sowohl des gestreuten Elektrons als auch der Teilchen des hadronischen Endzustandes gemessen werden. Durch Kombination von zwei dieser vier Meßgrößen ist es bei vorgegebener Schwerpunktenergie möglich, die Ereigniskinematik vollständig festzulegen. In den folgenden Abschnitten sollen vier gebräuchliche Methoden zur Bestimmung der Kinematik beschrieben werden. Vorher werden grundlegende Eigenschaften der Kinematik bei HERA erläutert.

In Abbildung 2.2 sind Linien konstanter Energie und Streuwinkel des gestreuten Elektrons und des gestreuten Quarks in der kinematischen (x, Q^2)–Ebene abgebildet. Das gestreute Quark erzeugt Hadronen, die je nach Kinematik des Ereignisses mehr oder weniger stark zu einem sogenannten Jet gebündelt sind. Daher ist im folgenden von Jetenergie und Jetwinkel die Rede. Ein großer Bereich in dieser Ebene wird durch Ereignisse abgedeckt, bei denen die Energie des gestreuten Elektrons zwischen 25 und 30 GeV liegt, siehe Abbildung 2.2 a). Dieser Bereich wird als kinematischer Peak bezeichnet und kann zur Kalibrierung der Kalorimeter, in denen das gestreute Elektron nachgewiesen wird, benutzt werden [Fle93, Jan95], da die Lage des kinematischen Peaks in guter Näherung unabhängig von der zu bestimmenden Strukturfunktion des Protons ist. Außerdem erkennt man in Abbildung 2.2 a), daß in dem Bereich $y < 0,1$ bereits eine kleine Unsicherheit in der Energiemessung des gestreuten Elektrons zu einer großen Unsicherheit in der Bestimmung von x und Q^2 führt.

Aufgrund der $1/Q^4$–Abhängigkeit des Elektron–Proton–Wirkungsquerschnitts, siehe Abschnitt 2.3, treten bevorzugt große Elektronen–Streuwinkel auf, wie in Abbildung 2.2 b) deutlich wird. Der Streuwinkel wird dabei wie alle Winkel in dieser Arbeit relativ zur Richtung des einlaufenden Protons gemessen. Um die Protonstrukturfunktion bei kleinen Werten von x und Q^2 messen zu können, ist eine hohe Detektorakzeptanz bis zu möglichst großen Werten von θ_e hin wünschenswert. Bei dem H1–Experiment war während der Datennahmeperiode 1994 der Winkelbereich $151° \leq \theta_e \leq 177°$ durch das BEMC[2] abgedeckt, siehe dazu Abbildung 3.8, das eine Messung der Energie des gestreuten Elektrons bis zu einem Winkel von $\theta_e = 173°$ erlaubt [H1-96a].

In den Abbildungen 2.2 c) und d) sind Linien mit konstanter Jetenergie und konstantem Jetwinkel θ_{Jet} gezeigt. Bei kleinen Streuwinkeln des Jets ($\theta_{Jet} < 10°$) ist keine zuverlässige Rekonstruktion des Jets möglich, da ein großer Teil der Hadronen den Detektor durch das Strahlrohr verläßt. Bei Werten von $\theta_{Jet} > 140°$ trifft der Jet den Bereich des H1–Detektors, in dem ein elektromagnetisches, aber kein hadronisches Kalorimeter vorhanden ist, siehe Kapitel 3. Soll die Energiemessung von Teilchen des hadronischen Endzustandes zur Bestimmung der Kinematik eines Ereignisses herangezogen werden, so ist zur Vermeidung systematischer Fehler die Bedingung $10° \leq \theta_{Jet} \leq 140°$ erforderlich. Dies kann zum Beispiel durch einen Schnitt bei $y < 0,10$ in guter Näherung erreicht werden.

---

[2] **B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter

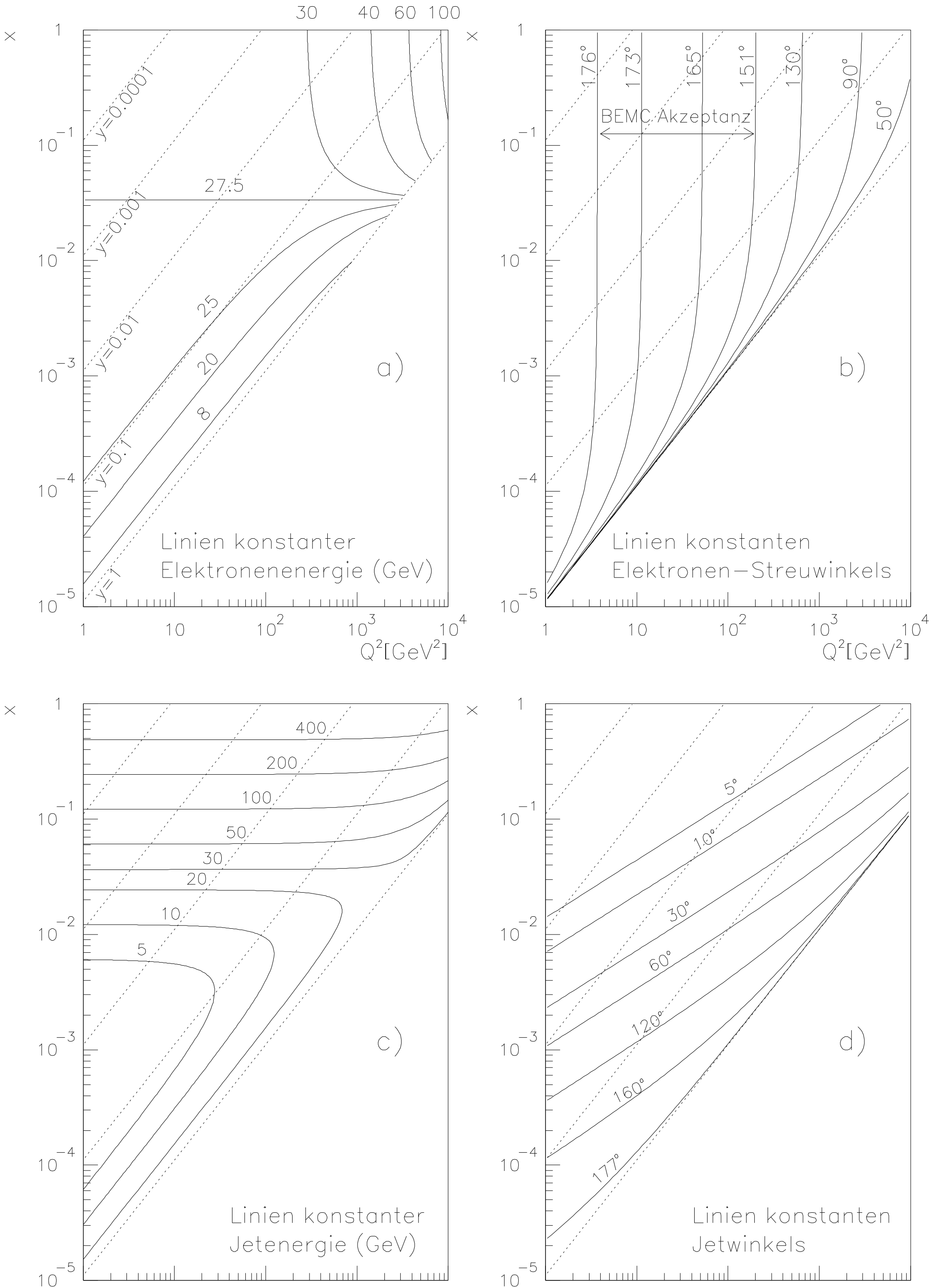


Abbildung 2.2: *Zusammenhang direkt meßbarer Größen mit den in diesem Abschnitt definierten lorentzinvarianten Größen x, y und Q^2. Linien mit konstanten und jeweils gleichen Werten von y sind in allen Abbildungen als gestrichelte Linien eingezeichnet. In a) und b) sind Linien konstanter Energie und konstanten Streuwinkels des Elektrons abgebildet. In c) und d) sind Linien konstanter Jetenergie und konstanten Jetwinkels dargestellt.*

2.2.1 Die Elektron–Methode

Die Standardmethode, die bei den meisten bisherigen Experimenten der Elektron–Proton–Streuung zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik benutzt wird, ist die Elektron–Methode. Der Vorteil dieser Methode ist, daß es ausreicht, das gestreute Elektron nachzuweisen und dessen Energie E'_e sowie den Polarwinkel θ_e zu messen. Bei den HERA–Experimenten ist es üblich, θ_e relativ zur Richtung des einlaufenden Protons zu definieren. Mit dieser Definition gilt[3]:

$$Q^2_e = 4E_eE'_e\cos^2(\frac{\theta_e}{2}) \tag{2.6}$$

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2(\frac{\theta_e}{2}) \tag{2.7}$$

und unter Ausnutzung von Gleichung 2.5:

$$x_e = \frac{Q^2_e}{s \cdot y_e}. \tag{2.8}$$

Die relativen Auflösungen für Q^2_e und y_e ergeben sich aus diesen Formeln zu [Kle91]:

$$\left(\frac{\sigma_{Q^2_e}}{Q^2_e}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{E'_e}}{E'_e}\right)^2 + \left(\tan(\frac{\theta_e}{2})\ \sigma_{\theta_e}\right)^2 \tag{2.9}$$

und

$$\left(\frac{\sigma_{y_e}}{y_e}\right)^2 = \left((\frac{1}{y_e}-1)\ \frac{\sigma_{E'_e}}{E'_e}\right)^2 + \left((\frac{1}{y_e}-1)\cot(\frac{\theta_e}{2})\ \sigma_{\theta_e}\right)^2 \tag{2.10}$$

Die relative Auflösung $\sigma_{Q^2_e}/Q^2_e$ ist im gesamten kinematischen Bereich so gut, daß keine der im folgenden vorgestellten Methoden eine genauere Messung von Q^2 ermöglicht. Die relative Auflösung σ_{y_e}/y_e ist für kleine Werte von y_e proportional zu y_e^{-1}, so daß in diesem kinematischen Bereich nur eine ungenaue Rekonstruktion von y_e möglich ist. Daher wird die Elektron–Methode von der H1–Kollaboration nur in dem Bereich $y_e \geq 0,15$ eingesetzt, siehe [H1-95a] und [H1-96a].

2.2.2 Die Zweiwinkel–Methode

Bei der Zweiwinkel–Methode [Ben91, Hoe91] wird die Ereigniskinematik aus dem Streuwinkel θ_e des Elektrons und dem mittleren Streuwinkel θ_h des hadronischen Endzustandes bestimmt. θ_h ist durch

$$\cos(\theta_h) = \frac{(p^h_T)^2 - \Sigma^2}{(p^h_T)^2 + \Sigma^2} \tag{2.11}$$

gegeben, wobei für $(p^h_T)^2$ und Σ gilt:

$$(p^h_T)^2 = \sum_{i=1}^{N_h}(p^2_{x,i} + p^2_{y,i}) \tag{2.12}$$

---

[3] In dem in dieser Arbeit verwendeten Einheitensystem gilt: $\hbar = c = 1$.

$$\Sigma = \sum_{i=1}^{N_h} (E_i - p_{z,i}) \tag{2.13}$$

Hierbei sind $p_{x,i}$, $p_{y,i}$, $p_{z,i}$ und E_i die Impulskomponenten und die Energie des Teilchens i und θ_i dessen Polarwinkel relativ zur Richtung des einlaufenden Protons. Die Summen in den Gleichungen 2.12 und 2.13 erstrecken sich jeweils über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes. Unter Kenntnis der beiden Winkel θ_e und θ_h ergibt sich für die kinematischen Variablen:

$$Q^2_{\mathrm{zw}} = 4E_e^2 \, \frac{\sin(\theta_h)\;(1+\cos(\theta_e))}{\sin(\theta_h)+\sin(\theta_e)-\sin(\theta_h+\theta_e)} \tag{2.14}$$

$$y_{\mathrm{zw}} = \frac{\sin(\theta_e)\;(1-\cos(\theta_h)}{\sin(\theta_h)+\sin(\theta_e)-\sin(\theta_h+\theta_e)} \tag{2.15}$$

und unter Ausnutzung von Gleichung 2.5:

$$x_{\mathrm{zw}} = \frac{Q^2_{\mathrm{zw}}}{s \cdot y_{\mathrm{zw}}} \tag{2.16}$$

Der Vorteil der Zweiwinkel–Methode ist, daß die Bestimmung der Streuwinkel θ_e und θ_h in guter Näherung unabhängig von der absoluten Energie–Kalibrierung der benutzten Detektoren ist. Daher ist diese Methode in der Lage, die Kinematik auch für solche Ereignisse mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen, bei denen das Elektron in Bereiche des Detektors gestreut wird, in denen keine zuverlässige Energiemessung möglich ist. Dies sind einerseits Bereiche zwischen benachbarten Kalorimetermodulen [Pan95] und zum anderen Übergangsbereiche zwischen verschiedenen Kalorimetertypen [Con95].

Die Zweiwinkel–Methode liefert eine sehr gute Rekonstruktion der Kinematik in dem Bereich $Q^2 > 100\,\mathrm{GeV}^2$ [Ber91]. Die Auflösungen $\sigma_{Q^2_{\mathrm{zw}}}$ und $\sigma_{y_{\mathrm{zw}}}$ sind jedoch relativ schlecht bei kleinen Werten von x und Q^2 [Bas95].

2.2.3 Die Methode von Jaquet und Blondel

Da mit dem H1–Detektor nicht nur das gestreute Elektron, sondern auch der hadronische Endzustand der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung nachgewiesen werden kann, ist es möglich, die Ereigniskinematik allein aus den Meßgrößen des hadronischen Endzustandes zu bestimmen. Es gilt [Jaq79]:

$$y_{\mathrm{JB}} = \frac{\Sigma}{2E_e} \tag{2.17}$$

$$Q^2_{\mathrm{JB}} = \frac{(p_T^h)^2}{1-y_{\mathrm{JB}}} \tag{2.18}$$

und

$$x_{\mathrm{JB}} = \frac{Q^2_{\mathrm{JB}}}{s \cdot y_{\mathrm{JB}}} \tag{2.19}$$

Systematische Untersuchungen haben gezeigt [Ben91], daß diese Methode im gesamten bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich eine schlechtere Auflösung $\sigma_{Q^2_{JB}}$ hat als die Elektron–Methode. Der Vorteil dieser Methode ist, daß sie bei kleinen und mittleren Werten von y ($y < 0,20$) eine genauere Messung von y ermöglicht als die Elektron–Methode [Bas95]. Darüber hinaus ist die Methode von Jaquet und Blondel die einzige Methode, die es erlaubt, die Kinematik von Ereignissen des geladenen Stroms zu messen.

2.2.4 Die Sigma–Methode

Die Sigma–Methode [Bas95] ist eine Weiterentwicklung der Methode von Jaquet und Blondel. Die kinematischen Größen werden hierbei wie folgt definiert:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E'_e(1 - \cos\theta_e)} \tag{2.20}$$

$$Q^2_\Sigma = \frac{E'^2_e \sin^2\theta_e}{1 - y_\Sigma} \tag{2.21}$$

und

$$x_\Sigma = \frac{Q^2_\Sigma}{s \cdot y_\Sigma} \tag{2.22}$$

Zur Bestimmung von y_Σ wird der Nenner aus Gleichung 2.17 durch $(\Sigma + E'_e(1 - \cos\theta_e))$ ersetzt, was aufgrund von Energie– und Impulserhaltung gleich $2E_e$ ist, falls keine Photonabstrahlung vom einlaufenden Elektron stattfindet. Durch diese Definition ist y_Σ unabhängig von der Energie E_e des einlaufenden Elektrons. Strahlt das einlaufende Elektron ein Photon der Energie E_γ ab, so steht dem Elektron für den tiefinelastischen Streuprozeß die Energie $E_e^{\mathrm{eff}} = E_e - E_\gamma$ zur Verfügung und y_{JB} wird gemäß Gleichung 2.17 systematisch falsch rekonstruiert, während y_Σ korrekt bestimmt werden kann. Das gleiche gilt auch für Q^2_Σ, das im Gegensatz zu Q^2_{JB} unabhängig von der Energie des einlaufenden Elektrons ist.

Zur Bestimmung von Q^2_Σ wird ausgenutzt, daß der Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes vom Betrag her gleich dem Transversalimpuls des gestreuten Elektrons sein muß: $(p_T^h)^2 = (p_T^e)^2 = E'^2_e \sin^2\theta_e$. Da die Energie des gestreuten Elektrons mit einer höheren Genauigkeit bestimmt werden kann als die Energie des hadronischen Endzustandes, ergibt sich im Vergleich zur Methode von Jaquet und Blondel eine verbesserte Auflösung: $\sigma_{Q^2_\Sigma} < \sigma_{Q^2_{\mathrm{JB}}}$. Aufgrund dieser Eigenschaften wird die Σ–Methode von der H1–Kollaboration in dem kinematischen Bereich $y_\Sigma < 0,15$ eingesetzt, siehe [H1-95a].

2.3 Der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung

Vergleicht man den Wirkungsquerschnitt bei Austausch eines Z_0–Bosons mit dem Austausch eines Photons, so ergibt sich [Ing88]:

$$\frac{\sigma(Z_0)}{\sigma(\gamma)} \propto \left(\frac{Q^2}{Q^2 + M^2_{Z_0}}\right)^2 \tag{2.23}$$

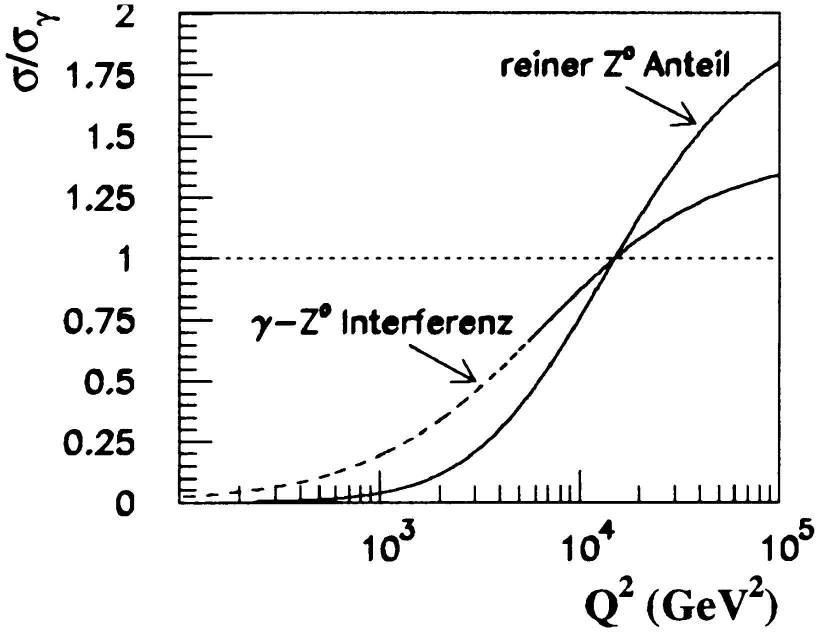


Abbildung 2.3: *Verhältnis der Wirkungsquerschnitte durch Z_0–Austauch und Photonaustausch. Der Anteil des Interferenzterms ist ebenfalls gezeigt, entnommen aus [Lip96].*

Da das Z_0–Boson die Masse $M_{Z_0} = 91,187 \pm 0,007\,\mathrm{GeV}$ besitzt [PDG94], ist der Austausch eines Z_0–Bosons bei kleinen Werten von Q^2 stark unterdrückt. Terme, die sich durch quantenmechanische Interferenz eines Z_0–Austauschs mit einem Photonaustausch ergeben, sind bei Impulsüberträgen $Q^2 \ll M_{Z_0}^2$ ebenfalls unterdrückt:

$$\frac{\sigma(\gamma/Z_0)}{\sigma(\gamma)} \propto \frac{Q^2}{Q^2 + M_{Z_0}^2} \tag{2.24}$$

In Abbildung 2.3 sind die Verhältnisse $\sigma(\gamma/Z_0)/\sigma(\gamma)$ und $\sigma(Z_0)/\sigma(\gamma)$ dargestellt. Der Interferenzterm trägt für $Q^2 > 10^2\,\mathrm{GeV}^2$ und der reine Z_0–Austausch für $Q^2 > 10^3\,\mathrm{GeV}^2$ zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei. Für $Q^2 > 10^4\,\mathrm{GeV}^2$ dominiert die schwache Wechselwirkung. Da im Rahmen dieser Arbeit Ereignisse in dem Bereich $1\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 10\,\mathrm{GeV}^2$ analysiert werden, werden die Effekte der schwachen Wechselwirkung im folgenden vernachlässigt.

In Bornscher Näherung kann der differentielle Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung bei Austausch eines Photons wie folgt geschrieben werden, siehe z.B. [Hal84]:

$$\frac{d^2\sigma(\gamma)}{dx\,dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(y^2 x\,F_1(x,Q^2)\;+\;(1-y)\;F_2(x,Q^2)\right) \tag{2.25}$$

Die Funktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$ beschreiben den inneren Aufbau des Protons und werden Strukturfunktionen des Protons genannt. Diese Strukturfunktionen wurden in der Vergangenheit von mehreren Experimenten gemessen. Durch die Inbetriebnahme der Speicherringanlage HERA wird die Messung in einem bisher unzugänglichen kinematischen Bereich ermöglicht.

Im naiven Quark–Parton–Modell sind die Strukturfunktionen F_1 und F_2 des Protons nicht unabhängig voneinander, siehe Gleichung 2.30, sondern es gilt: $F_2 = 2xF_1$ [Cal69]. Im Rahmen der QCD, die in Abschnitt 2.5 beschrieben wird, treten Abweichungen von dieser als Callan–Gross–Relation bezeichneten Beziehung auf. Diese Abweichungen werden durch die Funktion $R(x, Q^2)$ beschrieben:

$$R(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2) \; - \; 2xF_1(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} \tag{2.26}$$

Unter Ausnutzung dieser Gleichung erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^2\sigma(\gamma)}{dx\; dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left(2\;(1-y) \; + \; \frac{y^2}{(1 + R(x, Q^2))} \right) F_2(x, Q^2) \tag{2.27}$$

Diese Gleichung wird dazu benutzt, um aus dem gemessenen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma(\gamma)/(dx\; dQ^2)$ die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ zu bestimmen. Da die Funktion $R(x, Q^2)$ bisher noch nicht bei HERA gemessen werden konnte, werden in dieser Arbeit Werte benutzt, die mit Hilfe der QCD vorhergesagt wurden. Der Einfluß von $R(x, Q^2)$ ist aufgrund des y^2–Terms in Gleichung 2.27 lediglich bei großen Werten von y relevant.

2.4 Das naive Quark–Parton Modell

Um das komplexe Spektrum der in den 50er und 60er Jahren entdeckten Hadronen zu beschreiben, schlug Gell–Mann vor [Gel64], daß Hadronen aus Quarks zusammengesetzt sind. Dieses nichtrelativistische Quark–Modell ist in der Lage, die statischen Eigenschaften wie Ladung und Spin der Hadronen zu erklären. Um auch die Wechselwirkungen der Hadronen beschreiben zu können, wurde ein auf dem Quark–Modell aufbauendes Modell entwickelt, das im folgenden das naive Quark–Parton Modell genannt wird. Die Annahmen, die in diesem Modell gemacht werden, sind:

- Das Proton besteht wie alle Hadronen aus Quarks
- Die Quarks bewegen sich parallel zueinander in der Richtung des Protonimpulses
- Die Quarks besitzen drittelzahlige Ladungen, gemessen in Einheiten der Elementarladung e. Das Proton besteht aus zwei u–Quarks mit der Ladung $+\frac{2}{3}e$ und einem d–Quark der Ladung $-\frac{1}{3}e$
- Die Quarks besitzen den Spin $\frac{1}{2}\hbar$
- In der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung wird das Elektron an einem Quark elastisch gestreut

Mit diesen Annahmen ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung als die inkohärente Summe der Wirkungsquerschnitte für die elastische Elektron–Quark–Streuung und man erhält für die Strukturfunktionen [Bjo69]:

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} \sum_{l=1}^{N_{\text{parton}}} e_l^2 \, x \, f_l(x) \tag{2.28}$$

$$F_2(x) = \sum_{l=1}^{N_{\text{parton}}} e_l^2 \, x \, f_l(x) \tag{2.29}$$

Hierbei sind:

x = Die Bjorken–Skalenvariable. Sie entspricht unter Vernachlässigung der Quarkmassen im Quark–Parton–Modell dem Bruchteil des Protonimpulses, den das Quark vor dem Streuprozeß getragen hat
N_{parton} = Anzahl der Quarks, aus denen das Proton aufgebaut ist
e_l = Ladung des Quarks l in Einheiten der Elementarladung
$f_l(x)\,dx$ = Wahrscheinlichkeit, das Quark l mit einem Bruchteil des Protonimpulses aus dem Intervall $[x, x+dx]$ zu finden

Aus der Annahme, daß die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung eine elastische Streuung an den Quarks ist, folgt, daß die Strukturfunktionen nicht vom Impulsübertrag Q^2, sondern allein von der dimensionslosen Größe x abhängen, siehe Gleichungen 2.28 und 2.29. Diese Vorhersage des Quark–Parton–Modells konnte durch Streuexperimente bei Werten von $x \simeq 0,25$ am SLAC bestätigt werden [Blo69] und wird als Skaleninvarianz bezeichnet.

Eine weitere Vorhersage des Quark–Parton–Modells erhält man aus dem Vergleich der Strukturfunktionen F_1 und F_2:

$$F_2(x) = 2x \, F_1(x) \tag{2.30}$$

Diese Beziehung wird als Callan–Gross–Relation [Cal69] bezeichnet und folgt aus der Annahme, daß die Quarks den Spin $1/2\,\hbar$ besitzen. Auch diese Vorhersage konnte experimentell bestätigt werden [Alb69].

Spätere Messungen konnten durch Erweiterung des zugänglichen kinematischen Bereichs und durch Erhöhung der Meßgenauigkeit zeigen, daß die Skaleninvarianz nicht für alle Werte von x erfüllt ist. Darüber hinaus stellte man fest, daß die Quarks nur etwa 50% des Protonimpulses tragen, was ein Hinweis darauf ist, daß es neben den Quarks noch andere Teilchen im Proton gibt. Diese Widersprüche zum naiven Quark–Parton–Modell können durch die starke Wechselwirkung erklärt und im Rahmen der QCD berechnet werden. Daher sollen im folgenden Abschnitt die Grundlagen der QCD erläutert werden.

2.5 Die Grundlagen der QCD

Die QCD ist die Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung. Sie geht von den folgenden grundlegenden Annahmen aus, siehe z.B [Sch88]:

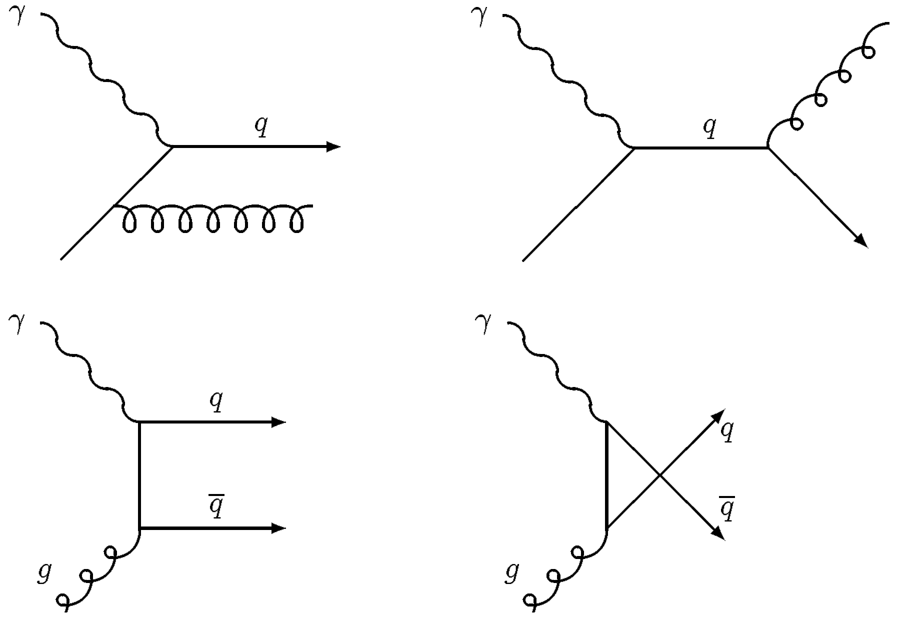


Abbildung 2.4: *Graphen für QCD–Korrekturen zur tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung in niedrigster Ordnung. Die Abbildungen zeigen: Gluonabstrahlung eines Quarks im Anfangszustand und im Endzustand (oben) sowie die Boson–Gluon–Fusion (unten).*

- Jede Quark–Sorte existiert in 3 verschiedenen Farben Rot, Gelb, Blau.
- Die Wechselwirkung bleibt ungeändert bei Vertauschung der Farben, d.h. die starke Wechselwirkung ist invariant unter $SU(3)_C$–Transformationen (C=Colour), die die Farbladungen tauschen oder vermischen.
- Die Hadronen sind farbneutral ("weiß").
- Nur farbneutrale Systeme können als freie Teilchen existieren, die Quarks und auch die Gluonen, die alle eine Farbladung tragen, sind eingesperrt (Confinement).

Analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung, in der ein geladenes Teilchen ein Photon abstrahlen kann ($e^- \to e^-\gamma$), können die farbgeladenen Quarks in der QCD ein Gluon abstrahlen ($q \to qg$). Diese Gluonen können ihrerseits Quark–Antiquark–Paare erzeugen, die als Seequarks bezeichnet werden. Die Graphen für diese Prozesse sind in Abbildung 2.4 in niedrigster Ordnung abgebildet. Das Proton enthält also nicht nur, wie im Quark–Parton–Modell angenommen wurde, die Valenzquarks, sondern zusätzlich Seequarks und Gluonen.

Da experimentell festgestellt wurde, daß alle Quarks zusammen nur etwa 50% des Protonimpulses tragen, wird im Rahmen der QCD angenommen, daß die verbleibenden 50% von den Gluonen getragen werden. Auch die Verletzung der Skaleninvarianz in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung kann durch die QCD erklärt werden: Mit größer werdenden Werten des Impulsübertrages Q^2 kann das ausgetauschte virtuelle Photon immer kleinere Strukturen im Proton auflösen und wird sensitiv auf Gluonabstrahlungen des gestreuten Quarks. Hierdurch erhalten die Quarkdichteverteilungen $f_l(x)$ aus den Gleichungen 2.28 und 2.29 eine Abhängigkeit von Q^2. Analog zu den Quarkdichteverteilungen wird die entsprechende Gluondichteverteilung $g(x,Q^2)$ eingeführt, wobei $g(x,Q^2)dx$ die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Gluon mit dem Impulsbruchteil aus dem Intervall $[x, x+dx]$ des Protons zu finden.

Die Q^2–Abhängigkeit der Quark– und Gluondichteverteilungen wird durch die Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi–Gleichungen [Alt77, Gri72, Dok77] beschrieben:

$$\frac{\partial f_l(x,Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left(f_l(y,Q^2)P_{qq}(\frac{x}{y}) + g(y,Q^2)P_{qg}(\frac{x}{y})\right) \tag{2.31}$$

$$\frac{\partial g(x,Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left(\sum_{l=1}^{N_f}(f_l(y,Q^2)P_{gq}(\frac{x}{y})) + g(y,Q^2)P_{gg}(\frac{x}{y})\right) \tag{2.32}$$

Hierbei sind

$P_{ij}(z)$ = die Splitting–Funktion gibt die Wahrscheinlichkeit für den Prozeß an, daß ein Parton j ein Parton i erzeugt, das den Bruchteil z des Impulses des Partons j besitzt
$\alpha_s(Q^2)$ = Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung
N_f = Anzahl der Quarksorten im Proton

Die Splitting–Funktionen in erster Ordnung $P_{ij}(z)$ sind im Rahmen der QCD berechenbar und mit den entsprechenden Graphen in Abbildung 2.5 dargestellt. Da das Eichboson der starken Wechselwirkung, das Gluon, selber eine Farbladung trägt, ist auch die Gluonselbstwechselwirkung ($g \to gg$) möglich, so daß es insgesamt 4 Splitting–Funktionen gibt: $P_{qq}(z)$, $P_{gq}(z)$, $P_{qg}(z)$ und $P_{gg}(z)$.

Die Abhängigkeit der starken Kopplungskonstanten α_s vom Impulsübertrag Q^2 ist gegeben durch [Nac86]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2N_f)\log(Q^2/\Lambda^2)} \tag{2.33}$$

Hierbei ist Λ ein Skalenparameter, der im Rahmen der QCD nicht berechnet werden kann. Von Experimenten der tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung kann Λ bestimmt werden. Durch eine Mittelung der verfügbaren Meßwerte [Sch95] ergibt sich ein Wert von $\Lambda = (245 \pm 26)\,\text{MeV}$. Die Formel 2.33 ist nur gültig in dem kinematischen Bereich $Q^2 \gg \Lambda^2$. Für N_f ist die Anzahl der Quarksorten mit $M_{Quark} < Q^2$ einzusetzen, so daß der Nenner in Gleichung 2.33 stets positiv ist und α_s mit steigenden Werten von Q^2 logarithmisch abnimmt [Sch88]. Dieses Verhalten ist entgegengesetzt zur Q^2–Abhängigkeit der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α und kann dadurch erklärt werden, daß die Gluonen Farbladungen tragen.

Die Größen $f_l(x,Q^2)$ und $g(x,Q^2)$ wurden vor Inbetriebnahme von HERA in dem kinematischen Bereich $x \gtrsim 0,001$ bestimmt, wie aus Tabelle 2.1 hervorgeht. In Gegensatz zur Abhängigkeit dieser Funktionen von Q^2, die durch die Gleichungen 2.31 und 2.32 beschrieben wird, existiert für die Entwicklung zu kleineren Werten von x keine eindeutige

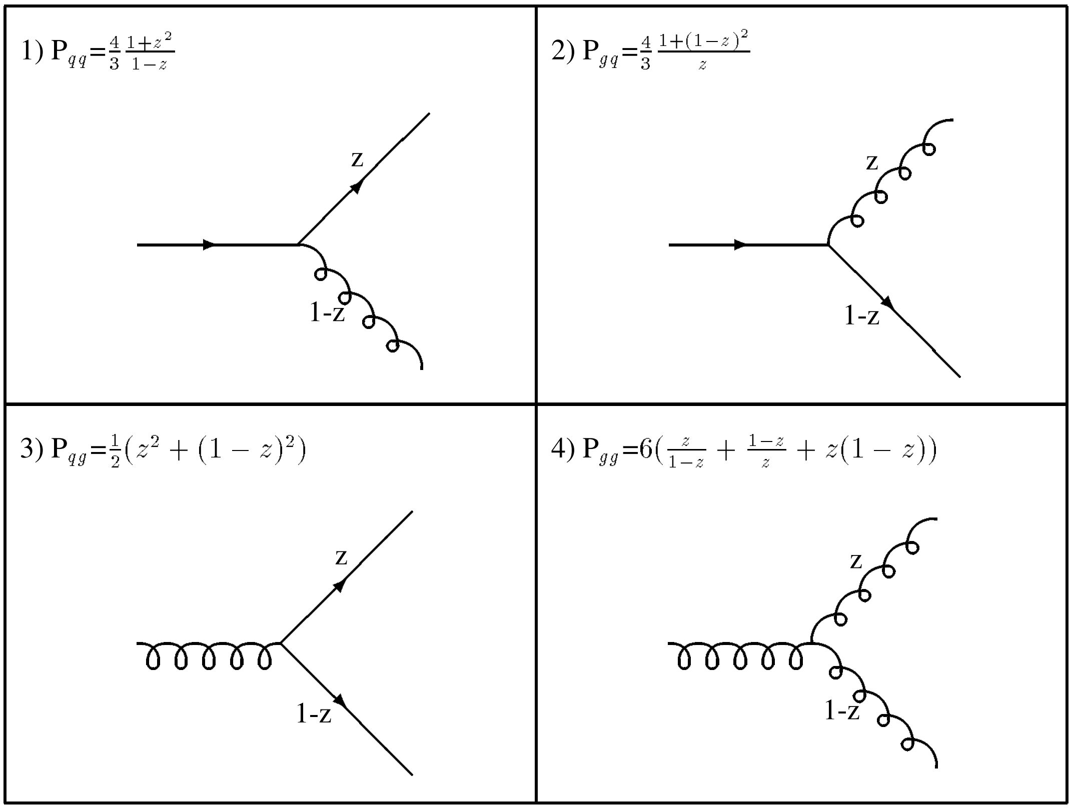


Abbildung 2.5: *Splitting–Funktionen $P_{ij}(z)$ und die entsprechenden Graphen für die 4 möglichen Prozesse in erster Ordnung der Störungstheorie, bei denen das Parton j ein Parton i mit Impulsbruchteil z abstrahlt.*

theoretische Vorhersage. Im folgenden Abschnitt sollen daher einige Grundlagen der Partonverteilungen bei kleinen Werten von x diskutiert und ein Modell vorgestellt werden, das in der Lage ist, eine Vorhersage für die Partonverteilungen bei kleinen Werten von x zu liefern.

2.6 Partonverteilungen bei kleinen Werten von x

Im naiven Quark–Parton–Modell besteht das Proton aus den drei Valenzquarks, die untereinander nicht wechselwirken. Jedes dieser Quarks trägt genau $\frac{1}{3}$ des Protonimpulses, siehe Abbildung 2.6 oben. Im Rahmen der QCD wird erwartet, daß die Valenzquarks durch Austausch von Gluonen untereinander wechselwirken, so daß der Impulsbruchteil x auch andere Werte als $\frac{1}{3}$ annehmen kann. Die Quarkdichteverteilung $f_l(x)$ ist in diesem Fall im gesamten zulässigen Bereich $0 \leq x \leq 1$ von 0 verschieden, siehe Abbildung 2.6 Mitte, wobei der Mittelwert bei $\frac{1}{3}$ liegt. Wie in Abschnitt 2.5 erläutert wurde, enthält das Proton neben den Valenzquarks auch Gluonen und Seequarks. Da die Gluonen und Seequarks durch Strahlungsprozesse erzeugt werden, tragen sie bevorzugt Impulsbruchteile

Experiment	Projektil–teilchen	Target–material	kinematischer Bereich
CDHS	ν	Fe	$0,015 \leq x \leq 0,65$ $0,5 \leq Q^2 \leq 200\,\mathrm{GeV}^2$
EMC	μ	H^2, D^2, Fe	$0,030 \leq x \leq 0,80$ $3 \leq Q^2 \leq 250\,\mathrm{GeV}^2$
BCDMS	μ	H^2, D^2	$0,070 \leq x \leq 0,75$ $7 \leq Q^2 \leq 260\,\mathrm{GeV}^2$
		C	$0,250 \leq x \leq 0,75$ $25 \leq Q^2 \leq 260\,\mathrm{GeV}^2$
CDHSW	ν	Fe	$0,015 \leq x \leq 0,65$ $0,5 \leq Q^2 \leq 200\,\mathrm{GeV}^2$
SLAC	e	H^2, D^2	$0,070 \leq x \leq 0,85$ $Q^2 \leq 25\,\mathrm{GeV}^2$
E665	μ	H^2, D^2	$0,0008 \leq x \leq 0,60$ $0,2 \leq Q^2 \leq 75\,\mathrm{GeV}^2$
CCFR	ν	Fe	$0,070 \leq x \leq 0,65$ $0,5 \leq Q^2 \leq 200\,\mathrm{GeV}^2$
NMC	μ	H^2, D^2	$0,008 \leq x \leq 0,50$ $0,5 \leq Q^2 \leq 200\,\mathrm{GeV}^2$

Tabelle 2.1: *Liste von Experimenten der tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung, bei denen die Projektilteilchen am ruhenden Target gestreut wurden. Der zugängliche kinematische Bereich in* x *und* Q^2 *ist ebenfalls aufgeführt.*

x mit $x \ll 1$, siehe Abbildung 2.6 unten.

Um quantitative Vorhersagen für die Gluon– und Quarkdichten in einem bisher experimentell nicht zugänglichen kinematischen Bereich der Bjorkenvariablen x machen zu können, müssen vereinfachende Modellannahmen verwendet werden. Dabei ist zu beachten, daß die folgenden Gleichungen erfüllt sind:

$$\int_0^1 \left(g(x,Q^2) + \sum_{Quarksorten} f_l(x,Q^2) \right) x\,dx = 1 \tag{2.34}$$

$$\int_0^1 f_{u_v}(x,Q^2)\,dx = 2 \tag{2.35}$$

$$\int_0^1 f_{d_v}(x,Q^2)\,dx = 1 \tag{2.36}$$

Die Gleichung 2.34 muß erfüllt sein, da alle Konstituenten des Protons zusammen den Protonimpuls tragen. Gleichungen 2.35 und 2.36 gelten, da das Proton aus zwei Valenz u–Quarks und einem Valenz d–Quark besteht.

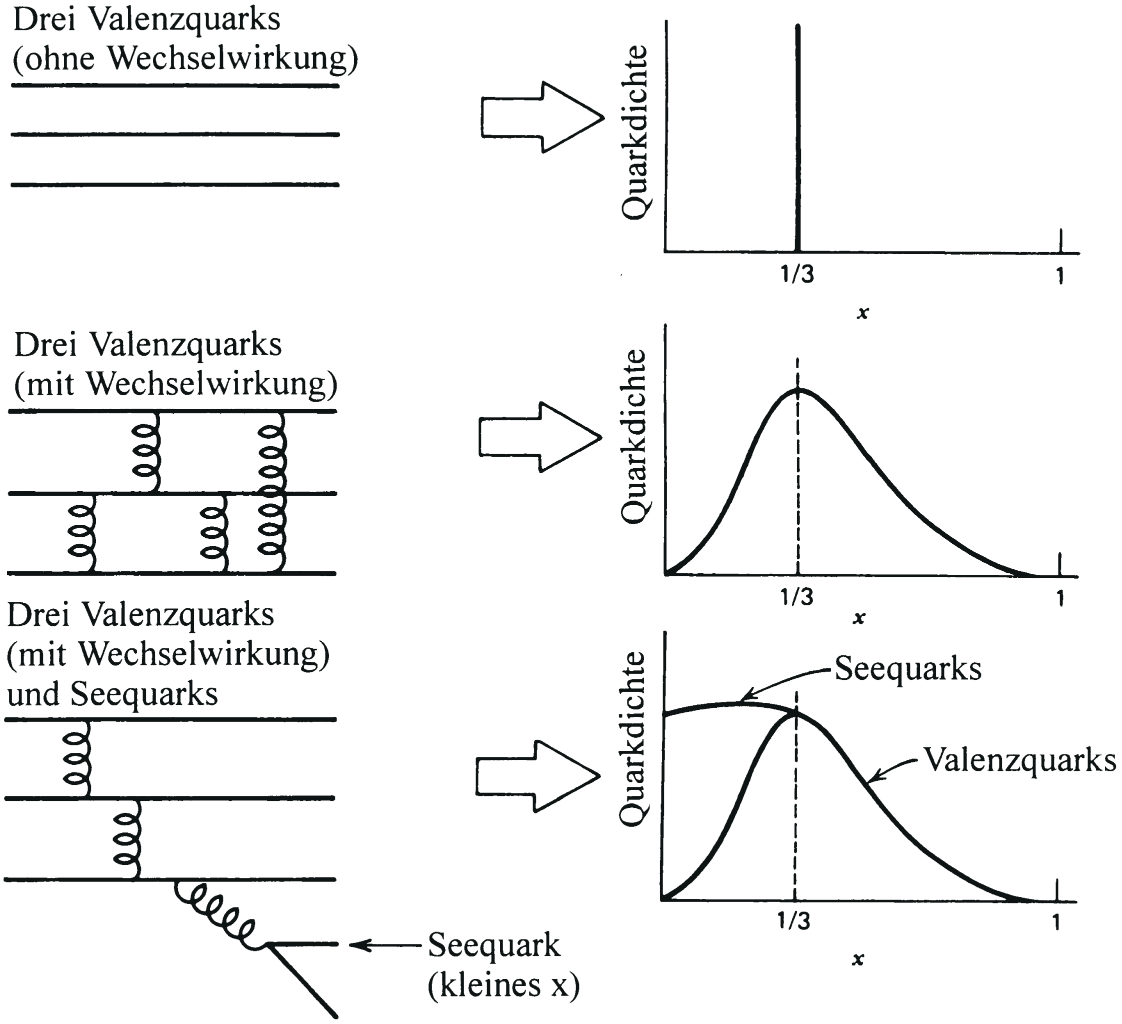


Abbildung 2.6: *Quarkdichten unter drei vereinfachenden Modellannahmen, entnommen aus [Hal84].*

2.6.1 Die Partonverteilungen von Glück, Reya und Vogt

Das Modell von Glück, Reya und Vogt liefert Vorhersagen für die Partondichten in dem bei HERA zugänglichen Bereich $x < 0,01$. Es hat sich herausgestellt, daß diese Vorhersage die Messungen der H1– und ZEUS–Kollaborationen sehr gut beschreibt, siehe Abbildung 2.7. Daher soll dieses Modell näher erläutert werden.

Die ursprüngliche Annahme des Modells von Glück und Reya ist [Glu77], daß das in der tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung ausgetauschte virtuelle Photon bei hinreichend kleinen Werten des Impulsübertrages Q^2 nicht sensitiv auf die Gluonabstrahlung der Valenzquarks ist und das Proton somit nur aus den drei Valenzquarks besteht. Es

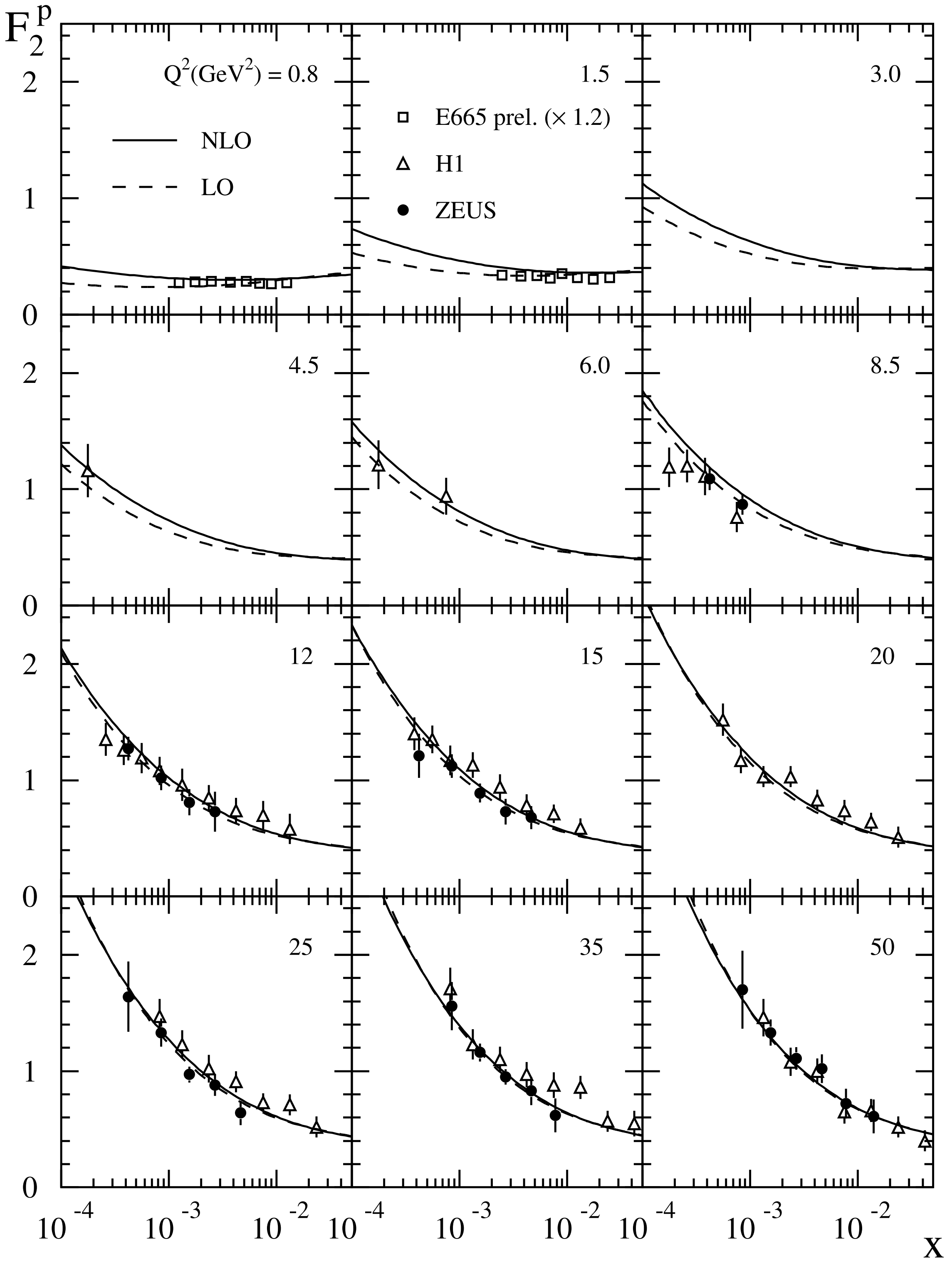


Abbildung 2.7: *Vergleich der Strukturfunktion von Glück, Reya und Vogt mit Messungen, entnommen aus [Glu95]. Die Daten der Kollaborationen H1 und ZEUS wurden in der Datennahmeperiode 1993 aufgezeichnet. Für alle bisher zugänglichen Impulsüberträge Q^2 ist eine sehr gute Übereinstimmung festzustellen.*

wird angenommen, daß bei $Q^2 = \mu^2 \simeq 0,1...0,5\,\mathrm{GeV}^2$ für alle Werte von x gilt:

$$g(x,\mu^2) = f_{l_s}(x,\mu^2) = f_{l_{\bar{s}}}(x,\mu^2) = 0 \tag{2.37}$$

Hierbei sind $f_{l_s}(x,Q^2)$ die Dichte der Seequarks und $f_{l_{\bar{s}}}(x,Q^2)$ die Dichte der Antiseequarks der Quarksorte l und $g(x,Q^2)$ die Gluondichte. Diese Randbedingungen können zusammen mit einer Messung der Valenzquarkdichten $f_{u_v}(x,Q_0^2)$ und $f_{d_v}(x,Q_0^2)$ bei Werten von $Q_0^2 \gg \mu^2$ benutzt werden, um mit Hilfe der Entwicklungsgleichungen 2.31 und 2.32 die Teilchendichten $g(x,Q^2)$, $f_{l_s}(x,Q^2)$ und $f_{l_{\bar{s}}}(x,Q^2)$ in dem Bereich $Q^2 > \mu^2$ zu berechnen.

Dieses Modell konnte quantitativ beschreiben [Glu77], daß die Gluonen bei Impulsüberträgen $Q^2 \gtrsim 3\,\mathrm{GeV}^2$ etwa 50% des Protonimpulses tragen. Messungen der EMC–Kollaboration haben aber gezeigt [EMC90], daß die vorhergesagten Gluon– und Seequarkdichten [Glu89] zu kleinen Werten von x hin im Vergleich zu den Meßdaten zu stark ansteigen.

Um eine bessere Übereinstimmung mit den Meßdaten zu erlangen, wurde angenommen [Glu90], daß sich die Gluonen bei Impulsüberträgen von $Q^2 = \mu^2 \simeq 0,3\,\mathrm{GeV}^2$ wie Valenzquarks verhalten. Die Annahme $g(x,\mu^2) = 0$ wurde also geändert in

$$g(x,\mu^2) = \frac{n_g}{3}\left(f_{u_v}(x,\mu^2) + f_{d_v}(x,\mu^2)\right), \tag{2.38}$$

während die Bedingung

$$f_{l_s}(x,\mu^2) = f_{l_{\bar{s}}}(x,\mu^2) = 0 \tag{2.39}$$

aufrecht erhalten wurde. Die Anwendung der Summenregeln 2.35 und 2.36 liefert:

$$\int_0^1 g(x,\mu^2)dx = \frac{n_g}{3}(2+1) = n_g. \tag{2.40}$$

Der freie Parameter n_g kann als die Anzahl von Valenzgluonen im Proton interpretiert werden. Eine Anpassung an die Meßergebnisse lieferte den Wert [Glu90]: $n_g^{exp} \cong 2$. Daher wurde im folgenden $n_g = 2$ benutzt. Dieses Resultat erscheint physikalisch sinnvoll, denn ein System aus 2 Valenzgluonen kann durch antisymmetrische Kopplung ein farb– und spinneutrales Objekt bilden.

Eine weitere Verbesserung des Modells von Glück, Reya und Vogt ergibt sich unter der Annahme, daß sich bei Impulsüberträgen $Q^2 = \mu^2 \simeq 0,3\,\mathrm{GeV}^2$ nicht nur die Gluondichte $g(x,\mu^2)$, sondern auch die Dichte der u– und d–Seequarks $f_{u_s}(x,\mu^2)$ und $f_{d_s}(x,\mu^2)$ wie die Dichte der Valenzquarks verhält [Glu92] und wie folgt parametrisiert werden kann:

$$\begin{aligned} xg(x,\mu^2) &= ax^b(1-x)^c & (2.41)\\ xf_{u_s}(x,\mu^2) = xf_{d_s}(x,\mu^2) &= a'x^{b'}(1-x)^{c'} & (2.42)\\ && (2.43) \end{aligned}$$

Da es experimentelle Hinweise dafür gibt [CDH82, CCF90], daß sich s–Seequarks anders verhalten als die u– und d–Seequarks, wird weiterhin angenommen:

$$xf_{s_s}(x,\mu^2) = 0 \tag{2.44}$$

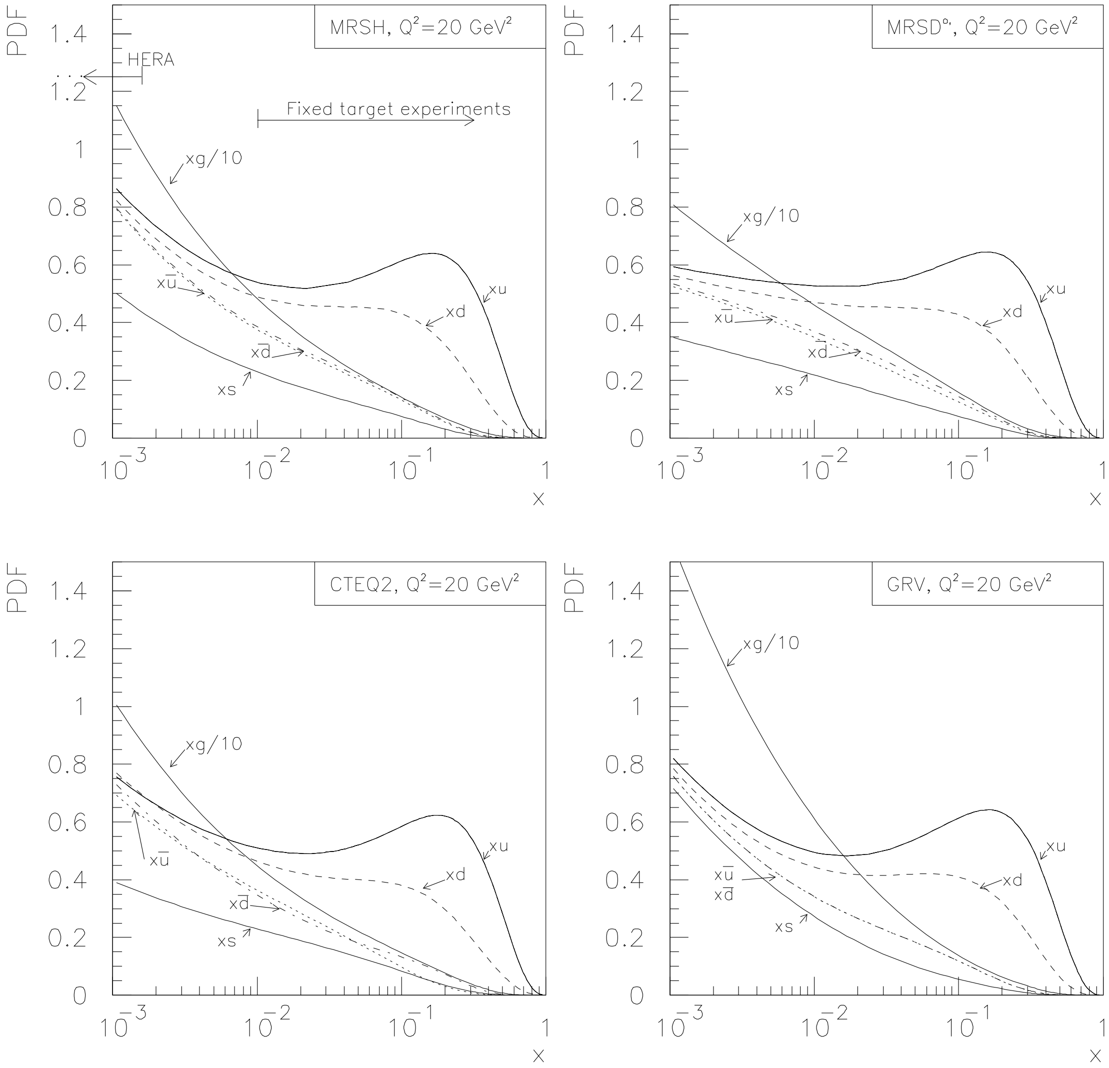


Abbildung 2.8: *Unterschiedliche Parametrisierungen der Quark– und Gluondichten als Funktion von x bei einem festen Wert von $Q^2 = 20\,\mathrm{GeV}^2$. Es sind die Parametrisierungen von Martin, Roberts und Stirling (MRSH) [Mar93], (MRSD^0) [Mar91], von der CTEQ–Kollaboration (CTEQ2) [CTE93] und von Glück, Reya und Vogt (GRV) [Glu93]gezeigt.*

Die freien Parameter a, a', b, b', c und c' werden durch eine Anpassung an die experimentell gemessenen Quarkdichten bei $x > 0,01$ und $Q^2 > \mu^2$ bestimmt. Ist diese Anpassung durchgeführt, so erhält man eine Vorhersage der Quark– und Gluondichten für Werte von $Q^2 \geq \mu^2$ und $x < 0,01$. Die Dichte der Valenzquarks läßt sich in dem kinematischen Bereich $0,34\,\mathrm{GeV}^2 = \mu^2 \leq Q^2 \leq 10^8\,\mathrm{GeV}^2$, $10^{-5} \leq x \leq 1$ nach dieser Vorhersage wie folgt parametrisieren:

$$\begin{aligned} xf_{u_v} &= N_u x^{d_u}(1 + e_u\sqrt{x} + f_u x)(1-x)^{g_u} && (2.45)\\ xf_{d_v} &= N_d x^{d_d}(1 + e_d\sqrt{x} + f_d x)(1-x)^{g_d} && (2.46)\end{aligned}$$

und die Dichte der u– und d–Seequarks sowie die Dichte der Gluonen:

$$xw(x,Q^2) = \left[x^a(A+Bx+Cx^2)\left(\ln\frac{1}{x}\right)^b + s^\alpha \exp\left(-E+\sqrt{E' s^\beta \ln\frac{1}{x}}\right)\right](1-x)^D \tag{2.47}$$

Hierbei sind α und β Parameter und $N_u, N_d, d_u, d_d, e_u, e_d, f_u, f_d, g_u, g_d, A, B, C, D, E$ und E' Funktionen von $\ln(Q^2)$. Abbildung 2.8 zeigt die Quark– und Gluondichten als Funktion von x nach dem Modell von Glück, Reya und Vogt (GRV) sowie für drei andere Modelle bei einem festen Wert von $Q^2 = 20\,\mathrm{GeV}^2$. Es hat sich gezeigt [Glu93, ZEU95, H1-96a], daß die Vorhersage GRV sehr gut mit den Meßergebnissen in dem Bereich $10^{-4} \leq x \leq 10^{-2}$ für $1,5\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 5000\,\mathrm{GeV}^2$ übereinstimmt.

Die Vorhersagen des Modells von Glück, Reya und Vogt wurden in niedrigster Ordnung der Störungstheorie sowie in der nächst höheren Ordnung berechnet. Die aus beiden Rechnungen resultierenden Quark– und Gluondichten stimmen in weiten Bereichen von x und Q^2 miteinander überein. Daher wird angenommen, daß Beiträge höherer Ordnungen der Störungsrechnung klein sind und vernachlässigt werden können.

2.6.2 Die Vorhersage von Gribov, Levin und Ryskin

Die Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi–Gleichungen 2.31 und 2.32 beschreiben die Abhängigkeit der Quark– und Gluondichten von Q^2. Die hierbei berücksichtigten Strahlungsprozesse der QCD, die in Abbildung 2.5 dargestellt sind, führen zu einem starken Anstieg der Quark– und Gluondichten und somit zu einem Anstieg der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ des Protons. Ein solcher Anstieg wurde, wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, im Bereich $10^{-4} \leq x \leq 10^{-2}$ von den Experimenten ZEUS und H1 beobachtet.

Der Anstieg der Quark– und Gluondichten kann sich aber für $x \to 0$ nicht unvermindert fortsetzen, da die Partonen bei hohen Partondichten nicht mehr als freie Teilchen betrachtet werden können und somit untereinander wechselwirken. Da diese Wechselwirkungen in den Entwicklungsgleichungen 2.31 und 2.32 nicht berücksichtigt werden, schlugen Gribov, Levin und Ryskin [Gri83] vor, diese Gleichungen um einen nichtlinearen Term wie folgt zu erweitern:

$$\begin{aligned}\frac{\partial(xg(x,Q^2))}{\partial \log Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{dx'}{x'}\left(\sum_{l=1}^{N_f} xf_l(x',Q^2)P_{gq}(\frac{x}{x'}) + xg(x',Q^2)P_{gg}(\frac{x}{x'})\right) \\ &\quad -\frac{81}{16}\cdot\frac{1}{r^2}\cdot\frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2}\int_x^1 \frac{dx'}{x'}\left(x'\,g(x',Q^2)\right)^2\end{aligned} \tag{2.48}$$

Der nichtlineare Term berücksichtigt die Rekombination von Partonen zu Gluonen. Der Parameter r ist bisher nicht berechenbar und beschreibt, in welchem räumlichen Bereich die Gluonen aus den Rekombinationsprozessen entstehen. Eine mögliche Annahme ist, daß die Gluonen gleichmäßig im Proton verteilt sind. In diesem Fall nimmt r den Wert $r \simeq 5\,\mathrm{GeV}^{-1}$ an [Bar91], was näherungsweise dem Radius des Protons entspricht. Eine andere

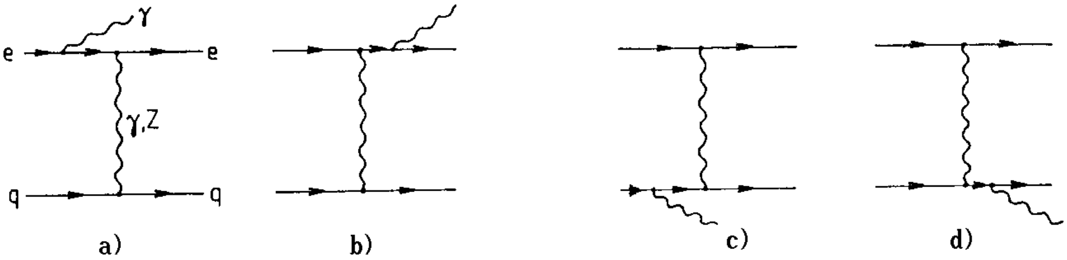


Abbildung 2.9: *Feynmangraphen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^3)$, die die Abstrahlung eines reellen Photons beschreiben, entnommen aus [Spi91].*

Annahme ist, daß sich die Gluonen bevorzugt in der Nähe der Valenzquarks befinden und sogenannte Hotspots [Mue91] bilden. Der Parameter r ist in diesem Fall kleiner: $r \leq 2\,\mathrm{GeV}^{-1}$ [Bar91]. Wenn es diese Hotspots gibt, so sollten die Rekombinationsprozesse im Proton schon bei größeren Werten von x beobachtbar und bei HERA nachweisbar sein. Ein experimenteller Nachweis der Rekombinationsprozesse im Proton ist durch die Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ des Protons möglich. Setzen diese Prozesse ein, so wachsen die Partondichten und damit auch $F_2(x, Q^2)$ mit kleiner werdenden Werten von x nicht weiter an, sondern erreichen einen Sättigungswert.

2.7 Strahlungskorrekturen in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung

Bisher wurde der Prozeß der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung in der niedrigsten Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ der elektroschwachen Störungstheorie, im folgenden als Born–Niveau bezeichnet, betrachtet. Zum meßbaren Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma \ / \ (dx\ dQ^2)|_{\mathrm{Mess}}$ tragen jedoch auch alle Prozesse höherer Ordnungen der Störungstheorie bei. Es konnte gezeigt werden, daß diese Prozesse nicht vernachlässigt werden können [Bar89, Boe87]. Daher wird der Strahlungskorrekturfaktor δ eingeführt, der wie folgt definiert ist:

$$\left.\frac{d^2\sigma}{dx\ dQ^2}\right|_{\mathrm{Mess}} = \left.\frac{d^2\sigma}{dx\ dQ^2}\right|_{\mathrm{Born}} (1\ +\ \delta) \tag{2.49}$$

Abbildung 2.9 zeigt die Feynmangraphen der Prozesse der nächst höheren Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^3)$ der Störungstheorie. Hierbei wird ein reelles Photon vom Elektron oder vom Quark abgestrahlt, so daß im Endzustand zusätzlich ein Photon zu beobachten ist.

Abbildung 2.10 zeigt die virtuellen Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^3)$ zur tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung in der Einschleifennäherung. Es handelt sich um Prozesse, bei denen zusätzlich zu dem in Abbildung 2.1 dargestellten Prozeß entweder ein weiteres Vektorboson emittiert und wieder absorbiert wird, oder eine Fermionschleife auftritt. Diese Zustände sind prinzipiell nicht von denen aus Abbildung 2.1 zu unterscheiden, tragen

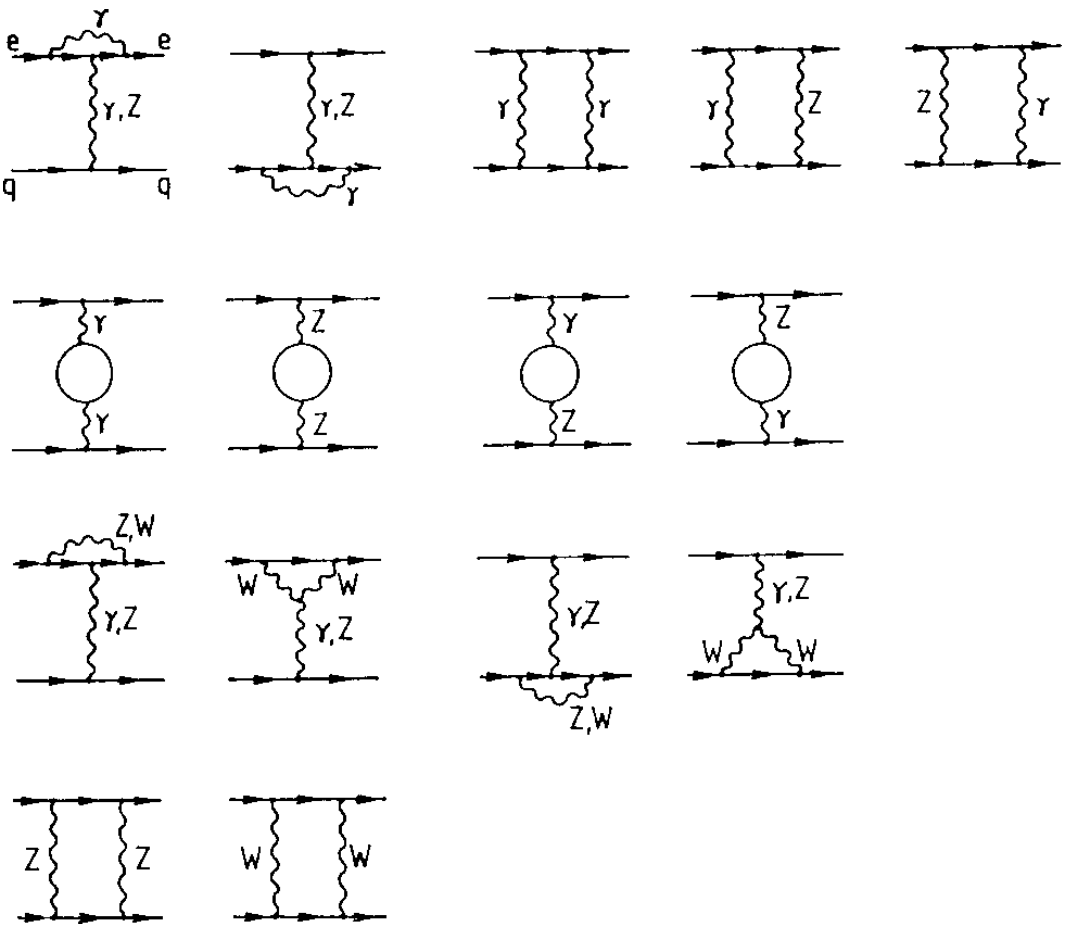


Abbildung 2.10: *Virtuelle Korrekturen zur tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung in der Einschleifennäherung, entnommen aus [Spi91].*

aber zum meßbaren Wirkungsquerschnitt bei. Bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten muß beachtet werden, daß lediglich die Summe aller Beiträge einer Ordnung der Störungstheorie zu endlichen Resultaten führt.

Die Strahlungskorrekturen aufgrund solcher Prozesse, bei denen das Quark ein Photon emittiert, werden üblicherweise in die Strukturfunktion des Protons absorbiert, so daß verbleibende Korrekturen vernachlässigbar klein sind [Hol88, Kri88]. Die Graphen mit Interferenz zwischen Photonabstrahlung von einem Quark und einem Elektron in Kombination mit den $\gamma\gamma$ und γZ Box–Diagrammen haben keine Singularitäten, so daß die entsprechenden Korrekturen zum Wirkungsquerschnitt kleiner als 1% sind [Spi91]. Es zeigt sich, daß der dominante Anteil der Strahlungskorrekturen auf die Abstrahlung von hochenergetischen Photonen vom einlaufenden oder vom gestreuten Elektron zurückzuführen ist.

