INAUGURAL-DISSERTATION

zur
zur Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Judith Maria Katzy
aus Aachen

Tag der mündlichen Prüfung: 18.6.1997

Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Bjorken-x und kleinen Impulsübertägen am H1-Experiment bei HERA

Gutachter: Prof.Dr. Franz Eisele
Prof.Dr. Karl-Heinz Meier

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Messung der Proton-Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ im Bereich $0.35\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ und bis zu Werten von Bjorken-x von $6 \cdot 10^{-6}$ beschrieben. Die Messung beruht auf Daten, die im Betriebsjahr 1995 mit dem H1 Detektor am Speicherring HERA genommen wurden und einer integrierten Luminosität von $114\,\mathrm{nb}^{-1}$ entsprechen. Die kinematischen Variablen x, y und Q^2 werden dabei aus dem Endzustand des gestreuten Positrons rekonstruiert.

Im Winter 1994/95 wurden im Rückwärtsbereich des H1 Detektors neue Detektoren, BDC und SpaCal, eingebaut, die in dieser Analyse erstmals verwendet werden. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der systematischen Untersuchung der Informationen, die für die Analyse der tiefinelastischen Streuung mit Hilfe der Driftkammer BDC gewonnen wurden.

Die Ergebnisse dieser Analyse stimmen gut mit der in [51] publizierten H1 Analyse überein. Zusammen mit den Ergebnissen der *fixed target* Experimente und des HERA Experiments ZEUS zeigt sich, daß der Anstieg der Strukturfunktion zu kleinem x bei den kleinsten Werten von Q^2 abflacht. Die Daten werden mit verschiedenen theoretischen Modellen die auf der perturbativen QCD im Bereich hoher Q^2 und auf dem phänomenologischen Ansatz der Regge-Theorie im Bereich kleiner Werte von Q^2 beruhen, verglichen.

Abstract

In this thesis the measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the kinematical region $0.35\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ and down to Bjorken-x values of $6 \cdot 10^{-6}$ is reported. This measurement is based on a total integrated luminosity of $114\,\mathrm{nb}^{-1}$ measured with the H1 experiment at the HERA collider in 1995. In this analysis the kinematical variables x, y and Q^2 are determined using only the information of the scattered electron.

During the winter of 1994/95 new detectors, BDC and SpaCal, were installed in the backward region of the H1 detector. In this analysis they are used for the first time. In this thesis emphasis was placed on systematic studies of the contribution of the drift chamber BDC to the analysis.

The results of this analysis are in good agreement with the H1 analysis published in [51]. Including measurements from fixed target experiments and the HERA experiment ZEUS, the rise of F_2 is found to be less steep for the lowest Q^2 values measured. Theoretical models that rely on perturbative QCD in the high Q^2 region and on the phenomenological approach of Regge theory at low Q^2 are compared with the data.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Am Speicherring HERA werden Elektronen oder Positronen an Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV gestreut. Lepton-Nukleon-Streuung wird üblicherweise in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag Q des Leptons auf das Nukleon in zwei kinematische Bereich aufgeteilt, den der tiefinelastischen Streuung mit $Q^2 \geq 1\,\mathrm{GeV}^2$ und den der Photoproduktion bei $Q^2 \simeq 0$. Die Schwerpunktsenergie von HERA, die einen Faktor 10 größer ist als die Schwerpunktenergie von *fixed target* Experimenten, ermöglicht das Studium der tiefinelastischen Streuung in einem kinematischen Bereich der mehr als vier Größenordnungen in x und Q^2 umfaßt und die Messung der Photon-Proton-Wechselwirkung bei Schwerpunktsenergien von $\sim 250\,\mathrm{GeV}$.
Tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung ist die klassische Methode zur Untersuchung der Nukleonstruktur. Die räumliche Auflösung Δr bei diesem Streuprozeß wird abgeschätzt durch $\Delta r \simeq 0.197\,\mathrm{GeV\,fm}/Q\,[\mathrm{GeV}]$, das heißt, im Bereich $Q^2 \geq 1\,\mathrm{GeV}^2$ ist $\Delta r = 0.2\,\mathrm{fm}$ und die Substruktur des Protons kann aufgelöst werden.
So wurde 1969 am SLAC durch Streuung von Elektronen an ruhenden Protonen entdeckt, daß das Proton aus ,,punktförmigen" Konstituenten (Partonen) besteht, die im Rahmen des Quark-Parton-Modells mit den Quarks identifiziert wurden. Die tiefinelastische Lepton-Nukleon-Streuung wird in diesem Modell interpretiert als die elastische Streuung des Leptons am Quark, das den Impulsbruchteil x am Protonimpuls trägt. Die unbekannte Struktur des Protons wird im Quark-Parton-Modell parametrisiert durch eine Strukturfunktion $F_2(x)$, die der Summe über die Impulsverteilungen $xq_f(x)$ der Quarks gewichtet mit dem Quadrat der elektrischen Ladung e_f entspricht ($F_2(x) = \sum e_f^2 x q_f(x)$).
Ein erster experimenteller Hinweis auf die Existenz des Gluons, dem Eichboson der QCD, ergab sich aus der Beobachtung, daß die Quarks nur etwa 50 % des Protonimpulses tragen.
Durch weitere Streuexperimente an ruhenden Nukleonen wurde die Impulsverteilung der Quarks im Nukleon bis zu $x \geq 10^{-2}$ gemessen und die Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktion beobachtet, die durch die QCD als Auflösungseffekt beschrieben wird.
Die hohen Schwerpunktsenergien bei HERA ermöglichen, die Strukturfunktion bei $Q^2 \geq 1.5\mathrm{GeV}^2$ bis zu Impulsbruchteilen von $x \geq 10^{-5}$ zu messen. In diesem kinematischen Bereich wurde ein starker Anstieg der Strukturfunktion beobachtet, der im Rahmen der störungstheoretischen QCD durch einen starken Anstieg der Gluondichte erklärt wird [1]. Es zeigt sich, daß die störungstheoretischen Näherungen der QCD in diesem Bereich noch anwendbar sind und auch bei hohen Partondichten die Daten beschreiben.
Im Bereich der Photoproduktion ist das Photon quasireell und es zeigt in der Wechselwirkung sowohl ein ,,punktförmiges" Verhalten als auch eine partonische Struktur. Der totale Wir-

kungsquerschnitt der Photoproduktion wird, wie der totale Wirkungsquerschnitt der Hadron-Hadron-Wechselwirkung, durch einen phänomenologischen Ansatz in der Regge-Theorie beschrieben. Bei HERA wurde gezeigt, daß der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion zu hohen Schwerpunktsenergien von $W = 200\,\mathrm{GeV}$ schwach ansteigt und die Abhängigkeit von W durch die Regge-Theorie beschrieben wird [2].

Das Thema der vorliegenden Arbeit ist die Messung der Protonstrukturfunktion, bei noch kleinerem Q^2 und bei noch kleinerem x, das heißt in einem Bereich mit kleiner Virtualität des Photons und, da bei kleinem x näherungsweise gilt $W \simeq \sqrt{Q^2/x}$, bei hoher Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems.

Es wird erwartet, daß der störungstheoretische Ansatz der QCD in diesem Q^2-Bereich zur Beschreibung der Strukturfunktion nicht mehr anwendbar ist und stattdessen phänomenologische Ansätze wie die der Regge-Theorie verwendet werden müssen.

Dieser kinematische Bereich entspricht bei HERA Streuprozessen, bei denen das Positron nur schwach abgelenkt wird. Für die Messung in diesem Winkelbereich wurde im Winter 1994/95 im Rückwärtsbereich des H1 Detektors eine neue Driftkammer und ein neues Kalorimeter eingebaut, die im Vergleich zu den alten Detektoren einen erweiterten Akzeptanzbereich besitzen.

Die kinematischen Variablen werden bei der vorliegenden Arbeit aus dem Winkel und der Energie des gestreuten Positrons rekonstruiert, da so die beste Auflösung bei kleinen Werten von x erzielt werden kann. Zur präzisen Messung der Strukturfunktion ist daher ein gutes Verständnis der Energie- und Winkelmessung erforderlich. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Messung des Positronstreuwinkels mit der neuen Driftkammer.

Die Arbeit gliedert sich in folgende Abschnitte: In Kapitel 1 wird auf die theoretischen Modelle zur Beschreibung der Positron-Proton Streuung sowohl im Rahmen der QCD als auch der Reggetheorie eingegangen. Ferner wird die Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen aus den Meßgrößen erläutert.

In Kapitel 2 wird der HERA Speicherring und das H1 Experiment, insbesondere die neuen Detektoren, erklärt. In Kapitel 3 wird auf die Messung mit der Driftkammer eingegangen und die für die Messung der tiefinelastischen Streuung erforderlichen Informationen aus der Driftkammer systematisch untersucht.

Die Messung der Strukturfunktion, sowie ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente und mit theoretischen Modellen, wird in Kapitel 4 beschrieben. Abschließend werden die Resultate dieser Arbeit in Kapitel 5 zusammengefaßt.

Kapitel 2

Positron-Proton-Streuung bei HERA

Am Speicherring HERA werden Positronen mit einer Energie von 27.5 GeV an Protonen, die eine Energie von 820 GeV besitzen, gestreut. Es werden folgende Wechselwirkungskanäle erwartet

$$e^+ + p \rightarrow l + X, \tag{2.0.1}$$

wobei l dem Lepton nach der Streuung, also dem Positron oder einem Elektron-Neutrino, entspricht und X der hadronische Endzustand des Systems ist, der je nach Streuprozeß in der Zusammensetzung stark variieren kann. Bei dem Prozeß wird der Viererimpuls q durch eines der Austauschteilchen γ, Z^0 oder $W^\pm$ vom Positron auf das Proton übertragen. Der Wert von q wird durch die Viererimpulse k und k' des ein- und auslaufenden Leptons festgelegt

$$Q^2 = -q^2 = -(k' - k)^2. \tag{2.0.2}$$

Ist die Wechselwirkung elektromagnetischer Natur, so wird sie durch ein Photon übertragen, im Falle der schwachen Wechselwirkung durch eines der massiven Eichboson Z^0 oder $W^\pm$. Der Wirkungsquerschnitt σ dieser Prozesse ist einem Propagatorterm proportional, der vom Viererimpulsübertrag Q^2 zwischen Positron und Proton und der Masse des Austauschteilchens M_i abhängt:

$$\sigma \propto \frac{1}{(Q^2 + M_i^2)^2}, \tag{2.0.3}$$

wobei M_i die Masse eines der Eichbosonen $\gamma, Z^0, W^\pm$ ist. In dieser Arbeit werden nur die Reaktionen $e^+p \rightarrow e^+X$ mit $Q^2 \leq 10\,\mathrm{GeV}^2$ beschrieben. Dabei ist Q^2 klein gegenüber $M_{Z,W}^2 \geq 80\,\mathrm{GeV}^2/c^2$, sodaß der Wirkungsquerschnitt für Prozesse der schwachen Wechselwirkung gegenüber den Prozessen mit Photonaustausch vernachlässigt werden kann.

In der theoretischen Beschreibung der Streuung gibt es unterschiedliche Ansätze für die Bereiche $Q^2 \simeq 0$ und $Q^2 > M_p^2$, wobei M_p^2 der Protonmasse entspricht. Bei $Q^2 \simeq 0$, der sogenannten Photoproduktion, ist das Photon in der Nähe seiner Massenschale, also quasireell. Bei diesen Streuprozessen, wird der Wirkungsquerschnitt in guter Näherung beschrieben durch das Produkt aus einem Photonfluß mit dem Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt. Untersucht wird dann die Struktur des Photons, das einen elektromagnetischen und einem hadronischen Anteil besitzt. Der Wirkungsquerschnitt wird durch den hadronischen Anteil dominiert und durch phänomenologische Modelle beschrieben.

Bei $Q^2 > 0$ ist das Photon virtuell. Seine Comptonwellenlänge nimmt mit wachsendem Q^2 ab und ist bei $Q^2 \gg (0.2\,\mathrm{GeV})^2$ kleiner als die Ausdehnung des Protons, sodaß das Photon als „punktförmiges" Teilchen dazu verwendet werden kann, die Struktur des Protons zu untersuchen.
In dieser Arbeit wird der kinematische Bereich kleiner Q^2, d.h. $0.3\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ und damit der Übergangsbereich zwischen Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung untersucht.
In Abschnitt 2.1 wird zunächst detailliert auf die kinematische Beschreibung des Streuprozesses eingegangen. In Abschnitt 2.2 wird erklärt, wie die kinematischen Variablen zur Beschreibung des Streuprozesses aus den im Detektor gemessenen Größen berechnet werden können. In Abschnitt 2.3 wird die tiefinelastische Streuung im erweiterten Quark-Parton-Modells diskutiert und die Dynamik im Rahmen der perturbativen QCD beschrieben. Die Modelle der Photoproduktion werden in Abschnitt 2.4 nur insoweit diskutiert, als sie für die Festlegung des Übergangs notwendig sind. Das physikalische Interesse, diesen Übergangsbereich zu untersuchen, wird in 2.5 genauer diskutiert.

2.1 Die kinematische Beschreibung der tiefinelastischen Streuung

In Abbildung 2.1 ist der Feynmangraph der tiefinelastischen Positron-Proton-Streuung durch Photonaustausch in niedrigster Ordnung in α der QED dargestellt, wobei α die Feinstrukturkonstante ist. Vor der Streuung besitzen die Teilchen den Viererimpuls k, bzw. P, nach der Streuung besitzt das Positron den Viererimpuls k', das Proton fragmentiert in Hadronen. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ dieses Prozesses wird durch die Energie der beiden einlaufenden Teilchen festgelegt und ist durch $s = (k+P)^2$ gegeben.

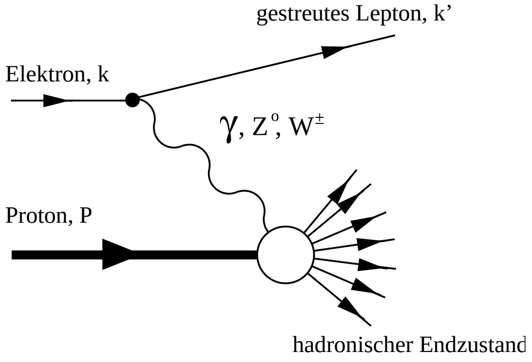

Abbildung 2.1: *Feynman Graph zur Beschreibung der tiefinelastischen Streuung in niedrigster Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ der QED. Im Bereich $Q^2 \leq 10\,\mathrm{GeV}^2$, der in dieser Arbeit betrachtet wird, trägt nur der Photonaustausch bei.*

2.1.1 Die kinematischen Variablen

Zur Beschreibung des Wirkungsquerschnitts werden neben den bereits definierten Variablen s und Q^2 zusätzlich die dimensionslosen Variablen x, y und die Lorentzinvariante W^2 verwendet, die aus den Vierervektoren des Positrons, k und k', und des Protons bzw. des hadronischen Endzustands, P und X, folgendermaßen hervorgehen:

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} \tag{2.1.4}$$

Diese kinematische Größe, die auch als Bjorken-Skalenvariable bezeichnet wird, entspricht im Quark-Parton-Modell dem Impulsbruchteil x des Protonimpulses, der vom gestreuten Quark getragen wird (vgl. Abschnitt 2.3.1). Die Werte von x liegen daher im Bereich $0 \leq x \leq 1$.

$$y = \frac{qP}{kP} \simeq \frac{2Pq}{s} = \frac{\nu}{\nu_{max}}, \tag{2.1.5}$$

mit $\nu = Pq/M_p$ und $\nu_{max} = s/2M_p$, und der Protonmass M_p. Unter Vernachlässigung von Elektron und Protonmasse beschreibt y den Energieübertrag ν des Positrons auf das Proton im Ruhesystem des einlaufenden Protons, wobei dieser Energieübertrag auf den maximal möglichen normiert wird. Dadurch sind die Werte von y auf den Bereich $0 \leq y \leq 1$ festgelegt.

$$W^2 = (q+P)^2 = \frac{1-x}{x} \cdot Q^2 + M_p^2 \tag{2.1.6}$$

W entspricht der invarianten Masse des hadronischen Systems im Endzustand, oder auch der Schwerpunktsenergie, des Systems aus virtuellem Photon und Proton. Aus dieser Gleichung folgt direkt, daß $M_p^2 \leq W^2 \leq s$ ist. Im Fall $x = 1$ gilt $W^2 = M_p^2$, das heißt das Positron wird elastisch am Proton gestreut.

Aus den Gleichungen 2.1.4 und 2.1.5 folgt:

$$Q^2 = xys \tag{2.1.7}$$

Daher sind bei fester Schwerpunktsenergie s, nur zwei der oben definierten Variablen x, y, W^2, Q^2 unabhängig.

2.1.2 Der Wirkungsquerschnitt für Positron-Proton-Streuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die unpolarisierte Streuung von Positronen und Protonen in niedrigster Ordnung QED läßt sich allgemein schreiben als [3]

$$\frac{d^2\sigma}{dE_e' d\Omega} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E_e'}{E_e} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \tag{2.1.8}$$

wobei E_e und E_e' die Energie des Elektrons vor und nach der Streuung bezeichnen, α die Feinstrukturkonstante, und $L_{\mu\nu}$ und $W^{\mu\nu}$ der leptonische und der hadronische Tensor. $L_{\mu\nu}$ ist aus der QED bekannt und kann für die elektromagnetische Wechselwirkung aus den Dirac-Strömen des einlaufenden und auslaufenden Positrons direkt berechnet werden. Vom hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ ist nur die Lorentzstruktur bekannt, seine Form soll durch die Messung bestimmt werden.

Durch die Forderung der Stromerhaltung und allgemeine Symmetriebetrachtungen kann gezeigt werden, daß der hadronische Tensor aus den Viererimpulsen q und P am hadronischen Vertex und zwei voneinander unabhängigen Funktionen beschrieben werden kann. Diese Funktionen werden als Strukturfunktionen F_1 und F_2 bezeichnet und hängen nur von Lorentzskalaren ab.

Mit dieser Darstellung des hadronischen Tensors kann unter Berücksichtigung der Fluß- und

Phasenraumfaktoren der differentielle Wirkungsquerschnitt für diese Streuung bei $Q^2 \gg (0.71\,\mathrm{GeV})^2$, wo die Formfaktoren des Protons vernachlässigt werden können, als Funktion der Variablen x und Q^2 geschrieben werden [3]:

$$\frac{d^2\sigma_{Born}}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left\{y^2 xF_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2)\right\}, \tag{2.1.9}$$

wobei die Born'sche Näherung, die der niedrigsten Ordnung α entspricht, für die Berechnung des leptonischen Vertex verwendet wurde und die Elektronmasse vernachlässigt wurde.
Aus dieser Gleichung geht direkt hervor, daß eine Messung der beiden Strukturfunktionen bei unpolarisierter Positron-Proton-Streuung nur durch Variation von y bei gleichem x und Q^2 möglich ist. Dies erfordert wegen $y = Q^2/xs$ eine Variation der Schwerpunktsenergie. Dies kann durch Veränderung der Strahlenergie oder durch Messung von Positronen, deren Energie durch Abstrahlung eines Photons vor der Streuung reduziert wurde (vgl. Abschnitt 5.3), erreicht werden.
Gleichung 2.1.9 kann durch Einführen der Strukturfunktion $F_L(x,Q^2) = F_2(x,Q^2) - 2xF_1(x,Q^2)$, die die Wechselwirkung mit der longitudinalen Komponente des Photons beschreibt, umformuliert werden zu

$$\frac{d^2\sigma_{Born}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left\{(1+(1-y)^2)F_2(x,Q^2) - y^2F_L(x,Q^2)\right\}. \tag{2.1.10}$$

Bei kleinen Werten von y, ist der erste Term in Gleichung 2.1.10 groß gegenüber dem zweiten, sodaß die Strukturfunktion F_2 auch bei konstanter Strahlenergie aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt gewonnen werden kann, da die Unkenntnis der Strukturfunktion F_L zu relativ kleinen Korrekturen bei der Messung der Strukturfunktion F_2 führen. Zur Bestimmung von F_2 wird in Gleichung 2.1.10 der Parameter R eingeführt, der die totalen Wirkungsquerschnitte σ_L und σ_T für die Wechselwirkung des Protons mit der longitudinalen und der transversalen Komponente des virtuellen Photons mit den Strukturfunktionen verknüpft

$$R(x,Q^2) = \frac{\sigma_L(x,Q^2)}{\sigma_T(x,Q^2)} = \frac{F_L(x,Q^2)}{2xF_1(x,Q^2)} = \frac{F_L(x,Q^2)}{F_2(x,Q^2) - F_L(x,Q^2)} = \tag{2.1.11}$$

Mit dieser Definition läßt sich Gleichung 2.1.10 schreiben als

$$\frac{d^2\sigma_{Born}}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left\{2(1-y) + \frac{y^2}{1+R(x,Q^2)}\right\}F_2(x,Q^2) \tag{2.1.12}$$

Strahlungsprozesse in höherer Ordnung QED führen zu Veränderungen des oben definierten Wirkungsquerschnitts, und müssen bei der Messung von F_2 berücksichtigt werden. Gleichung 2.1.12 wird daher erweitert zu

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left\{2(1-y) + \frac{y^2}{1+R(x,Q^2)}\right\}F_2(x,Q^2)(1+\delta_{RC}), \tag{2.1.13}$$

wobei die Strahlungskorrektur δ_{RC} theoretisch berechnet wird. Diese Gleichung wird in Kapitel 5 benutzt, um die Strukturfunktion F_2 aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt zu ermitteln, wobei R ebenfalls theoretisch bestimmt wird. Im Rahmen der Messung von F_2 wird in Abschnitt 5.3 detailliert auf die Korrekturen eingegangen.

2.2 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Mit dem H1 Detektor werden Energie und Winkel des gestreuten Positrons (E_e,θ_e) und des hadronischen Endzustands (E_h, θ_h) gemessen. Im H1 Experiment wird die z-Achse so definiert, daß sie der Richtung des einlaufenden Protons entspricht. In der Ebene, die durch ein- und auslaufendes Positron definiert ist, können die Vierervektoren der Teilchen im H1-Koordinatensystem unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Positron und Proton folgendermaßen beschrieben werden:

$$\begin{aligned} k &= (E_e, 0, 0, -E_e) \\ P &= (E_p, 0, 0, E_p) \\ k' &= (E'_e, E'_e \sin\theta_e, 0, E'_e \cos\theta_e) \\ P_j &= (E_j, p_{j\perp}, 0, p_{j||}), \end{aligned}$$

wobei E_e, E'_e die Positronenergie vor und nach der Streuung, E_p die Protonenergie, und $E_j, p_{j,\perp}$ und $p_{j||}$ die Energie und die Impulskomponenten des Stromjets, der aus der Fragmentation des gestreuten Quarks entsteht, bezeichnen. Die kinematischen Variablen x, y und Q^2 ergeben sich aus dem Einsetzen dieser Vierervektoren in die Definitionsgleichungen in Abschnitt 2.1. In Abbildung 2.2 ist die Energie und der Streuwinkel des Positrons als Funktion der kinematischen Variablen x und Q^2 dargestellt, in 2.2 b) die Verteilungen des Hadronjets.

2.2.1 Die Elektronmethode

Die kinematischen Variablen können allein aus dem gestreuten Elektron berechnet werden. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} y_e &= 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} && (2.2.14) \\ Q^2_e &= 4 E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2} && (2.2.15) \\ x &= \frac{Q^2_e}{y_e \cdot s} && (2.2.16) \\ & && (2.2.17) \end{aligned}$$

Aus diesen Gleichungen folgt für den Einfluß des Fehlers von θ_e und E_e auf die kinematischen Variablen

$$\begin{aligned} \frac{\delta y}{y} &= \frac{y-1}{y}\frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \frac{1-y}{y} \cot\frac{\theta_e}{2}\delta\theta_e && (2.2.18) \\ \frac{\delta Q^2}{Q^2} &= \frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \tan\frac{\theta_e}{2}\delta\theta_e && (2.2.19) \\ \frac{\delta x}{x} &= \frac{1}{y}\frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \tan\frac{\theta_e}{2}\left(x\frac{E_p}{E_e} - 1\right)\delta\theta_e && (2.2.20) \end{aligned}$$

Das Symbol $\oplus$ kennzeichnet dabei, die quadratische Addition der Fehlerterme.
Die Abhängigkeit der Auflösungen δy und δx von $\frac{1}{y}$ bewirkt, daß diese Methode nur im

Bereich großer Werte von y sinnvoll angewendet werden kann. Aus Gleichung 2.2.19 geht hervor, daß bei großem θ_e, also kleinem Q^2, der Fehler der Winkelmessung den Fehler von Q^2 dominiert. Bei einem Streuwinkel von 178° beträgt dieser Term $\sim 60 \cdot \delta\theta$. Eine hohe Winkelauflösung wird daher angestrebt.

Die Elektronmethode wurde in der vorliegenden Arbeit zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen verwendet.

2.2.2 Die Hadronmethode und kombinierte Verfahren

Die Bestimmung der kinematischen Größen aus dem gestreuten Quark ist prinzipiell schwieriger, da der Streuwinkel des Quarks durch Fragmentation nicht direkt gemessen werden kann. F. Jacquet und A. Blondel haben eine inklusive Methode entwickelt [29], mit der ohne Verwendung von Jet-Algorithmen y und Q^2 direkt aus der Summe über die Hadronen berechnet werden können. Dafür wird der Viererimpulsübertrag q durch den Endzustand des hadronischen Systems $P_q + P_r$ ausgedrückt, wobei P_q im Quark-Parton-Modell dem Viererimpuls des gestreuten Quarks entspricht, und P_r dem Viererimpuls der am Streuprozeß nicht beteiligten Partonen, dem sogenannten Protonrest. Mit $q = (P_j + P_r - P)$, folgt für y

$$y = \frac{Pq}{Pk} = \frac{P(P_j + P_r - P)}{Pk} \tag{2.2.21}$$

Da die Hadronen aus der Fragmentation des Protonrests und Stromjets entstehen, gilt

$$P_j + P_r = \sum_h (E_h, p_{xh}, p_{yh}, p_{zh}) \tag{2.2.22}$$

und es folgt

$$y_{JB} = \frac{1}{2E_e} \sum_h (E_h - p_{zh}) \tag{2.2.23}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2}{1 - y_{JB}} = \frac{(\sum_h p_{th})^2}{1 - y_{JB}} \tag{2.2.24}$$

$$x_{JB} = \frac{Q^2_{JB}}{y_{JB} s} \tag{2.2.25}$$

Hadronen, die sich unter sehr kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung bewegen, gehen durch den limitierten Akzeptanzbereich des Detektors verloren (vgl. Kapitel 3). Die Qualität der Rekonstruktion wird dadurch jedoch nicht signifikant verschlechtert, da sie zur Summe in den Gleichungen 2.2.23 und 2.2.24 kaum beitragen.