Abbildung 2.11 zeigt theoretische Vorhersagen für den Strahlungskorrekturfaktor δ, wobei die Partondichteverteilungen von Duke und Owens [Duk84] verwendet wurden. Die Berechnungen, die mit dem analytischen Programm TERAD91 [Akh91] und mit dem Er-

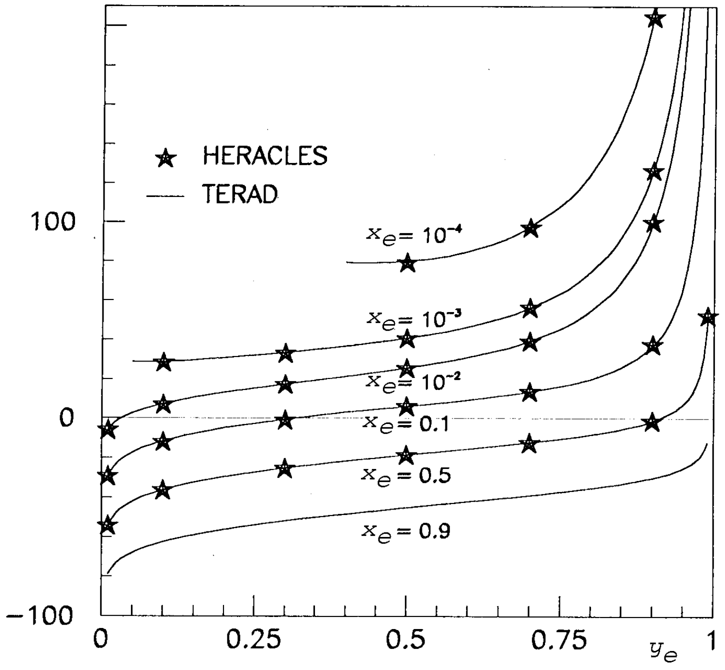


Abbildung 2.11: *Numerische Vorhersage des Strahlungskorrekturfaktors δ in der nächst höheren Ordnung in Abhängigkeit von y_e für verschiedene Werte von x_e, entnommen aus [Spi91].*

eignisgenerator HERACLES [Kwi91] durchgeführt wurden, zeigen gute Übereinstimmung. In dem bisher bei HERA untersuchten kinematischen Bereich bei Werten von $x \geq 10^{-4}$ und $y \leq 0,6$ kann δ Werte bis zu 80% annehmen. Da zur Messung von $F_2(x, Q^2)$ der Strahlungskorrekturfaktor aus theoretischen Vorhersagen benutzt wird, ist es wünschenswert, diese Vorhersagen experimentell zu überprüfen. Eine Methode zur Durchführung einer solchen Überprüfung wurde in [Obr94] entwickelt.

2.8 Die Kinematik bei Ereignissen mit Abstrahlung eines hochenergetischen Photons vom Elektron

Mo und Tsai haben gezeigt [Mo69], daß die Abstrahlung eines Photons vom Elektron in der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung hauptsächlich unter kleinen Streuwinkeln stattfindet. Abbildung 2.12 zeigt die Korrelation der Streuwinkel $\theta_{e'}$ des gestreuten Elektrons und θ_γ des abgestrahlten Photons. Man erkennt zwei deutlich getrennte Bereiche: Ereignisse mit Streuwinkeln $\theta_\gamma \simeq \pi$ sind überwiegend auf Ereignisse mit Photonabstrahlung des einlaufenden Elektrons zurückzuführen, während bei Photonabstrahlung des auslaufenden Elektrons gilt: $\theta_\gamma \simeq \theta_{e'}$. Obwohl diese beiden Prozesse im Rahmen der Quantenmechanik prinzipiell nicht unterscheidbar sind, ist es dennoch aufgrund der beobachteten Winkelkorrelation sinnvoll, von Photonabstrahlung im Anfangs– und End-

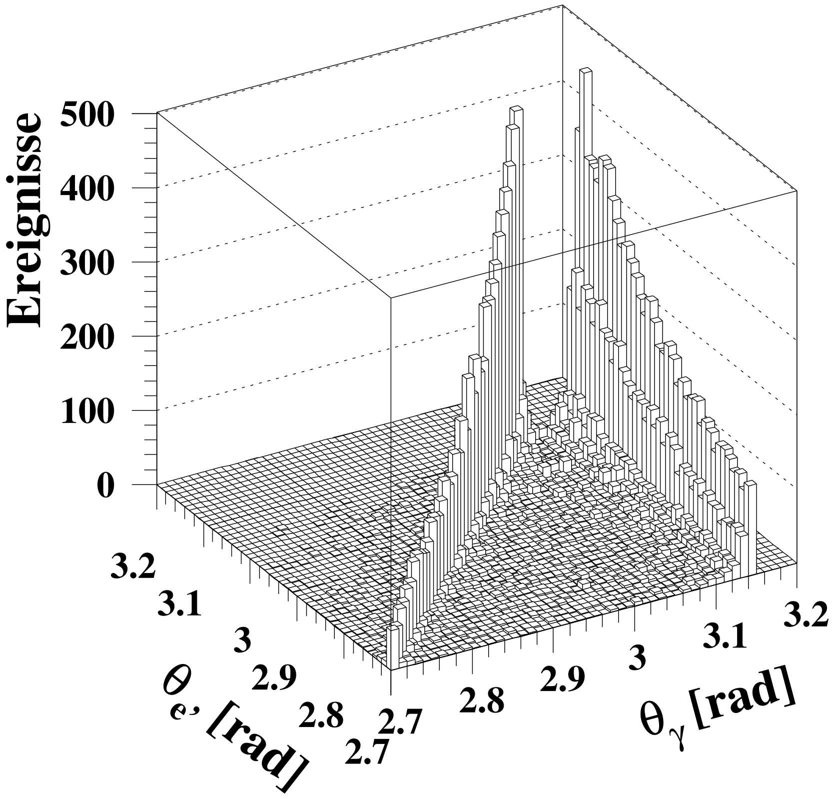


Abbildung 2.12: *Mit dem Generator DJANGO erhaltene Winkelverteilung abgestrahlter Photonen bei Prozessen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung. Deutlich zu erkennen sind Ereignisse mit Photonabstrahlung in Richtung des einlaufenden ($\theta_\gamma \simeq \pi$) sowie des auslaufenden Elektrons ($\theta_\gamma \simeq \theta_{e'}$).*

zustand zu reden. Im folgenden wird daher die Abstrahlung eines hochenergetischen Photons in Richtung des einlaufenden Elektrons als ISR[4] und die Abstrahlung in Richtung des gestreuten Elektrons als FSR[5] bezeichnet.

Bei Ereignissen mit FSR wird ein Photon kollinear zum gestreuten Elektron abgestrahlt. Aufgrund der groben Detektorgranularität sind diese beiden Teilchen in der Regel nicht voneinander zu trennen [Obr94], so daß die Summe der beiden Energien gemessen wird. Dies führt dazu, daß trotz der Photonabstrahlung die Ereigniskinematik richtig bestimmt wird, so daß Strahlungskorrekturen gering sind.

Die Abstrahlung eines Photons kollinear zum einlaufenden Elektron kann als eine Reduktion der Energie des Elektron–Strahls interpretiert werden [Kra91]. Die effektive Energie E_e^{eff} des Elektrons bei der Wechselwirkung mit dem Proton ist in diesem Fall gegeben

---

[4] **I**nitial **S**tate **R**adiation

[5] **F**inal **S**tate **R**adiation

durch:

$$E_e^{\mathrm{eff}} = E_e - E_\gamma, \tag{2.50}$$

so daß für den tiefinelastischen Streuprozeß die effektive Schwerpunktsenergie

$$s^{\mathrm{eff}} = 4E_e^{\mathrm{eff}} E_p \tag{2.51}$$

zur Verfügung steht. Wie bereits im Abschnitt 2.2.4 gezeigt wurde, ist die Rekonstruktion der kinematischen Variablen Q^2 und y mit der Sigma–Methode unabhängig von der Energie des einlaufenden Elektrons, so daß Strahlungskorrekturen aufgrund von ISR klein sind.

Die mit der Elektron–Methode rekonstruierten kinematischen Variablen Q_e^2, y_e und x_e ergeben sich unter Benutzung der effektiven Energie E_e^{eff} zu:

$$\begin{aligned} Q_e^2 &= 4E_e^{\mathrm{eff}} E_e' \cos^2\frac{\theta_e}{2} && (2.52) \\ y_e &= 1 - \frac{E_e'}{E_e^{\mathrm{eff}}}\sin^2\frac{\theta_e}{2} && (2.53) \\ x_e &= \frac{Q_e^2}{y_e s^{\mathrm{eff}}} && (2.54) \end{aligned}$$

Da E_e^{eff} stets kleiner als E_e ist, besitzen Ereignisse mit ISR bei gleichem Streuwinkel θ_e und gleicher Energie E_e' des gestreuten Elektrons kleinere Werte von Q^2 als Ereignisse ohne Photonabstrahlung. Die Inelastizität y_e und die Schwerpunktsenergie s^{eff} werden durch die Photonabstrahlung ebenfalls verkleinert, so daß die erreichbaren Werte von x in der gleichen Größenordnung liegen wie bei Ereignissen ohne Photonabstrahlung.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Ereignisse mit ISR analysiert, bei denen das abgestrahlte hochenergetische Photon experimentell nachgewiesen wird. Da in diesem Fall die Energie des Photons bekannt ist, kann die Ereigniskinematik aus den Gleichungen 2.52, 2.53 und 2.54 korrekt bestimmt werden. Die Analyse dieser Ereignisse ermöglichte es, die Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in einem bisher unzugänglichen kinematischen Bereich bei Werten von $1,5\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 5\,\mathrm{GeV}^2$ und gleichzeitig kleinen Werten von x zu bestimmen. Die Untersuchung der Elektron–Proton–Streuung in diesem kinematischen Bereich ist von großem Interesse, da festgestellt werden kann, ob sich die Wechselwirkung analog zu Ereignissen mit Impulsüberträgen $Q^2 > 5\,\mathrm{GeV}^2$ durch die störungstheoretische QCD beschreiben lassen.

Kapitel 3

Das H1–Experiment

In diesem Kapitel werden der Speicherring HERA und der H1–Detektor vorgestellt. Den Schwerpunkt bildet dabei die Beschreibung der für die durchgeführte Datenanalyse relevanten Detektorkomponenten. Eine ausführliche Beschreibung des H1–Detektors ist in [H1-96b] zu finden.

3.1 Der Speicherring HERA

Die Hadron–Elektron–Ring–Anlage HERA wurde im Jahre 1991 an der Großforschungsanlage DESY in Hamburg fertiggestellt und in Betrieb genommen. Mit diesem Speicherring können erstmals hochenergetische Elektronen– und Protonenstrahlen zur Kollision gebracht werden. Wie die Abbildung 3.1 zeigt, durchlaufen die Teilchen die Vorbeschleuniger DESY und PETRA und werden anschließend in den Speicherring HERA injiziert, in dem Elektronen einer Energie von 27,5 GeV und Protonen bis zu 820 GeV beschleunigt werden. HERA hat einen Umfang von 6336 m und besteht aus zwei separaten Ringen für Elektronen und Protonen. Um die beiden Speicherringe in einem gemeinsamen Tunnel bauen zu können, war der Einsatz supraleitender Ablenkmagnete für die Protonen und supraleitender Beschleunigungseinheiten für die Elektronen notwendig. Die Bündel der beiden Teilchenarten kreisen in entgegengesetzter Richtung und kollidieren alle 96 ns an den beiden dafür vorgesehenen Orten in den Experimentierhallen Nord und Süd. Die Detektoren H1 und ZEUS sind an diesen Wechselwirkungspunkten aufgebaut und dienen zum Nachweis der Reaktionsprodukte und somit zur Analyse der stattgefundenen physikalischen Prozesse.

Die wichtigsten Designparameter von HERA und die entsprechenden in der Datennahmeperiode 1994 tatsächlich erreichten Werte sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Während die geplanten Strahlenergien und die Anzahl der Teilchenpakete annähernd verwirklicht werden konnten, wurde der geplante Wert für die integrierte Luminosität 1994 noch nicht erreicht. Es ist geplant, durch eine verbesserte Fokussierung sowie durch eine Verringerung der Ausfallzeiten eine maximale Luminosität von $5,8 \cdot 10^{31}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ und eine integrierte Luminosität von $173\,\mathrm{pb}^{-1}$ pro Jahr zu erreichen [Wil95].

Für Streuprozesse steht eine Schwerpunktsenergie von derzeit $\sqrt{s} = 300\,\mathrm{GeV}$ zur Verfügung.

Abbildung 3.1: *Der Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger. Elektronen und Protonen werden zunächst in Linearbeschleunigern und anschließend in DESY und PETRA vorbeschleunigt. Danach werden die Teilchenpakete in HERA injiziert und auf die Endenergien von 820 GeV für Protonen und 27,5 GeV für Elektronen beschleunigt.*

Der maximal erreichbare Impulsübertrag beträgt $Q^2_{max} \simeq 10^5\,\mathrm{GeV}^2$. Dieser Wert liegt um zwei Größenordnungen höher als bei allen bisherigen Experimenten und entspricht einer Auflösung von Strukturen der Größenordnung $\Delta x \simeq 10^{-18}\,\mathrm{m}$.

Das physikalische Programm bei H1 und ZEUS umfaßt zum einen die Überprüfung des Standardmodells, insbesondere in dem nur bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich, zum anderen die Suche nach physikalischen Phänomenen jenseits des Standardmodells. In der Experimentierhalle Ost wurde zwischen den Datennahmeperioden 1994 und 1995 das Experiment HERMES installiert. HERMES wurde konstruiert, um die Spinstruktur der Nukleonen mittels tiefinelastischer Streuung polarisierter Elektronen an polarisierten Gastargets zu untersuchen. Ein weiteres Experiment, das als HERAB bezeichnet wird, befindet sich im Aufbau und wird in der Halle West aufgebaut. Durch Reaktionen der Protonen aus dem Halo des Protonenstrahls an feststehenden Drahttargets soll die CP–Verletzung im System der neutralen B–Mesonen studiert werden.

3.2 Der H1–Detektor

Der H1–Detektor umgibt einen der Wechselwirkungspunkte von HERA. Er hat die Aufgabe, die beim Stoß der Elektronen und Protonen in HERA entstehenden Sekundärteilchen nachzuweisen, zu identifizieren sowie deren Energie oder Impuls zu messen. Die generellen Anforderungen an den H1–Detektor sind [H1-86]:

	Design		1994	
	Protonen	Elektronen	Protonen	Elektronen
Strahlenergie (GeV)	820	30	820	27,5
Anzahl Teilchenpakete	210	210	156	156
mittlerer Teilchenstrom (mA)	163	58	38	28
horizontale β–Funktion (m)	10	2	7	2
vertikale β–Funktion (m)	1	0,9	0,7	0,9
maximale Luminosität ($\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$)	$1,7 \cdot 10^{31}$		$0,32 \cdot 10^{31}$	
integrierte Luminosität pro Jahr (pb^{-1})	100		6	
Schwerpunktsenergie (GeV)	314		300	
Abstand der Teilchenpakete (ns / m)	96 / 28,8			
Umfang (m)	6336			

Tabelle 3.1: *Designparameter der Speicherringanlage HERA [Wii91] und die in der Datennahmeperiode 1994 tatsächlich erreichten Werte nach [Wil95] .*

- Hohes Maß an Hermitizität, um einerseits die Energie möglichst aller gestreuten Teilchen messen zu können und andererseits um die Energie der nicht nachweisbaren Neutrinos bestimmen zu können.
- Ein Triggersystem, das die physikalisch interessanten Ereignisse möglichst vollständig erfaßt und Untergrundereignisse unterdrücken kann.
- Ein Spurkammersystem zur Messung von Ladungsvorzeichen und Impuls geladener Teilchen sowie zur Vertexbestimmung.
- Hohe Nachweiswahrscheinlichkeit und gute Identifikation von Elektronen.
- Die absolute Skala der Energiemessung soll für Elektronen auf 1% und für Hadronen auf 2% bekannt sein. Für Elektronen wird eine Energieauflösung von $\Delta E/E \leq 13\%/\sqrt{E}$ sowie für Hadronen von $\Delta E/E \leq 55\%/\sqrt{E}$ angestrebt. Die Genauigkeit der absoluten Energiekalibrierung von 1% für Elektronen und 2% für Hadronen ist erforderlich, um den systematischen Fehler bei der Bestimmung von inklusiven tiefinelastischen Wirkungsquerschnitten auf 10% zu begrenzen [Fel88].
- Eine feine Segmentierung der Kalorimeter zur Trennung elektromagnetischer und hadronischer Schaueranteile
- Nachweis von Myonen und Messung ihrer Energie.

Der Aufbau des H1–Detektors ist in den Abbildungen 3.2 und 3.3 gezeigt. Da die Energie der Protonen wesentlich höher als die Energie der Elektronen ist, ist der H1–Detektor asymmetrisch zum Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Der überwiegende Teil der bei den Streuprozessen erzeugten Teilchen fliegt nach der Wechselwirkung in die Vorwärtsrichtung des H1–Detektors, dies entspricht $\theta = 0°$. Das rechtshändige Koordinatensystem des Detektors ist derart festgelegt, daß der Protonenstrahl die z–Achse bildet und die x–Achse zum Mittelpunkt von HERA zeigt, zur Verdeutlichung siehe Abbildung 3.7. Der Winkel θ wird relativ zur z–Achse und ϕ relativ zur x–Achse gemessen. $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ bezeichnet den Abstand zur Strahlachse.

3.2.1 Der Aufbau des H1–Detektors

Im folgenden wird der Aufbau des H1–Detektors kurz erläutert, eine ausführliche Beschreibung ist in [H1-96b] zu finden. Es folgt eine Beschreibung der Detektorkomponenten, die im Rahmen dieser Analyse benutzt wurden.

Der Wechselwirkungspunkt wird bei dem H1–Detektor von den zentralen Spurdetektoren (1) umgeben[1]. Das Spurkammersystem wird in Vorwärtsrichtung durch die vorderen Spurdetektoren (2) und in Rückwärtsrichtung durch eine Proportionalkammer ergänzt. Die Spurkammern liegen im Innern des Flüssigargon–Kalorimeters, das aus einem elektromagnetischen (3) und einem hadronischen (4) Teil besteht. Das gesamte Flüssigargon–Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten, welcher für eine konstante Temperatur des verflüssigten Argons sorgt. Im Rückwärtsbereich ist das als BEMC bezeichnete elektromagnetische Kalorimeter (5) installiert. Hinter dem BEMC befindet sich ein Flugzeitzähler (6). Das Plug–Kalorimeter (8) dient zur Messung der Energie von Hadronen, die in den Vorwärtsbereich nahe am Strahlrohr gestreut wurden. Das gesamte Kalorimeter–System wird von einer supraleitenden Spule umschlossen, die ein Magnetfeld von 1,15 Tesla erzeugt. Das instrumentierte Eisen (9) dient zur Rückführung des magnetischen Flusses sowie zur Messung der Energie von Schauerausläufern, die nicht vollständig im Flüssigargon–Kalorimeter absorbiert wurden. Außerhalb des zentralen Detektors befindet sich in Vorwärtsrichtung ein Myonspektrometer (10) und in Rückwärtsrichtung das Luminositätssystem.

3.2.2 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem umgibt den Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors und ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Es dient zur Messung der Impulse geladener Teilchen, deren Flugbahnen aufgrund des von der supraleitenden Spule erzeugten Magnetfeldes gekrümmt sind. Durch den Nachweis einer oder mehrerer Spuren ist das Spurkammersystem außerdem in der Lage, den Ort, an dem eine Wechselwirkung stattgefunden hat, zu bestimmen. Darüber hinaus dient es Triggerzwecken und ermöglicht durch Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx eine Identifikation geladener Teilchen.

Wie Abbildung 3.4 entnommen werden kann, besteht das Spurkammersystem aus drei Teilen: dem zentralen Spurkammersystem, dem vorderen Spurkammersystem und der

---

[1] Die in Klammern angegebenen Zahlen beziehen sich auf die Abbildungen 3.2 und 3.3

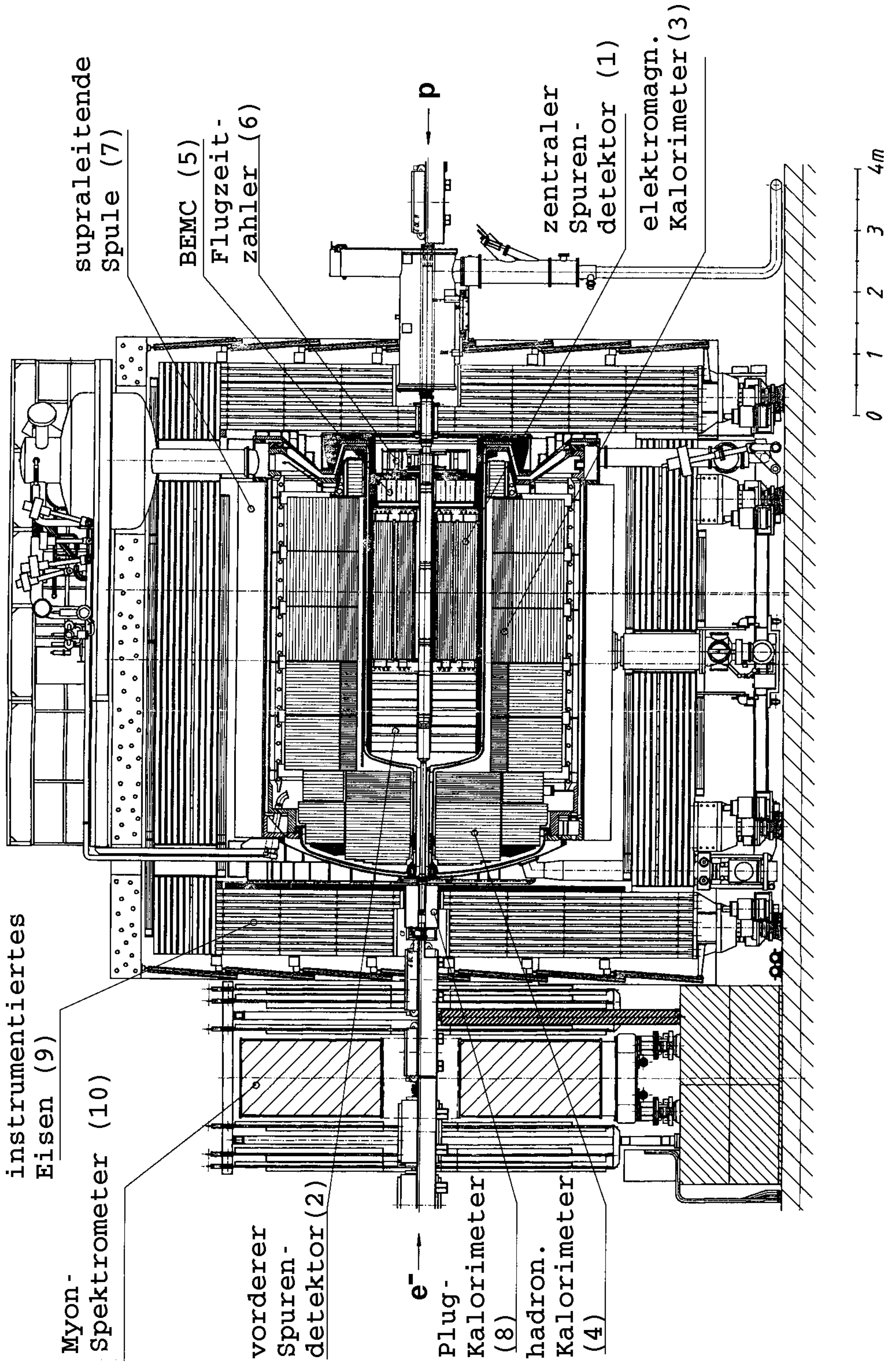


Abbildung 3.2: *Schnitt durch den H1–Detektor parallel zur Strahlachse.*

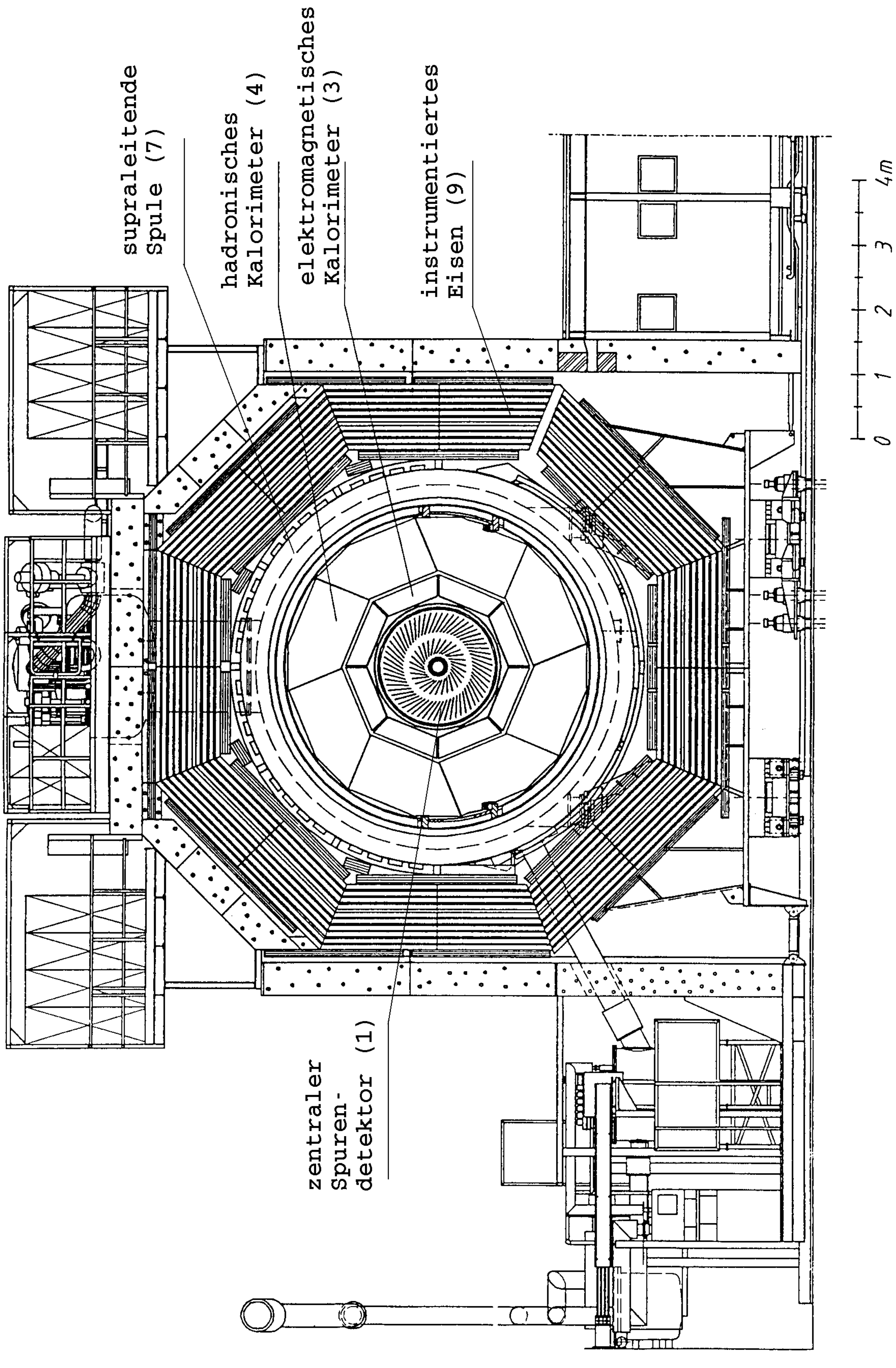


Abbildung 3.3: *Schnitt durch den H1–Detektor senkrecht zur Strahlachse.*

Zentralbereich (CJC,CIZ,COZ,CIP,COP)		$\approx$ 10000 Kanäle
Winkelbereich – Radiale Abmessungen	$10^\circ < \theta < 170^\circ$	$203 < r < 844$ mm
Ortsauflösung der Jetkammern	$\sigma_{r\phi} = 170\,\mu$m	$\sigma_z = 22,0$ mm
Ortsauflösung der Z–Driftkammern	$\sigma_{r\phi}$ =25 und 58 mm	$\sigma_z = 320\,\mu$m
Impulsauflösung – dE/dx Auflösung	$\sigma_p/p^2 = 0.01$ GeV^{-1}	$\sigma_{dE}/dE = 10$ %
Vorwärtsbereich (FTD)		$\approx$ 5000 Kanäle
Winkelbereich – Radiale Abmessungen	$5^\circ < \theta < 30^\circ$	$150 < r < 750$ mm
Ortsauflösung	$\sigma_r = 3$ cm	$\sigma_{x,y} \leq 200\,\mu$m
Impulsauflösung	$\sigma_p/p^2 = 0.03$ GeV^{-1}	
Rückwärtsbereich (BPC)		$\approx$ 2500 Kanäle
Winkelbereich – Radiale Abmessungen	$155,5^\circ < \theta < 174,5^\circ$	$135 < r < 650$ mm
Ortsauflösung	$\sigma_{x,y} = 1$ mm	

Tabelle 3.2: *Kenngrößen der Spurkammern im H1–Detektor.*

hinteren MWPC[2], die auch als BPC[3] bezeichnet wird. Sie werden im folgenden näher beschrieben; die wichtigsten Kenngrößen der Spurkammern sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Die zentralen Spurkammern

Im zentralen Bereich des Spurkammersystems kommen drei unterschiedliche Arten von Spurkammern zum Einsatz, die unterschiedlichen Zwecken dienen. In Abbildung 3.5 ist ein radialer Schnitt gezeigt, aus dem sowohl die Abfolge der einzelnen Kammern als auch die Orientierung der Drähte hervorgeht.

Die beiden großen Jetkammern CJC1[4] und CJC2 dienen zur präzisen Spurbestimmung in der $r\phi$–Ebene. Die Signaldrähte sind parallel zur Strahlachse gespannt. Die einzelnen Zellen dieser Kammern sind nicht zur Mitte hin ausgerichtet, sondern um einen Winkel von 30° verschoben, um eine optimale Messung der Teilchenimpulse zu ermöglichen.

Geladene Teilchen mit Streuwinkeln $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ durchqueren den zentralen Spurdetektor in der $r\phi$–Ebene vollständig und ihr Impuls kann aufgrund der Spurkrümmung im Magnetfeld mit einer Genauigkeit von $\sigma_p/p^2 \approx 0,1\%\,\mathrm{GeV}^{-1}$ gemessen werden.

Da die zentralen Jetkammern in der z–Richtung nur eine Auflösung von $\sigma_z = 22,0\,$mm besitzen, wurden die innere und die äußere z–Kammer, auch CIZ[5] und COZ[6] genannt,

---

[2] **M**ulti**w**ire **P**roportional **C**hamber = Vieldraht–Proportionalkammer

[3] **B**ackward **P**roportional **C**hamber = rückwärtige Proportionalkammer

[4] **C**entral **J**et **C**hamber = zentrale Jetkammer

[5] **C**entral **i**nner **z**–chamber = zentrale innere z–Kammer

[6] **C**entral **o**uter **z**–chamber = zentrale äußere z–Kammer

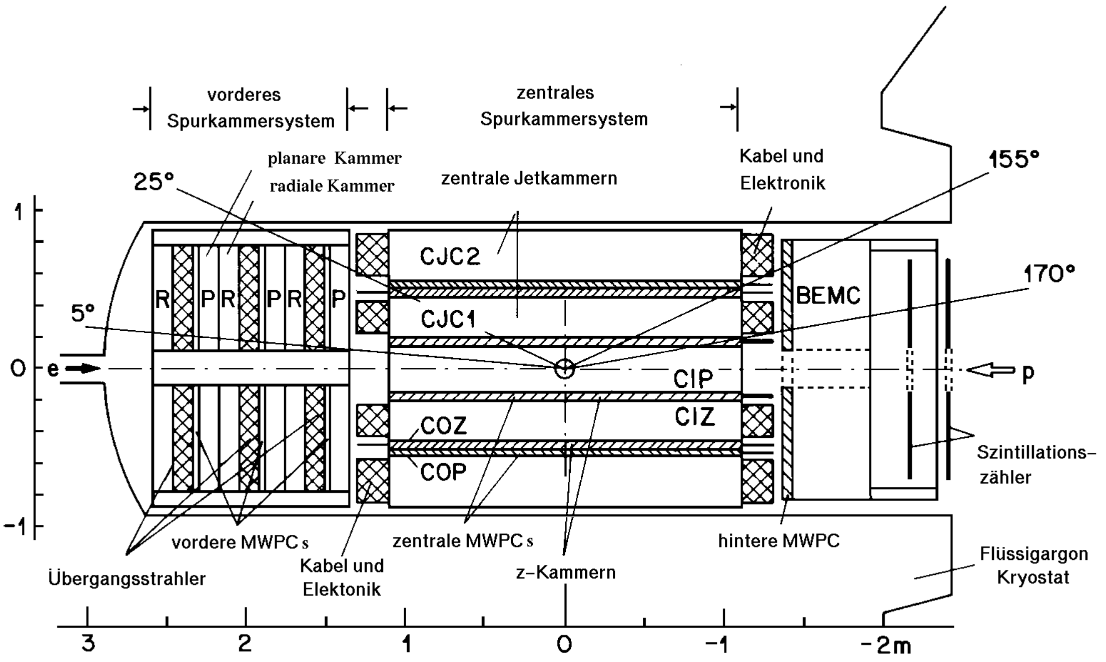


Abbildung 3.4: *Längsansicht der Spurkammern des H1–Detektors [H1-93c]. Weitere Erläuterungen siehe Text.*

implementiert. Wie aus Abbildung 3.5 hervorgeht, verlaufen die Drähte dieser Driftkammern radial zur Strahlachse und ermöglichen eine Auflösung von $\sigma_z = 300\,\mu$m.

Die innere und die äußere MWPC, auch als CIP[7] und COP[8] bezeichnet, sind Detektoren, die bereits nach sehr kurzer Zeit nach dem Durchgang eines geladenen Teilchens ein Signal liefern und daher für Triggerzwecke benutzt werden. Die CIP ist die innerste Spurkammer und liefert ein Signal für geladene Teilchen mit Streuwinkeln von $8^\circ \leq \theta \leq 172^\circ$. Ihr Aufbau ist in Abbildung 3.6 illustriert. Sie besteht aus zwei Lagen von Anodendrähten, die sich im Abstand $R_1 = 157$ mm und $R_2 = 166$ mm von der Strahlachse befinden. Jede dieser Lagen ist in ϕ achtfach und in z–Richtung 60–fach segmentiert. Die Auflösung in ϕ wird durch eine Verschiebung der beiden Lagen um ein halbes Flächenelement verbessert, siehe Abbildung 3.6. Die COP ist dem Prinzip nach gleich aufgebaut und unterscheidet sich von der CIP durch die Segmentierung, die 18–fach in z–Richtung und 16–fach in ϕ–Richtung ist.

Die Vorwärtsspurkammern

Der Polarwinkelbereich $5^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ wird durch das Vorwärtsspurkammersystem abgedeckt. Es besteht aus drei in z–Richtung hintereinander angeordneten Modulen, wobei

---

[7] **C**entral **i**nner **P**roportional chamber = zentrale innere Proportionalkammer

[8] **C**entral **o**uter **P**roportional chamber = zentrale äußere Proportionalkammer

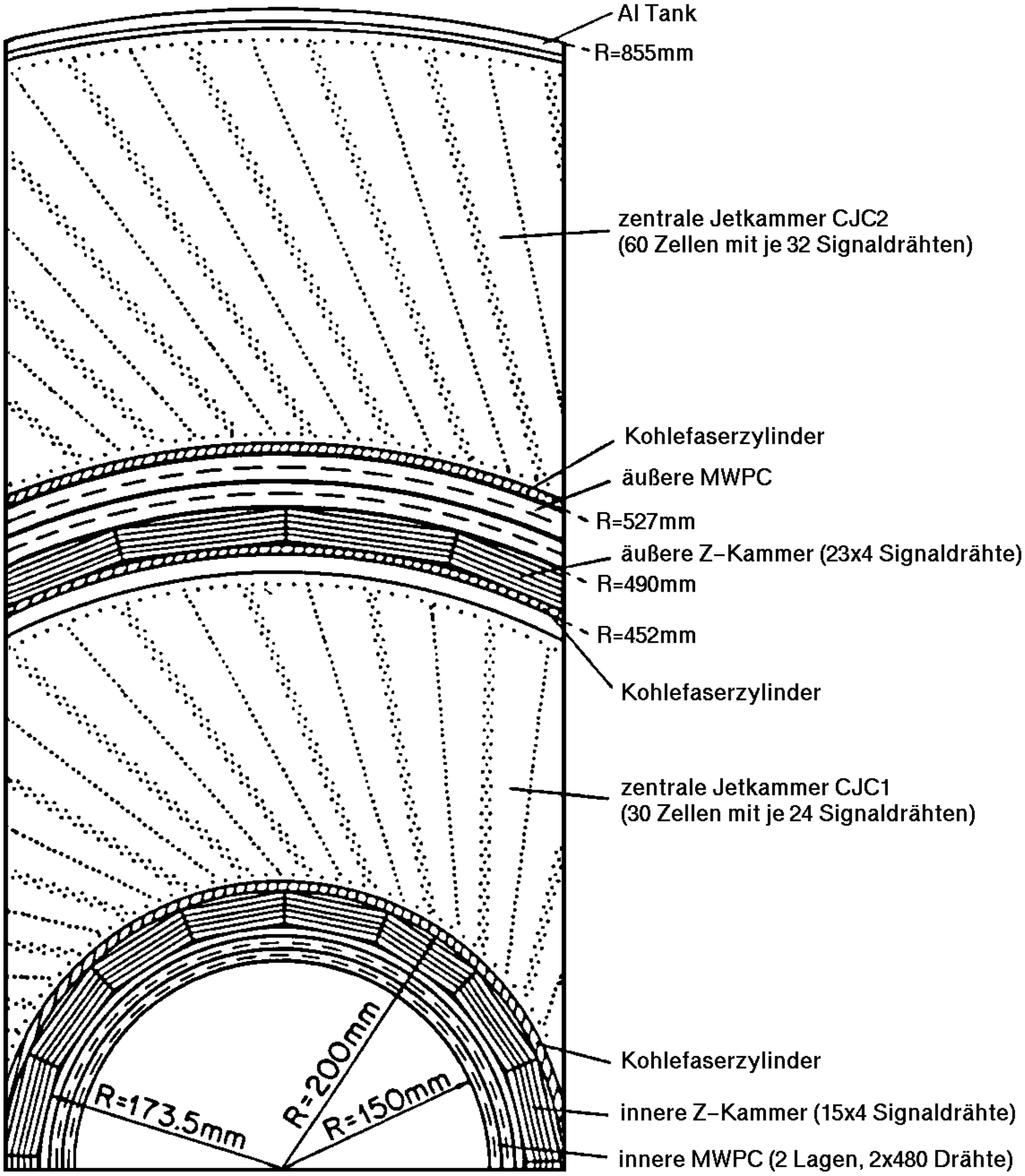


Abbildung 3.5: *Radialer Schnitt durch die Spurkammern im Zentralbereich des Detektors [H1-93c]. Sowohl die Abfolge der einzelnen Kammern als auch die Lage der Drähte innerhalb der Kammern ist zu erkennen.*

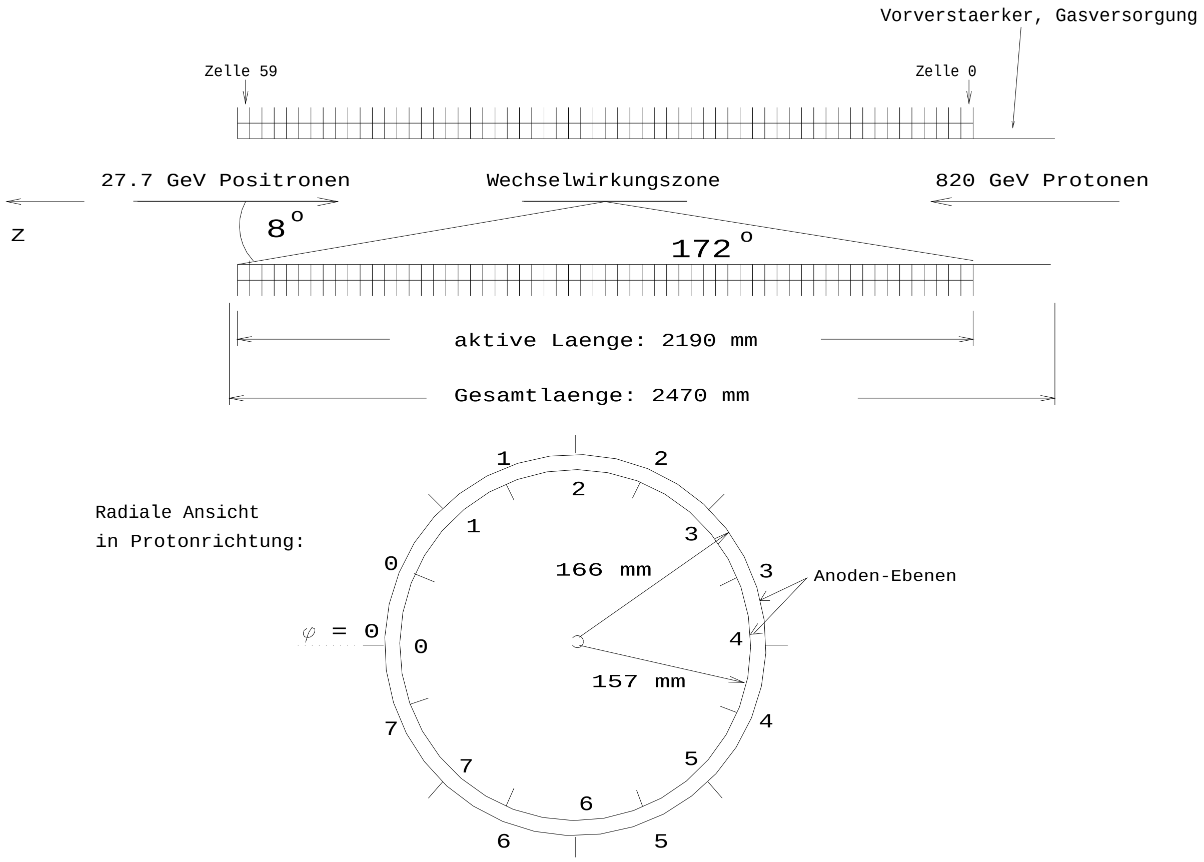


Abbildung 3.6: *Aufbau der inneren zentralen Vieldrahtproportionalkammer CIP, entnommen aus [Mül94].*

jedes dieser Module aus 4 Komponenten besteht:

- einer planaren Driftkammer bestehend aus vier Lagen von Drähten, die parallel zueinander und senkrecht zur Strahlachse angeordnet sind
- einer Vieldrahtproportionalkammer, die zu Triggerzwecken benutzt wird
- einem Übergangsstrahlungsdetektor zur Identifizierung von Elektronen innerhalb von Jets
- einer Driftkammer, deren Drähte in radialer Richtung senkrecht zur Strahlachse angeordnet sind

Die Vorwärtsspurkammern werden zusammen mit den zentralen Spurkammern in dieser Analyse dazu benutzt, um den Wechselwirkungspunkt der Ereignisse zu bestimmen.

Die rückwärtige Spurkammer

Im rückwärtigen Bereich des H1–Detektors befindet sich die rückwärtige Spurkammer BPC, die den Winkelbereich $155,5^\circ \leq \theta \leq 174,5^\circ$ abdeckt. Sie besteht aus vier Lagen von parallel angeordneten Anoden– und Signaldrähten, die in der x–y–Ebene liegen. Die Lagen sind gegeneinander um jeweils 45° verdreht, so daß der Durchgangspunkt geladener Teilchen durch die Kammer mit einer Genauigkeit von $\sigma_{x,y} = 1,5\,\mathrm{mm}$ bestimmt werden kann. Ein Durchgangspunkt gilt als rekonstruiert, wenn sich bei ihm getroffene Drähte aus mindestens drei der vier Lagen kreuzen. Durch diese Bedingung und durch eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit jeder einzelnen Lage wird eine sehr hohe Effizienz für den Nachweis eines geladenen Teilchens erreicht.

Die BPC wird in dieser Analyse dazu benutzt, um zusammen mit einem rekonstruierten Wechselwirkungspunkt den Streuwinkel von Elektronen bei tiefinelastischen Streuprozessen und somit die Ereigniskinematik zu bestimmen.

3.2.3 Das Flüssigargon–Kalorimeter

Das Flüssigargon–Kalorimeter dient zur Messung der Energie von Elektronen und Hadronen. Es ist in Sandwichbauweise hergestellt und besteht aus einem elektromagnetischen (3) und einem hadronischen (4) Teil. Der elektromagnetische Teil besitzt Absorberplatten mit einem Bleikern, während im hadronischen Teil aus Stabilitätsgründen Edelstahl zum Einsatz kommt. Der Raum zwischen den abwechselnd auf Erd– und Hochspannungspotential liegenden Absorberplatten ist mit flüssigem Argon, das als Nachweismaterial dient, gefüllt.

Das Flüssigargon–Kalorimeter deckt den Winkelbereich $4^\circ \leq \theta \leq 154^\circ$ ab und besteht entlang der Strahlachse aus acht Ringen, wie man Abbildung 3.7 entnehmen kann. Jeder dieser Ringe ist in acht zirkular angeordnete Oktanten unterteilt, siehe Abbildung 3.3, wobei jeder dieser Oktanten wiederum in eine große Anzahl von Auslesezellen unterteilt ist. Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus insgesamt 30784 und das hadronische aus 13568 Auslesezellen [H1-93b]. Durch diese feine Segmentierung des Kalorimeters wird neben der Energiemessung auch eine Ortsmessung mit dem Kalorimeter ermöglicht.

Das elektromagnetische Kalorimeter besitzt eine Tiefe von 20 bis 30 Strahlungslängen, so daß Elektronen, Positronen und Photonen vollständig absorbiert werden. Die in den Auslesezellen erzeugten Ladungen werden zunächst in Energien umgerechnet. Das gemessene Signal setzt sich aus dem physikalischen Signal sowie dem Rauschen der Ausleseelektronik zusammen. Die Standardabweichung des Rauschspektrums liegt in der Größenordnung 10 bis 30 MeV pro Kanal. Um den Einfluß des Rauschens möglichst gering zu halten, werden in der Analyse nur solche Kanäle weiter berücksichtigt, deren Signal oberhalb einer festgelegten Rauschschwelle liegt. Hierdurch kann die Anzahl der angesprochenen Kanäle um einen Faktor 5 bis 10 verringert werden [She93, Bab94]. Im folgenden Schritt wird die gemessene Energie auf Verluste in inaktivem Material vor dem Kalorimeter und zwischen den Kalorimetermodulen korrigiert. Da hochenergetische Teilchen im allgemeinen ihre Energie nicht in einer einzelnen, sondern in vielen Kalorimeterzellen deponieren, werden im letzten Schritt Kalorimeterzellen zu sogenannten Clustern zusammengefaßt.

Abbildung 3.7: *Seitenansicht der Module des Flüssigargon–Kalorimeters und Definition des Koordinatensystems, entnommen aus [H1-93b]. Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist mit WWP gekennzeichnet.*

Der hierbei benutzte Algorithmus ist darauf optimiert, elektromagnetische Schauer anhand der charakteristischen Schauerform zu erkennen und alle Kalorimeterzellen eines elektromagnetischen Schauers zusammenzufassen [Gör91]. Die Summe der Energien aller im Cluster enthaltenen Kalorimeterzellen ergibt die rekonstruierte Energie des primären Teilchens.

Das Flüssigargon–Kalorimeter ist ein nichtkompensierendes Kalorimeter. Es erzeugt für Elektronen ein um ca. 30% höheres Signal als für Hadronen gleicher Energie. Zur korrekten Rekonstruktion der Energie von Hadronen wird ein spezieller Gewichtungsalgorithmus verwendet [Wel90, Wel94], der die unterschiedliche räumliche Ausdehnung elektromagnetischer und hadronischer Schauer ausnutzt. Im Gegensatz zu Elektronen erzeugen Hadronen sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen Kalorimeter ein Signal, und ihre Energie ist dabei in der Regel auf mehrere Cluster verteilt. Da sich ein hadronischer Schauer aus hadronischen und elektromagnetischen Subschauern zusammensetzt, werden zunächst die elektromagnetischen Schaueranteile unter Ausnutzung der feinen Granularität des Kalorimeters identifiziert. Abhängig vom Verhältnis elektromagnetischer zu hadronischer Schaueranteile wird eine nachträgliche Gewichtung der gemessenen Energien durchgeführt. Alternative Gewichtungsverfahren werden derzeit untersucht [Iss96].

Die erreichte Genauigkeit der absoluten Energieskala für die Energiemessung mit dem Flüssigargon–Kalorimeter wurde in Testmessungen zu $3,1\%$ für Elektronen [H1-94a] und zu 4% für Hadronen [H1-96a] bestimmt. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt $\sigma_E/E \simeq 11,5\%/\sqrt{E}$ für Elektronen [H1-94a] und $\sigma_E/E \simeq 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ für Hadronen [H1-93e].

3.2.4 Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC

Im rückwärtigen Bereich des H1–Detektors wird das Flüssigargon–Kalorimeter durch das BEMC[9] (5) ergänzt [H1-96c]. Das BEMC umgibt das Strahlrohr und hat einen Abstand von $144,0\,\mathrm{cm}$ vom nominellen Wechselwirkungspunkt, siehe Abbildung 3.8. Es deckt den Winkelbereich $151° \leq \theta \leq 177°$ ab und dient in erster Linie dazu, die Energie des gestreuten Elektrons in tiefinelastischen Streuprozessen bei Impulsüberträgen von $Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ zu bestimmen.

Das BEMC ist ein elektromagnetisches Blei–Szintillator–Kalorimeter und besteht aus insgesamt 88 Modulen, siehe Abbildung 3.9. Abgesehen von den Modulen am äußeren und inneren Rand besitzen die Module einen quadratischen Querschnitt in der x–y–Ebene mit einer Kantenlänge von $15,9\,\mathrm{cm}$. In z–Richtung besteht jedes Modul aus einer Folge von 50 Szintillatorplatten der Dicke $4,0\,\mathrm{mm}$ und 49 Bleiplatten der Dicke $2,5\,\mathrm{mm}$, wobei Szintillator– und Bleiplatten abwechselnd angeordnet sind. Zwischen den Platten befinden sich $0,2\,\mathrm{mm}$ dünne Schichten aus Spezialpapier, um die optischen Eigenschaften des Kalorimeters und die Homogenität zu verbessern. Insgesamt besitzt das BEMC eine Tiefe von 21,6 Strahlungslängen und ca. einer hadronischen Wechselwirkungslänge. Für die Messung der Energie von Hadronen ist das BEMC daher nur sehr eingeschränkt geeignet. Die Signalauslese erfolgt über 4 seitlich an den Modulen angebrachte lange Wellenlängenschieber und über 2 kurze Wellenlängenschieber, siehe Abbildung 3.9. Unter Ausnutzung der Signale in den langen Wellenlängenschiebern kann die Position des Schwerpunktes eines elektromagnetischen Schauers mit einer Genauigkeit von 1 – 2 cm bestimmt werden. Für Elektronen, die nicht in dem Material vor dem Kalorimeter aufschauern, wird sogar eine Ortsauflösung von $\sigma = 0,7\,\mathrm{cm}$ erreicht [H1-96c].

Ein elektromagnetischer Schauer erzeugt in der Regel ein Signal in mehreren Modulen. Zur Bestimmung der Energie eines einfallenden Teilchens werden daher bis zu neun benachbarte Module zu einem Cluster zusammengefaßt. Cluster mit einer Energie von weniger als $0,5\,\mathrm{GeV}$ werden nicht weiter berücksichtigt, da sie mit hoher Wahrscheinlichkeit auf elektronisches Rauschen zurückzuführen sind. Solche Module, die unterschiedlichen Clustern zugeordnet werden könnten, bilden eigene Cluster. Nachdem alle Module einem Cluster zugeordnet wurden, wird mit Hilfe eines speziellen Algorithmus berechnet, wieviel Energie in dem Material vor dem BEMC und in den Bereichen zwischen den Modulen

---

[9] **B**ackward **E**lectro**m**agnetic **C**alorimeter = rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter

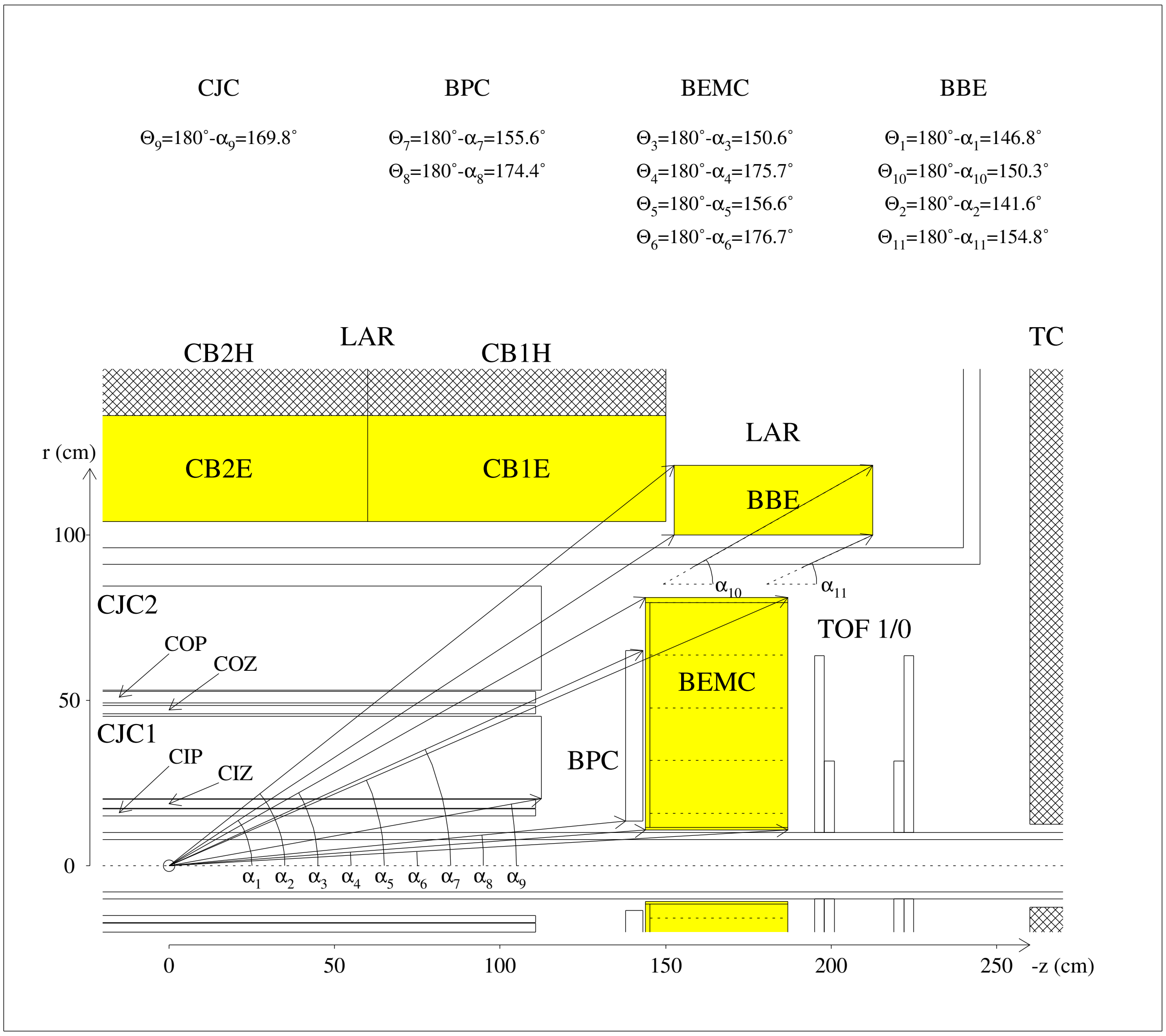


Abbildung 3.8: *Ansicht der rückwärtigen Region des H1–Detektors, entnommen aus [Fle94].*

deponiert wurde, und die Energie des Clusters wird entsprechend korrigiert.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Analyse beruht auf Ereignissen, bei denen das gestreute Elektron mit dem BEMC nachgewiesen wird. Dabei wird angenommen, daß das Cluster mit der höchsten Energie von dem Elektron erzeugt wurde. Die erreichte Genauigkeit der absoluten Energieskala des BEMC beträgt 1% für die Datennahmeperiode 1994 [H1-96a]. Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde in Messungen am DESY–Teststrahl und am CERN–SPS–Teststrahl im Energiebereich $1\,\mathrm{GeV} \leq E \leq 60\,\mathrm{GeV}$ gemessen. Eine Übertragung der Meßergebnisse vom Testexperiment auf die Verhältnisse im H1–Detektor [H1-96c] liefert folgende Parametrisierung für die Energieauflösung des

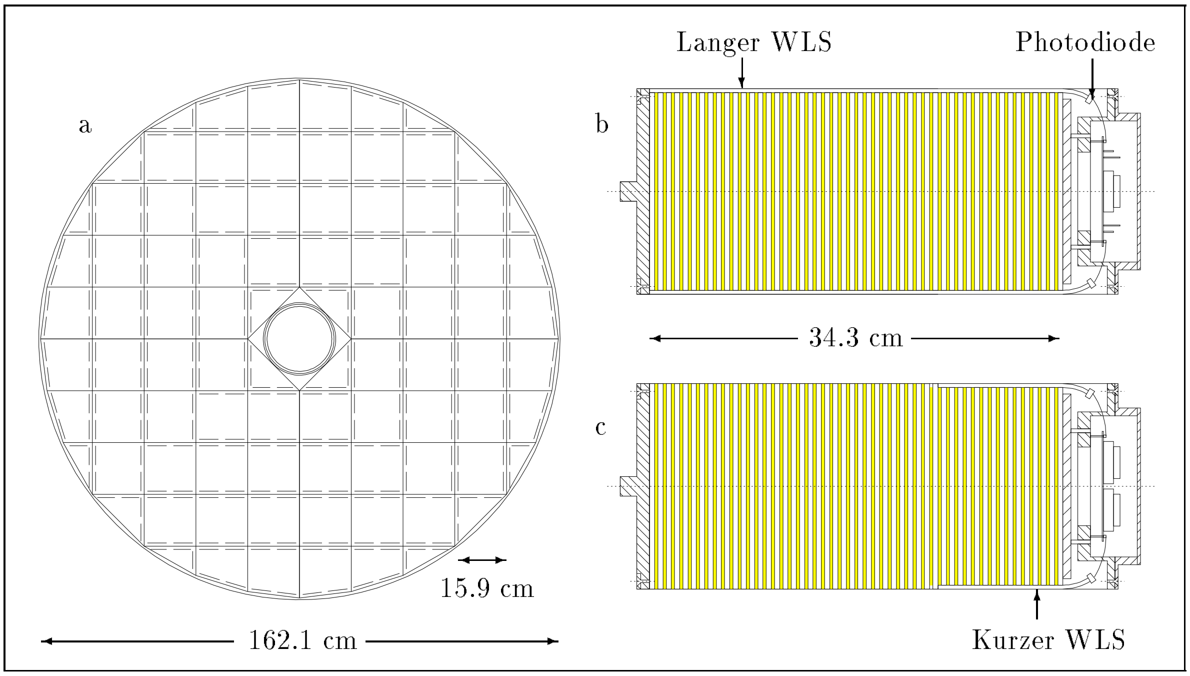


Abbildung 3.9: *In a) ist die Ansicht des BEMC in der x–y–Ebene dargestellt [H1-96c]. Die Module haben eine Kantenlänge von* 15, 9 cm, *und die Breite des gesamten Kalorimeters beträgt* 162, 1 cm. *Eingezeichnet ist ebenfalls die Lage der langen Wellenlängenschieber aller Module. In b) und c) ist der Aufbau eines Moduls mit quadratischem Querschnitt abgebildet. Die sensitive Länge der Module ist* 34, 3 cm. *Während die langen Wellenlängenschieber (WLS) an alle Szintillatorschichten angrenzen, liegen die kurzen Wellenlängenschieber nur an den hinteren 15 Schichten an. Die Signalauslese erfolgt über Photodioden.*

BEMC:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{0,39(2)}{E}\right)^2 + \left(\frac{0,100(3)}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0,017(5))^2 \quad (E \text{ in GeV}) \tag{3.1}$$

Zur Erkennung von Ereignissen mit lokal begrenzten Energiedepositionen im BEMC, insbesondere zur Erkennung gestreuter Elektronen, kommt der BSET–Trigger[10] zum Einsatz [Kur93, H1-96c]. Dazu werden zunächst alle Module entsprechend der in ihnen deponierten Energie klassifiziert. Von dieser Klassifizierung ausgehend werden die Anzahl und die Energie der Trigger–Cluster im BEMC bestimmt. Der BSET–Trigger bestimmt die totale im BEMC deponierte Energie, die Anzahl der gefundenen Cluster mit einer Energie oberhalb festgelegter Schwellenwerte, ein Veto basierend auf Informationen der inneren

---

[10] BSET = **B**EMC **S**ingle **E**lectron **T**rigger

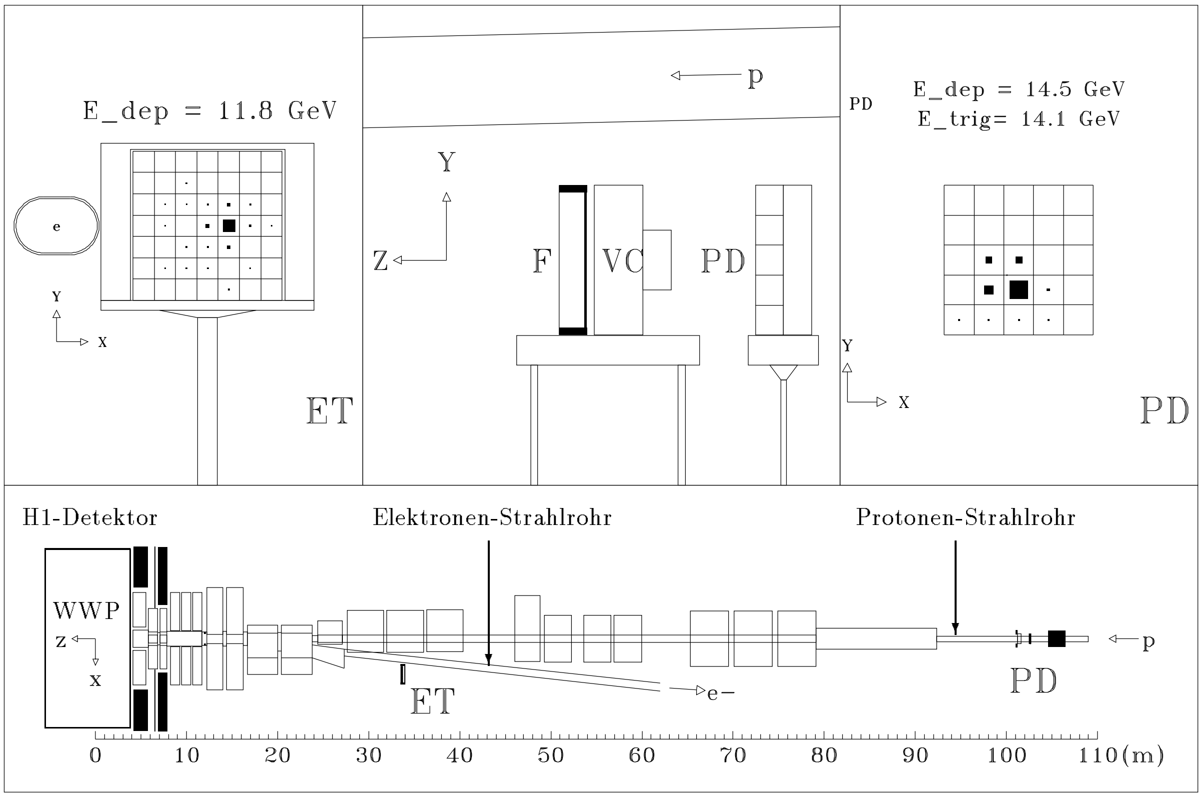


Abbildung 3.10: *Aufbau des Luminositätssystems [Fle94]. Gezeigt ist unten eine Aufsicht auf die HERA–Speicherringanlage vom Wechselwirkungspunkt im H1–Detektor bis zum Photondetektor bei* $z = -102,9\,\mathrm{m}$. *Der Elektrondetektor (ET) befindet sich neben dem Elektronstrahlrohr, siehe auch oben links. Der Photondetektor (PD) ist in Flugrichtung des Elektrons* ($\theta = 180°$) *aufgebaut; das Protonstrahlrohr verläuft oberhalb, siehe oben Mitte. Vor dem Photondetektor befinden sich ein Bleifilter (F) und ein Veto–Zähler (VC).*

dreieckigen Module und die Trigger–Cluster–Energien. Diese Informationen werden an das zentrale Triggersystem des H1–Detektors weitergeleitet und können dort mit Triggerinformationen anderer Detektorkomponenten kombiniert werden.

3.2.5 Das Luminositätssystem

Zur Messung von Wirkungsquerschnitten, also auch von Strukturfunktionen, ist eine präzise Messung der integrierten Luminosität für den Zeitraum der Datennahme von großer Bedeutung. Die Luminosität hängt von Parametern der Speicherringanlage, wie zum Beispiel den Strahlströmen und der transversalen Ausdehnung der Strahlen am Wechselwirkungspunkt, ab. Da diese Größen zeitlich nicht konstant sind und nicht permanent

Größe	Einheit	ET	PD
Anzahl der Kristalle		7×7	5×5
Querschnitt der Kristalle	mm^2	22×22	20×20
Querschnitt insgesamt	mm^2	154×154	100×100
Chemische Zusammensetzung		TlCl(78%)+TlBr(22%)	
Dichte	g/cm^3	7,70	
Strahlungslänge	cm	0,93	
Molière-Radius	cm	2,10	
Brechungsindex		2,2	
Energieauflösung σ_E/E	%	$1 \oplus 10/\sqrt{E}$, (E in GeV)	
Ortsauflösung	mm	0,3 - 1,2	
Zeitauflösung	ns	<3	

Tabelle 3.3: *Eigenschaften der Detektoren des Luminositätssystems, entnommen aus [H1-93c].*

mit hoher Präzision gemessen werden können, wird die Luminosität über einen Prozeß mit bekanntem Wirkungsquerschnitt bestimmt. Sowohl die ZEUS– als auch die H1–Kollaboration verwenden hierzu den Prozeß der elastischen Bremsstrahlung, der in [Bet34] berechnet wurde:

$$ep \longrightarrow e\gamma p \tag{3.2}$$

Dieser Prozeß eignet sich besonders gut zur Messung der Luminosität, da der Wirkungsquerschnitt hoch ist und mit einer Genauigkeit von etwa $0,5\%$ bekannt ist. Für die Energiesumme des gestreuten Elektrons und des Photons gilt:

$$E_e = E'_e + E_\gamma \tag{3.3}$$

Der bei dieser Reaktion auf das Proton übertragene Impuls ist vernachlässigbar, so daß sowohl das Elektron als auch das abgestrahlte Photon in Richtung des einlaufenden Elektrons fliegen.

Zum Nachweis von Prozessen der elastischen Bremsstrahlung wurde das Luminositätssystem gebaut, siehe Abbildung 3.10. Es besteht aus zwei räumlich getrennten Kalorimetern, dem Elektrondetektor (ET) und dem Photondetektor (PD). Das gestreute Elektron bewegt sich im selben Teilchenpaket weiter und passiert mehrere Dipolmagnete, die zur horizontalen Ablenkung des Elektronenstrahls dienen. Aufgrund der nach Gleichung 3.3 reduzierten Energie wird das Elektron stärker abgelenkt und kann bei $z = -27,3\,\mathrm{m}$ das Strahlrohr durch ein Austrittsfenster verlassen und je nach Energie bei $z = -33,4\,\mathrm{m}$ den Elektrondetektor treffen. Dieser dient zur Energiemessung des Elektrons und besteht aus 49 Kristallen, in denen geladene Teilchen oberhalb einer Energieschwelle Čerenkov–Licht erzeugen. Das verwendete Material ist eine Mischung von Thaliumchlorid und Thaliumbromid. Die charakteristischen Größen dieses Kalorimeters sind in Tabelle 3.3 aufgeführt.

Etwa 97% der Photonen aus Bremsstrahlungsereignissen werden unter einem Winkel $\theta_\gamma \geq \pi - 0,45\,\mathrm{mrad} = 179,7^\circ$ emittiert [H1-96e]. Diese Photonen verlassen bei $z = -92,3\,\mathrm{m}$ das Protonenstrahlrohr, das nach oben gekrümmt wird, und treffen bei $z = -102,9\,\mathrm{m}$ auf den Photondetektor, siehe Abbildung 3.10. Er besteht aus den gleichen Kristallen wie der Elektrondetektor, hat aber etwas andere äußere Abmessungen als dieser, siehe Tabelle 3.3. Vor dem Photondetektor befinden sich ein Filter und ein Vetodetektor. Der Filter besteht aus einer Kupferplatte mit 0,5 Strahlungslängen und zwei Bleiplatten mit insgesamt 1,5 Strahlungslängen. Er dient zur Absorption der niederenergetischen Synchrotronstrahlung des Elektronenstrahls. Mit dem Vetozähler kann die Energie, die ein Bremsstrahlungsphoton im Filter und im Vetozähler selbst deponiert hat, gemessen werden. Der Vetozähler ist ein Wasser–Čerenkov–Zähler der Länge 35 cm, die etwa einer Strahlungslänge entspricht. Hinter dem Photondetektor befindet sich eine Eisenwand als Abschirmung gegen Teilchen, die aus Wechselwirkungen des Protonstrahls mit dem Restgas oder der Strahlrohrwand entstehen.

Die Detektoren des Luminositätssystems befinden sich auf vertikal beweglichen Fahrtischen und können so bei instabilen Strahlbedingungen vor ungewollter Bestrahlung geschützt werden.

Der Elektronendetektor dient außer zum Nachweis von Bremsstrahlungsereignissen auch zum Erkennen von Photoproduktionsereignissen, bei denen aufgrund des geringen Impulsübertrages der Streuwinkel des Elektrons sehr gering ist. Der Photondetektor wird in dieser Arbeit dazu benutzt, die Energie von Photonen zu messen, die bei einer tiefinelastischen Wechselwirkung in Richtung des einlaufenden Elektrons emittiert werden. Die Energie des Photons ergibt sich dabei aus der Summe der im Photondetektor und im Vetozähler deponierten Energien:

$$E_\gamma = E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} \tag{3.4}$$

Auf diese Energiemessung mit dem Photondetektor wird gesondert in Kapitel 6 eingegangen.

3.2.6 Der Flugzeitzähler

Eine Untergrundquelle für tiefinelastische Streuprozesse sind solche Ereignisse, bei denen ein Proton vor Erreichen des Detektors mit einem Restgasatom in der evakuierten Strahlröhre oder mit der Wand des Strahlrohrs wechselwirkt. Die dabei entstehenden Teilchen dringen von hinten in den Detektor ein und durch Energiedeposition im BEMC kann die Signatur eines tiefinelastischen Streuprozesses erzeugt werden. Diese Teilchen erreichen das BEMC jedoch zeitgleich mit dem Protonpaket, während Teilchen, die durch Kollision mit dem Elektronenstrahl erzeugt werden, erst ca. 13 ns später eintreffen. Anhand dieser Zeitdifferenz können Ereignisse dieser Untergrundquelle identifiziert und verworfen werden.

Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen hinter dem BEMC befindet sich senkrecht zur Strahlachse der Flugzeitzähler (6), in Abbildung 3.8 ist er als ToF[11] gekennzeichnet. Er

---

[11] **T**ime **o**f **F**light

besteht aus zwei Szintillatorwänden und verfügt über eine Zeitauflösung von 2 ns. Die erste Wand ist in 16 Auslesezellen unterteilt, wobei jede dieser Zellen 4 Module des BEMC abdeckt, und die zweite Wand besteht aus 8 Auslesezellen. Die Signalauslese des Flugzeitzählers wird in drei Zeitfenster unterteilt: Untergrund, Wechselwirkung und Global. Das Untergrundfenster beginnt 18 ns vor dem Zeitpunkt, zu dem die oben beschriebenen Untergrundereignisse erwartet werden und ist 25 ns lang. Es folgt das Wechselwirkungsfenster mit einer Länge von 13,1 ns. Die restlichen Zeitabschnitte werden dem globalen Zeitfenster zugeordnet.

Zusätzlich zum Flugzeitzähler wurden zwei doppelte Vetowände bei $z = -6,5\,\mathrm{m}$ und bei $z = -8,1\,\mathrm{m}$ senkrecht zur Strahlachse installiert, die ebenfalls zur Untergrundunterdrückung dienen. Darüberhinaus befindet sich auch im Vorwärtsbereich ein Flugzeitsystem, das als FToF[12] bezeichnet wird. Es ist zwischen der ersten und der zweiten Lage des vorderen Myonsystems installiert.

3.2.7 Das Triggersystem

Im Wechselwirkungspunkt des H1–Detektors kollidieren die Teilchenpakete in einem zeitlichen Abstand von 96 ns miteinander. Es zeigt sich, daß fast alle der stattfindenden Ereignisse auf Untergrundreaktionen zurückzuführen sind. Die Quellen für solche Untergrundereignisse sind:

- Proton–Restgas Wechselwirkungen: Diese finden bevorzugt in den Wechselwirkungszonen der Experimente statt, da aufgrund der Synchrotronstrahlung der Elektronen und der großen Entfernung zu den Vakuumpumpen das Vakuum hier schlechter ist als im Rest des Protonspeicherrings.

- Elektron–Restgas Wechselwirkungen: Die Rate für diese Ereignisse ist sehr viel kleiner als die der Proton–Restgas Wechselwirkungen.

- Proton–Strahlrohr Wechselwirkungen: Protonen mit zu großer Abweichung von der Sollenergie treffen auf Kollimatoren oder auf das Strahlrohr. Ein Großteil dieser Ereignisse wird durch ein Signal in den Vetowänden oder im Flugzeitzähler erkannt und kann dadurch unterdrückt werden.

- Elektron–Strahlrohr Wechselwirkungen: Die Rate für diese Ereignisse ist klein im Vergleich zu den anderen Untergrundquellen.

- Synchrotron–Strahlung der Elektronen: Da der HERA–Speicherring aus zwei getrennten Ringen für Elektronen und Protonen besteht, wird der Elektronenstrahl vor Erreichen des H1–Detektors abgelenkt, um mit dem Protonenstrahl zu kollidieren, was zu Synchrotronstrahlung der Elektronen führt.

Die Rate dieser Untergrundereignisse liegt in der Größenordnung 10 – 100 kHz bei Designluminosität, während die Rate für tiefinelastische Ereignisse bei 2,2 Hz liegt [H1-96b].

---

[12] **F**orward **T**ime **of** **F**light

Da es technisch nicht möglich ist, den H1–Detektor bei jedem Aufeinandertreffen von Teilchenpaketen vollständig auszulesen und die Daten abzuspeichern, muß unmittelbar entschieden werden, ob ein physikalisch interessantes Ereignis oder ein Untergrundereignis stattgefunden hat. Dies ist die Aufgabe des Triggersystems. Da das Triggersystem einerseits sehr wenig Zeit zur Verfügung hat, um diese Entscheidung zu treffen, aber andererseits eine große Datenmenge zu bearbeiten hat, wurde es in 4 unabhängigen Triggerstufen realisiert. Da die zweite und die dritte Triggerstufe während der Datennahmeperiode 1994 in Planung bzw. im Aufbau waren, wurden bei der Aufzeichnung der dieser Arbeit zugrunde liegenden Daten nur die erste und die vierte Triggerstufe verwendet. Diese beiden werden im folgenden genauer beschrieben.

- **Die erste Triggerstufe** arbeitet, ohne eine Totzeit des H1–Detektors zu erzeugen. Da die Auslese der einzelnen Detektorkomponenten in der Regel länger als 96 ns dauert, werden alle Detektorsignale in einer 24–stufigen Pipeline zwischengespeichert. Der ersten Triggerstufe bleibt somit eine Zeit von $24 \times 96\,\mathrm{ns} = 2,3\,\mu\mathrm{s}$, um zu entscheiden, ob das Ereignis verworfen oder weiterverarbeitet wird. Um diese Entscheidung treffen zu können, werden die Triggersignale der einzelnen Subdetektoren, auch Triggerelemente genannt, logisch miteinander zu Subtriggern verknüpft. Ist eine dieser Subtriggerbedingungen erfüllt, so wird das Ereignis weiter verarbeitet.
- **Die vierte Triggerstufe** benutzt eine asynchron arbeitende Prozessorfarm, um die von der ersten Triggerstufe akzeptierten Ereignisse zu verarbeiten. Die zur Verfügung stehende Zeit ist ausreichend, um eine vorläufige Ereignisrekonstruktion durchzuführen. Hierdurch wird es möglich, Untergrundereignisse anhand ihrer Signatur zu erkennen und zu verwerfen. In der Datennahmeperiode 1994 wurden zum Beispiel Ereignisse verworfen, bei denen ein eindeutiger Vertex außerhalb der Wechselwirkungszone rekonstruiert wurde, da dies eine eindeutige Signatur für ein Strahl–Restgas– oder ein Strahl–Wand–Ereignis ist. Zur späteren Kontrolle dieser Triggerstufe wird 1% der verworfenen Ereignisse in speziellen Dateien abgespeichert.

Alle Ereignisse, die die vierte Triggerstufe passiert haben, werden als Rohdaten abgespeichert. Später erfolgt eine vollständige Rekonstruktion und Klassifikation aller Ereignisse. Beispielsweise werden alle Ereignisse, bei denen ein Cluster im BEMC mit einer Energie oberhalb einer festgelegten Schwelle rekonstruiert wurde, einer Ereignisklasse zugeordnet. Solche Ereignisse, die mindestens einer Klasse zugeordnet werden können, werden mit der gesamten Rekonstruktion auf POT[13]–Bändern abgespeichert. Die dabei anfallenden Datenmengen sind für eine Datenanalyse jedoch erheblich zu groß, so daß eine Datenreduktion erforderlich ist. Neben den POTs werden die Ereignisse daher auch im DST[14]–Format abgespeichert. Die DSTs enthalten nicht die vollständige Information aller Detektorkomponenten, sondern lediglich die zur Datenanalyse benötigten Größen, was zu einer Reduktion der Datenmenge um etwa einen Faktor 10 führt.

---

[13] **P**roduction **O**utput **T**apes

[14] **D**ata **S**ummary **T**apes

Der Subtrigger S_0

In der ersten Triggerstufe ist der Subtrigger S_0 auf die Erkennung von Ereignissen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung, bei denen das gestreute Elektron im BEMC nachgewiesen wird, optimiert. Dieser Subtrigger ist eine logische Kombination von Triggerelementen des BSET–Triggers und der Szintillatorwände des Flugzeitsystems im Vorwärts– und Rückwärtsbereich des H1–Detektors. Während der Aufzeichnung der Daten, die dieser Arbeit zugrunde liegen, war der Subtrigger S_0 folgendermaßen definiert:

$$S_0 = \mathrm{BSET}_{\mathrm{CL2}} \;\wedge\; \overline{\mathrm{BSET}_{\mathrm{SDE}}} \;\wedge\; \overline{\mathrm{ToF}_{\mathrm{BG}}} \;\wedge\; (\mathrm{FToF}_{\mathrm{IA}} \vee \overline{\mathrm{FToF}_{\mathrm{BG}}}) \qquad (3.5)$$

Hierbei bezeichnet $\wedge$ das logische Und, $\vee$ das logische Oder und der Überstrich die logische Negierung. Weiterhin bedeutet:

$\mathrm{BSET}_{\mathrm{CL2}}$	es wurde ein Triggercluster mit einer Energie oberhalb der mittleren Schwelle des BSET–Triggers gefunden; der Schwellenwert betrug $(7,7 \pm 1,0)$ GeV
$\mathrm{BSET}_{\mathrm{SDE}}$	in einem der inneren 16 Module hat nur eine einzelne Photodiode ein Signal erzeugt; dies kann z.B durch ein Photon aus der Synchrotronstrahlung verursacht werden
$\mathrm{ToF}_{\mathrm{BG}}$	das Triggersignal aus der Koinzidenz der beiden ToF–Szintillatorwände liegt im Untergrundzeitfenster
$\mathrm{FToF}_{\mathrm{IA}}$	ein Triggersignal des FToF liegt im Wechselwirkungszeitfenster
$\mathrm{FToF}_{\mathrm{BG}}$	ein Triggersignal des FToF liegt im Untergrundzeitfenster

Eine detaillierte Untersuchung der Effizienz des Subtriggers S_0 als Funktion der Energie gestreuter Elektronen sowie als Funktion des Auftrefforts auf das BEMC wird in Abschnitt 7.5 durchgeführt.

3.2.8 Die Simulation von Ereignissen

Zur Optimierung der Selektionsschnitte und zur Bestimmung der Akzeptanz des H1–Detektors für den in dieser Arbeit untersuchten Prozeß werden simulierte Ereignisse verwendet. Die Simulation von Ereignissen läuft in zwei Schritten ab.

Im ersten Schritt wird ein spezieller Streuprozeß der Elektron–Proton–Streuung mit Hilfe eines sogenannten Generator–Programms simuliert. Das Resultat einer solchen Simulation besteht aus der Angabe aller bei der Wechselwirkung entstandenen Teilchen und ihrer Impulse. In dieser Arbeit wurden Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit dem Generator DJANGO [Sch91] simuliert, wobei DJANGO ein Interface zwischen den Programmen HERACLES [Kwi91] und LEPTO [Ing80, Ing91] ist. HERACLES ist ein Generator für tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung, der alle elektroschwachen Strahlungskorrekturen der ersten Ordnung enthält. Zur Beschreibung der Umwandlung des gestreuten Quarks und des Protonrestes in die beobachtbaren farbneutralen Hadronen wird das Color–Dipole–Modell [And89] verwendet, bei dem sich zwischen dem farbtragenden Quark und dem Protonrest Farbdipole ausbilden, die zur Abstrahlung von Gluonen führen. Das Programm LEPTO benutzt das Color–Dipole–Modell zur Erzeugung der Partonschauer und verwendet das Programmpaket JETSET [And83, Sjo87] zur Beschreibung des Übergangs dieser Quark– und Gluonkaskaden zu farbneutralen Hadronen.

Im zweiten Schritt wird das Verhalten der generierten Teilchen im Detektor simuliert. Das hierzu benutzte Programm H1SIM basiert auf dem Programmpaket GEANT [Bru87] und enthält die geometrische Beschreibung und die Materialbeschaffenheit des H1–Detektors. Nachdem die Wechselwirkungen aller Teilchen mit den Materialien des Detektors simuliert sind, erzeugt H1SIM anhand der in den Detektorkomponenten deponierten Energien Signale. Diesen Signalen werden anschließend in dem Programm H1REC Rauschsignale der einzelnen Detektorkomponenten überlagert, um eine möglichst realistische Beschreibung des Detektors zu erhalten. Im folgenden unterliegen simulierte Ereignisse der gleichen Selektion und Analyse wie die Daten.

Der Untergrund für die in dieser Arbeit untersuchten Prozesse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung wird hauptsächlich durch Ereignisse der Photoproduktion verursacht. Um abschätzen zu können, welchen Einfluß diese Untergrundereignisse auf die Messung der Protonstrukturfunktion besitzen, wurden Photoproduktionsereignisse mit dem Generator PHOJET [Eng94] generiert und anschließend simuliert. PHOJET berücksichtigt sowohl harte als auch weiche Photoproduktionsereignisse.

Kapitel 4

Modifikationen des H1–Detektors

In der Zeit zwischen den Datennahmeperioden 1994 und 1995 wurde der rückwärtige Bereich des H1–Detektors völlig neu gestaltet. Wie in Abbildung 4.1 zu erkennen ist, wurden die Spurdetektoren CST[1], BST[2] und BDC[3] implementiert. Die wichtigste Änderung bestand darin, daß das BEMC durch ein neuartiges Kalorimeter ersetzt wurde, das als SPACAL[4] bezeichnet wird. Diese Modifikationen des Detektors wurden durchgeführt, um Energie und Winkel gestreuter Elektronen mit verbesserter Auflösung und bei möglichst großen Streuwinkeln bestimmen zu können [H1-93d]. Zusätzlich soll eine gute Elektron–Hadron–Trennung sowie eine verbesserte Energiemessung hadronischer Teilchen ermöglicht werden. Um diese Anforderungen zu erfüllen, wurde das Flugzeitsystem entfernt, so daß ein zweiteiliges Spaghetti–Kalorimeter installiert werden konnte. In longitudinaler Richtung verfügen die beiden Teile jeweils über eine Länge von mehr als 27 Strahlungslängen und jeweils etwa einer hadronischen Wechselwirkungslänge [SP-96b]. Um die Funktion des Flugzeitsystems zu übernehmen, muß das SPACAL über eine Zeitauflösung von 1 ns verfügen. Im folgenden soll der Aufbau des zur Energiemessung der gestreuten Elektronen verwendeten SPACAL, das als das elektromagnetische SPACAL bezeichnet wird, beschrieben werden. Das hinter dem elektromagnetischen SPACAL befindliche hadronische SPACAL ist ähnlich aufgebaut; Details sind in [SP-96a] zu finden.

4.1 Der mechanische Aufbau des SPACAL

Das SPACAL ist aus Blei und szintillierenden Fasern aufgebaut. Die Fasern besitzen einen Durchmesser von 0,5 mm und werden in Bleiplatten der Breite 81 mm mit vorgefertigten Rillen eingelegt. Abbildung 4.2 zeigt den Querschnitt zweier solcher Platten. Die Dicke der Platten beträgt 0,78 mm und die Fasern sind im Abstand von jeweils 0,9 mm angeordnet. Die mit Fasern bestückten Bleiplatten werden wie in Abbildung 4.2 angedeutet

---

[1] **C**entral **S**ilicon **T**racker

[2] **B**ackward **S**ilicon **T**racker

[3] **B**ackward **D**rift **C**hamber

[4] **SPA**ghetti–**CAL**orimter

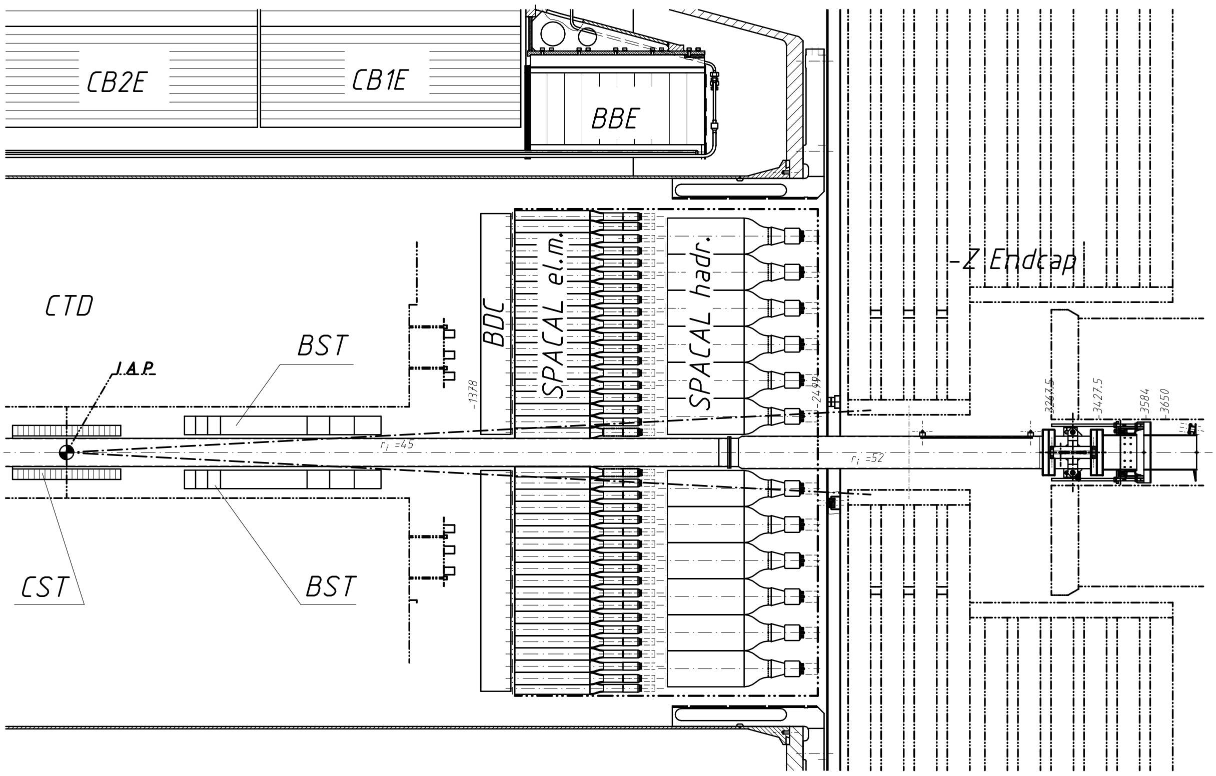


Abbildung 4.1: *Position des SPACAL im rückwärtigen Bereich des H1–Detektors. Das SPACAL besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Vor dem elektromagnetischen Teil befindet sich die ebenfalls neu installierte rückwärtige Driftkammer BDC. Weiterhin sind die Spurdetektoren CST und BST gekennzeichnet.*

versetzt gestapelt, so daß eine regelmäßige Blei–Faser–Matrix entsteht. 52 dieser aufeinandergestapelten Platten bilden ein sogenanntes Submodul, das in Abbildung 4.3 dargestellt ist. Die Fasern einer 40,5·40,5 mm^2 großen Querschnittsfläche jedes Submoduls werden zu einer Auslesezelle zusammengefaßt und in der sogenannten Bündel–Ebene fixiert. In den szintillierenden Fasern entstandenes Licht tritt durch einen 1 mm großen Luftspalt in einen Lichtmischer ein, der das Licht an einen Sekundärelektronenvervielfacher weiterleitet. Die Aufgabe der Lichtmischer besteht zum einen darin, das aus dem Faserbündel austretende Licht auf eine kleinere Querschnittsfläche abzubilden und zum anderen, für eine möglichst homogene Ausleuchtung der Photokathoden der Sekundärelektronenvervielfacher zu sorgen [Dec93]. Die Lichtmischer werden dabei auf die Eintrittsfenster der Sekundärelektronenvervielfacher aufgeklebt. Als Sekundärelektronenvervielfacher kommt ein spezieller Typ mit Maschen–Dynoden zum Einsatz, der auch in einem Magnetfeld der Stärke 1 T noch zuverlässig arbeitet [Jan94].

Tabelle 4.1 zeigt einen Vergleich charakteristischer Größen von BEMC und SPACAL. Das SPACAL ist in kleinere Auslesezellen unterteilt als das BEMC und ist aufgrund der geringeren Strahlungslänge kompakter. Dies führt einerseits zu einer erheblich besseren

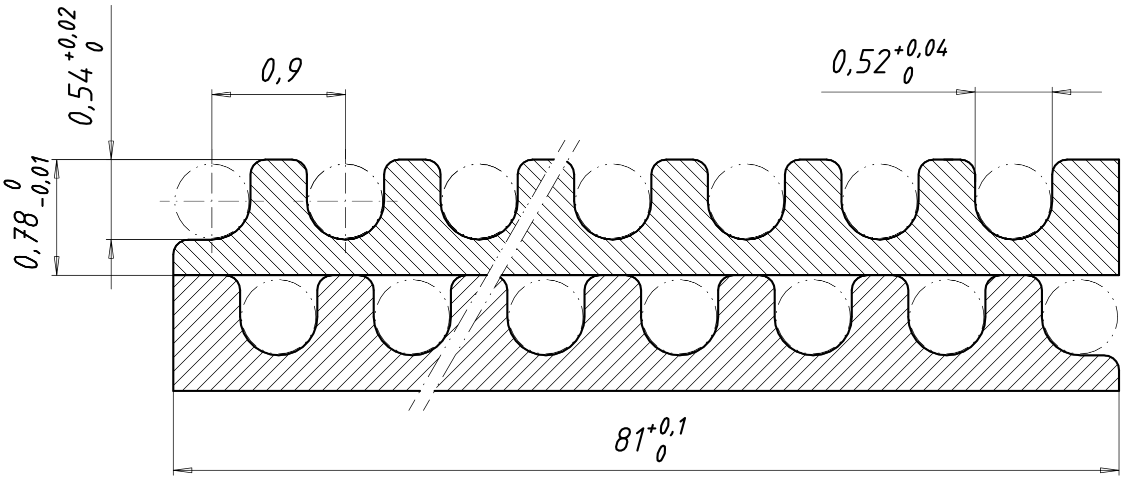


Abbildung 4.2: *Querschnitt zweier Bleiplatten zum Bau des SPACALs [SP-96b]. Die Maße sind in mm angegeben.*

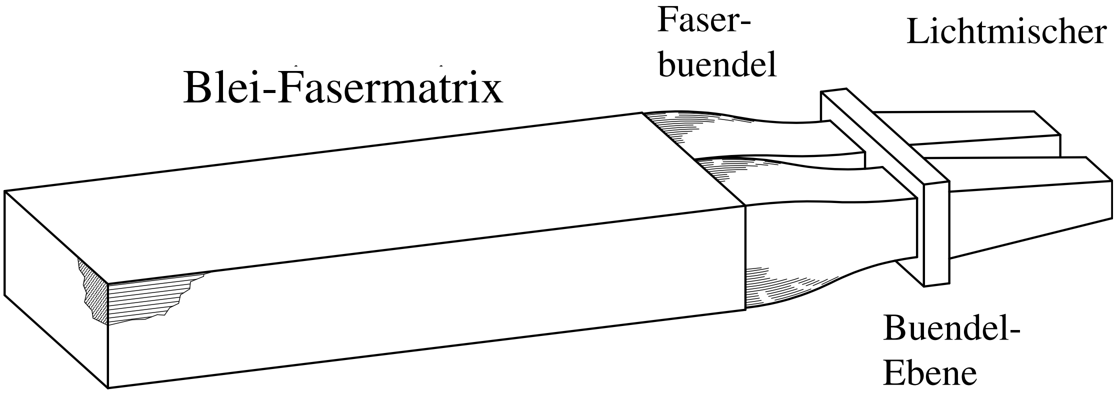


Abbildung 4.3: *Aufbau eines SPACAL–Submoduls [SP-96b].*

Ortsauflösung und andererseits zu einer verbesserten Energierekonstruktion in den Randbereichen des Kalorimeters. Die feine Sampling–Struktur des aktiven Materials führt im Vergleich mit dem BEMC zu einer erheblich verbesserten Energieauflösung von [SP-95a]:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{0.07}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.01)^2 \quad (E \text{ in GeV}) \tag{4.1}$$

Eine weitere Verbesserung wurde durch die Erweiterung des zugänglichen Winkelbereichs bis zu $\theta = 177,5^\circ$ erreicht. Diese Erweiterung wurde im wesentlichen durch die Verwendung spezieller Module im Innenbereich des SPACAL ermöglicht, die das Strahlrohr möglichst eng umschließen. Diese inneren Module wurden im Rahmen dieser Arbeit geplant und angefertigt. Ihr Aufbau soll im folgenden beschrieben werden.

Parameter	**BEMC**	**elektromagnetisches SPACAL**	**hadronisches SPACAL**
Faserdurchmesser	–	0,5 mm	1,0 mm
Verhältnis Blei:Faser	–	2,3 : 1	3,4 : 1
Anzahl der Zellen	88	1192	136
Größe der Zellen	$159 \cdot 159\ \mathrm{mm}^2$	$40{,}5 \cdot 40{,}5\ \mathrm{mm}^2$	$119{,}3 \cdot 119{,}0\ \mathrm{mm}^2$
Aktive Länge	343 mm	250 mm	250 mm
Strahlungslänge	15,8 mm	9,0 mm	8,5 mm
hadr. WWL	350 mm	250 mm	246 mm
Molière–Radius	34 mm	25,5 mm	24,5 mm
Dichte	$4{,}6\ \mathrm{g/cm}^3$	$7{,}3\ \mathrm{g/cm}^3$	$7{,}7\ \mathrm{g/cm}^3$
Winkelbereich	$152^\circ \leq \Theta \leq 174,0^\circ$	$152^\circ \leq \Theta \leq 177,5^\circ$	$160^\circ \leq \Theta \leq 178^\circ$
rel. Energieauflösung	$\frac{10\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 1,7\%$	$\frac{7\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 1\%$	$\frac{13\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 3\%$
Zeitauflösung	$\geq 0{,}1\ \mu\mathrm{s}$	$\leq 0{,}4$ ns	≤ 1 ns
Ortsauflösung	≥ 7 mm	$\frac{4{,}4\,\mathrm{mm}}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} + 1,0\,\mathrm{mm}$	–

Tabelle 4.1: *Vergleich charakteristischer Größen von BEMC und SPACAL, entnommen aus [H1-96c], [SP-95a], [SP-96a] und [SP-96b].*

4.2 Der innere Bereich des SPACAL

Aus mechanischen Gründen werden jeweils acht Submodule zu einem sogenannten Supermodul mit einer quadratischen Querschnittsfläche von $162 \cdot 162\,\mathrm{mm}^2$ zusammengefaßt. Beim Zusammensetzen des SPACAL werden die einzelnen Supermodule lückenlos nebeneinander angeordnet, wobei das Supermodul in der Mitte ausgespart wird. Die Supermodule oberhalb der Mitte müssen dabei durch eine spezielle Haltevorrichtung abgestützt werden. Die Aussparung in der Mitte wird benötigt, um bei der Positionierung des SPACAL im H1–Detektor ausreichend Spielraum zu haben. Nachdem sich das SPACAL in der endgültigen Position befindet, kann die Installation spezieller Module, die im folgenden als Insert–Module bezeichnet werden, erfolgen. Sie füllen den Platz zwischen der runden Strahlröhre und den umgebenden Supermodulen möglichst vollständig aus.

Abbildung 4.4 zeigt einen Querschnitt durch den inneren Bereich des SPACAL, der das Strahlrohr unmittelbar umgibt. Ein Tantalrohr dient zur Abschirmung des Kalorimeters gegen Synchrotronstrahlung und gewährleistet gleichzeitig die mechanische Stabilität des inneren Bereichs. Untersuchungen des Energiespektrums der Synchrotronstrahlung im rückwärtigen Bereich des H1–Detektors ergaben [Wac94], daß eine Dicke von 2 mm des Tantalrohrs sowohl für Abschirmungszwecke als auch für die Stabilität ausreichend ist. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Grenzen zwischen den vier identischen, aber baulich getrennten, Insert–Modulen. Eine Einteilung in vier Module erwies sich im

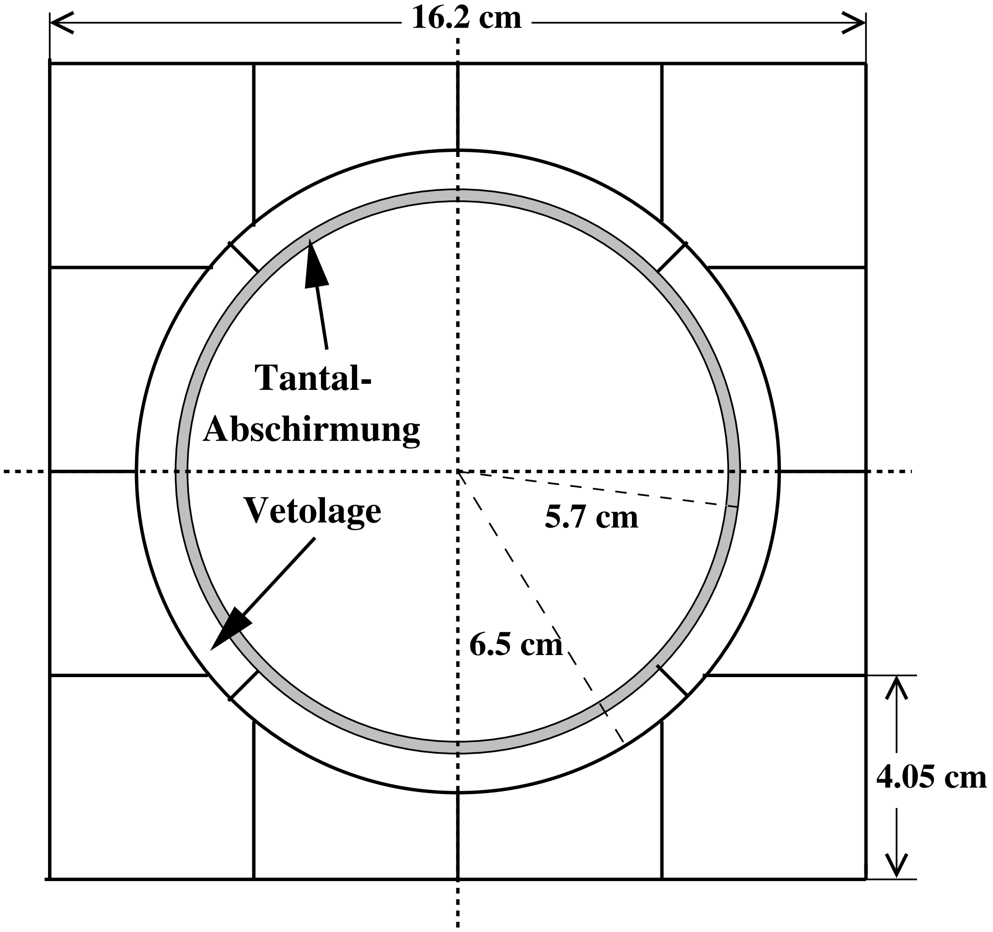


Abbildung 4.4: *Skizze eines Querschnitts durch den inneren Bereich des SPACAL. Die gestrichelten Linien stellen die Grenzen zwischen den vier Insert–Modulen dar und die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Einteilung in Auslesezellen. Nicht eingezeichnet ist die Strahlröhre, die von der Tantalabschirmung umgeben wird.*

Vergleich zu einer ebenfalls möglichen Einteilung in zwei Module als vorteilhaft, da die Installation kleinerer Module einfacher ist. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Bereiche, aus denen die Fasern jeweils einem Sekundärelektronenvervielfacher zugeordnet werden. Die Fasern aus einer 8 mm breiten, das Tantalrohr umgebenden Zone, werden in vier Auslesezellen aufgeteilt, die als Vetolagen bezeichnet werden. Die Vetolagen dienen zur Erkennung von Schauern, deren Energiemessung durch transversale Leckverluste verfälscht wird. Jede Vetolage besteht dabei aus zwei halbierten Lagen benachbarter Insert–Module. Durch diese Maßnahme konnte auch der innere Bereich, der über die gleichen äußeren Abmessungen wie ein Supermodul verfügt, in insgesamt 16 Auslesezellen unterteilt werden, obwohl zur Unterbringung der Sekundärelektronenvervielfacher erheblich weniger Platz zur Verfügung stand. Die verbleibenden zwölf Auslesezellen besitzen zum äußeren Rand hin eine Kantenlänge von 4,05 cm. Ihre Fläche ist jedoch kleiner als

Abbildung 4.5: *Photographie eines Insert–Moduls. Nicht gezeigt ist das 2 mm dicke Tantalrohr, das ebenfalls in Viertel unterteilt ist und die Innenseite des Insert–Moduls bedecken wird. Das Tantalrohr wird an der Innseite des Bündelungsrahmens mit vier Schrauben fixiert.*

die Fläche der regulären Zellen.

Abbildung 4.5 zeigt die Photographie eines Insert–Moduls. Deutlich zu erkennen ist die Blei–Fasermatrix, deren Breite nach oben hin abnimmt, so daß ein Viertelkreis entsteht. Die aus der Matrix austretenden Fasern werden entsprechend den Auslesezellen zusammengefaßt und in einem Bündelungsrahmen fixiert. Die kleinen Faserbündel oben und links entsprechen jeweils einer halben Vetolage und werden zusammen mit einem Faserbündel des benachbarten Insert–Moduls an einen Lichtmischer angekoppelt. Die zu den einzelnen Auslesezellen gehörigen Fasern wurden noch vor dem Stapeln der mit Fasern belegten Bleiplatten auf die gleiche Länge gebracht und farblich markiert, so daß nach dem Stapeln eine exakte Zuordnung der Fasern zu den Auslesezellen vorgenommen werden konnte. In einem nächsten Arbeitsschritt müssen die aus dem Bündelungsrahmen überstehenden Faserenden entfernt werden, so daß eine ebene Fläche entsteht, an die die Lichtmischer angekoppelt werden können.

Durch die Installation der Insert–Module wird der zugängliche Bereich zum Nachweis gestreuter Elektronen zu großen Winkeln hin erweitert. Da der Impulsübertrag Q^2 für die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung proportional zu $\cos^2(\frac{\theta_e}{2})$ ist, ergibt sich eine erhebliche Erweiterung des zugänglichen kinematischen Bereichs zu kleinen Werten von Q^2. Abbildung 4.6 zeigt einen Vergleich des zugänglichen kinematischen Bereichs zwischen BEMC und SPACAL. Es ist zu erkennen, daß durch den Einbau des SPACAL und insbesondere der Insert–Module der zugängliche Bereich um annähernd eine Größenordnung zu kleinen Werten von Q^2 hin erweitert wird.

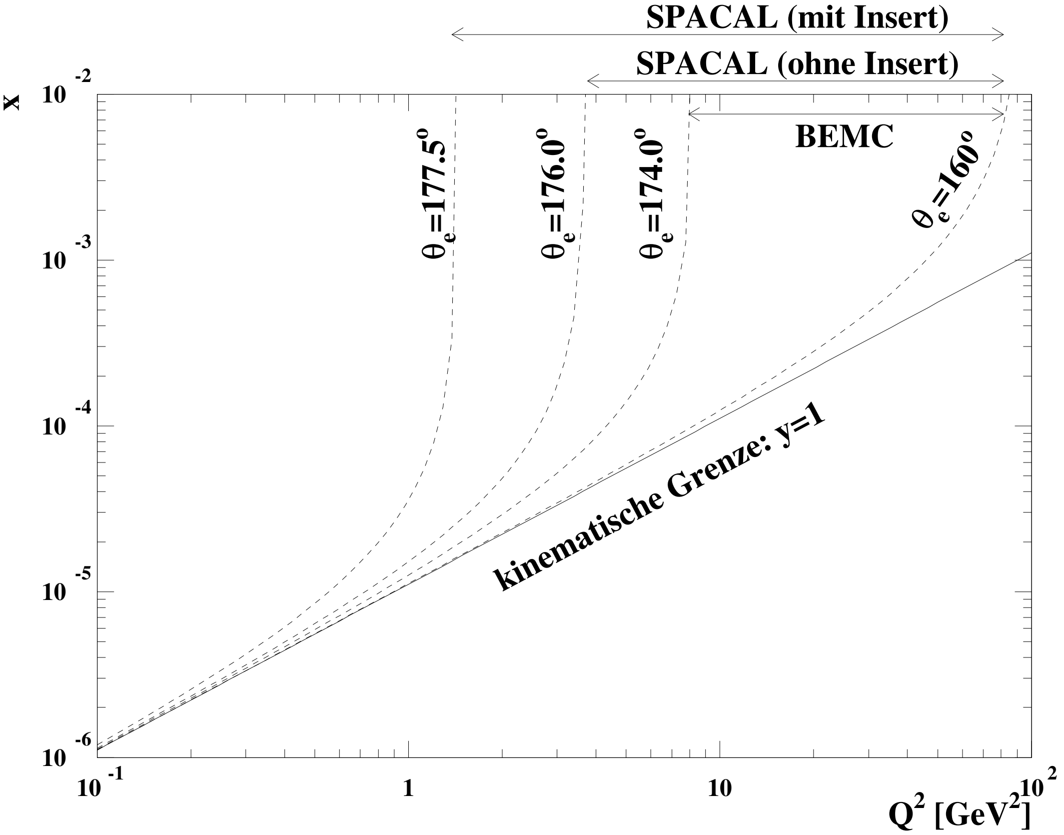


Abbildung 4.6: *Der kinematisch zugängliche Bereich für BEMC und SPACAL im Vergleich. Durch die Installation des SPACAL werden kleinere Werte von x und Q^2 zugänglich, wobei diese Erweiterung hauptsächlich auf die Installation der Insert–Module zurückzuführen ist.*

Das SPACAL wurde zwischen den Datennahmeperioden 1994 und 1995 in den H1–Detektor eingebaut. Neben dieser Verbesserung des H1–Detektors konnte auch die vom Speicherring HERA gelieferte Luminosität 1995 annähernd verdoppelt werden. Während des Betriebs stellte sich allerdings heraus, daß der für tiefinelastische Ereignisse relvante Trigger des SPACAL derart eingestellt war, daß nur ein Teil der tiefinelastischen Ereignisse ein Triggersignal erzeugte. Dies führte dazu, daß die für eine Datenanalyse nutzbare integrierte Luminosität der Datennahmeperiode 1995 nur etwa einem Drittel der nutzbaren Luminosität der Datennahmeperiode 1994 entspricht [Zha96]. Da in dieser Arbeit tiefinelastische Ereignisse mit einem kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlten Photon analysiert werden, erweist es sich aufgrund der größeren zur Verfügung stehenden nutzbaren Luminosität als sinnvoll, die Daten der Datennahmeperiode 1994 zu analysieren.

Eine erste Messung der Protonstrukturfunktion unter Verwendung des SPACAL wurde durch die Analyse von Ereignissen mit verschobenem Wechselwirkungspunkt durchgeführt [H1-96e]. Die vorläufigen Ergebnisse dieser Analyse sind in Anhang A dargestellt.

Kapitel 5

Die Selektion der Ereignisse

In dieser Arbeit soll die Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen Werten des Impulsübertrages Q^2 gemessen werden. Um kleine Werte von Q^2 zu erreichen, sollte die Messung nach Gleichung 2.6 bei kleinen Werten von E_e, E'_e und $\cos^2(\frac{\theta_e}{2})$ durchgeführt werden. Der maximale Streuwinkel θ_e^{max}, bei der ein gestreutes Elektron[1] mit dem H1–Detektor nachgewiesen werden kann, ist durch die Geometrie des BEMC gegeben und beträgt $\theta_e^{\mathrm{max}} \simeq 174°$. Um größere Streuwinkel zu erreichen, wurde der Wechselwirkungspunkt kurzzeitig von $z_{\mathrm{wwp}} \simeq 5\,\mathrm{cm}$ auf $z_{\mathrm{wwp}} \simeq 68\,\mathrm{cm}$ verschoben. Die Analyse dieser Daten ist in [Buc96] und [H1-96a] beschrieben. Die minimale Energie E'_e, bei der das gestreute Elektron identifiziert und von aus Photoproduktionsereignissen stammenden Hadronen unterschieden werden kann, ist ebenfalls durch die Beschaffenheit des BEMC gegeben und beträgt $E_e'^{\mathrm{min}} \simeq 8\,\mathrm{GeV}$. Die Energie E_e des einlaufenden Elektrons ist durch die Strahlenergie und somit durch die Parameter des HERA–Speicherrings gegeben. Während der Datennahmeperiode 1994 war sie konstant und betrug $27{,}5\,\mathrm{GeV}$. Wie aber in Kapitel 2.8 erläutert wurde, kann die Abstrahlung eines Photons der Energie E_γ kollinear zum einlaufenden Elektron als eine Reduktion der Energie des Elektronenstrahls interpretiert werden. Die effektive Energie E_e^{eff} des Elektrons bei der Wechselwirkung mit dem Proton ist in diesem Fall nach Gleichung 2.50 gegeben durch:

$$E_e^{\mathrm{eff}} = E_e - E_\gamma \tag{5.1}$$

Im Rahmen dieser Arbeit werden Ereignisse mit ISR analysiert, bei denen das abgestrahlte hochenergetische Photon im Photondetektor nachgewiesen wird. Hierdurch wird der zugängliche kinematische Bereich zu kleinen Werten von Q^2 erweitert.

Zunächst werden die charakteristischen Eigenschaften tiefinelastischer Ereignisse erläutert. Anschließend wird die Selektion der tiefinelastischen Ereignisse ohne und mit ISR beschrieben. Die Selektion von Bremsstrahlungsereignissen wird im Anschluß daran ebenfalls vorgestellt.

---

[1] Während der Datennahmeperiode 1994 wurde der Speicherring HERA überwiegend mit Positronen anstatt mit Elektronen betrieben. Zur Vereinfachung wird im folgenden lediglich die Rede von Elektronen sein.

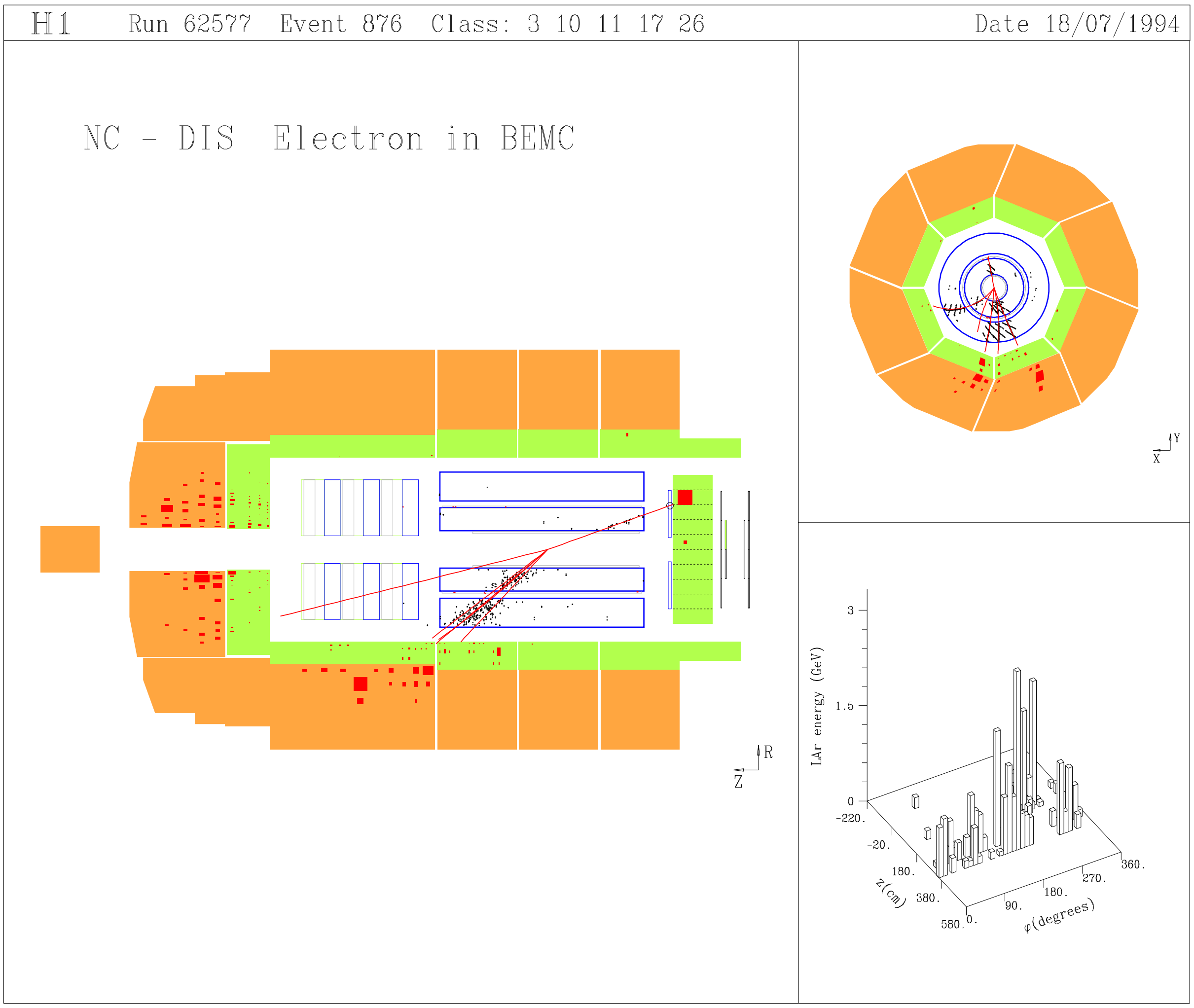


Abbildung 5.1: *Graphische Darstellung eines typischen Ereignisses der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung. Das gestreute Elektron hat in der zentralen Spurkammer CJC1 eine Spur erzeugt und seine Energie im BEMC deponiert. Deutlich erkennbar ist ebenfalls der Protonrest um das Strahlrohr und davon getrennt ein Jet.*

5.1 Charakteristika tiefinelastischer Ereignisse

In diesem Abschnitt sollen die charakteristischen Eigenschaften tiefinelastischer Ereignisse mit und ohne ISR vorgestellt werden. Von besonderem Interesse sind dabei die Verteilungen derjenigen Größen, die zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik benötigt werden. Bereits in Abschnitt 2.2 wurde erläutert, daß die Sigma–Methode eine Weiterentwicklung der Methode von Jaquet und Blondel ist und eine bessere Auflösung liefert als diese. Die Zweiwinkel–Methode liefert eine gute Ereignisrekonstruktion in dem Bereich

$Q^2 > 100\,\mathrm{GeV}^2$ und ist für die in dieser Analyse betrachteten Ereignisse bei niedrigem Q^2 nicht geeignet. Von den in Abschnitt 2.2 vorgestellten Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik werden daher in dieser Arbeit die Elektron– und die Sigma–Methode benutzt.

In die Bestimmung der Kinematik mit der Elektron–Methode fließen die Energie E'_e und der Streuwinkel θ_e des Elektrons ein. Unter Anwendung der Sigma–Methode wird zusätzlich die Größe Σ benötigt, siehe Gleichung 2.13. Die Verteilungen dieser Meßgrößen werden daher im folgenden untersucht.

5.1.1 Ereignisse ohne ISR

Abbildung 5.1 zeigt ein typisches tiefinelastisches Ereignis ohne ISR. Es zeichnet sich vor allem durch das gestreute Elektron aus, welches im BEMC nachgewiesen wurde. In der Vorwärtsrichtung erkennt man nahe am Strahlrohr Energiedepositionen im Flüssigargon–Kalorimeter, die auf den Protonrest zurückzuführen sind. Zusätzlich erkennt man den Jet aus der Hadronisierung des gestreuten Quarks.

In Abbildung 5.2 sind die für die Rekonstruktion der Ereigniskinematik relevanten Größen für simulierte tiefinelastische Ereignisse ohne ISR, bei denen das gestreute Elektron innerhalb der Akzeptanz des BEMC ($160° < \theta_{e,\mathrm{gen}} < 174°$) liegt, dargestellt. In a) ist deutlich ein Maximum bei einer Energie $E'_{e,\mathrm{gen}}$ zu erkennen, die etwa der Energie des einlaufenden Elektrons von $E_e = 27,5\,\mathrm{GeV}$ entspricht. Zu kleineren Energien fällt das Spektrum der Energie des gestreuten Elektrons stetig ab. In b) ist die Winkelverteilung der gestreuten Elektronen dargestellt. Der starke Anstieg zu großen Werten von $\theta_{e,\mathrm{gen}}$ ist auf den $1/Q^4$ –Term im Wirkungsquerschnitt zurückzuführen, siehe Gleichung 2.25.

Abbildungen 5.2 c) und d) zeigen schließlich die Verteilungen der Größen Σ und Σ', wobei Σ bereits in Gleichung 2.13 definiert wurde:

$$\Sigma = \sum_{i=1}^{N_h} (E - p_z)_i \tag{5.2}$$

Die Summe erstreckt sich dabei über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes. Solche Teilchen, die in Richtung des einlaufenden Protons fliegen, tragen zu dieser Summe nichts bei. Da die Teilchen des hadronischen Endzustandes überwiegend in die Vorwärtsregion des H1–Detektors gestreut werden, steigt die Verteilung von Σ zu kleinen Werten hin stark an.

Die Größe Σ' berücksichtigt zusätzlich das gestreute Elektron und ergibt sich dementsprechend zu:

$$\Sigma' = \Sigma + (E - p_z)_{\mathrm{Elektron}} = \Sigma + E'_e(1 - \cos\theta_e) \tag{5.3}$$

Da Σ' für Ereignisse ohne ISR alle Teilchen des Endzustandes berücksichtigt, ist es eine Erhaltungsgröße und hat den Wert $2E_e$. In Abbildung 5.2 d) erkennt man ein breites Maximum bei $\Sigma' \simeq 2E_e$ und einen Ausläufer zu kleineren Werten von Σ' hin. Die Breite der Verteilung ist durch die Auflösung der Kalorimeter bedingt und der Ausläufer ist darauf zurückzuführen, daß in dem Winkelbereich $\theta > 140°$ des H1–Detektors kein hadronisches

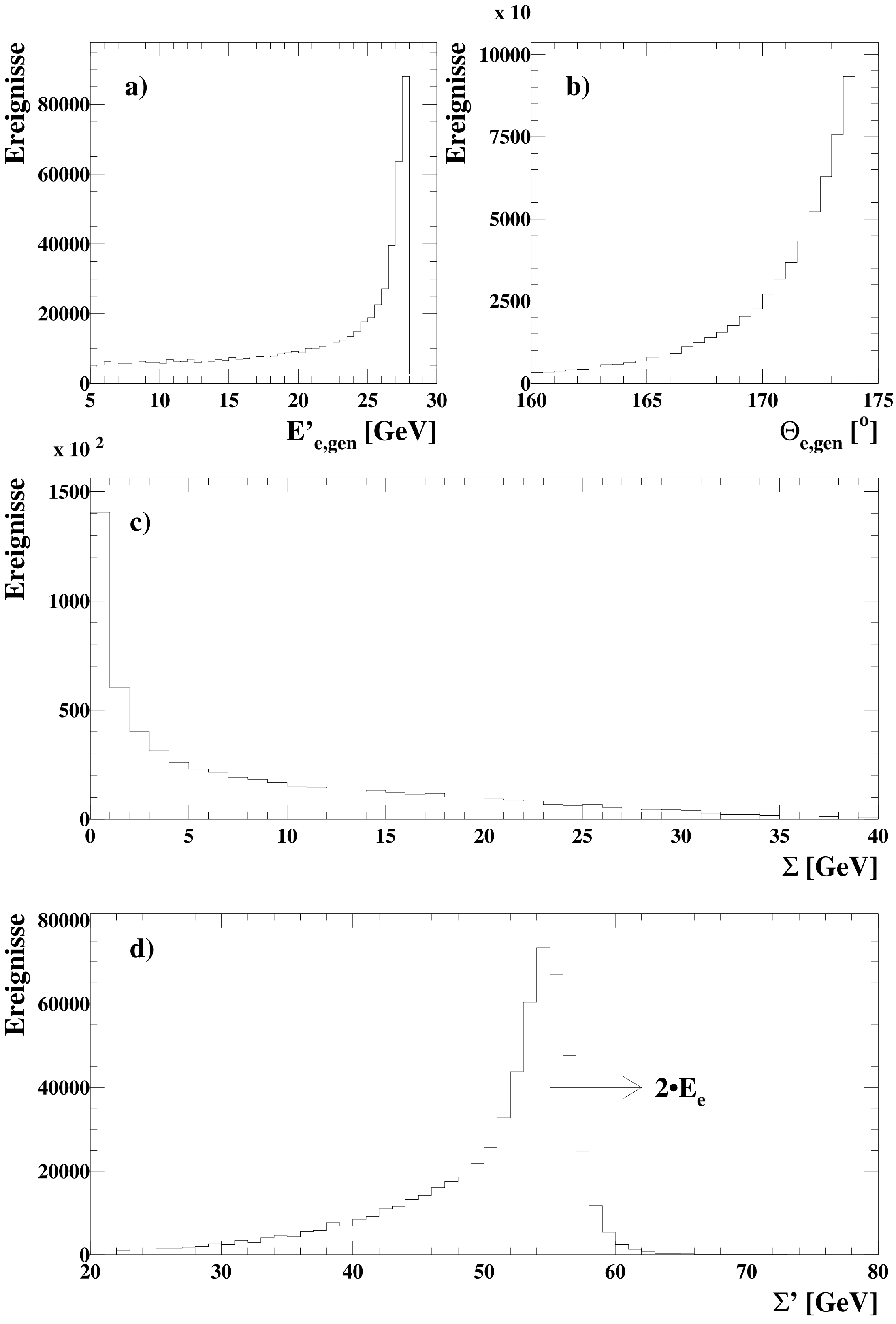


Abbildung 5.2: *Verteilungen der Größen* $E'_{e,\mathrm{gen}}$, $\theta_{e,\mathrm{gen}}$, Σ *und* Σ' *für simulierte tiefinelastische Ereignisse ohne ISR, die innerhalb des Akzeptanzbereichs des BEMC liegen:* $160^\circ < \theta_{e,\mathrm{gen}} < 174^\circ$.

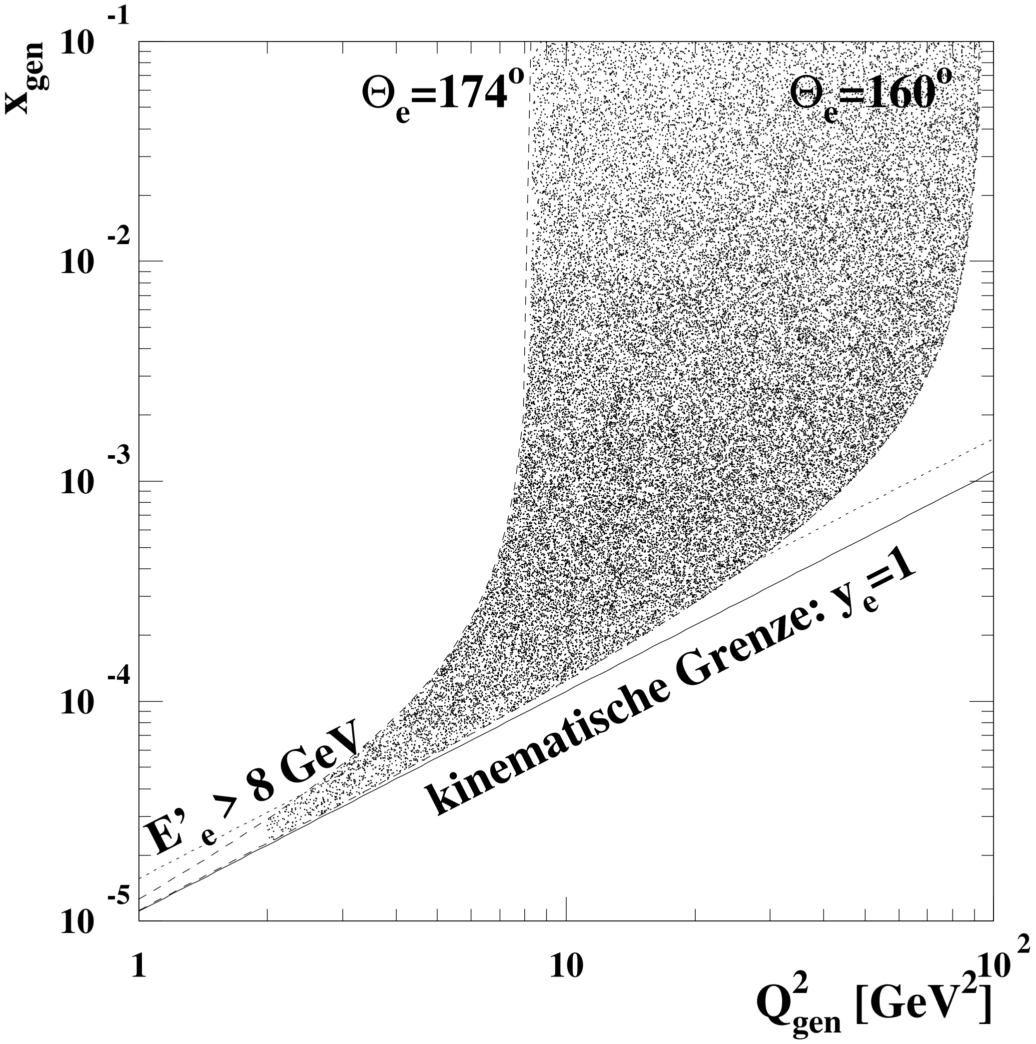


Abbildung 5.3: *Verteilung simulierter tiefinelastischer Ereignisse ohne ISR in der kinematischen x–Q^2–Ebene. Dabei wurden die generierten Größen* x_{gen} *und* Q^2_{gen} *für solche Ereignisse gegeneinander aufgetragen, die im Akzeptanzbereich des BEMC liegen:* $160^\circ < \theta_{e,\mathrm{gen}} < 174^\circ$.

Kalorimeter vorhanden ist. Trifft ein Teilchen des hadronischen Endzustandes in diesen Bereich, so wird nur ein Teil seiner Energie nachgewiesen, was zu einer Reduktion der Größen Σ und Σ' führt.

Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung simulierter tiefinelastischer Ereignisse ohne ISR in der kinematischen Ebene. Zusätzlich sind die Linien konstanten Elektronstreuwinkels, die den Akzeptanzbereich des BEMC definieren, eingezeichnet. Man erkennt deutlich, daß für $Q^2 < 8\,\mathrm{GeV}^2$ nur ein sehr eingeschränkter Bereich in x einer Messung zugänglich ist. Im Gegensatz dazu decken die in dieser Arbeit untersuchten tiefinelastischen Ereignisse mit ISR auch für kleine Werte von Q^2 einen weiten Bereich in x ab, siehe Abbildung 7.1.

5.1.2 Ereignisse mit ISR

Abbildung 5.4 zeigt verschiedene Verteilungen für simulierte tiefinelastische Ereignisse mit ISR, die innerhalb des Akzeptanzbereichs des BEMC liegen. In a) ist das Energiespektrum des abgestrahlten Photons abgebildet. Es ist bei hohen Energien durch die Bedingung $E_\gamma < E_e$ limitiert und steigt zu kleinen Photonenergien hin stark an. Um die Divergenz des Wirkungsquerschnitts zu kleinen Photonenergien hin zu vermeiden, wurden nur Ereignisse mit einer Photonenergie von mindestens 3 GeV simuliert. In b) ist die Energiesumme $E_{\gamma,\text{gen}} + E'_{e,\text{gen}}$ dargestellt. In Analogie zu den tiefinelastischen Ereignissen ohne ISR ist auch hier ein kinematischer Peak zu beobachten.

Der Beitrag des hadronischen Endzustands, des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons zur Energiesumme $\sum_i (E-p_z)_i$ wird in Abbildung 5.4 c) verdeutlicht. Auffallend ist, daß die Verteilung von Σ verglichen mit Ereignissen ohne ISR bei deutlich niedrigeren Werten liegt. Diese reduzierte hadronische Aktivität ist darauf zurückzuführen, daß die Photonabstrahlung zu einer verringerten Schwerpunktsenergie führt. Um alle Teilchen des Endzustandes zu berücksichtigen, wird die Größe Σ'' wie folgt definiert:

$$\Sigma'' = \Sigma' + (E - p_z)_{\text{Photon}} \simeq \Sigma' + 2 \cdot E_\gamma \tag{5.4}$$

Die Vereinfachung $(E - p_z)_{\text{Photon}} \simeq 2 \cdot E_\gamma$ ist in sehr guter Näherung erfüllt. Die Verteilung von Σ'' liegt im Mittel bei $2E_e$ und zeigt einen deutlich verringerten Ausläufer zu kleineren Energien verglichen mit der Verteilung von Σ' im nichtradiativen Fall. Die Ursache hierfür ist die Abstrahlung hochenergetischer Photonen, die zu einer Verringerung der Elektronenergie und somit zu einem stärkeren Boost der Teilchen des hadronischen Endzustands in die Vorwärtsregion des Detektors führt. Folglich werden weniger Hadronen in den Winkelbereich $\theta > 140°$, in dem kein hadronisches Kalorimeter vorhanden ist, gestreut.

Ein Teilchen der Energie E_{miss}, das den H1–Detektor in negativer z–Richtung unerkannt verläßt, liefert einen großen Beitrag zu der Erhaltungsgröße Σ''. Dies kann dazu benutzt werden, um die Energie dieses nicht nachgewiesenen Teilchens abzuschätzen. Es gilt:

$$\sum_{i=1}^{N_h} (E - p_z)_i + (E - p_z)_{\text{Elektron}} + (E - p_z)_{\text{miss}} = 2E_e \tag{5.5}$$

Unter Verwendung der Identitäten

$$\begin{aligned} (E - p_z)_{\text{Elektron}} &= 2E_e(1 - y_e) && (5.6)\\ (E - p_z)_{\text{miss}} &\simeq 2E_{\text{miss}} && (5.7)\\ \sum_{i=1}^{N_h} (E - p_z)_i &= 2E_e \cdot y_{\text{JB}} && (5.8) \end{aligned}$$

ergibt sich schließlich die Relation:

$$E_{\text{miss}} = E_e(y_e - y_{\text{JB}}) \tag{5.9}$$

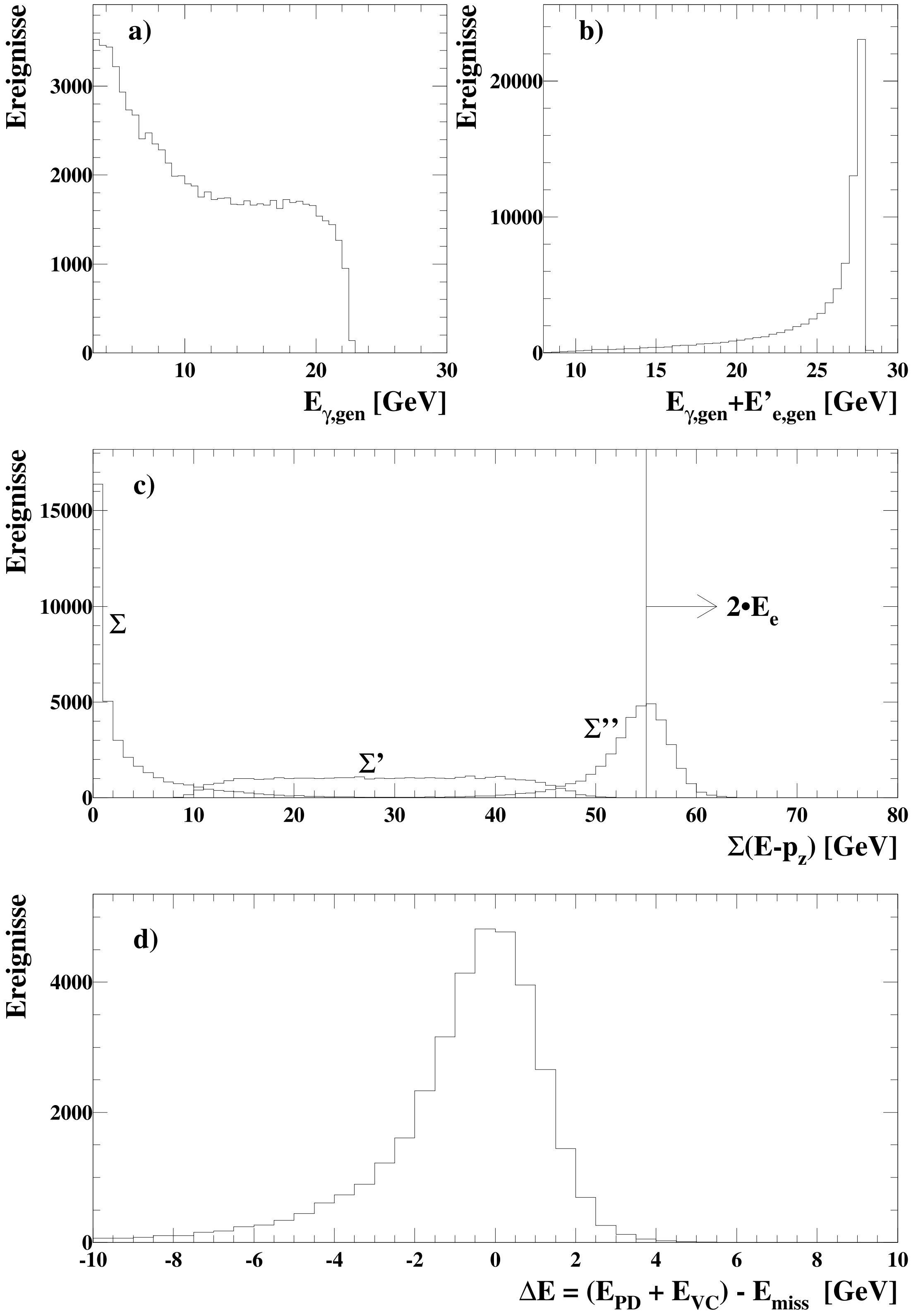


Abbildung 5.4: *Verteilung der Größen E_γ, $E_\gamma + E'_e$, Σ, Σ', Σ'' und ΔE für simulierte tiefinelastische Ereignisse mit ISR, die im Akzeptanzbereich des BEMC liegen:* $160^\circ < \theta_{e,\mathrm{gen}} < 174^\circ$.

Diese Gleichung kann dazu benutzt werden, um auch solche tiefinelastischen Ereignisse mit ISR zu erkennen und die Photonenergie abzuschätzen, bei denen das abgestrahlte Photon nicht im Photondetektor nachgewiesen wurde. Wurde das Photon hingegen nachgewiesen, so sollte die Energie E_{miss} im Mittel der rekonstruierten Energie des Photons $E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}$ entsprechen. In Abbildung 5.4 d) ist für solche Ereignisse die Differenz $\Delta E = (E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) - E_{\mathrm{miss}}$ aufgetragen. Es ist ein breits Maximum bei $\Delta E = 0$ zu erkennen und ein Ausläufer zu negativen Werten von ΔE, der wiederum durch die unvollständige Messung der Energie der Hadronen bei $\theta > 140^\circ$ verursacht wird.

5.2 Die Selektion der verwendeten Ereignisse

Die Signatur tiefinelastischer Ereignisse mit ISR ist zum einen ein gestreutes Elektron, welches mit dem BEMC nachgewiesen wird und zum anderen ein in Flugrichtung des Elektrons abgestrahltes Photon, das auf den Photondetektor des Luminositätssystems trifft. Diese Signatur kann aber auch durch die beiden Hauptuntergrundquellen vorgetäuscht werden:

- Eine Zufallskoinzidenz aus einem tiefinelastischen Ereignis ohne ISR mit einem Bremsstrahlungsereignis
- Eine Zufallskoinzidenz aus einem Photoproduktionsereignis mit einem Bremsstrahlungsereignis, wobei ein Teilchen des hadronischen Endzustands ein gestreutes Elektron im BEMC vortäuscht

Um diese Untergrundereignisse zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit auch eine Stichprobe tiefinelastischer Ereignisse ohne ISR und eine Stichprobe von Bremsstrahlungsereignissen selektiert. Die Bremsstrahlungsereignisse werden einerseits in Abschnitt 5.2.5 dazu benutzt, um durch Überlagerung mit simulierten tiefinelastischen Ereignissen und Photoproduktionsereignissen die Zufallskoinzidenzen auch in der Simulation zu berücksichtigen und andererseits wird mit Hilfe dieser Ereignisse die Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems in Kapitel 6 überprüft.

Bevor die Selektion der unterschiedlichen Ereignistypen im Detail vorgestellt wird, wird die Selektion der Runs beschrieben, die für alle Ereignisse Gültigkeit besitzt.