Die Auflösung für y_{JB} ist bei kleinen Werten von y deutlich besser als bei der Elektronmethode. Die Auflösung für Q^2_{JB} und damit auch für x_{BJ} ist schlechter als bei der Rekonstruktion aus dem gestreuten Positron. In der Analyse wird daher bei kleinem y eine gemischte Methode genutzt, bei der der Wert von Q^2 aus dem Elektron und y aus den Hadronen berechnet wird.

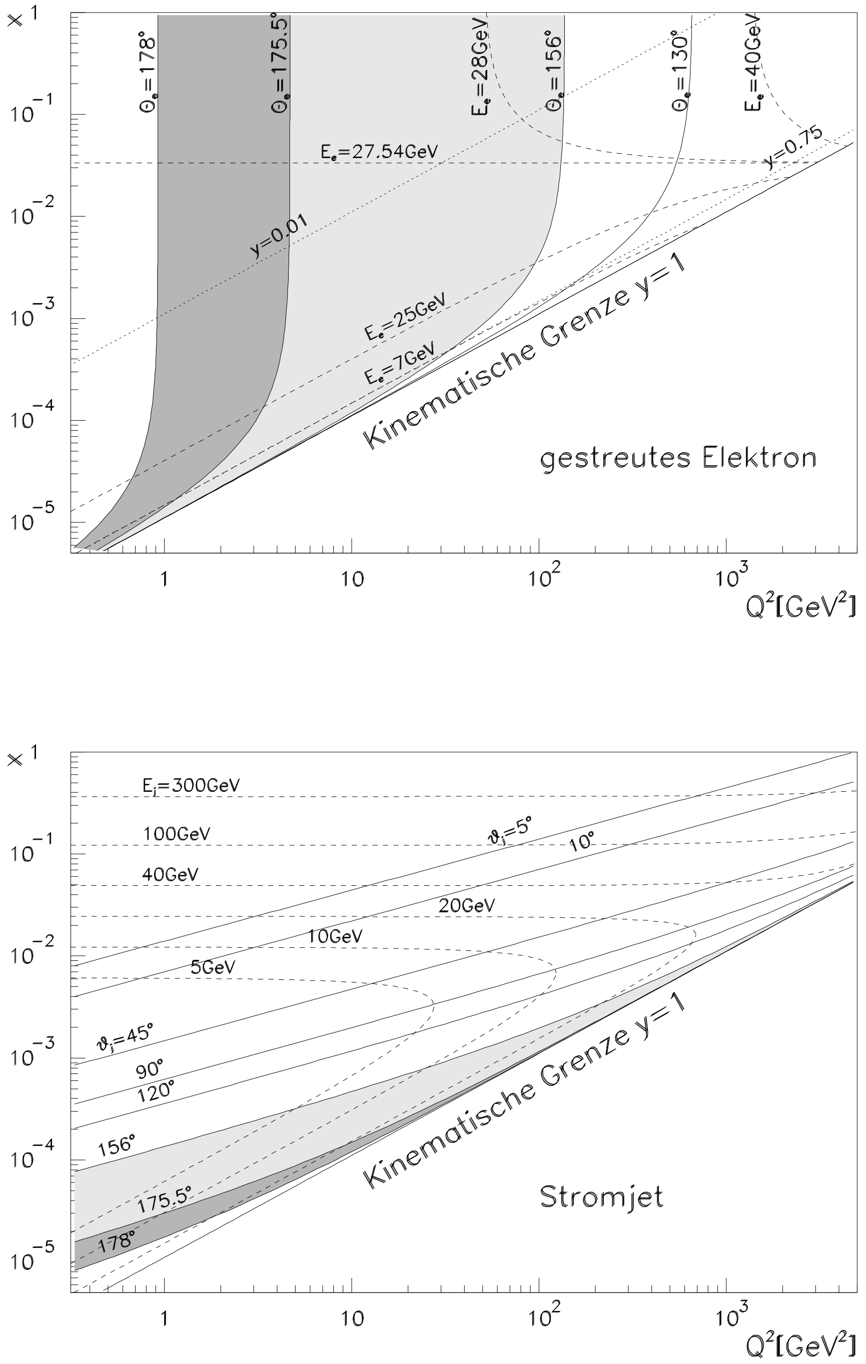

Abbildung 2.2: *Energie und Winkel des gestreuten Positrons und des Jets als Funktion der kinematischen Variablen. Der Bereich, der durch die neuen Detektoren BDC und SpaCal abgedeckt wird, ist schattiert gezeichnet, der Bereich der bei dieser Messung erstmals zugänglich wurde, wurde dunkler gefärbt. Die Energieschwelle dieser Analyse liegt bei* $E_e \geq 7\,GeV$, *das entspricht* $y \sim 0.75$, *bei früheren Messungen war sie 11 GeV [1]. Bei Streuwinkeln mit* $\theta_e < 156°$ *werden die Teilchen im LAr-Kalorimeter nachgewiesen.*

2.3 Tiefinelastische Streuung und die Strukturfunktion F_2 des Protons

2.3.1 Das naive Quark-Parton-Modell

Im Quark-Parton-Model wird die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem Proton interpretiert als die Summe von inkohärenten Streuprozessen an punktförmigen Konstituenten, den Quarks. Der Feynamangraph für diese Interpretation der Streuung ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Annahme der Inkohärenz ist berechtigt, wenn die Zeit des Wechselwirkungsprozesses, die durch $1/\sqrt{Q^2}$ gegeben wird, klein ist gegenüber der Wechselwirkungszeit der Quarks untereinander.

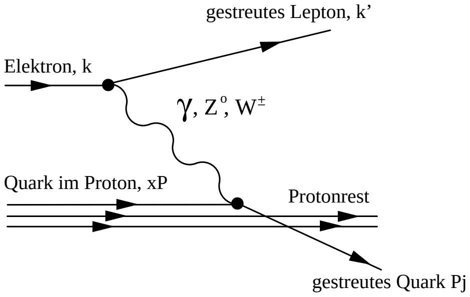

Abbildung 2.3: *Feynman Graph zur Beschreibung der tiefinelastischen Streuung im QPM in niedrigster Ordnung QCD und QED*

Der Wirkungsquerschnitt für die Positron-Proton-Streuung läßt sich dann ausdrücken als Summe der Wirkungsquerschnitte $\hat{\sigma}_{lq}$ für Lepton-Quark-Streuung

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \sum_f \int_0^1 dx' q_f(x') \frac{d^2\hat{\sigma}_{lq}}{dxdQ^2}, \qquad (2.3.26)$$

wobei die Summe über alle Quarkflavours f läuft, und über die Wahrscheinlichkeit $q_f(x')$, ein Quark im Proton mit dem Impuls x' zu finden, integriert werden muß. Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Positron-Quark-Streuung, also zweier Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$, läßt sich unter der Annahme, daß das Quark keinen Transversalimpuls besitzt, mit Hilfe der Feynman-Regeln berechnen.

$$\frac{d^2\hat{\sigma}_{lq}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2 e_f^2}{Q^4} \left\{1 + (1-y)^2\right\} \cdot \delta(x - x') \qquad (2.3.27)$$

Aus Vergleich der Gleichungen 2.1.9 und 2.3.26 und Berücksichtigung von Gleichung 2.3.27 folgt, daß gelten muß

$$F_2 = 2xF_1 \qquad (2.3.28)$$

Diese Gleichung wurde 1969 für Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ abgeleitet und wird mit Callan-Gross-Relation [4] bezeichnet. Sie wurde 1969 durch Experimente am Stanford Linear Accelerator

(SLAC) und am DESY näherungsweise experimentell bestätigt [5] und das Ergebnis als Hinweis auf den halbzahligen Spin der Quarks interpretiert.
Weiter folgt, daß die Strukturfunktion F_2 der Summe über die impulsgewichteten Quarkdichten entpricht, die mit dem Quadrat ihrer Ladung gewichtet werden. Die Quarkdichten hängen in diesem Modell nur von der Skalenvariablen x ab:

$$F_2(x) = \sum_f e_f^2 x q_f(x) \tag{2.3.29}$$

Die Unabhängigkeit der Quarkdichten q_f von Q^2 wird mit Skalenverhalten bezeichnet. Bei Streuexperimenten am SLAC wurde 1969 in der Tat näherungsweise ein Skalenverhalten beobachtet [7], [8].

2.3.2 Beschreibung der Positron-Proton-Streuung durch die perturbative QCD

Schon Mitte der 70er Jahre wurde durch Streuexperimente am Fermilab gezeigt, daß die Strukturfunktion F_2 und damit die Partondichten auch schwach von Q^2 abhängen [6]. Der Verlauf der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ konnte durch die HERA-Experimente in einem großen kinematischen Bereich von $2\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 5000\,\mathrm{GeV}^2$ und $5 \cdot 10^{-5} < x < 0.32$ gemessen werden [1]. Die Q^2-Abhängigkeit kann durch die perturbativen QCD erklärt werden und ist auf Gluonabstrahlungsprozesse zurückzuführen [9], [10], wie im Folgenden beschrieben wird.

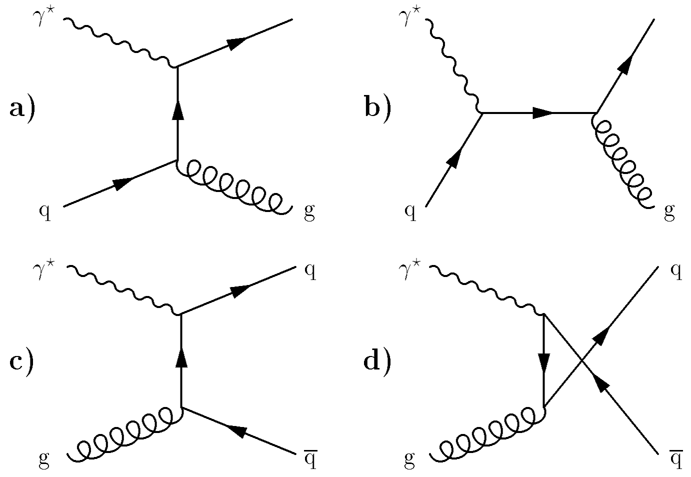

Abbildung 2.4: *Abstrahlungsprozesse in erster Ordnung QCD. a),b) ein Quark strahlt ein Gluon vor (nach) dem Streuprozeß ab c) und d) ein Gluon fluktuiert in ein Quark-Antiquark-Paar (boson gluon fusion). In niedrigster Ordnung QCD tragen die Graphen a) und c) zur Skalenverletzung von F_2 bei; aus [11].*

Im Rahmen der perturbativen QCD wird das naive Quark-Parton-Modell erweitert, indem die Gluonabstrahlung der Quarks im Farbfeld des Protons berücksichtigt wird. Die

Feynmangraphen der Prozesse in niedrigster Ordnung QCD sind in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Strahlungsprozesse führen zu veränderten Impulsverteilungen der Partonen. Für die Valenzquarkdichten ergibt sich [3]:

$$q_v(x, Q^2) = q_v(x) + \Delta q_v(x, Q^2) \tag{2.3.30}$$

mit

$$\Delta q_v(x, Q^2) \equiv \frac{\alpha_s}{2\pi} \ln \frac{Q^2}{\mu^2} \int_x^1 \frac{dx'}{x} q_v(x') P_{qq}\left(\frac{x}{x'}\right). \tag{2.3.31}$$

wobei P_{qq} die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß der Impuls x' eines Quarks durch Abstrahlung eines Gluons auf x reduziert wird. Diese Wahrscheinlichkeit hängt nur vom Impulsbruchteil x/x' ab. Der Term $\ln \frac{Q^2}{\mu^2}$ entsteht bei der Berechnung der Gluonabstrahlung, wobei μ dem transveralen Impuls des emittierten Gluons entspricht. Um Divergenzen im Limes $\mu \to 0$ zu vermeiden, wird μ^2 durch Festlegen eines minimalen Wertes Q_0^2 begrenzt, und so eine sogenannte Faktorisierungskala eingeführt. Dieses Vorgehen hat Parallelen in der QED, wo die Kopplung erst durch die Messung an einem festen Punkt, der Elektronmasse, festgelegt wird.

Anhand dieser Gleichung wird deutlich, daß bei genügend hoher Auflösung $Q^2 > Q_0^2$, die Abhänigigkeit der Partondichten von Q^2 sichtbar wird. Bei der Abstrahlung eines Gluons mit Impuls x'' veringert sich wegen $x + x'' = x'$ der ursprüngliche Quarkimpuls auf einen Wert $x < x'$. In der Summe der Partondichten bewirkt dies, daß mit zunehmender Auflösung weniger Partonen mit großen x, aber mehr mit kleinen Werten von x beobachtet werden, wie in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt ist.

Durch Gleichung 2.3.31 wird die Entwicklung der Valenzquarkdichten durch die QCD festgelegt. Das Verhalten in einem anderen Bereich von $\Delta \ln Q^2$ wird daraus mit Hilfe der Integro-Differentialgleichung,

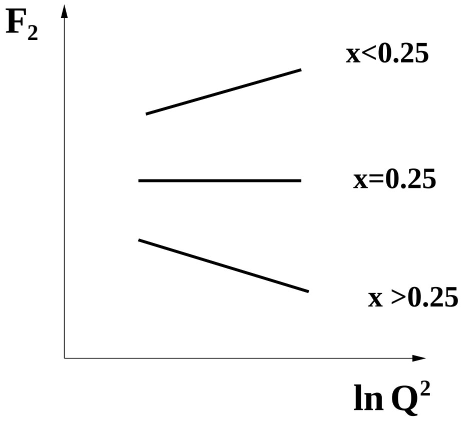

Abbildung 2.5: *Schematische Darstellung der Skalenbrechung.* $F_2(x, Q^2)$ *für feste Werte von* x *als Funktion von* $\ln Q^2$*, wie sie von den Experimenten BCDMS [12], NMC [13] und H1 [1] gemessen wurde.*

$$\frac{\partial q_v(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x} \left[q_v(x', Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{x'}\right) \right], \tag{2.3.32}$$

die auch Prozesse in höherer Ordnung Störungstheorie berücksichtigt, gewonnen [3]. Wird dieser Formalismus auch auf die Seequarkdichten angewendet, so muß wegen dem Prozeß in Abbildung 2.4 c) auch die Gluondichte berücksichtigt werden, für die Quarkdichten q_f ergibt sich:

$$\frac{\partial q_f(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x} \left[q_f(x',Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{x'}\right) + g(x',Q^2) P_{qg}(\frac{x}{x'}) \right], \tag{2.3.33}$$

wobei P_{qg} der Wahrscheinlichkeit dafür entspricht, daß ein Quark mit dem Impulsbruchteil x aus der Fluktuation eines Gluons mit Impuls x' entstanden ist. Im Bereich kleiner Werte von x ist der erste Term klein im Vergleich zum zweiten, das Verhalten der Strukturfunktion wird durch die Gluondichte dominiert. Die Entwicklung der Gluondichte kann auf dieselbe Weise hergeleitet werden und führt zu

$$\frac{\partial g(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dx'}{x} \left[g(x',Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{x'}\right) + \sum_f q_f(x',Q^2) P_{gq}(\frac{x}{x'}) \right]. \tag{2.3.34}$$

Diese Gleichungen wurde von Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Alterelli und Parisi entwickelt und werden mit DGLAP-Gleichungen [14],[15],[16] bezeichnet.
Beim Anwenden dieses Formalismus müssen folgende Aspekte berücksichtigt werden:
Für die Anwendbarkeit der Störungstheorie muß die Stärke der Wechselwirkung klein sein. Die Kopplungskonstante α_s der QCD hängt von Q^2 ab, in niedrigster Ordnung gilt [3]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f)\cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \tag{2.3.35}$$

mit n_f Anzahl der Quarktypen, die bei dem vorliegenden Q^2 aufgelöst werden können, und dem freien Parameter der QCD Λ, dessen Wert die Kopplungsstärke festlegt. Die Daten von H1 werden durch eine QCD-Anpassung, bei der sowohl Terme der führenden als auch der darauffolgenden Ordnung berücksichtigt werden (NLO [1]), unter Verwendung von $\Lambda = 263$MeV im $\overline{MS}$ Renormalisierungsschema beschrieben, die in [17] bestimmt wurde. Aus Gleichung 2.3.35 geht einerseits hervor, daß bei $Q^2 \gg \Lambda^2$ die effektive Wechselwirkung klein, und daher die Annahme von quasifreien Quarks im Quark-Parton-Modell berechtigt ist. Andererseits wird auch klar, daß dieses Bild bei $Q^2 \simeq \Lambda^2$ nicht mehr gelten kann, da die Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen zu groß wird, als daß sie als freie Teilchen aufgefaßt werden können.
Bei der analytischen Berechnung der Abstrahlungsprozesse treten in den Splittingfunktionen Terme der Art $\alpha_s^n \ln^n Q^2$, $\alpha_s^n \ln^{n-1} Q^2$,.. und $\alpha_s^n \ln^n \frac{1}{x}$, $\alpha_s^n \ln^{n-1} \frac{1}{x}$..., sowie gemischte Terme der Art $\alpha_s \ln Q^2 \ln \frac{1}{x}$ auf. Im DGLAP-Formalismus werden in der sogenannten *leading log* Näherung die Terme $\alpha_s^n \ln^n Q^2$ und in *next to leading log* die Terme $\alpha_s^n \ln^{n-1} Q^2$ sowie die gemischten Terme berücksichtigt, Terme mit $\alpha_s^n \ln^n \frac{1}{x}$ werden demgegenüber vernachlässigt. Es ist anzunehmen, daß diese Näherung bei genügend kleinem x nicht mehr anwendbar ist, da $\alpha_s \ln \frac{1}{x} \geq 1$ für $x \leq 10^{-2}$.
Der Ansatz von Balitsky, Fadin, Kuraev und Lipatov (BFKL) [18] nutzt die komplementäre Näherung, die bei hinreichend kleinen x gültig sein sollte. Hier werden die Terme $\alpha_s^n \ln^n Q^2$ gegenüber $\alpha_s^n \ln^n \frac{1}{x}$ und den gemischten Termen vernachlässigt. Bereits veröffentlichte Messungen von HERA zeigen aber, daß die Näherungen des DGLAP-Formalismus bis zu Werten

---

[1] next to leading order

von $x \sim 5 \cdot 10^{-5}$, also $\alpha_s \ln \frac{1}{x} \sim 10$ gültig sind [1]. Dieses Ergebnis war ursprünglich nicht erwartet worden, und spricht dafür, daß die Koeffizienten, mit denen die Terme $\alpha_s \ln \frac{1}{x}$ in die Summe eingehen sehr klein sein müssen.
Es sollte erwähnt werden, daß der BFKL-Formalismus schon vor den HERA-Messungen ein Ansteigen der Gluondichte bei kleinen Werten von x mit

$$g(x) \sim x^{-\lambda}, \qquad (2.3.36)$$

voraussagte, wobei λ mit der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung über

$$\lambda^{BFKL} = \frac{12 \ln 2}{\pi} \alpha_s \qquad (2.3.37)$$

verknüpft ist. Im kinematischen Bereich von HERA ergibt sich daraus ein Wert von $\lambda^{BFKL} \simeq 0.5$ [19]. In der Tat wird bei $Q = 1000\,\mathrm{GeV}^2$ und $x < 10^{-4}$ ein Anstieg der Strukturfunktion mit $\lambda \simeq 0.4$ beobachtet, dies kann jedoch auch durch den DGLAP-Formalismus beschrieben werden, sodaß die Notwendigkeit für eine Erweiterung nach BFKL in diesem kinematischen Bereich nicht zwingend ist.

2.4 Photon-Proton-Streuung

Bei Prozessen mit kleinen Impulsüberträgen $Q^2 \simeq 0$ des Elektrons auf das Proton ist das ausgetauschte Photon quasi reell. Diese Prozesse werden mit Photoproduktion bezeichnet.
Untersuchungen des Wirkungsquerschnitts in Hadron-Hadron und Photon-Hadron Streuexperimenten haben gezeigt, daß das Photon in eines der Vektormesonen ρ^0, ω oder ϕ fluktuieren und als Hadron mit dem Proton wechselwirken kann. Dies wird im Vektor-Meson-Dominanz Modell beschrieben [20]. Da die Stärke der Hadron-Proton-Kopplung proportional zu α_s ist, und damit sehr viel größer als α, dominieren diese Prozesse den totalen Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion.
Zur Beschreibung der Hadron-Hadron-Wechselwirkung wurde Ende der 50er Jahren, vor der Entwicklung der QCD, die Regge-Theorie entwickelt. Die Wechselwirkung wurde zunächst wie in der QED durch den Austausch eines virtuellen Teilchens, beispielsweise eines ρ^0, mit festen Quantenzahlen beschrieben. Die Streuamplitude ist mit der Masse des virtuellen Teilchens und dem Viererimpulsübertrag t über den der Propagatorterm $f(t) \sim g^2/(t - m^2)$ verknüpft, wobei g einer Kopplungskonstanten entspricht [21].
Dieser Teilchenaustausch wird in der Regge-Theorie zum Austausch von Zuständen mit bestimmten Quantenzahlen bei unterschiedlicher Virtualität t und Spin $\alpha(t)$ verallgemeinert. Der Spin hängt für Zustände mit gleichen Quantenzahlen linear von der Virtualität t oder wegen $M_i^2 = t$ von der Masse der Austauschteilchen ab. Die Geraden, die diesen Zusammenhang beschreiben, werden als Regge-Trajektorien bezeichnet, die Werte von t, bei denen ein ganz- oder halbzahliger Spin auftritt als Regge-Pole, die Werte von α bei $t = 0$ als Intercept. Durch das optische Theorem, wird der totale Wirkungsquerschnitt des Prozesses mit der Streuamplitude beim Intercept $t = 0$ verknüpft:

$$\sigma_{tot}^{ab \to X} = \sum_k \sum_{Regge-Pole} \beta_{ak}(0) \beta_{bk}(0) s^{[\alpha_k(0)-1]}, \qquad (2.4.38)$$

wobei die Funktionen β_{ik} durch die streuenden Hadronen und die im Prozeß involvierten Regge-Pole bestimmt wird, und die doppelte Summe über die Reggeontrajektorien k und

ihre Pole gebildet wird. s entpricht der Schwerpunktsenergie. Beispiele für Reggetrajektorien sind Pomeron und Pion, sowie die Trajektorie der Vektormesonen, die in Abbildung 2.6 dargestellt ist.
Die Pomeron Trajektorie unterscheidet sich von allen anderen Reggetrajektorien dadurch, daß sie als einzige einen Intercept mit einem Wert größer als 1 hat. Aus Gleichung 2.4.38 geht hervor, daß deswegen bei hohen Schwerpunktsenergien der Wirkungsquerschnitt von der Pomeron-Trajektorie dominiert wird, da alle anderen mit $\sim s^{-\alpha}$,$\alpha < 0.45$ [22], unterdrückt werden. Für die Pomeron-Trajektorie gilt näherungsweise

$$\alpha_P(t) = \alpha_P(0) + \alpha'_P(t)t \equiv 1 + \Delta + \alpha'_P(t)t \tag{2.4.39}$$

Die Werte von Δ und α'_P sind experimentell zu $\Delta = 0.0808$ und $\alpha'_P(t) \simeq 0.25\,\mathrm{GeV}^2$ bestimmt

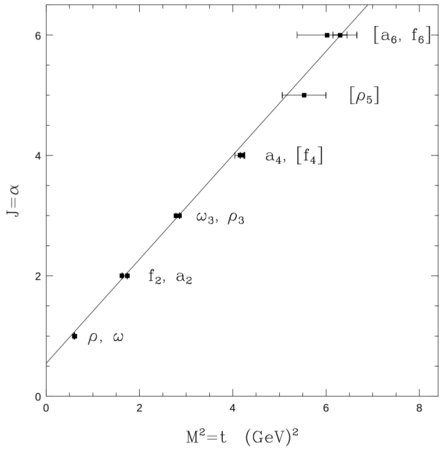

Abbildung 2.6: *Regge-Trajektorie der Vektormesonen: Spin J als Funktion des Massenquadrates $M^2 = t$ der Teilchen ρ, ω, f_2.... Die Gerade wird durch $\alpha(t) = 0.55 + 0.86t$ beschrieben, aus [23].*

worden [24]. Der Grenzwert hoher Schwerpunktsenergien wird als Regge-Limes bezeichnet, dort vereinfacht sich Gleichung 2.4.38 zu

$$\sigma_{tot}^{ab \to X} = \beta_{ak}(0)\beta_{bk}(0)s^{\Delta} = const \cdot s^{\Delta} \tag{2.4.40}$$

Bei Pomeron-Dominanz steigt der totale Wirkungsquerschnitt also langsam mit der Schwerpunktsenergie. Dieser Anstieg ist universell, das heißt er gilt unabhängig von den am Streuprozeß beteiligten Hadronen. Das gleiche Verhalten wird auch bei den Photoproduktionsprozessen bei HERA beobachtet [25]. Es sollte beachtet werden, daß ein Intercept größer als 1 dazu führt, daß der Wirkungsquerschnitt im Limes $W \to \infty$ divergiert, und damit die Unitarität verletzen würde. Die Verletzung der Unitarität wird in den verschiedenen Modellen durch Absorptionsterme in Prozessen mit Vielteilchenaustausch verhindert [27].

2.5 Physik bei kleinem x und kleinem Q^2

2.5.1 Übergang zwischen „weicher" und „harter" Photon-Proton-Streuung

Die Bereiche der Photoproduktion und der tiefinelastischen Streuung stellen verschiedene Grenzfälle der Positron-Proton-Wechselwirkung durch Photonaustausch dar, die allgemein als Streuung eines (virtuellen) Photons am Proton betrachtet werden kann. Die Positronen entsprechen in diesem Bild einer Quelle von (virtuellen) Photonen.
Im Bereich der Photoproduktion ist es üblich, den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Produkt aus Photonfluß und Photon-Proton Wirkungsquerschnitt zu beschreiben. Dieses Konzept läßt sich natürlich auch auf den gesamten Q^2-Bereich ausdehnen, indem ein „effektiver" Wirkungsquerschnitt σ^{eff} eingeführt wird

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(2-2y+\frac{y^2}{1+R(x,Q^2)}\right)F_2(x,Q^2) \tag{2.5.41}$$

$$\begin{aligned} &= \Gamma\left(\sigma_T(x,Q^2)+\epsilon(y)\sigma_L(x,Q^2)\right) \\ &\equiv \Gamma\sigma^{eff}_{\gamma^* p}(x,Q^2), \end{aligned} \tag{2.5.42}$$

wobei gilt $\Gamma = \alpha(2-2y+y^2)/(2\pi Q^2 x)$ und $\epsilon = 2(1-y)/(2-2y+y^2)$. Der Anstieg von F_2 bei kleinem x ist daher mit dem Anstieg des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma p}$ mit der Energie ($s = W^2 \sim Q^2/x$) verknüpft. Es gilt:

$$\sigma_{\gamma^* p}(x,Q^2) = \sigma_T + \sigma_L \simeq \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2}\cdot F_2(x,Q^2) \tag{2.5.43}$$

Das Hochenergieverhalten von $\sigma_{\gamma p}$ wird im Rahmen der Reggetheorie durch Pomeronaustausch beschrieben. Wegen $\sigma_{tot} \propto W^{2\Delta}$ folgt im Bereich kleiner Werte von x unter Berücksichtigung von Gleichung 2.5.43

$$F_2 \propto x^{-\Delta} = x^{-\alpha_P(0)} = x^{-\lambda} \tag{2.5.44}$$

wobei, zum Angleich an die H1-Konvention, $\Delta = \lambda$ gesetzt wurde. Das bedeutet, daß die Steigung der Strukturfunktion bei kleinem x direkt mit dem Wert des Pomeron-Intercepts in der Regge-Theorie verglichen werden kann.

Bei $Q^2 \sim 0$ wird aus den Daten der Photoproduktion und der Hadron-Hadron-Wechselwirkung der Pomeronintercept zu 0.08 bestimmt. Andererseits wird im Rahmen der BFKL Näherung der Anstieg der Strukturfunktion mit $\lambda \sim 0.5$ vorausgesagt (vgl. Abschnitt 2.3.2). Dieser Wert wird ebenfalls als Pomeronintercept interpretiert:

$$\alpha_P(0) = 1 + \lambda^{BFKL} = 1 + \frac{12\ln 2}{\pi}\alpha_s \tag{2.5.45}$$

wobei zur Unterscheidung der in Gleichung 2.4.39 definierte Intercept als „soft" Pomeron, und der hier definierte als „hard" oder Lipatov-Pomeron bezeichnet wird. Das harte Pomeron wird dabei durch eine „Gluonleiter" erzeugt. Dies ist in Abbildung 2.7 als Feynmangraph dargestellt. Dabei müssen, um die Farbneutralität zu gewährleisten, mindestens zwei Gluonen ausgetauscht werden. Diese Gluonen können miteinander wechselwirken, sodaß im Bild der

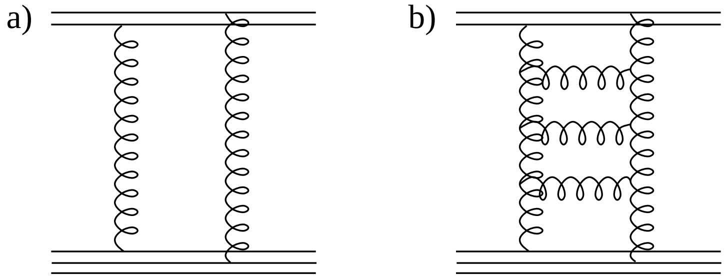

Abbildung 2.7: *QCD Interpretation des Pomeronaustausches durch Gluonen, aus [26]. a) das Pomeron als Austausch von zwei Gluonen, b) das Pomeron als Überlagerungen von Gluonen, die untereinander wechselwirken („Gluonleitern"), wie es von Lipatov für das sogenannte „reggeierte Gluon" vorgeschlagen wurde. Die Summe über die Beiträge der Gluonleiter erstreckt sich bis* ∞ .

Feynmangraphen sogenannte Gluonleitern, wie in Abbildung 2.7 dargestellt, entstehen [28]. Es ist noch nicht bekannt, ob es tatsächlich unterschiedliche Pomerontrajektorien in der Natur gibt oder ob die Werte von λ einem Pomeron unter verschiedenen physikalischen Bedingungen entsprechen, da die Reggetheorie nichts über die genaue Struktur der Austauschteilchen aussagt, sondern nur daß das Pomeron farbneutral ist und die C-Parität $C = +1$ besitzt. Publizierte Messungen bei HERA zeigen, daß $\lambda \simeq 0.2$ bei $Q^2 = 2\,\mathrm{GeV}^2$ und mit zunehmender Virtualität des Photons zu $\lambda \sim 0.5$ bei $Q^2 = 1000\,\mathrm{GeV}^2$ ansteigt [1]. Der stetige Anstieg läßt auf einen kontinuierlichen Übergang zwischen weichem und hartem Pomeronaustausch schließen [19]. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Übergangsbereich zwischen dem Austausch von quasireellem und virtuellen Photonen bei kleinem Q^2 untersucht, das bedeutet im Bereich zwischen $\lambda = 0.2$ und $\lambda = 0.08$.

Kapitel 3

Das H1 Experiment

3.1 Der HERA Speicherring

HERA ist der erste Speicherring, bei dem Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. In einem 6 km langen Tunnel werden die Elektron- und Protonstrahlen in zwei seperaten Ringen beschleunigt und gespeichert. An vier Wechselwirkungspunkten stehen die Experimente H1 und ZEUS, die die Kollision beider Strahlen nutzen, sowie das HERA-B und das HERMES Experiment, die ausschließlich den Proton- bzw. den Elektronstrahl verwenden.

Für die Ablenkung der Elektronstrahlen werden konventionelle Magnete verwendet, für die der Protonstrahlen supraleitende Magnete. Die beiden Teilchenstrahlen werden mit Linearbeschleunigern und den Ringanlagen DESY und PETRA auf 40 GeV (Protonen) bzw. 12 GeV (Elektronen) vorbeschleunigt und dann in den Speicherring HERA geleitet, wo sie auf ihre Maximalenergie beschleunigt werden. Der HERA Speicherring ist in Abbildung 3.1 mit den Vorbeschleunigern schematisch dargestellt. In Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Parameter zusammengefaßt.

Seit Mitte des Betriebsjahres 1994 wird HERA mit Positronen statt Elektronen betrieben. Dadurch konnte die Lebensdauer des Leptonstrahls vergrößert und damit die integrierte Luminosität deutlich gesteigert werden. Im Betriebsjahr 1995 lieferte HERA eine integrierte Luminosität von $10.0\,\mathrm{pb}^{-1}$, von der $6.2\,\mathrm{pb}^{-1}$, das heißt etwa 60 %, von H1 für die Physikanalyse verwendet werden konnte. Die restliche Luminosität geht durch hohe Untergrundraten, defekte Detektorteile und schlechte Strahlbedingungen verloren.

Für die hier vorgestellte Analyse wurden nur Ereignisse verwendet, bei denen der Wechselwirkungspunkt der Strahlen um 70 cm in Protonrichtung verschoben war. In dieser Meßperiode wurde eine integrierte Luminosität von $148\,\mathrm{nb}^{-1}$ gemessen, von denen für die Analyse $114\,\mathrm{nb}^{-1}$ verwendet wurden.

Abbildung 3.1: *Abgebildet sind der HERA-Speicherring und seine Vorbeschleuniger. Links ist die Gesamtansicht der HERA–Speicherringe mit den Experimenten H1 und ZEUS zu sehen. Auf der rechten Abbildung werden die Vorbeschleuniger von HERA gezeigt. Die* **Elektronen/Positronen** *durchlaufen folgende Stationen: Linac II/PIA (450 MeV) → Synchrotron DESY II (7 GeV) → Synchrotron PETRA II (12 GeV) → HERA (27.5 GeV). Die* **Protonen** *werden nacheinander in folgenden Beschleunigerstufen bis zu ihrer Endenergie beschleunigt: H^--Linac III (310 MeV) → Synchrotron DESY III (7.5 GeV) → Synchrotron PETRA II (40 GeV) → HERA (820 GeV). Die in den einzelnen Stufen erreichten Endenergien sind in Klammern gegeben, wobei sich die Werte auf das Betriebsjahr 1995 beziehen. Die Abbildung ist [30] entnommen.*

Parameter	Design-Werte		1993-Werte		1994-Werte		1995-Werte	
	e^-	p	e^-	p	$e^\pm$	p	e^+	p
Teilchenenergie (GeV)	30	820	26.7	820	27.5	820	27.5	820
Strahlstrom (mA)	58	159	7.7	10.8	16.0	39.1	30	60
Anzahl der Teilchenpakete	210	210	84+10	84+6	153+15	153+17	174+15	174+6
Integrierte Luminosität (nb^{-1})	$3 \cdot 10^4$		880		5590		10650	
Von H1 genutzte Luminosität (nb^{-1})	–		529		3983		6195	
Schwerpunktsenergie (GeV)	314		296		300		300	
Abstand der Pakete (ns)	96							
Umfang (m)	6336							

Tabelle 3.1: *Die Tabelle enthält einige wichtige HERA-Parameter. Bei den angegebenen Werten handelt es sich um Durchschnittswerte, bei den Luminositäten um die erreichten Maximalwerte. Bei der Anzahl der Teilchenpakete sind die Zahlen für die kollidierenden und nichtkollidierenden Teilchenpakete angegeben. Die Angaben sind [31] entnommen.*

3.2 Der H1 Detektor

Der H1-Detektor wurde konstruiert, um Teilchen aus der Elektron-Proton-Streuung zu identifizieren und mit hoher Präzision die Energie und den Spurverlauf des Elektrons und der bei der Kollision entstehenden Teilchen bei einer möglichst vollständigen 4π-Raumwinkelakzeptanz zu messen. Da die mittlere Energie- und Teilchendichte bei Streuung in Vorwärtsrichtung höher sind, ist der H1 Detektor asymmetrisch gebaut, wie in Abbildung 3.2 illustriert ist. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Detektorkomponenten ist in [32] zu finden, im Folgenden werden die wichtigsten Komponenten nur kurz beschrieben, wobei die im Text angegebenen Zahlen der Zuordnung in Abbildung 3.2 entsprechen.

1. **Die Spurkammersysteme:**
   Das zentrale Spurkammersystem $\boxed{2}$: Das zentrale Spurkammersystem besteht aus Drift- und Vieldrahtproportionalkammern, und dient zur Messung von Teilchenspuren, ihren Impulsen und ihrer Identifikation über den Energieverlust. Aus den gemessenen Teilchenspuren wird der Ort der Positron-Proton-Wechselwirkung des Ereignisses rekonstruiert. Aus der Lage des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes verschiedener Ereignisse, die aus Streuung derselben Strahlen enstanden sind, kann außerdem auf die Abweichung der Strahlen von der nominalen Strahlachse (*beam tilt*) geschlossen werden. Ferner werden schnelle Triggersignale zur Verfügung gestellt.
   Die einzelnen Komponenten des zentralen Spurkammersystems sind konzentrisch um die Strahlachse aufgebaut, von innen nach außen gibt es die folgenden Komponenten:
   Zentrale innere Proportionalkammern (CIP): Die beiden Kammern stellen ein schnelles Triggersignal zur Verfügung. Zur Bestimmung der z-Komponente des Vertex ist sie grob entlang der z-Achse segmentiert.
   Zentrale z-Kammer (CIZ): Die Drähte dieser Driftkammer verlaufen senkrecht zur Strahlachse und sind als ein 16 faches Polygon gespannt. Dadurch läßt sich die z-Komponente der Teilchenspur mit einer Auflösung von $300\,\mu$m [34] bestimmen.
   Innere Jetkammer (CJC1): Diese Driftkammere dient zur Messung der azimuthalen Komponente der Spuren, die Drähte sind parallel zur z-Achse gespannt. Die in ϕ segmentierten Ebenen sind um 30° gegenüber der Radialrichtung geneigt. Die z-Komponente des Teilchendurchgangs wird durch Ladungsteilung mit einer Genauigkeit von 2.2 cm [32] bestimmt und für die Zuordnung zu Spurstücken der z-Kammer verwendet.
   Nach der inneren Jetkammer folgen wieder eine z-Kammer (COZ), Proportionalkammer (COP), und Jetkammer (CJC2), wobei diese Kammern ähnlich wie die inneren aufgebaut sind und dieselben Aufgaben haben. Die Spezifikationen der Kammern sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.
   Die Messungen von z- und Jetkammern werden zu einer präzisen Spur in allen Raumrichtungen verbunden.
   Das Spurkammersystem im Vorwärtsbereich $\boxed{3}$: Das Spurkammersystem im Vorwärtsbereich gliedert sich in drei Supermodule, die jeweils mit zwei Drift- und Proportionalkammern sowie Übergangsstrahlungsdetektoren bestückt sind. Durch die unterschiedliche Ausrichtung der Drähte der verschiedenen Kammern wird auch hier eine präzise Spurmessung in den einzelnen Raumrichtungen ermöglicht. Mit diesen Kammern werden die Spuren geladener Teilchen im Bereich $5^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$ gemessen. Aus diesen Spuren wird ebenfalls der Wechselwirkungspunkt rekonstruiert. Dies ergänzt den Bereich des zentralen Spurkammersystems, da bei sehr kleinen Werten von y die Hadronen häufig unter so kleinen Winkeln gestreut werden, daß sie dort nicht nachgewiesen

Abbildung 3.2: *Zu sehen ist eine schematische Darstellung des H1-Detektors. Er hat eine Größe von ca. 12 m×10 m×15 m bei einem Gesamtgewicht von ca. 2800 t. Er besteht aus folgenden Komponenten:*
$\boxed{1}$ *Strahlrohr und Strahlmagnete* $\boxed{2}$ *Zentrale Spurkammern*
$\boxed{3}$ *Vorwärtsspurkammern mit Übergangsstrahlungsmodulen*
$\boxed{4}$ *Elektromagnetisches Flüssig-Argon-Kalorimeter*
$\boxed{5}$ *Hadronisches Flüssig-Argon-Kalorimeter*
$\boxed{6}$ *Supraleitende Spule (1.2 T)* $\boxed{7}$ *Kompensationsmagnet*
$\boxed{8}$ *Helium-Kälteanlage* $\boxed{9}$ *Myonkammern*
$\boxed{10}$ *Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerkammern)*
$\boxed{11}$ *Myon-Toroid-Magnet*
$\boxed{12}$ *Rückwärtskalorimeter (SpaCal)*
$\boxed{13}$ *Plug-Kalorimeter* $\boxed{14}$ *Betonabschirmung*
$\boxed{15}$ *Flüssig-Argon-Kryostat*
Die Abbildung ist [33, 32] entnommen.

Spurdetektor	Δr (cm)	Δz (cm)	$\Delta\theta$ (°)	$\sigma_{\mathrm{r}\phi}$ (mm)	σ_{z} (mm)	σ_{r} (mm)	$\sigma_{\mathrm{x,y}}$ (mm)
CIP	15.4-16.9	-112.5-106.5	8.3-172.2	-	-	-	-
CIZ	17.4-20.0	-108.0-72.0	13.6-170.8	28.0	0.26	-	-
CJC 1	20.3-45.1	-112.5-107.5	10.7-169.7	0.17	22.0	-	-
COZ	46.0-48.5	-110.5-105.5	23.6-157.3	58.0	0.20	-	-
COP	49.7-51.8	-110.7-106.5	25.1-155.8	-	-	-	-
CJC 2	53.0-84.4	-112.5-107.5	26.3-154.7	0.17	22.0	-	-
BDC	6.3-71.0	-142.1- 151.4	153.-177.	2.5	-	0.5	-
FTD[1]	15.0-75.0	132.2-243.7	3.6-29.5	0.20	-	30.0	0.17

Tabelle 3.2: *Angegeben sind die sensitiven Bereiche sowie die Ortsauflösungen* $\sigma_{\mathrm{r}\phi,\mathrm{r},\mathrm{z},\mathrm{x},\mathrm{y}}$ *der einzelnen Spurdetektoren. Die Polarwinkelbereiche* $\Delta\theta$ *beziehen sich auf die äußeren Ränder der Spurdetektoren. Die Daten sind [32] entnommen.*

werden.
Die rückwärtige Driftkammer BDC: Die Driftkammer im Rückwärtsbereich des H1 Detektors steht bei z=-142 cm und überdeckt den Winkelbereich von 177° $\leq \theta \leq$ 153°. Diese Kammer ist im Winter 1994/95 anstelle einer Proportionalkammer (BPC) installiert worden. Da sie wesentlich für die hier vorgestellte Analyse ist, wird sie in Abschnitt 3.4.2 detailliert beschrieben.

2. **Die Kalorimeter**
   Das LAr Kalorimeter: $\boxed{4}$ **,** $\boxed{5}$ **:**Das flüssig Argon Kalorimeter (kurz LAr) umschließt die Spurkammersysteme in einem Winkelbereich von 4° $\leq \theta \leq$ 154.8°. Es ist ein Kalorimeter in Sampling-Bauweise, bei dem Schichten von Absorbermaterial von flüssigem Argon umgeben sind. Das Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil, die sich bezüglich des Absorbermaterials (Blei bzw. Eisen), dem Abstand der Absorberplatten und der Granularität unterscheiden. Das Kalorimeter ist nicht kompensierend, das bedeutet, es liefert unterschiedliche Signalhöhen für elektromagnetische und hadronische Schauer der gleichen Energie. Dieser Unterschied wird bei der Rekonstruktion der Energie des Schauers aus den Signalen der einzelnen Zellen nachträglich durch Gewichtung ausgeglichen.
   Das Plug Kalorimeter $\boxed{13}$ Das Plugkalorimeter ergänzt den Akzeptanzbereich des LAr-Kalorimeters im Vorwärtsbereich bei 0.7° $\leq \theta \leq$ 32°. Es besteht aus Kupfer und Silizium.

   Das rückwärtige Kalorimeter SpaCal: Das SpaCal Kalorimeter steht im Rückwärtsbereich bei z=-152cm und überdeckt einen Winkelbereich von 153° $\leq \theta \leq$ 177.5°. Es besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Es stellt ferner ein Triggersignal zur Verfügung. Dieses Kalorimeter wird ebenfalls in Abschnitt 3.4 detailliert beschrieben.

3. **Der Magnet** $\boxed{7}$ **:** Das LAr Kalorimeter wird von einem supraleitenden Magenten mit einem Durchmesser von 5.6 m umgeben, der ein Magnetfeld von 1.16 T erzeugt. Durch die Lage außerhalb des Kalorimeters wird eine Verschlechterung der Energiemessung durch insensitives Material verhindert.

Detektor	Strahlungslänge (X_0)	Wechselwirkungslänge (λ)	Kalibration $\Delta E/E$ (%)	A (% $\cdot\sqrt{\mathrm{GeV}}$)	B (% $\cdot$GeV)	C (%)
LAR elektrom.	20-30	1-1.5	3-5	11.20(5)	15.2(4)	0.64(7)
LAR hadron.	80-120	4.7-8	7	46.1(7)	73(3)	2.6(2)
Plug	44.5	4.3	-	≈110	-	-
instr. Eisenjoch	≈43	4.5	-	≈100	-	-
Elektron-Tagger	21.5	-	≤1	10	-	1.0
Photon-Detektor	21.5	-	≤1	10	-	1.0

Tabelle 3.3: *Technische und kalorimetrische Parameter der bei H1 verwendeten Kalorimeter. Die Werte für die Energieauflösung beziehen sich auf die Gleichung:* $\sigma(E)/E = \sqrt{(\mathrm{A}/\sqrt{\mathrm{E}})^2 + (\mathrm{B}/\mathrm{E})^2 + \mathrm{C}^2}$ *(mit E in GeV). Die Fehler sind in Klammern angegeben. Die Anzahl der Strahlungslängen variiert beim LAr Kalorimeter mit dem Winkel, hier sind die Maximalwerte angegeben. Die Parameter für das SpaCal werden in Tabelle 3.4 getrennt aufgeführt.*

4. **Das instrumentierte Eisen** $\boxed{10}$ **:** Zur Rückführung des Magnetfeldes ist der H1 Detektor von einem Eisenjoch umgeben, in das zusätzlich Streamerkammern eingebaut sind. Dadurch können mögliche Verluste an hadronischer Energie aus dem LAr oder dem rückwärtigen Kalorimeter gemessen werden. Ferner können Myonen in einem Winkelbereich von $6° \leq \theta \leq 172°$ nachgewiesen werden.

5. **Das Myonsystem** $\boxed{9}$**,** $\boxed{11}$ **:** Das Myonspektrometer im Vorwärtsbereich besteht aus zwei Ebenen mit je drei doppelten Driftkammern vor und hinter einem Toroid-Magneten. Es dient zur Impulsmessung von Myonen mit einer Energie von 5-200 GeV im Winkelbereich von $3° \leq \theta \leq 17°$ und ergänzt damit das instrumentierte Eisen.

6. **Die Flugzeitdetektoren:** Die Flugzeitdetektoren, kurz ToF (*time of flight*), bestehen aus Szintillatormaterial und stellen ein schnelles Zeitsignal mit hoher Zeitauflösung zur Verfügung. Dadurch kann schon auf der ersten Triggerstufe, Untergrund aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkung von Ereignissen abgetrennt werden, bei denen eine Positron-Proton-Streuung, oder kurz ep-Streuung, stattgefunden hat. Es sind Flugzeitdetektoren im Abstand von 5.2 m (FToF) bzw. -2.7 m (BToF) vom Wechselwirkungspunkt in Proton- bzw. in Positronstrahlrichtung direkt um die Strahlachse angebracht. Die sogenannten Vetowände stehen bei z=-6.5 m und z=-8.1 m. Durch die präzise Flugzeitinformation ist es möglich die z-Position der ep-Wechselwirkung relativ genau zu kontrollieren. In Vorwärtsrichtung wurden nicht bestückte Einschübe des PLUG-Kalorimeters $\boxed{13}$ mit Szintillatorplatten ausgestattet, die es ermöglichen sehr nahe am Protonstrahl zu messen. In der hier vorgestellten Analyse wurden diese Signale verwendet, um bei Effizienzstudien zu garantieren, daß eine ep-Wechselwirkung stattgefunden hat (siehe Abschnitt 5.5).

7. **Das Luminositätssystem:** Die absolute Luminosität wird durch die Messung des Bethe-Heitler Bremsstrahlungsprozesses $ep \to ep\gamma$ dessen Wirkungsquerschnitt hinreichend groß und sehr präzise bekannt ist, bestimmt. Dafür wird eine Koinzidenz der Signale des Positrons im Elektrontagger (ET) und eines Photons im Photondetektor (PD) verlangt. Da bei diesem Prozeß das Positron kaum aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt wird und das Photon kollinear emittiert wird, befindet sich der ET bei

z=-33.4 m und der PD bei z=-103 m im Bereich des HERA Tunnels. Beide Detektoren bestehen aus Kristall-Szintillatoren, die aus 49 (ET) und 25 (PD) quadratischen Flächenelementen aufgebaut sind und überdecken einen Bereich von $15.4 \times 15.4\,\mathrm{cm}^2$ (ET) bzw. $10.0 \times 10.0\,\mathrm{cm}^2$ (PD).
Das Luminositätssystem wird außerdem zur Identifizierung von Ereignissen aus Photoproduktion verwendet (vgl. Kapitel 5.4.1) und zur Analyse von radiativen Ereignisse bei tiefinelastischer Streuung, bei denen ein hochenergetisches Photon abgestrahlt wurde (vgl. Kapitel 5.3). Zur Erweiterung des Meßbereichs für diese Analysen wurde ein weiterer Elektrontagger bei z=-44 m im Winter 1994/95 installiert [35]. Letzterer wird in der hier vorgestellten Analyse nicht verwendet.

3.3 Der Trigger

Mit dem H1 Trigger wird der Untergrund, dessen Rate etwa drei Größenordnungen höher ist als von physikalisch interessanten Ereignissen mit ep-Wechselwirkung (kurz ep-Ereignissen), von diesen getrennt. Bei einer Luminosität von $1.6 \cdot 10^{30}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ beträgt die Rate von tiefinelastischen Ereignissen $\sim$ 5 Hz und die Rate des dominanten physikalischen Prozesses (Photoproduktion) $\sim$ 250 Hz.
Der Untergrund besteht aus:

- **Strahl-Restgas-Ereignissen:** Im Bereich des Wechselwirkungspunktes ist das Vakuum schlechter als im Strahlrohr des HERA Ringes, daher können gerade in diesem Bereich Protonen und Positronen mit dem Restgas wechselwirken. Die Rate für Positron-Restgas Wechselwirkung ist so gering, daß sie vernachlässigt werden kann.

- **Protonstrahl-Strahlrohrwand-Ereignisse:** Diese Ereignisse werden von Protonen erzeugt, die aus den Teilchenpaketen diffundieren oder herausgestreut werden. Die Stärke dieses Untergrundes hängt von der Lebensdauer und der Stärke des Protonstroms im HERA-Ring ab. Um den Protonstrahl induzierten Untergrund zu vermeiden, sind im Beschleuniger Kollimatoren installiert, die eine Reduktion bis auf etwa 1 % ermöglichen. Dieser Rest kann an mechanischen Teilen in der Nähe des Detektors aufschauern und als hadronischer Schauer Energien bis zu einigen 100 GeV im Detektor deponieren. Bei einer mittleren Lebensdauer des Protonstrahls von $\sim$ 20 Stunden wird die Rate von Strahlwandereignissen auf einen Wert von 40-250 kHz geschätzt [36].

- **Synchrotonstrahlung:** Der Positronstrahl wird kurz vor Eintritt in den H1 Detektor auf einer gekrümmten Bahn gelenkt und fokussiert, sodaß Synchrotonstrahlung entsteht, wobei die emittierten Photonen überwiegend in der Nähe der Strahlachse verlaufen.

- **Positronstrahl induzierter Untergrund** Bei der Datennahme 1995 trat erstmals stark lokalisierter Untergrund mit hoher Rate bei $x \sim -8\,\mathrm{cm}$, $y \sim 2\,\mathrm{cm}$ auf (*hot spot*), der durch den Positronstrahl induziert wird. Es wird vermutet, daß dieser Untergrund durch Wechselwirkung des Positronstrahls mit dem Strahrohr verursacht wird, Synchrotonstrahlung konnte als mögliche Quelle ausgeschlossen werden [37]. Dieser Untergrund wird auf verschiedenen Triggerstufen unterdrückt, ein geringer Anteil wurde erst durch die Schnitte bei der Ereignisselektion für die Bestimmung der Strukturfunktion (vgl. Abschnitt 5.5) abgetrennt.