5.2.1 Die Selektion der Runs

Die Datennahme mit dem H1–Detektor erfolgt in zeitlichen Perioden, im folgenden als Runs bezeichnet, in denen wichtige Parameter des Detektors, wie zum Beispiel die eingestellten Triggerschwellen, unverändert bleiben.

Es wurden nur Ereignisse aus Runs selektiert, bei denen eine einwandfreie Funktion der wichtigsten Subdetektoren gewährleistet war[2]. Zusätzlich wurde verlangt, daß die Untergrundraten aufgrund von Strahl–Strahlrohr oder Strahl–Restgas–Ereignissen gering war[3].

---

[2] Die Qualität der Runs wurde in der Konvention der H1–Kollaboration als gut oder mittelgut eingestuft.

[3] Die Runs wurden in der Konvention der H1–Kollaboration in die Triggerphase 3 oder 4 eingeordnet.

Darüber hinausgehend wurden nur Ereignisse aus solchen Runs analysiert, bei denen die Hochspannung der in dieser Analyse benutzten Subdetektoren für mindestens 85% der Laufzeit des Runs auf ihren nominellen Wert eingestellt waren. Die Subdetektoren sind: das TOF, die zentralen Spurkammern CJC, das BEMC, die BPC, das Flüssigargon–Kalorimeter LAr und das Luminositätssystem Lumi. Für die Analyse wurde die Luminosität auf die Ausfallzeiten dieser Detektoren korrigiert. Es ist zwar möglich, die integrierte Luminosität auch für Runs mit mehr als 15% Ausfallzeit auf die effektive Laufzeit zu korrigieren und somit den nicht selektierten Ereignissen Rechnung zu tragen, doch dieser Schnitt wurde eingeführt, um eine Quelle für systematische Fehler klein zu halten. Es zeigt sich darüber hinaus, daß durch diesen Schnitt nur ein kleiner Teil der gesammelten Luminosität verloren geht.

5.2.2 Die Selektion tiefinelastischer Ereignisse ohne ISR

Die Selektion tiefinelastischer Ereignisse basiert auf der Identifikation des gestreuten Elektrons mit der rückwärtigen Proportionalkammer BPC und dem BEMC. Die wesentliche Annahme dabei ist, daß das gestreute Elektron ein Signal in der BPC und den Cluster mit der größten im BEMC rekonstruierten Energie E_{clust} erzeugt hat. Abbildung 5.5 a) zeigt die Verteilung der Energie E_{clust} für Ereignisse aus den Daten. Deutlich zu erkennen ist der kinematische Peak bei $E_{\mathrm{clust}} \simeq E_e$. Zu kleinen Energien hin steigt das Spektrum im Gegensatz zum Energiespektrum simulierter tiefinelastischer Ereignisse, siehe Abbildung 5.2, steil an[4]. Dieser Anstieg wird durch Photoproduktionsereignisse verursacht. Da das Elektron bei Photoproduktionsereignissen aufgrund des geringen Impulsübertrages den Detektor ungestreut verläßt, werden in diesem Fall alle Cluster im BEMC durch Teilchen des hadronischen Endzustandes verursacht, so daß lediglich vorgetäuscht wird, daß das gestreute Elektron das BEMC getroffen hat. In Abbildung 5.5 b) ist E_{clust} für selektierte Photoproduktionsereignisse dargestellt. Es wurde eine Energie $E_{\mathrm{ET}} > 4\,\mathrm{GeV}$ im Elektrondetektor des Luminositätssystems gefordert. Um sicherzustellen, daß es sich bei diesen Ereignissen nicht um eine Zufallskoinzidenz aus einem tiefinelastischen und einem Bremsstrahlungsereignis handelt, wurde zusätzlich verlangt: $E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} < 1\,\mathrm{GeV}$ und $\Sigma + 2E_{\mathrm{ET}} < 65\,\mathrm{GeV}$. Das gemessene Spektrum von E_{clust} steigt zu kleinen Werten hin stark an. Um tiefinelastische Ereignisse mit einem möglichst kleinen Anteil an Photoproduktionsereignissen zu selektieren wird gefordert, daß kein Elektron im Elektrondetektor nachgewiesen wurde:

$$E_{\mathrm{ET}} < 1\,\mathrm{GeV} \tag{5.10}$$

Um auch solche Photoproduktionsereignisse zu unterdrücken, die kein Signal im Elektrondetektor aufweisen, wird zusätzlich gefordert, daß die Energie E_{clust} oberhalb einer festen Schwelle liegt. Da in dieser Analyse andererseits die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung bei niedrigen Werten von Q^2 untersucht werden soll, ist ein Schnitt bei einem möglichst kleinen Wert von E_{clust} erstrebenswert. Es wurde verlangt:

$$E_{\mathrm{clust}} > 8\,\mathrm{GeV} \tag{5.11}$$

---

[4] Für Energien unterhalb von 10 GeV verringert sich dieser Anstieg, da die Effizienz des BEMC–Triggers zu kleineren Energien hin abfällt

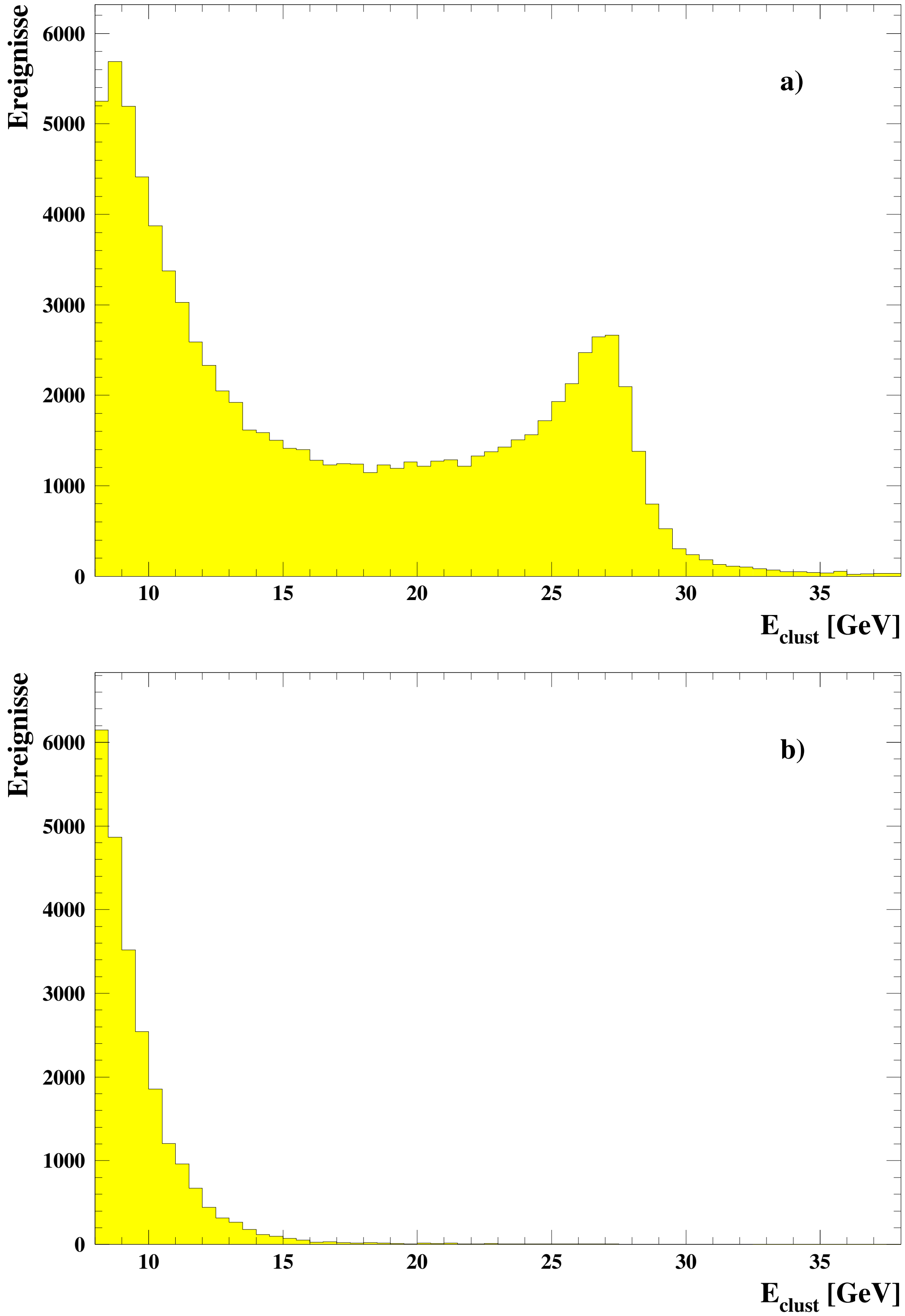


Abbildung 5.5: *Verteilung der Energie $E_{\rm clust}$ des Clusters im BEMC mit der höchsten Energie für Ereignisse aus den Daten. In a) wurden keine Selektionsschnitte angewendet. In b) wurden Ereignisse der Photoproduktion durch die Bedingungen $E_{\rm ET} > 4\,{\rm GeV}$, $E_{\rm PD} + E_{\rm VC} < 1\,{\rm GeV}$ und $\Sigma + 2E_{\rm ET} < 65\,{\rm GeV}$ selektiert.*

Weiterhin wurde für jedes Ereignis gefordert, daß der Subtrigger S_0 gesetzt ist. Die Schwelle dieses Triggerelements war in der Datennahmeperiode 1994 auf eine Energie von 7,7 GeV eingestellt, siehe Abschnitt 3.2.7. Neben dem starken Anstieg des Photoproduktionsuntergrundes ist dieser Schwellenwert ein weiterer Grund, eine Mindestenergie von 8 GeV für den Cluster mit der höchsten im BEMC rekonstruierten Energie zu fordern.

Eine weitere Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen ist durch einen Schnitt auf die laterale Schauerausdehnung möglich, da hadronische Schauer in der Regel eine größere transversale Ausdehnung aufweisen als elektromagnetische. Zur Messung der lateralen Schauerausdehnung eines Clusters wird die Orts– und Energieinformation aller Photodioden verwendet, die einen Beitrag zur Energie des Clusters liefern. Der Radius r_{clust} des Clusters mit der höchsten im BEMC rekonstruierten Energie ist dann definiert durch:

$$r_{\mathrm{clust}} = \frac{1}{E_{\mathrm{clust}}} \sum_{j=1}^{N_{\mathrm{Dioden}}} E^j_{\mathrm{diode}} \sqrt{(x_{\mathrm{s}} - x_j)^2 + (y_{\mathrm{s}} - y_j)^2} \qquad (5.12)$$

Der Punkt (x_s, y_s) ist hierbei der Clusterschwerpunkt in der Ebene senkrecht zur Strahlachse und die Koordinaten x_j und y_j bezeichnen den Ort der Photodiode j, in der die Energie E^j_{diode} rekonstruiert wurde. Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung von r_{clust} für selektierte Ereignisse aus den Daten. In a) wurden Ereignisse aus dem kinematischen Peak durch die Bedingung $25\,\mathrm{GeV} < E_{\mathrm{clust}} < 30\,\mathrm{GeV}$ selektiert, so daß in dieser Stichprobe keine Photoproduktionsereignisse vorhanden sein sollten. Die Verteilung hat ein Maximum bei $r_{\mathrm{clust}} \simeq 1\,\mathrm{cm}$ und fällt zu großen Werten hin stark ab. In b) wurden Ereignisse der Photoproduktion mit den schon vorher benutzten Schnitten selektiert und zusätzlich $E_{\mathrm{clust}} > 8\,\mathrm{GeV}$ verlangt. Es ist zu erkennen, daß die Verteilung erheblich breiter ist als in a), was darauf zurückzuführen ist, daß die laterale Ausdehnung hadronischer Schauer größer ist als die elektromagnetischer Schauer. Zur Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen wird daher im folgenden der Schnitt

$$r_{\mathrm{clust}} < 4\,\mathrm{cm} \qquad (5.13)$$

benutzt. Da die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers in guter Näherung unabhängig von der Energie des einfallenden Teilchens ist [Ama81], verwirft dieser Schnitt auch für Energien $E_{\mathrm{clust}} < 25\,\mathrm{GeV}$ nur wenige tiefinelastische Ereignisse.

Photoproduktionsereignisse, bei denen durch π^0–Zerfall ein Photon entsteht, können die bisher vorgestellten Selektionskriterien für tiefinelastische Ereignisse erfüllen. Um auch diese Ereignisse zu unterdrücken, wird ausgenutzt, daß neutrale Teilchen kein Signal in der BPC erzeugen[5], während für ein Elektron ein rekonstruierter Raumpunkt in der BPC erwartet wird, welcher sich nahe an der Verbindungslinie zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem Cluster im BEMC befinden sollte. Der Abstand des am nächsten an dieser Verbindungslinie liegenden rekonstruierten Raumpunktes wird im folgenden mit d_{BPC} bezeichnet. Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung dieser Größe für die bereits vorher benutzten Stichproben der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung und der Photoproduktion.

---

[5] Lediglich in dem Fall, daß das Teilchen im Material vor der BPC wechselwirkt oder daß Teilchen des Schauers im BEMC rückwärts gestreut werden, können durch die dabei entstandenen geladenen Teilchen Signale in der BPC erzeugt werden.

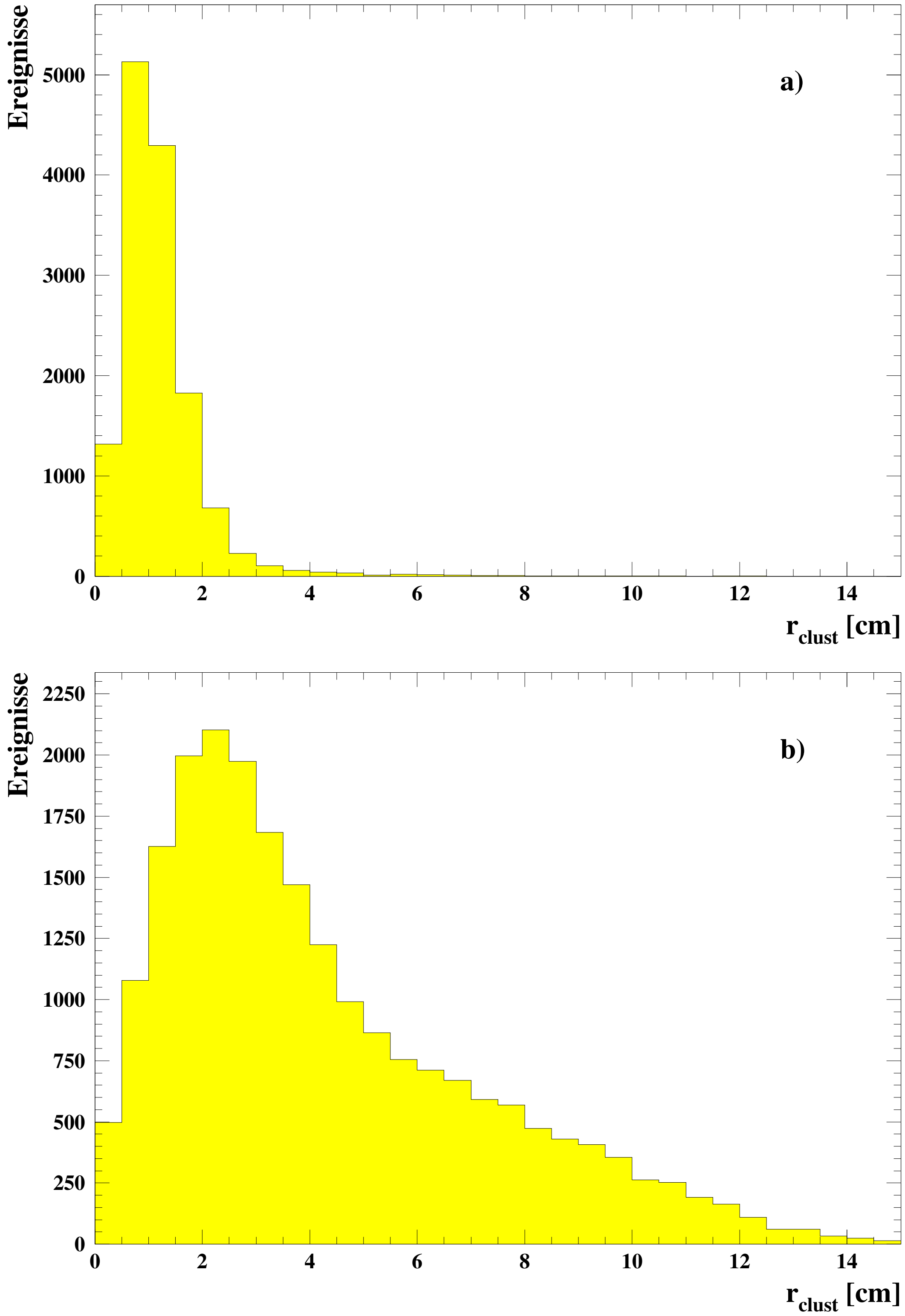


Abbildung 5.6: *Verteilung des Radius* r_{clust} *des Clusters im BEMC mit der höchsten Energie für aus den Daten selektierte Ereignisse. In a) wurden tiefinelastische Ereignisse durch die Bedingung* $25\,\text{GeV} < E_{\text{clust}} < 30\,\text{GeV}$ *und in b) Ereignisse der Photoproduktion durch die Bedingungen* $E_{\text{ET}} > 4\,\text{GeV}$, $E_{\text{PD}} + E_{\text{VC}} < 1\,\text{GeV}$, $\Sigma + 2E_{\text{ET}} < 65\,\text{GeV}$ *und* $E_{\text{clust}} > 8\,\text{GeV}$ *selektiert.*

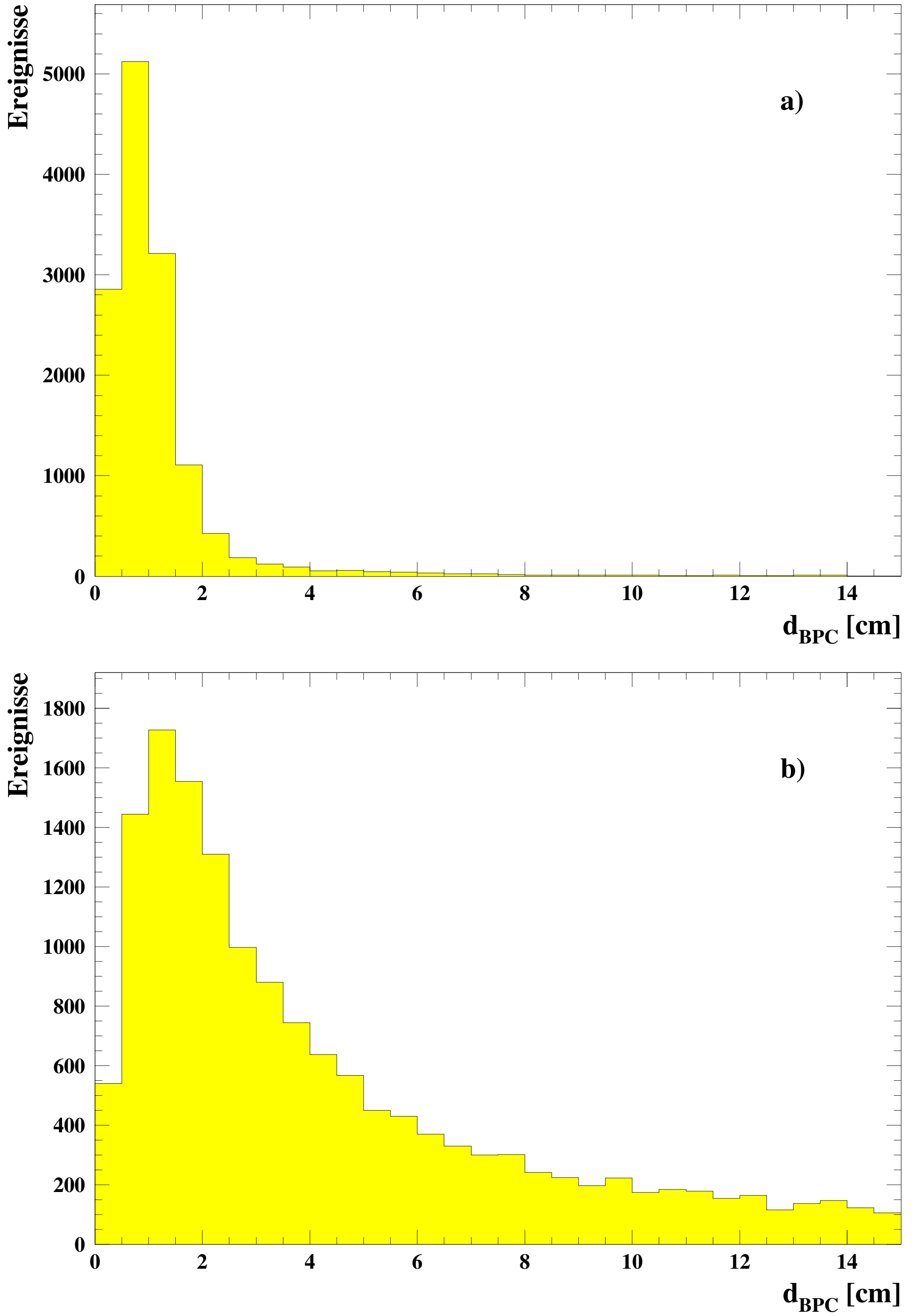


Abbildung 5.7: *Verteilung des Abstandes* d_{BPC} *für aus den Daten selektierte Ereignisse. Es wurden die gleichen Selektionskriterien für tiefinelastische Ereignisse in a) und für Photoproduktionsereignisse in b) verwendet wie in Abbildung 5.6*

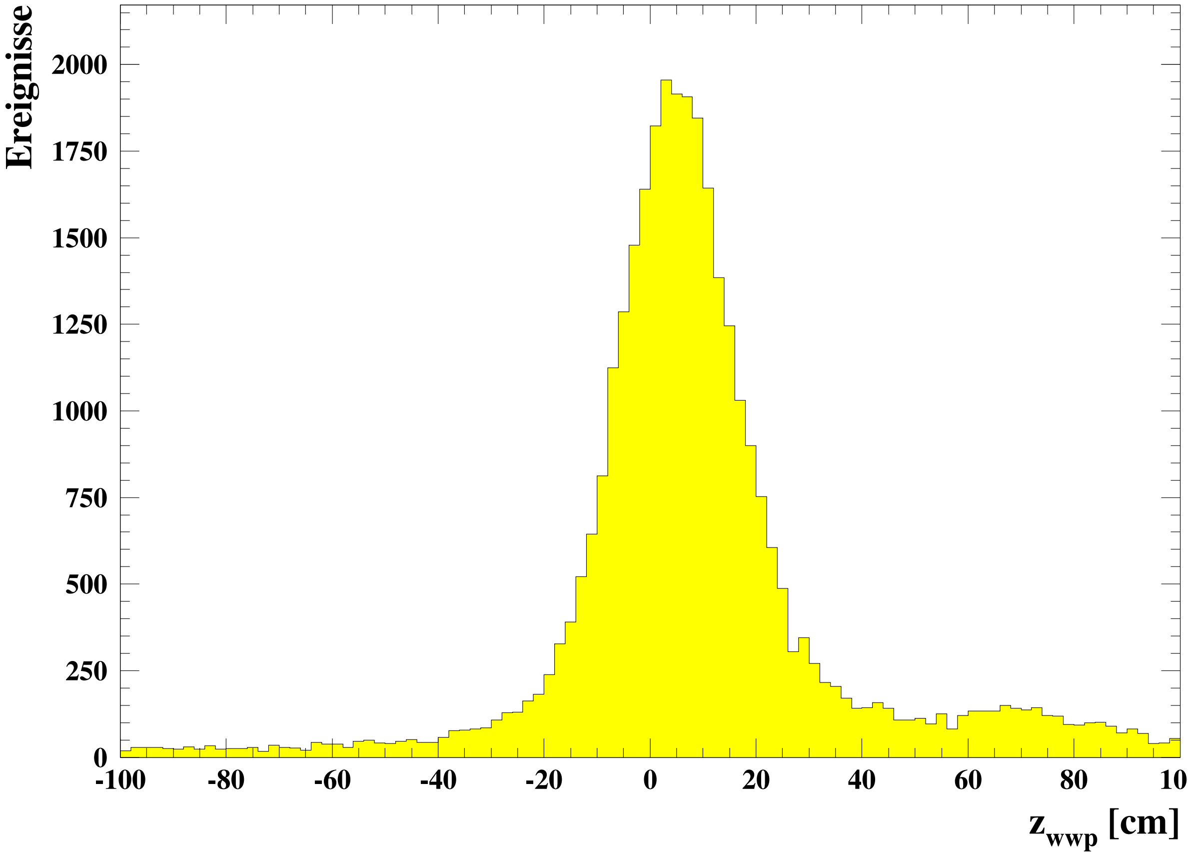


Abbildung 5.8: *Verteilung der z–Position des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes für tiefinelastische Ereignisse, bei denen ein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden konnte und zusätzlich gilt:* $25\,\text{GeV} < E_{\text{clust}} < 30\,\text{GeV}$.

Im Gegensatz zu den tiefinelastischen Ereignissen gibt es viele Photoproduktionsereignisse mit großen Werten von d_{BPC}, so daß im folgenden das Kriterium

$$d_{\text{BPC}} < 4\,\text{cm} \tag{5.14}$$

zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse verwendet wird. Der rekonstruierte Punkt in der BPC wird darüber hinaus dazu benutzt, um den Streuwinkel θ_e des Elektrons zu bestimmen, da die Ortsauflösung der BPC erheblich besser ist als die des BEMC.

Um den Streuwinkel des Elektrons bestimmen zu können, ist die Kenntnis des Wechselwirkungspunktes erforderlich. Während sowohl der Elektronen– als auch der Protonen–Strahl in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung fokussiert sind und die Lage der Strahlen sehr stabil ist, haben die Pakete des Protonen–Strahls eine Länge von etwa 20 cm. Abbildung 5.8 zeigt die Verteilung der z–Position z_{wwp} des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes für Ereignisse mit $25\,\text{GeV} < E_{\text{clust}} < 30\,\text{GeV}$. Das Maximum der Verteilung liegt bei $z_{\text{wwp}} \simeq 5\,\text{cm}$. Ein zweites Maximum ist zu erkennen bei $z_{\text{wwp}} \simeq 70\,\text{cm}$. Hierbei handelt

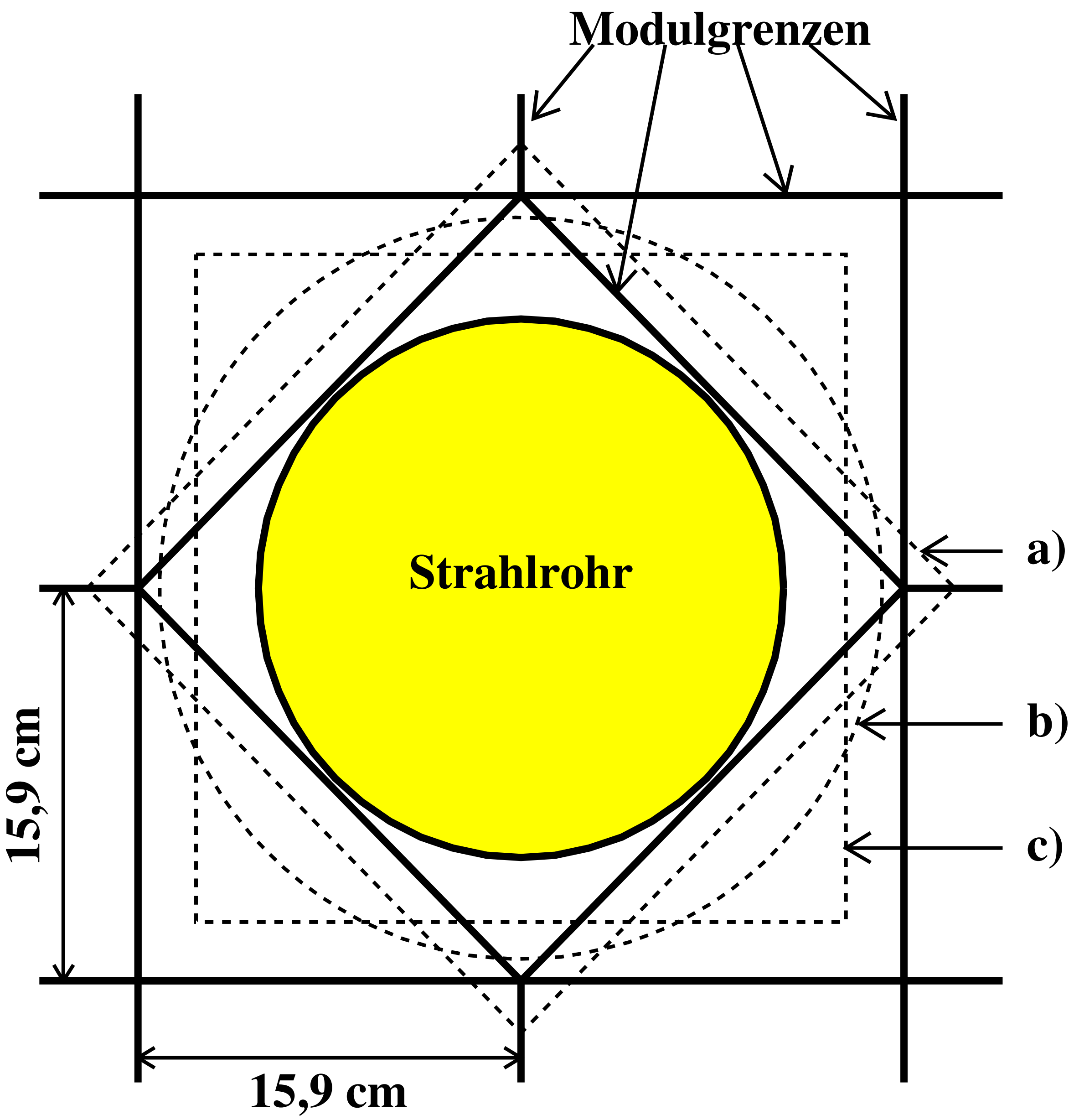


Abbildung 5.9: *Darstellung der inneren Region des BEMC und der benutzten Schnitte. Die dicken Linien stellen die Modulgrenzen dar, und die gestrichelten Linien deuten die benutzten Schnitte an. Die Schnitte a) und b) werden generell verwendet, während c) nur in den Runs verwendet wird, in denen die inneren Dreiecksmodule des BEMC kein Triggersignal erzeugen konnten. Die Schnitte a), b) und c) werden im Text erläutert.*

es sich um die sogenannten Satelliten–Pakete des Protonen–Strahls, die dem Protonpaket um eine Schwingung der Beschleunigungsfrequenz von 208, 13 MHz vorauseilen. Da sich die Detektorakzeptanz für die Satelliten–Pakete von derjenigen für die Haupt–Pakete unterscheidet [Lev95], wird zur Ereignisselektion gefordert, daß ein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden kann, der in dem Bereich

$$-30\,\mathrm{cm} \leq z_{\mathrm{wwp}} \leq 40\,\mathrm{cm} \tag{5.15}$$

liegt. Darüber hinaus unterdrückt dieser Schnitt Strahl–Restgas– und Strahl–Wand–Ereignisse, deren Ursprung sich in der gesamten vom H1–Detektor abgedeckten Zone befinden kann, während die gesuchten Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung bevorzugt in dem selektierten Bereich stattfinden. Eine weitere Unterdrückung von strahlinduzierten Untergrundereignissen wird durch die Forderung erreicht, daß im Flugzeitzähler in derjenigen Auslesezelle, die sich unmittelbar hinter dem Cluster mit der größten rekonstruierten Energie im BEMC befindet, kein Signal im Untergrundfenster registriert wurde.

Zusätzlich zu den bisher beschriebenen Selektionskriterien werden weitere Schnitte verwendet, die Ereignisse ausschließen, bei denen das Elektron in solche Bereiche des Detektors gestreut wird, die zu großen Unsicherheiten in der Energie– und Winkelmessung führen. Dies ist insbesondere der innere Bereich des BEMC, der das Strahlrohr umgibt. Dieser Bereich ist in Abbildung 5.9 skizziert. Um das Strahlrohr herum befinden sich vier dreieckige Module. Trifft ein gestreutes Elektron auf den inneren Rand eines dieser Module, so ist aufgrund transversaler Leckverluste des elektromagnetischen Schauers eine genaue Energiemessung nicht gewährleistet. Da allerdings Ereignisse bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 bevorzugt große Streuwinkel θ_e des Elektrons aufweisen, ist gerade im inneren Bereich des BEMC eine hohe Detektorakzeptanz wünschenswert. Als Kompromiß wird daher wird gefordert, daß der dem Elektron zugeordnete rekonstruierte Raumpunkt $(x_{\mathrm{BPC}}, y_{\mathrm{BPC}})$ der BPC mindestens einen Abstand von 2 cm vom inneren Rand der Dreiecksmodule hat:

$$|x_{BPC}| + |y_{BPC}| > 18\,\mathrm{cm} \tag{5.16}$$

Dieser Schnitt ist in Abbildung 5.9 mit a) gekennzeichnet. Insbesondere werden Ereignisse ausgeschlossen, bei denen das Elektron in solche Bereiche gestreut wird, in denen zwei normale Module und zwei dreieckige Module aneinandertreffen. Diese Bereiche weisen Inhomogenitäten für die Energiemessung von bis zu 20% auf [Rei95], die nur schwer korrigierbar sind.

Die dreieckigen Module wurden in der Datennahmeperiode 1994 für einen Großteil der Meßzeit nicht für Triggerzwecke genutzt, um die Rate von Ereignissen mit einem BSET–Triggersignal gering zu halten. Es zeigt sich jedoch, daß ein Elektron ein Triggersignal in einem der benachbarten Module erzeugen kann, sofern dort ein Großteil der Energie des elektromagnetischen Schauers deponiert wird. Dies ist der Fall, wenn der Auftreffort des Elektrons nicht weiter als 2, 5 cm von dem benachbarten Modul entfernt ist, wie in Abschnitt 7.5.2 deutlich werden wird. Daher wird zur Selektion von Ereignissen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung für solche Runs, bei denen die inneren Dreiecksmodule nicht für Triggerzwecke benutzt wurden, gefordert:

$$\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|, |y_{\mathrm{BPC}}|\} > 13,5\,\mathrm{cm} \tag{5.17}$$

Dieser Schnitt ist in Abbildung 5.9 mit c) gekennzeichnet.

Der sensitive Bereich der BPC befindet sich bei $13{,}5\,\mathrm{cm} \leq R_{BPC} \leq 64\,\mathrm{cm}$, wobei R_{BPC} den Abstand zur Strahlmitte angibt: $R_{BPC} = \sqrt{x^2_{\mathrm{BPC}} + y^2_{\mathrm{BPC}}}$. Für Werte von $R_{BPC} < 14\,\mathrm{cm}$ ist die Effizienz zur Rekonstruktion des Durchgangspunktes eines Elektrons gering und weist eine starke Ortsabhängigkeit auf, während sie für $R_{BPC} > 15\,\mathrm{cm}$ unabhängig vom Ort oberhalb von 98% liegt [Mül95]. Daher wird zur Ereignisselektion der in Abbildung 5.9 mit b) gekennzeichnete Schnitt eingeführt:

$$R_{BPC} > 15\,\mathrm{cm} \tag{5.18}$$

Um auch im äußeren Bereich der BPC Inhomogenitäten zu vermeiden und eine hohe Effizienz zu gewährleisten, wird darüber hinaus verlangt:

$$R_{BPC} < 60\,\mathrm{cm} \tag{5.19}$$

Die folgende Liste faßt alle zur Selektion von Ereignissen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung verwendeten Kriterien zusammen:

- Selektion der Runs:
  - ▷ Die Qualität des Runs wurde als gut oder mittelgut eingestuft
  - ▷ Die Rate von Untergrundereignissen war während des Runs gering
  - ▷ Die Hochspannung der Komponenten `CJC, BPC, BEMC, TOF, LAr` und `Lumi` waren für mindestens 85% der Zeit eines Runs auf ihren nominellen Wert eingestellt
- Schnitte zur Identifizierung des gestreuten Elektrons:
  - ▷ Der Subtrigger S_0 ist gesetzt
  - ▷ $E_{\mathrm{clust}} > 8$ GeV
  - ▷ $r_{\mathrm{clust}} < 4$ cm
  - ▷ $d_{\mathrm{BPC}} < 4$ cm
- Schnitte zur Sicherstellung hoher Akzeptanz und Effizienz:
  - ▷ $-30\,\mathrm{cm} \leq z_{\mathrm{wwp}} \leq 40\,\mathrm{cm}$
  - ▷ $|x_{\mathrm{BPC}}| + |y_{\mathrm{BPC}}| > 18\,\mathrm{cm}$
  - ▷ $\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|, |y_{\mathrm{BPC}}|\} > 13{,}5\,\mathrm{cm}$ für Runs, bei denen die Dreiecksmodule des BEMC nicht für das Triggersignal berücksichtigt wurden
  - ▷ $R_{\mathrm{BPC}} > 15\,\mathrm{cm}$
  - ▷ $R_{\mathrm{BPC}} < 60\,\mathrm{cm}$
- Schnitte gegen Untergrundereignisse:
  - ▷ $E_{\mathrm{ET}} < 1$ GeV
  - ▷ In der Auslesezelle des Flugzeitzählers, die sich hinter dem Cluster mit der größten im BEMC rekonstruierten Energie befindet, gibt es kein Signal im Untergrundfenster

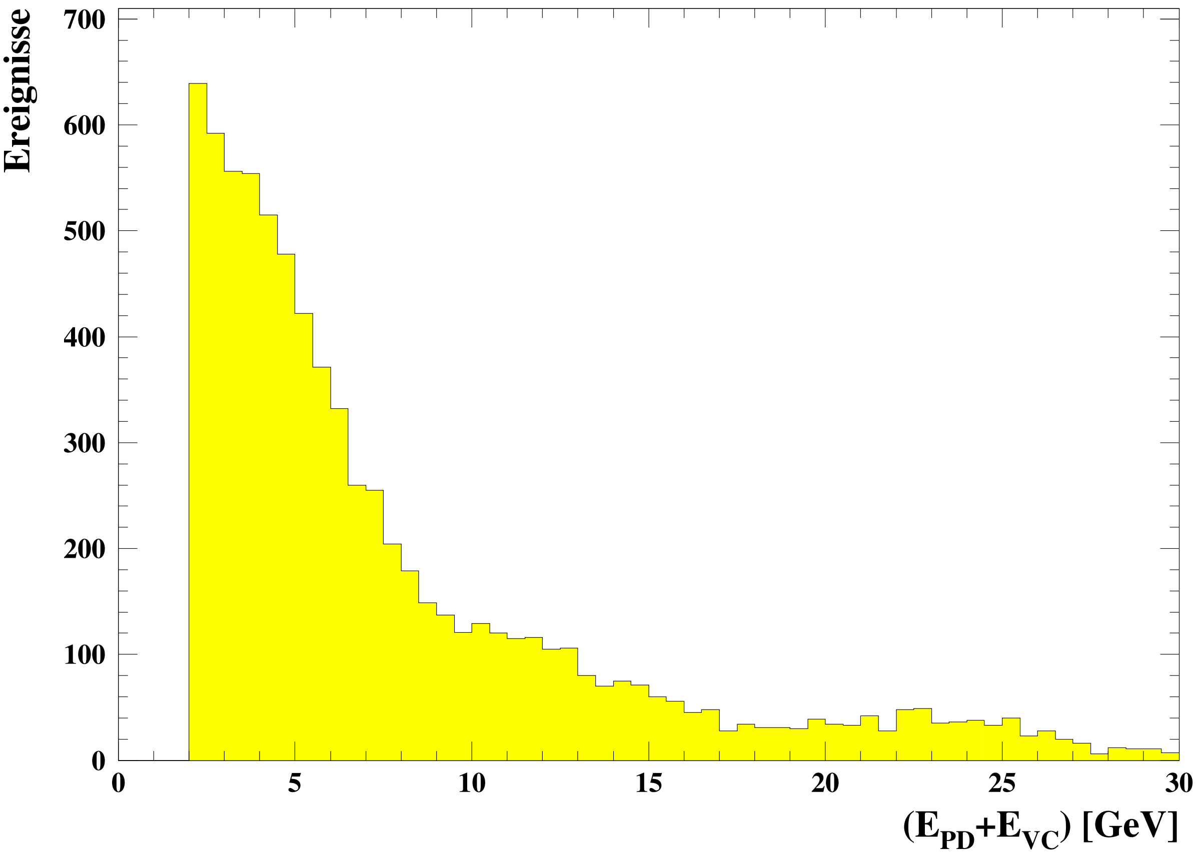


Abbildung 5.10: *Spektrum der Energie* $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}})$ *im Photondetektor und im Vetozähler für tiefinelastische Ereignisse. Es wurden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen mehr als* 2 GeV *im Photonarm des Luminositätssystems deponiert wurde.*

5.2.3 Die Selektion tiefinelastischer Ereignisse mit ISR

Zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse der Elektron–Proton–Streuung mit ISR wird zusätzlich zu den im vorherigen Abschnitt erläuterten Kriterien der Nachweis eines kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlten Photons gefordert. Eine Möglichkeit, ein solches Photon zu erkennen, besteht darin, den Wert der Energie E_{miss} gemäß Gleichung 5.9 zu berechnen und nach dem in Abschnitt 5.1.2 gesagten anzunehmen, daß E_{miss} der Energie des abgestrahlten Photons entspricht. Die zweite Möglichkeit ist der direkte Nachweis des abgestrahlten Photons mit dem Photondetektor des Luminositätssystems. Diese Methode hat den Nachteil, daß aufgrund der geometrischen Akzeptanz des Photondetektors nur ein Teil der Ereignisse nachgewiesen werden kann, während die erste Methode alle Ereignisse erkennt. Der Vorteil ist aber einerseits, daß die Energiemessung mit dem Photondetektor erheblich genauer ist, was zu einer erheblich besseren Rekonstruktion der kinematischen Variablen x und Q^2 führt, und andererseits lassen sich Photoprodukti-

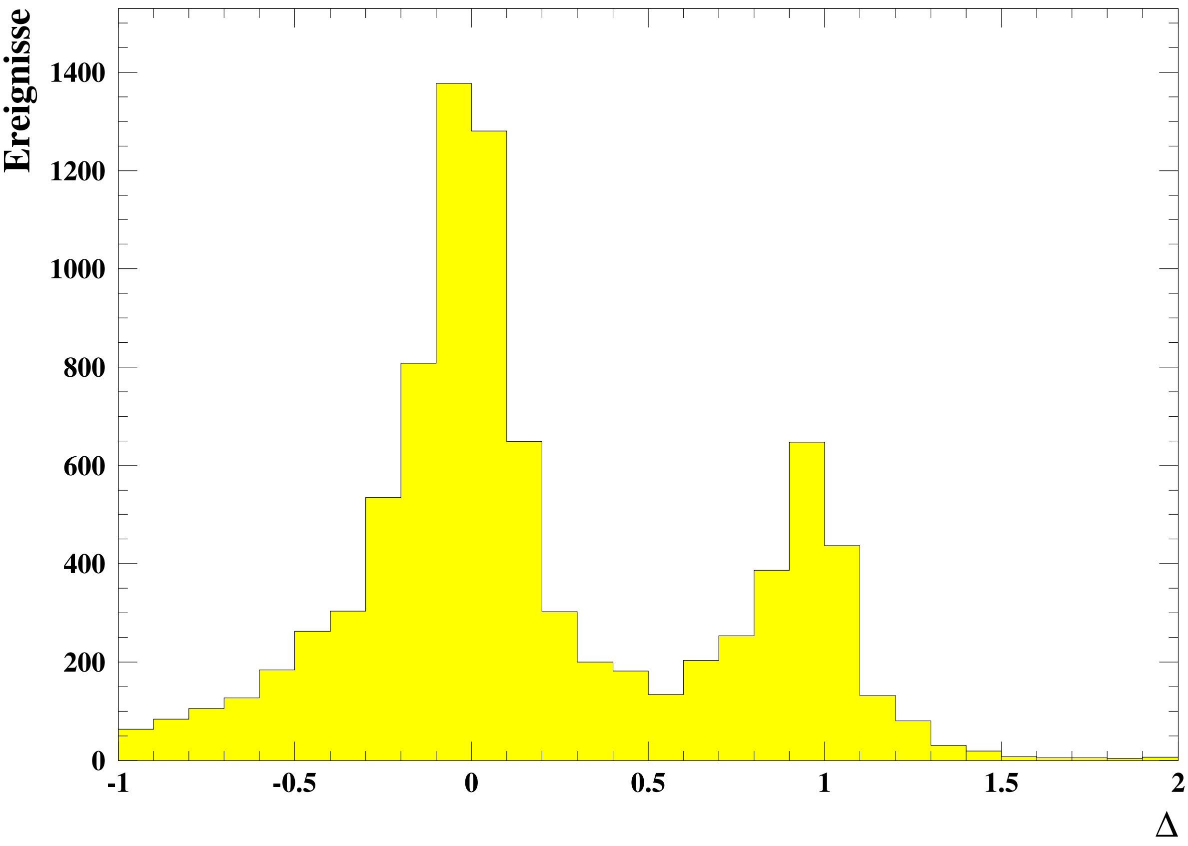


Abbildung 5.11: *Spektrum der Größe Δ für tiefinelastische Ereignisse, die die Bedingung $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) > 4\,\mathrm{GeV}$ erfüllen. Dabei ist Δ wie folgt definiert: $\Delta = \frac{(E_{\mathrm{PD}}+E_{\mathrm{VC}})-E_{\mathrm{miss}}}{(E_{\mathrm{PD}}+E_{\mathrm{VC}})}$. Bei Ereignissen mit $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) \simeq E_{\mathrm{miss}}$ kann davon ausgegangen werden, daß es sich um tiefinelastische Ereignisse mit ISR handelt, während die Ereignisse mit $E_{\mathrm{miss}} \simeq 0$ bevorzugt auf eine Überlagerung eines tiefinelastischen Ereignisses mit einem Bremsstrahlungsereignis zurückzuführen sind.*

onsereignisse besser unterdrücken. Daher wird zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse mit ISR der Nachweis des Photons im Photondetektor gefordert.

Abbildung 5.10 zeigt das Spektrum der Energie $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}})$ für tiefinelastische Ereignisse, die mit den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Kriterien selektiert wurden. Da bei den meisten dieser Ereignisse kein Photon abgestrahlt wurde, wurden nur solche Ereignisse berücksichtigt, bei denen mehr als 2 GeV im Photonarm des Luminositätssystems deponiert wurde. Das Spektrum fällt zu hohen Energien hin stark ab und endet bei $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) \simeq 30\,\mathrm{GeV}$. Aufgrund des Schnittes $E_{\mathrm{clust}} > 8\,\mathrm{GeV}$ und der Beziehung $E_{\mathrm{clust}}+E_{\gamma} \leq 27,5\,\mathrm{GeV}$ erwartet man jedoch, daß das Spektrum bei $(E_{\mathrm{PD}}+E_{\mathrm{VC}}) \simeq 20\,\mathrm{GeV}$ endet. Die Ereignisse mit einer Energie $(E_{\mathrm{PD}}+E_{\mathrm{VC}})$ zwischen 20 GeV und 30 GeV können daher nur auf eine Zufallskoinzidenz aus einem tiefinelastischen Ereignis und einem Bremsstrahlungsereignis zurückzuführen sein.

Der Photondetektor befindet sich nahe am Strahlrohr, so daß er trotz Abschirmung einer hohen Untergrundrate ausgesetzt ist. Da dieser Untergrund überwiegend niederenergetische Energieeinträge im Photondetektor erzeugt, wird zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse mit ISR gefordert:

$$(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) > 4\,\mathrm{GeV} \tag{5.20}$$

Da die Energie des abgestrahlten Photons einerseits mit dem Photonarm des Luminositätssystems gemessen wird, andererseits aber auch durch E_{miss} abgeschätzt werden kann, soll überprüft werden, inwieweit die beiden Größen $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}})$ und E_{miss} übereinstimmen. Dazu wird die Größe Δ wie folgt definiert:

$$\Delta = \frac{(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) - E_{\mathrm{miss}}}{(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}})} \tag{5.21}$$

Abbildung 5.11 zeigt die Verteilung von Δ für alle tiefinelastischen Ereignisse, die die Bedingung $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) > 4\,\mathrm{GeV}$ erfüllen. Es ist ein Maximum bei $\Delta \simeq 0$ und ein zweites bei $\Delta \simeq 1$ zu erkennen. Bei den Ereignissen, die dem ersten Maximum zugeordnet werden können, stimmen $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}})$ und E_{miss} im Rahmen der Detektorauflösung überein, wie es für Ereignisse mit ISR erwartet wird. Für die Ereignisse im zweiten Maximum gilt hingegen $E_{\mathrm{miss}} \simeq 0$, so daß das im Photondetektor registrierte Photon nicht aus derselben Reaktion stammen kann, deren Produkte im H1–Detektor beobachtet werden. Daher wird angenommen, daß es sich bei Ereignissen mit $\Delta \simeq 1$ um Zufallskoinzidenzen von Ereignissen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne Photonabstrahlung mit einem Bremsstrahlungsereignis handelt, wobei das aus dem Bremsstrahlungsprozeß stammende Elektron den Elektrondetektor des Luminositätssystems verfehlt. Die beobachtete Auflösung der Größe Δ entspricht der Auflösung in den Simulationsrechnungen, wie auch aus Abbildung 7.14 hervorgeht. Das Verhältnis von Ereignissen mit $\Delta \simeq 0$ zu Ereignissen mit $\Delta \simeq 1$ beträgt etwa 2:1 und wurde bereits für Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1993 beobachtet [Obr94, H1-95b]. Um einen Großteil der Zufallskoinzidenzen zu unterdrücken, wird im folgenden verlangt:

$$\Delta < 0,5 \tag{5.22}$$

Eine genauere Untersuchung des verbleibenden Untergrunds aufgrund dieser Zufallskoinzidenzen sowie aufgrund von Zufallskoinzidenzen von Photoproduktionsereignissen mit einem Bremsstrahlungsereignis wird in Abschnitt 7.7 durchgeführt.

Abschließend seien alle Schnitte zur Selektion von Ereignissen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit ISR aufgelistet, die zusätzlich zu den in Abschnitt 5.2.2 erläuterten angewendet werden:

- $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) > 4\,\mathrm{GeV}$
- $\Delta = \frac{(E_{\mathrm{PD}}+E_{\mathrm{VC}})-E_{\mathrm{miss}}}{(E_{\mathrm{PD}}+E_{\mathrm{VC}})} < 0,5$

Die Stichprobe der selektierten Ereignisse, die alle diese Kriterien erfüllen, umfaßt insgesamt 6876 Ereignisse.

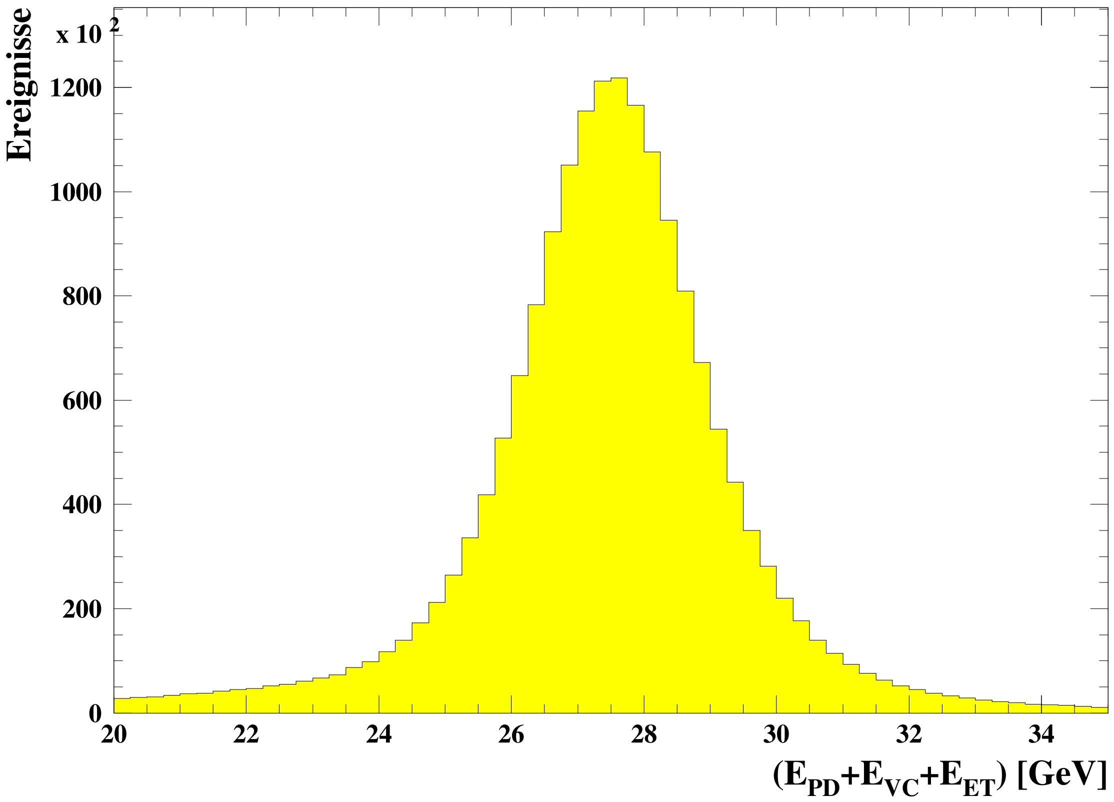


Abbildung 5.12: *Summe der Energien ($E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} + E_{\mathrm{ET}}$) im Photondetektor, im Vetozähler und im Elektrondetektor für selektierte Bremsstrahlungsereignisse.*

5.2.4 Die Selektion von Bremsstrahlungsereignissen

Der Bremsstrahlungsprozeß wurde bereits in Abschnitt 3.2.5 eingeführt. Das einlaufende Elektron strahlt ein Photon in Flugrichtung ab und verliert dadurch Energie. In mehr als 97% der Ereignisse trifft das Photon den Photondetektor des Luminositätssystems. Daher wird zur Selektion von Bremsstrahlungsereignissen gefordert:

$$(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) > 4\,\mathrm{GeV} \tag{5.23}$$

Das gestreute Elektron fliegt ebenfalls in die Richtung des einlaufenden Elektrons, allerdings mit verminderter Energie. Je nach Energie wird das Elektron mehr oder weniger stark von den folgenden Dipolmagneten des Speicherrings abgelenkt. Daher ist die Wahrscheinlichkeit, daß das gestreute Elektron den Elektrondetektor des Luminositätssystems erreicht, stark von der Teilchenenergie abhängig. Solche Ereignisse, bei denen neben einem Photon auch ein Elektron mit den Detektoren des Luminositätssystems nachgewiesen werden, sind Kandidaten für Bremsstrahlungsereignisse:

$$E_{\mathrm{ET}} > 4\,\mathrm{GeV} \tag{5.24}$$

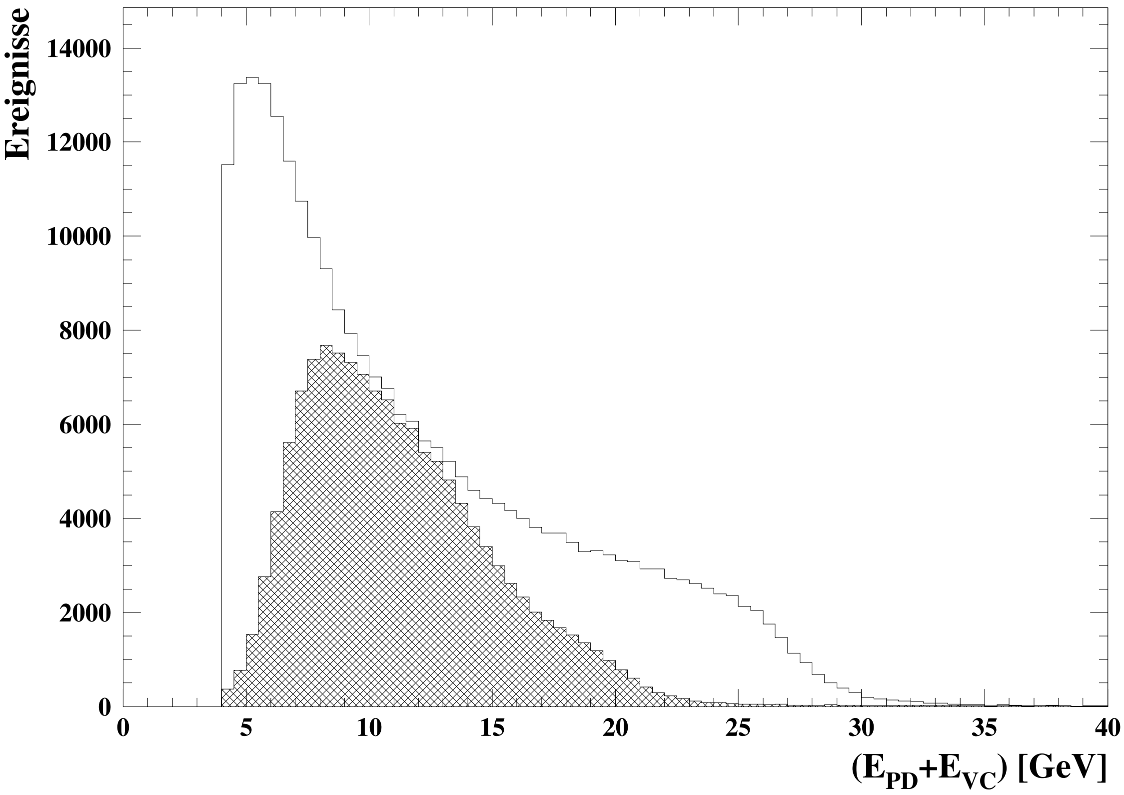


Abbildung 5.13: *Energiespektrum der Photonen aus Bremsstrahlungsereignissen, die zur Erzeugung der Zufallskoinzidenzen mit tiefinelastischen Ereignissen benutzt werden. Die Ereignisse erfüllen die in Abschnitt 5.2.1 aufgeführten Selektionskriterien und zeichnen sich durch ein Triggersignal des Photondetektors aus. Das schraffierte Histogramm enthält solche Ereignisse, bei denen zusätzlich das Elektron im Elektrondetektor nachgewiesen wurde.*

Abbildung 5.12 zeigt die Summe der Energien im Photondetektor, im Vetozähler und im Elektrondetektor für Ereignisse, die beide Kriterien erfüllen. Die Verteilung ist symmetrisch und der Mittelwert liegt bei der Strahlenergie der Elektronen, wie für Bremsstrahlungsereignisse erwartet wird.

5.2.5 Die Selektion von Bremsstrahlungsereignissen zur Erzeugung von Zufallskoinzidenzen für simulierte Ereignisse

Um Zufallskoinzidenzen von tiefinelastischen Ereignissen ohne ISR bzw. von Photoproduktionsereignissen mit einem Bremsstrahlungsereignis auch in der Simulation zu berücksichtigen, werden simulierten Ereignissen dieser beiden Ereignisklassen Bremsstrahlungsereignisse künstlich überlagert. Um eine möglichst realistische Beschreibung dieser Untergrundereignisse zu erhalten, werden hierzu Bremsstrahlungsereignisse aus dem Experiment benutzt. Allerdings können zur Selektion der Bremsstrahlungsereignisse nicht die Kriterien aus dem vorhergehenden Abschnitt verwendet werden, da Ereignisse mit $E_{\mathrm{ET}} > 4\,\mathrm{GeV}$ nicht in der Analyse berücksichtigt werden. Es müssen daher Bremsstrahlungsereignisse selektiert werden, ohne Informationen des Elektrondetektors zu verwenden. Dies ist möglich, indem man ein Triggersignal des Photondetektors fordert und eine Energie von $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) > 4\,\mathrm{GeV}$ verlangt. Da der Wirkungsquerschnitt für den Bremsstrahlungsprozeß erheblich größer ist als für tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung mit ISR [H1-95b], besteht die so selektierte Stichprobe fast ausschließlich aus Bremsstrahlungsereignissen. Zusätzlich müssen auch die Kriterien zur Selektion der Runs erfüllt sein. Abbildung 5.13 zeigt das Energiespektrum der Photonen aus den so selektierten Bremsstrahlungsereignissen. Es fällt zu großen Energien hin stark ab und hat wenige Einträge mit $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) > 30\,\mathrm{GeV}$. Einträge mit $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}) > E_e$ werden zum einen durch die endliche Auflösung der Energiemessung des Photondetektors und des Vetozählers und zum anderen durch die Überlagerung mehrerer Bremsstrahlungsereignisse verursacht. Zu kleinen Energien hin setzt sich der Anstieg des Spektrums nicht unvermindert fort, da der Trigger des Photondetektors auf einen Schwellenwert von etwa 4 GeV eingestellt war [Gog96]. Das grau unterlegte Histogramm enthält solche Ereignisse, bei denen zusätzlich das Elektron im Elektrondetektor nachgewiesen wurde. Werden diese Ereignisse einem simulierten tiefinelastischen Ereignis ohne ISR oder einem simulierten Photoproduktionsereignis überlagert, so werden sie aufgrund ihrer Energiedeposition im Elektrondetektor als Bremsstrahlungsereignisse erkannt und stellen keinen Untergrund für die Analyse der Ereignisse mit ISR dar. Alle anderen, nicht grau unterlegten Ereignisse, werden simulierten Ereignissen überlagert und lassen sich zunächst nicht von tiefinelastischen Ereignissen mit ISR unterscheiden.

Ein Teil dieser Zufallskoinzidenzen läßt sich wie schon in Abschnitt 5.2.3 erläutert wurde, durch den Schnitt auf die Größe Δ unterdrücken. Der verbleibende Untergrund aufgrund dieser Zufallskoinzidenzen wird in Abschnitt 7.7 abgeschätzt.

5.3 Die Bestimmung der integrierten Luminosität

Zur Messung von Wirkungsquerschnitten, also auch der Protonstrukturfunktion, muß die vom Speicherring gelieferte integrierte Luminosität möglichst präzise gemessen werden. Bereits während der Datennahme werden zu diesem Zwecke Bremsstrahlungsereignisse selektiert und in einem separaten Datenstrom auf Bänder gesichert, wobei aufgrund der großen Anzahl von etwa 10^7 Ereignissen nur die mit dem Luminositätssystem erfaßten Informationen abgespeichert werden. Anhand der Rate von Bremsstrahlungsereignissen, bei denen das Photon und das Elektron in Koinzidenz nachgewiesen werden, erfolgt eine vorläufige Messung der Luminosität. Da der so ermittelte Wert stark von der Akzeptanz des Elektrondetektors abhängt, wird zu einem späteren Zeitpunkt, zu dem die Kalibrierung des Photondetektors mit hoher Präzision bekannt ist, die integrierte Luminosität durch Messung der Rate von Photonen oberhalb einer festgelegten Energieschwelle im Photondetektor bestimmt. Details dieser Messung können [H1-95b] und [Gog96] entnommen werden. Die während der Datennahmeperiode 1994 insgesamt von H1 aufgezeichnete Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von $\int \mathcal{L}\,dt = (3,69 \pm 0,04)\,\mathrm{pb}^{-1}$

gemäß der zweiten Methode. Da der statistische Fehler der Luminositätsmessung vernachlässigbar klein ist, wurde lediglich der systematische Fehler angegeben.

HERA wurde im Betriebsjahr 1994 überwiegend mit Positronen anstatt wie vorgesehen mit Elektronen betrieben. Lediglich zu Beginn der Datennahme wurden Elektronen verwendet. Da die in dieser Zeit gesammelte Datenmenge nur etwa 14% der totalen Datenmenge ausmacht und da nicht auszuschließen ist, daß während dieser Zeit zusätzliche systematische Fehlerquellen aufgetreten sind, werden diese Daten im folgenden nicht weiter berücksichtigt. Gegen Ende der Datennahmeperiode wurde der Wechselwirkungspunkt um etwa 70 cm verschoben. Diese Periode entspricht einer integrierten Luminosität von $58\,\mathrm{nb}^{-1}$. Diese Daten wurden in einer anderen Arbeit analysiert [Buc96].

Darüber hinaus müssen zur Bestimmung der für diese Arbeit relevanten integrierten Luminosität solche Runs ausgeschlossen werden, die die in Abschnitt 5.2.1 aufgeführten Kriterien nicht erfüllen. Der verbleibende Wert der Luminosität muß noch korrigiert werden, da nur Ereignisse aus dem Intervall $-30\,\mathrm{cm} \leq z_{\mathrm{wwp}} \leq 40\,\mathrm{cm}$ selektiert werden, aber auch Ereignisse außerhalb dieses Bereichs, insbesondere in den Satelliten–Paketen, zur gemessenen Rate der Bremsstrahlungsereignisse beitragen. Die verbleibende integrierte Luminosität für die in dieser Arbeit selektierten Stichproben beträgt:

$$\int \mathcal{L}\, dt = 2,39\,\mathrm{pb}^{-1} \tag{5.25}$$

Die Messung der Luminosität ist in der Datennahmeperiode 1994 mit einem systematischen Fehler von $\pm 1,5\%$ behaftet [H1-96a]. Der Hauptbeitrag zu diesem Fehler ist auf die Unsicherheit der absoluten Energieskala des Photondetektors zurückzuführen.

Kapitel 6

Die Energiemessung mit dem Photondetektor

Die Messung der Protonstrukturfunktion mit radiativen Ereignissen beruht wesentlich auf der Energiemessung des gestreuten Elektrons und des kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlten Photons. Aus diesem Grund ist eine möglichst genaue Kalibrierung der benutzten Kalorimeter anzustreben. Die Energiemessung mit dem BEMC wurde in [Pan95, Pan96] ausführlich untersucht und der systematische Fehler zu ±1% bestimmt. Daher soll in diesem Kapitel der Schwerpunkt auf der Energiemessung mit dem Photondetektor des Luminositätssystems liegen. Zur Überprüfung der Kalibrierung dieses Detektors werden Bremsstrahlungsereignisse benutzt, da die Summe der Energie E'_e des gestreuten Elektrons und der Energie E_γ des abgestrahlten Photons der Energie E_e des einlaufenden Elektrons entsprechen sollte.

Zunächst werden die charakteristischen Eigenschaften der Bremsstrahlungsereignisse beschrieben. Anschließend wird die Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems überprüft und die zeitliche Stabilität der Kalibrierung untersucht. Zum Schluß wird untersucht, ob die Energieauflösung für simulierte Ereignisse derjenigen in den Daten entspricht und die Homogenität des Photondetektors überprüft.

6.1 Charakteristika der Bremsstrahlungsereignisse

Der Wirkungsquerschnitt für den Bremsstrahlungsprozeß ist im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechenbar. In der ultrarelativistischen Näherung ($E_e \gg m_e$) und unter Vernachlässigung des Proton–Rückstoßes ist er gegeben durch [Lan75]:

$$\frac{d^2\sigma_{\mathrm{BH}}}{dz\,d\delta} = 8\alpha r_e^2 \frac{z}{E_\gamma} \frac{\delta}{(1+\delta^2)^2} \left[\left(\frac{1+z^2}{z} - \frac{4\,\delta^2}{(1+\delta^2)^2} \right) \ln \left(\frac{2s(1-z)}{M_p m_e z} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{1+z^2}{z} + 2 - \frac{16\,\delta^2}{(1+\delta^2)^2} \right) \right] \tag{6.1}$$

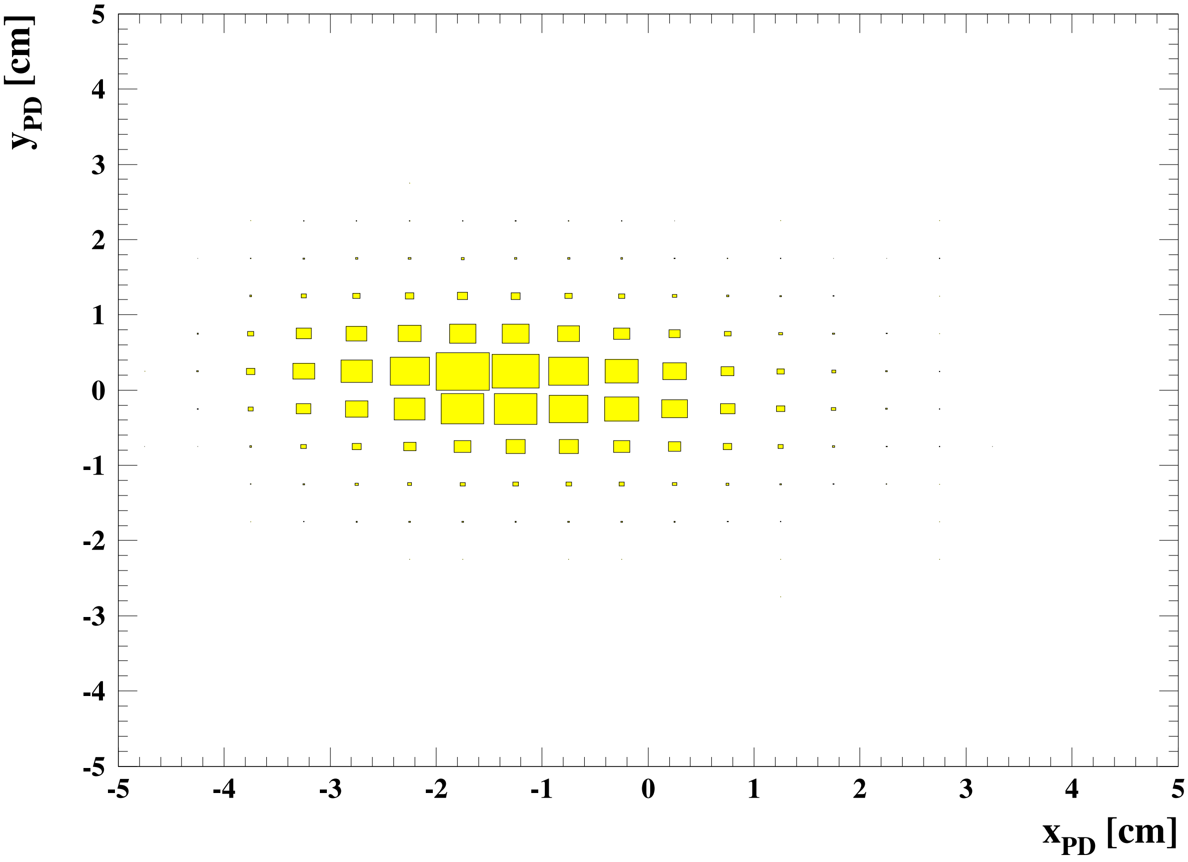


Abbildung 6.1: *Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte* $(x_{\rm PD}, y_{\rm PD})$ *im Photondetektor für Bremsstrahlungsereignisse. Die Größe der grau unterlegten Rechtecke entspricht der Anzahl der in dem Gebiet rekonstruierten Ereignisse. Die Breite des Photondetektors beträgt 10 cm.*

Hierbei sind die Größen δ und z wie folgt definiert:

$$\delta = \frac{E'_e}{m_e}\theta_\gamma \qquad\qquad z = \frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \tag{6.2}$$

r_e ist der klassische Elektronenradius und θ_γ ist der Polarwinkel des abgestrahlten Photons relativ zur Flugrichtung des einlaufenden Protons.