Trotz der hohen Untergrundsrate und des kurzen Zeitintervalls von 96 ns zwischen zwei Strahlkreuzungen (*bunch crossing*) wird eine nahezu totzeitfreie Messung durch den vierstufigen Trigger (L1-L4) ermöglicht. Die erste Stufe wird dabei durch einen Ringspeicher (*pipeline*) unterstützt, der die Signale der einzelnen Detektorkomponenten $2.5\,\mu$s lang speichert, sodaß die Meßdaten von 20 - 30 aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen gespeichert werden können. Die verschiedenen Triggerstufen unterscheiden sich in den verwendeten Signalen und der Komplexität der Verknüpfung der einzelnen Signale, wodurch die Zeit bis zur Triggerentscheidung mit zunehmender Triggerstufe wächst. Folgende Schritte werden ausgeführt:

- **Level 1:** Der Level 1 Trigger besteht aus neun verschiedenen Triggersystemen, die jeweils auf der Information eines bestimmten Subdetektors basieren. Jedes dieser Systeme liefert mehrere Triggerelemente, die unterschiedlichen Schnitten entsprechen: sie überprüfen entweder den geometrischen Ursprung des Ereignisses (z.B. ToF, Verteilung der Treffer der zentralen Proportionalkammern, SpaCal ToF, DCRϕ- und RZ-Trigger etc.) oder die Energiedeposition in einem Teil der Kalorimeter (z.B. SpaCal IET Trigger, vgl.Abschnitt 3.4.1). Die Triggerelemente werden in der zentralen Triggerlogik in bis zu 128 Subtriggern kombiniert, um physikalisch interessante Ereignisse auszuwählen, aber auch um die Detektoreffizienz zu kontrollieren oder kosmische Strahlung für Kalibrationszwecke zu messen. Die Rate der verschiedenen Subtrigger wird separat berechnet und kann durch sogenannte *prescale* Faktoren reduziert werden. Die Level 1 Triggerentscheidung wird durch ein logisches ODER über alle Subtrigger gefällt. Erst nach dieser Entscheidung wird die Ausleseprozedur der Subsysteme in Ringspeicher angehalten und es entsteht Totzeit.
- **Level 2:** Auf der zweiten Triggerstufe werden die Informationen der ersten Triggerstufe zu komplexeren Zusammenhängen verbunden. Die Triggerentscheidung fällt nach einer Zeitspanne von etwa $20\,\mu$s. Diese Triggerstufe ist erst seit 1996 in Betrieb.
- **Level 3:** Diese Triggerstufe existiert bisher nicht.
- **Level 4:** Wenn ein Ereignis alle früheren Auswahlkriterien erfüllt, steht auf dieser Stufe die gesamte Rohdateninformation zur Verfügung, um zu entscheiden, ob dieses Ereignis auf Band gespeichert werden soll. Dafür werden die Ereignisse auf 30 unabhänigigen Prozessoren verteilt und nahezu vollständig rekonstruiert, sodaß durch die präzisere Information z.B. über die Vertexposition oder die Energie eines Clusters, eine schärfere Trennung vom Untergrund ermöglicht wird. Wird das Ereignis akzeptiert, so wird es gespeichert, wobei die typische Ereignisgröße von 50-150 kB mit einer Rate von 10-20 Hz auf Band geschrieben wird.

Die gespeicherten Daten werden vollständig rekonstruiert und in Ereignisklassen aufgeteilt, die für die verschiedenen Physikanalysen verwendet werden.

3.4 Der Ausbau des Rückwärtsbereiches im H1 Detektor

Im Rückwärtsbereich des H1 Detektors wurden im Winter 1994/95 eine neue Driftkammer und ein neues Kalorimeter anstelle der Proportionalkammer (BPC) und des elektromagnetischen Kalorimeters (BEMC) eingebaut. Zusätzlich wurden in Strahlnähe Silicium Detektoren (CST und BST) geplant, die aber im Betriebsjahr 1995 noch keine Daten lieferten. Der Ausbau des Rückwärtsbereich des H1-Detektors soll den Meßbereich in der kinematischen Ebene erweitern und eine präzisere Messung der kinematischen Variablen ermöglichen. Der Akzeptanzbereich der neuen Detektoren ist daher zum Strahlrohr erweitert worden. Der Rückwärtsbereich mit den neuen Detektoren ist in Abbildung 3.3 dargestellt.
In der Nähe des Strahles nimmt der Untergrund stark zu, sodaß außerdem eine Verbesserung des Triggers für eine effiziente Datennahme erforderlich ist. Im folgenden Abschnitt wird zunächst das SpaCal Kalorimeter mit dem Trigger beschrieben und dann auf die Driftkammer BDC eingegangen.

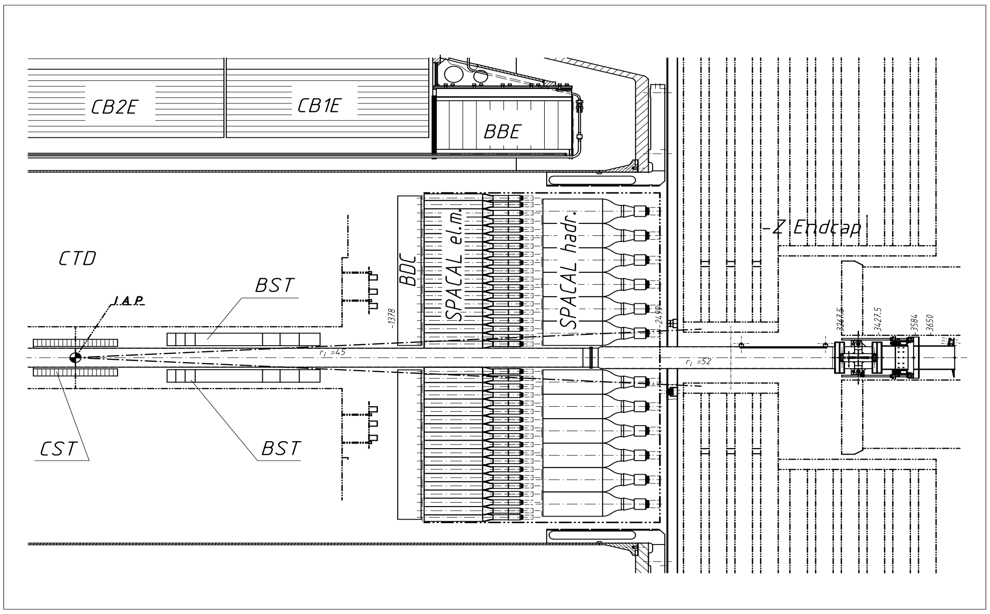

Abbildung 3.3: *Der Rückwärtsbereich des H1 Detektors mit den neuen Detektoren BDC und SpaCal, die im Winter 1994/95 eingebaut wurden. Die Sillizium-Detektoren CST und BST waren im Betriebsjahr 1995 nicht vollständig installiert und wurden nur zeitweise betrieben.*

3.4.1 Das SpaCal Kalorimeter

Das Kalorimeter im Rückwärtsbereich des H1 Detektors ist aus Blei und szintillierenden Fasern aufgebaut, und wird aufgrund der Fasern auch als Spaghetti Kalorimeter oder kurz als SpaCal bezeichnet. Es besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil, die sich sich im Blei-Faser Verhältnis, in der Dicke der Fasern und in der Zellgröße unterscheiden.

Der elektromagnetische Teil besteht aus 1192 Zellen mit einer Größe von $40.5 \times 40.5\,\text{mm}^2$ und einer aktiven Länge von 250 mm, was 28 Strahlungslängen entspricht. Teststrahlmessungen haben gezeigt, daß der elektromagnetische Schauer von 30 GeV Elektronen darin nahezu vollständig absorbiert wird [39]. Der Akzeptanzbereich des SpaCals reicht bei kleinen Radien bis zu R=6.5 cm, wobei die innersten Zellen für die Einpassung des Strahlrohres abgerundet sind. Im Bereich $5.7\,\text{cm} \leq R \leq 6.5\,\text{cm}$ sind zusätzlich vier 8 mm dicke Zellen ringförmig um das Strahlrohr angebracht, die es ermöglichen, Energieverlust eines Schauers am Rande des Akzeptanzbereichs zu messen. Diese Zellen werden mit Vetolagen bezeichnet. Die Zellaufteilung des elektomagnetischen Teils des SpaCals und der Innenbereich sind in Abbildung 3.4 dargestellt.

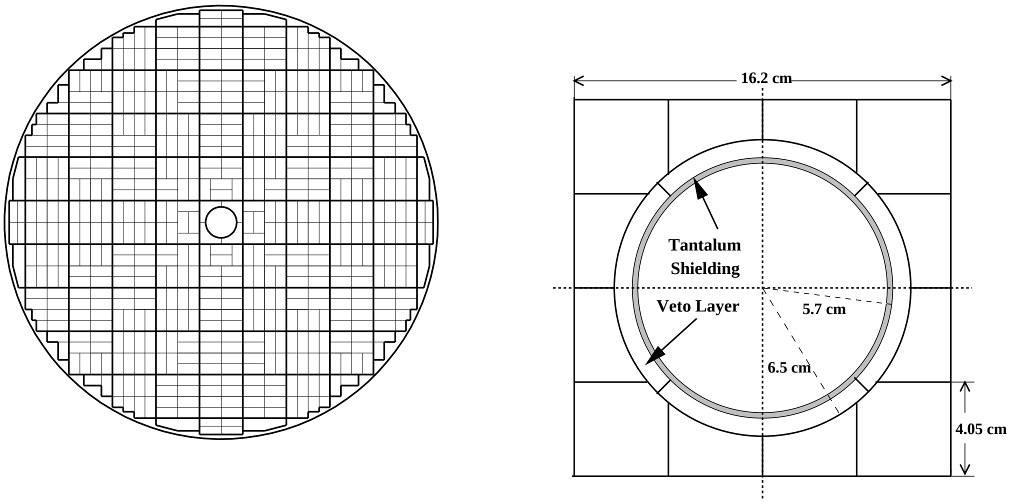

Abbildung 3.4: .
Aufteilung des elektromagnetischen Teil des SpaCals. Die Begrenzung der 16 Zellmodule sind dicker markiert. Die dünnen Linien entsprechen Modulen aus zwei Zellen. Der Bereich nahe des Strahlrohres ist rechts vergrößert gezeichnet, aus [38].

Der Molière-Radius eines elektromagnetischen Schauers im SpaCal beträgt 2.55 cm und ermöglicht eine präzise Energiemessung bis nahe an den Rand des Akzeptanzbereichs. Die feine Granularität und der kleine Molière-Radius ermöglichen eine Ortsauflösung von einigen mm und eine gute Positron-Pion-Trennung [38].

Das Szintillatorlicht wird mit Photomultipliern gemessen, die neben der präzisen Energiemessung auch den Zeitpunkt, zu der die Energiedeposition im SpaCal stattgefunden hat, mit

einer Genauigkeit von 0.6 ns [40] bestimmen.
Die Energieauflösung wurde in Teststrahlmessungen zu $\sigma/E = (7.1 \pm 0.2)\,\%/\sqrt{E/\text{GeV}} \bigoplus (1 \pm 0.1)\,\%$ bestimmt [41].
Der hadronische Teil des SpaCals besitzt 136 Zellen, deren Durchmesser 12×12 cm beträgt. Die Energieauflösung beträgt $13\,\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$, die Zeitauflösung ebenfalls 1 ns [42]. Die wesentlichen Parameter des elektromagnetischen und des hadronischen Teils sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.
Der SpaCal-Trigger wird als inklusiver Elektron-Trigger (IET) bezeichnet und verbindet Zeit- und Energiemessung zur Auswahl von Positronen aus tiefinelastischer Streuung. Das Ausnutzen von Energie- und Zeitinformation aus demselben Signal ist eine Neuerung des SpaCals gegenüber dem BEMC, und führt zu einer verbesserten Unterdrückung von Untergrundereignissen aus Proton-Restgas-Wechselwirkung schon bei der Datennahme. Da der Untergrund bei kleinen Energien stark zunimmt ist diese Verbesserung wesentlich für die Messung der tiefinelastische Streuung bei kleinen Energien des gestreuten Postitrons.

Parameter	elektromagnetischer Teil	hadronischer Teil
Pb/Fiber Verhältnis	2:1	4:1
Faser Durchmesser	0.5 mm	1.0 mm
aktive Länge	25 cm	25 cm
Zellgröße	$40.5 \times 40.5\text{mm}^2$	$120 \times 120\text{mm}^2$
Anzahl der Zellen	1192	136
Winkelbereich	$\leq 177.5^{\circ}$	$\leq 178.^{\circ}$
Strahlungslänge	0.91 cm	-
Molière Radius	2.55 cm	-
Wechselwirkungslänge	25 cm	20 cm
Energieauflösung	$(7.1 \pm 0.2)\%/\sqrt{E/GeV} \bigoplus (1 \pm 0.1)\%$	$13.\%/\sqrt{E/GeV}$
Winkelauflösung	$\leq$ 2 mrad	-
Zeitauflösung	$\leq$ 1 ns	$\leq$1ns

Tabelle 3.4: *Parameter des SpaCals, aus [42]*

Die Energieposition im SpaCal wird lokalisiert, indem die Signale von jeweils 4×4-SpaCal-Zellen addiert werden, und dann geprüft wird, ob diese Energie oberhalb einer einstellbaren Energieschwelle liegt. Die Energiesumme wird dabei in verschiedenen, sich überlappenden Bereichen gebildet, um sicherzustellen, daß die Energie des Schauers in mindestem einem Bereich vollständig enthalten ist. Es gibt drei verschiedene Energieschwellen, die je nach geometri-

geometr.Position im SpaCal	IET > 0 E_{min} / GeV	IET > 1 E_{min} / GeV	IET > 2 E_{min} / GeV
Zentrum	4	6	15
Mitte	2	3.5	15
Außen	1	2	15

Tabelle 3.5: *Energieschwellen des inklusiven Elektron-Triggers des SpaCals, wie sie während der Datennahmne mit verschobenen Ereignisvertex in 1995 eingestellt waren. Bei dieser Analyse werden nur die Triggerelemente IET> 0 und IET> 1 verwendet.*

scher Lage variieren, die Werte sind in Tabelle 3.5 zusammengefasst. Die Energiedeposition muß innerhalb eines Zeitintervalls erfolgt sein, das durch den Zeitpunkt der Wechselwirkung von Positron und Protonstrahl festgelegt wird. Die Breite des Zeitfensters kann variiert werden und beträgt typischerweise 10-20 ns.

3.4.2 Die rückwärtige Driftkammer BDC

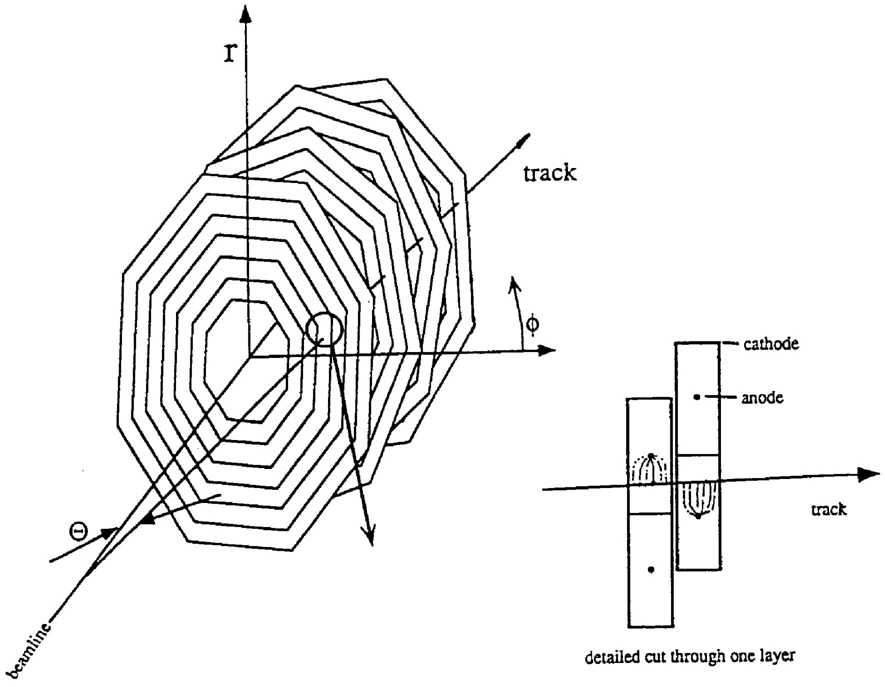

Abbildung 3.5: **Links:** *Schematische Darstellung der Ausrichtung der Signaldrähte in der BDC.* **Rechts:** *Relative Lage zweier Driftzellen und der Signaldrähte in den Einzellagen einer Doppellage der BDC.*

Die BDC steht im Rückwärtsbereich des H1-Detektors bei z=-142.07 cm und überdeckt einen radialen Bereich von r=6.3 cm bis 71.0 cm, das entspricht einem Winkelbereich von 151° bis 177.5° für Teilchenspuren vom Wechselwirkungspunkt, wenn dieser im Koordinatenursprung liegt, und bis $\theta = 178.3°$, wenn der Wechselwirkungspunkt um 70 cm in Protonrichtung verschoben ist.
Die Kammer ist so ausgelegt, daß sie die gesamte Oberfläche des anschließenden SpaCals überdeckt, damit die Messungen der beiden Detektoren im gesamten Bereich korreliert werden können. Durch den grossen Außenradius wird außerdem gewährleistet, daß es Teilchen gibt, deren Spuren durch das zentrale Spurkammersystem verlaufen, bevor sie auf die BDC treffen und als externe Referenzspuren verwendet werden können.
Die Kammer besteht aus vier Doppellagen, die in jeweils acht Sektoren unterteilt sind. Eine Teilchen erzeugt also bis zu acht Messpunkte auf Strecke von 8 cm.
Die Drähte einer Lage sind oktogonal gespannt und an den Sektorrändern befestigt, sodaß

sich ein Spinnweben ähnliches Bild ergibt, wie in Abbildung 3.5 illustriert ist. Eine drei dimensionale Darstellung eines Kammerausschnitts ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

Durch die oktogonale Anordung der Drähte verlaufen die Driftwege s_{drift} annähernd radial, sodaß die radiale Komponente des Teilchendurchgangs sehr genau gemessen werden kann. Um die azimuthale Komponente des Teilchendurchgangs bestimmen zu können, sind die Doppellagen gegeneinander um 11.25° verdreht.

Da der Untergrund in Strahlnähe zunimmt, ist die Kammer bei kleinen Radien hohen Teilchenraten ausgesetzt. Um eine Überlagerung der Signale von verschiedenen Ereignissen in der Driftzelle (*pileup*) zu vermeiden und Alterungseffekte zu vermindern sind die Driftzellen unterschiedlich groß konstruiert:

- kleine Zellen bei Radien mit $R < 21\,\mathrm{cm}$: $s_{drift} = 0.5\,\mathrm{cm}$
- Übergangszelle bei $21.2 < R < 24.8\,\mathrm{cm}$: $s_{drift} = 0.5\,\mathrm{cm}$ für $R < R_{Draht}$ und $s_{drift} = 1.5\,\mathrm{cm}$ für $R > R_{Draht}$
- große Zellen bei $R > 24.8$: $s_{drift} = 1.5\,\mathrm{cm}$

Die Drähte der Einzellagen innerhalb einer Doppellage sind um den Driftweg radial versetzt angeordnet, wie in Abbildung 3.5 dargestellt ist, und ermöglichen so eine Lösung der Innen-Außen-Ambiguität.

Die Drähte der Kammer liegen auf Massepotential, die Kathoden auf negativer Hochspannung. Ein homogenes Driftfeld wird durch Feldstreifen zwischen Kathode und dem Draht erzielt. Um Feldinhomogenitäten an den Sektorrändern möglichst gering zu halten, sind dort zusätzlich Randplatinen mit Feldstreifen angebracht.

Die Driftzellen gleicher Größe werden sektorweise gemeinsam mit Hochspannung versorgt. Die Gasverstärkung der Übergangszelle konnte im Betriebsjahr 1995 durch eine getrennte Hochspannungsversorgung geregelt werden.

Die Kammer wird mit einer Gasmischung aus 2.5 % NH_3, 5.0 % Isobutan und 92.5 % Argon betrieben, die für diese Kammer neu entwickelt wurde [43], wobei eine konstante Driftgeschwindigkeit über einen weiten Bereich der Driftfeldstärke, ein kleiner Lorentzwinkel, geringe Alterungseffekte und kleine Betriebsspannungen angestrebt wurden.

Die Gasverstärkung wird durch die Feldstärke in unmittelbarer Nähe des Drahtes gegeben und beträgt etwa $5 \cdot 10^4$ [43]. Die Signale der Drähte werden in FADC [2] Kanälen abgespeichert, wobei, um Speicherplatz zu sparen, die analogen Signale von Drähten mit gleichem Radius summiert und mit einer Taktrate von 104 MHz in einem Kanal gespeichert werden. Die Information, in welchem Sektor der angesprochene Draht liegt, wird zusätzlich mit Frequenz von 10.4 MHz gespeichert.

---

[2] Flash Analog to Digital Converter

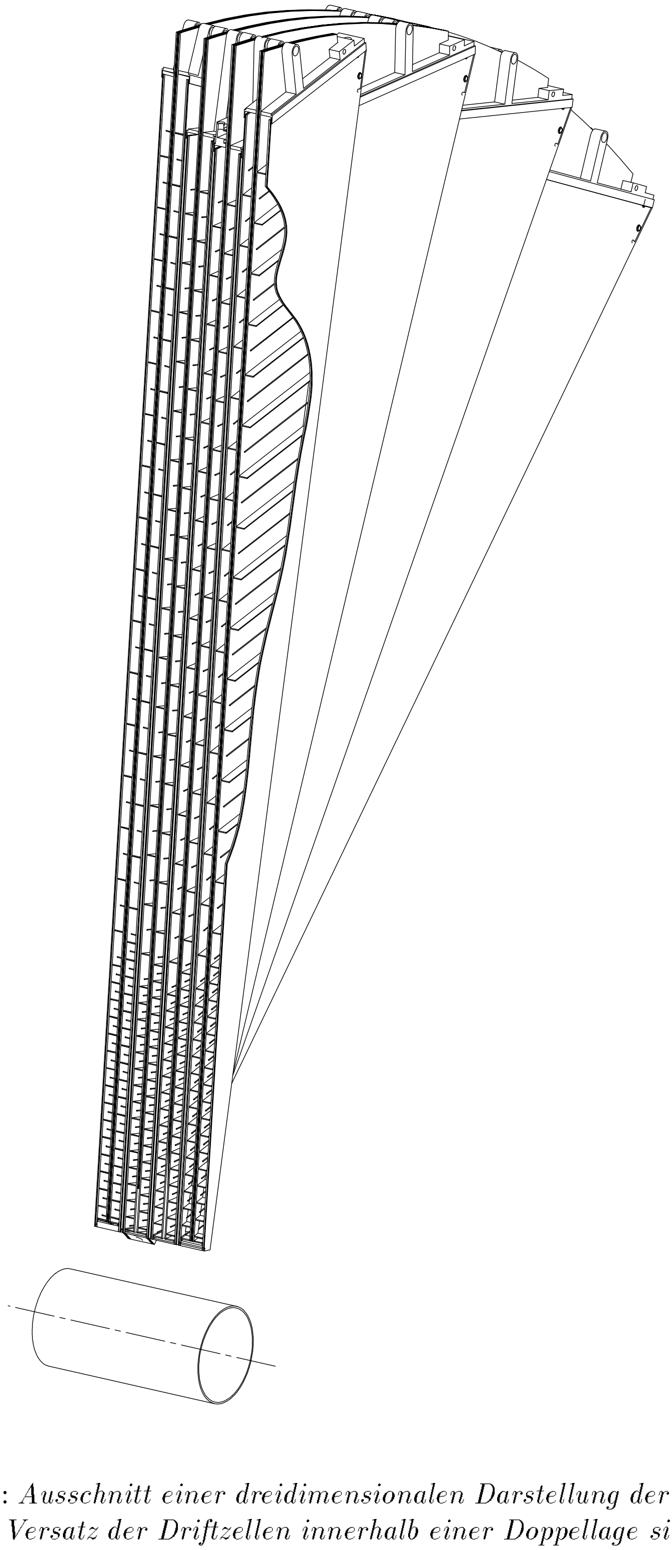

Abbildung 3.6: *Ausschnitt einer dreidimensionalen Darstellung der BDC. Die vier Doppellagen sowie der Versatz der Driftzellen innerhalb einer Doppellage sind erkennbar. Die Strahlachse ist als gestrichelte Linie gezeichnet.*

3.4.3 Betriebsbedingungen der BDC während der Datennahme 1995

Während des ersten Betriebsjahres der Kammer in der Umgebung des H1 Detektors lief die Kammer weitgehend stabil, es traten keine längeren Ausfallzeiten auf. Es mußten jedoch 11 halbe Sektoren, das entspricht 10 % der Kammer, wegen Hochspannungsproblemen ausgeschaltet werden. Ferner war die Gasverstärkung in einzelnen Sektoren wegen mangelhaftem Gaszufluß stark reduziert, sodaß die Ansprechwahrscheinlichkeit in diesen Sektoren sehr klein war. Die Verteilung der ineffizienten Sektoren wird als Funktion der azimuthalen Position in Anhang A.1 angegeben. Der Einfluß des Ansprechverhaltens einzelner Sektoren auf die Nachweiswahrscheinlichkeit für Spuren von Positronen aus tiefinelastischer Streuung wird in Abschnitt 4.3.2 diskutiert.

3.5 Die Ereignis- und Detektorsimulation

Die Simulation dient dazu, das erwartete Ansprechverhalten des Detektors bei einem physikalischen Prozeß mit dem gemessenen vergleichen zu können. Im einzelnen werden dazu die folgenden Schritte durchlaufen:

1. *Simulation des physikalischen Prozesses (Generator):* Die physikalischen Prozesse werden entsprechend der theoretischen Modelle mit Hilfe des Generators simuliert. In Abschnitt 5.2 werden die Generatoren der tiefinelastischen Streuung und anderer Prozesse, die für diese Analyse verwendet werden angegeben. Nach dem Generieren sind die physikalischen Teilchen mit ihren Vierervektoren bekannt.

2. *Simulation des Detektors:* In diesem Schritt wird der Verlauf der Teilchenspuren durch den H1-Detektor aus den Vierervektoren berechnet und das Ansprechverhalten der einzelnen Detektorkomponenten simuliert. Hierfür wird das Programmpaket GEANT verwendet, das die Geometrie der Detektoren, ihr aktives Volumen und ihr inaktives (totes) Material für den Verlauf der Spur berücksichtigt. Die Auflösung und das Ansprechverhalten der einzelnen Detektorkomponenten wird dabei berücksichtigt. Danach ist die gleiche Information wie im ersten Schritt der Datennahme vorhanden.

3. *Rekonstruktion der Ereignisse:* Die simulierten Signale der Detektorkomponenten werden wie die Meßdaten rekonstruiert.

Im folgenden werden die Daten häufig mit der Simulation verglichen, wobei die Simulation der tiefinelastischen Streuung gemeint ist, wenn nichts anderes erwähnt wird.