Aus diesem differentiellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich, daß die Photonabstrahlung unter einem Winkel θ_γ erfolgt, der in der Größenordnung $\mathcal{O}(m_e/E_e)$ liegt. Für $E_e = 27,5\,\mathrm{GeV}$ ergibt sich also ein typischer Abstrahlungswinkel von $\theta_\gamma \simeq 0,018\,\mathrm{mrad}$, so daß das Photon in mehr als 97% der Ereignisse im Photondetektor des Luminositätssystems, dessen Winkelakzeptanz $0,45\,\mathrm{mrad}$ beträgt [H1-96b], nachgewiesen wird.

Abbildung 6.1 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte $(x_{\rm PD}, y_{\rm PD})$ im Photondetektor für Bremsstrahlungsereignisse. Die Koordinaten $x_{\rm PD}$ und $y_{\rm PD}$ wurden dabei nach dem in [Lev93] vorgestellten Algorithmus bestimmt. Es ist deutlich zu erkennen,

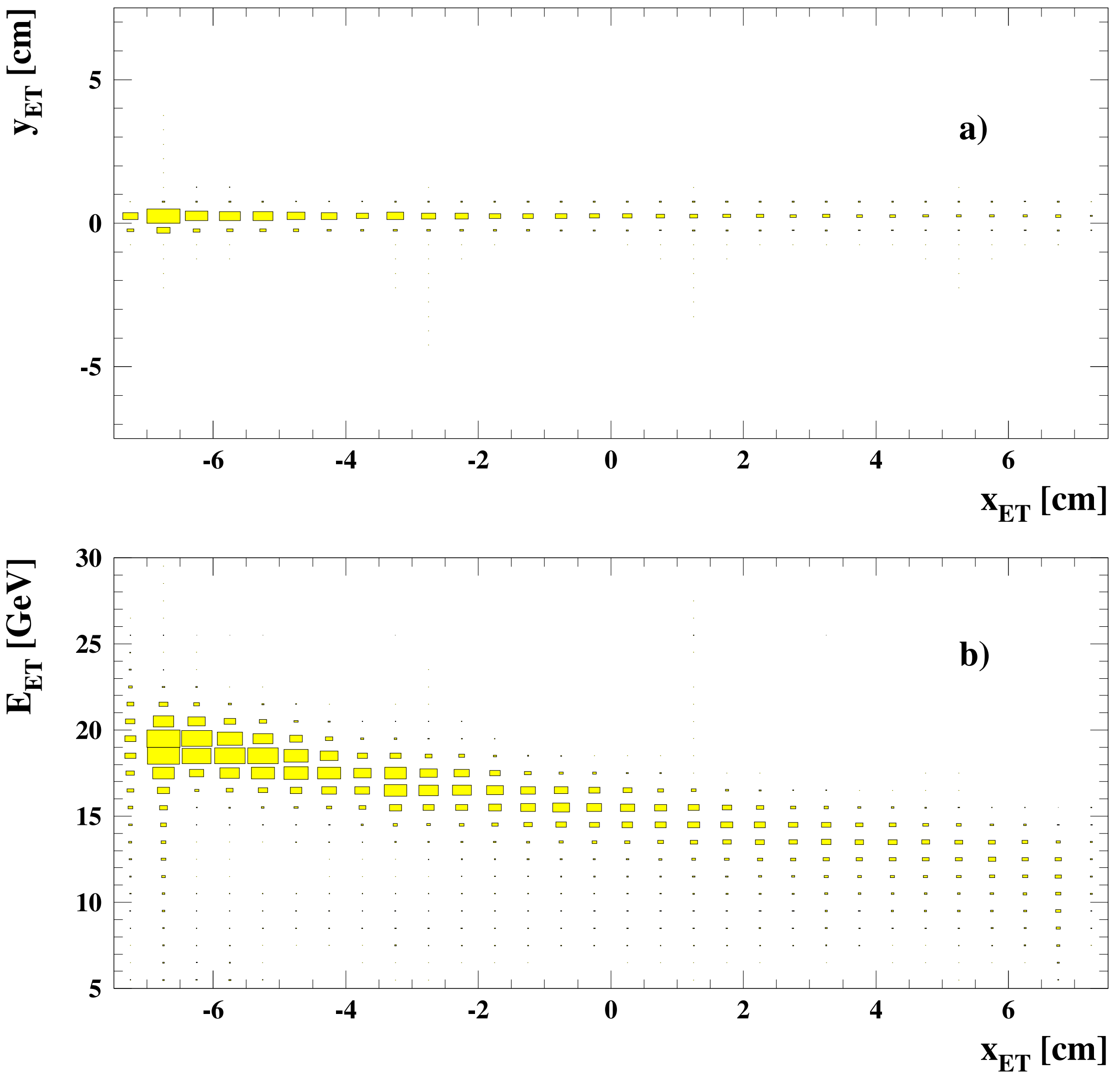


Abbildung 6.2: *Verteilung der rekonstruierten Auftreffpunkte* $(x_{\mathrm{ET}}, y_{\mathrm{ET}})$ *im Elektrondetektor in a) und die Korrelation der Energie* E_{ET} *mit dem horizontalen Auftreffpunkt* x_{ET} *im Elektrondetektor in b) für Bremsstrahlungsereignisse. Die Breite des Elektrondetektors beträgt 15,4 cm.*

daß fast alle Photonen den Photondetektor in einem räumlich sehr begrenzten Gebiet treffen, dessen Mittelwert bei $x_{\mathrm{PD}} \simeq -1,5\,\mathrm{cm}$ und $y_{\mathrm{PD}} \simeq 0\,\mathrm{cm}$ liegt. Im Gegensatz dazu treffen die gestreuten Elektronen aus Bremsstrahlungsereignissen den Elektrondetektor im gesamten Bereich $-7,7\,\mathrm{cm} \leq x_{\mathrm{ET}} \leq 7,7\,\mathrm{cm}$, wie Abbildung 6.2 a) entnommen werden kann, da sie je nach Energie mehr oder weniger stark von den Dipolmagneten abgelenkt werden. Daher erwartet man eine Korrelation zwischen der Energie der Elektronen und ihrem Auftreffort x_{ET} auf den Elektrondetektor. Diese Korrelation wird in Abbildung 6.2 b) gezeigt. Man erkennt, daß im wesentlichen Elektronen aus dem Energieintervall $10\,\mathrm{GeV} \leq E_{\mathrm{ET}} \leq 20\,\mathrm{GeV}$ den Elektrondetektor erreichen und daß die Elektronen mit hoher Energie bevorzugt bei kleinen Werten von x_{ET} auf den Elektrondetektor treffen.

Zusätzlich wird verdeutlicht, daß die Anzahl der rekonstruierten Elektronen mit kleiner werdender Energie abnimmt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß das Energiespektrum der abgestrahlten Photonen zu hohen Energien hin stark abfällt. Darüber hinaus erkennt man, daß bei $x_{\mathrm{ET}} < -6\,\mathrm{cm}$ die Energie vieler Elektronen bei niedrigen Werten rekonstruiert wurden. Dieser Effekt ist auf transversale Leckverluste zurückzuführen. Um bei der folgenden Überprüfung der Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems Ereignisse mit Leckverlusten auszuschließen, wird zur Selektion der Bremsstrahlungsereignisse zusätzlich zu den in Abschnitt 5.2.4 aufgeführten Kriterien verlangt, daß der rekonstruierte Schauerschwerpunkt nicht innerhalb eines äußeren Kristalls liegt:

$$\begin{aligned} |x_{\mathrm{ET}}| &< 5,5\,\mathrm{cm} \quad (6.3) \\ |y_{\mathrm{ET}}| &< 5,5\,\mathrm{cm} \quad (6.4) \\ |x_{\mathrm{PD}}| &< 3,0\,\mathrm{cm} \quad (6.5) \\ |y_{\mathrm{PD}}| &< 3,0\,\mathrm{cm} \quad (6.6) \end{aligned}$$

6.2 Überprüfung der Kalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems

6.2.1 Die Kalibrierung im Experiment

Bremsstrahlungsereignisse sind, wie bereits erwähnt wurde, dazu geeignet, die Energiesumme ($E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} + E_{\mathrm{ET}}$) zu kalibrieren. Da der Filter und der Vetozähler zusammen eine Tiefe von lediglich 3 Strahlungslängen besitzen, gibt es Ereignisse, bei denen das Photon erst im Photondetektor aufschauert und somit kein Signal im Vetozähler erzeugt. Durch Selektion solcher Ereignisse kann die Kalibrierung allein des Photondetektors und des Elektrondetektor überprüft werden.

Abbildung 6.3 zeigt die Verteilung der Energiesumme ($E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} + E_{\mathrm{ET}}$) für zwei Stichproben von Bremsstrahlungsereignissen. Bei der ersten Stichprobe handelt es sich um Ereignisse mit einer Energiedeposition von weniger als 0,2 GeV im Vetozähler und bei der zweiten um Ereignisse, bei denen das Photon ein Signal im Vetozähler oberhalb von 0,2 GeV erzeugt hat. Die Detektoren des Luminositätssystems wurden unter Verwendung von Gleichung 3.3 kalibriert [Gog96], so daß der Mittelwert der Energiesummen bei beiden Stichproben bei 27,5 GeV liegt. Man erkennt jedoch, daß die Verteilung für Ereignisse mit Energiedeposition im Vetozähler erheblich breiter ist als für Ereignisse ohne Energiedeposition im Vetozähler. Die Verschlechterung der Auflösung ist dadurch bedingt, daß bei Ereignissen mit Energiedeposition im Vetozähler bereits Energie im Bleifilter deponiert wurde. Diese Energie kann nicht gemessen werden. Aus diesem Grund wird das mit dem Vetozähler erhaltene Signal auf Energieverluste im Bleifilter korrigiert, so daß die Energie des Photons im Mittel zwar korrekt, aber mit schlechterer Auflösung gemessen wird.

Im folgenden wurde die zeitliche Konstanz der Kalibrierung überprüft. Dazu wurden die selektierten Bremsstrahlungsereignisse in sieben Runperioden aufgeteilt, deren integrierte

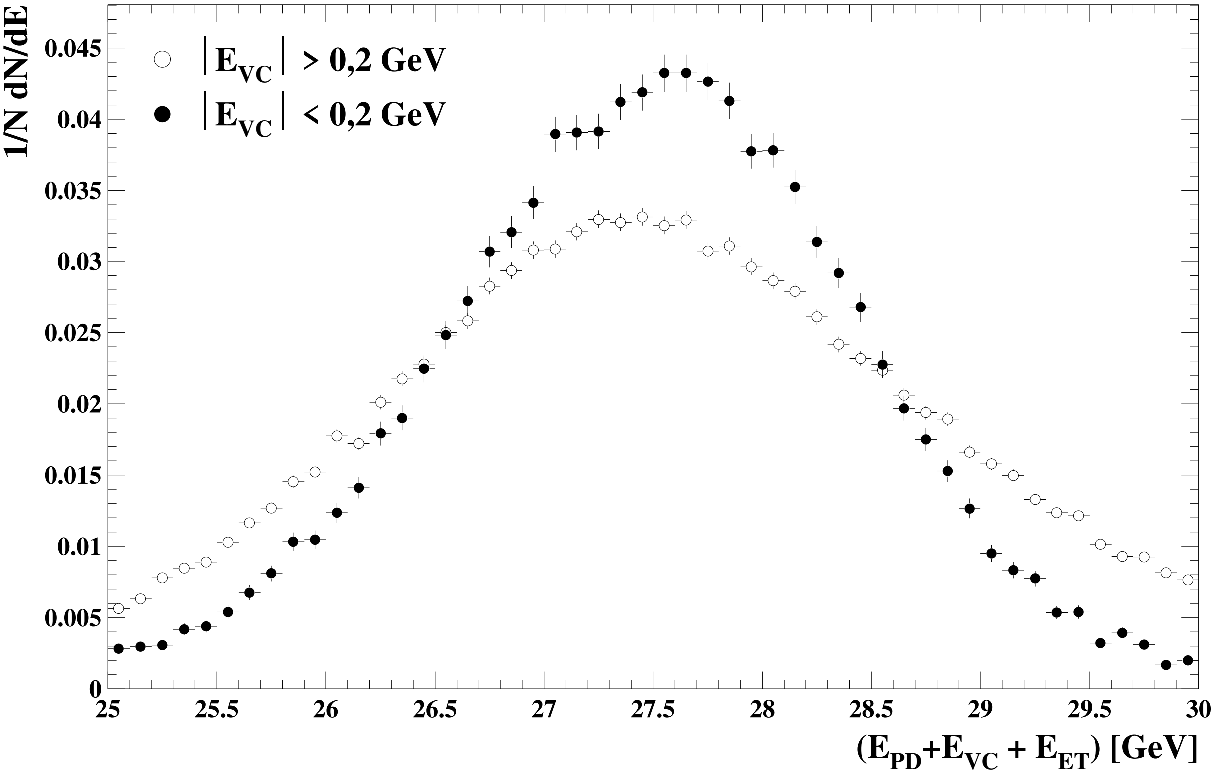


Abbildung 6.3: *Verteilung der Energiesumme* $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} + E_{\mathrm{ET}})$ *für die zwei Stichproben von Bremsstrahlungsereignissen mit* $E_{\mathrm{VC}} > 0,2\,\mathrm{GeV}$ *und* $E_{\mathrm{VC}} < 0,2\,\mathrm{GeV}$. *Die Histogramme sind auf die Anzahl der Einträge normiert. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Energiemessung mit dem Vetozähler zu einer Verschlechterung der Auflösung führt.*

Luminosität etwa gleich groß war. Für jede dieser Perioden wurde der Mittelwert der Energiesumme $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} + E_{\mathrm{ET}})$ und die Breite der Verteilung bestimmt. Dabei wurde wie vorher zwischen Ereignissen mit und ohne Energiedeposition im Vetozähler unterschieden. Da die Verteilung, wie in Abbildung 5.12 sichtbar, Ausläufer zu kleinen Werten hin besitzt, wurde zur Bestimmung von Mittelwert und Breite ein iteratives Verfahren angewandt: Zunächst wurde in dem Intervall $24\,\mathrm{GeV} < (E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} + E_{\mathrm{ET}}) < 31\,\mathrm{GeV}$ eine Gaußfunktion angepaßt. Anschließend erfolgte eine erneute Anpassung einer Gaußfunktion in dem Bereich von $\pm 2\sigma$ um den Mittelwert $\langle E \rangle$ der Verteilung, wobei σ und $\langle E \rangle$ aus der ersten Anpassung benutzt wurden. Dieses Verfahren wurde iteriert, bis im Rahmen der statistischen Fehler keine Änderung der Parameter der Gaußfunktion mehr auftrat, was in der Regel bereits nach zwei Iterationsschritten der Fall war.

Abbildung 6.4 zeigt die so erhaltenen Mittelwerte für jede der sieben Perioden. Für die Ereignisse mit $E_{\mathrm{VC}} < 0,2\,\mathrm{GeV}$ ist die Kalibrierung der Energiesumme innerhalb eines systematischen Fehlers von $\pm 0,3\%$ und für Ereignisse mit $E_{\mathrm{VC}} > 0,2\,\mathrm{GeV}$ innerhalb von $\pm 0,5\%$ bestimmt. Für letztere liegen die Mittelwerte jedoch tendenziell oberhalb von

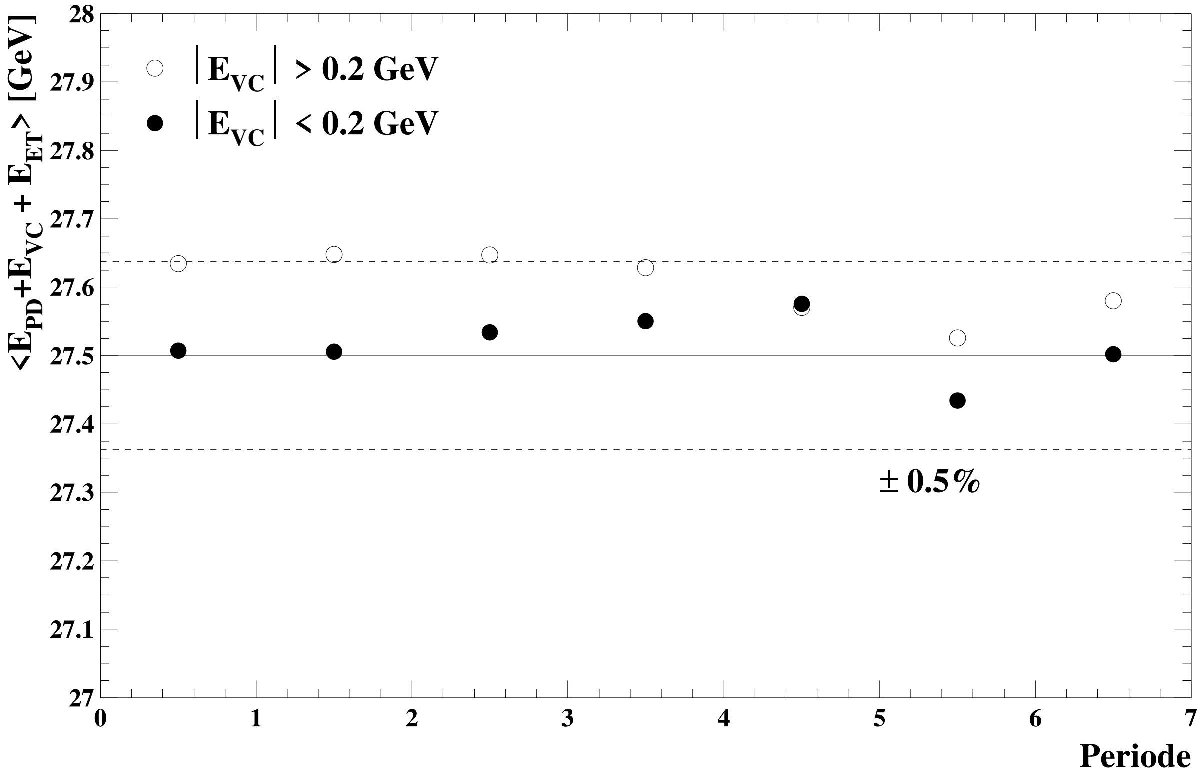


Abbildung 6.4: *Mittelwert einer iterativen Anpassung einer Gaußfunktion an die Energiesumme* ($E_{\text{PD}} + E_{\text{VC}} + E_{\text{ET}}$) *für sieben Runperioden. Es wurde unterschieden zwischen Ereignissen mit und ohne nennenswerte Energiedeposition im Vetozähler. Die Fehlerbalken sind kleiner als die dargestellten Symbole.*

27, 5 GeV. Dieser Effekt läßt sich durch Zufallskoinzidenzen zweier Bremsstrahlungsereignisse erklären. Erfüllt ein Bremsstrahlungsereignis die Selektionskriterien, so wird ein gleichzeitig stattfindendes Bremsstrahlungsereignis aufgrund des stark abfallenden Spektrums der Photonenergie bevorzugt ein niederenergetisches Photon und ein entsprechend hochenergetisches Elektron aufweisen. Ein solches Elektron wird in der Regel den Elektrondetektor aufgrund seiner hohen Energie nicht erreichen. Eine Zufallskoinzidenz zweier Bremsstrahlungsereignisse zeichnet sich daher lediglich durch ein zweites, meist niederenergetisches Photon aus. Da beide Photonen aus Bremsstrahlungsereignissen stammen, werden sie beide in Flugrichtung der einlaufenden Elektronen emittiert, so daß sie vom Photondetektor als ein einziges Photon registriert werden. Allerdings ist die Wahrscheinlichkeit, daß eines dieser Photonen im Filter vor dem Vetozähler wechselwirkt und somit ein Signal im Vetozähler erzeugt, erheblich größer als im Falle eines einzelnen Photons. Die Forderung $E_{\text{VC}} < 0,2$ GeV stellt somit eine Unterdrückung dieser Zufallskoinzidenzen dar, siehe auch [Gog96], während in der Stichprobe mit $E_{\text{VC}} > 0,2$ GeV diese Zufallskoinzidenzen nicht unterdrückt werden und eine leicht erhöhte Energiesumme ($E_{\text{PD}} + E_{\text{VC}} + E_{\text{ET}}$) rekonstruiert wird.

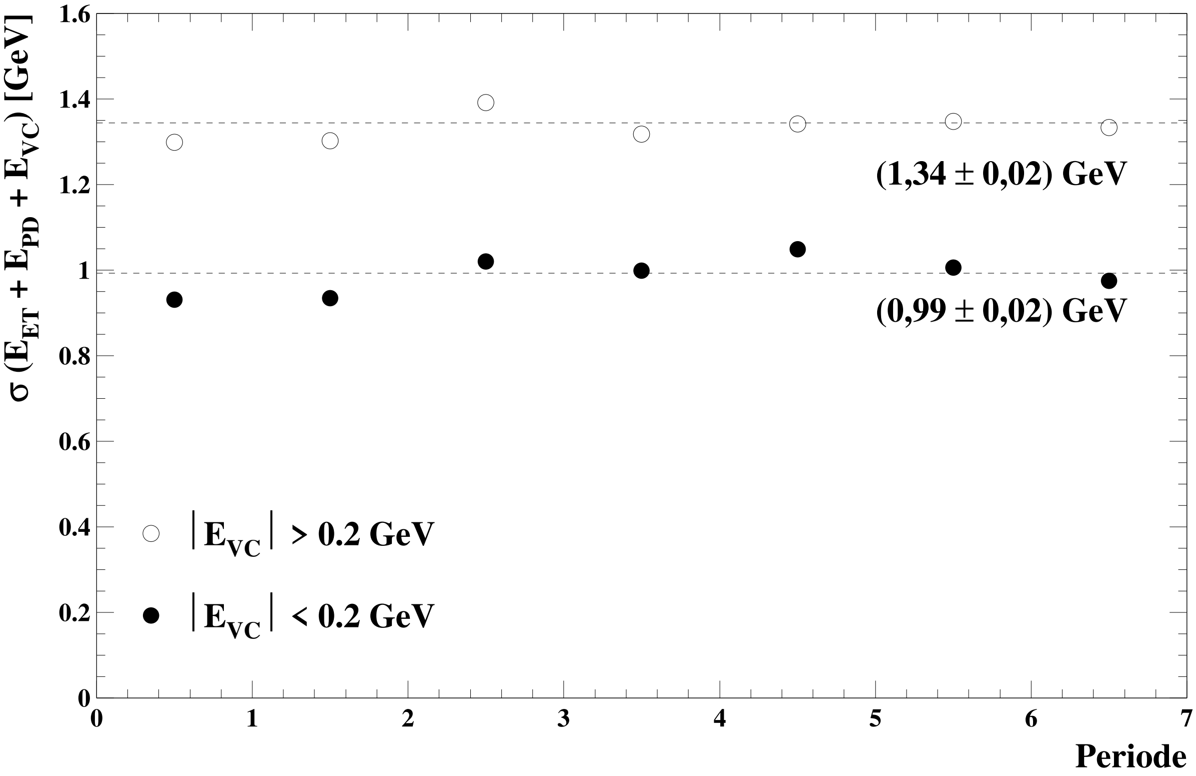


Abbildung 6.5: *Breite der Gaußfunktionen, die mit einem iterativen Verfahren an die Verteilungen der Energiesumme* $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} + E_{\mathrm{ET}})$ *für sieben Runperioden angepaßt wurden. Es wurde unterschieden zwischen Ereignissen mit und ohne nennenswerte Energiedeposition im Vetozähler. Die Fehlerbalken sind kleiner als die dargestellten Symbole und die gewichteten Mittelwerte sind aufgeführt.*

Abbildung 6.5 zeigt die mit dem iterativen Verfahren erhaltenen Breiten $\sigma(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} + E_{\mathrm{ET}})$ für die sieben Perioden. Wie bereits erläutert wurde, weisen die Verteilungen für Ereignisse mit $E_{\mathrm{VC}} > 0,2\,\mathrm{GeV}$ eine größere Breite auf als diejenigen mit $E_{\mathrm{VC}} < 0,2\,\mathrm{GeV}$. Die Breiten sind in guter Näherung unabhängig von der Periode, liegen aber erheblich über dem in der Datennahmeperiode 1993 erhaltenen Wert von $\sigma(E_{\mathrm{PD}}+E_{\mathrm{VC}}+E_{\mathrm{ET}}) = 0,765 \pm 0,0038\,\mathrm{GeV}$ [Obr94] für Ereignisse ohne nennenswerte Energiedeposition im Vetozähler. Diese Verschlechterung der Energieauflösung ist möglicherweise auf Strahlenschädigung der Čerenkov–Kristalle oder auf während der Zeit zwischen den Datennahmeperioden 1993 und 1994 vorgenommene Modifikationen an den Detektoren des Luminositätssystems zurückzuführen. Bei weiterer Verschlechterung der Auflösung müssen der Elektrondetektor und der Photondetektor erneuert werden [Lev96], um weiterhin eine hinreichend genaue Luminositätsmessung zu gewährleisten.

6.2.2 Die Kalibrierung in der Simulation

In der Simulation kann die Kalibrierung der Detektoren einzeln durchgeführt werden, da die tatsächlichen Teilchenenergien bekannt sind. Aus diesem Grund wurden für die folgenden Untersuchungen die bereits simulierten tiefinelastischen Ereignisse mit ISR analysiert und auf eine Simulation von Bremsstrahlungsereignissen verzichtet. Abbildung 6.6 a) zeigt die Korrelation der gemessenen Energie E_{PD} und der tatsächlichen Energie $E_{\gamma,\mathrm{gen}}$ des Photons für Ereignisse mit $E_{\mathrm{VC}} < 0{,}2\,\mathrm{GeV}$. Die Gerade $E_{\mathrm{PD}} = E_{\gamma,\mathrm{gen}}$ ist ebenfalls eingezeichnet und verdeutlicht, daß die Kalibrierung des Photondetektors in der Simulation korrekt durchgeführt wurde.

Die Energierekonstruktion mit dem Vetozähler in der Simulation stellt sich problematisch dar, weil das durch den Čerenkov–Effekt erzeugte Licht, das in den Daten das Signal erzeugt, nicht simuliert wird. Aus diesem Grund wird die vereinfachende Annahme gemacht, daß das im Vetozähler erzeugte Signal proportional zur totalen Spurlänge R_{CH} aller geladenen Teilchen im Vetozähler ist und daß R_{CH} somit als Maß für die im Filter und im Vetozähler deponierte Energie benutzt werden kann. Abbildung 6.6 b) zeigt für Ereignisse mit $E_{\mathrm{VC}} > 0{,}2\,\mathrm{GeV}$ die Korrelation der Spurlänge R_{CH} zur Differenz $(E_{\gamma,\mathrm{gen}} - E_{\mathrm{PD}})$ der tatsächlichen Photonenergie und der mit dem Photondetektor rekonstruierten Energie. Es ist wie erwartet ein linearer Zusammenhang zu erkennen, so daß der Ansatz

$$E_{\gamma,\mathrm{gen}} = E_{\mathrm{PD}} + c_{\mathrm{vc}} \cdot R_{\mathrm{CH}} \tag{6.7}$$

gemacht werden kann. Hieraus läßt sich die Kalibrationskonstante c_{vc} berechnen:

$$c_{\mathrm{vc}} = \frac{E_{\gamma,\mathrm{gen}} - E_{\mathrm{PD}}}{R_{\mathrm{CH}}} \tag{6.8}$$

In Abbildung 6.6 c) ist die Verteilung dieser Kalibrationskonstanten dargestellt. Der Mittelwert wurde bestimmt zu:

$$\boxed{\langle c_{\mathrm{vc}} \rangle = (0{,}001125 \pm 0{,}000002)\,\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{mm}}} \tag{6.9}$$

Dieser Wert ist nur geringfügig größer als die Kalibrationskonstante, die für die Analyse der Daten aus der Datennahmeperiode 1993 verwendet wurde [Pie95]. Er wird im folgenden zur Umrechnung der Spurlänge R_{CH} in die Energie E_{VC} gemäß $E_{\mathrm{VC}} = \langle c_{\mathrm{vc}} \rangle \cdot R_{\mathrm{CH}}$ für simulierte Ereignisse benutzt.

6.3 Überprüfung der Interkalibrierung der Detektoren des Luminositätssystems

Bisher wurde gezeigt, daß die Summe der rekonstruierten Photon– und Elektronenergie bei Bremsstrahlungsereignissen in den Daten korrekt gemessen wird. Es ist allerdings denkbar, daß einer der benutzten Detektoren grundsätzlich zu viel Energie und der andere zu wenig Energie mißt, derart, daß die Energiesumme stets korrekt ist. Eine solche fehlerhafte Kalibrierung der einzelnen Detektoren des Luminositätssystems würde bei der

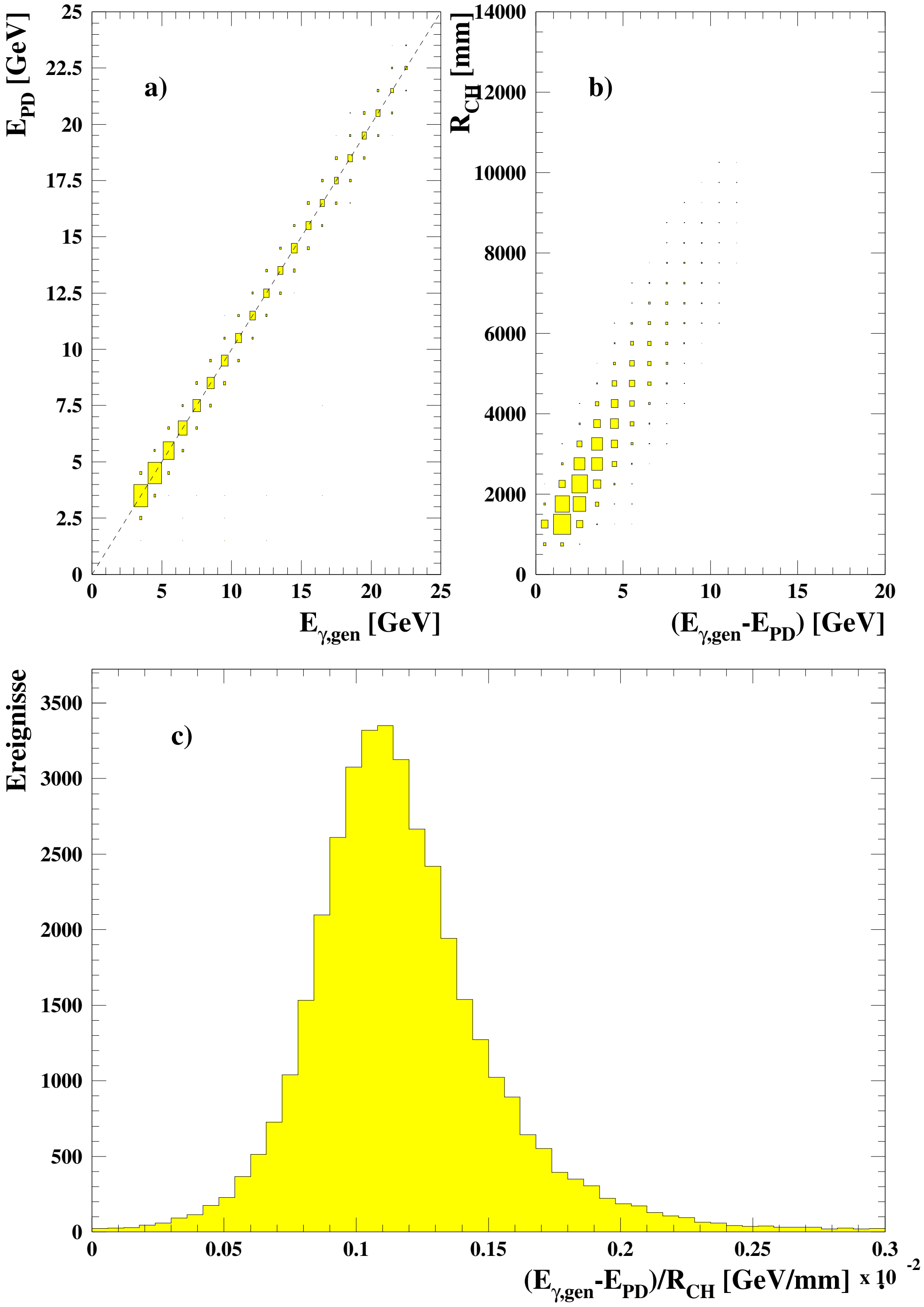


Abbildung 6.6: *Kalibrierung des Photondetektors und des Vetozählers in der Simulation. In a) ist die Korrelation der gemessenen Energie* E_{PD} *und der tatsächlichen Energie* $E_{\gamma,\mathrm{gen}}$ *des Photons für Ereignisse mit* $E_{\mathrm{VC}} < 0,2\,\mathrm{GeV}$ *dargestellt. Teil b) zeigt für Ereignisse mit* $E_{\mathrm{VC}} > 0,2\,\mathrm{GeV}$ *die Weglänge* R_{CH} *aller geladenen Teilchen im Vetozähler als Funktion der Differenz von generierter Photonenergie* $E_{\gamma,\mathrm{gen}}$ *und gemessener Photonenergie* E_{PD}*. Es ist eine lineare Abhängigkeit zu beobachten. In c) ist die Verteilung des Kalibrationsfaktors* c_{vc} *dargestellt.*

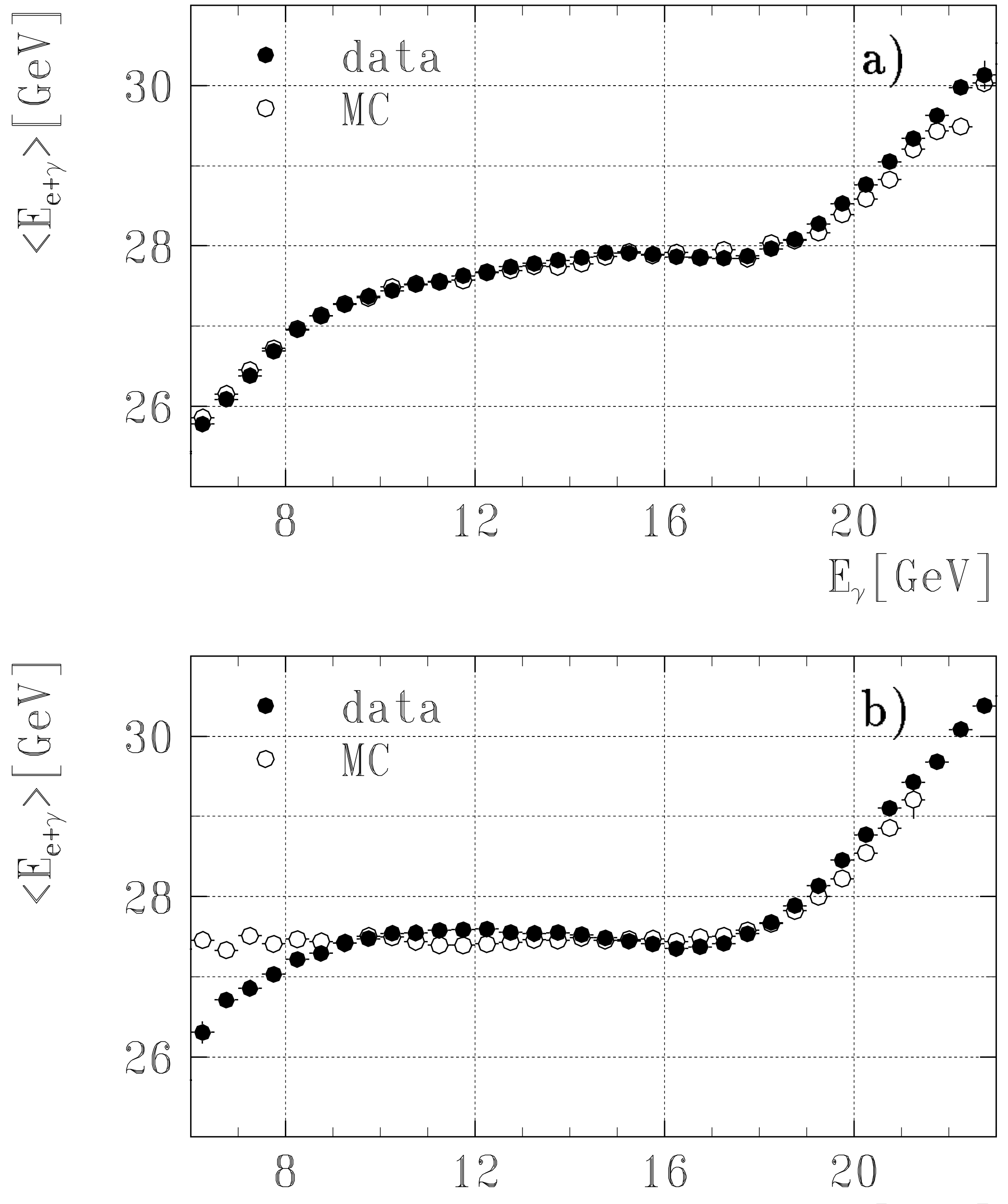


Abbildung 6.7: *Überprüfung der Interkalibrierung zwischen Elektrondetektor und Photondetektor anhand von Bremsstrahlungsereignissen, entnommen aus [Gog96].* E_e *bezeichnet die im Elektrondetektor rekonstruierte Energie* E_{ET} *und* E_γ *entspricht der Energiesumme* $E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}$. *Weiterhin gilt:* $E_{e+\gamma} = E_{\mathrm{ET}} + E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}$. *Die Simulationrechnungen wurden mit dem Programmpaket H1LUMI [Lev93] durchgeführt.*

Analyse tiefinelastischer Ereignisse mit ISR zu einem großen systematischen Fehler führen. In der Simulation ist die korrekte Interkalibrierung gewährleistet, da die Kalibrierung der Detektoren einzeln und nicht anhand der Energiesummen vorgenommen wurde.

Die Interkalibrierung der Detktoren wird überprüft, indem die Energiesumme ($E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} + E_{\mathrm{ET}}$) als Funktion der Photonenergie ($E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}$) und der Elektronenergie E_{ET} dargestellt wird. Für eine ideale Interkalibrierung erwartet man naiv, daß die Energiesumme unabhängig von der Energie in einem der Detektoren ist. Abbildung 6.7 zeigt die Energiesumme als Funktion der Photonenergie in a) und als Funktion der Elektronenergie in b) für Bremsstrahlungsereignisse aus dem Experiment und im Vergleich dazu für simulierte Ereignisse. Im Gegensatz zur naiven Erwartung ist sowohl für das Experiment als auch für die Simulation eine starke Abhängigkeit der Energiesumme von der Photon– als auch von der Elektronenergie zu erkennen, wobei eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation vorhanden ist. Da die Interkalibrierung der Detektoren in der Simulation korrekt ist, kann daher die Abhängigkeit der Energiesumme von der Photon– und Elektronenergie nicht auf eine fehlerhafte Interkalibrierung im Experiment zurückgeführt werden, sondern muß durch das energieabhängige Akzeptanzverhalten und die Energieauflösung des Elektrondetektors erklärt werden. Dieser Effekt wurde bereits durch Analyse der Bremsstrahlungsereignisse der Datennahmeperiode 1993 gefunden und wird in [Pie95] ausführlich diskutiert. Im Bereich kleiner Elektronenergien gibt es eine Abweichung der Simulation von den Daten, die auf eine nicht perfekte Beschreibung der Akzeptanz des Elektrondetektors in der Simulation zurückzuführen ist [Gog96].

Die Akzeptanz des Elektrondetektors für Bremsstrahlungsereignisse liegt etwa im Energiebereich $8\,\mathrm{GeV} < E_{\mathrm{ET}} < 19\,\mathrm{GeV}$ oberhalb von 50%, siehe z.B. [H1-95b]. Als Maß für die Güte der Interkalibrierung wird daher die maximale Abweichung der Daten von der Simulation in diesem Energiebereich in Abbildung 6.7 b) benutzt, die 1% beträgt. Da die Energiesumme ($E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} + E_{\mathrm{ET}}$) wie oben beschrieben wurde mit einem Fehler von 0,5% bestimmt werden kann, ergibt sich unter Berücksichtigung des Fehlers der Interkalibrierung ein totaler systematischer Fehler von 1,1% für die Energiemessung von Photonen mit dem Photondetektor.

6.4 Überprüfung der Homogenität der Detektoren des Luminositätssystems

Neben der Kalibrierung und der Interkalibrierung wurde im Rahmen dieser Arbeit auch die Homogenität der Detektoren des Luminositätssystems überprüft. Falls die Detektoren trotz korrekter Kalibrierung starke Inhomogenitäten aufweisen, so führen diese Inhomogenitäten zu einer schlechteren Energieauflösung.

Inhomogenitäten des Vetozählers spielen im Vergleich zu Inhomogenitäten des Photondetektors eine untergeordnete Rolle, da der Großteil der Energie eines Photons im Photondetektor deponiert wird [Pie95]. Zur Untersuchung der Homogenität des Photondetektors und des Elektrondetektors wurden Bremsstrahlungsereignisse mit $E_{\mathrm{VC}} < 0,1\,\mathrm{GeV}$ selektiert und die Energiesumme in Abbildung 6.8 als Funktion des Auftreffortes x_{PD} in a) und als Funktion von x_{ET} in b) dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die rekonstruierte

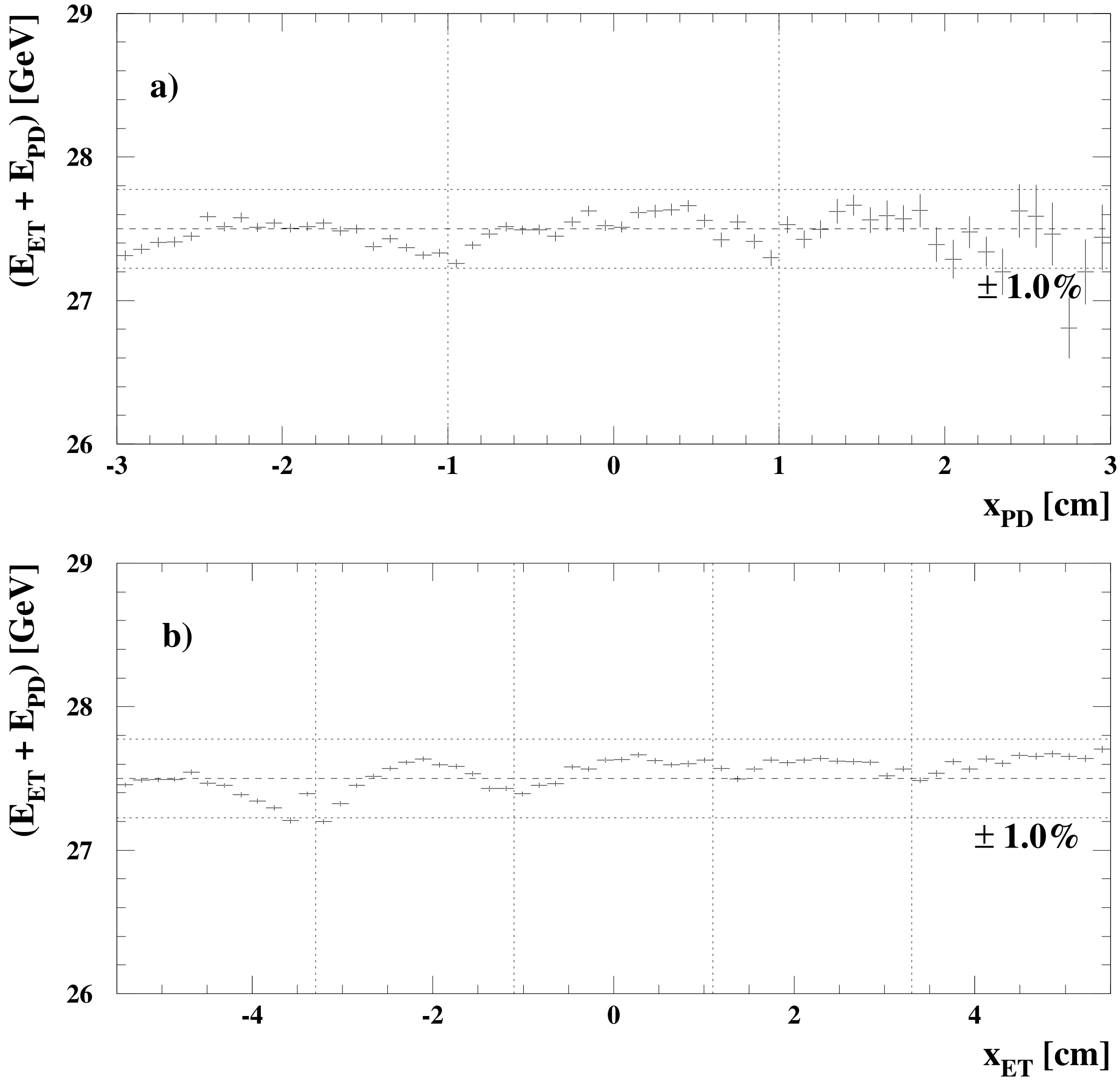


Abbildung 6.8: *Überprüfung der Homogenität der Detektoren des Luminositätssystems. Es wurden Bremsstrahlungsereignisse mit* $E_{\mathrm{VC}} < 0,1\,\mathrm{GeV}$ *selektiert und die Energiesumme* $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{ET}})$ *als Funktion von* x_{PD} *in a) und als Funktion von* x_{ET} *in b) dargestellt. Die gepunkteten vertikalen Linien deuten die Grenzen zwischen den einzelnen Kristallen der Detektoren an. Die horizontalen Linien geben den erwarteten Wert von* $27,5\,\mathrm{GeV}$ *und ein Fehlerband von* $\pm 1\%$ *an.*

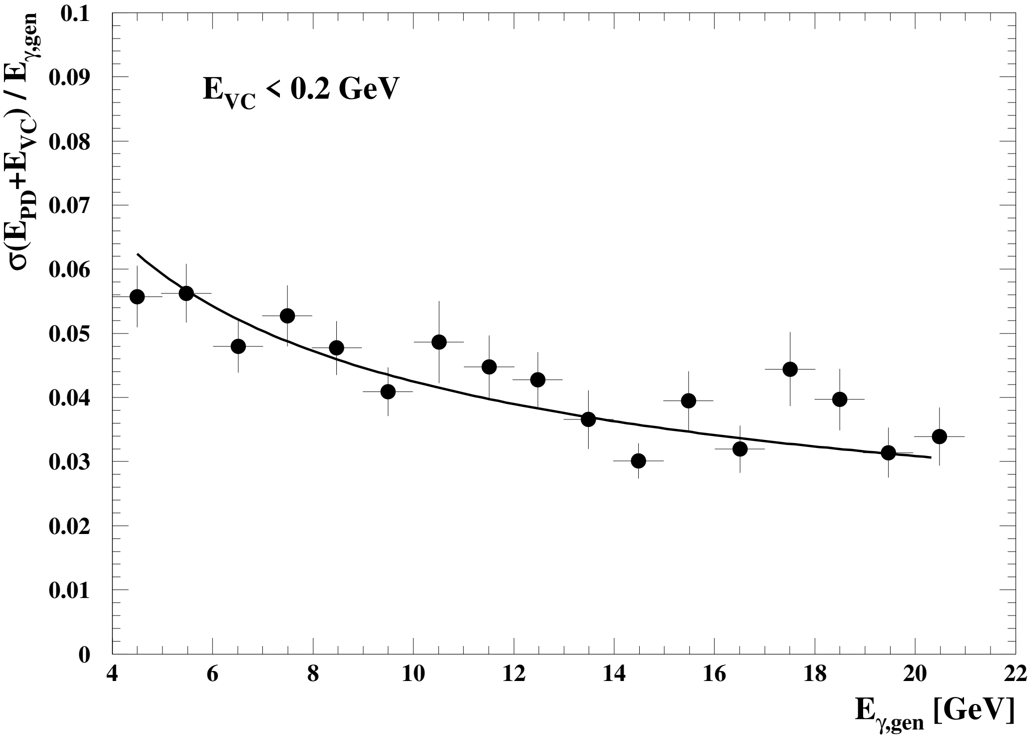


Abbildung 6.9: *Bestimmung der Auflösung des Photondetektors in der Simulation. Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung einer in Gleichung 6.10 aufgeführten Funktion dar, wobei sich der freie Parameter a ergibt zu* $a = (13,06 \pm 0,35)\%$. *Um nicht sensitiv auf Effekte des Vetozählers zu sein, wurde* $E_{\mathrm{VC}} < 0,2\,\mathrm{GeV}$ *verlangt.*

Energiesumme ($E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{ET}}$) an den Grenzen zwischen zwei benachbarten Kristallen um bis zu 1% vom mittleren Wert $27,5\,\mathrm{GeV}$ abweicht. Dieser Effekt ist sowohl im Photondetektor als auch im Elektrondetektor beobachtbar. Da die Inhomogenitäten kleiner als der systematische Fehler der Energiemessung sind und die Energie im Mittel korrekt rekonstruiert wird, soll im folgenden keine ortsabhängige Korrektur angebracht, sondern die Energieauflösung in der Simulation an diejenige im Experiment angepaßt werden. Diese Anpassung wird im folgenden Abschnitt durchgeführt.

6.5 Anpassung der Auflösung des Photondetektors in der Simulation an das Experiment

Da der Photondetektor und der Elektrondetektor abgesehen von der unterschiedlichen Größe der Auslesezellen baugleich sind, wird angenommen, daß beide Detektoren die gleiche Energieauflösung besitzen. Somit kann die Auflösung der Detektoren im Experiment aus Abbildung 6.5 entnommen werden. Um nicht sensitiv auf Effekte des Vetozählers zu sein, wird die Energieauflösung für Ereignisse mit $E_{\mathrm{VC}} < 0,2\,\mathrm{GeV}$ bestimmt. Die über alle sieben Runperioden gemittelte Breite $\sigma(E_{\mathrm{PD}}+E_{\mathrm{VC}}+E_{\mathrm{ET}})$ beträgt für diese Ereignisse $(0,99 \pm 0,02)\,\mathrm{GeV}$, was einer Energieauflösung von

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = (1\%)^2 + \left(\frac{(18,14 \pm 0,40)\%}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}\right)^2 \tag{6.10}$$

entspricht. Dabei wird angenommen, daß der in Testmessungen ermittelte konstante Term von 1%, der die unvollständige Schauerabsorption berücksichtigt, als vorgegeben betrachtet werden kann.

Im Gegensatz zum Experiment kann die Energieauflösung des Photondetektors für die Simulation direkt bestimmt werden, da die tatsächliche Photonenergie bekannt ist. Es wurden die simulierten Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit ISR verwendet, wobei auch hier verlangt wurde, daß $E_{\mathrm{VC}} < 0,2\,\mathrm{GeV}$ gilt. Die Ereignisse wurden anhand ihrer Photonenergie $E_{\gamma,\mathrm{gen}}$ in Intervalle der Breite 1 GeV unterteilt. Für jedes dieser Intervalle wurde die mittlere rekonstruierte Energie und die Energieauflösung bestimmt, wobei das in Abschnitt 6.2 vorgestellte iterative Verfahren zum Einsatz kam. Für jedes der Intervalle wurde die relative Energieauflösung σ_E/E berechnet und in Abbildung 6.9 dargestellt. Anschließend wurde eine Funktion der Form $\sigma(E)/E = 1\% \oplus \frac{a}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}}$ angepaßt. Der freie Parameter a ergab sich dabei zu $a = (13,06 \pm 0,35)\%$.

Es stellt sich also heraus, daß die Energieauflösung in der Simulation deutlich besser ist als im Experiment. Ein Grund hierfür können die im vorhergehenden Abschnitt gefundenen Inhomogenitäten des Photondetektors sein. Eine andere Möglichkeit stellen Alterungserscheinungen der Kristalle des Photondetektors dar, die ebenfalls nicht in der Simulation berücksichtigt werden. Daher wird im folgenden die Energiemessung mit dem Photondetektor in der Simulation durch Überlagerung einer entsprechend gewählten zufallsverteilten Größe künstlich verbreitert.

Kapitel 7

Die Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit radiativen Ereignissen

Die Analyse der mit dem H1–Detektor aufgezeichneten Daten aus der Datennahmeperiode 1993 erlaubte die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in dem kinematischen Bereich [H1-95a] $4,5\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1600\,\mathrm{GeV}^2$. Durch eine Steigerung der integrierten Luminosität um einen Faktor 10 konnten in der Datennahmeperiode 1994 zusätzlich tiefinelastische Ereignisse der Elektron–Proton–Streuung mit ISR untersucht werden, so daß der kinematische Bereich $1,5\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 < 4,5\,\mathrm{GeV}^2$ erstmals bei HERA untersucht werden konnte [H1-96a]. Die Analyse dieser radiativen Ereignisse wird in diesem Kapitel dargestellt.

7.1 Das Prinzip der Messung der Protonstrukturfunktion

Die Protonstrukturfunktion F_2 ist eine Funktion der Variablen x und Q^2, die nach Gleichung 2.27 proportional zum Wirkungsquerschnitt ist. Die Meßgröße, die im Experiment direkt zugänglich ist, ist der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dx\,dQ^2$, der sich für Ereignisse mit ISR aus dem Integral

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2} = \int_0^{z_{\max}} \frac{d^3\sigma}{dx\,dQ^2\,dz}\,dz \tag{7.1}$$

ergibt. Die Variable z ist wie folgt definiert: $z = (E_e - E_\gamma)/E_e$ und der maximale Wert von z ergibt sich aus dem Selektionsschnitt $E_\gamma > 4\,\mathrm{GeV}$ zu $z_{\max} = 0,85$. Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt ist dabei bei Vernachlässigung des Z^0–Austausches nach [Kra92] gegeben durch:

$$\frac{d^3\sigma}{dx\,dQ^2\,dz} = \alpha^3 P(z) \frac{1 + (1 - Q^2/xzs)^2}{xQ^4} \left[F_2(x, Q^2) - (1 - \epsilon_{\mathrm{pol}}) F_L(x, Q^2)\right] \tag{7.2}$$

Die Funktion $P(z)$ ist wie folgt definiert:

$$P(z) = \frac{1+z^2}{1-z} \ln\left(\frac{E_e^2\theta_a^2}{m_e^2}\right) - \frac{z}{1-z} \tag{7.3}$$

ϵ_{pol} ist die Polarisation des in dem Streuprozeß ausgetauschten virtuellen Photons und läßt sich gemäß

$$\epsilon_{\text{pol}} = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2} \tag{7.4}$$

berechnen. Das Integral in Gleichung 7.1 erstreckt sich bis zur Obergrenze z_1, die sich in dieser Analyse durch den Schnitt $E_\gamma > 4\,\text{GeV}$ zu $z_1 = 0,855$ ergibt. Der Winkel θ_a in Gleichung 7.3 gibt an, bis zu welchem Photonemissionswinkel sich die Analyse erstreckt. Aufgrund der Akzeptanz des Photondetektors ist $\theta_a = 0,45\,\text{mrad}$.

Um die Strukturfunktion aus Gleichung 7.1 zu bestimmen, wird die kinematische Ebene in Flächenelemente unterteilt. Gemessen wird das Integral des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts über das Flächenelement $\Delta F = \Delta x \Delta Q^2$:

$$\int_{\Delta F} \frac{d^2\sigma(x,Q^2)}{dx\,dQ^2}\,dx\,dQ^2 = \frac{N - N_{\text{BG}}}{\mathcal{L}}\,\frac{1}{\epsilon\,A} \tag{7.5}$$

Die Bezeichnungen in dieser Gleichung bedeuten:

- N ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse im Flächenelement ΔF
- N_{BG} ist die Anzahl aller Untergrundereignisse im Flächenelement ΔF und wird mit Hilfe von Simulationsrechnungen abgeschätzt
- $\mathcal{L}$ bezeichnet die integrierte Luminosität der zur Verfügung stehenden Daten
- ϵ bezeichnet das Produkt aller Effizienzen der verwendeten Selektionsschnitte
- A bezeichnet die Akzeptanz des Flächenelements ΔF, die folgendermaßen definiert ist:

  $$A = \frac{N_{\text{rek}}}{N_{\text{gen}}} \tag{7.6}$$

  N_{gen} ist hierbei die Anzahl der Ereignisse, die im Flächenelement ΔF im Falle einer perfekten Messung rekonstruiert würden, während aufgrund der endlichen Detektorauflösung N_{rek} Ereignisse tatsächlich rekonstruiert werden

Die Akzeptanz A wird in dieser Analyse mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen bestimmt. Da die Beziehung 7.5 auch für die Simulation gilt, kann die Akzeptanz eliminiert werden, und man erhält unter Benutzung von Gleichung 2.27 die Beziehung:

$$F_2^{\text{exp}}(x_c, Q_c^2) = \frac{\epsilon^{\text{MC}}}{\epsilon^{\text{exp}}}\,\frac{N - N_{\text{BG}}}{N^{\text{MC}}}\,\frac{\mathcal{L}^{\text{MC}}}{\mathcal{L}^{\text{exp}}}\,F_2^{\text{MC}}(x_c, Q_c^2) \cdot (1 - \delta_{\text{RC}}) \tag{7.7}$$

6 Flächenelemente in Q^2							
Grenzen in $\log Q^2(\mathrm{GeV}^2)$	0	0.25	0.5	0.625	0.75	0.875	1
Mittelwerte in $Q^2(\mathrm{GeV}^2)$	1.5	2.5	3.5	5	6.5	8.5	

Je nach Q^2–Bereich 3 bis 5 Flächenelemente						
Grenzen in $\log(x)$	-4.2	-3.8	-3.4	-3	-2.6	-2.2
Mittelwerte in x	0.0001	0.00025	0.00063	0.00158	0.00398	

Tabelle 7.1: *Einteilung der kinematischen Ebene in Flächenelemente. Es sind für Q^2 und x jeweils die Grenzen und die Mittelwerte der Flächenelemente angegeben.*

$F_2(x_c, Q_c^2)$ gibt den Wert der Protonstrukturfunktion an der Stelle des Zentralwertes des Flächenelements ΔF an. Die integrierte Luminosität beträgt $\mathcal{L}^{\mathrm{exp}} = 2,392\,\mathrm{pb}^{-1}$ für das Experiment. Die simulierten Ereignisse entsprechen einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}^{\mathrm{MC}} = 5,032\,\mathrm{pb}^{-1}$. Die Simulationsrechnungen wurden mit dem Programmpaket DJANGO2.1, das Strahlungskorrekturen nur in erster Ordnung enthält, durchgeführt, so daß der Korrekturfaktor $(1 - \delta_{\mathrm{RC}})$ für Strahlungskorrekturen höherer Ordnungen eingeführt werden muß.

Die Beziehung 7.7 ist nur dann gültig, wenn die Abhängigkeit der Protonstrukturfunktion von x und Q^2 innerhalb eines Flächenelements ΔF für die Daten und die Simulation gleich ist. Aus diesem Grund ist es wichtig, daß in der Simulation eine Parametrisierung der Protonstrukturfunktion verwendet wird, die nur kleine Abweichungen von der tatsächlichen Protonstrukturfunktion aufweist. Bei der Analyse der Daten aus den Datennahmeperioden 1992 und 1993 stellte sich heraus, daß die Strukturfunktion von Glück, Reya und Vogt [Glu93, Glu95] diese Bedingung erfüllt. Daher wurde diese Parametrisierung in der Simulation verwendet.

Zur Messung der Protonstrukturfunktion muß die kinematische Ebene in Flächenelemente aufgeteilt werden, wobei die Kriterien für die Wahl dieser Elemente ΔF im folgenden Abschnitt aufgezeigt werden. Anschließend werden die Effizienzen der Selektionsschnitte sowohl für die Daten als auch für die Simulation bestimmt. Im nächsten Abschnitt wird durch Vergleich der Simulationsrechnungen mit dem Experiment der verbleibende Untergrund in jedem Flächenelement abgeschätzt. Es folgen die Untersuchung zu den Korrekturen höherer Ordnungen und der Vergleich der Simulationsrechnungen mit den Daten, bevor die Resultate für die Protonstrukturfunktion präsentiert werden.

7.2 Die Festlegung der Flächenelemente

Die Festlegung der Flächenelemente wird von der Genauigkeit der Rekonstruktion in den kinematischen Variablen x und Q^2 und der verfügbaren Anzahl von Ereignissen bestimmt.

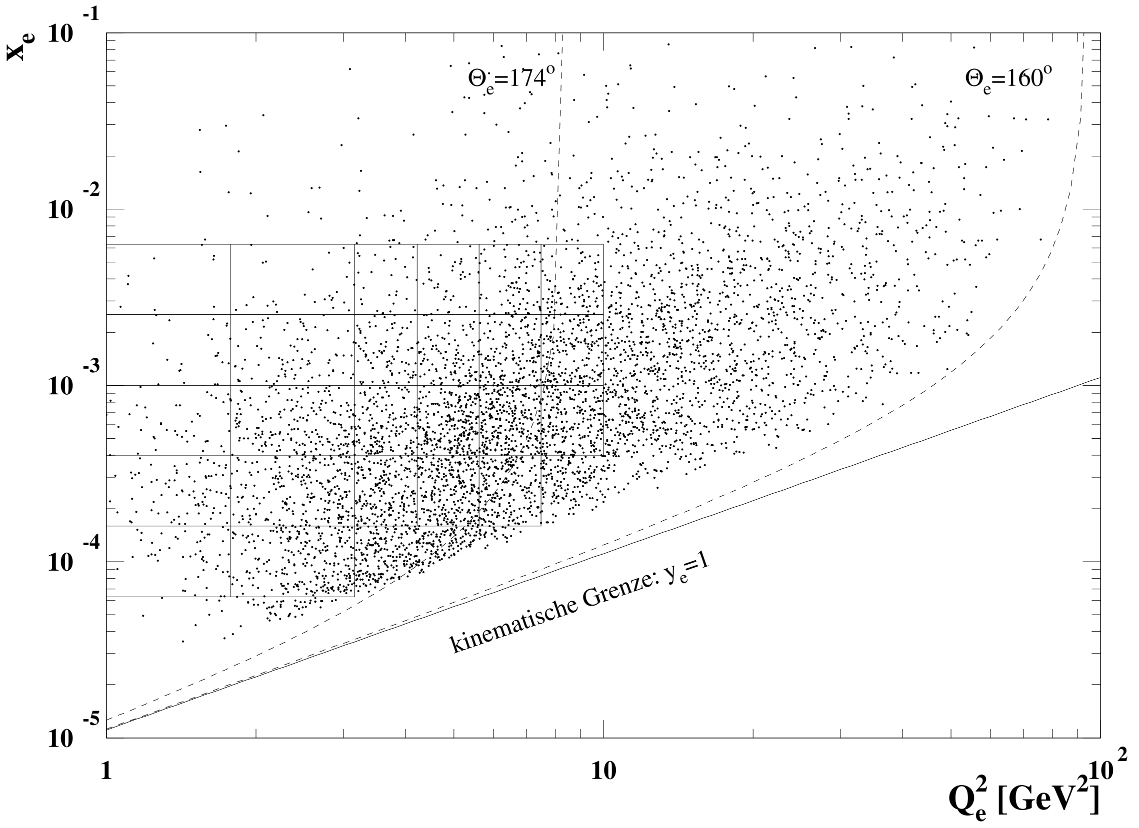


Abbildung 7.1: *Einteilung der kinematischen Ebene in Flächenelemente, wie sie in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde. Ebenfalls eingezeichnet ist die Verteilung der tiefinelastischen Ereignisse mit ISR. Der Akzeptanzbereich des BEMC für tiefinelastische Ereignisse ohne ISR liegt in dem Bereich* $160° < \theta < 174°$, *der durch gestrichelte Linien angedeutet ist.*

Zum einen sollte die Größe der Flächenelemente derart festgelegt werden, daß der resultierende statistische Fehler vergleichbar mit dem systematischen Fehler für die Messung der Protonstrukturfunktion ist. Zum anderen sollte die Breite der Flächenelemente nicht kleiner als die Detektorauflösung in x und Q^2 sein:

$$\Delta x \simeq \sigma(x) \quad \text{und} \quad \Delta Q^2 \simeq \sigma(Q^2) \tag{7.8}$$

Durch die zweite Forderung wird erreicht, daß ein großer Teil der einem Flächenelement zugehörigen Ereignisse auch nach der Rekonstruktion der kinematischen Variablen diesem Flächenelement zugeordnet wird.

Detaillierte Studien haben gezeigt [H1-95a], daß die Rekonstruktion von x mit dem H1–Detektor gut genug ist, um die kinematische Ebene in dem Bereich $x < 10^{-3}$ in 6 und in dem Bereich $x > 10^{-3}$ in 4 Flächenelemente pro Dekade in x zu unterteilen. Die Einteilung erfolgt dabei äquidistant in $\log(x)$. Pro Dekade in Q^2 kann die kinematische Ebene aufgrund der guten Rekonstruktion der Variablen Q^2 in 8 äquidistante Flächenelemente eingeteilt werden. Diese von der H1–Kollaboration verwendete Einteilung ist

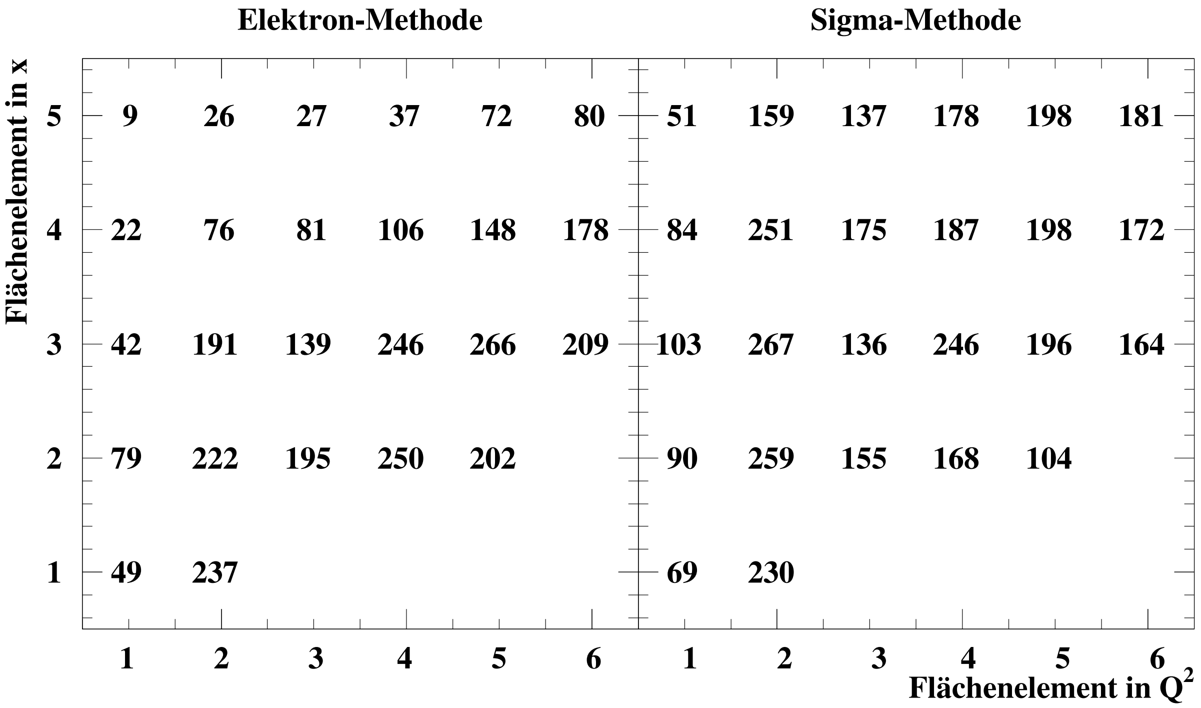
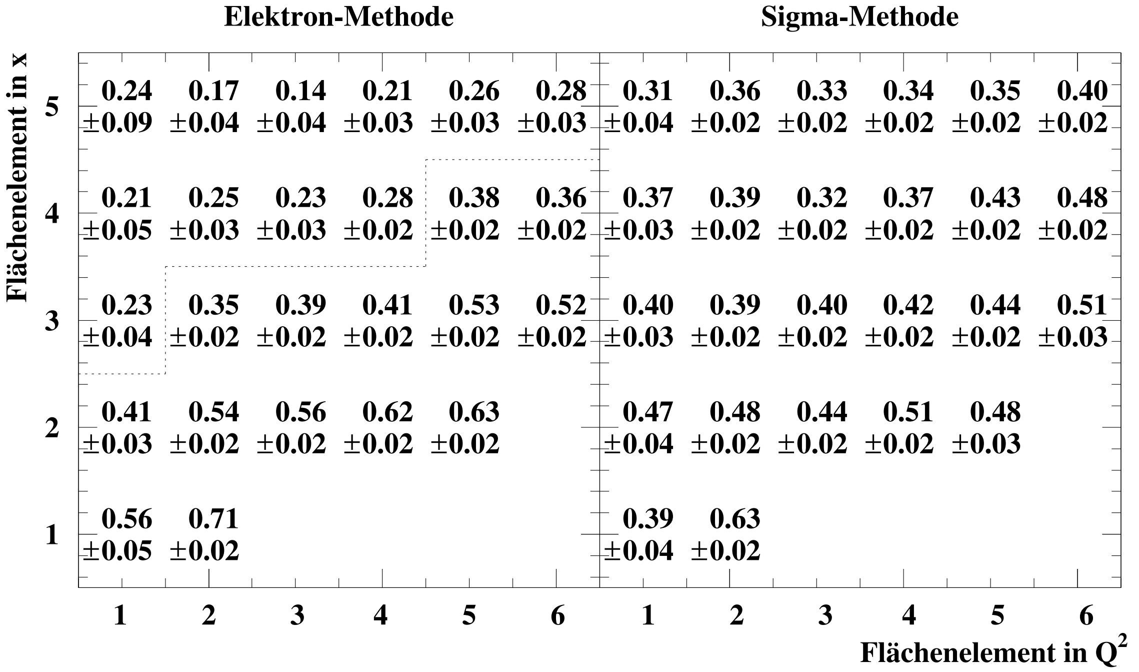


Abbildung 7.2: *Anzahl der aus den Daten selektierten Ereignisse pro Flächenelement für die Elektron–Methode links und für die Sigma–Methode rechts. Die Achsenbeschriftung stellt eine Numerierung der Flächenelemente dar, die im folgenden häufig benutzt wird. Diese Numerierung wurde in Anlehnung an Abbildung 7.1 aufsteigend in* x *und* Q^2 *gewählt.*

jedoch für die Analyse radiativer Ereignisse aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts nicht geeignet. Um eine statistisch signifikante Messung der Protonstrukturfunktion zu ermöglichen, wurden die Grenzen der Flächenelemente derart festgelegt, daß der statistische Fehler kleiner als 15% ist. Aus dieser Forderung ergibt sich eine Unterteilung der kinematischen Ebene in nur 5 äquidistante Flächenelemente in x, die sich über zwei Dekaden erstrecken, siehe Abbildung 7.1. Die Einteilung in Q^2 wurde für $Q^2 > 3\,\mathrm{GeV}^2$ übernommen. In dem Bereich $Q^2 < 3\,\mathrm{GeV}^2$ wurden jeweils zwei Flächenelemente zusammengefaßt, so daß auch hier ausreichend viele Ereignisse in jedem Flächenelement zur Verfügung stehen. Die genauen Grenzen und Mittelwerte der Flächenelemente sind in Tabelle 7.1 aufgeführt.