3.5.1 Simulation der BDC

Die Position der Kammer in H1 wird, relativ zum H1-Koordinatensystem, bei z=-142.06 cm um den Punkt x=0.298 cm und y=0.098 cm zentriert simuliert. Dies entspricht der Kammperposition relativ zum Strahl während der Datennahme 1995. Die intrinsische Geometrie der Kammer entspricht den Bauplänen, aus denen auch die Menge des insensitive Materials der Kammerwände und Sektorränder entnommen wird.

Für eine geladene Teilchenspur, die durch das BDC-Volumen verläuft, wird zunächst in jeder Lage überprüft, ob die Kammer am Durchstoßpunkt aktiv ist, das heißt in den Daten ein Signal erzeugt werden würde. Dabei wird angenommen, daß die BDC eine Einzelhiteffizienz von 90 % hat. Ferner wird in den Halb-Sektoren, die im Betriebsjahr 1995 wegen Hochspannungsproblemen ausgeschaltet werden mußten (siehe Abschnitt 3.4.2), kein Signal simuliert. Der Abstand des Durchstoßpunktes zum Draht der Driftzelle wird dann bestimmt und in die entsprechende Driftzeit umgerechnet, wobei für die Driftgeschwindigkeit $v_D = 30\,\frac{\mu m}{ns}$ angenommen wird. Die Driftzeit wird dann mit einer Gaußverteilung gefaltet, sodaß sich eine Einzelhitauflösung von 390 μm ergibt. Der Energieverlust durch Ionisation des Teilchens in der Driftzelle wird statistisch aus einer Landauverteilung ermittelt.

Die Aufteilung in analogen und digitalen Auslesezweig bei der Datennahme wird berücksichtigt, indem die Information, welcher Draht angesprochen hat, gespeichert wird und dann die Sektorinformation gelöscht wird, wobei der letzte Schritt der Addition der Signale der Drähte einer Lage mit gleichem Radius entspricht. Dann werden die simulierten Signale, die mit einem Abstand von weniger als 3 mm auf den vorausgegangenen folgen, verworfen, was der angenommenen Doppelhitauflösung der Kammer entspricht.

Als Ergebnis der BDC-Simulation werden die digitale Information und die analoge Information über Ladung und Driftzeit für die weitere Analyse zur Verfügung gestellt.

Kapitel 4

BDC

Die Driftkammer im Rückwärtsbereich des H1-Detektors, BDC, dient zur Vermessung der Spuren von Positronen, die bei kleinen Impulsüberträgen, d.h. $Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$, in den Rückwärtsbereich gestreut werden. Die Anforderungen an die Kammer sind:

- Messung des Streuwinkels von Positronen mit einer Genauigkeit von 0.5 mrad, was einer Genauigkeit von $500\,\mu$m in radialer Richtung für das Spursegment des Positrons entspricht.
- Identifizierung des Positrons aus tiefinelastischer Streuung, insbesondere Abtrennung von Pion induzierten Clustern bzw. Überlagerungen von Photonen und Pionen. Hierzu kann eine möglichst gute räumliche Korrelation zwischen der Spur in der BDC und dem Schwerpunkt des elektromagnetischen Clusters im Kalorimeter ausgenutzt werden. Daher wird eine Ortsauflösung in azimuthaler Richtung von 2 mm für die BDC angestrebt.
- Korrektur der Energiemessung des Kalorimeters für Positronen, die im toten Material aufgeschauert haben. Im Schauerprozeß werden Teilchen erzeugt, deren Signale in der BDC eine Messung des Energieverlustes erlauben.

Im folgenden Kapitel werden die Daten, die mit der BDC gemessen wurden, in Bezug auf die oben genannten Forderungen untersucht. Der Aufbau der Kammer wurde in Abschnitt 3.4.2 beschrieben.

In Abschnitt 4.1 werden die wesentlichen Schritte der Rekonstruktion erklärt und Lösungen für die speziellen Probleme bei der Analyse der Daten, die 1995 gemessen wurden, dargestellt.

Im Abschnitt 4.2 wird die geometrische Position der BDC im H1-Detektor festgelegt.

Mit der genauen Kenntnis der Geometrie ist es möglich in Abschnitt 4.3 die Eigenschaften der BDC wie Ortsauflösung und Ansprechwahrscheinlichkeit durch Vergleich mit den anderen Detektoren zu untersuchen.

Abschließend wird in Abschnitt 4.4 die Bedeutung der Ergebnisse für die Analyse der tiefinelastischen Streuung dargestellt: Es wird die Messung des Positronstreuwinkels und die Abschätzung seines systematischen Fehlers beschrieben. Die Verteilung des Spur-Cluster Abstandes, die eine Abtrennung von Photoproduktionsuntergrund von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung ermöglicht, wird diskutiert. Die Effizienz des Schnittes auf diesen Abstand zur Abtrennung von Photoproduktionsuntergrund wird quantitativ im Zusammenhang der F_2-Analyse in Abschnitt 5.4.1 beschrieben.

Eine Korrekturfunktion für die kalorimetrische Energiemessung wird bisher nicht angewandt, daß dies prinzipiell möglich ist, wurde in [44] gezeigt.

4.1 Rekonstruktion der Positron-Spur mit der BDC

In diesem Kapitel wird zunächst erklärt, wie durch Verbindung der elektronischen Signale einzelner Drähte Spuren in der BDC rekonstruiert werden. Dabei wird es sich zeigen, daß bei der Rekonstruktion mehr Spuren erzeugt werden, als Teilchen vorhanden sind.
Für schauernde und nicht-schauernde Teilchen wurden getrennt Methoden entwickelt, um die Positronrichtung aus den angebotenen Spurkandidaten zu ermitteln. Dies wird in den Abschnitten 4.1.2 und 4.1.3 dargestellt.

4.1.1 Rekonstruktion von Spuren aus den Treffern der BDC

Geladene Teilchen, die die BDC durchqueren, erzeugen elektrische Signale auf bis zu acht in Strahlrichtung hintereinander liegenden Drähten, die bei der Datennahme in analoge und digitale Signale aufgeteilt und dann abgespeichert werden (siehe Abschnitt 3.4.2). Hieraus werden bei der Analyse der Daten Geraden rekonstruiert, die einem Abschnitt der Teilchenbahn entsprechen.
Das Vorgehen ist wie folgt [44]: Zunächst wird aus der Anstiegsflanke des analogen Signals die Driftzeit t_{drift} und aus dem Integral über seine Fläche die auf dem Draht deponierten Ladung bestimmt. Ist die Driftgeschwindigkeit v_{drift} unabhängig vom Driftweg s_{drift}, so erhält man aus der Driftzeit über

$$s_{drift} = v_{drift} \cdot (t_{drift} - t_0), \tag{4.1.1}$$

mit dem Zeitnullpunkt t_0 die Ortskomponente des Teilchendurchgangs senkrecht zum Draht. Die Driftgeschwindigkeit ist nur bei genügend großem Abstand vom Draht unabhängig von t_{drift}, die Veränderung der Driftgeschwindigkeit im Nahdrahtbereich wird bei der Rekonstruktion berücksichtigt [44]. Die Driftgeschwindigkeit v_{drift} und der Zeitnullpunkt t_0 sind für kleine und große Zellen unterschiedlich und aus der Kalibration bekannt [44].
Dann wird der Sektor des angesprochenen Drahtes aus der digitalen Information ermittelt. Da die Richtung des Driftweges nicht gemessen werden kann, wird der mögliche Ort des Teilchendurchgangs auf zwei Strecken im Raum festgelegt, die parallel zum Draht um den Driftweg s_{drift} nach innen bzw. außen verschoben liegen und kurz Treffer bzw. Spiegeltreffer genannt werden. Dies ist in Abbildung 4.1 schematisch für einen Sektor dargestellt. Die Ortskomponente der Treffer parallel zur Strahlachse entspricht der Drahtposition.
Die Treffer werden durch einen Kalmanfilter [45] zu Spurkandidaten zusammengefaßt. Der Kalmanfilter beginnt mit der Hypothese, daß die Teilchenspur vom Ereignisvertex ausgeht, dessen Lage mit anderen Detektoren gemessen wurde oder von der Ausrichtung des Positron- und des Protonstrahls bekannt ist. Die anfangs ungenaue Kenntnis des Spurverlaufs wird dadurch berücksichtigt, daß die Fehler der Spurparameter zunächst sehr groß angenommen werden.
Die Spur wird präzisiert, indem lagenweise Treffer dazugefügt und bei der Bestimmung der Spurparameter berücksichtigt werden. Dazu wird mit Hilfe eines χ^2-Tests geprüft, ob ein Treffer mit der existierenden Hypothese verträglich ist. Der Ereignisvertex wird dabei nicht mehr explizit in die Spurhypothese einbezogen. Erfüllt ein Treffer das χ^2-Kriterium, so werden

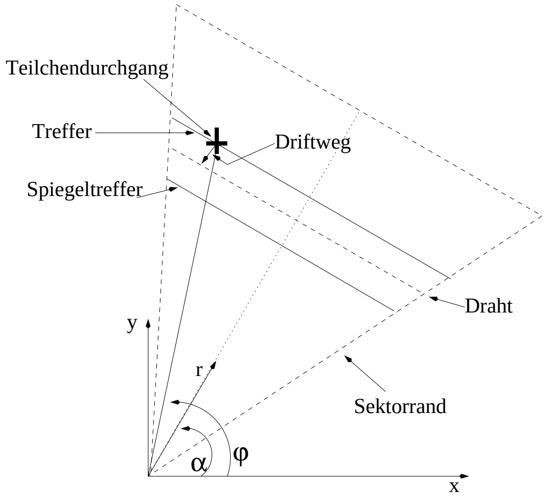

Abbildung 4.1: *Schematische Darstellung eines Sektors der BDC. Der Teilchendurchgang erzeugt ein Signal, aus dem der Driftweg ermittelt wird. Auf welcher Seite des Drahtes das Teilchen durch die Kammer ging, kann mit einer Drahtebene nicht gemessen werden, daher müssen bei der Rekonstruktion Treffer und Spiegeltreffer als möglicher Teilchendurchgang betrachtet werden. x, y, r, und α bezeichnen die kartesischen und Polar-Koordinaten des H1-Koordinatensytems.*

die Spurparameter mit diesem Treffer durch eine χ^2-Minimierung neu bestimmt, wobei sich der Fehler der Spurparameter durch die zusätzliche Information verringert. Gibt es mehrere Treffer in einer Lage, die mit der Spurhypothese verträglich sind, so werden beide Möglichkeiten weiterverfolgt. Eine Hypothese wird verworfen, wenn sie nicht mit mindestens 3 Treffern verträglich ist.

Zum Schluß werden die optimalen Spurparameter dadurch bestimmt, daß den Treffern eine Gerade im Raum durch erneutes Minimieren von χ^2 angepaßt wird. Für diese Anpassung stehen je nach Anzahl der Treffer maximal 4 Freiheitsgrade zur Verfügung. Die Komponente des Durchstoßpunktes des Spur entlang der Strahlachse (z-Komponente) folgt nicht aus der Anpassung, sie wird auf die Mitte der nominellen Kammerposition festgelegt. Die Komponente parallel zum Draht ergibt sich aufgrund des Stereowinkels aus der Verbindung der Treffer zur Spur.

Nach Durchlaufen des Kalmanfilters gibt es in der Regel mehrere Spurkandidaten, die teilweise dieselben Treffer verwenden. Es wird angenommen, daß die Richtung des Teilchens der Spur entspricht, die aus der größten Anzahl von Treffern gebildet wird oder, bei gleicher Anzahl von Treffern, die das kleinste χ^2 besitzt. Diese Spur wird für die weitere Analyse als Teilchenspur zur Verfügung gestellt, die anderen Spurkandidaten werden verworfen. Bei dieser Entscheidung muß jedoch berücksichtigt werden, daß möglicherweise mehrere Teilchen mit geringem Abstand die Kammer durchqueren und sich die Signale an einem Draht überlagern, so daß zwischen ihnen nicht mehr unterschieden werden kann. Der minimale Abstand, der noch zeitlich aufgelöst werden kann wird zu etwa 0.3 cm abgeschätzt. Bei der Selektion zwischen verschiedenen Spurkandidaten wird daher erlaubt, daß Spuren mit 5-8 Treffern zwei davon gemeinsam haben können und Spuren mit 3-4 Treffern einen.

Da die Driftwege in der Kammer im wesentlichen radial verlaufen, bietet sich das zylindrische Koordinatensystem als natürlich zur Beschreibung der BDC-Messungen an.
Für die weitere Analyse stehen nach der Rekonstruktion folgende Größen zur Verfügung:

- Koordinaten des Durchstoßpunktes des Teilchens durch die Kammer: R, φ, z
- Steigung der Spur in radialer Richtung: $\tan^{-1}\left(\frac{dR}{dz}\right) = \theta_p$
- Steigung der Spur in azimuthaler Richtung: $\tan^{-1}\left(\frac{Rd\varphi}{dz}\right) = \theta_s$
- Fehler der Spurparameter
- χ^2 der Spur
- Anzahl der Treffer, aus denen die Spur gebildet wurde
- Energieverlust des Teilchens durch Ionisation entlang der Spur, dies entspricht der Summe über die Ladung der Pulse, die die Spur bilden

Die Fehler der Spurparamter R und φ sind stark korreliert, wobei die der Fehler in azimuthaler Richtung als $R \cdot d\varphi$ angegeben wird, da dies etwa der Richtung parallel zum Draht entspricht. Aus dem relativ kleinen Stereowinkel von 11.25° zwischen den Lagen folgt für die Auflösung in azimuthaler Richtung näherungsweise [44]:

$$\sigma_{Rd\varphi} \sim 5 \cdot \sigma_R \tag{4.1.2}$$

Die Genauigkeit der Spurparameter wurde in [44] als Funktion verschiedener Parameter wie Anzahl der verwendeten Treffer und geometrischer Position in der BDC systematisch untersucht [44] und ist hier in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

σ_R	$\sigma_{Rd\varphi}$	$\sigma_{\theta p}$	$\sigma_{\theta s}$
0.15-0.5 mm	1-2.5 mm	0.01-0.04	0.05-0.2

Tabelle 4.1: *Genauigkeit der Spurparameter aus der Anpassung an die BDC-Treffer, aus [44]. Die Präzision der Spurparamter hängt von der azimuthalen Position des Durchstoßpunktes der Spur in der Kammer und der Anzahl der zur Spur verbundenen Treffer ab.*

Probleme der Rekonstruktion

Bei der Einbindung der rekonstruierten BDC-Spuren in die Analyse der tiefinelastischen Streuung stellte sich heraus, daß eine sehr hohe Anzahl von Spuren in der BDC in der Nähe des Positronclusters im SpaCal rekonstruiert werden. Das Problem der vielen Spuren führte bei der Analyse der tiefinelastischen Streuung zu erheblichen Problemen, da es keine eindeutige Positronspur gab. Im folgenden wird das Problem analysiert und Lösungen dargestellt.

Abbildung 4.2 zeigt die Anzahl der Spuren in der BDC in einem Radius von 3 cm um das Positroncluster im SpaCal. In den Daten wird nur in 6 % der Ereignisse nur eine Spur gefunden, in etwa der Hälfte der Ereignisse gibt es bis zu fünf Spuren, mit Ausläufern bis zu 100 Spuren. Dieses Verhalten wird in der Simulation im Wesentlichen reproduziert, die etwas geringere Multiplizität wird auf Unterschätzung des toten Materials vor der Kammer in der Simulation zurückgeführt.

Das Positron durchläuft, bevor es auf die BDC trifft, im Mittel etwa eine Strahlungslängen an totem Material. Der Einfluß von totem Material auf die Rekonstruktion von Positronspuren ist in [46] eingehend untersucht worden. Diese Simulationsstudien zeigen, daß in 50 % der Ereignisse kein weiteres geladenes Teilchen auf die Kammer trifft. Im Mittel treffen zwei geladene Teilchen mit $E > 1\,\mathrm{MeV}$ auf die Kammer, maximal 12. Diese Ergebnisse beziehen sich auf Untersuchungen mit Positronen mit einer Energie von $E = 10\,\mathrm{GeV}$. Die Energieabhänigkeit wurde ebenfalls betrachtet, sie ist jedoch in dem hier relevanten Energiebereich schwach, und die Ergebnisse über die Spurmultiplizitäten können hier ohne Berücksichtigung der Energieabhängigkeit verwendet werden. Aus Vergleich dieser Ergebnisse mit Abbildung 4.2 wird klar, daß bei der Rekonstruktion offenbar mehr Spuren gebildet werden, als Teilchen vorhanden sind.

Die Probleme der Rekonstruktion werden zum einen darauf zurückgeführt, daß bei der Rekonstruktion die Information nicht gespeichert wird, welche Treffer ursprünglich von dem selben Signal stammen. Bei der Expansion zu Treffer und Spiegeltreffer wird ihre Anzahl verdoppelt; nach der Spurbildung kann aber nicht mehr zwischen Spurkandidaten aus Treffern, und Spurkandidaten, die aus Spiegeltreffern mit demselben Ursprung gebildet wurden, unterschieden werden, es werden also alle Spurkandidaten weiterverwendet. Ein weiter Beitrag kommt vermutlich davon, daß die mit dem Kalmanfilter gefundenen Spuren, zuviele Treffer gemeinsam haben dürfen.

Für die Analyse stellte sich die Aufgabe, auf dieser Analyse-Stufe aus den angebotenen Spurkandidaten die ,,richtige" Spur auszuwählen.

Zunächst wurde die Anzahl der Treffer pro Spur in Abhängigkeit von der Spurmultiplizität der Ereignisse untersucht. Es zeigte sich, daß bei nahezu allen Ereignissen eine Spur, die aus mehr als drei Treffern gebildet wurde, vorhanden ist, die häufig von einer oder mehreren Spuren mit drei Treffern begleitet wird. Daraus wurde geschlossen, daß die Spuren mit drei Treffern zufällige Kombinationen der Treffer sind und nicht einer Teilchenspur entsprechen. Sie werden daher für die Analyse nicht verwendet.

Für die weiteren Untersuchungen muß prinzipiell zwischen schauernden und nicht-schauernden Positronen unterschieden werden. Diese Unterscheidung basiert auf dem Vergleich der Verteilungen in Abbildung 4.2 mit dem Ergebnis der Simulationsstudien in [46]: da etwa 40 % der Ereignisse weniger als fünf Spuren haben, werden diese Ereignisse für die folgenden Untersuchungen als ,,nicht schauernde" Positronen definiert, und solche mit mehr als fünf Spuren als ,,schauernd". Diese Einteilung ist als Richtgröße zu verstehen.

Bei nicht schauernden Positronen geht nur ein Teilchen durch die BDC, die erhöhte Spuranzahl ist ein reiner Rekonstruktionseffekt. Es wird erwartet, daß die ,,richtige" Spur durch genaues Analysieren der Spurparameter erkannt werden kann.

Bei schauernden Positronen gehen mehrere Teilchen durch die BDC, wobei durch die Rekonstruktion die Zahl der gefundenen Spuren noch erhöht wird. Da die Rekonstruktion einer Vielzahl von eng benachbarter Teilchenspuren prinzipiell schwierig ist, war hierfür schon früher ein eigener Algorithmus entwickelt worden [47]. Untersuchungen, die in Abschnitt 4.1.3 vorgestellt werden, zeigen jedoch, daß dieser Algorithmus nicht die angestrebte Präzision hat. Für diese Ereignisse muß also ebenfalls eine neue Methode gefunden werden.

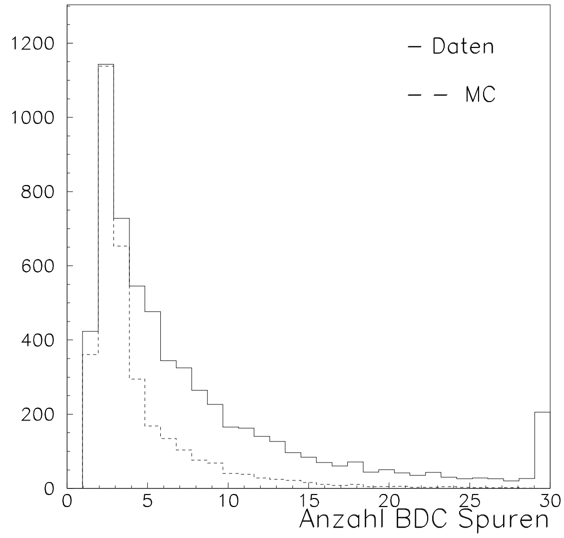

Abbildung 4.2: *Gemessene und simulierte Anzahl der BDC Spuren innerhalb von 3 cm um den rekonstruierten Schauerschwerpunkt von Positronen im SpaCal-Kalorimeter. Die Verteilungen sind auf gleiche Maximalwerte normiert. Die Anzahl der Ereignisse mit mehr als 30 Spuren sind bei dem Wert 30 eingetragen.*

4.1.2 Messung der Positronrichtung bei nicht-schauernden Teilchen

Bei Ereignissen, bei denen das Positron keinen Schauer erzeugte, kann die „richtige" Positronspur von anderen Spurkandidaten unterschieden werden, indem gefordert wird, daß die Spurparameter mit physikalischen Randbedingungen verträglich sind. Im folgenden werden diese Randbedingungen erläutert und gezeigt, daß sie formal in einer Größe χ^2_{sel} zusammengefaßt werden können, wobei die Positronspur dem Spurkandidaten mit dem kleinsten χ^2_{sel} entspricht. Es ist naheliegend, zu erwarten, daß die Spur mit dem geringsten χ^2_{Spur} pro Freiheitsgrad, das bei der Rekonstruktion ermittelt wird, die ursprüngliche Teilchenrichtung am besten beschreibt. Hier wird jedoch gezeigt, daß dies nicht zu einer befriedigenden Lösung führt.

Aus der Kinematik des Streuprozesses ist klar, daß die Positronspur zum Vertex zeigen muß. Das bedeutet, daß die radiale Steigung des Spursegments der Steigung, die aus dem Durchstoßpunkt und dem Vertex gebildet wird, entsprechen soll:

$$\Delta\theta = \left(\frac{dR}{dz}\right)_{Spur} - \tan^{-1}\left(\frac{R_{BDC}}{z_{BDC} - z_{vtx}}\right) = 0 \tag{4.1.3}$$

Ferner führt die Teilchenspur nicht aus der Vertex-Ebene heraus, es sollte also keine Komponente der Steigung in azimuthale Richtung geben, solange der Positronimpuls groß genug ist:

$$\frac{d\varphi}{dz} = 0 \tag{4.1.4}$$

Bei der Spurbildung aus den Treffern gibt es maximal vier Freiheitsgrade. Daraus folgt, daß bei mindestens 97 % der guten Spuren das χ^2 pro Freiheitsgrad kleiner als 10 sein sollte.

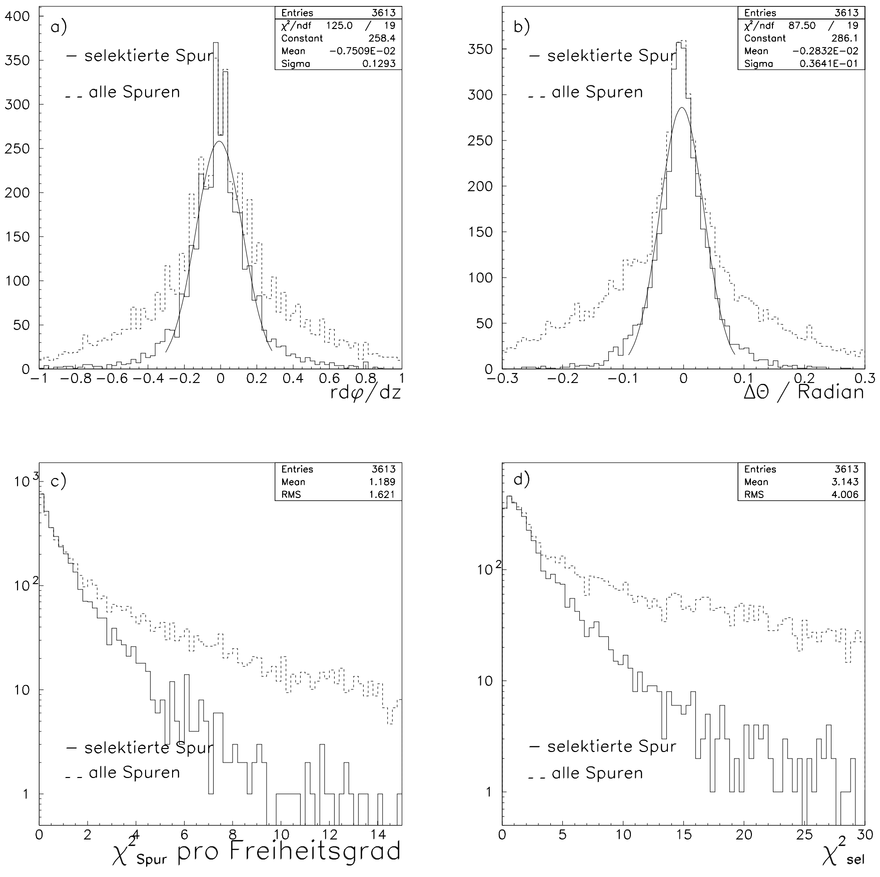

Abbildung 4.3: *Untersuchung des Auswahlkriteriums für Ereignisse mit weniger als 5 Spuren an Daten. Verteilungen der Größen, die in das χ^2_{sel} eingehen, von allen Spuren eines Ereignisses (gestrichelt) und denen der selektierten Spur (durchgezogen). (a) Azimuthale Steigung der Spur. (b) Differenz zwischen Steigung der Spur und der Steigung, die aus Vertex und Durchstoßpunkt berechnet wird. (b) Azimuthale Steigung der Spur. (c) χ^2 pro Freiheitsgrad der Spur. (d) Erweitertes χ^2 nach Definition 4.1.5. Die Verteilungen wurden auf die gleiche Maximalwerte normiert.*

Gibt es mehr Spuren mit hohem χ^2 kann davon ausgegangen werden, daß diese nicht einem Teilchendurchgang sondern einer zufälligen Kombination von Treffern entsprechen.
Formal können die Randbedingungen durch eine erweiterte Definition von χ^2 zusammengefaßt werden:

$$\chi^2_{sel} = \chi^2_{Spur} + \left(\frac{\Delta\theta}{\sigma_\theta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d\varphi/dz}{\sigma_{d\varphi/dz}}\right)^2 \tag{4.1.5}$$

wobei $\sigma_{d\varphi dz}$ und σ_θ der Breite der Gauß-Verteilung dieser Größen von Ereignissen mit einer Spur entsprechen.