Ereignisse mit Impulsüberträgen von $Q^2 > 10\,\mathrm{GeV}^2$ werden in dieser Arbeit nicht untersucht, da in diesem kinematischen Bereich Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne ISR in erheblich größerer Anzahl zur Verfügung stehen [H1-96a], so daß die Strukturfunktion in diesem Bereich mit höherer Genauigkeit bestimmt werden konnte. In dem Bereich $5\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 10\,\mathrm{GeV}^2$ kann als Test der hier vorgestellten Methode ein Vergleich der in dieser Analyse erhaltenen Ergebnisse mit den Ergebnissen unabhängiger Analysen erfolgen.

Abbildung 7.2 zeigt für die festgelegten Intervallgrenzen die Anzahl selektierter Ereignisse für jedes Flächenelement. Die Werte in der linken (rechten) Hälfte ergeben sich bei Benut-



Elektron-Methode

Flächenelement in x \ Flächenelement in Q^2	1	2	3	4	5	6
5	0.24 ±0.09	0.17 ±0.04	0.14 ±0.04	0.21 ±0.03	0.26 ±0.03	0.28 ±0.03
4	0.21 ±0.05	0.25 ±0.03	0.23 ±0.03	0.28 ±0.02	0.38 ±0.02	0.36 ±0.02
3	0.23 ±0.04	0.35 ±0.02	0.39 ±0.02	0.41 ±0.02	0.53 ±0.02	0.52 ±0.02
2	0.41 ±0.03	0.54 ±0.02	0.56 ±0.02	0.62 ±0.02	0.63 ±0.02	
1	0.56 ±0.05	0.71 ±0.02				

Sigma-Methode

Flächenelement in x \ Flächenelement in Q^2	1	2	3	4	5	6
5	0.31 ±0.04	0.36 ±0.02	0.33 ±0.02	0.34 ±0.02	0.35 ±0.02	0.40 ±0.02
4	0.37 ±0.03	0.39 ±0.02	0.32 ±0.02	0.37 ±0.02	0.43 ±0.02	0.48 ±0.02
3	0.40 ±0.03	0.39 ±0.02	0.40 ±0.02	0.42 ±0.02	0.44 ±0.02	0.51 ±0.03
2	0.47 ±0.04	0.48 ±0.02	0.44 ±0.02	0.51 ±0.02	0.48 ±0.03	
1	0.39 ±0.04	0.63 ±0.02				

Abbildung 7.3: *Aus der Simulation erhaltene Reinheit der Flächenelemente für die Elektron–Methode links und für die Sigma–Methode rechts. Die statistischen Fehler sind ebenfalls angegeben. Die Trennlinie zwischen Flächenelementen mit einer Reinheit oberhalb und unterhalb von* 30% *ist als gepunktete Linie eingezeichnet.*

zung der Elektron–Methode (Sigma–Methode) zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Da die Sigma–Methode im Gegensatz zur Elektron–Methode Informationen des hadronischen Endzustandes berücksichtigt, ergeben sich teilweise erhebliche Unterschiede in der Anzahl der selektierten Ereignisse in einem Flächenelement, die auf die unterschiedliche Akzeptanz der beiden Methoden zurückzuführen sind. Bei kleinen Werten von y ergeben sich unter Verwendung der Elektron–Methode für sechs Flächenelemente weniger als 44 Ereignisse, so daß der statistische Fehler oberhalb von 15% liegt. Da nach Abschnitt 2.2 die Elektron–Methode bei kleinen Werten von y eine schlechte Auflösung besitzt, wird für diese Flächenelemente allerdings erwartet, daß Migrationseffekte zu einem großen systematischen Fehler führen. Unter Migration versteht man dabei die Abweichung der rekonstruierten kinematischen Größen von den tatsächlichen Werten. Das Migrationsverhalten wird im folgenden Abschnitt für die Elektron–Methode und die Sigma–Methode untersucht.

7.3 Die Untersuchung von Migrationseffekten

Zur Untersuchung von Migrationseffekten wird die Abweichung der rekonstruierten Größen x und Q^2 von den tatsächlichen Werten untersucht. Diese Abweichungen werden durch die endliche Auflösung der verwendeten Detektoren verursacht und können anhand simulierter Ereignisse bestimmt werden. Es sei $N_{i,\mathrm{rek}}$ die Anzahl der im Flächenelement i rekonstruierten Ereignisse. $N_{i,\mathrm{rek}}$ setzt sich aus solchen Ereignissen zusammen, die auch tatsächlich im Flächenelement i liegen ($N_{i,\mathrm{rek}}^{\mathrm{fest}}$) und aus Ereignissen, die durch Migration in das Flächenelement i gelangen ($N_{i,\mathrm{rek}}^{\mathrm{mig}}$). Von allen in einem Flächenelement rekonstruierten Ereignissen gibt die folgendermaßen definierte Reinheit R_i:

$$R_i = \frac{N_{i,\mathrm{rek}}^{\mathrm{fest}}}{N_{i,\mathrm{rek}}} = \frac{N_{i,\mathrm{rek}}^{\mathrm{fest}}}{N_{i,\mathrm{rek}}^{\mathrm{fest}} + N_{i,\mathrm{rek}}^{\mathrm{mig}}} \tag{7.9}$$

den Bruchteil der Ereignisse an, deren wahre kinematischen Größen x und Q^2 ebenfalls im Flächenelement i liegen. Um den Einfluß von Detektoreffekten auf die Messung gering zu halten, wird üblicherweise ein Wert von mindestens 30% für die Reinheit gefordert [Ber96]. Dieser Wert wird für diese Analyse übernommen.

Abbildung 7.3 zeigt die Resultate für die Reinheit der einzelnen Flächenelemente. Die Reinheit nimmt bei Verwendung der Elektron–Methode bei festem Q^2 mit zunehmendem x, also abnehmendem y, stark ab. Dies ist darauf zurückzuführen, daß sich die Auflösung mit kleiner werdendem y, wie in Abschnitt 2.2 erwähnt wurde, verschlechtert und somit die Migration in benachbarte Flächenelemente zunimmt. Durch die Bedingung $R_i > 30\%$ werden bei Verwendung der Elektron–Methode insgesamt 11 Flächenelemente verworfen, die sich bei kleinen Werten von y befinden. Bei Verwendung der Sigma–Methode erfüllen alle Flächenelemente das Kriterium einer Reinheit oberhalb von 30%.

Die Untersuchung der Reinheit hat gezeigt, daß die in Abschnitt 7.2 getroffene Wahl der Intervallgrenzen nicht zu unkontrollierbaren Migrationseffekten zwischen den einzelnen Flächenelementen führt. Solche Flächenelemente, deren Reinheit unterhalb von 30% liegt, fließen nicht in das Endergebnis ein, werden aber in der weiteren Analyse zur Kontrolle der Unsicherheit, die durch Benutzung zweier verschiedener Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik entsteht, berücksichtigt.

7.4 Die Bestimmung der Effizienzen der Schnitte auf r_{clust} und auf d_{BPC}

Wie aus Gleichung 7.7 ersichtlich wird, muß zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ des Protons das Verhältnis $\epsilon^{\mathrm{exp}}/\epsilon^{\mathrm{MC}}$ der Effizienzen aller Selektionsschnitte bestimmt werden. Idealerweise werden alle Ineffizienzen korrekt durch die Simulation beschrieben. In der Praxis zeigt sich jedoch, daß dies nur in begrenztem Umfang der Fall ist. Daher werden in diesem und in den beiden folgenden Abschnitten die Effizienzen der relevanten Selektionsschnitte sowohl für die Daten als auch für die Simulation bestimmt.

7.4.1 Die Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf r_{clust}

Zur Bestimmung der Effizienz des in Abschnitt 5.2.2 erläuterten Schnittes auf r_{clust} wird die Stichprobe tiefinelastischer Ereignisse ohne ISR verwendet, um den statistischen Fehler möglichst gering zu halten. In dieser Stichprobe sind jedoch Photoproduktionsereignisse, bei denen ein Teilchen des hadronischen Endzustandes ein gestreutes Elektron vortäuscht, enthalten. Wie in Abschnitt 5.2.2 gezeigt wurde, weisen Photoproduktionsereignisse kleine Energien E_{clust} auf, so daß im folgenden der Schnitt $25\,\text{GeV} < E_{\text{clust}} < 30\,\text{GeV}$ zur Unterdrückung der Photoproduktionsereignisse verwendet wird. Da die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers unabhängig von der Energie des Teilchens ist [Ama81], das den Schauer induziert, kann die mit dieser Stichprobe bestimmte Effizienz $\epsilon_{r_{\text{clust}}}$ für alle untersuchten Energien verwendet werden[1].

Es sei N die Anzahl der mit den in Abschnitt 5.2.2 vorgestellten Kriterien selektierten tiefinelastischen Ereignisse mit $25\,\text{GeV} < E_{\text{clust}} < 30\,\text{GeV}$, bei denen der Schnitt $r_{\text{clust}} < 4\,\text{cm}$ nicht verwendet wurde und $N_{r_{\text{clust}}}$ die Anzahl der Ereignisse, bei denen zusätzlich $r_{\text{clust}} < 4\,\text{cm}$ erfüllt ist. Dann ist die Effizienz $\epsilon^{\text{exp}}_{r_{\text{clust}}}$ des Schnittes auf r_{clust} gegeben durch:

$$\epsilon^{\text{exp}}_{r_{\text{clust}}} = \frac{N_{r_{\text{clust}}}}{N} = \frac{92814}{93236} = 0,9955 \pm 0,0002 \tag{7.10}$$

Für simulierte Ereignisse ergibt sich nach dem gleichen Verfahren:

$$\epsilon^{\text{MC}}_{r_{\text{clust}}} = \frac{N_{r_{\text{clust}}}}{N} = \frac{42430}{42587} = 0,9963 \pm 0,0003 \tag{7.11}$$

Die statistischen Fehler der Effizienzen wurden dabei nach folgender Beziehung berechnet:

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N}} \tag{7.12}$$

Es gibt Hinweise darauf [Mül94], daß die Effizienz des Schnittes auf r_{clust} eine leichte Energieabhängigkeit aufweist. Dieser Effekt wird auf den Einfluß des elektronischen Rauschens zurückgeführt, der sich bei kleineren Elektronenergien stärker bemerkbar machen sollte als bei großen Energien. Da nicht ausgeschlossen werden kann, daß sich das Rauschverhalten in der Simulation geringfügig vom Verhalten im Experiment unterscheidet, wird ein systematischer Fehler von $0,5\%$ für das zur Bestimmung der Protonstrukturfunktion relevante Verhältnis der Effizienzen angesetzt:

$$\frac{\epsilon^{\text{exp}}_{r_{\text{clust}}}}{\epsilon^{\text{MC}}_{r_{\text{clust}}}} = 1,00 \pm 0,005 \tag{7.13}$$

7.4.2 Die Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf d_{BPC}

Wie bei der Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf r_{clust} wird auch zur Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf d_{BPC} die Stichprobe tiefinelastischer Ereignisse mit $25\,\text{GeV} < E_{\text{clust}} < 30\,\text{GeV}$ verwendet, um Ereignisse der Photoproduktion zu unterdrücken. Da zur Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf d_{BPC} auch Ereignisse benötigt

---

[1] Prinzipiell hängt die Größe r_{clust} vom Auftreffwinkel und der Länge des induzierten Schauers, also auch von der Energie des einfallenden Teilchens ab. Bei den hier betrachteten Ereignissen liegt der Winkel des gestreuten Elektrons bei etwa $165° \lesssim \theta_e \lesssim 175°$, so daß dieser Effekt vernachlässigbar ist.

werden, bei denen kein Punkt in der BPC rekonstruiert wurde, werden die in Abschnitt 5.2.2 vorgestellten Selektionskriterien anhand des Clusterschwerpunktes $(x_{\mathrm{clust}}, y_{\mathrm{clust}})$ anstatt anhand des rekonstruierten Punktes $(x_{\mathrm{BPC}}, y_{\mathrm{BPC}})$ angewandt.

Es sei N die Anzahl der selektierten tiefinelastischen Ereignisse mit $25\,\mathrm{GeV} < E_{\mathrm{clust}} < 30\,\mathrm{GeV}$, bei denen der Schnitt $d_{\mathrm{BPC}} < 4\,\mathrm{cm}$ nicht verwendet wurde und $N_{d_{\mathrm{BPC}}}$ die Anzahl der Ereignisse, bei denen zusätzlich $d_{\mathrm{BPC}} < 4\,\mathrm{cm}$ erfüllt ist. Dann ergibt sich die Effizienz $\epsilon_{d_{\mathrm{BPC}}}$ des Schnittes auf d_{BPC} für das Experiment und für die Simulation zu:

$$\epsilon^{\mathrm{exp}}_{d_{\mathrm{BPC}}} = \frac{N_{d_{\mathrm{BPC}}}}{N} = \frac{92814}{95116} = 0,9758 \pm 0,0005 \tag{7.14}$$

$$\epsilon^{\mathrm{MC}}_{d_{\mathrm{BPC}}} = \frac{N_{d_{\mathrm{BPC}}}}{N} = \frac{42410}{43372} = 0,9778 \pm 0,0007 \tag{7.15}$$

Unter der Annahme, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit der rückwärtigen Proportionalkammer BPC unabhängig von der Energie des gestreuten Elektrons ist, ergibt sich das energieunabhängige Verhältnis der Effizienzen zu:

$$\frac{\epsilon^{\mathrm{exp}}_{d_{\mathrm{BPC}}}}{\epsilon^{\mathrm{MC}}_{d_{\mathrm{BPC}}}} = 0,9980 \pm 0,0009 \tag{7.16}$$

Dieser Wert wurde mit Hilfe eines anderen Algorithmus zur Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen überprüft [Fav96]. Der Algorithmus basiert auf der Annahme [Mar94, Pan94], daß ein gestreutes Elektron ein Signal in der CIP, die in Abschnitt 3.2.2 beschrieben worden ist, erzeugt. Wird nun verlangt, daß auf der Verbindungslinie zwischen dem rekonstruierten Wechselwirkungspunkt und dem Schwerpunkt des Clusters im BEMC ein Signal in der CIP vorhanden ist, so wird der überwiegende Teil der Photoproduktionsereignisse, bei denen ein Photon des hadronischen Endzustands ein gestreutes Elektron vortäuscht, unterdrückt. Bei Anwendung dieses Verfahrens erhält man für das Verhältnis der Effizienzen:

$$\left.\frac{\epsilon^{\mathrm{exp}}_{d_{\mathrm{BPC}}}}{\epsilon^{\mathrm{MC}}_{d_{\mathrm{BPC}}}}\right|_{\mathrm{CIP-Methode}} = 0,9940 \pm 0,0023 \tag{7.17}$$

Dieses Ergebnis stimmt innerhalb von $\pm 0,4\%$ mit dem oben berechneten Wert überein. Die Differenz wird als Maß für den systematischen Fehler benutzt, so daß sich schließlich folgender Wert ergibt:

$$\frac{\epsilon^{\mathrm{exp}}_{d_{\mathrm{BPC}}}}{\epsilon^{\mathrm{MC}}_{d_{\mathrm{BPC}}}} = 0,998 \pm 0,005 \tag{7.18}$$

7.5 Die Bestimmung der Effizienz des Subtriggers S_0

Wie in Abschnitt 5.2.2 erläutert wurde, wird zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse der Elektron–Proton–Streuung ein Signal des Subtriggers S_0 verlangt, um ein gestreutes Elektron zu identifizieren. Bei der Bestimmung der Triggereffizienz stellte sich heraus, daß die Simulation des Triggersignals das Verhalten im Experiment nicht beschreibt. Aus diesem Grund wurde dazu übergegangen, für simulierte Ereignisse kein Triggersignal zu fordern. Hierdurch entsteht zwar ein Unterschied zwischen der Analyse der Daten und der Simulation, aber eine Beeinflussung der Messung ist nicht zu erwarten, wenn die Effizienz des Subtriggers S_0 für die Daten korrekt bestimmt wird.

Zur Bestimmung der Effizienz des Subtriggers S_0 wird die Stichprobe tiefinelastischer Ereignisse der Elektron–Proton–Streuung ohne ISR benutzt. Dabei wird die Forderung nach einem Triggersignal des BEMC durch die Forderung nach einem Signal eines vom BEMC unabhängigen Triggers ersetzt. Hierzu wurde ein Triggersignal des zentralen Spurendetektors verwendet. Es sei N die Anzahl aller selektierten Ereignisse und N_{trigger} die Anzahl der Ereignisse, bei denen zusätzlich ein Signal des Subtriggers S_0 vorhanden ist. Dann ist die Effizienz $\epsilon_{\mathrm{trigger}}$ dieses Subtriggers gegeben durch:

$$\epsilon_{\mathrm{trigger}} = \frac{N_{\mathrm{trigger}}}{N} \tag{7.19}$$

Die Effizienz des Subtriggers S_0 hängt dabei von der Energie des im BEMC rekonstruierten Teilchens ab. Darüber hinaus ist eine Abhängigkeit der Effizienz vom Auftreffort des Teilchens auf dem Kalorimeter insbesondere im inneren Bereich des BEMC denkbar. Daher soll im folgenden neben der Energieabhängigkeit auch die Ortsabhängigkeit untersucht werden, wobei die Untersuchungen separat für Runs durchgeführt werden, bei denen die inneren Dreiecksmodule des BEMC für das Triggersignal berücksichtigt bzw. nicht berücksichtigt wurden.

7.5.1 Die Effizienz des Subtriggers S_0 bei Berücksichtigung der inneren Dreiecksmodule für das Triggersignal

Zunächst wurde untersucht, ob die Effizienz des Subtriggers S_0 für solche Runs, bei denen die inneren Dreiecksmodule für das Triggersignal berücksichtigt wurden, vom Auftreffort des Teilchens auf das Kalorimeter abhängt. Um nicht sensitiv auf die Energieabhängigkeit des Triggersignals zu sein, wurden hierzu Ereignisse mit $E_{\mathrm{clust}} > 11\,\mathrm{GeV}$ selektiert, so daß die Energie weit oberhalb der Energieschwelle des Subtriggers S_0 liegt. Diese Schwelle war während der Datennahmeperiode 1994 derart eingestellt, daß die Triggereffizienz 50% bei einer Energie von 7,7 GeV beträgt und einen Wert von 100% bei einer Energie von 11 GeV erreicht.

Abbildung 7.4 zeigt für diese Ereignisse $\epsilon_{\mathrm{trigger}}$ als Funktion von $\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|, |y_{\mathrm{BPC}}|\}$. Die Größe $\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|, |y_{\mathrm{BPC}}|\}$ bietet sich zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit des Triggersignals an, da sie einerseits ein Maß für den Abstand von der Strahlachse darstellt und andererseits der rechteckigen Geometrie der Module des BEMC Rechnung trägt. Es ist zu erkennen, daß die Effizienz $\epsilon_{\mathrm{trigger}}$ unabhängig von $\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|, |y_{\mathrm{BPC}}|\}$ mit 1 verträglich ist. Die eingezeichneten Fehler wurden nach Gleichung 7.12 berechnet, sofern für die Effizienz $\epsilon_{\mathrm{trigger}} \neq 1$ gilt. Für $\epsilon_{\mathrm{trigger}} = 1$ und für $\epsilon_{\mathrm{trigger}} = 0$ wird der Fehler gemäß

$$\sigma_\epsilon = 1 - 0{,}32^{\frac{1}{N+1}} \tag{7.20}$$

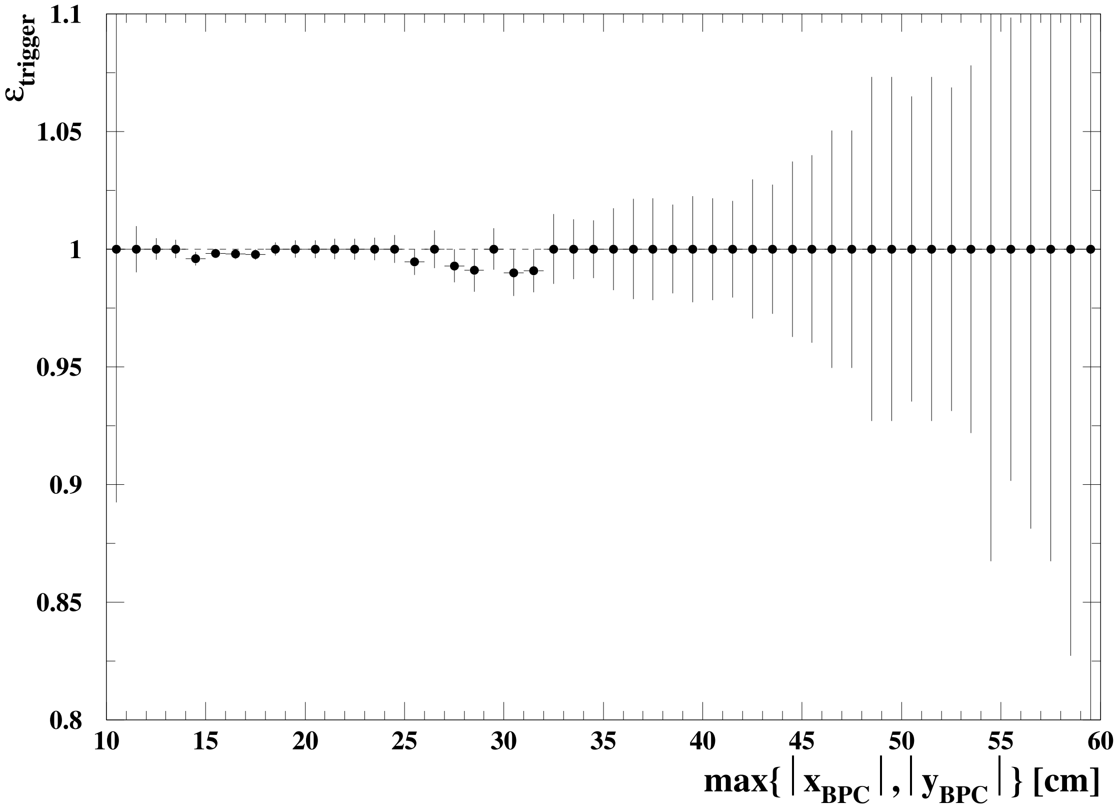


Abbildung 7.4: *Überprüfung der Ortsabhängigkeit des Subtriggers S_0 für Runs, bei denen die inneren Dreiecksmodule des BEMC für das Triggersignal berücksichtigt wurden. Die Energie der ausgewählten Ereignisse ist größer als 11 GeV und liegt somit weit oberhalb der Energieschwelle des Triggers von 7,7 GeV.*

berechnet, siehe Anhang E in [Kos96]. Im folgenden wird davon ausgegangen, daß die Effizienz des Subtriggers S_0 für solche Runs, bei denen die inneren Dreiecksmodule für das Triggersignal berücksichtigt wurden, unabhängig vom Auftreffort eines Teilchens auf das Kalorimeter ist.

Abbildung 7.5 zeigt die Effizienz des Subtriggers S_0 als Funktion der Energie E_{clust} des Clusters im BEMC mit der höchsten rekonstruierten Energie. Sie beträgt 50% bei einer Energie von 7,7 GeV und steigt zu großen Energien hin stark an. Für Energien oberhalb von 11 GeV ist der Trigger zu 100% effizient. Zur Bestimmung der Strukturfunktion des Protons nach Gleichung 7.7 wird diese in den Daten auftretende Energieabhängigkeit berücksichtigt.

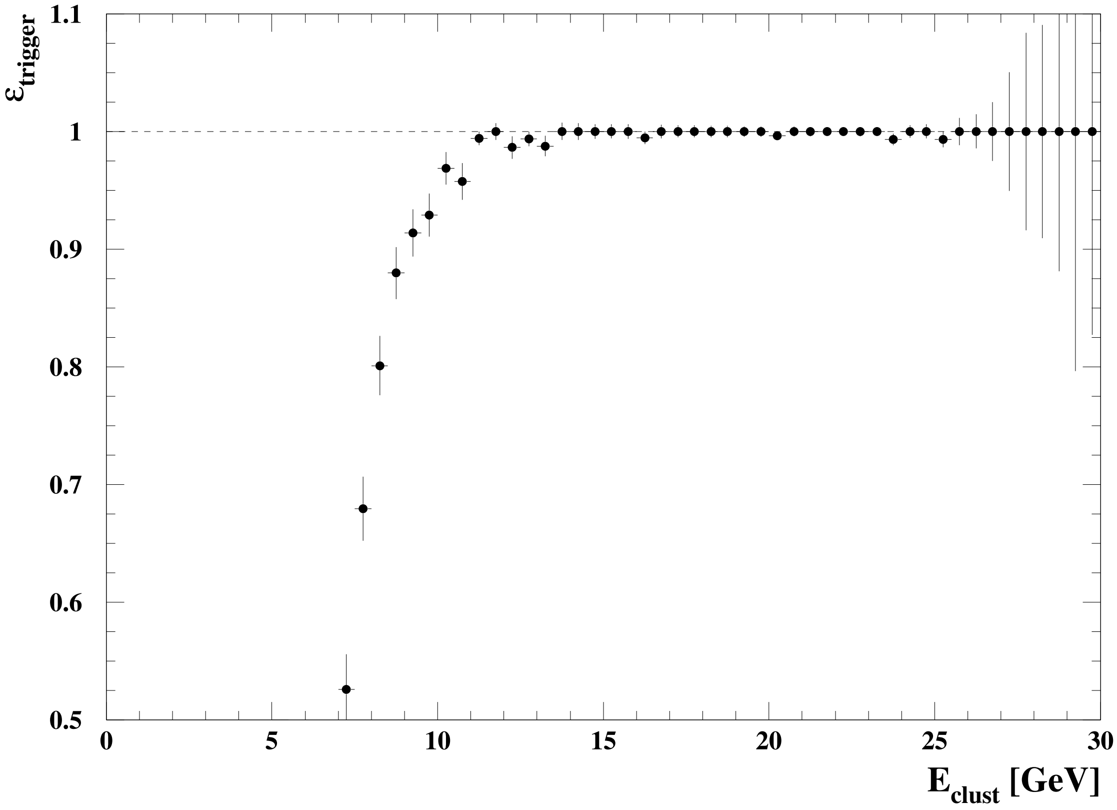


Abbildung 7.5: *Untersuchung der Energieabhängigkeit des Subtriggers S_0 für Runs, bei denen die inneren Dreiecksmodule des BEMC für das Triggersignal berücksichtigt wurden.*

7.5.2 Die Effizienz des Subtriggers S_0 ohne Berücksichtigung der inneren Dreiecksmodule für das Triggersignal

Für solche Runs, bei denen die inneren Dreiecksmodule nicht für das Triggersignal berücksichtigt wurden, ist neben der Energieabhängigkeit des Subtriggers S_0 auch eine Ortsabhängigkeit zu erwarten. Trifft nämlich ein Teilchen auf eines der inneren Dreiecksmodule, so kann ein Triggersignal lediglich durch ein benachbartes quadratisches Modul ausgelöst werden. Dies ist umso wahrscheinlicher, je näher sich der Auftreffort des Teilchens an einem solchen Modul befindet.

Abbildung 7.6 zeigt die Triggereffizienz als Funktion der Koordinaten x_{BPC} und y_{BPC} des dem gestreuten Teilchen zugeordneten Raumpunktes in der BPC. Um nicht sensitiv auf die Energieabhängigkeit des Triggersignals zu sein, wurden wieder Ereignisse mit $E_{\mathrm{clust}} > 11\,\mathrm{GeV}$ selektiert. Wie erwartet ist eine sehr starke Ortsabhängigkeit der Effizienz zu erkennen: Während für Ereignisse, bei denen das gestreute Teilchen in eines der quadratischen Module gestreut wird, der Trigger voll effizient ist, ist innerhalb der dreieckigen Module ein starker Abfall der Effizienz zu erkennen. Darüber hinaus erkennt man, daß die Effizienz innerhalb der dreieckigen Module lediglich vom Abstand des Auf-

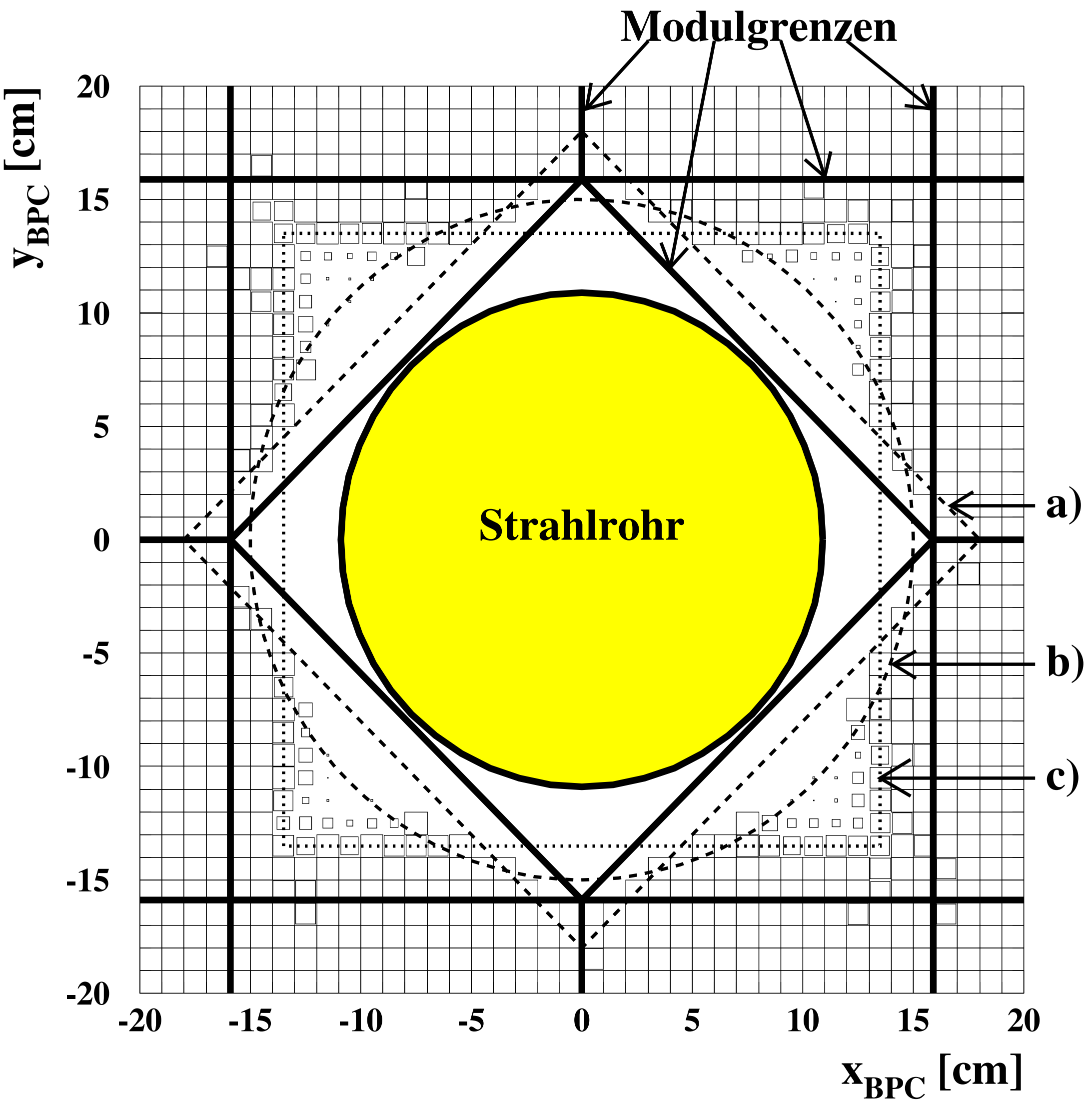


Abbildung 7.6: *Bestimmung der Ortsabhängigkeit des Subtriggers* S_0 *für Runs, bei denen die inneren Dreiecksmodule des BEMC nicht für das Triggersignal berücksichtigt wurden. Die dicken Linien stellen die Grenzen zwischen den Modulen dar, und die Größe der eingezeichneten Quadrate ist proportional zur Effizienz des Subtriggers* S_0 *. Die Energie der ausgewählten Ereignisse befindet sich weit oberhalb der Energieschwelle des Triggers. Die gestrichelt eingezeichneten Schnitte a) und b) werden immer verwendet, während c) nur für solche Runs benutzt wird, bei denen die inneren Dreiecksmodule des BEMC nicht für das Triggersignal berücksichtigt wurden, um eine hohe Effizienz zu gewährleisten.*

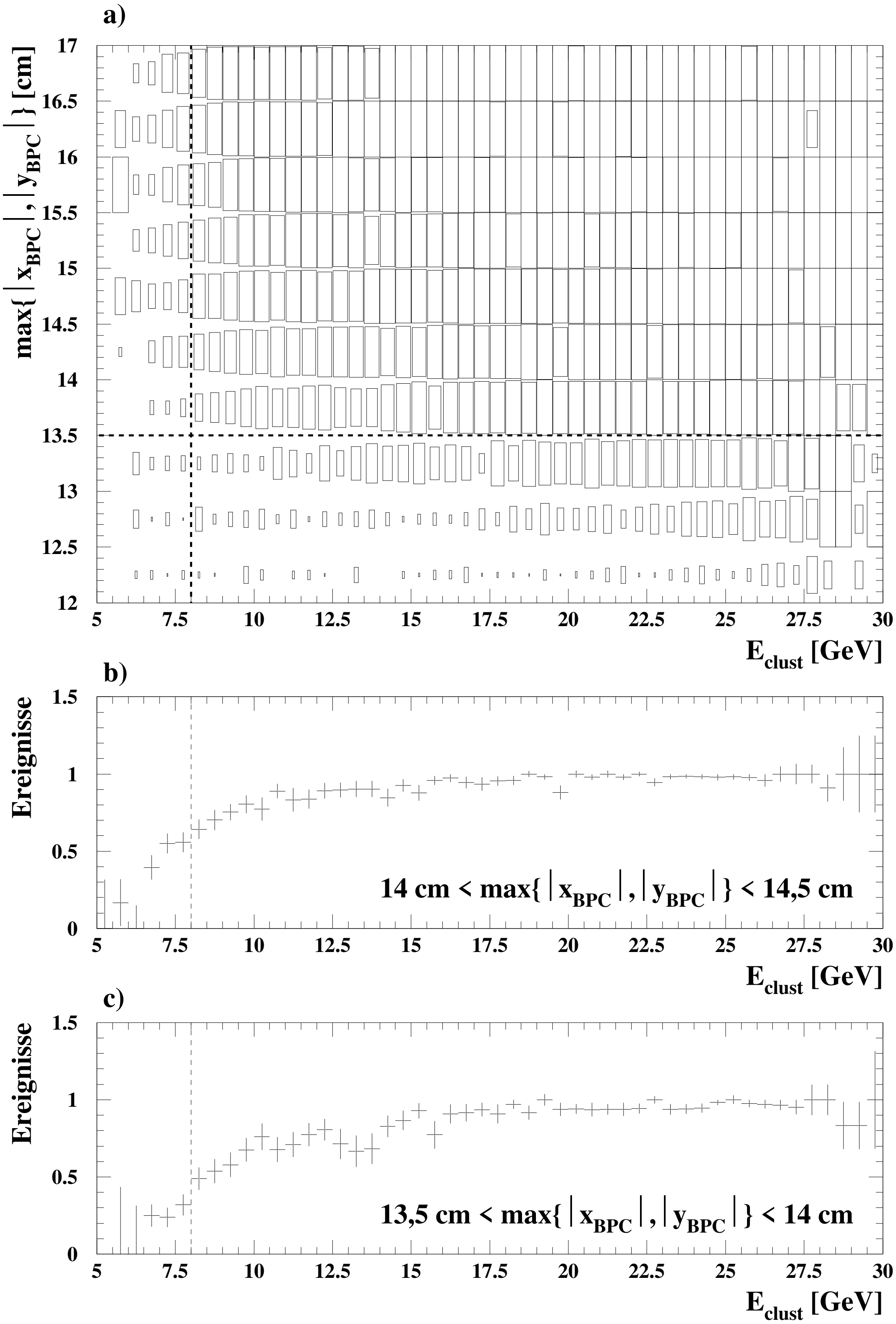


Abbildung 7.7: *Bestimmung der Effizienz des Subtriggers S_0 für Runs, bei denen die inneren Dreiecksmodule des BEMC nicht für das Triggersignal berücksichtigt wurden. In a) ist die Effizienz als Funktion der Elektronenergie und der Ortsvariablen* $\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|, |y_{\mathrm{BPC}}|\}$ *dargestellt. Die Größe der eingezeichneten Rechtecke ist proportional zur Effizienz des Subtriggers S_0. Die angewandten Schnitte sind als gestrichelte Linien eingezeichnet. Zur Verdeutlichung ist die Effizienz in b) und c) für zwei Intervalle in* $\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|, |y_{\mathrm{BPC}}|\}$ *als Funktion der Energie dargestellt.*

treffortes vom nächsten quadratischen Modul abhängt. Beträgt dieser Abstand mehr als 2,5 cm, so fällt die Effizienz auf Werte unterhalb von 50% und ist mit einem großen statistischen Fehler behaftet. Aus diesem Grund wird für solche Runs, bei denen die inneren Dreiecksmodule nicht für das Triggersignal benutzt wurden gefordert:

$$\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|\,,|y_{\mathrm{BPC}}|\} > 13,5\,\mathrm{cm} \tag{7.21}$$

Dieser Schnitt ist in Abbildung 7.6 als gepunktete Linie eingezeichnet und als Schnitt c) gekennzeichnet. In Abbildung 7.6 ist ebenfalls zu erkennen, daß sich die Triggereffizienz in allen inneren Dreiecksmodulen gleichartig verhält. Daher wird diese Effizienz im folgenden als Funktion der Energie E_{clust} und der Ortsvariablen $\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|\,,|y_{\mathrm{BPC}}|\}$ bestimmt.

Abbildung 7.7 zeigt die Effizienz des Subtriggers S_0 als Funktion von $\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|\,,|y_{\mathrm{BPC}}|\}$ und E_{clust}. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Effizienz zu kleinen Werten der Elektronenergie hin abfällt. Dieser Abfall ist wie erwartet umso stärker, je kleiner $\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|\,,|y_{\mathrm{BPC}}|\}$ ist. Die hier erhaltenen Werte der Effizienz $\epsilon_{\mathrm{trigger}}^{\mathrm{exp}}$ werden zur Bestimmung der Strukturfunktion des Protons verwendet. Da für simulierte Ereignisse kein Triggersignal verlangt wurde, wird $\epsilon_{\mathrm{trigger}}^{\mathrm{MC}} = 1$ in Formel 7.7 eingesetzt.

7.6 Die Bestimmung der Vertexeffizienz

Zur Selektion der Ereignisse wird gefordert, daß ein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden konnte und daß die z–Position dieses Punktes in dem Bereich $-30\,\mathrm{cm} \leq z_{\mathrm{wwp}} \leq 40\,\mathrm{cm}$ liegt. Die Bestimmung der Vertexeffizienz gliedert sich daher in zwei separate Teile: Zum einen muß die Effizienz zur Rekonstruktion eines Wechselwirkungspunktes und zum anderen muß die Effizienz des Schnittes auf die Lage der z–Position dieses Wechselwirkungspunktes bestimmt werden.

Abbildung 7.8 zeigt die Verteilung der z–Position z_{wwp} für Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit ISR. Es ist zu erkennen, daß die Verteilung für simulierte Ereignisse sehr gut mit der Verteilung für die Daten übereinstimmt. Daher wird im folgenden angenommen, daß die Effizienz des Schnittes $-30\,\mathrm{cm} \leq z_{\mathrm{wwp}} \leq 40\,\mathrm{cm}$ in der Simulation derjenigen in den Daten entspricht.

Die Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes erfolgt unter Berücksichtigung aller Spuren von geladenen Teilchen, die mit Hilfe der Spurkammern des H1–Detektors gemessen wurden. Diese Spuren werden überwiegend durch die Teilchen des hadronischen Endzustandes erzeugt. Bei Ereignissen der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit ISR führt die Abstrahlung eines hochenergetischen Photons zu einer Reduktion der effektiven Schwerpunktsenergie, so daß die Teilchen des hadronischen Endzustandes eine geringere Energie und kleinere Streuwinkel aufweisen als Ereignisse ohne ISR. Aus diesem Grunde können zur Bestimmung der Vertexeffizienz im Gegensatz zu allen bisher bestimmten Effizienzen nicht die Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung ohne ISR verwendet werden, sondern sie muß aus der Stichprobe der Ereignisse mit ISR bestimmt werden.

Zur Bestimmung der Vertexeffizienz wurde die CIP–Methode [Pan93, Pan94] verwendet. Wie bereits in Abschnitt 7.4.2 erläutert wurde, basiert diese Methode auf der Annahme,

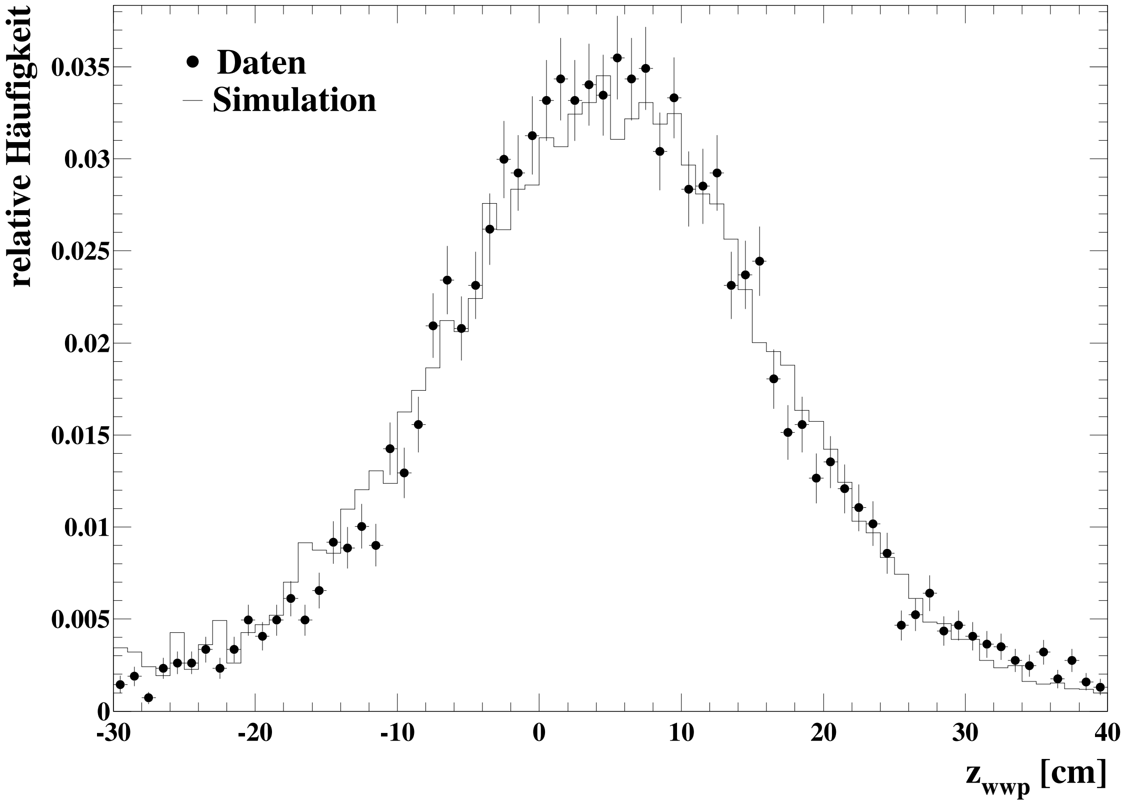


Abbildung 7.8: *Verteilung der z–Position z_{wwp} des rekonstruierten Vertex für Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit ISR. Die Fläche unter den Verteilungen wurde auf 1 normiert.*

daß ein Elektron, das in den Akzeptanzbereich der CIP gestreut wird, ein Signal in der CIP erzeugt. Für Kandidaten der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung kann daher die z–Position $z_{\mathrm{wwp}}^{\mathrm{CIP}}$ des Wechselwirkungspunktes durch eine Extrapolation des dem gestreuten Elektron zugeordneten Punktes in der BPC und der Auslesezelle der CIP auf die Strahlachse bestimmt werden. Abbildung 7.9 zeigt die Korrelation der mit dieser Methode berechneten Koordinate $z_{\mathrm{wwp}}^{\mathrm{CIP}}$ mit z_{wwp} für Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit ISR. Die Koordinate z_{wwp} wurde dabei mit dem Standard–Rekonstruktionsprogramm H1REC der H1–Kollaboration unter Verwendung der Information aller Spurkammern ermittelt. Es ist sowohl für die Daten als auch für die Simulation eine deutliche Korrelation erkennbar. Daher kann davon ausgegangen werden, daß mit Hilfe der CIP–Methode, wenn auch mit begrenzter Auflösung, der Wechselwirkungspunkt tiefinelastischer Ereignisse rekonstruiert werden kann.

Es sei $N(\mathrm{CIP-vertex})$ die Anzahl selektierter Ereignisse mit ISR, wobei das Selektionskriterium $-30\,\mathrm{cm} \leq z_{\mathrm{wwp}} \leq 40\,\mathrm{cm}$ durch $-30\,\mathrm{cm} \leq z_{\mathrm{wwp}}^{\mathrm{CIP}} \leq 40\,\mathrm{cm}$ ersetzt wurde und $N(\mathrm{CIP-vertex} \quad \mathrm{und} \quad \mathrm{h1rec-vertex})$ die Anzahl Ereignisse, bei denen zusätzlich ein Vertex mit dem Rekonstruktionsprogramm H1REC in dem Intervall $-30\,\mathrm{cm} \leq z_{\mathrm{wwp}} \leq 40\,\mathrm{cm}$ gefunden wurde. Dann ist die Vertexeffizienz $\epsilon_{\mathrm{vertex}}$ gegeben durch:

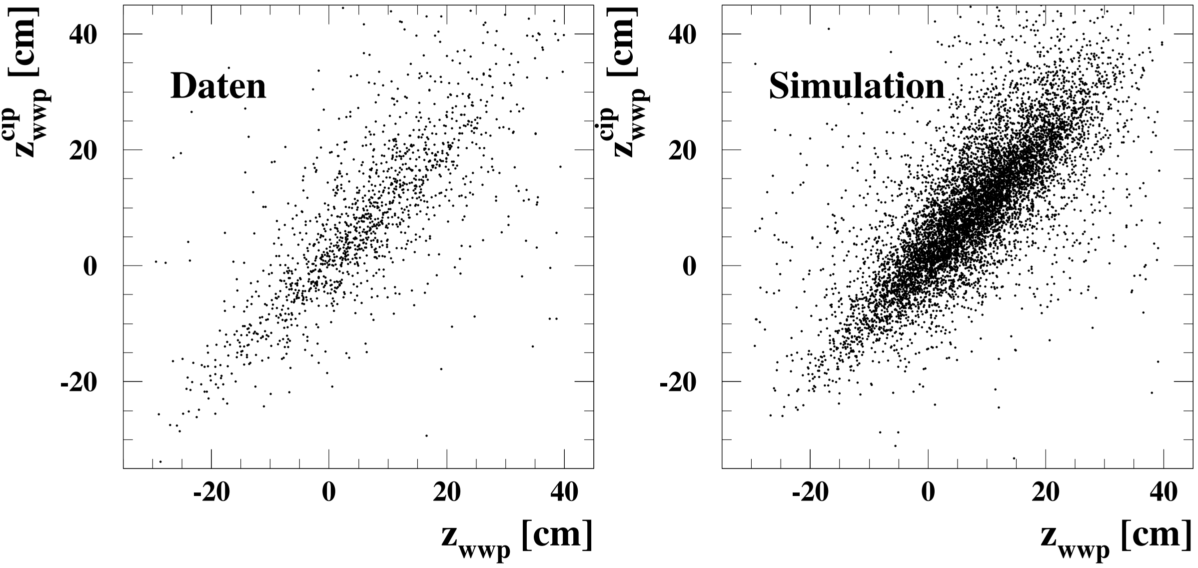


Abbildung 7.9: *Korrelation der Koordinate $z_{\mathrm{wwp}}^{\mathrm{CIP}}$ des Wechselwirkungspunktes mit der Koordinate z_{wwp} für Daten und Simulationsrechnungen. Die Koordinate $z_{\mathrm{wwp}}^{\mathrm{CIP}}$ wurde durch die Extrapolation einer Geraden durch den dem gestreuten Elektron zugeordneten Punkt in der BPC und durch ein Segment in der CIP bestimmt, während z_{wwp} mit Hilfe aller Spurkammern bestimmt wurde.*

$$\epsilon_{\mathrm{vertex}} = \frac{N(\mathrm{CIP-vertex}\quad \mathrm{und}\quad \mathrm{h1rec-vertex})}{N(\mathrm{CIP-vertex})} \tag{7.22}$$

Durch diese Definition heben sich die Effekte der Vertexrekonstruktion mit der CIP auf, so daß $\epsilon_{\mathrm{vertex}}$ unabhängig von der Effizienz der CIP ist. Gemittelt über alle Ereignisse erhält man für die Daten und die Simulation [Fav96]:

$$\epsilon_{\mathrm{vertex}}^{\mathrm{exp}} = 82,8 \pm 0,5\% \tag{7.23}$$
$$\epsilon_{\mathrm{vertex}}^{\mathrm{MC}} = 83,8 \pm 0,4\% \tag{7.24}$$

Diese Werte sind statistisch miteinander verträglich. Für die weitere Analyse ist jedoch zu berücksichtigen, daß durch die geometrische Akzeptanz der CIP[2] überwiegend Ereignisse mit großen Werten von Q^2 eingehen. Da sich diese Analyse auf den Bereich $1\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 10\,\mathrm{GeV}^2$ beschränkt, ist es möglich, daß die so bestimmten Werte für die Vertexeffizienz nicht den tatsächlich anzuwendenden Werten entsprechen. Daher werden in einem nächsten Schritt nur solche Ereignisse zur Bestimmung der Vertexeffizienz berücksichtigt, die innerhalb der selektierten Flächenelemente der kinematischen Ebene liegen. Die Resultate sind in Tabelle 7.2 zusammengefaßt, wobei zur Rekonstruktion der

---

[2] Lediglich Teilchen mit einem Abstand von $R_{\mathrm{BPC}} > 21\,\mathrm{cm}$ von der Strahlachse können ein Signal in der CIP erzeugen.

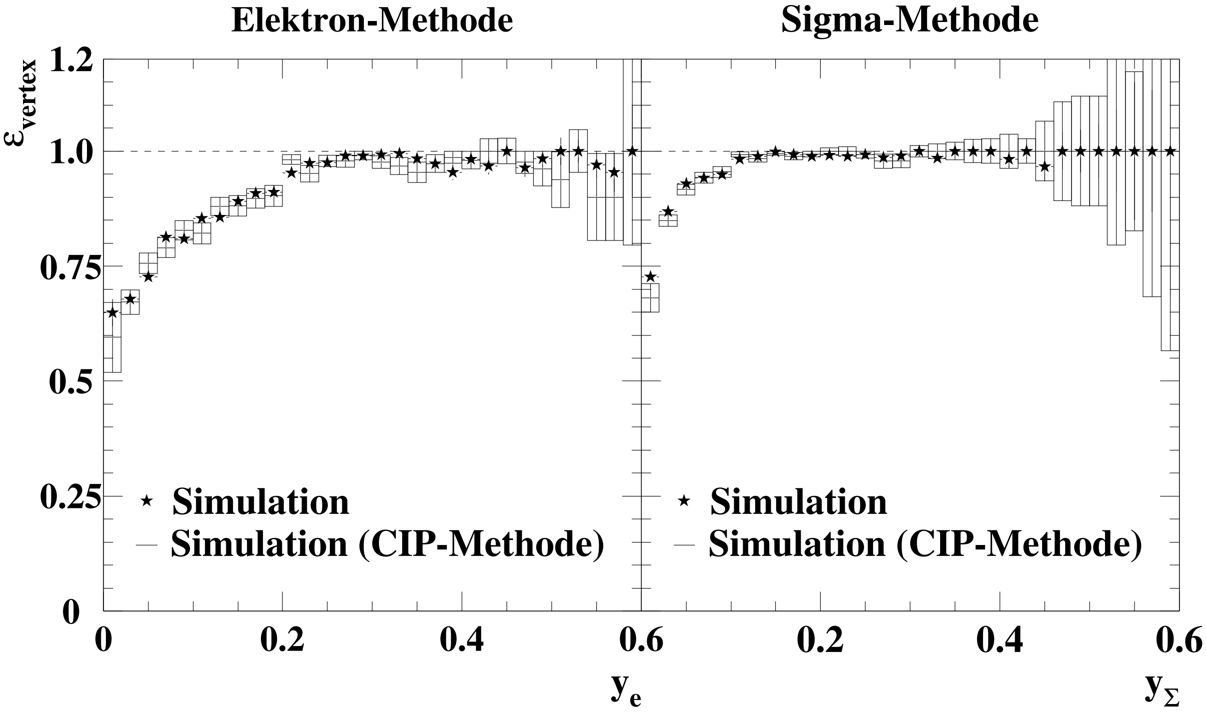


Abbildung 7.10: *Vertexeffizienz für simulierte Ereignisse als Funktion der Inelastizität y für die Elektron–Methode und für die Sigma–Methode. Es ist ein starker Anstieg der Vertexeffizienz mit zunehmenden Werten der Inelastizität y zu erkennen. Die mit der CIP–Methode erhaltenen Werte stimmen sehr gut mit den tatsächlichen Werten überein. Die tatsächliche Effizienz ergibt sich aus dem Anteil von Ereignissen mit einem rekonstruierten Vertex.*

Ereigniskinematik die Elektron– und die Sigma–Methode verwendet wurden. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Vertexeffizienz bei Verwendung der Sigma–Methode höher ist als bei Verwendung der Elektron–Methode. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Sigma–Methode neben dem gestreuten Elektron auch den hadronischen Endzustand berücksichtigt. Solche Ereignisse, die bei Verwendung der Sigma–Methode innerhalb der selektierten Flächenelemente rekonstruiert werden, verfügen daher über eine gewisse Mindestaktivität im Flüssigargon–Kalorimeter, so daß in der Regel auch Spuren geladener Teilchen des hadronischen Endzustandes zu erwarten sind. Darüber hinaus ist zu erkennen, daß die Vertexeffizienz in der Simulation bei Verwendung der Sigma–Methode höher ist als in den Daten. Da das Verhältnis $\epsilon^{\rm exp}_{\rm vertex}/\epsilon^{\rm MC}_{\rm vertex}$ der Effizienzen nach Gleichung 7.7 in die Messung der Strukturfunktion eingeht und eine Quelle für systematische Fehler darstellt, wird die Vertexeffizienz im folgenden genauer untersucht.

Prinzipiell ist es wünschenswert, die Vertexeffizienz als Funktion von x und Q^2 zu bestimmen. Dies ist aber aufgrund der limitierten Anzahl selektierter Ereignisse nicht möglich, so daß sie als Funktion einer einzigen kinematischen Größe, der Inelastizität y, bestimmt

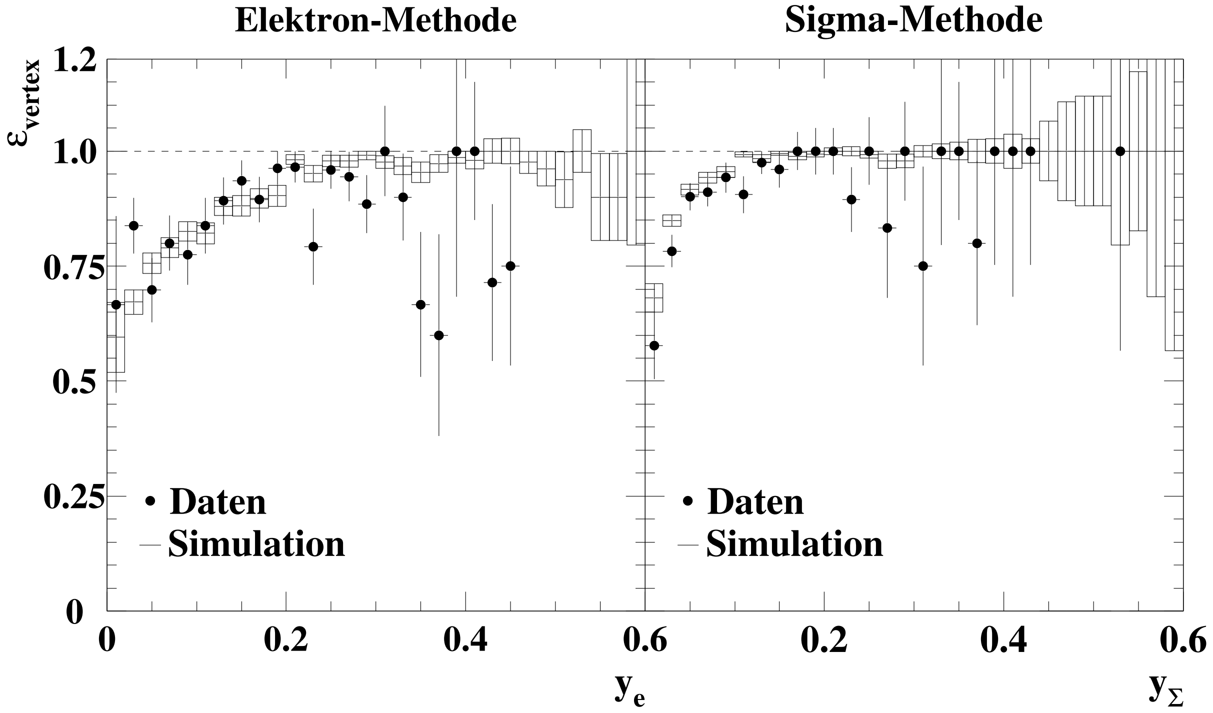


Abbildung 7.11: *Vertexeffizienz für Daten und Simulationsrechnungen als Funktion der Inelastizität y für die Elektron– und die Sigma–Methode. Die Werte wurden mit Hilfe der CIP–Methode bestimmt.*

	Elektron–Methode	Sigma–Methode
$\epsilon_{\text{vertex}}^{\text{exp}}$	$84,9 \pm 1,6\%$	$88,1 \pm 1,2\%$
$\epsilon_{\text{vertex}}^{\text{MC}}$	$86,7 \pm 0,5\%$	$93,2 \pm 0,4\%$

Tabelle 7.2: *Vertexeffizienz für Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit ISR, die innerhalb der selektierten Flächenelemente liegen. Die Werte wurden separat für die Elektron– und die Sigma–Methode unter Verwendung der CIP–Methode bestimmt.*

wird. Die kinematische Größe y wurde gewählt, da zu erwarten ist, daß die Vertexeffizienz eine starke Abhängigkeit von y aufweist. Dies ist einerseits darauf zurückzuführen, daß der Polarwinkel θ_h des hadronischen Endzustandes nach Gleichung 2.15 für einen festen Wert des Streuwinkels θ_e des Elektrons mit steigenden Werten von y zunimmt. Für große Werte von y wird daher erwartet, daß die Teilchen des hadronischen Endzustandes in den Zentralbereich des Detektors gestreut werden und somit eine lange Strecke in den zentralen Spurdetektoren zurücklegen, so daß die Wahrscheinlichkeit, den Wechselwirkungspunkt zu rekonstruieren, groß ist. Für kleine Werte von y werden die Teilchen des hadronischen

Endzustandes hingegen in den Vorwärtsbereich des Detektors gestreut und treffen auf das Vorwärtsspurkammersystem. Wie aus Tabelle 3.2 hervorgeht, besitzt dieses System eine wesentlich schlechtere Ortsauflösung als das zentrale Spurkammersystem, so daß sich die Vertexeffizienz verringert. Ein weiterer Grund dafür, daß die Vertexeffizienz von der Inelastizität y abhängt, ist der Zusammenhang zwischen der invarianten Masse W des hadronischen Endzustandes und y. Es gilt:

$$W^2 = Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + M^2_{\mathrm{Proton}} \tag{7.25}$$

Unter Vernachlässigung der Protonenmasse und der Näherung $x \ll 1$ ergibt sich mit Hilfe von Gleichung 2.5:

$$W^2 = y \cdot s \tag{7.26}$$

Aus dieser Beziehung wird deutlich, daß Ereignisse mit großen Werten von y hohe Werte von W besitzen. Da die Multiplizität der bei tiefinelastischer Elektron–Proton–Streuung entstehenden geladenen Teilchen proportional zu $\ln(W)$ ansteigt [H1-96f], weisen Ereignisse mit großen Werten von y eine tendenziell höhere Multiplizität auf als Ereignisse mit niedrigem y. Daher sollte die Vertexeffizienz mit steigenden Werten von y ansteigen.

Zunächst soll untersucht werden, ob tatsächlich ein Anstieg der Vertexeffizienz mit y beobachtet wird. Hierzu wurde in Abbildung 7.10 für simulierte Ereignisse, die innerhalb der selektierten Flächenelemente liegen, die tatsächliche Vertexeffizienz sowie die Vertexeffizienz unter Verwendung der CIP–Methode bestimmt. Man erkennt sowohl bei der Elektron– als auch bei der Sigma–Methode einen starken Anstieg der Effizienz mit zunehmenden Werten von y. Die volle Effizienz wird mit der Elektron–Methode bei $y \simeq 0,25$ und mit der Sigma–Methode bei $y \simeq 0,15$ erreicht. Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, daß die Sigma–Methode im Gegensatz zur Elektron–Methode bei kleinen Werten von y eine gute Auflösung liefert, siehe Abschnitt 2.2. Desweiteren ist zu erkennen, daß die mit der CIP–Methode erhaltenen Werte im gesamten Bereich von y sehr gut mit den tatsächlichen Werten für die Vertexeffizienz übereinstimmen. Hierdurch wird sichergestellt, daß trotz der beschränkten geometrischen Akzeptanz der CIP keine systematisch verfälschten Werte bei Verwendung der CIP–Methode bestimmt werden.

Abbildung 7.11 zeigt die mit Hilfe der CIP–Methode berechnete Vertexeffizienz als Funktion von y für Daten und für Simulationsrechnungen. Bei Verwendung der Elektron–Methode erkennt man eine gute Übereinstimmung in dem Bereich $0 \leq y_e \leq 0,25$, in dem die Effizienz signifikant unterhalb von 1 liegt. In dem Bereich $y_e > 0,25$ liegen die für die Daten erhaltenen Werte tendenziell unterhalb der Werte für die Simulation, jedoch stehen nicht genügend Ereignisse zur Verfügung, um eine statistisch signifikante Aussage zu machen. Da die Abhängigkeit der Vertexeffizienz bei kleinen Werten von y_e gut durch die Simulation beschrieben wird, kann davon ausgegangen werden, daß dies auch in dem Bereich großer y_e der Fall ist, zumal die Vertexeffizienz hier Werte nahe 1 annimmt. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist besser als 5%, so daß der systematische Fehler für den gesamten Bereich in y_e mit 5% angesetzt wird.

Bei Verwendung der Sigma–Methode stellt sich heraus, daß die Vertexeffizienz für Simulationsrechnungen in dem Bereich $y_\Sigma < 0,16$ signifikant größer ist als für die Daten. Das

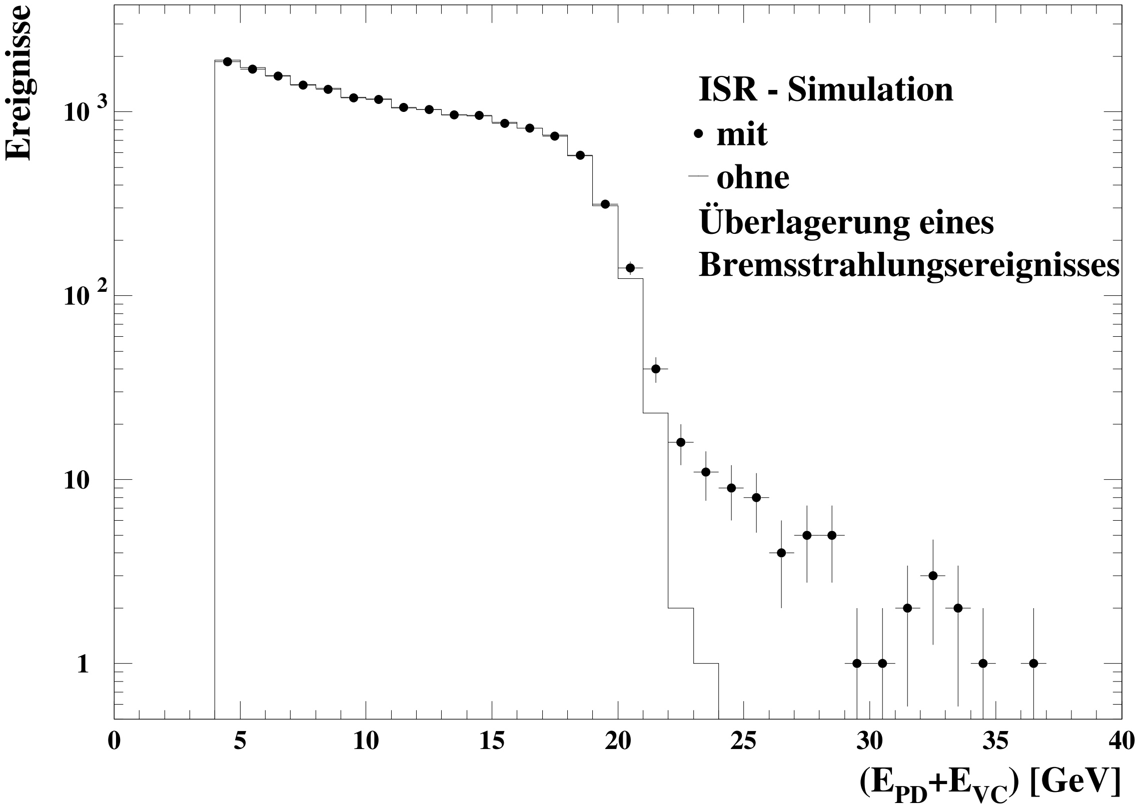


Abbildung 7.12: *Verteilung der Photonenergie simulierter Ereignisse mit ISR mit und ohne überlagerte Bremsstrahlungsereignisse.*

gemittelte Verhältnis der Effizienzen in diesem Bereich beträgt:

$$\left.\frac{\epsilon^{\rm exp}_{\rm vertex}}{\epsilon^{\rm MC}_{\rm vertex}}\right|_{y_\Sigma<0,16} = 0,976 \pm 0,055 \tag{7.27}$$

Die relative Abweichung der Effizienzen beträgt also 2, 4%, so daß der systematische Fehler mit 3% angegeben werden kann. In dem Bereich $y_\Sigma > 0,16$ ist eine Übereinstimmung der Effizienzen für die Simulationsrechnungen und für die Daten im Rahmen der statistischen Fehler festzustellen. In Analogie zur Elektron–Methode wird der systematische Fehler auch bei Verwendung der Sigma–Methode in diesem Bereich zu einem Wert von 5% angesetzt.

7.7 Die Bestimmung des Untergrundes

In Abschnitt 5.2.3 wurden die Kriterien zur Selektion tiefinelastischer Ereignisse der Elektron–Proton–Streuung mit ISR vorgestellt. Ein Teil der so selektierten Ereignisse ist jedoch auf andere Reaktionsmechanismen zurückzuführen und somit bei der Messung der Protonstrukturfunktion nach Gleichung 7.7 als Untergrundquelle zu berücksichtigen.

Daher soll in diesem Abschnitt der Anteil an Untergrundereignissen für die selektierten Flächenelemente abgeschätzt werden.