In den Abbildungen 4.3 a)-c) sind die Verteilungen der Steigungen und des χ^2 aller Spurkandidaten in den Daten gestrichelt dargestellt. Sowohl die χ^2-Verteilung als auch die Verteilungen der Steigungen zeigen, daß es viele Spuren gibt, die nicht mit der physikalischen

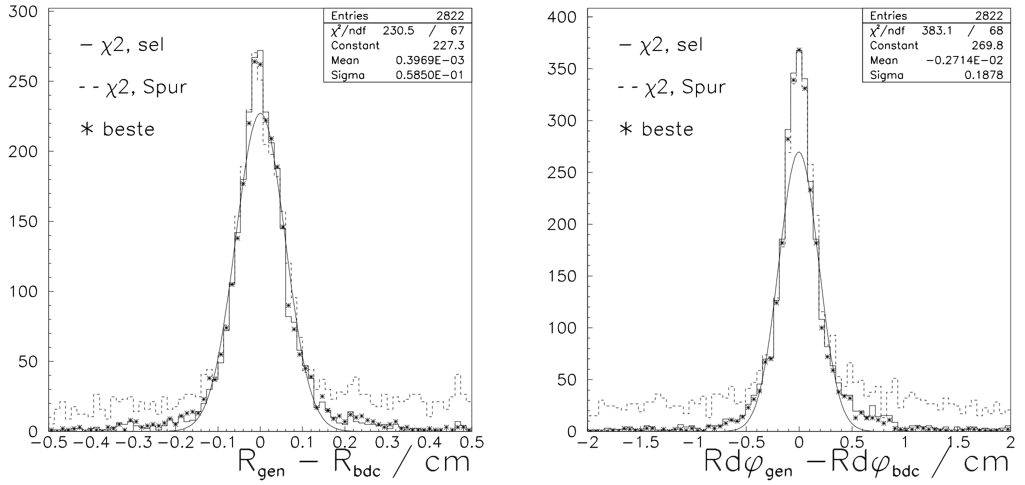

Abbildung 4.4: *Abstandsverteilung von rekonstruierter und generierter Spur in r und rdφ (Simulations-Studie). Die rekonstruierte Spur wurde nach verschiedenen Kriterien selektiert (kleinster Abstand zur generierten sog. 'beste', kleinstes χ^2_{Spur}, kleinstes χ^2_{sel}) und den Verteilungen eine Gaußverteilung angepasst. Es wurde auf die gleichen Maximalwerte normiert. Die Abstandsverteilung nach dem Kriterium ,,kleinstes χ^2_{sel}" stimmen gut mit der ,,besten" Spur überein.*

Erwartung übereinstimmen. Diese unphysikalischen Spuren sollen durch das Selektionskriterium abgetrennt werden.

Die Spuren, für die χ^2_{sel} minimal wird, sind in Abbildung 4.3 als durchgezogene Linie gezeichnet. Durch das Minimieren werden bei der Selektion Spuren unterdrückt, deren Steigungen nicht mit der physikalischen Erwartung übereinstimmen und Spuren bevorzugt, deren χ^2_{Spur} klein ist.

Mit Hilfe der Simulation (vgl. Abschnitt 3.5) kann gezeigt werden, daß die so selektierten Spuren der Positronspur entsprechen. In Abbildung 4.4 ist die Abstandsverteilung von Spuren, die das kleinste χ^2_{sel} haben, von der generierten als durchgezogene Linie dargestellt. Die Verteilung kann durch eine Gauß-Verteilung beschrieben werden, aus der auch die Auflösung für die Messung des Durchstoßpunktes abgeschätzt werden kann. Der hier ermittelte Wert ist vergleichbar mit der Genauigkeit der Spurparameter (siehe Seite 39), wodurch bestätigt wird, daß die richtige Spur gefunden wurde.

Bei großen Abständen gibt es in der Abstandsverteilung geringfügig mehr Spuren, als bei einer Gauß-Verteilung erwartet wird. Um diese zu verstehen, ist die Abstandsverteilung der Spuren, die den kleinsten Abstand zur generierten haben als Sterne eingezeichnet. Diese Verteilung stimmt, auch bei großen Abständen, sehr gut mit der Abstandsverteilung der nach χ^2_{sel} selektierten Spuren überein, sodaß geschlossen werden kann, daß dieses Auswahlkriterium die Positronspur aus den existierenden Spurkandidaten auswählt.

Aus der Abbildung geht auch hervor, daß die Abstandverteilung der Spuren mit dem kleinsten χ^2_{spur} Abständen ≥ 0.5 cm stark von einer Gaußverteilung abweichen. Offenbar gibt es mehrere Spurkandidaten, die mit hoher Wahrscheinlichkeit der tatsächlichen Spur entsprechen. Dieses Kriterium kann also nicht verwendet werden.

Die Anwendbarkeit der Selektion wird für die Daten durch die Abstandsverteilung der Spur

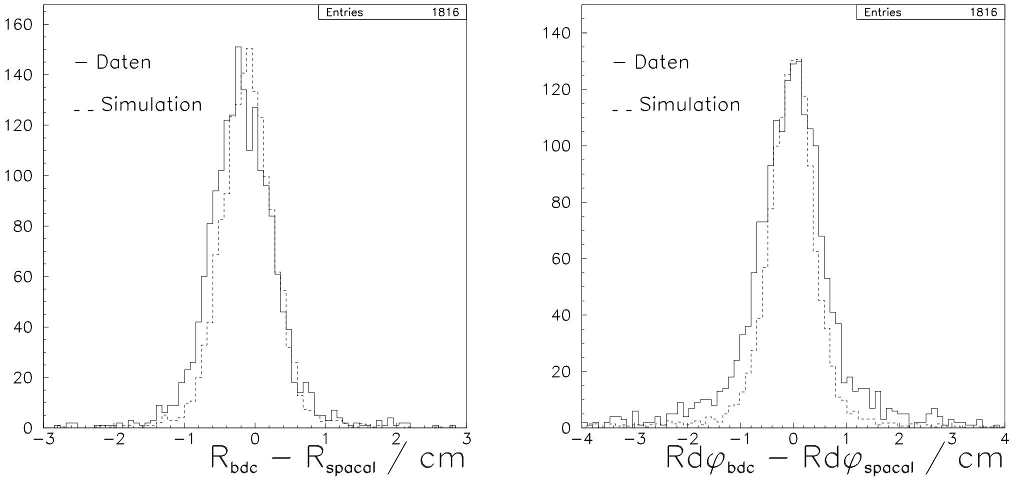

Abbildung 4.5: *Differenz der Ortsmessungen von BDC und SpaCal in radialer und azimuthaler Richtung für Daten und Simulation (gestrichelt). Die Abweichung des Mittelwertes in der radialen Richtung wird durch die SpaCal Rekonstruktion verursacht, wie in Abschnitt 4.3.1 gezeigt wird.*

mit dem minimalen χ^2_{sel} zum Schauerschwerpunkt im SpaCal überprüft. Diese ist in radialer und azimuthaler Richtung in Abbildung 4.5 dargestellt. Aus der gaußförmigen Verteilung der radialen Abstandsverteilung und annähernd gaußförmigen Verteilung in der azimuthalen Abstandsverteilung kann geschlossen werden, daß die „richtige" Spur auch hier gefunden wird. Zum Vergleich ist die Abstandsverteilung der beiden Ortsmessungen in der Simulation ebenfalls eingezeichnet. Die systematische Verschiebung in der radialen Verteilung ist auf die Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes im SpaCal zurückzuführen, wie in Abschnitt 4.3.1 gezeigt wird. Die Abstände sind sowohl in radialer als auch in azimuthaler Richtung in der Simulation kleiner als in den Daten. Diese Abweichung ist auf zu gut angenommene Ortsauflösungen der beiden Detektoren in der Simulation zurückzuführen, wie in Abschnitt 4.3.1 ebenfalls gezeigt wird. Die Form der Verteilung wird aber gut reproduziert, sodaß die Ergebnisse der Simulationsstudien auf die Daten übertragen werden können.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß es bei Ereignissen mit wenig Spuren in der BDC möglich ist, die Positronspur allein aus der Information von Vertex und den Spurparametern zu bestimmen, indem die Größe χ^2_{sel} minimiert wird. Diese Spuren können daher zu systematischen Studien, vor allem des SpaCals, verwendet werden und werden mit Kalibrationsselektion bezeichnet.

4.1.3 Messung der Positronspur bei schauernden Teilchen

Bei dem überwiegenden Teil der Ereignisse schauert das Positron im toten Material vor der BDC auf. Die Richtung des Positrons wird dadurch zwar kaum beeinträchtigt, es treffen aber bis zu 16 geladene Teilchen in einem Bereich von 3-5 mm um das Positron auf [46].

Bei dieser hohen Teilchendichte überlappen die elektronischen Signale, die von verschiedenen Teilchen erzeugt wurden, und es kommt zur Ausbildung von Signalclustern. Dies wird in Abbildung 4.6 schematisch gezeigt. Der Ort des Teilchendurchgangs wird dadurch bei der Rekonstruktion aus der Anstiegsflanke der Signale systematisch zum Draht und zum Rand des Schauers verschoben ermittelt.

Die Information über die Richtung des Positrons geht aber selbst bei großen Signalclustern nicht vollständig verloren, denn es konnte durch Simulationsstudien der entstehenden Teilchen gezeigt werden, daß das Zentrum des Teilchenschauers der Positronrichtung am Vertex entspricht [46]. Beispielsweise sind die Abweichungen der Teilchen von der Positronrichtung am Vertex beim Durchlaufen von totem Material mit einer Dicke von 0.5 Strahlungslängen geringer als die Ortsauflösung der Kammer, selbst bei 2.5 Strahlungslängen werden 85 % der Teilchen weniger als 1 mm abgelenkt [46].

Im folgenden werden zwei, vom Ansatz her unterschiedliche, Verfahren zur Rekonstruktion des Streuwinkels bei schauernden Positronen diskutiert. Nach den oben erwähnten Ergebnissen der Simulation liegt es nahe nach einer Methode zu suchen, die das Zentrum des Schauers, und damit die Richtung des Positrons am Vertex, aus dem Schwerpunkt der Signalcluster oder der rekonstruierten Spuren ermittelt. Dies wird zunächst diskutiert.

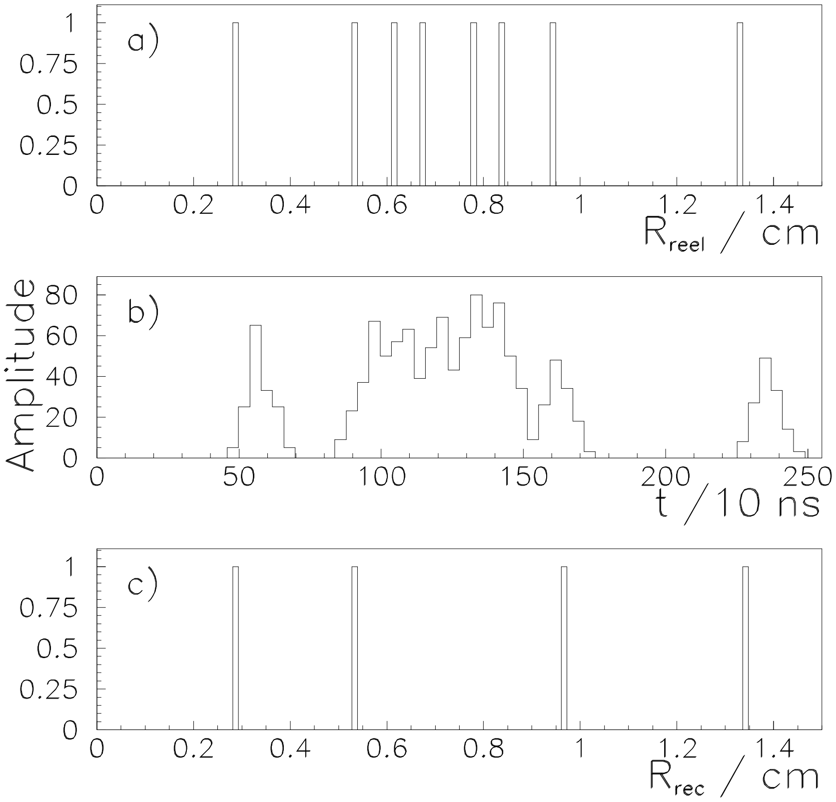

Abbildung 4.6: *Schematische Darstellung des Ansprechverhaltens der BDC bei schauernden Teilchen. a) Durchstoßpunkte der Teilchen innerhalb einer Driftzelle relativ zum Draht. b) Elektrische Signale der Kammer bei dieser Verteilung der Teilchen. c) Rekonstruierte Durchstoßpunkte aus der Anstiegsflanke der Signale in b).*

Da diese Ergebnisse nicht der angestrebten Präzision der Ortsmessung entsprechen, wird ein Auswahlkriterium für Einzelspuren in der BDC dargestellt, um die Positronspur von den anderen Teilchenspuren zu trennen. Dabei wird zwar eine schlechtere Ortsauflösung durch die verzerrten Signale erwartet, es wird aber gezeigt, daß dieses Verfahren trotzdem genauer ist als die Schwerpunktsmethoden.
Die folgenden Untersuchungen wurden ausschließlich an Daten durchgeführt, da sowohl die Verteilung des toten Materials im H1-Detektor als auch das Ansprechverhalten der Kammer bei Teilchenschauern im Detail nicht simuliert sind (siehe auch Abschnitt 3.4.2).

Der Schaueralgorithmus

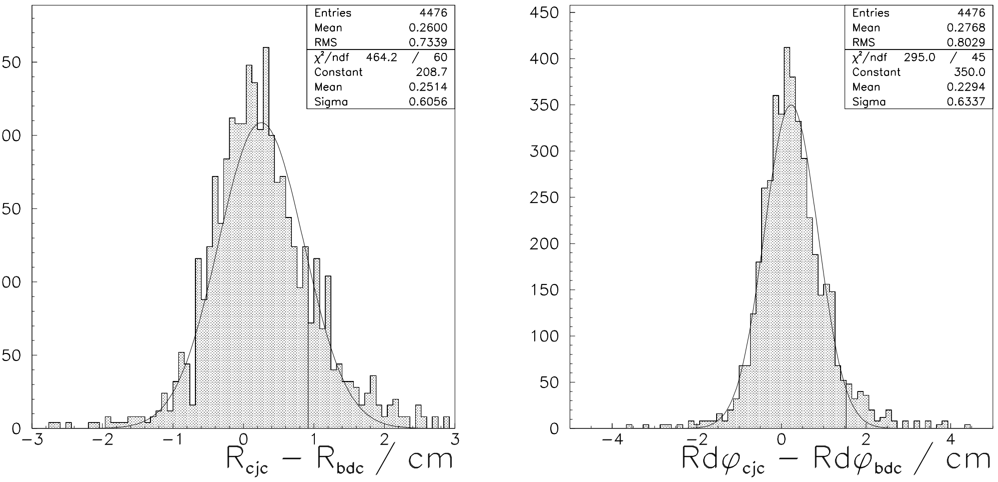

Abbildung 4.7: *Differenz der Ortsmessungen der zentralen und der BDC-Spur für Ereignisse mit mehr als 5 BDC-Spuren in radialer (a) und azimuthaler (b) Richtung. Die BDC-Spur wurde mit dem Schauer-Algorithmus rekonstuiert. Es ist eine systematische Verschiebung zu kleineren Radien sichtbar.*

Beim Schaueralgorithmus wird der Durchstoßpunkt des Positrons innerhalb einer Lage aus dem Ladungsschwerpunkt der elektronischen Signale ermittelt. Hierfür werden die Signale zu Clustern zusammengefaßt, die sich radial über mehrere Driftzellen erstrecken können. Die große radiale Ausdehnung macht es erforderlich, zu ermitteln, auf welcher Seite des Drahtes die Ladung erzeugt wurde. Dafür werden innerhalb einer Doppellage die Signale einer Lage mit der Aktivität, die in der dahinterliegenden Lage gemessen wurde, korreliert [47]. Die Ladungsschwerpunkte der so gebildeteten Signalcluster werden zu einer Spur verbunden, wobei dieselbe Anpassung der Spurparameter wie bei nicht-schauernden Positronen erfolgt. Eine genauere Beschreibung dieser Methode wird in [44] gegeben.
Ein Problem dieser Methode ist, daß niederenergetische Schauerteilchen, die durch das Magnetfeld zu kleinen Radien hin gelenkt werden, den Ladungsschwerpunkt und dadurch auch die Ortsmessung systematisch in diese Richtung verschieben. Dies kann durch Vergleich mit einer Spur gezeigt werden, die auch im zentralen Spurkammersystem gemessenen wurde, und als Helix vom Vertex in die BDC-Ebene extrapoliert wird (siehe Abbildung 4.7), wobei die Selektion der zentralen Spur wie in Abschnitt 4.3.1 erfolgte. Die Schwerpunkte der Verteilun-

gen sind systematisch um etwa 2.3 bzw. 2.6 mm in R und R$d\phi$ verschoben.
Ein weiterer Nachteil dieses Verfahrens ist, daß es auf die Simulation nicht angewandt werden kann, weil die Signalformen in der Kammer nicht simuliert werden. Aus diesen Gründen wurde es für diese Analyse nicht verwendet.
Es wurden weitere Verfahren, wie die Messung mit dem Schwerpunkt der rekonstruierten Spuren oder die Messung mit dem Schwerpunkt einer Auswahl von Spuren, mit Hilfe der Simulation untersucht. Bei den verschiedenen Methoden wurde der Ort des Teilchendurchgangs entweder systematisch verschoben rekonstruiert, oder es gab einen großen Anteil an Ereignissen, bei denen der Ort in der Größenordnung $\mathcal{O}(cm)$ vom Durchstoßpunkt entfernt ermittelt wurde.
Die hier vorgestellten Ergebnissen zeigen, daß eine zuverlässige, präzise Messung der Positronposition, die nur auf der BDC beruht, nicht möglich ist. Es ist daher naheliegend den Streuwinkel des Positrons statt mit der BDC aus dem Schauerschwerpunkt im Spacal zu bestimmen, da dieser Schwerpunkt durch Gewichtung der Energie ermittelt wird und daher die niederenergetischen Teilchen die Messung nicht stark beeinflußen (siehe Abschnitt 4.4.1, Gleichung 4.4.19). Dabei stellt sich aber das Problem, daß der Schauerschwerpunkt je nach geometrischer Lage des Auftreffpunktes systematisch um bis zu $\pm 1\,mm$ verschoben rekonstruiert wird, wie in Abschnitt 4.3.1 gezeigt wird. Daher kann auch mit dem SpaCal alleine die angestrebte Präzision der Streuwinkelmessung nicht erreicht werden. Die gewählte Methode, die im Folgenden vorgestellt wird, kombiniert daher SpaCal und BDC Information.

Auswahl von Einzelspuren mit Hilfe des Schauerschwerpunkts im SpaCal, Standardselektion

Wendet man das Auswahlkriterium χ^2_{sel}, das für Ereignisse mit weniger als fünf Spuren in der BDC entwickelt wurde, auf schauernde Positronen an, so werden Spuren selektiert, die einen Abstand von einigen cm vom Schauerschwerpunkt des SpaCals haben können (siehe Abbildung 4.8). Offensichtlich stimmt bei Schauern die Spur mit den besten Spurparametern nicht immer mit der Positronrichtung überein. Dies wird darauf zurückgeführt, daß Spuren von Teilchen aus dem Schauer, die so gestreut wurden, daß sie weit weg vom Zentrum des Schauers verlaufen, besser rekonstruiert werden, da dort die elektronischen Signale nicht verzerrt sind, wie oben diskutiert wurde.
Diese Spuren können mit Hilfe des Schauerschwerpunkts im SpaCal von der Positronrichtung unterschieden werden. Dafür werden zunächst die fünf besten Spuren nach dem χ^2_{sel}-Kriterium ausgewählt und dann diejenige zur Messung des Durchstoßpunktes verwendet wird, die den kleinsten Abstand zum Schauerschwerpunkt hat. Die Anzahl der Spuren, aus denen die nächste zum SpaCal-Cluster ausgewählt wird, wurde variiert und dann auf fünf festgelegt, damit einerseits die Abhängigkeit von der Ortsrekonstruktion des SpaCals möglichst gering ist, und andererseits garantiert wird, daß eine Spur, die der Positronrichtung möglichst gut entspricht in der Menge der Spuren enthalten ist.
Abbildung 4.8 zeigt die radiale und die azimuthale Abstandsverteilung zwischen BDC-Spur und Schauerschwerpunkt für diese Selektion. Zum Vergleich ist der Abstand zum Schauerschwerpunkt von allen Spuren und der allein nach χ^2_{sel} selektierten Spur ebenfalls eingezeichnet. In der azimuthalen Abstandsverteilung unterscheidet sich die Selektion mit SpaCal von der intrinsischen Auswahl erheblich stärker als in der radialen Abstandsverteilung. Der azimuthale Abstand vom Schauerschwerpunkt dominiert also die Spur-Selektion.
Die Selektion mit Hilfe des Schauerschwerpunkts wird für die weiteren Untersuchungen als

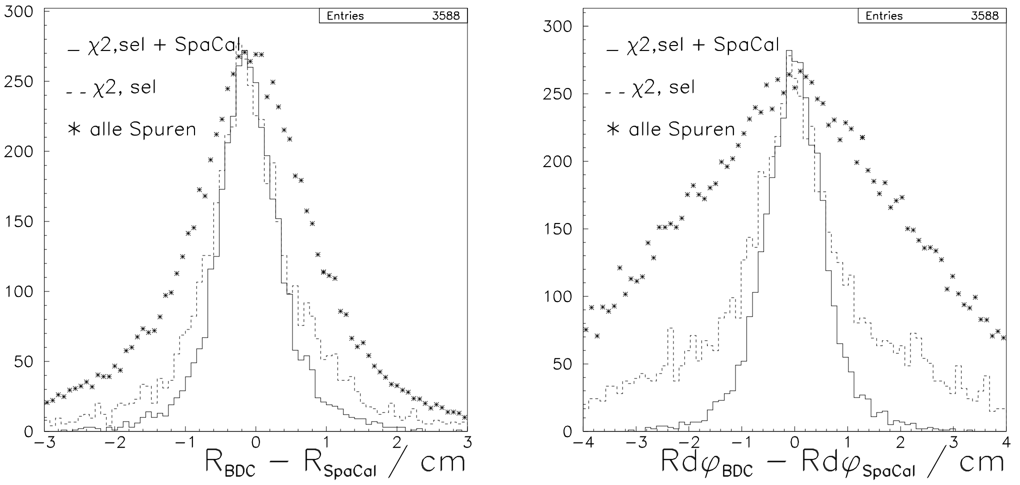

Abbildung 4.8: *Radiale und azimuthale Abstandsverteilung zwischen BDC-Spur und Schauerschwerpunkt im SpaCal für Ereignisse mit mehr als fünf BDC-Spuren. Vergleich der Methoden zur Ermittlung des Streuwinkels am Vertex. Die verschiedenen Verteilungen werden auf die gleichen Maximalwerte normiert.*

Standardselektion bezeichnet, und wird für die Analyse der Proton-Strukturfunktion für alle Ereignisse - unabhängig von der Anzahl der gefundenen Spuren - verwendet.

4.2 Die Ortskalibration

Für die Messung des Streuwinkels des Positrons ist es notwendig, die Position der BDC-Drähte relativ zum Wechselwirkungspunkt und zum Positronstrahl zu kennen. Das zentrale Spurkammersystem ist am besten geeignet um durch Messung von Spuren unter großen Winkeln zur Strahlachse eine Position relativ zur Strahlachse genau zu bestimmen. Die Position der BDC wurde daher an die Geometrie des zentralen Spurkammersystems angeschlossen, indem Spuren genutzt werden, die in beiden Systemen registriert werden.

Der Aufbau der BDC legt es nahe, die Drahtpositionen in mehreren Schritten zu ermitteln. Die Drähte der BDC sind auf Modulen befestigt, die die acht Sektoren einer Doppellage bilden (siehe auch Abschnitt 3.4.2). Diese Drahtmodule werden in Container eingeschoben, die wiederum im Gesamtaufbau der BDC fest miteinander verbunden sind. Die BDC kann daher in erster Nährung als Kreisscheibe angesehen werden, deren Position im Raum an verschiedenen Punkten festgelegt und durch sechs Parameter - drei der Translation und drei der Rotation - beschrieben wird.

Dies geschieht im Außenbereich der BDC mit Hilfe von Spuren, die im zentralen Spurkammersystem gemessen und in die BDC-Ebene extrapoliert werden. Wegen des Akzeptanzbereichs des zentralen Spurkammersystems (siehe Abschnitt 3) treffen sie bei einem Radius zwischen 35 cm und 70 cm auf.

Im zweiten Schritt wird die Lage der einzelnen Drahtmodule untersucht, indem mit denselben Referenzspuren die Residuenverteilungen der vier Doppellagen einzeln betrachtet werden.

Im letzten Abschnitt wird die Lage der einzelnen Drähte auf den Drahtmodulen betrachtet, und die Genauigkeit der Drahtposition im Außen- und im Innenbereich, in dem keine Referenzspuren existieren, aus der genauen Kenntnis der Kammergeometrie gewonnen.

4.2.1 Ausrichten der Kammer zum zentralen Spurkammersystem

Die BDC wird relativ zu den zentralen Spurkammern mit Teilchenspuren ausgerichtet, die im zentralen Bereich präzise gemessen sind und eine gute Extrapolation der Spur in die BDC-Ebene erlauben. Für die Ortskalibration wurden daher Ereignisse verwendet, die einen gut definierten Vertex besitzen und bei denen mindestens ein Teilchen eine gute Spur sowohl im zentralen Spurkammersystem als auch in der BDC erzeugt hat.
Dafür werden folgende Anforderungen an den Ereignisvertex und die Spuren gestellt, die vor allem von geladenen Pionen erfüllt werden:

- der rekonstruierte Ereignisvertex darf nicht mehr als 30 cm vom nominalen Vertex entfernt liegen und die Anzahl der Spuren, aus denen der Ereignisvertex im zentralen Spurkammersystem bestimmt wird, muß größer als 5 sein und sein Fehler kleiner als 0.2 cm. Die Präzision des Ereignisvertex ist notwendig, da dieser zur Extrapolation der Spur verwendet wird.

- die zentrale Spur muß aus mindestens 3 Treffern der inneren z-Kammer und 12 Treffern der zentralen Jetkammern rekonstruiert worden sein. Bei der Entwicklung der Auswahlkriterien zeigte sich, daß die hohe Anzahl von Treffern in den z-Kammern wesentlich ist, da die z-Komponente des Teilchendurchgangs mit der Jetkammer bei Spuren, die in den Rückwärtsbereich gehen, systematisch verschoben bestimmt wird. Durch Verbindung der Information von Jetkammer und z-Kammern wird der der Einfluß dieses Effekts zwar geringer, kann jedoch erst ab 3 Treffern vernachlässigt werden.

- der transversale Impuls des Teilchens muß größer als 1.2 GeV sein. Dadurch wird eine hohe Präzision in der azimuthalen Position des Auftreffpunktes erreicht.

- gibt es mehrere Spuren, die in die BDC-Ebene extrapoliert werden, so müssen sie dort einen Abstand von mindestens 10 cm haben, um eindeutige Zuordnung zur extrapolierten zentralen Spur zu ermöglichen.

- die BDC-Spur muß aus mindestens 5 Treffern gebildet worden sein und darf nicht weiter als 8 cm vom Durchstoßpunkt der extrapolierten Spur entfernt liegen.

- gibt es mehrere BDC-Spuren, so müssen sie untereinander einen Abstand von mindestens 10 cm haben.

Mit diesen Ereignissen wird die BDC-Position durch den Abstand der Einzeldrahtkoordinate der BDC von den Auftreffpunkten der extrapolierten zentralen Spur bestimmt. Dafür gibt es zwei Gründe: Zum einen sind die Einzeldrahtkoordinaten besser geeignet als Spurparameter, weil so systematische Effekte der Rekonstruktion vermieden werden können. Ferner kann die Position einzelner Lagen oder Drähte mit Spuren nicht gemessen werden, da bei der Bildung der Spuren über mehrere Treffer gemittelt wird.
Die rekonstruierten Spuren werden aber dennoch benötigt, denn durch die Kombination der Treffer zu Spuren wird die Innen-Außen-Ambiguität gelöst und nicht korrelierte Signale unterdrückt.

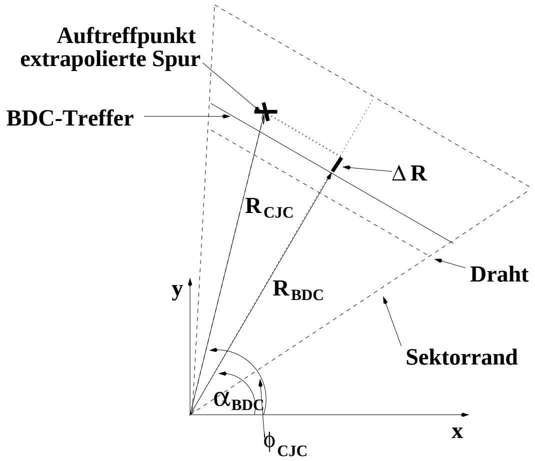

Abbildung 4.9: *Definition der Residuen in einem Sektor der BDC, schematisch.*

Da wir mit einzelnen Treffern in der BDC arbeiten, ist die genaue Ortsinformation nur in der radialen Projektion gegeben, in azimuthaler Richtung wird sie nur durch die Breite des Sektors festgelegt. Die Residuen, das heißt der Abstand zwischen der Referenzspur und dem BDC-Treffer, werden bestimmt, indem in jedem Sektor einer Lage die radiale Differenz in der Projektion auf die Mittelsenkrechte gebildet wird. Dies ist schematisch in Abbildung 4.9 dargestellt. Als analytischer Ausdruck ergibt sich:

$$\Delta R = R_{BDC} - R_{CJC} \cdot \cos(\varphi_{CJC} - \alpha_{BDC}) \tag{4.2.6}$$

wobei α_{BDC} der Winkel ist, der der Mittelsenkrechten des getroffenen BDC-Sektors entspricht und r_{BDC} der Radius des BDC Treffers bei diesem Winkel ist, r_{CJC} die radiale und φ_{CJC} die azimuthale Komponente des Auftreffpunkts der zentralen Spur. Bei genauer Ortskalibration sind die Residuen um 0 verteilt.

Position entlang der Strahlachse

Ein Versatz der Kammer entlang der Strahlachse bewirkt, daß die zentrale Spur zu einer falschen z-Position extrapoliert wird. Da die verwendeten Spuren eine Steigung von etwa 20° haben, verursacht die falsche Extrapolation eine radiale Abweichung der Residuen von 0, die mit der Steigung der Spur zunimmt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.10 schematisch dargestellt und wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\Delta R = \Delta z \cdot \tan\theta \tag{4.2.7}$$

In Abbildung 4.10 a) sind die Residuen gegen $\tan\theta$ aufgetragen. Sie sind nicht um 0 verteilt und eine leichte Steigung ist sichtbar. Die Position der Kammer wurde aus dieser Verteilung bestimmt, indem der Bereich von $\tan\theta$ in 12 Abschnitte unterteilt wurden, in denen die Mittelwerte der Residuen gebildet wurden. Diese Mittelwerte wurden als Funktion von $\tan\theta$ an die Funktion 4.2.7 angepasst. Aus der Anpassung folgt, daß die BDC um dz=-0.82 cm entlang der Strahlachse versetzt steht. Der Fehler dieser Angabe beträgt $300\mu m$ und ergibt sich aus der Anpassung.

Die Kammerposition wurde mit diesem Wert korrigiert, wodurch die Residuen um 0 verteilt ist, wie aus Abbildung 4.10 b) hervorgeht.

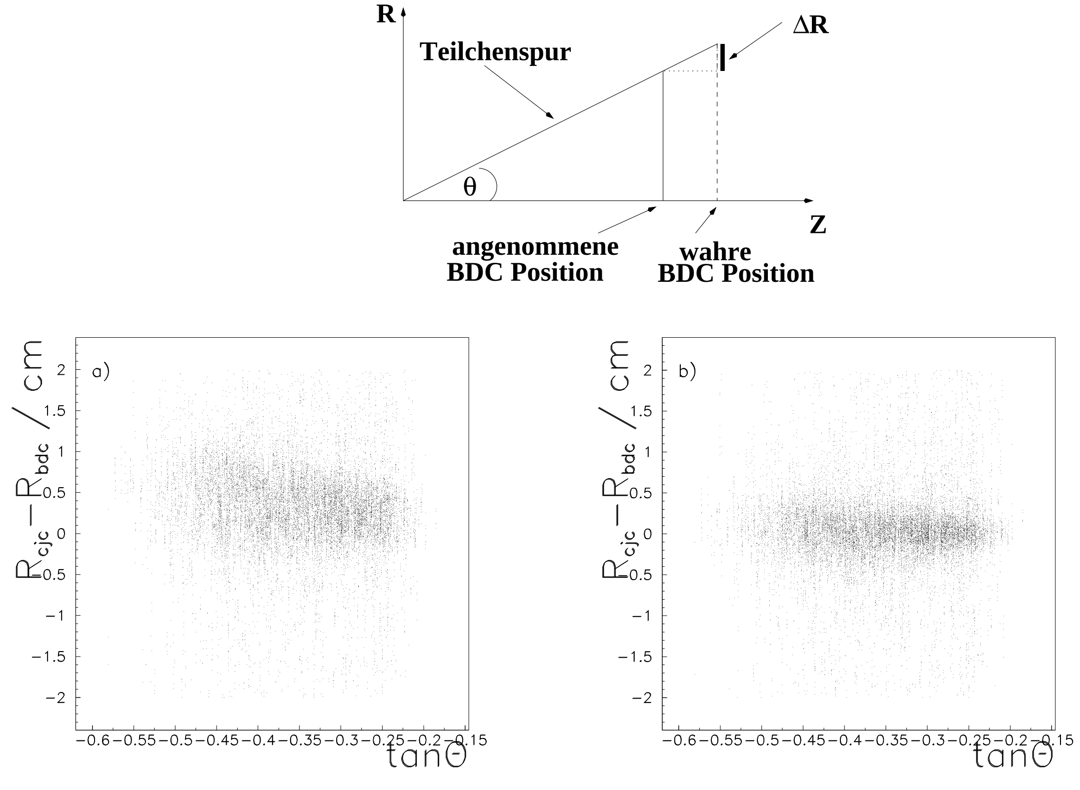

Abbildung 4.10: *Bestimmung der BDC-Position entlang der Strahlachse. Prinzip und Messung der Residuen* $R_{CJC} - R_{BDC}$ *gegen* $\tan\theta$*. (a) vor der Korrektur (b) nach der Korrektur.*

Position in der $r\varphi$-Ebene

Eine Verschiebung der Kammer entlang der x- oder y-Achse des Koordinatensystems führt dazu, daß die mit der BDC gemessenen Radien nicht den Abstand zum Koordinatenursprung, sondern zu einem verschobenen Punkt $M(x_m, y_m)$ angeben. Die Differenz zwischen extrapolierter zentraler und rekonstruierter BDC Spur entspricht der Differenz zweier Kreise mit gleichem Radius, aber unterschiedlichem Mittelpunkt, wie in Abbildung 4.11 dargestellt. Die beiden Kreislinien ρ_1 und ρ_2 können in Polarkoordinaten beschrieben werden:

$$\rho_1^2 - 2 \cdot \rho_1 \rho_m \cdot \cos(\varphi - \varphi_m) + \rho_m^2 = R^2 \tag{4.2.8}$$

$$\rho_2^2 = R^2 \tag{4.2.9}$$

wobei ρ_m und φ_m, die Koordinaten des verschobenen Mittelpunktes M und R der Radius des Kreises sind. Aus der Differenz der beiden Kreise folgt näherungsweise, wenn gilt $\rho_0 \ll \rho_1$ und $\rho_0 \ll \rho_2$:

$$\rho_1 - \rho_2 = x_m \cdot \cos\varphi + y_m \cdot \sin\varphi \tag{4.2.10}$$

Abbildung 4.11 a) zeigt die Residuen als Funktion des Azimuthwinkels φ. Eine klare Struktur ist sichtbar. Um die genauen Werte der Verschiebung ermitteln zu können, wurden die Daten

in 16 φ-Intervalle unterteilt und die analytische Funktion an die gemessenen Mittelwerte der Abweichungen angepaßt.
Abschließend wurde iterativ abwechselnd zunächst die z- und dann die xy-Position bestimmt. Die Iteration wurde abgebrochen, als die Korrekturen kleiner als 0.015 cm waren. Aus diesem Wert wird auch der Fehler abgeschätzt.
Als Resultat ergibt sich eine Verschiebung der BDC entlang der y-Achse von dy=0.098 ± 0.015 cm und entlang der x-Achse von dx=0.292 ± 0.015 cm. Die Position für die Rekonstruktion wurde entsprechend korrigiert.

Rotation um die Achsen des Koordinatensystems

Es ist möglich, daß die Position der Kammer gegenüber der angenommenen um eine der drei Koordinatenachsen gedreht ist. Eine solche Rotation bewirkt eine systematische Verschiebung der Messung in radialer Richtung, die nach außen, d.h. zu großen Radien, hin zunimmt und daher mit den hier verwendeten Referenzspuren gut kontrolliert werden kann.
Eine Verkippung der Kammer um die x- bzw. y-Achse des Koordinatensystems würde sich in unterschiedlichen Mittelwerten der Residuen bei positiven und negativen x (y) bemerkbar machen. Die Residuen wurden bei einem mittleren x (y) von 50 cm und -50 cm betrachtet. Die Differenz der Mittelwerte ist kleiner als 500 μm, sodaß die Rotation um diese Achsen kleiner als 0.5° ist.
Eine mögliche Rotation der Kammer um die Strahlachse bewirkt eine Verbreiterung der Residuenverteilung, aus der nicht direkt auf den Rotationswinkel geschlossen werden kann, wie im Folgenden gezeigt wird. Bei der Betrachtung einzelner Doppellagen der Kammer kann jedoch aus der Variation der Residuen mit dem Azimuthwinkel φ ein Rotationswinkel bestimmt werden. In Abbildung 4.12 ist das Verhalten der Residuen in einem Sektor bei Verdrehung um einen Winkel δ schematisch dargestellt. Die relative Lage von angenommener und tatsächlicher Drahtposition bewirkt einen Versatz der Residuen, der mit dem Abstand vom Schnittpunkt der beiden Drahtpositionen zunimmt. Dieses Verhalten kann beobachtet werden, wenn die Residuen als Funktion des Azimuthwinkel φ betrachtet werden.
Da eine Verdrehung erwartet wird, die klein ist im Vergleich zur Sektorbreite von 45°, liegt der Schnittpunkt in erster Näherung in der Mitte des Sektors. Hier stimmen angenommene und tatsächliche Drahtposition überein; es ist also keine Abweichung der Residuen zu erwarten. Mit zunehmenden Abstand von der Mitte nimmt die Abweichung der Residuen von 0 zu, wobei das Vorzeichen der Abweichung vor und hinter der Mitte unterschiedlich ist. Der maximale Abstand, der erreicht werden kann, wird von der Drahtlänge bzw. dem Sektorrand bestimmt und beträgt

$$\Delta R = \frac{L}{2} \cdot \sin\delta, \tag{4.2.11}$$

wobei ΔR dem Residuum, L der Länge des Drahtes und δ der Verdrehung der tatsächlichen Drahtposition gegen die angenommene entspricht. Durch die Verdrehung der Doppellagen gegeneinander variiert die azimuthale Position der Sektoren und verdeckt diesen Effekt.
Zur Bestätigung des theoretisch beschriebenen Verhaltens der Residuen bei Rotation zeigt die Abbildung 4.12 rechts die Residuenverteilung der zweiten Doppellage bei einer simulierten Verdrehung von 1° und einem mittleren Radius von 48 cm. Bei diesem Radius beträgt die Drahtlänge 40 cm. Die Sektorstruktur der Kammer ist durch die Sektorränder bei $i \cdot 0.78$ mit $i = 0, .., 8$ klar erkennbar. Die Abweichung der Residuen an diesen Stellen ist mit dem nach

Gleichung 4.2.11 erwarteten Wert von 3.4 mm verträglich. Bei den jeweiligen Sektormitten sind die Residuen um 0 verteilt, und das Vorzeichen der Residuen wechselt in der Mitte und an den Rändern der Sektoren.

In Abbildung 4.12 sind die gemessenen Residuen der zweiten Doppellage gegen φ aufgetragen. Es kann kein Rotationseffekt beobachtet werden. Die mittlere Drahtlänge beträgt bei den hier betrachteten Ereignissen 20 cm. Aus Abbildung 4.12 wird abgeschätzt, daß ein Versatz der Mittelwerte der Residuen von etwa 1 mm sichtbar wäre, daraus ergibt sich mit Hilfe von Gleichung 4.2.11, daß der Rotationswinkel δ maximal 0.28° betragen kann.

Damit sind die sechs Parameter zur Beschreibung der BDC-Position bekannt (vgl. Tabelle 4.2) und werden bei der Rekonstruktion des Streuwinkels verwendet.

Die Betrachtung der Residuen in den einzelnen Doppellagen als Funktion des Azimuthwinkels φ wurde außerdem dazu verwendet, die relative Position der einzelnen Drahtmodule im Gesamtaufbau der Kammer zu bestimmen. Es wurde keine Abweichung von der angenommenen Postition beobachtet, sodaß hier keine Korrektur notwendig ist. Dieses Ergebnis stimmt mit den Erwartungen aufgrund der mechanischen Toleranzen überein. Die Geometrie ist also bis auf die Lage der Drähte relativ zum Drahtmodul festgelegt.

Mögliche systematische Effekte, die zu einer falschen Ausrichtung der Kammer führen könnten, wurden untersucht. Insbesondere die Abhängigkeit vom Ladungsvorzeichen der Teilchenspur, von der Systematik der zentralen Spur (transversaler Impuls, Beitrag der inneren z-Kammer zur Spur), von der Einteilung der Bereiche, in dem der Mittelwert bestimmt wurde (*binning*), dem geometrischen Bereich, in dem die Funktion an die Daten angepasst wurde und den verschiedenen Lagen der BDC. Die Abweichungen, die bei diesen Untersuchungen gefunden wurden, sind vernachlässigbar im Vergleich zu den Fehlern der Ortsangaben und müssen daher nicht berücksichtigt werden.

x (mm)	y (mm)	z (mm)	Rotation um x	Rotation um y	Rotation um z
-2.92 ± 0.15	0.98 ± 0.15	-8.2 ± 0.3	$0 \pm 0.5°$	$0 \pm 0.5°$	$0 \pm 0.3°$

Tabelle 4.2: *Position der BDC im H1-Detektor während der Datennahme 1995, Genauigkeit der Positionsbestimmung*

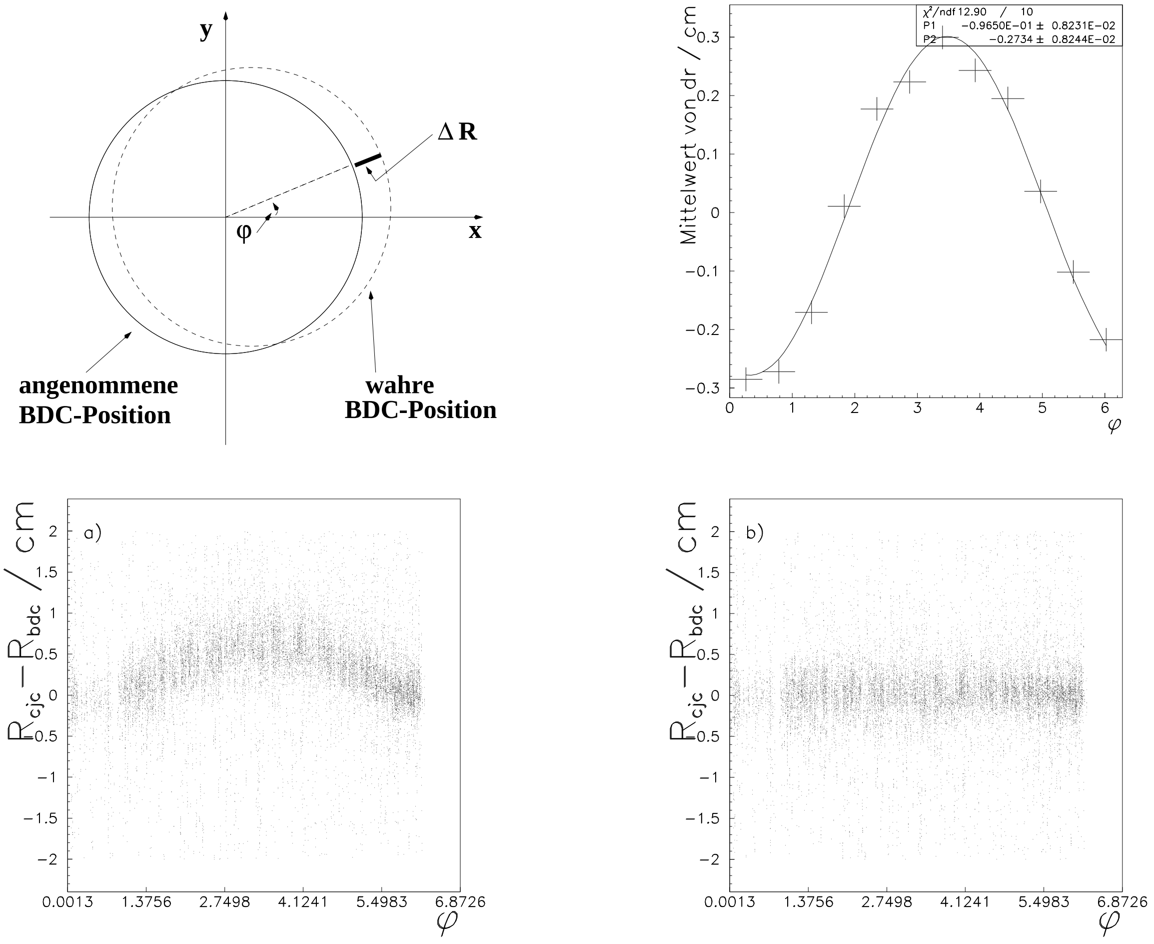

Abbildung 4.11: *Bestimmung der BDC-Position in der $R\varphi$-Ebene. Prinzip und Messung der Residuen $R_{CJC} - R_{BDC}$ gegen φ. Die Verschiebung der BDC in x und y Richtung bewirkt eine mittlere Verschiebung der Residuen als Funktion von φ, die mit Gleichung 4.2.10 beschrieben wird. (a) Residuenverteilung vor der Korrektur (b) Mittelwert der Residuen $R_{CJC} - R_{BDC}$ bei unkorrigierter BDC-Position in Intervallen von φ und Ergebnis der Anpassung der Funktion 4.2.10 an die Daten (c) Residuenverteilung nach der Korrektur: die Residuen sind um 0 verteilt und unabhängig von φ.*

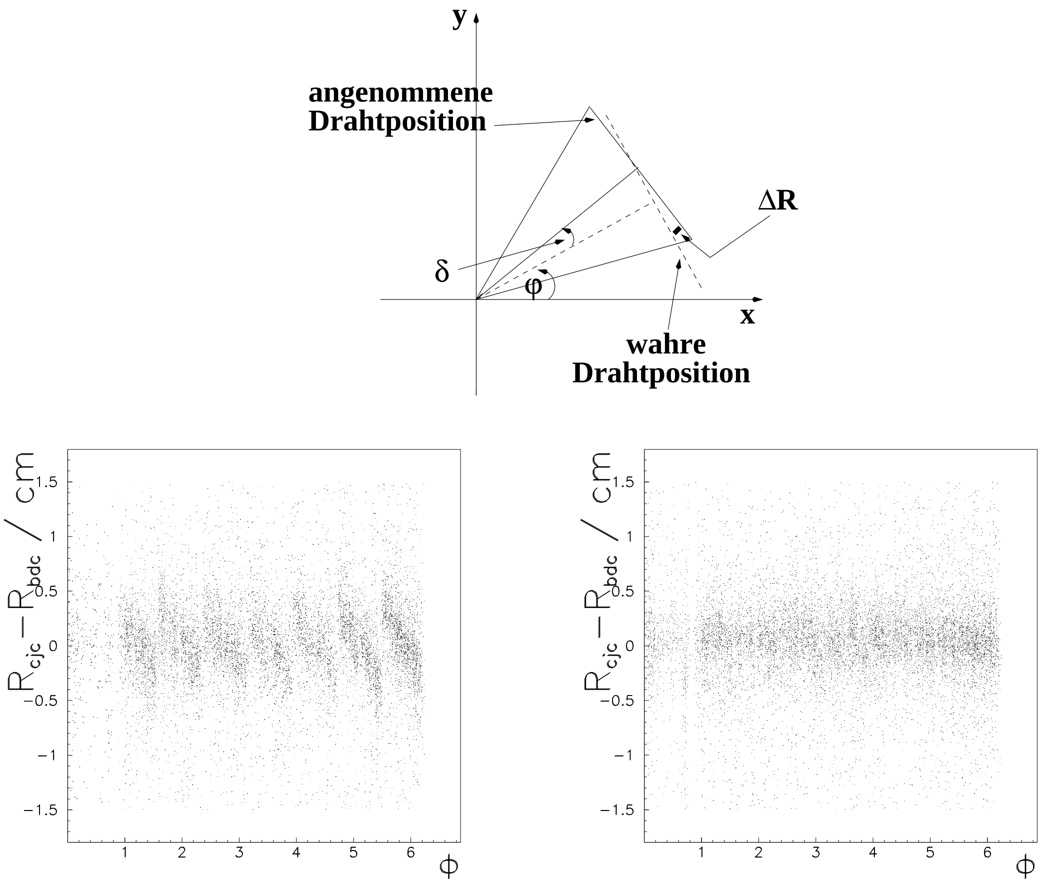

Abbildung 4.12: *Bestimmung des Rotationswinkels der BDC um die Strahlachse. Prinzip, Simulation und Messung.* **Links:** *Verhalten der Residuen der zweiten Doppellage bei einer angenommenen Verdrehung von* $\delta = 1^\circ$. **Rechts:** *gemessene Residuenverteilung: es ist keine Struktur sichtbar. Der erste Sektor war während der Datennahme ausgeschaltet, daher wiederholt sich die Struktur nur sieben mal.*

4.2.2 Genauigkeit der Drahtpositionen

Die Lage der einzelnen Drähte auf einem Modul wurde kontrolliert, indem die Geometrie eines Drahtmoduls, das nicht in die BDC eingebaut ist, auf dem Messtisch vermessen wurde. Die gemessene Drahtpositionen dieses Moduls stimmen mit einer Genauigkeit von $30\,\mu$m mit der angenommenen überein, die maximale Abweichung betrug $68\,\mu$m. Da alle Module mit der selben Schablone gefertigt wurden, ergibt sich, daß die Fertiggungsgenauigkeit für die Position der einzelnen BDC-Drähte in der Größenordnung $\mathcal{O}(100\,\mu m)$ beträgt.

Ein Hinweis auf fehlerhafte Position von Drähten wäre, daß der Abstand zwischen BDC-Treffer und der aus ihnen gebildeten Spuren größer ist. Dieses Verhalten wurde untersucht und kein Unterschied zwischen dem Innen- und dem Außenbereich der Kammer beobachtet [44].

Systematische Verschiebungen der BDC-Messung können auch auftreten, wenn der Abstand des BDC-Treffers vom Draht aus dem elektronischen Signal falsch berechnet wird. Die Driftgeschwindigkeit und der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs sind mit einer Präzision von 3 % (1 % grosse Zellen) bzw. 3 ns (2 ns) bekannt [44], wodurch ein Fehler von maximal $150\,\mu m$ in radialer Richtung verursacht werden kann.

Da die Driftzellen der BDC so angeordnet sind, daß das Teilchen in den verschiedenen Lagen abwechselnd außen und innen am Draht vorbeigeht (siehe Abbildung 3.5) führt dieser Effekt in erster Näherung nicht zu einem Versatz der Spur.

4.2.3 Einfluß der Positionsbestimmung auf den Fehler der Streuwinkelmessung

Zusammenfassend läßt sich der Einfluß der Fehler der Positionsbestimmung auf die Streuwinkelmessung abschätzen. Diese wird nur beeinflußt, wenn fehlerhafte Positionsmessungen zu einer systematischen radialen Verschiebung des Treffers führen. Werden die systematischen Unsicherheiten der Positionsbestimmung linear addiert, so ergeben sich maximal systematische Verschiebungen von $350\,\mu m$, das ist deutlich größer als die Genauigkeit der Drahtposition auf den Modulen. Daher bestimmt die Genauigkeit der geometrischen Position der BDC den systematischen Fehler in radialer Richtung. Bei dieser Präzision hat er jedoch keinen erheblichen Einfluß auf die Messung des Streuwinkels.

4.3 Ortsauflösung und Ansprechwahrscheinlichkeit der BDC

In diesem Abschnitt werden die Auflösung und die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammer für die Messung von Positronen aus tiefinelastischer Streuung untersucht. Die Ergebnisse der vorherigen Abschnitte, die Spurselektion und die Korrektur der geometrischen Position, sind hier bereits berücksichtigt.