Die folgenden Ereignistypen können die Ereignisselektion aus Abschnitt 5.2.3 erfüllen:

1. Ein tiefinelastisches Ereignis *mit* ISR
2. Eine Zufallskoinzidenz aus einem tiefinelastischen Ereignis *mit* ISR und einem Bremsstrahlungsereignis, wobei das abgestrahlte Photon des tiefinelastischen Streuprozesses
    - (a) im Photondetektor des Luminositätssystems nachgewiesen wird
    - (b) *nicht* im Photondetektor des Luminositätssystems nachgewiesen wird
3. Eine Zufallskoinzidenz aus einem tiefinelastischen Ereignis *ohne* ISR und einem Bremsstrahlungsereignis
4. Eine Zufallskoinzidenz aus einem Photoproduktionsereignis und einem Bremsstrahlungsereignis
5. Ein Photoproduktionsereignis mit ISR

Die Ereignisse vom Typ 1) und 2a) stammen aus der gesuchten Ereignisklasse, wobei im Fall von 2a) die Messung der Photonenergie durch eine Zufallskoinzidenz mit einem Bremsstrahlungsereignis verfälscht wird. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche Zufallskoinzidenz hängt von der minimalen Photonenergie der betrachteten Bremsstrahlungsereignisse ab und wurde in einer separaten Analyse [Gog96] für einen Wert von $E_\gamma^{\mathrm{min}} = 0{,}13\,\mathrm{GeV}$ zu $5{,}6\%$ bestimmt. Aufgrund des stark abfallenden Energiespektrums der Bremsstrahlungsereignisse, siehe Abbildung 5.13, ist die Photonenergie der überlagerten Bremsstrahlungsereignisse in der überwiegenden Zahl der Ereignisse klein, so daß die Messung der Energie des vom einlaufenden Elektron abgestrahlten Photons in der Regel nur geringfügig verfälscht wird. Da die Ereignisse vom Typ 2a) nicht von den gesuchten Ereignissen unterscheidbar sind, müssen sie in der Simulation berücksichtigt werden. Dazu wurde den simulierten Ereignissen mit einer Wahrscheinlichkeit von $5{,}6\%$ ein generiertes Bremsstrahlungsereignis mit einer Photonenergie oberhalb von $0{,}13\,\mathrm{GeV}$ überlagert. Abbildung 7.12 zeigt das Spektrum der Photonenergie selektierter Ereignisse mit und ohne diese Überlagerung. Es ist zu erkennen, daß die Überlagerung für einen Teil der Ereignisse zu einer rekonstruierten Photonenergie $E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}$ oberhalb von $20\,\mathrm{GeV}$ führt, während das ursprüngliche Spektrum bei $E_{\mathrm{PD}}+E_{\mathrm{VC}} \simeq 20\,\mathrm{GeV}$ stark abfällt und bei $E_{\mathrm{PD}}+E_{\mathrm{VC}} \simeq 24\,\mathrm{GeV}$ endet. Bei Ereignissen vom Typ 2b) verfehlt das vom einlaufenden Elektron abgestrahlte Photon den Photondetektor, so daß allein die Energie des Photons aus dem Bremsstrahlungsprozeß zur Berechnung der Ereigniskinematik herangezogen wird. Daher werden Ereignisse diesen Typs als Untergrundereignisse behandelt und im folgenden mit Ereignissen vom Typ 3 zusammengefaßt.

Bei Photoproduktionsereignissen mit ISR (Typ 5) werden aufgrund der Reduzierung der Energie des einlaufenden Elektrons weniger Hadronen in die Rückwärtsrichtung des H1–Detektors gestreut, so daß die Fehlidentifizierung eines Hadrons als Elektron unwahrscheinlicher ist als im nichtradiativen Fall. Erfüllt ein solches Ereignis die Selektionskriterien, so sollte der rekonstruierte Wert für Δ aufgrund des nicht nachgewiesenen Elektrons negativ sein. Da nach der Anpassung der Untergrundereignisse vom Typ 3 und 4 keine Anhäufung von Ereignissen bei kleinen Werten von Δ zu beobachten ist, kann davon ausgegangen werden, daß Untergrundereignisse vom Typ 5 keinen großen Beitrag liefern und daher vernachlässigt werden können.

Ereignisse von Typ 3 und 4 stellen die beiden Hauptuntergrundquellen dar. Wie in Abschnitt 5.2 erläutert wurde, wird ein Großteil der Zufallskoinzidenzen zum einen durch den Selektionsschnitt $E_{\mathrm{ET}} < 1\,\mathrm{GeV}$ und zum anderen durch den Schnitt $\Delta < 0,5$ unterdrückt. Um den verbleibenden Untergrund mit Hilfe der Simulationsrechnungen bestimmen zu können, wurden simulierten tiefinelastischen Ereignissen und Photoproduktionsereignissen gemessene Bremsstrahlungsereignisse überlagert. Um eine möglichst realistische Beschreibung dieser Untergrundereignisse zu erhalten, wurden die Bremsstrahlungsereignisse mit den in Abschnitt 5.2.5 vorgestellten Kriterien aus den Daten selektiert. In früheren Untersuchungen wurde festgestellt, siehe z.B. [H1-95b], daß die Akzeptanz des Elektrondetektors für Elektronen aus Bremsstrahlungsereignissen von der horizontalen Steigung und der Position des Elektronenstrahls am Wechselwirkungspunkt abhängt. Da sowohl die Position als auch die Steigung von den Betriebsparametern des HERA–Speicherringes abhängen und somit zeitlich variieren, wurde bei der Selektion der Bremsstrahlungsereignisse sichergestellt, daß diese gleichmäßig aus den einzelnen Runperioden ausgewählt wurden. Nach diesem Verfahren wurden insgesamt 88093 simulierte Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung und 31048 simulierte Photoproduktionsereignisse künstlich mit einem Bremsstrahlungsereignis aus den Daten überlagert.

Im folgenden Schritt wird die absolute Anzahl dieser Untergrundereignisse ermittelt. Hierzu wurden in den Daten Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit ISR gemäß Abschnitt 5.2.3 selektiert, wobei die Bedingung $E_{\mathrm{ET}} < 1\,\mathrm{GeV}$ abgeändert wurde zu $E_{\mathrm{ET}} > 1\,\mathrm{GeV}$ und zusätzlich nicht auf die Größe Δ geschnitten wurde. Durch diesen Nachweis eines Elektrons im Elektrondetektor wird sichergestellt, daß es sich um ein Untergrundereignis handelt. Wird zusätzlich gefordert, daß die Energie E_{clust} oberhalb von 20 GeV liegt, so selektiert man gezielt Zufallskoinzidenzen aus tiefinelastischen Ereignissen mit Bremsstrahlungsereignissen. Abbildung 7.13 a) zeigt die Verteilung der in Abschnitt 5.2.3 diskutierten Größe Δ für die so selektierten Ereignisse. Wie erwartet ist eine Verteilung zu erkennen, deren Maximum bei $\Delta \simeq 1$ liegt. Diese Verteilung wird dazu benutzt, die Anzahl der Untergrundereignisse vom Typ 3 in der Simulation zu bestimmen. Durch eine Multiplikation der Anzahl der künstlich erzeugten Untergrundereignisse mit dem Faktor 0,0102 ergibt sich die beste Übereinstimmung zwischen den Daten und der Simulation. Sowohl der Mittelwert als auch die Form der Verteilung werden gut durch die Simulation beschrieben.

Während durch die Forderung $E_{\mathrm{clust}} > 20\,\mathrm{GeV}$ gezielt Untergrundereignisse vom Typ 3 selektiert wurden, sind bei kleineren im BEMC rekonstruierten Energien auch Untergrundereignisse vom Typ 4 zu erwarten. Daher wurde in Abbildung 7.13 c) die Verteilung von Δ für Ereignisse mit $8\,\mathrm{GeV} < E_{\mathrm{clust}} < 12\,\mathrm{GeV}$ aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß die Untergrundereignisse vom Typ 3 in der Simulation mit der oben festgelegten absoluten Anzahl nicht in der Lage sind, das Spektrum von Δ in den Daten zu beschreiben. Daher

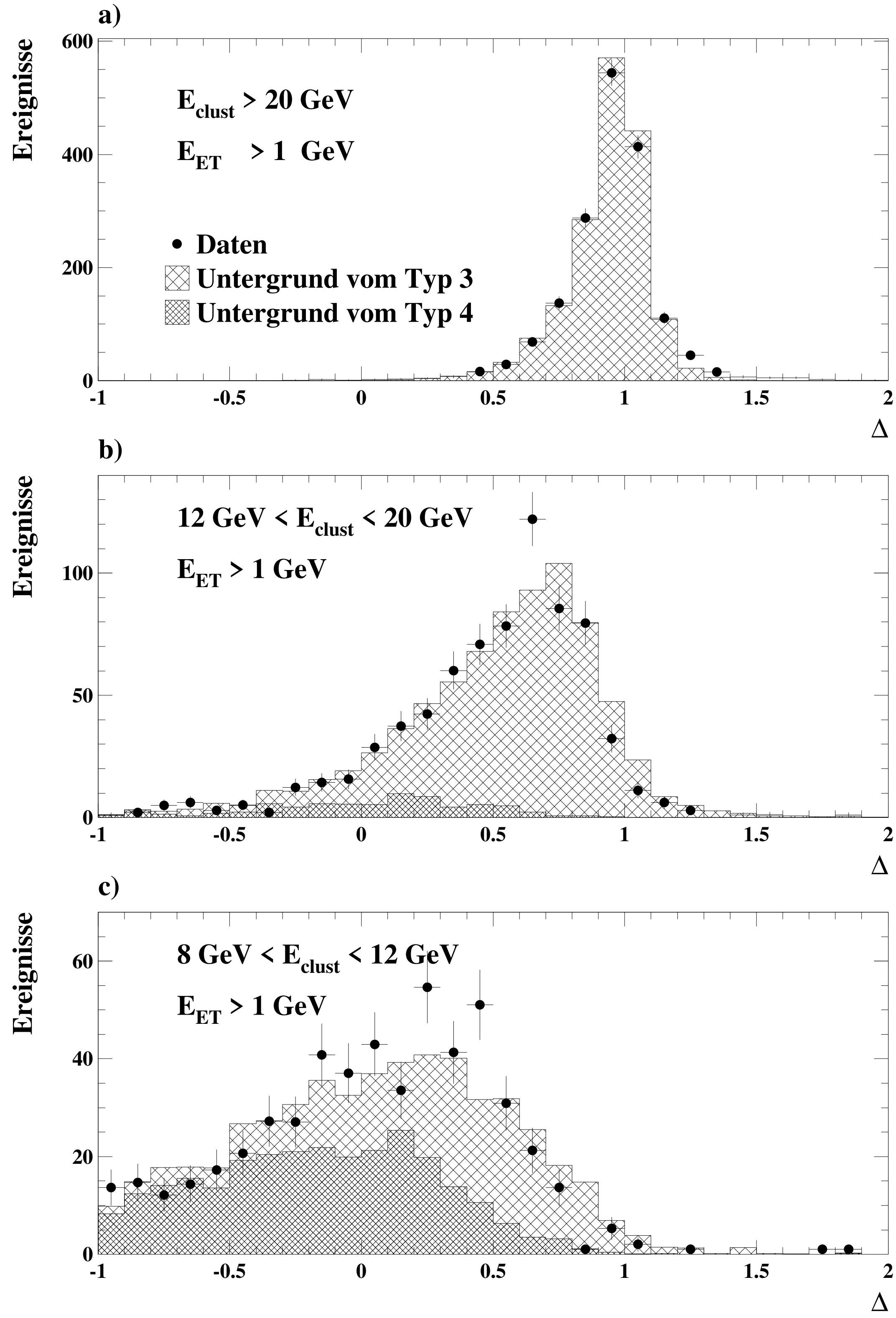


Abbildung 7.13: *Verteilung der Größe* $\Delta = (E\gamma - E_e(y_e - y_{\mathrm{JB}}))/E_\gamma$ *zur Anpassung des künstlichen Untergrundes in der Simulation an die Daten. In a) wurden Untergrundereignisse vom Typ 3 selektiert, wodurch die absolute Anzahl dieser Ereignisse in der Simulation ermittelt werden konnte. In c) wurde entsprechend die absolute Anzahl der Untergrundereignisse vom Typ 4 bestimmt. Nachdem die Normierung der Untergrundereignisse erfolgt ist, ergibt sich in b) auch eine gute Beschreibung der Daten in dem Bereich* $12\,\mathrm{GeV} \leq E_{\mathrm{clust}} \leq 20\,\mathrm{GeV}$.

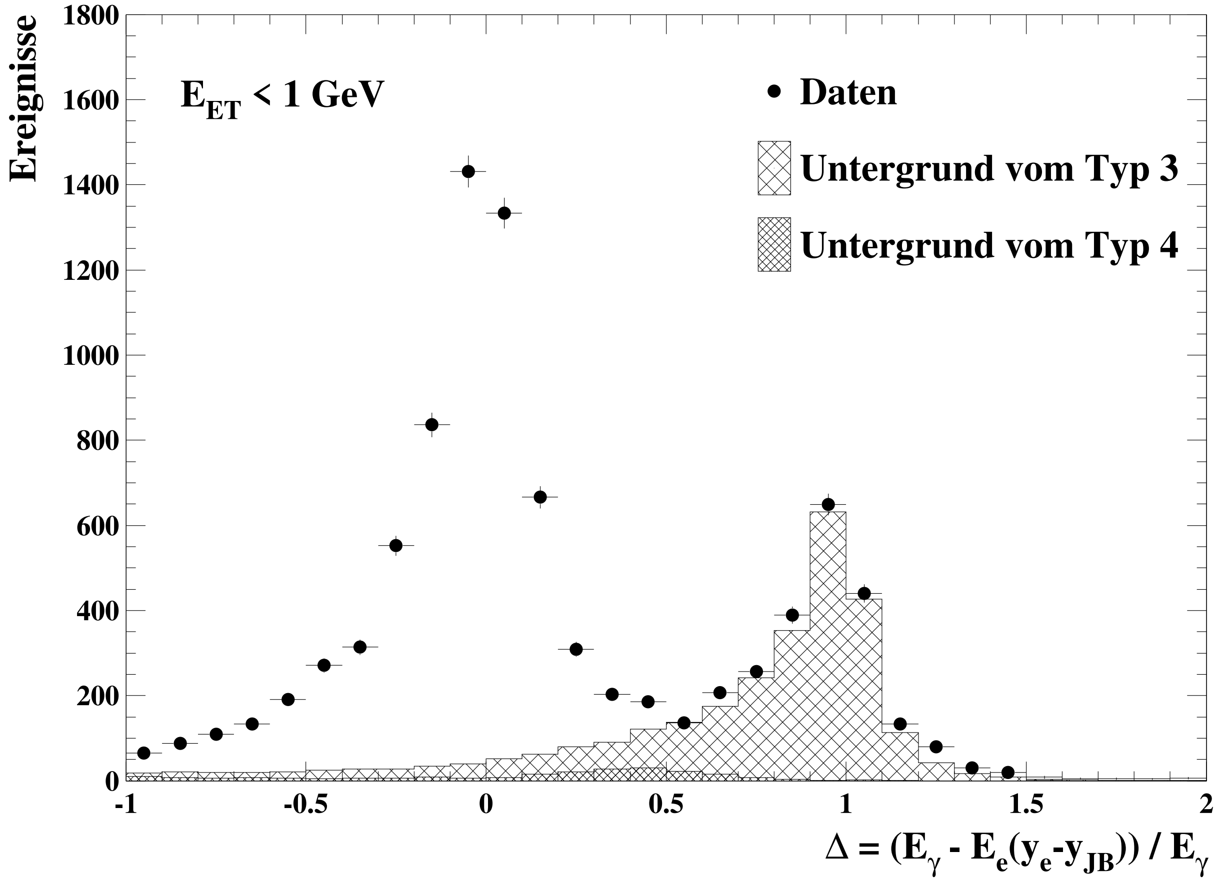
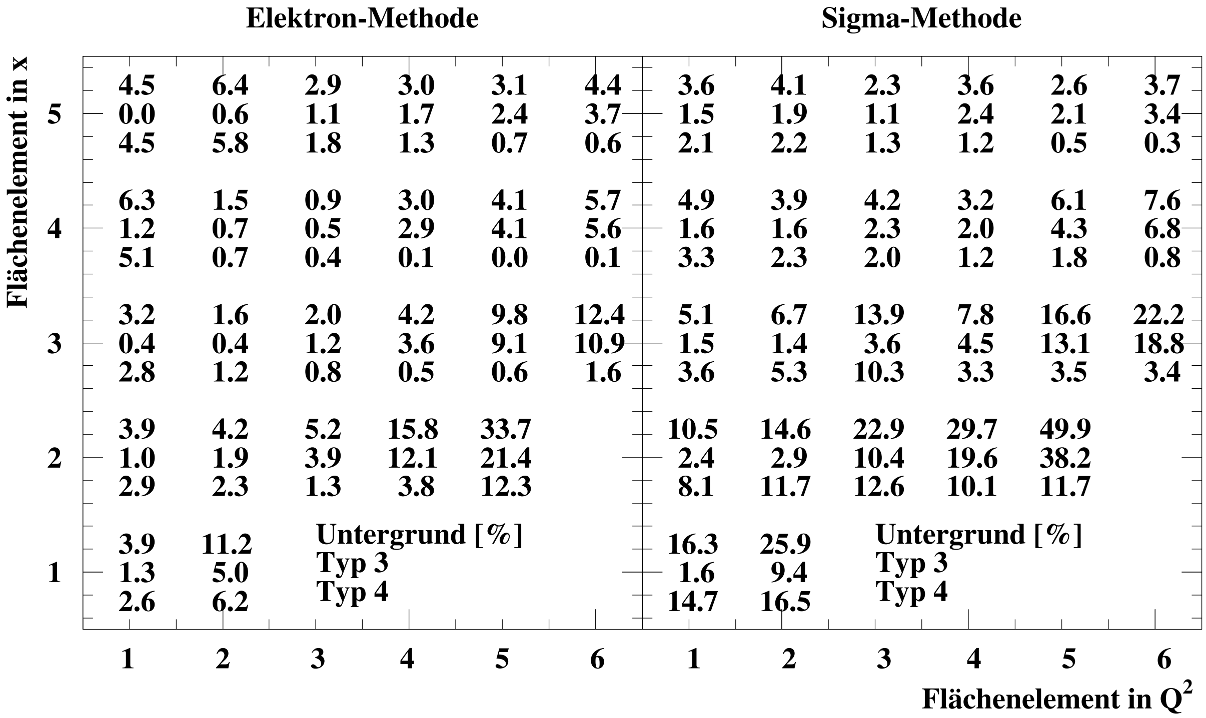


Abbildung 7.14: *Verteilung der Größe Δ nach Anpassung des künstlichen Untergrundes für selektierte Ereignisse der Elektron–Proton–Streuung mit ISR. Die Punkte zeigen Daten und die schraffierten Histogramme stellen künstlich erzeugte Untergrundereignisse dar.*

wird angenommen, daß der fehlende Anteil von Ereignissen auf Photoproduktionsereignisse in Koinzidenz mit einem Bremsstrahlungsereignis zurückzuführen ist, so daß die absolute Anzahl dieser Untergrundereignisse in der Simulation bestimmt werden kann. Die beste Anpassung ergibt sich dabei durch eine Multiplikation der Anzahl der künstlich erzeugten Zufallskoinzidenzen vom Typ 4 mit dem Faktor 0,1786.

Nachdem die absolute Anzahl der Untergrundereignisse in der Simulation festgelegt ist, kann die Übereinstimmung zwischen den Daten und den künstlich erzeugten Untergrundereignissen in dem Energiebereich $12\,\text{GeV} < E_{\text{clust}} < 20\,\text{GeV}$ überprüft werden. Dieser Vergleich ist in Abbildung 7.13 b) für Ereignisse mit $E_{\text{ET}} > 1\,\text{GeV}$ dargestellt und es ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Wie zu erwarten war, ist der Anteil an Untergrundereignissen vom Typ 4 in diesem Energieberich gering. Abbildung 7.14 zeigt die Verteilung von Δ für die selektierten Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit ISR, wobei auf den Schnitt $\Delta < 0,5$ verzichtet wurde. Es ist zu erkennen, daß das Maximum bei $\Delta \simeq 1$ fast ausschließlich auf Untergrundereignisse von Typ 3



Elektron-Methode

	1	2	3	4	5	6
5	4.5 0.0 4.5	6.4 0.6 5.8	2.9 1.1 1.8	3.0 1.7 1.3	3.1 2.4 0.7	4.4 3.7 0.6
4	6.3 1.2 5.1	1.5 0.7 0.7	0.9 0.5 0.4	3.0 2.9 0.1	4.1 4.1 0.0	5.7 5.6 0.1
3	3.2 0.4 2.8	1.6 0.4 1.2	2.0 1.2 0.8	4.2 3.6 0.5	9.8 9.1 0.6	12.4 10.9 1.6
2	3.9 1.0 2.9	4.2 1.9 2.3	5.2 3.9 1.3	15.8 12.1 3.8	33.7 21.4 12.3	
1	3.9 1.3 2.6	11.2 5.0 6.2				

Sigma-Methode

	1	2	3	4	5	6
5	3.6 1.5 2.1	4.1 1.9 2.2	2.3 1.1 1.3	3.6 2.4 1.2	2.6 2.1 0.5	3.7 3.4 0.3
4	4.9 1.6 3.3	3.9 1.6 2.3	4.2 2.3 2.0	3.2 2.0 1.2	6.1 4.3 1.8	7.6 6.8 0.8
3	5.1 1.5 3.6	6.7 1.4 5.3	13.9 3.6 10.3	7.8 4.5 3.3	16.6 13.1 3.5	22.2 18.8 3.4
2	10.5 2.4 8.1	14.6 2.9 11.7	22.9 10.4 12.6	29.7 19.6 10.1	49.9 38.2 11.7	
1	16.3 1.6 14.7	25.9 9.4 16.5				

Abbildung 7.15: *Prozentualer Anteil an Untergrundereignissen für die selektierten Flächenelemente bei Verwendung der Elektron– und der Sigma–Methode. Die obere Zahl gibt den gesamten Untergrundanteil an, der sich aus Zufallskoinzidenzen tiefinelastischer Ereignisse (mittlere Zahl) und Photoproduktionsereignissen (untere Zahl) mit Bremsstrahlungsereignissen zusammensetzt.*

zurückzuführen ist, während die Untergrundereignisse von Typ 4 annähernd gleichmäßig über den Bereich $\Delta < 0,7$ verteilt sind. Da die künstlich erzeugten Untergrundereignisse in der Lage sind, den Untergrund in den Daten in dem Bereich $\Delta > 0,5$ gut zu beschreiben, wird im folgenden davon ausgegangen, daß dies auch in dem für die Analyse relevanten Bereich $\Delta < 0,5$ der Fall ist.

Um die Protonstrukturfunktion nach Gleichung 7.7 zu bestimmen, muß für jedes der selektierten Flächenelemente der Anteil an Untergrundereignissen bestimmt werden. Aus Abbildung 7.15 geht der Untergrundanteil aufgrund der beiden Untergrundquellen sowie die daraus resultierende Summe hervor. Bei Verwendung der Elektron–Methode liegt der Gesamtuntergrundanteil in der Regel zwischen 2% und 5% und erreicht bei kleinen Werten von x bis zu 33,7%. Desweiteren ist zu erkennen, daß der Untergrundanteil auch bei Verwendung der Sigma–Methode für große Werte von x zwischen 2% und 5% liegt. Im Bereich kleiner Werte von x ist der Anteil allerdings erheblich größer als bei Verwendung der Elektron–Methode und erreicht Werte von zu 49,9%. Dies ist ein weiterer Grund dafür, bei kleinen Werten von x die Elektron–Methode zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik zu verwenden.

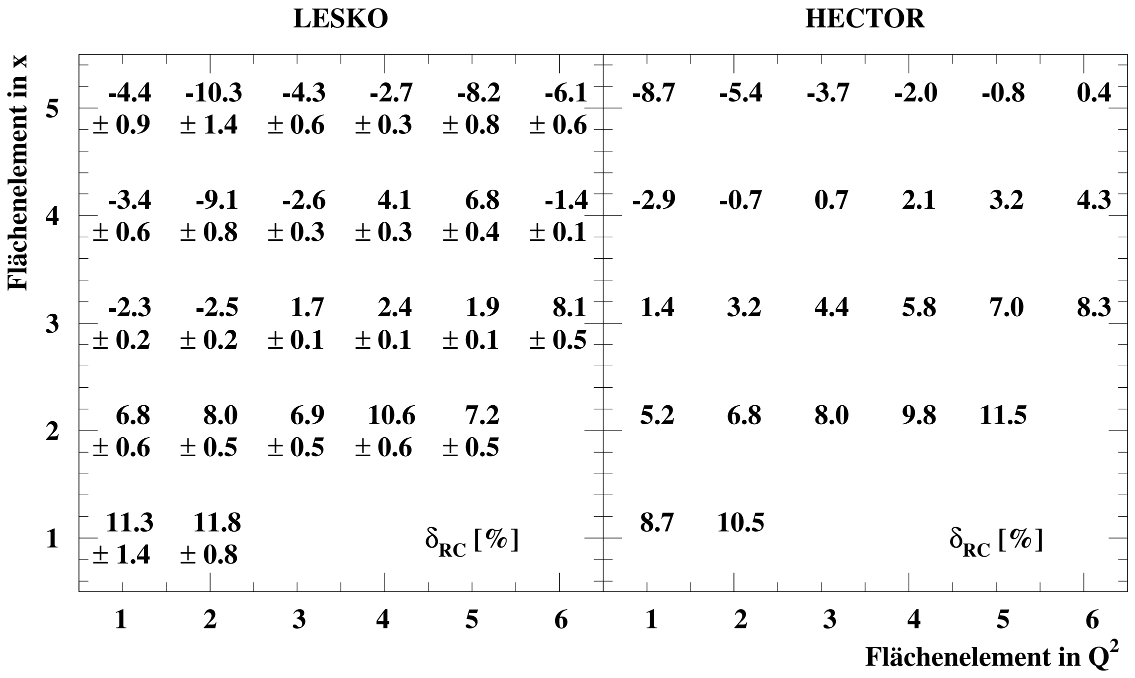


Abbildung 7.16: *Strahlungskorrekturfaktor $\delta_{\mathrm{RC}}[\%]$ für die Elektron–Methode bei Verwendung der Programmpakete LESKO [Jad91] und HECTOR [Arb95]. Da das Programmpaket HECTOR keine Ereignisse erzeugt, sondern analytische Berechnungen durchführt, können keine statistischen Fehler angegeben werden.*

7.8 Der Einfluß von Photonabstrahlung höherer Ordnungen

Bei der Bestimmung der Strukturfunktion des Protons nach Gleichung 7.7 muß berücksichtigt werden, daß zum meßbaren Wirkungsquerschnitt Ereignisse mit Photonabstrahlung aller Ordnungen der elektroschwachen Störungstheorie beitragen, wobei die einzelnen Beiträge mit zunehmender Ordnung geringer werden. Da die Simulationsrechnungen mit dem Programmpaket DJANGO2.1, welches elektroschwache Korrekturen nur in erster Ordnung enthält, durchgeführt wurden, soll der Beitrag der höheren Ordungen in diesem Abschnitt abgeschätzt werden.

Eine vollständige Berechnung der elektroschwachen Strahlungskorrekturen in allen Ordnungen ist bisher nicht durchgeführt worden. In Analogie zu den Strahlungskorrekturen in erster Ordung, siehe Abschnitt 2.7, kann jedoch davon ausgegangen werden, daß der dominante Anteil der Strahlungskorrekturen höherer Ordnungen sehr gut durch die rein elektromagnetischen Korrekturen angenähert werden kann [Kri91]. Zur Abschätzung der Strahlungskorrekturen höherer Ordnungen wurde das Programmpaket LESKO [Jad91] benutzt. LESKO ist ein Generatorprogamm zur Simulation von Ereignissen der tiefinelastischen Lepton–Proton–Streuung auf Parton–Niveau. Dabei werden in der Version

LESKO–F Strahlungskorrekturen in erster Ordnung berücksichtigt: $l + q \to l + q + (\gamma)$. In der Version LESKO–YFS wird zusätzlich die Mehrfach–Photonabstrahlung vom einlaufenden oder gestreuten Lepton berücksichtigt: $l+q \to l+q+n\cdot\gamma$. Die Berechnung der mehrfachen Photonabstrahlung erfolgt dabei nach der in [Yen61] beschriebenen Methode.

Der Strahlungskorrekturfaktor δ_{RC} aus Gleichung 7.7 wird wie folgt abgeschätzt:

$$(1 - \delta_{\mathrm{RC}}) = \frac{\sigma^{\mathrm{F}}}{\sigma^{\mathrm{YFS}}} = \frac{N^{\mathrm{F}}}{N^{\mathrm{YFS}}} \cdot \frac{\mathcal{L}^{\mathrm{YFS}}}{\mathcal{L}^{\mathrm{F}}}, \tag{7.28}$$

wobei N^{F} (N^{YFS}) die Anzahl der Ereignisse ist, die mit LESKO–F (LESKO–YFS) generiert wurden und die Kriterien der Ereignisselektion erfüllen. Da das Generatorprogramm LESKO nicht in die Umgebung der H1–Software implementiert ist, konnten die generierten Ereignisse keiner Detektorsimulation unterzogen werden. Um dennoch eine realistische Ereignisselektion zu ermöglichen, wurde die Energie des gestreuten Elektrons mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators gemäß der Energieauflösung des BEMC verschmiert. Dabei wurde die Energie von Photonen, die mit einem Winkel von weniger als 10° relativ zum gestreuten Elektron abgestrahlt wurden und somit im BEMC nicht vom Elektron getrennt werden können [Obr94], zur Energie des Elektrons addiert. Die Energie aller Photonen, die in den Akzeptanzbereich des Photondetektors gestreut werden, wurde ebenfalls addiert und gemäß der Energieauflösung des Photondetektors verschmiert.

Die nach diesem Verfahren erhaltenen Werte für den Strahlungskorrekturfaktor δ_{RC} sind in Abbildung 7.16 für jedes der selektierten Flächenelemente dargestellt, wobei zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik die Elektron–Methode verwendet wurde. δ_{RC} variiert zwischen $\delta_{\mathrm{RC}} \simeq +11\%$ bei kleinen Werten von x und $\delta_{\mathrm{RC}} \simeq -10\%$ bei größeren Werten von x. Diese Abhängigkeit von x wird dadurch verursacht, daß der dominante Anteil der Strahlungskorrekturen höherer Ordnungen durch die Abstrahlung mehrerer Photonen vom einlaufenden Elektron verursacht wird. Diese Abstrahlungen führen tendenziell zu kleineren Energien E'_e des gestreuten Elektrons und somit nach Gleichung 2.8 zu kleineren Werten von x, so daß der meßbare Wirkungsquerschnitt bei kleinen Werten von x größer ist als der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einfacher Photonabstrahlung.

Ebenfalls in Abbildung 7.16 dargestellt sind die in einer unabhängigen Analyse [Gla96] berechneten Werte für δ_{RC}, die unter Verwendung des Programmpakets HECTOR [Arb95] erzielt wurden. HECTOR ist ein Programm zur Berechnung von QED–, QCD– und elektroschwachen Strahlungskorrekturen zur Lepton–Nukleon–Streuung und basiert auf verbesserten Versionen der Programme HELIOS [Blu91] und TERAD91 [Akh91]. Die Strahlungsprozesse in der über das Born–Niveau hinausgehenden Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ sind vollständig implementiert. Um den Strahlungskorrekturfaktor δ_{RC} zu bestimmen, wurde zweimal nacheinander ein Strahlungsprozeß der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ simuliert. Die Energie des bei dem ersten Prozeß kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlten Photons sei mit E_γ bezeichnet. Bei dem zweiten Prozeß wurde die Energie E_e des einlaufenden Elektrons durch die effektive Energie $E_e^{\mathrm{eff}} = E_e - E_\gamma$ ersetzt. Durch Vergleich der für jedes Flächenelement berechneten Wirkungsquerschnitte mit einfacher und zweifacher Photonabstrahlung ergeben sich die in Abbildung 7.16 gezeigten Werte. Die Ergebnisse sind nicht mit statistischen Fehlern behaftet, da HECTOR im Gegensatz zu LESKO keine Ereignisse erzeugt, sondern analytische Berechnungen von Wirkungsquerschnitten durchführt. Die mit HECTOR und LESKO berechneten Werte stimmen größenordnungsmäßig überein. Die in einigen Flächenelementen auftretenden Unterschiede sind ein Hinweis darauf, daß weitere Entwicklungen zum Verständnis der Strahlungskorrekturen höherer Ordnungen auf theoretischer Seite erforderlich sind. Es zeigt sich, daß die Werte für δ_{RC} bei Verwendung von HECTOR kontinuierlich mit größer werdenden Impulsüberträgen Q^2 und kleiner werdenem x zunehmen. Dieses Verhalten ist auch bei Verwendung von LESKO beobachtbar, allerdings ist der Verlauf weniger stetig. Aus diesem Grund erscheint es sinnvoll, zur Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ des Protons die mit HECTOR berechneten Werte zu verwenden. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wird angenommen, daß δ_{RC} mit einer Genauigkeit von 30% bestimmt werden konnte. Ist $|\delta_{\mathrm{RC}}| < 6\%$, so wird der systematische Fehler unabhängig von δ_{RC} zu 2% abgeschätzt.

Im Gegensatz zur Elektron–Methode ist die Sigma–Methode wenig sensitiv auf mehrfache Photonabstrahlung, da die Rekonstruktion der Ereigniskinematik unabhängig von der Energie des einlaufenden Elektrons erfolgt, siehe Abschnitt 2.2.4. Der Strahlungskorrekturfaktor beträgt $\delta_{\mathrm{RC}} \lesssim 3\%$ und ist unabhängig von x und Q^2. Daher wird der Strahlungskorrekturfaktor bei Verwendung der Sigma–Methode zu $\delta_{\mathrm{RC}} = (3 \pm 1)\%$ abgeschätzt.

7.9 Vergleich der Simulationsrechnungen mit den Daten

Aus den selektierten Ereignissen in den gewählten Intervallen in x und Q^2 läßt sich die Strukturfunktion des Protons bestimmen. Voraussetzung für eine zuverlässige Korrektur von Detektoreffekten ist eine gute Beschreibung des selektierten Datensatzes durch die simulierten Ereignisse. Um einen Vergleich zwischen den Simulationsrechnungen und den Daten durchführen zu können, muß einerseits die relative Effizienz $\epsilon^{\mathrm{exp}}/\epsilon^{\mathrm{MC}}$ der Selektionsschnitte berücksichtigt werden, und andererseits müssen zu den simulierten Ereignissen die künstlich erzeugten Zufallskoinzidenzen hinzugefügt werden. Abbildung 7.17 zeigt den Vergleich der für die Rekonstruktion der Ereigniskinematik relevanten Größen E_{clust}, θ_e, $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}})$ und $\Sigma = \sum_{i=1}^{N_h}(E - p_z)_i$ unter Berücksichtigung der Effizienzen und des Untergrundes. Da diese Verteilungen ihrerseits von der zu bestimmenden Protonstrukturfunktion abhängen, wurde die Simulation auf die von der H1–Kollaboration gemessene [H1-96a] umgewichtet, indem jedes simulierte Ereignis mit dem Gewicht $F_2^{\mathrm{H1-fit}}(x, Q^2)/F_2^{\mathrm{GRV}}(x, Q^2)$ versehen wurde. $F_2^{\mathrm{GRV}}(x, Q^2)$ ist hierbei eine Parametrisierung der für die Simulationsrechnungen verwendeten Protonstrukturfunktion von Glück, Reya und Vogt [Glu95]. Die Funktion $F_2^{\mathrm{H1-fit}}(x, Q^2)$ ist das Ergebnis einer numerischen Anpassung der DGLAP–Entwicklungsgleichungen in der next–to–leading–order der QCD an die bisher von der H1–Kollaboration gemessenen Werte für $F_2(x, Q^2)$. Die numerischen Berechnungen wurden nach dem in [Pas94] beschriebenen Verfahren durchgeführt. Die Partonverteilungen der Quarksorten u, d und s wurden unter der Annahme verschwindender Quarkmassen entwickelt. Im Gegensatz dazu wurde die Masse $m_c = 1.5\,\mathrm{GeV}^2$ der charm–Quarks, die durch den Prozeß der Photon–Gluon–Fusion entstehen, berücksich-

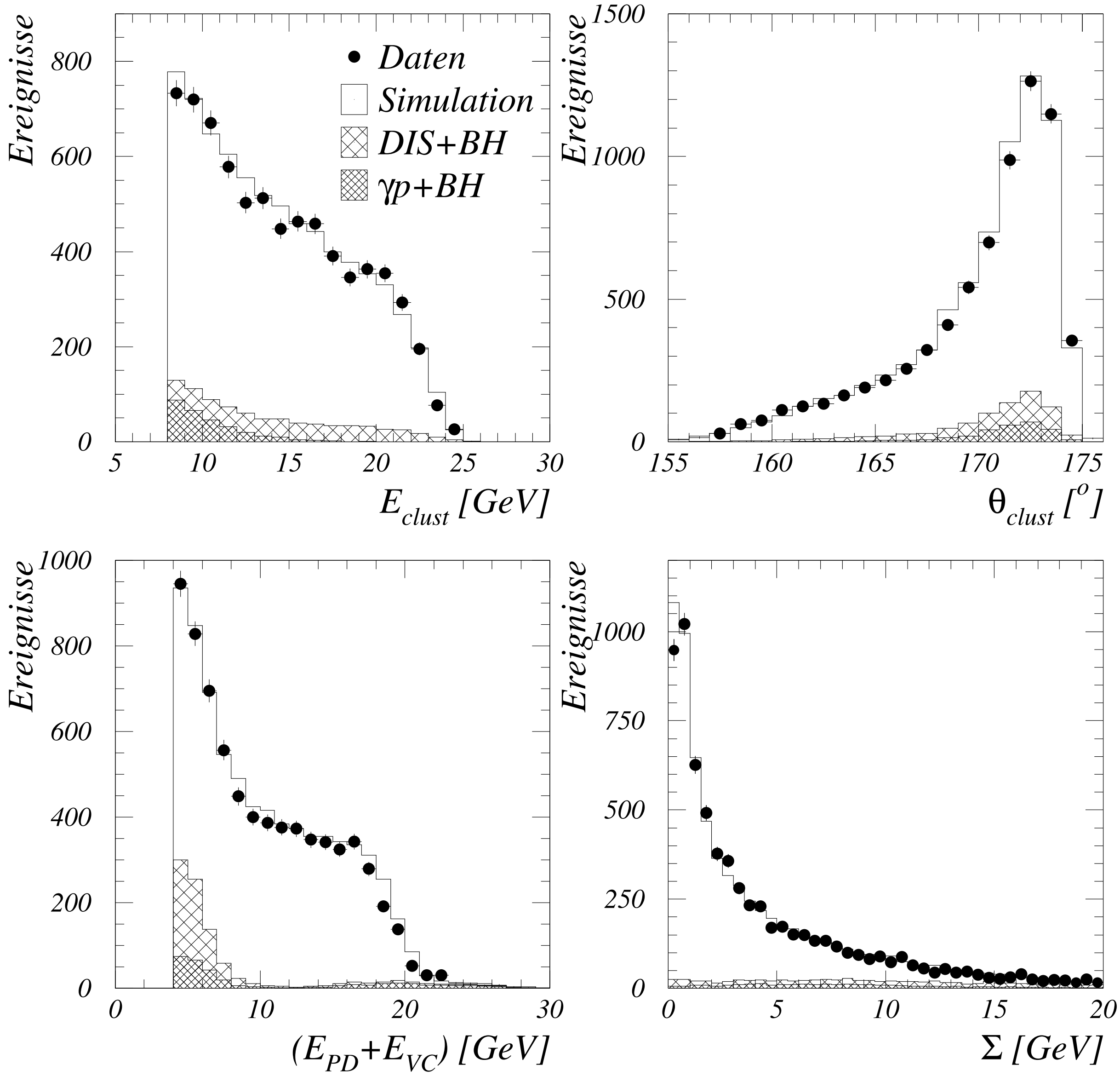


Abbildung 7.17: *Vergleich der für die Rekonstruktion der Ereigniskinematik relevanten Größen E_{clust}, θ_e, $(E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}})$ und $\Sigma = \sum_{i=1}^{N_h}(E - p_z)_i$ zwischen Simulationsrechnungen und Daten. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung festzustellen. Da die Verteilungen von der zu bestimmenden Strukturfunktion des Protons abhängen, wurden die simulierten Ereignisse auf die gemessene Strukturfunktion umgewichtet, siehe Text. Darüber hinaus wurden die Effizienzen der Selektionsschnitte sowohl für die Simulation als auch für die Daten berücksichtigt.*

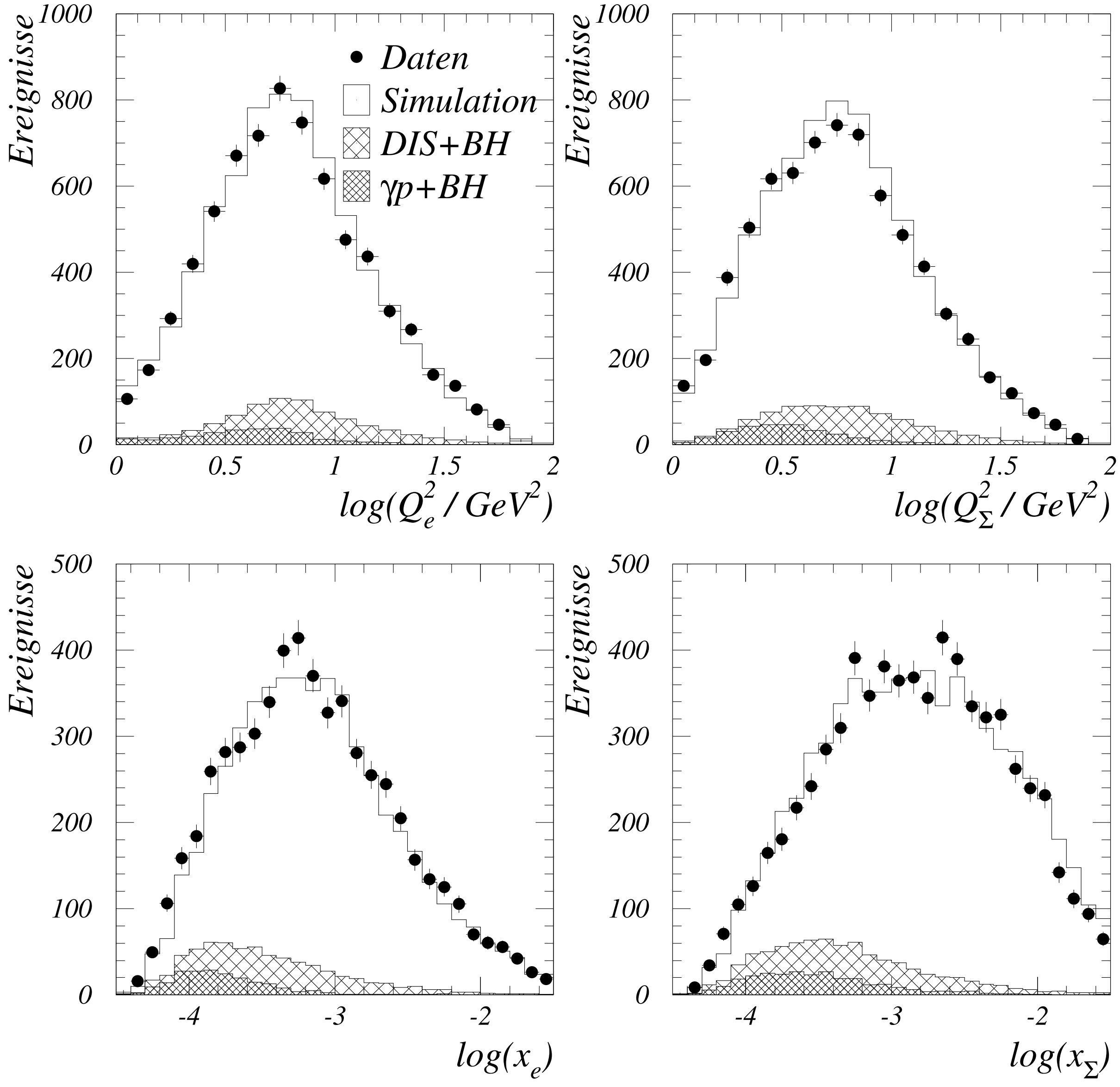


Abbildung 7.18: *Vergleich der kinematischen Variablen Q^2 und x zwischen Simulationsrechnungen und den Daten. Links ist der Vergleich bei Verwendung der Elektron–Methode und rechts bei Verwendung der Sigma–Methode gezeigt. Es ist für beide Methoden eine sehr gute Übereinstimmung festzustellen. Da die Verteilungen von der zu bestimmenden Strukturfunktion des Protons abhängen, wurden die simulierten Ereignisse auf die gemessene Strukturfunktion umgewichtet, siehe Text. Darüber hinaus wurden die Effizienzen der Selektionsschnitte sowohl für die Simulation als auch für die Daten berücksichtigt.*

tigt. Zur Festlegung der Anpassung bei großen Werten von x wurden die Ergebnisse der Kollaborationen NMC und BCDMS einbezogen. Da bisher nicht geklärt werden konnte, bis zu welchem Wert Q_0^2 die Entwicklungsgleichungen der QCD gültig sind, wurde die Anpassung auf den Bereich $Q^2 > 5\,\mathrm{GeV}^2$ beschränkt.

In Abbildung 7.17 ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Daten und den Simulationsrechnungen, zu denen die Untergrundereignisse addiert wurden, zu erkennen. Wie zu erwarten war, weisen die Untergrundereignisse aus einer Zufallskoinzidenz eines Photoproduktionsereignisses mit einem Bremsstrahlungsereignis ein zu kleinen Energien E_{clust} stark ansteigendes Spektrum auf, während Zufallskoinzidenzen eines tiefinelastischen Ereignisses mit einem Bremsstrahlungsereignis über den gesamten Bereich verteilt sind. Der maximal erreichbare Streuwinkel des Elektrons beträgt $\theta_{\mathrm{clust}}^{\mathrm{max}} \simeq 175°$ und ergibt sich einerseits aus dem Schnitt $\max\{|x_{\mathrm{BPC}}|, |y_{\mathrm{BPC}}|\} > 13,5\,\mathrm{cm}$ und andererseits aus der Bedingung $-30\,\mathrm{cm} \leq z_{\mathrm{wwp}} \leq 40\,\mathrm{cm}$. Bei der Verteilung der gemessenen Photonenergie $E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}}$ fällt auf, daß sich die Untergrundereignisse bevorzugt bei kleinen Energien und in geringerem Maße auch bei großen Energien befinden, während der Energiebereich $9\,\mathrm{GeV} < E_{\mathrm{PD}} + E_{\mathrm{VC}} < 16\,\mathrm{GeV}$ nahezu untergrundfrei ist. Dies kann wie folgt verstanden werden: Liegt die Energie des Photons aus dem überlagerten Bremsstrahlungsereignis in diesem Energiebereich, so wird das zugehörige Elektron mit hoher Wahrscheinlichkeit im Elektrondetektor des Luminositätssystems nachgewiesen, wie schon in Abbildung 5.13 verdeutlicht worden ist, und durch den Selektionsschnitt $E_{\mathrm{ET}} < 1\,\mathrm{GeV}$ wird ein solches Ereignis verworfen.

Da die Verteilungen in Abbildung 7.17 für die Daten und die Simulation sehr gut übereinstimmen, kann zum einen davon ausgegangen werden, daß die Effizienzen in den vorhergehenden Abschnitten korrekt bestimmt worden sind. Zum anderen wird ersichtlich, daß auch der durch Untergrundereignisse verursachte Anteil der selektierten Daten korrekt abgeschätzt wird. In einem nächsten Schritt kann daher ein Vergleich der rekonstruierten kinematischen Größen x und Q^2 zwischen den Daten und der Simulation durchgeführt werden. Abbildung 7.18 zeigt diesen Vergleich einmal bei Verwendung der Elektron–Methode und einmal bei Verwendung der Sigma–Methode. Wie in der vorherigen Abbildung wurden die Effizienzen der Selektionsschnitte berücksichtigt und die simulierten Ereignisse mit dem Gewicht $F_2^{\mathrm{H1-fit}}(x, Q^2)/F_2^{\mathrm{GRV}}(x, Q^2)$ versehen. Sowohl für die Elektron–Methode als auch für die Sigma–Methode ist eine sehr gute Übereinstimmung zu erkennen. Dieses kann als erster Hinweis darauf gewertet werden, daß die Funktion $F_2^{\mathrm{H1-fit}}(x, Q^2)$, die durch eine numerische Anpassung der DGLAP–Entwicklungsgleichungen an die experimentell bestimmten Werte für die Protonstrukturfunktion in dem Bereich $Q^2 > 5\,\mathrm{GeV}^2$ ermittelt wurde, auch die Daten dieser Analyse, die Ereignisse aus dem bisher unzugänglichen kinematischen Bereich $1\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 5\,\mathrm{GeV}^2$ enthält, beschreibt.

7.10 Resultate

Die Strukturfunktion wurde mit Hilfe von Gleichung 7.7 für alle selektierten Flächenelemente bestimmt. Abbildung 7.19 zeigt die Resultate bei Verwendung der Elektron– und der Sigma–Methode. Es ist zu erkennen, daß die beiden Methoden für die Mehr-

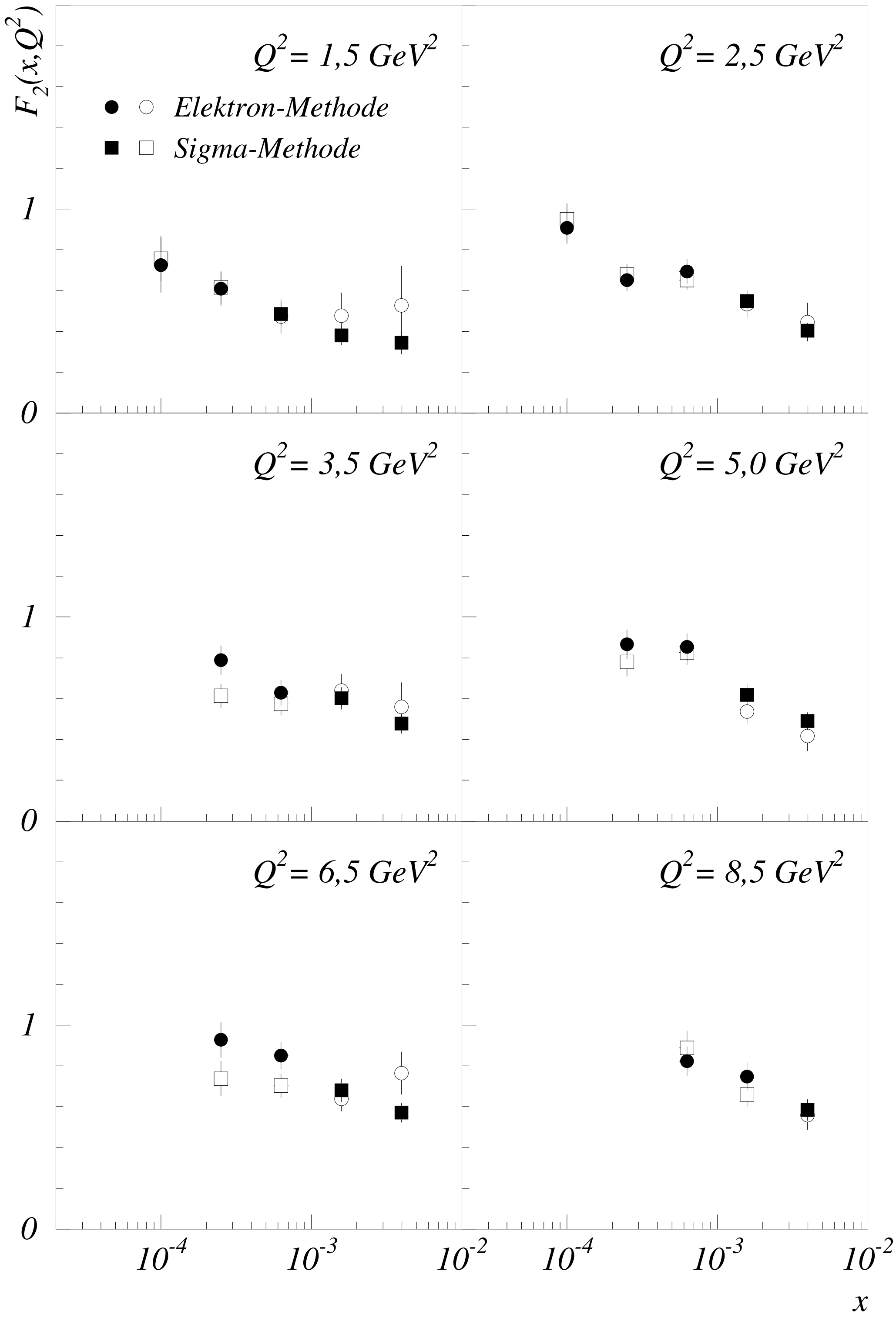


Abbildung 7.19: *Meßergebnisse für die Protonstrukturfunktion für die Elektron– und die Sigma–Methode. Die eingezeichneten Fehler sind lediglich die statistischen Fehler. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Methoden zu erkennen. Die vollen Symbole kennzeichnen die Meßwerte, die zum Endergebnis beitragen.*

zahl der Meßpunkte sehr gut übereinstimmen. Da die Sigma–Methode im Gegensatz zur Elektron–Methode wesentlich auf Meßgrößen des hadronischen Endzustandes beruht, unterliegen die beiden Methoden unterschiedlichen Quellen systematischer Fehler. Daß die ermittelten Werte für die Strukturfunktion übereinstimmen, ist daher ein weiteres Indiz dafür, daß Detektoreffekte gut durch die Simulation beschrieben werden.

Die Verwendung der Sigma–Methode erlaubt darüber hinaus die Messung von $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen Werten der Inelastizität y. Wie in Abschnitt 2.2 erläutert wurde, verschlechtert sich die relative Auflösung σ_y/y bei Verwendung der Elektron–Methode zu kleinen Werte von y, während die Sigma–Methode auch bei Werten von $y < 0,10$ noch über eine gute Auflösung verfügt. Bei der Festlegung der endgültigen Resultate für die Protonstrukturfunktion wird daher die Elektron–Methode ausschließlich für solche Flächenelemente verwendet, bei denen der Mittelwert der rekonstruierten Inelastizität y_e oberhalb von $0,10$ liegt. Für die verbleibenden Flächenelemente wird die Sigma–Methode benutzt. In Tabelle 7.5 sind für beide Methoden die Zahlenwerte für $F_2(x, Q^2)$ mit den statistischen und den systematischen Fehlern, die im folgenden Abschnitt ermittelt werden, aufgeführt. Die hervorgehobenen Werte stellen dabei das Endergebnis dieser Analyse dar.

Da große Werte von y nach Gleichung 2.5 bei festem Q^2 kleinen Werten von x entsprechen, wird die Elektron–Methode bei kleinen und die Sigma–Methode bei größeren Werten von x für das Endergebnis verwendet, wie auch aus der Tabelle hervorgeht. Hierdurch wird zusätzlich sichergestellt, daß die Elektron–Methode nur für solche Flächenelemente verwendet wird, deren Reinheit oberhalb von 30% liegt. Betrachtet man in Abbildung 7.19 lediglich solche Punkte, die zum Endergebnis beitragen, so wird deutlich, daß die Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ zu kleinen Werten von x hin ansteigt. Dieser Anstieg ist für alle in dieser Arbeit untersuchten Werte von Q^2 signifikant. Dies gilt insbesondere für den kinematischen Bereich $1,5\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 5\,\mathrm{GeV}^2$, für den erstmals bei HERA ein solcher Anstieg nachgewiesen werden konnte. Bevor dieser Anstieg physikalisch interpretiert werden kann, müssen zunächst die systematischen Unsicherheiten bestimmt und die Ergebnisse mit bereits vorhandenen Messungen verglichen werden.

7.10.1 Bestimmung der systematischen Unsicherheiten

Die Bestimmung der Protonstrukturfunktion beruht auf Meßgrößen und Korrekturen, die mit systematischen Unsicherheiten behaftet sind. Diese wirken sich in der Regel für die einzelnen Flächenelemente unterschiedlich stark aus und sind von der Methode zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik abhängig. Daher wird im folgenden der Einfluß der Unsicherheiten auf $F_2(x, Q^2)$ getrennt für die Elektron– und die Sigma–Methode bestimmt. Jede mit einer systematischen Unsicherheit behaftete Meßgröße wird dabei für die Daten um den entsprechenden positiven und negativen Betrag variiert und die Strukturfunktion neu bestimmt. Der systematische Fehler für $F_2(x, Q^2)$ ergibt sich dann aus der Abweichung zum ursprünglichen Wert, wobei zwischen den Abweichungen in positiver und negativer Richtung gemittelt wird.

Die Quellen systematischer Fehler werden im folgenden diskutiert und die einzelnen Beiträge sind in Tabelle 7.3 für die Elektron–Methode und in Tabelle 7.4 für die Sigma–Methode aufgeführt.

Beiträge der systematische Unsicherheiten [%]														
Elektron–Methode														
$\frac{Q^2}{\mathrm{GeV}^2}$	$\frac{x}{10^{-2}}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	total
1,5	0,010	**6,6**	**0**	**8,1**	**9,7**	**0,1**	**0,7**	**3,7**	**5,0**	**2,9**	**6,2**	**11,9**	**2,1**	**20,9**
1,5	0,025	**1,9**	**0**	**5,6**	**1,6**	**0**	**1,1**	**4,9**	**5,0**	**2,0**	**1,6**	**9,9**	**2,1**	**14,0**
1,5	0,063	2,6	0	6,8	4,0	0	0,9	0	5,0	2,0	0,3	5,7	2,1	11,7
1,5	0,158	10,1	0	3,7	5,4	0,1	1,6	0	5,0	2,0	0,1	8,9	2,1	16,2
1,5	0,398	19,4	0	9,6	5,7	0	1,4	0	5,0	2,9	0	8,2	2,1	24,7
2,5	0,010	**3,2**	**0,7**	**2,4**	**3,1**	**0,2**	**2,1**	**3,5**	**5,0**	**3,5**	**13,6**	**10,1**	**2,1**	**19,3**
2,5	0,025	**2,5**	**0,5**	**4,7**	**0,7**	**0,1**	**0,7**	**1,7**	**5,0**	**2,3**	**3,1**	**5,3**	**2,1**	**10,3**
2,5	0,063	**5,8**	**0**	**7,6**	**2,7**	**0**	**0,4**	**0**	**5,0**	**2,0**	**0,6**	**3,6**	**2,1**	**12,1**
2,5	0,158	4,9	0	6,0	3,5	0	0,2	1,3	5,0	2,0	0,1	7,2	2,1	12,7
2,5	0,398	4,2	0	1,6	4,5	0	1,9	0	5,0	2,0	0	6,8	2,1	11,1
3,5	0,025	**5,5**	**0**	**1,8**	**3,9**	**0,2**	**0,4**	**0,5**	**5,0**	**2,7**	**5,0**	**6,5**	**2,1**	**12,4**
3,5	0,063	**5,7**	**0**	**8,4**	**3,0**	**0**	**0,2**	**1,5**	**5,0**	**2,0**	**1,0**	**3,5**	**2,1**	**12,7**
3,5	0,158	3,7	0	2,4	1,7	0	0,1	2,7	5,0	2,0	0,2	5,6	2,1	9,8
3,5	0,398	4,3	0	10,0	4,1	0	0	0	5,0	2,0	0	4,2	2,1	13,7
5,0	0,025	**2,7**	**0,5**	**2,8**	**0,8**	**0,6**	**1,4**	**1,0**	**5,0**	**3,3**	**7,0**	**5,6**	**2,1**	**11,8**
5,0	0,063	**5,0**	**0,2**	**4,1**	**0,8**	**0,2**	**0,2**	**0**	**5,0**	**2,0**	**1,3**	**2,6**	**2,1**	**9,2**
5,0	0,158	5,2	0	2,7	2,2	0,1	0	1,0	5,0	2,0	0,3	2,8	2,1	9,1
5,0	0,398	6,3	0	4,9	1,1	0,1	0,4	0	5,0	2,0	0	2,5	2,1	10,3
6,5	0,025	**3,0**	**1,5**	**2,2**	**2,7**	**1,3**	**5,8**	**4,6**	**5,0**	**3,8**	**9,9**	**7,3**	**2,1**	**16,6**
6,5	0,063	**6,0**	**0,4**	**2,9**	**1,1**	**0,4**	**0,2**	**1,3**	**5,0**	**2,3**	**2,0**	**5,4**	**2,1**	**10,8**
6,5	0,158	2,5	0,3	3,4	2,4	0,2	0	1,5	5,0	2,0	0,4	2,9	2,1	8,3
6,5	0,398	10,0	0,7	8,9	1,9	0,1	0,2	0	5,0	2,0	0,1	4,9	2,1	15,5
8,5	0,063	**4,2**	**1,1**	**3,3**	**2,3**	**0,5**	**0,5**	**0,6**	**5,0**	**2,8**	**3,1**	**7,3**	**2,1**	**11,7**
8,5	0,158	**4,5**	**1,2**	**5,4**	**2,0**	**0,2**	**0**	**3,2**	**5,0**	**2,0**	**0,6**	**5,3**	**2,1**	**11,3**
8,5	0,398	4,3	0	3,8	1,6	0,2	0,2	0	5,0	2,0	0,1	5,5	2,1	10,0

Tabelle 7.3: *Beiträge systematischer Fehlerquellen zur Messung der Protonstrukturfunktion bei Verwendung der Elektron–Methode. Die Numerierung der einzelnen Fehlerquellen entspricht derjenigen im Text. Die hervorgehobenen Werte tragen zum Endergebnis bei. Die Messung ist zusätzlich mit einem systematischen Fehler in Höhe von $1,5\%$ behaftet, der auf die Ungenauigkeit der Luminositätsmessung zurückzuführen ist.*

Beiträge der systematische Unsicherheiten [%] **Sigma–Methode**														
$\frac{Q^2}{\mathrm{GeV}^2}$	$\frac{x}{10^{-2}}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	total
1,5	0,010	2,8	9,5	0,3	5,3	0,1	5,3	3,7	5,0	1,0	5,2	34,7	2,1	37,8
1,5	0,025	1,4	2,6	1,3	3,7	0,1	2,7	2,8	3,8	1,0	1,3	27,1	2,1	28,3
1,5	0,063	**2,0**	**2,3**	**0,8**	**2,3**	**0,1**	**1,1**	**4,3**	**3,0**	**1,0**	**0,3**	**13,9**	**2,1**	**15,6**
1,5	0,158	**4,0**	**4,7**	**0,5**	**3,1**	**0,1**	**1,0**	**0**	**3,0**	**1,0**	**0**	**12,1**	**2,1**	**14,5**
1,5	0,398	**3,6**	**2,3**	**0,8**	**6,8**	**0,1**	**0,7**	**2,1**	**3,0**	**1,0**	**0**	**11,5**	**2,1**	**14,7**
2,5	0,010	1,2	4,3	0,3	1,0	0,5	6,7	5,6	5,0	1,0	9,8	25,0	2,1	29,2
2,5	0,025	2,0	0,8	0,7	2,4	0,1	4,2	4,4	4,5	1,0	2,5	13,0	2,1	15,8
2,5	0,063	0,6	0,8	0,5	2,0	0,1	1,7	0	3,1	1,0	0,5	12,4	2,1	13,3
2,5	0,158	**1,6**	**2,5**	**0,6**	**1,9**	**0,1**	**0,7**	**1,3**	**3,0**	**1,0**	**0,1**	**8,5**	**2,1**	**10,2**
2,5	0,398	**0,7**	**1,9**	**0,6**	**1,6**	**0,1**	**0,7**	**0,7**	**3,0**	**1,0**	**0**	**6,5**	**2,1**	**8,1**
3,5	0,025	2,5	1,8	0,3	2,0	0,5	5,2	0,8	4,9	1,0	4,0	17,7	2,1	20,0
3,5	0,063	3,4	2,3	1,0	2,3	0,2	3,6	2,7	3,3	1,0	0,8	7,9	2,1	11,1
3,5	0,158	**2,4**	**3,7**	**0,3**	**1,4**	**0,1**	**0,6**	**0,6**	**3,0**	**1,0**	**0,2**	**7,9**	**2,1**	**10,0**
3,5	0,398	**2,4**	**2,7**	**1,8**	**2,0**	**0,1**	**0,4**	**0**	**3,0**	**1,0**	**0**	**5,6**	**2,1**	**8,2**
5,0	0,025	1,3	1,6	0,4	1,3	1,1	4,3	2,7	5,0	1,0	5,8	18,8	2,1	21,2
5,0	0,063	0,5	2,1	0,1	1,6	0,2	1,1	1,8	3,6	1,0	1,2	7,5	2,1	9,4
5,0	0,158	**1,8**	**5,3**	**0,6**	**1,0**	**0,1**	**0,4**	**1,7**	**3,0**	**1,0**	**0,2**	**6,6**	**2,1**	**9,7**
5,0	0,398	**0,8**	**2,7**	**0,3**	**0,5**	**0,1**	**0,4**	**1,3**	**3,0**	**1,0**	**0**	**4,5**	**2,1**	**6,7**
6,5	0,025	2,5	7,3	0,4	1,0	3,1	7,0	9,8	5,0	1,0	8,4	26,5	2,1	32,0
6,5	0,063	1,2	3,1	0,4	0,7	0,6	1,1	2,0	4,1	1,0	1,8	16,9	2,1	18,2
6,5	0,158	**2,3**	**2,4**	**1,0**	**2,4**	**0,2**	**0,6**	**1,7**	**3,0**	**1,0**	**0,3**	**12,0**	**2,1**	**13,5**
6,5	0,398	**0,1**	**2,3**	**0,5**	**1,7**	**0,1**	**0,1**	**2,2**	**3,0**	**1,0**	**0,1**	**7,0**	**2,1**	**8,8**
8,5	0,063	1,5	3,7	0,3	2,6	1,0	1,3	4,2	4,5	1,0	2,8	22,2	2,1	23,8
8,5	0,158	2,9	3,4	0,7	2,6	0,3	0,3	2,0	3,1	1,0	0,5	11,5	2,1	13,4
8,5	0,398	**2,1**	**2,2**	**0,6**	**3,3**	**0,1**	**0,1**	**2,4**	**3,0**	**1,0**	**0,1**	**11,3**	**2,1**	**13,0**

Tabelle 7.4: *Beiträge systematischer Fehlerquellen zur Messung der Protonstrukturfunktion bei Verwendung der Sigma–Methode. Die Numerierung der einzelnen Fehlerquellen entspricht derjenigen im Text. Die hervorgehobenen Werte tragen zum Endergebnis bei. Die Messung ist zusätzlich mit einem systematischen Fehler in Höhe von* $1,5\%$ *behaftet, der auf die Ungenauigkeit der Luminositätsmessung zurückzuführen ist.*

1. **Eine mögliche Mißkalibration des BEMC**
   Die Genauigkeit der Energiemessung mit dem BEMC wurde durch den Vergleich der mit dem BEMC gemessenen Energie mit der aus der Doppelwinkelmethode bestimmten Energie zu 1% abgeschätzt [H1-96c]. Dieser mögliche Fehler in der Energiemessung führt zu einem systematischen Fehler für $F_2(x,Q^2)$ von in der Regel 2% bis 5%. Bei Verwendung der Elektron–Methode ergeben sich in einigen Flächenelementen Werte oberhalb von 10%. Diese Werte sind aufgrund der geringen Anzahl von Ereignissen in diesem Bereich mit einem großen statistischen Fehler behaftet und fließen nicht in das Endergebnis ein, da für diese Flächenelemente die Sigma–Methode verwendet wird.

2. **Eine mögliche Mißkalibration des Flüssigargon–Kalorimeters**
   Die Genauigkeit, mit der die Energie hadronischer Teilchen mit dem Flüssigargon–Kalorimeter gemessen werden kann, wurde anhand eines Vergleichs des Transversalimpulses des gestreuten Elektrons mit dem Transversalimpuls der Teilchen des hadronischen Endzustandes bestimmt und beträgt 4% [H1-96a]. Bei Verwendung der Elektron–Methode beeinflußt dieser systematische Fehler lediglich den Schnitt auf die Größe Δ und führt daher zu einem systematischen Fehler von maximal $1,5\%$ für die Strukturfunktion. Da die Sigma–Methode die Energie des hadronischen Endzustandes zur Berechnung der kinematischen Variablen verwendet, beträgt der systematische Fehler hier bis zu $9,5\%$ für die Strukturfunktion und bis zu $5,3\%$ für solche Flächenelemente, die zum Endergebnis beitragen.

3. **Eine mögliche Mißkalibration des Photondetektors**
   Wie in Kapitel 6 gezeigt wurde, wird die Energie der in Flugrichtung des Elektrons abgestrahlten Photonen mit einer Genauigkeit von $1,1\%$ gemessen. Dies führt bei Verwendung der Elektron–Methode zu einem systematischen Fehler bis zu 10%, während bei Verwendung der Sigma–Methode lediglich Fehler unterhalb von 1% auftreten.

4. **Eine mögliche Verschiebung des Polarwinkels θ_e**
   Die Messung des Streuwinkels θ_e des Elektrons erfolgt mit einer Genauigkeit von 1 mrad [H1-96a], was zu einem systematischen Fehler bis zu $9,7\%$ für das Endergebnis führt.

5. **Ein möglicher Fehler in der Normierung der Untergrundereignisse DIS+BH**
   Die Normierung der Untergrundereignisse, die durch eine Zufallskoinzidenz eines tiefinelastischen Ereignisses mit einem Bremsstrahlungsereignis verursacht werden, konnte mit einer Genauigkeit von 4% bestimmt werden [Fav96]. Dieser Fehler wurde anhand der Verteilung der Größe Δ in Abbildung 7.14 abgeschätzt und ergibt sich aus der Differenz zwischen Daten und Simulation im Bereich $\Delta > 0,8$, in dem fast ausschließlich diese Untergrundereignisse vorzufinden sind. Der hierdurch verursachte systematische Fehler für $F_2(x,Q^2)$ liegt in der Regel unterhalb von 1% und beträgt maximal $3,1\%$.

6. **Ein möglicher Fehler in der Normierung der Untergrundereignisse γp+BH**
   Da die Normierung der Untergrundereignisse, die durch eine Zufallskoinzidenz eines

Photoproduktionsereignisses mit einem Bremsstrahlungsereignis verursacht werden, von der korrekten Beschreibung der Akzeptanz des Elektrondetektors durch die Simulation abhängt, wird der Fehler in der Normierung dieser Ereignisse konservativ zu 30% abgeschätzt. Der hierdurch verursachte systematische Fehler für die Strukturfunktion ist abgesehen von wenigen Flächenelementen bei kleinen Werten von x kleiner als 3%.

7. **Ein möglicher Fehler in der Bestimmung der Trigger–Effizienz**
   Um den systematischen Fehler zu ermitteln, der durch die Forderung nach einem Signal des Subtriggers S_0 in den Daten entsteht, wird auf diese Forderung verzichtet. Die so ermittelten Fehler machen sich bei kleinen Werten von x, die kleinen Energien E_{clust} entsprechen, bemerkbar und liegen abgesehen von 2 Flächenelementen, die nicht zum Endergebnis beitragen, unterhalb von 5%.

8. **Ein möglicher Fehler in der Bestimmung der Vertex–Effizienz**
   Die Bestimmung der Vertex–Effizienz und des resultierenden systematischen Fehlers wurde in Abschnitt 7.6 diskutiert. Bei Verwendung der Elektron–Methode ergab sich ein systematischer Fehler von 5% und bei Verwendung der Sigma–Methode ein systematischer Fehler von 3% für $y_\Sigma < 0,16$ sowie von 5% für $y_\Sigma > 0,16$. Der daraus resultierende systematische Fehler für die Strukturfunktion beträgt 5% für die Elektron–Methode und liegt zwischen 3% und 5% für die Sigma–Methode.

9. **Ein möglicher Fehler in der Bestimmung der Strahlungskorrekturen**
   Die Bestimmung der Strahlungskorrekturen sowie der daraus resultierenden systematischen Fehler wurde in Abschnitt 7.8 durchgeführt. Bei Verwendung der Sigma–Methode beträgt der systematische Fehler für alle Flächenelemente 1%, während bei Verwendung der Elektron–Methode Werte bis zu 3,8% erreicht werden.

10. **Einfluß der longitudinalen Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$**
    Nach Gleichung 7.2 hängt der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung mit ISR von der longitudinalen Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$ ab, die bisher nur in dem kinematischen Bereich $x > 0,01$ gemessen werden konnte [Whi90, NMC96]. Aus diesem Grund kann nicht überprüft werden, ob die QCD–Vorhersage von $F_L(x, Q^2)$, die auf Berechnungen aus [Alt78] beruht und in der Simulation verwendet wird, mit der Realität übereinstimmt. Zur Bestimmung des hierdurch verursachten systematischen Fehlers für $F_2(x, Q^2)$ wird daher der Einfluß der beiden extremen Annahmen $F_L(x, Q^2) = 0$ und $F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2)$ auf die Messung untersucht[3]. Die resultierende Differenz ist in den Tabellen 7.3 und 7.4 als systematischer Fehler angegeben. Wie schon aus den Gleichungen 7.2 und 7.4 hervorgeht, spielt die longitudinale Strukturfunktion lediglich bei großen Werten von y eine merkliche Rolle. Bei Verwendung der Elektron–Methode ergibt sich daher bei großen Werten von y ein systematischer Fehler bis zu 13,6% und ist für Flächenelemente mit $y < 0,25$ kleiner als 4%.

---

[3] Eine erste indirekte Messung von $F_L(x, Q^2)$ in dem kinematischen Bereich $0,00013 < x < 0,00055$ und $8,5 < Q^2/\text{GeV}^2 < 35$ ergab eine Übereinstimmung mit der Vorhersage der QCD [H1-96d].

11. **Einfluß der Selektionsschnitte**
    Durch die Wahl der Selektionsschnitte wird ein systematischer Fehler verursacht. Um diesen Fehler abzuschätzen, wurden die Selektionsschnitte jeweils einzeln variiert:

    $$\begin{aligned} E_{\text{clust}} > 8\,\text{GeV} &\rightarrow 8,5\,\text{GeV} \\ (E_{\text{PD}} + E_{\text{VC}}) > 4\,\text{GeV} &\rightarrow 4,5\,\text{GeV} \\ R_{\text{BPC}} > 15\,\text{cm} &\rightarrow 15,5\,\text{cm} \\ \Delta < 0,5 &\rightarrow 0,3 \\ r_{\text{clust}} < 4\,\text{cm} &\rightarrow 3,5\,\text{cm} \\ d_{\text{BPC}} < 4\,\text{cm} &\rightarrow 3,5\,\text{cm} \\ |z_{\text{wwp}} - 5\,\text{cm}| < 35\,\text{cm} &\rightarrow 30\,\text{cm} \end{aligned}$$

    Den größten Einfluß auf die Strukturfunktion haben dabei die Variation der Schnitte auf E_{clust} und R_{BPC}. Insgesamt ergeben sich die in den Tabellen 7.3 und 7.4 aufgeführten systematischen Fehler. Bei Verwendung der Elektron–Methode werden Fehler bis zu 11, 9% erreicht. Bei Verwendung der Sigma–Methode dominiert diese Fehlerquelle den totalen systematischen Fehler.

12. **Einfluß globaler Fehlerquellen**
    Neben den bisher diskutierten Fehlerquellen gibt es auch solche, die unabhängig vom betrachteten Flächenelement sind. Dies sind zum einen die Schnitte auf r_{clust} und d_{BPC}, deren Unsicherheit nach Abschnitt 7.4 0, 5% bzw. 0, 4% beträgt. Zum anderen ergibt sich eine systematische Unsicherheit durch eine möglicherweise fehlerhafte Beschreibung der geometrischen Akzeptanz des Photondetektors in der Simulation. Untersuchungen mit Hilfe des Programmpakets LESKO haben gezeigt [Fav96], daß der hierdurch verursachte systematische Fehler mit 2% abgeschätzt werden kann. Aufgrund der genannten globalen Fehlerquellen ergibt sich durch quadratische Addition der einzelnen Fehler ein systematischer Fehler von 2, 1%.

Der totale systematische Fehler wurde durch quadratische Addition der 12 einzelnen Fehler berechnet. Zusätzlich ist die Messung mit einer Unsicherheit von 1, 5% aufgrund des systematischen Fehlers der Messung der integrierten Luminosität behaftet. Bei Verwendung der Elektron–Methode liegt der totale systematische Fehler oberhalb von 8% und erreicht bis zu 21% bei kleinen Werten von x und Q^2. Bei Verwendung der Sigma–Methode ergibt sich ein totaler systematischer Fehler zwischen 7% und 16% für solche Flächenelemente, die zum Endergebnis beitragen. Für beide Methoden ergibt sich somit ein systematischer Fehler, der in der gleichen Größenordnung wie der statistische Fehler liegt, in der Regel aber größer als der statistische Fehler ist, wie aus Tabelle 7.5 hervorgeht.

7.10.2 Vergleich der Resultate mit anderen Messungen

Abbildung 7.20 zeigt einen Vergleich der Resultate dieser Analyse mit den veröffentlichten Ergebnissen der Kollaborationen H1 [H1-96a] und ZEUS [ZEU95, ZEU96]. Ebenfalls

		Elektron–Methode			Sigma–Methode		
$Q^2(\mathrm{GeV}^2)$	x	F_2	σ_{stat}	σ_{syst}	F_2	σ_{stat}	σ_{syst}
1.5	0,00010	**0,724**	**0,134**	**0,151**	0,757	0,112	0,286
1.5	0,00025	**0,609**	**0,085**	**0,086**	0,615	0,079	0,174
1.5	0,00063	0,473	0,084	0,055	**0,484**	**0,057**	**0,075**
1.5	0,00158	0,476	0,114	0,077	**0,379**	**0,048**	**0,055**
1.5	0,00398	0,528	0,192	0,130	**0,344**	**0,057**	**0,051**
2.5	0.00010	**0,908**	**0,079**	**0,175**	0,949	0,078	0,277
2.5	0,00025	**0,651**	**0,054**	**0,067**	0,679	0,051	0,107
2.5	0,00063	**0,693**	**0,061**	**0,084**	0,651	0,049	0,087
2.5	0,00158	0,533	0,069	0,068	**0,549**	**0,042**	**0,056**
2.5	0,00398	0,445	0,094	0,050	**0,403**	**0,038**	**0,033**
3.5	0,00025	**0,789**	**0,072**	**0,098**	0,614	0,058	0,123
3.5	0,00063	**0,629**	**0,064**	**0,080**	0,574	0,056	0,064
3.5	0,00158	0,639	0,082	0,062	**0,602**	**0,055**	**0,060**
3.5	0,00398	0,560	0,110	0,076	**0,478**	**0,049**	**0,039**
5.0	0,00025	**0,866**	**0,072**	**0,103**	0,781	0,073	0,166
5.0	0,00063	**0,853**	**0,068**	**0,079**	0,826	0,064	0,078
5.0	0,00158	0,538	0,060	0,049	**0,618**	**0,054**	**0,060**
5.0	0,00398	0,417	0,074	0,043	**0,490**	**0,044**	**0,033**
6.5	0,00025	**0,928**	**0,087**	**0,154**	0,738	0,086	0,236
6.5	0,00063	**0,852**	**0,066**	**0,092**	0,703	0,060	0,128
6.5	0,00158	0,639	0,062	0,053	**0,680**	**0,057**	**0,092**
6.5	0,00398	0,764	0,105	0,119	**0,572**	**0,048**	**0,050**
8.5	0,00063	**0,823**	**0,073**	**0,096**	0,888	0,085	0,212
8.5	0,00158	**0,748**	**0,068**	**0,084**	0,661	0,060	0,089
8.5	0,00398	0,558	0,072	0,056	**0,585**	**0,052**	**0,076**

Tabelle 7.5: *Gemessene Werte für die Protonstrukturfunktion* F_2 *sowie für die statistischen und die systematischen Fehler bei Verwendung der Elektron– und der Sigma–Methode. Die hervorgehobenen Werte stellen das Endergebnis dieser Analyse dar. Die Elektron–Methode verfügt bei großen Werten von* y *über eine gute Auflösung und trägt für Flächenelemente mit* $y_e \geq 0,10$ *zum Endergebnis bei, während die Sigma–Methode auch eine Messung bei kleinen Werten von* y *ermöglicht.*

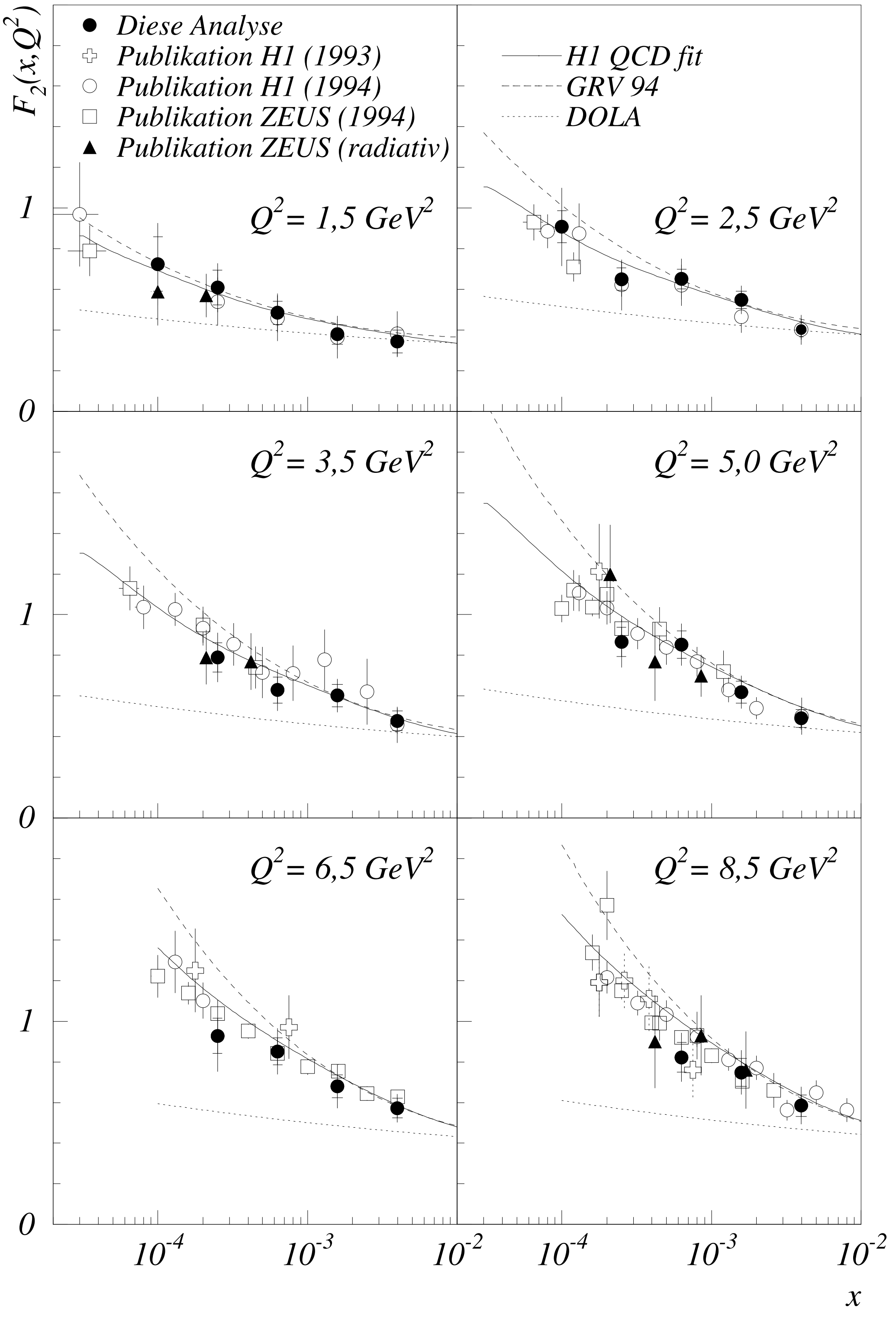


Abbildung 7.20: *Vergleich der in dieser Analyse erhaltenen Werte für die Protonstrukturfunktion mit den von der H1–Kollaboration und der ZEUS–Kollaboration publizierten Werten. Die für* $Q^2 = 2.5$, 3.5 *und* $5\,\mathrm{GeV}^2$ *gezeigten Werte der ZEUS–Kollaboration sind Messungen bei* $Q^2 = 2$, 3 *und* $4.5\,\mathrm{GeV}^2$.

eingezeichnet sind die Parametrisierungen von Donnachie und Landshoff DOLA [Don94], Glück, Reya und Vogt GRV94 [Glu93, Glu95] sowie die Funktion $F_2^{\mathrm{H1-fit}}(x, Q^2)$. Es ist zu erkennen, daß der zugängliche kinematische Bereich im Vergleich zur Datennahmeperiode 1993 erheblich ausgeweitet worden ist und sich bis zu Werten von $Q^2 = 1,5\,\mathrm{GeV}^2$ erstreckt. Diese Ausweitung wurde dabei neben der Erhöhung der von HERA gelieferten Luminosität zum einen durch die Analyse tiefinelastischer Ereignisse mit ISR und zum anderen durch die Analyse von Ereignissen mit verschobenem Wechselwirkungspunkt erreicht. Da die Ereignisse bei verschobenem Wechselwirkungspunkt über die volle Schwerpunktsenergie verfügen, ergeben sich bei der Analyse dieser Ereignisse jeweils Meßpunkte bei kleineren Werten von x als bei der Analyse von Ereignissen mit ISR, so daß sich diese beiden Messungen gegenseitig ergänzen.

Die von der H1–Kollaboration veröffentlichten Werte bei $Q^2 = 1,5\,\mathrm{GeV}^2$ stammen, abgesehen von dem Punkt mit dem niedrigsten x, aus der Analyse von Ereignissen mit ISR. Bei $Q^2 = 2,5\,\mathrm{GeV}^2$ stammen zwei Punkte bei kleinem x aus der Analyse von Ereignissen mit verschobenem Wechselwirkungspunkt und vier Punkte aus der Analyse von Ereignissen mit ISR. Da die Resultate der vorliegenden Arbeit wesentlich zur Publikation der H1–Kollaboration beigetragen haben, stimmen die Resultate dieser Arbeit sehr gut mit den publizierten Werten überein. Über die publizierten Werte hinausgehend konnte sowohl für $Q^2 = 1,5\,\mathrm{GeV}^2$ als auch bei $Q^2 = 2,5\,\mathrm{GeV}^2$ ein weiterer Punkt bei $x = 10^{-4}$ bestimmt werden.

Für den kinematischen Bereich $Q^2 \geq 3,5\,\mathrm{GeV}^2$ konnte die Protonstrukturfunktion mit Ereignissen ohne ISR und bei nominellem Wechselwirkungspunkt bestimmt werden. Ein Vergleich der von H1 und ZEUS publizierten Werte mit den in dieser Arbeit bestimmten zeigt eine gute Übereinstimmung.

7.11 Diskussion der Resultate

Die bisherigen Messungen der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ haben gezeigt [H1-95a], daß $F_2(x, Q^2)$ in dem Bereich $6\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1600\,\mathrm{GeV}^2$ zu kleinen Werten von x hin ansteigt. Durch die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse konnte die Protonstrukturfunktion erstmals in dem bisher unzugänglichen kinematischen Bereich $1,5\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 3,5\,\mathrm{GeV}^2$ bestimmt werden. Wie in Abbildung 7.20 deutlich wird, stellt sich dabei heraus, daß auch in diesem neuen Bereich ein Anstieg der Strukturfunktion zu beobachten ist. Darüber hinaus ist zu erkennen, daß sowohl die auf der QCD basierende Anpassung der H1–Kollaboration (H1 QCD fit) als auch die Vorhersage von Glück, Reya und Vogt (GRV 94) die gemessenen Werte beschreiben. Hieraus kann die Schlußfolgerung gezogen werden, daß die Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi–Gleichungen 2.31 in dem analysierten kinematischen Bereich erfolgreich zur Beschreibung der Daten verwendet werden können. Im Gegensatz dazu führt das auf der Regge–Theorie basierende Modell von Donnachie und Landshoff, das den totalen Photon–Proton–Wirkungsquerschnitt für Ereignisse der Photoproduktion ($Q^2 \simeq 0$) korrekt vorhersagt [H1-95c], zu Werten, die deutlich unterhalb der Meßergebnisse liegen. Der Übergang zwischen der Photoproduktion und der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung kann aufgrund dieser Feststellungen auf den Bereich

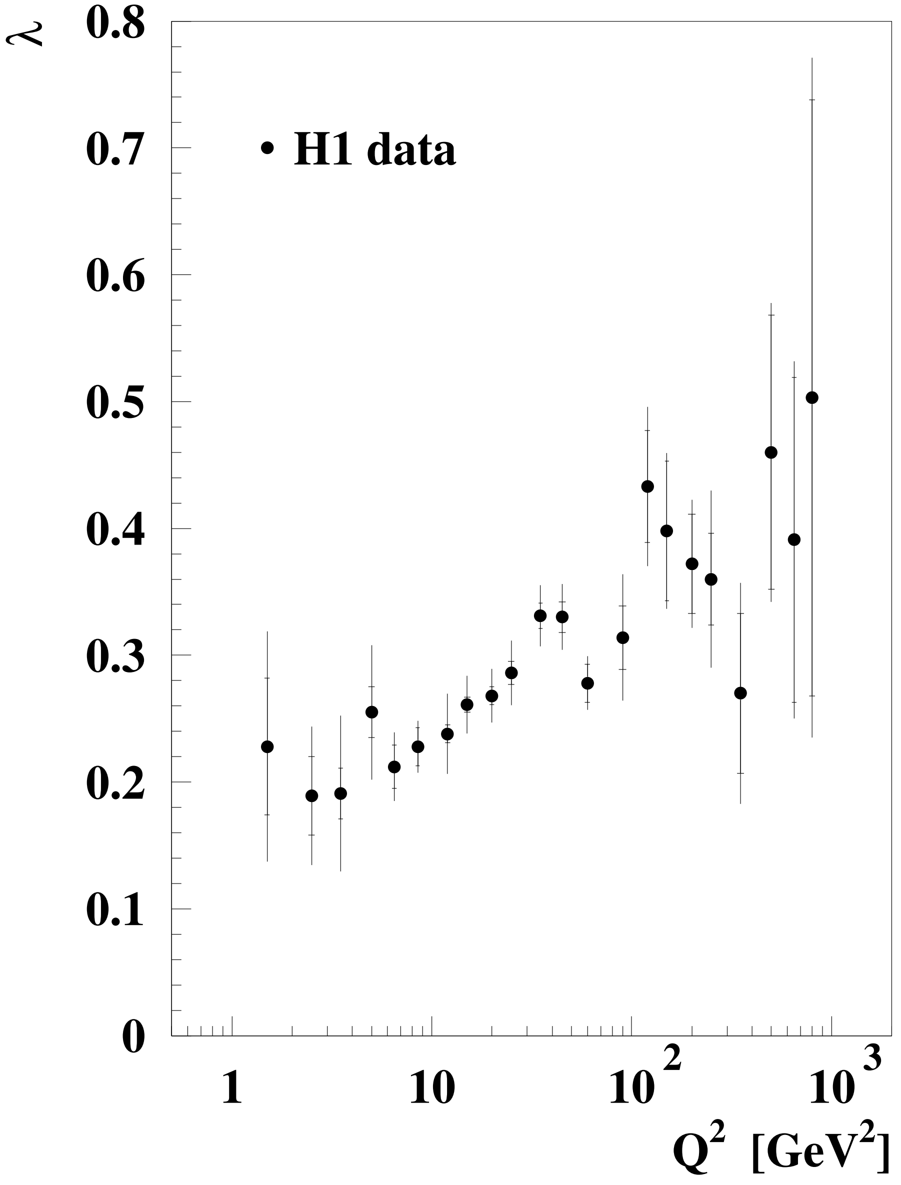


Abbildung 7.21: *Der Parameter λ, der den Anstieg von F_2 zu kleinen Werten von x beschreibt, als Funktion von Q^2, entnommen aus [H1-96a].*

$0 < Q^2 < 1,5\,\mathrm{GeV}^2$ eingeschränkt werden.

Aus Überlegungen der störungstheoretischen QCD wird erwartet [DeR74], daß sich die Steigung der Protonstrukturfunktion zu kleinen Werten von x mit kleiner werdenen Impulsüberträgen Q^2 verringert. Um diese Vorhersage zu überprüfen, wurde in [H1-96a] für feste Werte von Q^2 die Anpassung der Funktion $F_2 \propto x^{-\lambda}$ an die gemessene Strukturfunktion durchgeführt. Abbildung 7.21 zeigt den ermittelten Anpassungsparameter λ als Funktion von Q^2, wobei für die Anpassung der Bereich $x < 0,1$ berücksichtigt wurde. λ variiert zwischen $\lambda \simeq 0,4$ für $Q^2 = 1000\,\mathrm{GeV}^2$ und $\lambda \simeq 0,2$ für $Q^2 = 1,5\,\mathrm{GeV}^2$. Hierdurch

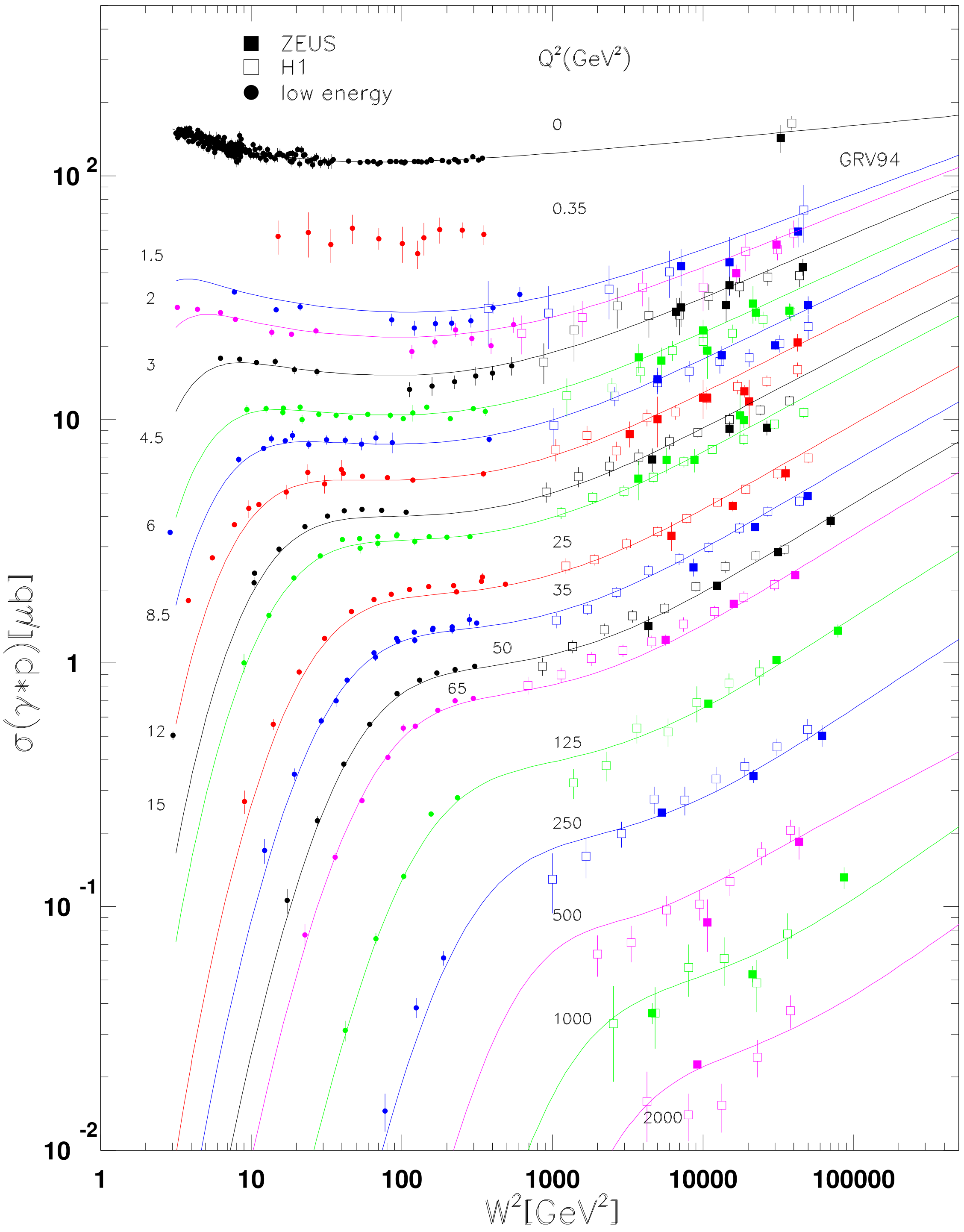


Abbildung 7.22: *Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion von W^2. Die durchgezogene Linie für $Q^2 = 0$ entspricht der Vorhersage von Donnachie und Landshoff [Don92]. Für alle anderen Werte von Q^2 ist die Vorhersage von Glück, Reya und Vogt [Glu95] gezeigt.*

konnte experimentell bestätigt werden, daß die Steigung der Protonstrukturfunktion zu kleinen Werten von x vom Impulsübertrag Q^2 abhängt. Für Ereignisse der Photoproduktion erwartet man nach dem Modell von Donnachie und Landshoff [Don92] einen Wert von $\lambda = 0,08$, der deutlich unterhalb der gemessenen Werte liegt. Durch diese Untersuchung wird qualitativ bestätigt, daß sich Ereignisse mit $Q^2 = 1,5\,\mathrm{GeV}^2$ von Ereignissen der Photoproduktion unterscheiden.

Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{tot}}^{\gamma^* p}$ der Photon–Proton–Streuung kann mit der Strukturfunktion in Beziehung gebracht werden und ist näherungsweise gegeben durch [H1-96a]:

$$\sigma_{\mathrm{tot}}^{\gamma^* p}(W^2, Q^2) \simeq \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2}\, F_2(W^2, Q^2) \tag{7.29}$$

Die quadrierte Masse W^2 des hadronischen Endzustandes ergibt sich dabei unter Vernachlässigung der Protonmasse aus:

$$W^2 = Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1\right) \tag{7.30}$$

Abbildung 7.22 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mathrm{tot}}^{\gamma^* p}$ als Funktion von W^2 für verschiedene Werte von Q^2. Neben den Ergebnissen aus der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung ist auch der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktionsereignisse [H1-95c] eingezeichnet. Für Photoproduktionsereignisse steigt der Wirkungsquerschnitt nur sehr schwach mit der W^2 an, wobei dieser schwache Anstieg durch das Modell von Donnachie und Landshoff [Don92] vorhergesagt wurde. Für Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung ist ein stärkerer Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts mit W^2 zu erkennen, wobei der Anstieg mit zunehmenden Impulsüberträgen Q^2 stärker wird. Dieses Verhalten entspricht der vorher diskutierten Proportionalität $F_2 \propto x^{-\lambda}$, da für kleine Werte von x gilt: $x \propto W^{-2}$ und sich somit $\sigma_{\mathrm{tot}}^{\gamma^* p} \propto W^{2\lambda}$ ergibt, wobei λ mit Q^2 zunimmt. Aus Abbildung 7.22 geht daher ebenfalls deutlich hervor, daß der Übergangsbereich von der tiefinelastischen Streuung zur Photoproduktion auf den Bereich $0 < Q^2 < 1,5\,\mathrm{GeV}^2$ eingeschränkt werden konnte.

Dieser Bereich wird durch die am H1–Detektor vorgenommenen Modifikationen, insbesondere duch die Installation des SPACAL, siehe dazu Kapitel 4, zugänglich gemacht. Erste vorläufige Ergebnisse zur Messung von $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen Impulsüberträgen unter Verwendung des SPACAL werden in Anhang A gezeigt.

Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ bei kleinen Impulsüberträgen $1{,}5\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 8{,}5\,\mathrm{GeV}^2$ in dem Bereich $1 \cdot 10^{-4} \leq x \leq 4 \cdot 10^{-3}$. Die hierzu verwendeten Ereignisse wurden vom H1–Experiment in der Datennahmeperiode 1994 aufgezeichnet und entsprachen einer von der Speicherringanlage HERA gelieferten integrierten Luminosität von $(2{,}39 \pm 0{,}04)\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Um erstmals bei HERA eine Messung bei derart kleinen Impulsüberträgen durchführen zu können, wurden Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung mit einem kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlten hochenergetischen Photon analysiert. Die Selektion dieser Ereignisse basiert zum einen auf dem Nachweis des gestreuten Elektrons im rückwärtigen Kalorimeter (BEMC) des H1–Detektors und zum anderen auf der Messung des abgestrahlten Photons im Photondetektor des Luminositätssystems. Um sicherzustellen, daß die Energiemessung des abgestrahlten Photons mit der erforderlichen Genauigkeit erfolgt, wurden detaillierte Studien unter Verwendung von Bremsstrahlungsereignissen durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, daß die Homogenität des Photondetektors besser als 1% war und daß der systematische Fehler für die Energiemessung der Photonen 1,1% betrug.

Da die Ereignisse der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung bei kleinen Impulsüberträgen überwiegend kleine Streuwinkel des Elektrons aufweisen und somit in den inneren Bereich des BEMC gestreut werden, wurde das Signalverhalten der inneren Module des BEMC ausführlich untersucht. Insbesondere wurden räumliche Schnitte auf den Auftreffort des gestreuten Elektrons eingeführt, die einerseits transversale Leckverluste der induzierten elektromagnetischen Schauer verhindern und andererseits eine hohe Effizienz des BEMC–Triggers sicherstellen. Die Effizienz des BEMC–Triggers wie auch der anderen Selektionsschnitte, mit Ausnahme des Schnittes auf die Position des Wechselwirkungspunktes, wurde aus tiefinelastischen Ereignissen ohne ISR bestimmt, die sowohl in den Daten als auch in der Simulation in großer Anzahl zur Verfügung standen. Die Effizienz zur Bestimmung des Wechselwirkungspunktes konnte direkt aus den selektierten Ereignissen mit ISR bestimmt werden.

Verbleibende Untergrundereignisse in dem selektierten Datensatz sind hauptsächlich auf Zufallskoinzidenzen von tiefinelastischen Ereignissen ohne ISR oder von Photoproduktionsereignissen mit einem Bremsstrahlungsereignis zurückzuführen. Um diese Untergrundereignisse in der Simulation berücksichtigen zu können, wurden mit DJANGO simulierten tiefinelastischen Ereignissen und mit PHOJET simulierten Photoproduktionsereignissen aus den Daten selektierte Bremsstrahlungsereignisse künstlich überlagert. Durch den Vergleich solcher Ereignisse, bei denen das Elektron des Bremsstrahlungsprozesses im Elektrondetektor des Luminositätssystems nachgewiesen wurde, konnte die absolute Anzahl der Untergrundereignisse in der Simulation bestimmt und somit der in den Daten verbleibende Untergrundanteil abgeschätzt werden. Der Untergrundanteil betrug abgesehen von einem der zum Endergebnis beitragenden $\Delta x \Delta Q^2$–Intervalle weniger als 16%. Unter Berücksichtigung der Untergrundereignisse in der Simulation konnte ein Vergleich der gemessenen Verteilungen zwischen den Daten und der Simulation durchgeführt werden. Es zeigte sich, daß alle zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik benötigten Meßgrößen sehr gut durch die Simulation beschrieben werden.

Um die Protonstrukturfunktion aus der Analyse tiefinelastischer Ereignisse mit ISR bestimmen zu können, mußte der Beitrag des gemessenen Wirkungsquerschnitts ermittelt werden, der auf Photonabstrahlung höherer Ordnungen zurückzuführen ist. Hierzu wurden die beiden unabhängigen Programmpakete LESKO und HECTOR verwendet, die miteinander verträgliche Ergebnisse lieferten. Der Einfluß der Photonabstrahlung höherer Ordnungen lag bei Verwendung der Elektron–Methode zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik je nach $\Delta x \Delta Q^2$–Intervall zwischen -9% und $+11\%$ und konnte daher nicht vernachlässigt werden.

Zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen x, y und Q^2 kamen zwei unterschiedliche Verfahren, die Elektron– und die Sigma–Methode, zum Einsatz. Während die Elektron–Methode allein auf der Messung von Energie und Winkel des gestreuten Elektrons basiert, wird für die Sigma–Methode zusätzlich die Messung des hadronischen Endzustands herangezogen. Die Sigma–Methode erweist sich aufgrund ihrer kinematischen Überbestimmtheit als praktisch insensitiv auf Photonabstrahlung höherer Ordnungen. Ein Vergleich der Protonstrukturfunktion unter Anwendung der beiden unterschiedlichen Methoden lieferte sehr gute Übereinstimmung. Daher kann davon ausgegangen werden, daß zum einen die Strahlungskorrekturen höherer Ordnungen bei Verwendung der Elektron–Methode korrekt bestimmt wurden und daß zum anderen keine unberücksichtigten systematischen Fehler vorliegen. Der totale systematische Fehler der Messung betrug in der Regel 10 bis 20% und war somit etwas größer als der statistische Fehler.

Die gemessenen Werte der Protonstrukturfunktion zeigen für alle untersuchten Q^2–Intervalle einen deutlichen Anstieg zu kleinen Werten von x. Anzeichen für eine einsetzende Sättigung der Partondichten sind nicht zu erkennen. Ein Vergleich der Ergebnisse mit einer Parametrisierung, die auf den DGLAP–Entwicklungsgleichungen der QCD beruht, zeigt, daß diese Entwicklungsgleichungen selbst in dem hier untersuchten kinematischen Bereich kleiner x und Q^2 noch in der Lage sind, die Daten gut zu beschreiben. Das Modell von Glück, Reya und Vogt [Glu93, Glu95], das bei einem Startwert von $Q_0^2 = 0,34\,\mathrm{GeV}^2$ von einer valenzartigen Verteilung der Quarks und Gluonen ausgeht und die Quarkverteilungen bei größeren Werten von Q^2 unter Verwendung der DGLAP–Entwicklungsgleichungen berechnet, beschreibt die gemessenen Werte ebenfalls gut. Im Gegensatz dazu kann das auf der Regge–Theorie basierende Modell von Donnachie und Landshoff, das eine erfolgreiche Vorhersage für den totalen Wirkungsquerschnitt bei $Q^2 = 0$ liefert, die gemessene x–Abhängigkeit der Protonstrukturfunktion nicht beschreiben.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Messung hat wesentlich dazu beigetragen, den Übergangsbereich zwischen dem Austausch quasi–reeller Photonen mit $Q^2 \approx 0$, dessen Wirkungsquerschnitt durch die Regge–Theorie beschrieben wird, zu virtuellen Photonen, deren Austausch der störungstheoretischen QCD zugänglich ist, auf den kinematischen Bereich $0 < Q^2 < 1,5\,\mathrm{GeV}^2$ einzuschränken.

Es konnte darüber hinaus gezeigt werden, daß die nach der Datennahmeperiode 1994 durchgeführten Erweiterungen des H1–Detektors, insbesondere der Einbau eines neuartigen Kalorimeters im rückwärtigen Bereich, eine Untersuchung dieses Übergangsbereichs ermöglichen. Eine besondere Bedeutung kommt dabei den inneren Modulen des neuen Kalorimeters zu, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und angefertigt worden sind.

Anhang A

Erste Ergebnisse zur Messung der Protonstrukturfunktion unter Verwendung des SPACAL

In Kapitel 4 wurde der Aufbau des neuartigen Spaghetti–Kalorimeters SPACAL beschrieben, das in der Zeit zwischen den Datennahmeperioden 1994 und 1995 in den rückwärtigen Bereich des H1–Detektors eingebaut wurde. Da die inneren Module dieses Detektors im Rahmen dieser Arbeit geplant und angefertigt wurden, sollen vorläufige Ergebnisse [H1-96e] zur Messung der Protonstrukturfunktion unter Verwendung des SPACAL präsentiert werden. Diese Ergebnisse basieren auf speziellen Runs der Datennahmeperiode 1995, bei denen der nominelle Wechselwirkungspunkt um 70 cm in Vorwärtsrichtung verschoben worden ist. Im Vergleich zur Datennahmeperiode 1994 konnte die für eine Datenanalyse verfügbare integrierte Luminosität dieser speziellen Runs von $58\,\mathrm{nb}^{-1}$ auf $120\,\mathrm{nb}^{-1}$ mehr als verdoppelt werden.

Zur Selektion von Ereignissen der tiefinelastischen Positron–Proton–Streuung wurde verlangt, daß ein Cluster mit einer Energie von $E_{\mathrm{clust}} > 7\,\mathrm{GeV}$ im elektromagnetischen SPACAL rekonstruiert wurde. Es wurde gefordert, daß für den Radius dieses Clusters $r_{\mathrm{clust}} < 3,5\,\mathrm{cm}$ gilt und daß in der rückwärtigen Driftkammer BDC eine dem Cluster zugeordnete Spur rekonstruiert werden konnte. Diese Spur muß einen Abstand von mehr als 8,7 cm von der Strahlachse besitzten, was etwa einer Forderung von $\theta_e < 178^\circ$ für den Streuwinkel des Positrons entspricht. Um Ereignisse mit transversalem Energieverlust des elektromagnetischen Schauers zu unterdrücken, wurde gefordert, daß in den Vetolagen der Insert–Module eine Energie von insgesamt weniger als 1 GeV deponiert wurde. Zusätzlich wurden Schnitte zur Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen und strahlinduzierten Untergrundereignissen angewandt.

Durch diese Schnitte konnten Ereignisse in dem kinematischen Bereich $x \geq 6 \cdot 10^{-6}$ und $0,35\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 3,5\,\mathrm{GeV}^2$ selektiert werden. Dieser Bereich wurde in 9 Flächenelemente in Q^2 unterteilt. Anhand von Simulationsrechnungen konnte abgeschätzt werden, daß der verbleibende Untergrundanteil kleiner als 5% ist und lediglich für die Flächenelemente bei kleinen Werten von x bis zu 20% beträgt. Zur Bestimmung der Protonstrukturfunktion mußten Annahmen über die bisher bei HERA nicht gemessene longitudinale

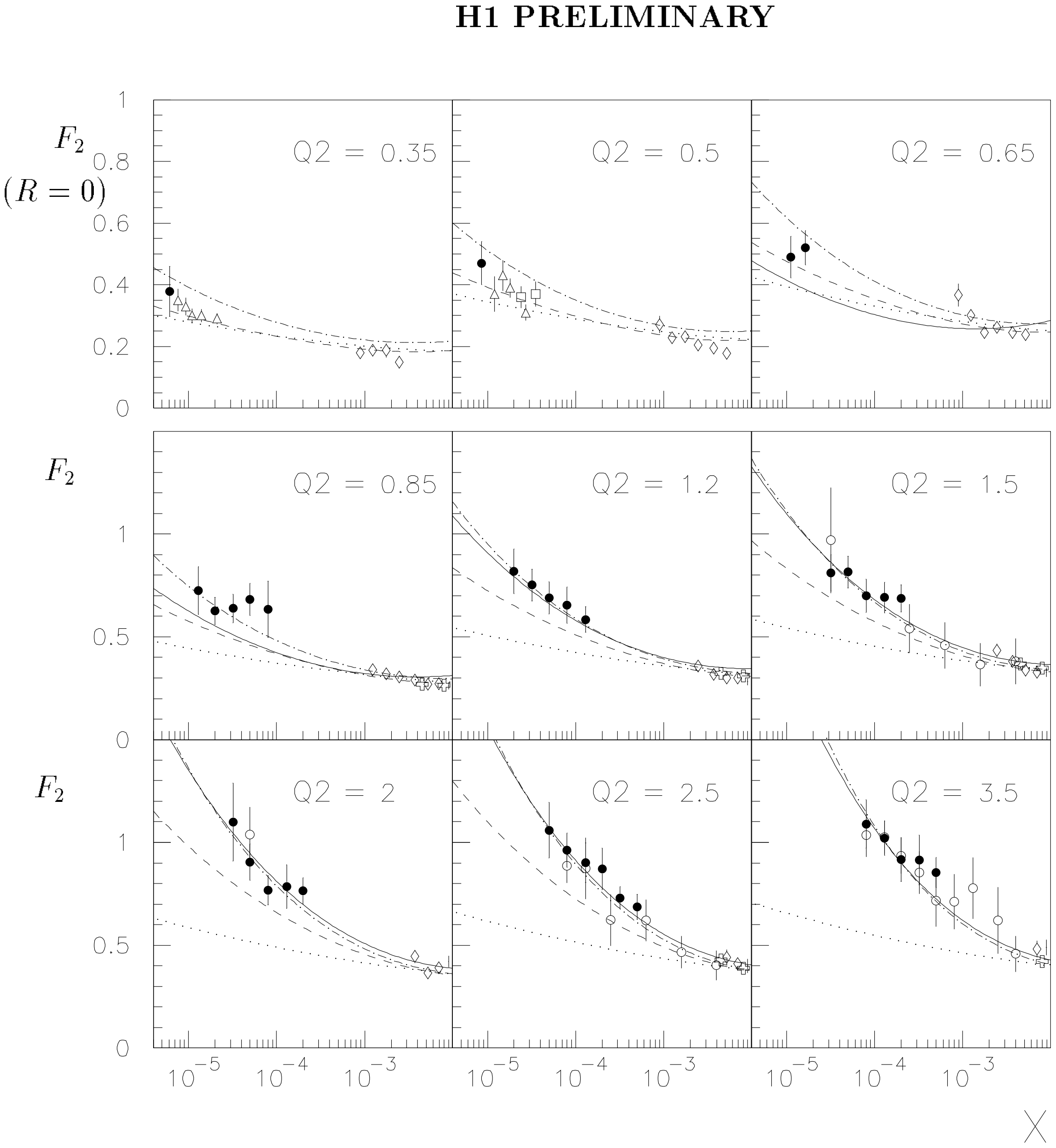


Abbildung A.1: *Vorläufige Resultate zur Strukturfunktion des Protons bei kleinen Werten von x und Q^2 unter Verwendung des BEMC (offene Kreise) und des SPACAL (volle Kreise), entnommen aus [H1-96e]. Zusätzlich eingezeichnet sind die Ergebnisse der Kollaborationen E665 (Rauten), NMC (Kreuze) und ZEUS (Quadrate und Dreiecke). Die gezeigten Funktionen sind Parametrisierungen der Modelle von Donnachie und Landshoff (gepunktet), Badelek und Kwiecinski (gepunktet-gestrichelt), Glück, Reya, Vogt (durchgezogen) sowie des CKMT–Modells (gestrichelt).*

Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$ gemacht werden. In dem Bereich $Q^2 \geq 0{,}85\,\mathrm{GeV}^2$ wurde die Vorhersage der QCD nach [Alt78] verwendet, während für kleinere Werte von Q^2 angenommen wurde: $R = 0$. Zur Bestimmung des systematischen Fehlers, der aufgrund der Annahme $R = 0$ entsteht, wurde die folgende Parametrisierung für R verwendet:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L}{F_2 - F_L} = R(Q_1^2) \cdot \frac{Q^2(Q_1^2 + m_\rho^2)}{Q_1^2(Q^2 + m_\rho^2)} \tag{A.1}$$

m_ρ bezeichnet hierbei die Masse des ρ–Mesons und Q_1^2 ist eine Konstante: $Q_1^2 = 1\,\mathrm{GeV}^2$. Abbildung A.1 zeigt das Ergebnis der Messung. Es ist zu erkennen, daß die verfügbaren Meßpunkte bei kleinen Impulsüberträgen von $Q^2 \leq 0{,}5\,\mathrm{GeV}^2$ gut durch das Modell von Donnachie und Landshoff sowie durch das CKMT–Modell beschrieben werden. In dem Bereich $Q^2 \geq 1{,}2\,\mathrm{GeV}^2$ liefern hingegen die Modelle von Glück, Reya, Vogt und von Badelek, Kwiecinski eine bessere Beschreibung der Daten. Von großem Interesse ist daher die Untersuchung der Ereignisse in dem Übergangsbereich $0{,}5\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 1{,}5\,\mathrm{GeV}^2$ und $x < 10^{-3}$. Wie aus Abbildung A.1 hervorgeht, wird dieser Übergangsbereich durch die Verwendung des SPACAL einer Messung zugänglich gemacht.

Eine weitere Erhöhung der von HERA gelieferten Luminosität wird in den nächsten Jahren zu erheblich kleineren statistischen Fehlern der Messung führen. Darüber hinaus werden in Zukunft detaillierte Untersuchungen zum Signalverhalten der neuen Detektoren, siehe z.B. [Dir96], auch zu einer Reduktion der systematischen Fehler führen. Als Ergänzung zu der Analyse der Ereignisse bei verschobenem Wechselwirkungspunkt wird die Analyse tiefinelastischer Ereignisse mit ISR zur detaillierten Untersuchung des Übergangsbereichs zwischen der Photoproduktion und der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung beitragen.

Literaturverzeichnis

[Akh91] A. Akhundov et al.,
TERAD91, a program package for the calculation of the cross sections of deep inelastic NC and CC scattering at HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA", Volume 3, 1285,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Alb69] W. Albrecht et al.,
Contributed paper to the 4th Int. Symp. on Electron and Photon Interactions, Liverpool (1969), und
DESY preprint DESY 69-046, DESY, 1969

[Alt77] G. Altarelli, G. Parisi,
Asymptotic freedom in parton language,
Nucl. Phys. B 126 (1977) 298

[Alt78] G. Altarelli, G. Martinelli,
Transverse Momentum of Jets in Electroproduction from Quantum Chromodynamics,
Phys. Lett. B 76 (1978) 89

[Ama81] U. Amaldi,
Fluctuations in calorimeter measurements,
Physica Scripta 23 (1981) 409

[And83] B. Andersson et al.,
Parton fragmentation and string dynamics,
Phys. Rept. 97 (1983) 31

[And89] B. Andersson et al.,
Coherence effects in Deep Inelastic Scattering,
Z. Phys. C 43 (1989) 625

[Arb95] A. Arbuzov et al.,
HECTOR 1.00 A Program for the Calculation of QEC, QCD and Electroweak Corrections to ep and $l^{\pm}N$ Deep Inelastic Neural and Charged Current Scattering,
DESY preprint DESY 95-185, DESY, 1995

[Bab94] A. Babaev,
Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter,
Interner Bericht H1-11/94-413, DESY 1994

[Bar89] D. Bardin et al.,
Electroweak radiative corrections to Deep Inelastic Scattering at HERA: Neutral Current Scattering,
Z. Phys. C 42 (1989) 679

[Bar91] J. Bartels, J. Feltesse,
QCD at Lox x: Summary,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 1, 131,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Bas95] U. Bassler, G. Bernardi,
On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: The Sigma Method,
Nucl. Instr. and Meth. A361 (1995) 197

[Ben91] S. Bentvelsen et al.,
Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 1, 23,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Ber91] G. Bernardi, W. Hildesheim,
A detailed simulation of F_2 measurability at HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 1, 79,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Ber96] G. Bernardi,
persönliche Mitteilung

[Bet34] H. Bethe, W. Heitler,
Proc. Roy. Soc. A 146 (1934) 83

[Bjo69] 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.,
High energy inelastic e p scattering at 6° and 10°,
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930

[Blu91] J. Blümlein,
HELIOS 1.00 – a Program to Calculate Leading Log QED Corrections to *ep* scattering,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 3, 1270,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Boe87] M. Böhm, H. Spiesberger,
Radiative corretions to neutral current deep inelastic lepton nucleon scattering at HERA energies,
Nucl. Phys. B 294 (1987) 1081

[Bru87] R. Brun et al.,
GEANT 3 User's Guide,
CERN-preprint CERN DD / EE / 84-1, CERN, 1987

[Buc96] R. Buchholz,
Messung der Proton–Strukturfunktion F2 bei niedrigen Bjorken x und Impulsüberträgen Q^2 mit dem H1–Detektor bei HERA,
Interner Bericht FH1-96-03, DESY 1994,
Dissertation, Universität Hamburg, 1996

[Cal69] C.G. Callan, D.J. Gross,
High–Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current,
Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156

[CCF90] CCFR Kollaboration, C. Foudas et al.,
Neutrino production of opposite sign dimuons at Tevatron energies,
Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1207

[CDH82] CDHSW Kollaboration, H. Abramowicz et al.,
Experimental study of opposite sign dimuons produced in neutrino and anti-neutrinos interactions,
Z. Phys. C 15 (1982) 19

[Con95] J.G. Contreras,
persönliche Mitteilung

[CTE93] CTEQ Kollaboration, J. Botts et al.,
CTEQ parton distributions and flavor dependence of sea quarks,
Phys. Lett. B 304 (1993) 159

[Dec93] T. Deckers,
Untersuchungen zum Nachweis von Teilchen in Bleifluorid– und Spaghetti–Kalorimetern,
Diplomarbeit, Unversität Dortmund (1993)

[DeR74] A. De Rujula, Howard Georgi, H.D. Politzer,
The Breakdown of Scaling in Neutrino and Electron Scattering,
Phys. Rev. D10 (1974) 2141

[Dir96] M. Dirkmann, K. Pfeiffer,
Improved position-reconstruction in the SpaCal's inner region,
Interner Bericht in Vorbereitung

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

[Don92] A. Donnachie, P. Landshoff,
Total Cross-Sections,
Phys. Lett. B 296 (1992) 227

[Don94] A. Donnachie, P. Landshoff,
Proton structure function at small Q^2,
Z. Phys. C 61 (1994) 139

[Duk84] D.W. Duke, J. F. Owens,
Q^2 dependent parametrizations of parton distribution functions,
Phys. Rev. D 30 (1984) 49

[EMC90] EMC Kollaboration, M. Arneodo et al.,
Measurements of the nucleon structure function in the range $0.002 < X < 0.17$ and $0.2\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 8\,\mathrm{GeV}^2$ in deuterium, carbon and calcium,
Nucl. Phys. B 333 (1990) 1

[Eng94] R. Engel,
Proceedings of the XXIXth Rencontre de Moriond,
ed. J. Tran Thanh Van, (1994) 321

[Fav96] L. Favart, M. Fleischer, M. Hütte, Z. Zhang,
The Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low Q^2 from Radiative Events at HERA,
Interner Bericht FH1K-96-01, DESY 1996

[Fel88] J. Feltesse,
Measurement of inclusive differential cross sections,
Proceedings of the HERA workshop, Volume 1, 33,
ed. R.D. Peccei, DESY, Hamburg, 1988

[Fle93] M. Fleischer, E. Peppel,
BEMC energy calibration from quasielastic scattered electrons (1992 data),
Interner Bericht H1-07/93-304, DESY 1993

[Fle94] M. Fleischer,
Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen ep–Streuung mit dem H1–Detektor bei HERA,
Interner Bericht FH1K-94-04, DESY 1994,
Dissertation, Universität Hamburg, 1994

[Fri73] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler,
Advantages of the color octet gluon picture,
Phys. Lett. B 47 (1973) 365

[Gei13] H. Geiger, E. Marsden,
Phil. Mag. 25 (1913) 604

[Gel64] M. Gell-Mann,
A schematic model of baryons and mesons,
Phys. Lett. 8 (1964) 214

[Gla96] S. Glazov,
persönliche Mitteilung

[Glu77] M. Glück, E. Reya,
Dynamical Determination of Parton and Gluon Distributions in Quantum Chromodynamics,
Nucl. Phys. B 130 (1977) 76

[Glu89] M. Glück, R.M. Godbole, E. Reya,
Dynamically generated parton distributions for high-energy collisions,
Z. Phys. C 41 (1989) 667

[Glu90] M. Glück, E. Reya, A.Vogt,
Radiatively generated parton distributions for high-energy collisions,
Z. Phys. C 48 (1990) 471

[Glu92] M. Glück, E. Reya, A.Vogt,
Parton distributions for high-energy collisions,
Z. Phys. C 53 (1992) 127

[Glu93] M. Glück, E. Reya, A.Vogt,
Comparing radiatively generated parton distributions with recent measurements of $F_2(x, Q^2)$ in the small–x region,
Phys. Lett. B 306 (1993) 391

[Glu95] M. Glück, E. Reya, A.Vogt,
Dynamical parton distributions of the proton and small–x physics,
Z. Phys. C 67 (1995) 433

[Gog96] N. Gogitidze, S. Levonian,
An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p data,
Interner Bericht H1-02/96-471, DESY 1996,
und
H1 Kollaboration,
Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA,
Beitrag zu *28th International Conference on High Energy Physics*,
ICHEP'96, Warschau, Polen, 1996

[Gör91] L. Görlich, H.P. Wellisch,
Documentation of the LAr clustering,
Interner Bericht H1-12/91-204, DESY 1991

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

[Gri83] L.V. Gribov, E.M. Levin, M.G. Ryskin,
Semihard Processes in QCD,
Phys. Rep. 100 (1983) 1

[Hal84] F. Halzen, A.D. Martin,
Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics,
John Wiley & Sons, New York, 1984

[Hei27] W. Heisenberg
Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik
Zeitschrift für Physik 43 (1927) 172

[Hoe91] K.C. Hoeger,
Measurement of x, y, Q^2 in Neutral Current Events,
Proceedings of the Workshop „Physics at HERA“, Volume 1, 43,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Hof56] R. Hofstadter,
Electron Scattering and Nuclear Structure,
Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214

[Hol88] W. Hollik,
Radiative Corrections in Deep Inelastic Scattering – Essentials for HERA Processes,
Proceedings of the HERA workshop, Volume 2, 579,
ed. R.D. Peccei, DESY, Hamburg, 1988

[H1-86] H1 Kollaboration,
Technical Proposal for the H1–Detector,
DESY, Hamburg (1986)

[H1-93a] H1 Kollaboration, I. Abt et al.,
Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the low x region at HERA,
Nucl. Phys. B 407 (1993) 515

[H1-93b] H1 Kalorimeter Gruppe, B. Andrieu et al.,
The H1 liquid argon calorimeter system,
NIM A 336 (1993) 460

[H1-93c] H1 Kollaboration, I. Abt et al.,
The H1 Detector at HERA,
DESY preprint DESY 93-103, DESY, 1993

[H1-93d] H1 Kollaboration,
Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector,
DESY, PRC 93/02 (1993)

[H1-93e] H1 Kalorimeter Gruppe, B. Andrieu et al.,
Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations,
NIM A 336 (1993) 499

[H1-94a] H1 Kalorimeter Gruppe, B. Andrieu et al.,
Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons,
NIM A 350 (1994) 57

[H1-95a] H1 Kollaboration, T. Ahmed et al.,
A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$,
Nucl. Phys. B 439 (1995) 471

[H1-95b] H1 Kollaboration, T. Ahmed et al.,
Experimental study of hard photon radiation processes at HERA,
Z. Phys. C 66 (1995) 529

[H1-95c] H1 Kollaboration, S. Aid et al.,
Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV Centre of Mass Energy,
Z. Phys. C 69 (1995) 27

[H1-96a] H1 Kollaboration, S. Aid et al.,
A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HERA,
Nucl. Phys. B 470 (1996) 3

[H1-96b] H1 Kollaboration, I. Abt et al.,
The H1 Detector at HERA,
Interner Bericht H1-96-01, DESY 1996

[H1-96c] H1 BEMC Gruppe, J. Bán et al.,
The H1 backward calorimeter BEMC and its inclusive electron trigger,
NIM A 372 (1996) 399

[H1-96d] H1 Kollaboration, C. Adloff et al.,
Determination of the Longitudinal Proton Structure Function $F_L(x, Q^2)$ at Low x,
DESY preprint in Vorbereitung

[H1-96e] H1 Kollaboration, I. Abt et al.,
A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at Low x and Low Q^2 at HERA,
Beitrag zu *28th International Conference on High Energy Physics*,
ICHEP'96, Warschau, Polen, 1996

[H1-96f] H1 Kollaboration, S. Aid et al.,
Charged Particle Multiplicities in Deep Inelastic Scattering at HERA,
DESY preprint DESY 96-160, DESY, 1996

[Ing80] G. Ingelman, T. Sjostrand,
A Monte Carlo for leptoproduction,
Lund preprint LU TP 80-12, Lund, 1980

[Ing88] G. Ingelman et al.,
Deep Inelastic Physics and Simulation,
Proceedings of the HERA workshop, Volume 1, 3,
ed. R.D. Peccei, DESY, Hamburg, 1988

[Ing91] G. Ingelman,
LEPTO version 6.1 – The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton–Nucleon Scattering,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 3, 1366,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Iss96] C. Issever,
Entwicklung eines alternativen Gewichtungsverfahrens für das H1–Kalorimeter,
Diplomarbeit, Unversität Dortmund (1996)

[Jad91] S. Jadach, W. Płaczek,
LESKO–F: A Monte Carlo Program for Deep Inelastic $e^{\pm}p \to e^{\pm}X$ Scattering at HERA Including QED Bremsstrahlung from the Lepton Side,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 3, 1330,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991,
und
W. Płaczek,
QED Radiative Correction in Deep Inelastic Neutral Current e p Scattering: Monte Carlo Treatment,
Dissertation,
Acta Phys. Polon. B 24 (1993) 1229

[Jan94] J. Janoth et al.,
Response of Mesh Type Photomultiplier Tubes in Strong Magnetic Fields,
NIM A 350 (1994) 221

[Jan95] J. Janoth, J. Stiewe,
An Algorithm to Calibrate the New H1 Backward Calorimeter „SPACAL“ using the Kinematic Peak,
Interner Bericht H1-11/95-464, DESY 1995

[Jaq79] F. Jaquet, A. Blondel,
Detectors for charged current events,
Proceedings of the study of an *ep* facility for Europe,
ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 393

[Kle91] M. Klein,
On the Q^2, x Range at HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 1, 71,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Kos96] A. Kosche,
Die Messung der $f_2(1270)$– und $K_2^{*0}(1430)$–Produktion in Ereignissen der e^+e^-–Annihilation im Energiebereich der Υ–Resonanzen,
Dissertation, Universität Dortmund, 1996

[Kra91] M.W. Krasny, W. Płaczek,
A method to reduce the size of the radiative corrections at HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 2, 862,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Kra92] M.W. Krasny, W. Placzek, H. Spiesberger,
Determination of the Longitudinal Structure Function at HERA from Radiative Events,
Z. Phys. C 53 (1992) 687

[Kri88] J. Kripfganz, H. Perlt,
Electromagnetic radiative corrections and quark mass singularities,
Proceedings of the HERA workshop, Volume 1, 231,
ed. R.D. Peccei, DESY, Hamburg, 1988

[Kri91] J. Kripfganz, H.J. Möhring, H. Spiesberger,
Higher order leading logarithmic QED corrections to deep inelastic *ep* scattering at very high energies,
Z. Phys. C 49 (1991) 501

[Kur93] T. Kurča,
The H1 Trigger for Neutral Current Deep Inelastic Scattering Events at low Q^2,
Dissertation, Universität Hamburg, 1993

[Kwi91] A. Kwiatkowski et al.,
HERACLES. An Event Generator for ep Interactions at HERA Including Radiative Processes,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 3, 1294,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Lan75] L.D. Landau, E.M. Lifschitz,
Relativistische Quantentheorie,
Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd. IVa,
Akademie–Verlag, Berlin, 1975

[Lev93] S. Levonian,
H1LUMI – A Fast Simulation Package for the H1 Luminosity System,
Interner Bericht H1-04/93-287, DESY 1993

[Lev95] S. Levonian, A. Panitch,
Treatment of the Proton Satellite Bunches in 1994 Data,
Interner Bericht H1-09/95-454, DESY 1995

[Lev96] S. Levonian,
persönliche Mitteilung

[Lip96] J. Lipinski,
Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 bei großen Impulsüberträgen am H1–Experiment bei HERA,
Interner Bericht FH1-96-05, DESY 1996,
Dissertation, Universität Hamburg, 1996

[Mar91] A.D. Martin, R.G. Robers, W.J. Stirling,
Phys. Lett. B 256 (1991) 258

[Mar93] A.D. Martin, W.J. Stirling,
MRS Parton Distributions,
RAL Preprint RAL–93–077 (1993)

[Mar94] P. Marage, A. Panitch, F. Zomer,
F_2 measurement at x–values around 10^{-4}, using the satellite bunch,
Interner Bericht H1-07/94-369, DESY 1994

[Mo69] L.W. Mo, Y.S. Tsai,
Radiative corrections to elastic and inelastic ep and μp scattering,
Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 205

[Mue91] A.H. Mueller,
Parton distributions at very small x–values,
Nucl. Phys. C 18 (1991) 125

[Mül94] K. Müller,
Measurement of the proton structure function F_2 at low Bjorken x at the H1 experiment,
Dissertation, Universität Zürich, 1994

[Mül95] K. Müller,
Bericht an die ELAN–Gruppe der H1 Kollaboration,
DESY, 17.2.1994

[Nac86] O. Nachtmann,
Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik,
Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig, 1986

[NMC96] NMC Kollaboration, A. Milstaijn et al.,
Beitrag zu *4th International Conference on Deep Inelastic Scattering*,
Rom, Italien, 1996

[Obr94] U. Obrock,
Experimentelle Untersuchungen der Strahlungskorrekturen in der tief–inelastischen Elektron–Proton–Streuung bei HERA–Energien,
Dissertation, Universität Dortmund, 1994

[Pan93] A. Panitch, P. Marage,
Vertex reconstruction using BPC and CIP in DIS events,
Interner Bericht H1-05/93-297, DESY 1993

[Pan94] A. Panitch,
Vertex reconstruction and BPC efficiency determinations for the 1993 structure function analysis,
Interner Bericht H1-08/94-373, DESY 1994

[Pan95] A. Panitch,
Energy Calibration and Resolution in the BEMC,
Interner Bericht H1-08/95-449, DESY 1995

[Pan96] A. Panitch,
Dissertation in Vorbereitung

[Pan68] W.K.H. Panofsky,
Electromagnetic Interactions: Low Q^2 Electrodynamics: Elastic and Inelastic Electron (and Muon) Scattering,
14th Int. Conf. on High Energy Physics,
Proceedings, S.23, Vienna (1968)
und
SLAC–PUB–0502 (1968)

[Pas94] C. Pascaud, F. Zomer,
Fast Method to Integrate Linear Integrodifferential Equations,
LAL Preprint LAL/94–42

[PDG94] Particle Data Group, L. Montanet et al.,
Review of Particle Properties,
Phys. Rev. D 50 (1994) 1173

[Per75] D.H. Perkins,
Review of Neutrino Experiments,
Symposium On Lepton and Photon Interactions At High Energies,
Proceedings, S.571, Stanford (1975)

[Pie95] D. Pieloth,
Experimentelle Überprüfung der Algorithmen zur Luminositätsbestimmung am H1–Detektor,
Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1995

[Rei95] S. Reinshagen,
Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Impulsüberträgen am H1–Experiment bei HERA,
Interner Bericht FH1K-95-03, DESY 1995,
Dissertation, Universität Hamburg, 1995

[Rut11] E. Rutherford,
The scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom,
Phil. Mag. 21 (1911) 669

[Sch88] P. Schmüser,
Feynman–Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker,
Lecture Notes in Physics,
Springer–Verlag, Berlin, 1988

[Sch91] G.A. Schuler, H. Spiesberger,
DJANGO – the interface for the event generators HERACLES and LEPTO,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 3, 1419,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Sch95] M. Schmelling,
QCD Results from the Study of Hadronic Z–Decays,
Phys. Scr. 51 (1995) 683

[She93] V. Shekelyan,
Simulation and Reconstruction in H1 Liquid Argon Calorimetry,
Interner Bericht H1-04/93-288, DESY 1993

[Sjo87] T. Sjöstrand, M. Bengtsson,
The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+ e^- Physics: JETSET version 6.3: an update,
Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367

[Spi91] H. Spiesberger et al.,
Radiative Corrections at HERA,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 2, 798,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[SP-95a] H1 SPACAL Gruppe, T. Nicholls et al.,
Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating–Fibre Calorimeter for the H1 Detector,
DESY preprint DESY 95-165, DESY, 1995 und NIM A 374 (1996) 149

[SP-95b] H1 SPACAL Gruppe, T. Nicholls et al.,
Hadronic Response and e/π Separation with the H1 Lead/Fibre Calorimeter,
DESY preprint DESY 95-250, DESY, 1995

[SP-96a] H1 SPACAL Gruppe, R.D. Appuhn et al.,
H1 Backward Upgrade with a SPACAL Calorimeter: the Hadronic Section,
DESY preprint DESY 96-013, DESY, 1996

[SP-96b] H1 SPACAL Gruppe, R.D. Appuhn et al.,
The H1 Lead/Scintillating Fibre Calorimeter,
DESY preprint DESY 96-171, DESY, 1996

[Wac94] K. Wacker,
persönliche Mitteilung

[Wel90] H.P. Wellisch,
Untersuchung von Wichtungsmethoden zur Optimierung der Energieauflösung von Hadronen in einem Flüssig–Argon Blei/Eisen Kalorimeter,
Diplomarbeit, MPI München, 1990

[Wel94] H.P. Wellisch, J.P. Kubenka, H. Oberlack, P. Schacht,
Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques,
Interner Bericht H1-02/94-346, DESY 1994

[Whi90] L.W. Whitlow et al.,
A Precise Extraction of $R = \sigma_L/\sigma_T$ from a Global Analysis of the SLAC Deep Inelastic *ep* and *ed* Scattering Cross-Sections,
Phys. Lett. B 250 (1990) 193

[Wii91] B.H. Wiik,
HERA status,
Proceedings of the workshop „Physics at HERA“, Volume 1, 1,
ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg, 1991

[Wil95] F. Willeke,
HERA Luminosity Prospects,
Proceedings of the workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD, S.507,
ed. J.F. Laporte and Y. Sirois, Paris, 1995

[Yen61] D.R. Yennie, S.C. Frautschi, H. Surra,
The Infraread Divergence Phenomena and High–Energy Processes,
Ann. of Physics 13 (1961) 379

[ZEU95] ZEUS Kollaboration, M. Derrick et al.,
Measurement of the Proton Structure Function F_2 at low x and low Q^2 at HERA,
Z. Phys. C 69 (1996) 607

[ZEU96] ZEUS Kollaboration, M.Derrick et al.,
Measurement of the F_2 Structure Function in Deep Inelastic e^+p Scattering using 1994 Data from the ZEUS Detector at HERA,
DESY preprint DESY 96-076, DESY, 1996

[Zha96] Z. Zhang,
persönliche Mitteilung

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. Wegener für die Aufgabenstellung dieser Arbeit danken. Seine steten Anregungen und die zahlreichen Diskussionen mit ihm haben sehr zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen.

Herr Prof. Dr. H. Schröder hat freundlicherweise die Aufgabe des Korreferenten übernommen.

Den Herren Dr. K. Wacker, Dr. D. Lüke und Dr. A. Kosche danke ich dafür, daß sie stets für hervorragende Bedingungen auf dem Rechnersystem der experimentellen Hochenergiephysik der Universität Dortmund gesorgt haben, so daß ich riesige Mengen an Rechenzeit und Plattenplatz in Anspruch nehmen konnte.

Herrn Dr. Uwe Obrock und Herrn Dr. M. Fleischer möchte ich besonders für das sorgfältige Lesen des Manuskripts danken, wofür sie sehr viel ihrer wertvollen Zeit investierten.

Mein besonderer Dank gilt auch allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für Strahlungskorrekturen der H1–Kollaboration: Dr. M. Fleischer, Dr. M. W. Krasny, Dr. Z. Zhang, Dr. L. Favart und R. Maracek.

Dem Graduiertenkolleg „Erzeugung und Zerfälle von Elementarteilchen“ des Fachbereichs Physik der Universität Dortmund danke ich für die mir gewährte Unterstützung. Die Teilnahme an Schulen, Konferenzen, Arbeitstreffen usw. wäre ohne das Graduiertenkolleg unmöglich gewesen.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Frau Heike für den Beistand während des ganzen Studiums und der Promotion bedanken und dafür, daß sie geduldig lange Arbeitszeiten und häufige Dienstreisen ertragen hat.

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie unter der Projektnummer 6DO57I gefördert.