4.3.1 Genauigkeit der Ortsmessung mit der BDC für Positronen

Die Genauigkeit der Ortsmessung der BDC geht direkt in die Genauigkeit der Messung des Streuwinkels ein. Es ist also notwendig die Ortsauflösung der BDC sowohl für schauernde als auch für nicht schauernde Positronen aus tiefinelastischer Streuung zu kennen.

Die Auflösung wird bestimmt, indem der Ort des Positrons in der BDC-Ebene mit der BDC, der extrapolierten Spur aus dem zentralen Spurkammersystems, und dem SpaCal gemessen

und die Ergebnisse verglichen werden. Durch den Akzeptanzbereich des zentralen Spurkammersystems liegt der zugängliche Bereich bei Radien größer als 35 cm. Im Innenbereich wird die Auflösung mit Hilfe der Simulation abgeschätzt.
Die Positronspur wird in der BDC aus den angebotenen Spurkandidaten nach zwei verschiedenen Methoden selektiert[1]. Da die Genauigkeit der Ortsmessung von der Selektion abhängen kann, wird sie hier sowohl für die Standardselektion und als auch für die Kalibrationsselektion untersucht. Ferner hängt die Auflösung stark davon ab, ob das Positron aufschauert. Deshalb wurde sie für Ereignisse mit kleiner und großer Anzahl von Spuren getrennt ermittelt. Bei den Ereignissen mit weniger als 5 Spuren wird die Auflösung für beide Methoden bestimmt, bei den anderen nur mit der Standardselektion, da die Kalibrationsselektion hier per Definition nicht verwendet wird.
Um eine präzise Messung des zentralen Spurkammersystems zu gewährleisten wurde gefordert, daß die Spur aus mindestens 10 Treffern der zentralen Jet-Kammer und 2 Treffern der inneren z-Kammern gebildet wurde. Um eine gute Extrapolation zu ermöglichen, muß der Ereignisvertex genau bekannt sein, d.h. er muß aus mindestens 5 Spuren gebildet worden sein und sein Fehler darf nicht mehr als $\sigma_z = 2\,\mathrm{cm}$ betragen.
Eine gute Ortsauflösung des SpaCals wird durch die Forderung garantiert, daß die Energie des Positrons größer als 16 GeV ist.
Bei unabhängiger Ortsmessung dieser drei Detektoren gilt

$$\sigma_{CB}^2 = \sigma_C^2 + \sigma_B^2 \tag{4.3.12}$$

$$\sigma_{CS}^2 = \sigma_C^2 + \sigma_S^2 \tag{4.3.13}$$

$$\sigma_{BS}^2 = \sigma_B^2 + \sigma_S^2 \tag{4.3.14}$$

wobei σ_i die Ortsauflösung der einzelnen Detektoren ist mit $i = C(CJC), B(BDC), S(SpaCal)$ und σ_{ij} die Breite der Abstandsverteilung der Ortsmessung der beiden beteiligten Detektoren.
Die Auflösung σ_i der BDC und der anderen Detektoren ergibt sich aus den gemessenen Abstandsverteilungen durch Lösung des linearen Gleichungssystems zu

$$\sigma_B = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (\sigma_{CB}^2 + \sigma_{BS}^2 - \sigma_{CS}^2)} \tag{4.3.15}$$

$$\sigma_C = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (\sigma_{CB}^2 + \sigma_{CS}^2 - \sigma_{BS}^2)} \tag{4.3.16}$$

$$\sigma_S = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (\sigma_{CS}^2 + \sigma_{BS}^2 - \sigma_{CB}^2)} \tag{4.3.17}$$

Bei der Kalibrationsselektion ist die Voraussetzung für die Entfaltung ideal erfüllt, da hier der Ort mit der BDC vollkommen unabhängig vom SpaCal gemessen werden kann. Die Breite der Gauß-Verteilungen wird aus der Abbildung 4.13 entnommen. Daraus ergeben sich nach Gleichung 4.3.15 die in Spalte 1-3 der Tabelle 4.3 aufgeführten Werte. Die hier ermittelte BDC Auflösung ist etwa 25 % schlechter als die Fehler der Spurparameter.

Bei der Standardselektion für diese Ereignisse zeigen die Abstandsverteilungen der drei Detektoren und damit auch die Auflösung keinen signifikanten Unterschied zur Kalibrationsselektion, sie werden in Spalte vier von Tabelle 4.3 angegeben.

---

[1] vergleiche Abschnitt 4.1

Das Problem der hier verwendeten Methode ist die Genauigkeit der Auflösungsbestimmung Δ_i, mit $i = B, C, S$. Sie ist für alle Detektoren gleich und durch die Quadrate in Gleichung 4.3.15 abhängig von der Breite der Verteilungen:

$$\Delta(\sigma_i) = \sqrt{(\sigma_{CB} \cdot \Delta_{CB})^2 + (\sigma_{BS} \cdot \Delta_{BS})^2 + (\sigma_{CS} \cdot \Delta_{CS})^2} \tag{4.3.18}$$

Da die Auflösungen der extrapolierten Spur σ_c und des SpaCals σ_S mehr als doppelt so groß sind wie die der BDC, dominieren sie den Fehler der Messung. Der Fehler der Auflösung der BDC ist fast so groß wie die Auflösung selbst, daher stellen die hier angegebenen Werte nur eine grobe Abschätzung für die BDC-Auflösung dar.

Eine Methode, die die Auflösung der BDC als Abstand von einer durch zentrale Spur und SpaCal gebildete Gerade mißt, hätte zwar den Vorteil, daß aufgrund der Linearität dieser Formel die Breite der Verteilung nicht in die Fehlerabschätzung eingeht. Aber durch die relative Position der drei Detektoren und der schlechten Auflösung vom SpaCal wird keine höhere Auflösung erreicht.

Hierfür würde eine Referenzspur mit größerer Genauigkeit benötigt. Für den H1-Detektor im Betriebsjahr 1995 war dies nicht vorhanden, in Zukunft wird diese Aufgabe von dem neuen Silizium Spurdetektor (BST) übernommen. Wie in Abschnitt 4.4.2 gezeigt wird, wird die Genauigkeit der Analyse der tiefinelastischen Streuung durch die großen Fehler der Ortsauflösung nicht beeinflußt.

Die Auflösung eines SpaCal-Moduls wurde am Elektron-Teststrahl im Energiebereich von 2-7 GeV mit externer Referenz zu $\sigma_{SP} = 4.4\,\mathrm{mm}/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} + 1\,\mathrm{mm}$ bestimmt [38], was deutlich besser ist als der hier ermittelte Wert. Die beiden Werte können aber schlecht verglichen werden, da bei den Teststrahlmessungen der Clusterschwerpunkt mit einem anderen Verfahren rekonstruiert wurde als bei der hier vorgestellten Analyse (vgl. Abschnitt 4.4.1).

Eine schlechtere Auflösung wird auch dadurch erwartet, daß geometrische Unsicherheiten, wie die relative Position der einzelnen SpaCal-Module zueinander und die Ausrichtung des Kalorimeters zum H1-Detektor, auftreten.

Ein Vergleich der Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigt, daß die Auflösung der BDC bei Schauern deutlich schlechter ist als bei nicht schauernden Teilchen, die Werte werden in Spalte fünf von Tabelle 4.3 angegeben. Bei den Ereignissen mit vielen Spuren in der BDC ist auch die Abstandsverteilung zwischen zentraler Spur und Kalorimeter verbreitert, die Rekonstruktion des Schauerschwerpunktes im Kalorimeter wird beim Aufschauern also auch verschlechtert.

Das meiste inaktive Material ist an der hinteren Wand des zentralen Spurkammersystems lokalisiert. Man kann also davon ausgehen, daß die meisten Teilchen erst hinter dem zentralen Spurkammersystem aufschauern und dessen Auflösung deshalb nicht beeinflußt wird.

Die Auflösung der BDC wurde daher aus der Entfaltung der Verteilung mit der zentralen Spur berechnet, wobei für ihre Auflösung der Wert eingesetzt wird, der bei nicht schauernden Ereignissen ermittelt wurde.

In der Simulation wird die Genauigkeit der Ortsrekonstruktion der BDC und des SpaCals aus einem Vergleich mit der generierten Position bestimmt, daher kann sie auch bei kleinen Radien gemessen werden. Die Verteilungen sind in Abbildung 4.15 dargestellt und die Ergebnisse in Tabelle 4.4 zusammengefaßt. Die Auflösung der kleinen Zellen ist geringfügig besser als die der großen Zellen. Daher kann davon ausgegangen werden, daß die Auflösung im Innenbereich nicht wesentlich von der im Außenbereich abweicht.

Für kleine Multiplizitäten stimmt die radiale Auflösung der BDC innerhalb der Fehlergrenzen in Daten und Simulation überein. Bei schauernden Teilchen sowie in der azimuthalen Richtung ist sie in der Simulation deutlich besser als in den Daten. Die in der Simulation

Daten	BDC, ktr.	CJC, CIZ	SPACAL	BDC,st., ≤ 5	BDC,st., > 5
σ_R	0.74 ± 0.37	1.51 ± 0.37	3.92 ± 0.37	0.81 ± 0.37	1.86 ± 0.47
$\sigma_{Rd\phi}$	3.6 ± 0.5	1.3 ± 0.5	3.4 ± 0.5	3.6 ± 0.5	5.6 ± 0.7

Tabelle 4.3: *Auflösung der rückwärtigen Detektoren in mm für Daten in der BDC-Ebene. Für die BDC wird zwischen der Kalibrationsselektion (ktr.) und der Standardselektion (st.) für Ereignisse mit weniger und mehr als fünf Spuren unterschieden. Die Auflösung des Kalorimeters hängt von der Energie ab, der hier angegebene Wert gilt exakt also nur für diese Ereignisse.*

(1) MC $R < 20cm$	BDC $st., \leq 5$	BDC $st., > 5$	SpaCal
σ_R	0.44 ± 0.05	1.1 ± 0.3	3.0 ± 0.1
$\sigma_{rd\phi}$	1.5 ± 0.2	4.2 ± 0.2	3.0 ± 0.1
(2) MC $R > 35cm$	BDC $st., \leq 5$	BDC $st., > 5$	SpaCal
σ_R	0.6 ± 0.2	1.3 ± 0.3	3.3 ± 0.1
$\sigma_{rd\phi}$	1.5 ± 0.2	4.2 ± 0.3	3.0 ± 0.1

Tabelle 4.4: *Auflösung der rückwärtigen Detektoren in mm für die Simulation, sie wird in der BDC-Ebene für $R_{BDC} < 20$ cm (1) und $R_{BDC} > 35$ cm (2) aus Vergleich mit der generierten Spur bestimmt. Es wird zwischen Ereignissen mit weniger und mehr als 5 Spuren in der BDC unterschieden.*

abweichenden Auflösungen für SpaCal und BDC werden bei der Analyse berücksichtigt.
Die Auflösung des SpaCals ist vergleichbar in radialer und azimuthaler Richtung und in der Simulation etwa 15 % besser als in den Daten.

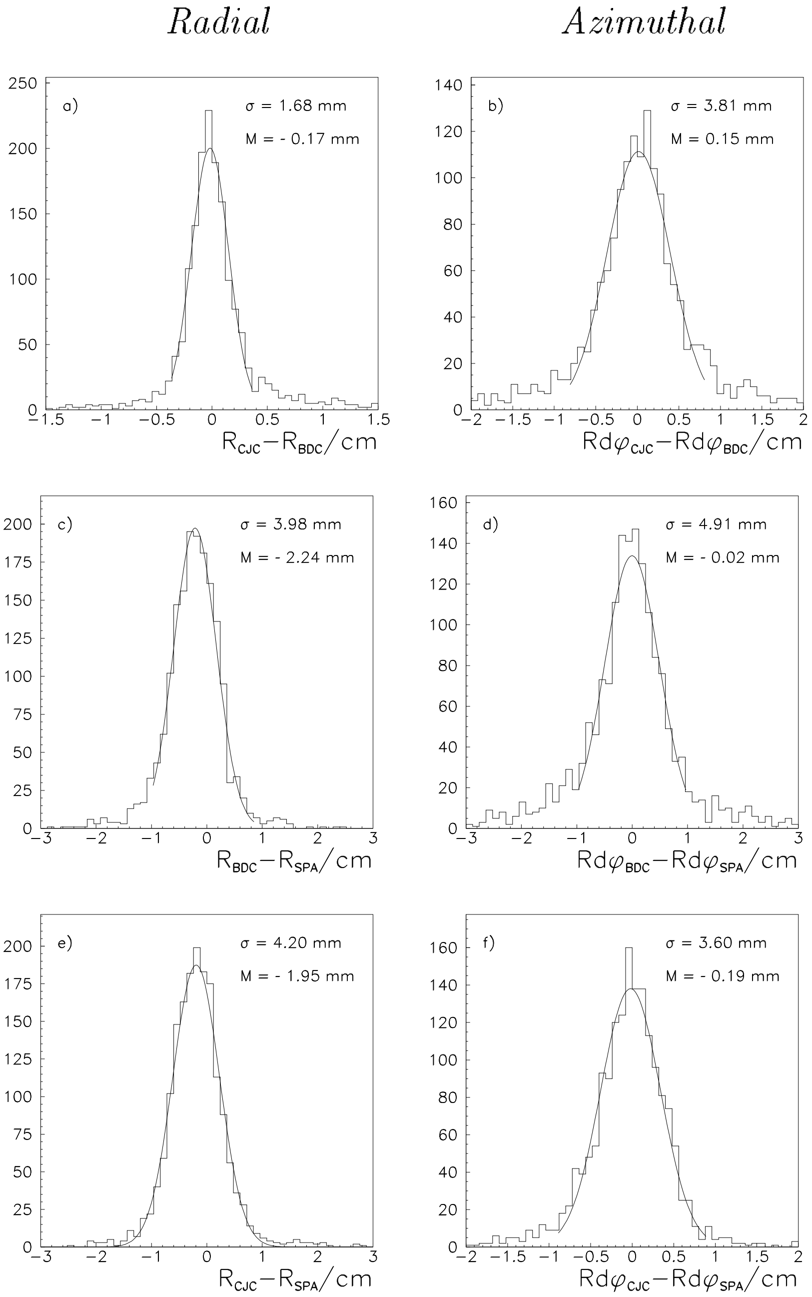

Abbildung 4.13: *Radiale und Azimuthale Abstandsverteilungen für Ereignisse mit weniger als 5 Spuren in der BDC, Kalibrationsselektion: a), b) zentraler Spur und BDC, c), d) BDC und SpaCal d), e) zentrale Spur und SpaCal. Die Ausläufer in der radialen Verteilung bei* $\Delta R < 1\,cm$ *in a) treten auch bei den Abständen in e) auf, daher kann geschlossen werden, daß bei diesen Spuren die extrapolierte Spur die Teilchenbahn nicht richtig beschreibt.*

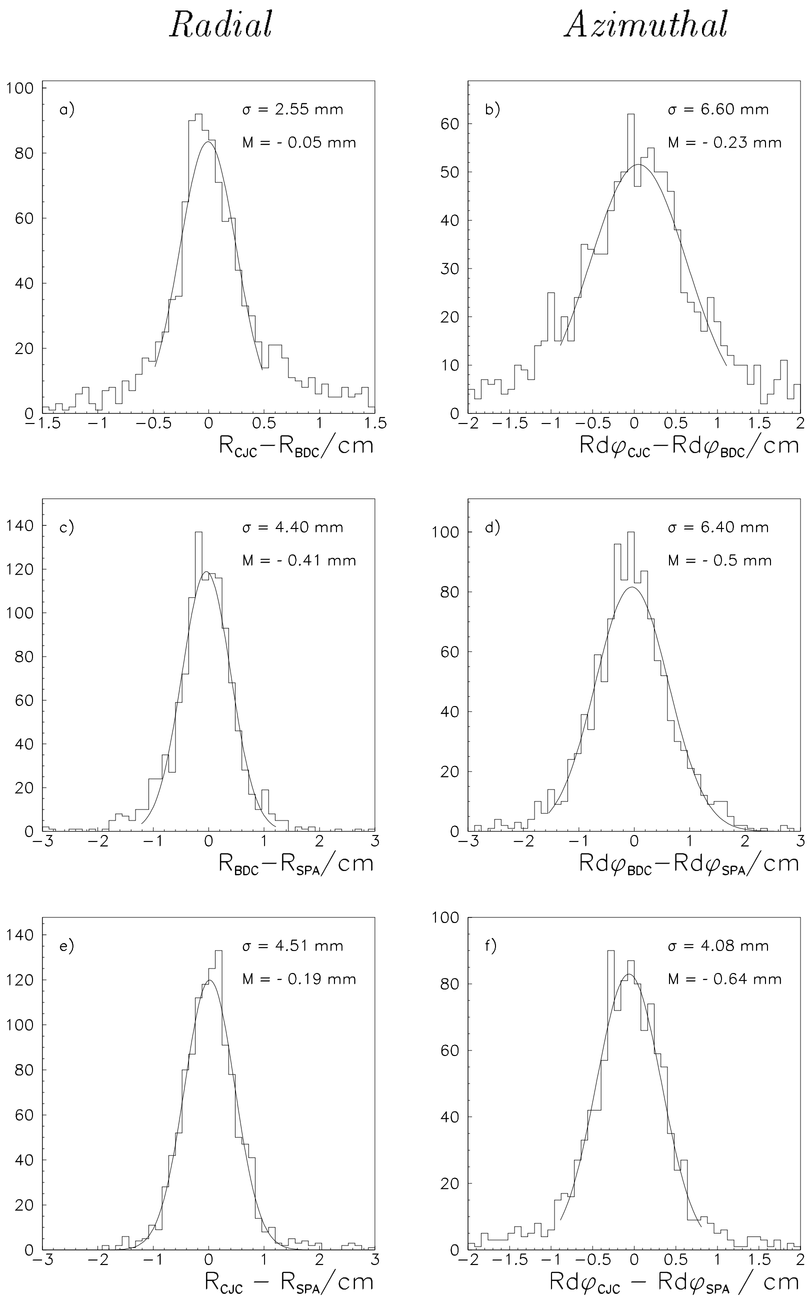

Abbildung 4.14: *Radiale und Azimuthale Abstandsverteilung für Ereignisse mit mehr als fünf Spuren in der BDC, Standardselektion. (a) zentraler Spur und BDC, (b) BDC und SpaCal (c) zentrale Spur und SpaCal. Die Abstandsverteilungen der BDC-Spur bei der Kalibrationsselektion sehen vergleichbar aus und werden daher nicht zusätzlich aufgeführt.*

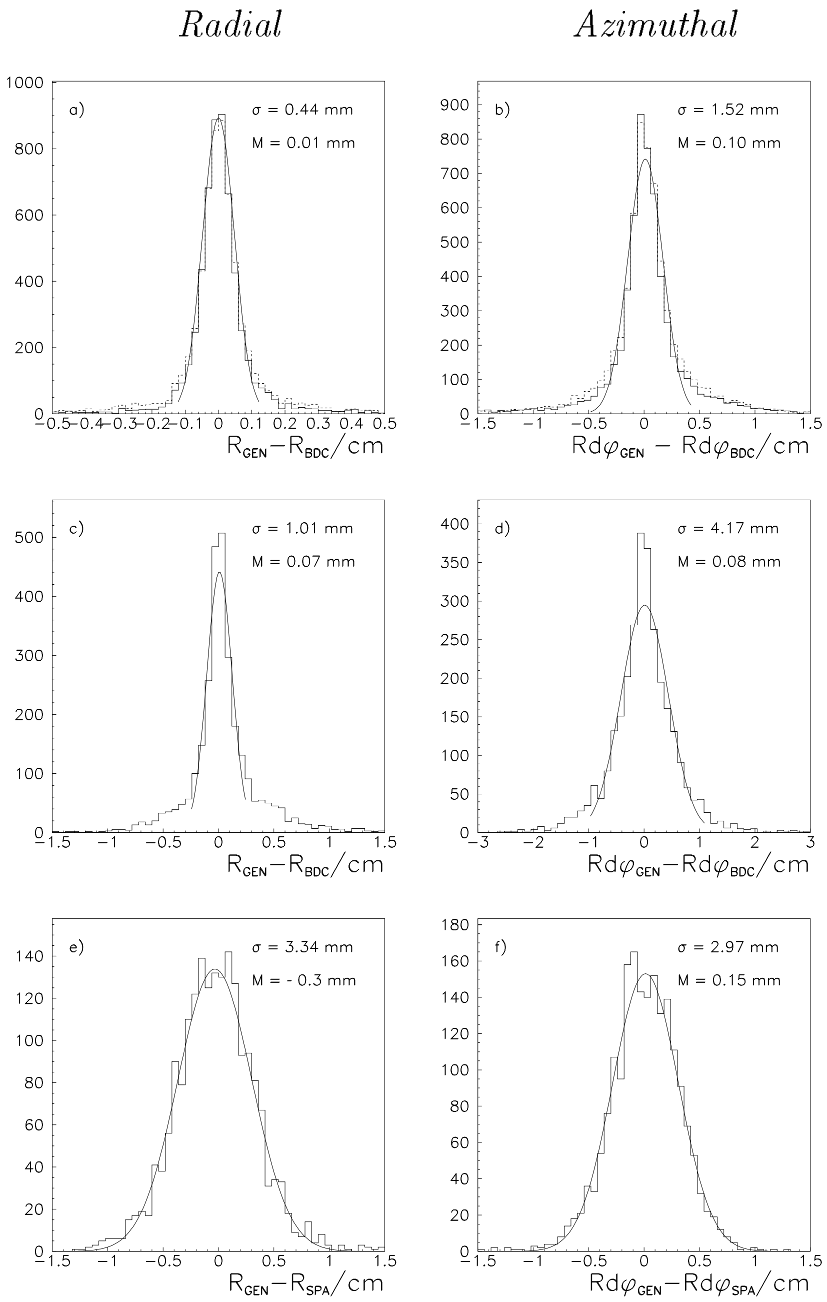

Abbildung 4.15: *Radiale und azimuthale Abstandsverteilung des generierten vom rekonstuierten Ort in BDC und SpaCal in der BDC-Ebene. a),b) BDC-Spur Kalibrationsselektion (durchgezogen) und Standardselektion (gestrichelt). Ereignisse mit weniger als 5 Spuren in der BDC. c),d) BDC-Spur Ereignisse mit mehr als 5 Spuren, dabei es gibt Ausläufer, die Abweichungen bis etwa 1cm zeigen. e),f) Schauerschwerpunkt im SpaCal*

4.3.2 Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammer für gestreute Positronen

Die Ansprechwahrscheinlichkeit, kurz Effizienz, der BDC gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der beim Durchgang eines geladenen Teilchens eine Spur gefunden wird. In erster Näherung wird die Ineffizienz der Kammer durch die Simulation wiedergegeben und so automatisch korrigiert. Verbleibende Abweichungen zwischen Daten und Simulation müssen zusätzlich berücksichtigt werden. Da diese Übereinstimmung für jeden Bereich der kinematischen Ebene notwendig ist, wird sie sowohl als Funktion der Energie also auch der geometrischen Position überprüft.

Für die Bestimmung der Effizienz muß garantiert werden, daß eine geladene Teilchenspur durch die BDC verlaufen ist. Daher werden Ereignisse ausgewählt, die die Selektionskriterien der tiefinelastischen Streuung erfüllen, wie sie in Abschnitt 5.5 beschrieben werden, mit Ausnahme des Schnittes auf die Existenz der BDC-Spur. Die Spur des gestreuten Positrons wird bei diesen Ereignissen durch den rekonstruierten Schauerschwerpunkt im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters und den Ereignisvertex definiert.

Die Auswahl der tiefinelastischen Streuung verlangt eine Spur mit einem Abstand von $dR \leq 2\,\mathrm{cm}$ und $Rd\varphi \leq 2.5\,\mathrm{cm}$ um den rekonstruierten Schauerschwerpunkt. Dies ist eine Kombination aus Kammereffizienz und Analyseschnitt, hat also zwei verschiedene Beiträge.

Zur Bestimmung der Kammereffizienz wird eine Spur mit einem Ebenenabstand zum Schauerschwerpunkt $d \leq \sqrt{dR^2 + (Rd\varphi)^2} \leq 3\,\mathrm{cm}$ verlangt. Es kann davon ausgegangen werden, daß Ausläufer in der Abstandsverteilung durch verschiedene Teilchenspuren oder durch die BDC-Rekonstruktion verursacht werden, da durch die Zellgröße des SpaCals von 4 cm, keine systematische Verschiebung der kalorimetrischen Ortsmessung von mehr als 2 cm erwartet wird.

Es wird daher zwischen der Schnitteffizienz, die über die obigen Abstände definiert wird, und der Kammereffizienz, die ein größeres Abstandskriterium verwendet, unterschieden. Aus der Differenz zwischen Kammer- und Schnitteffizienz wird der Einfluß von Rekonstruktionseffekten bestimmt.

Für die Untersuchung der Energieabhängigkeit der Effizienz genügen diese Selektionskriterien der tiefinelastischen Streuung nicht, da bei Energien unterhalb von 16 GeV, Photoproduktionsuntergrund nicht vollständig unterdrückt werden kann (siehe Abschnitt 5.4.1). Daher wird als zusätzliches Kriterium gefordert, daß ein Signal in der zentralen inneren Proportionaldrahtkammer (CIP) gemessen wird. Dieses Signal muß in dem Sektor der Kammer liegen, der von der Verbindungsgeraden zwischen dem Vertex und dem Schauerschwerpunkt im SpaCal geschnitten wird. Durch den Akzeptanzbereich der Proportionalkammer liegen diese Ereignisse in der BDC-Ebene bei $R_{BDC} > 20\,\mathrm{cm}$. In diesem geometrischen Bereich wird bei mehr als 90 % der Ereignisse ein Signal in der Proportionaldrahtkammer gefunden.

In Abbildung 4.16 sind die Kammer- und die Schnitteffizienz als Funktion der Energie des Teilchens aufgetragen. In den Daten ist eine Abnahme der Schnitteffizienz um bis zu 8 % bei einer Energie von 8 GeV zu beobachten. Diese Ineffizienz wird auf verbleibenden Photoproduktionsuntergrund zurückgeführt, der durch den Schnitt auf das Signal in der zentralen inneren Kammer nicht unterdrückt werden konnte (siehe Abschnitt 5.4.1).

Ein weiterer Beitrag kann von Ereignissen kommen, bei denen die neutralen Pionen, die bei der Fragmentation des Quarks entstehen, in den Rückwärtsbereich gestreut werden und wie bei Ereignissen der Photoproduktion zur Fehlidentifizierung als Positron führen. Diese Ereignisse könnten auch die Abnahme der Schnitteffizienz von 2 % in der Simulation erklären. In Abschnitt 5.5 wird gezeigt, daß die Effizienz der Kammer auch bei niedrigen Energien durch

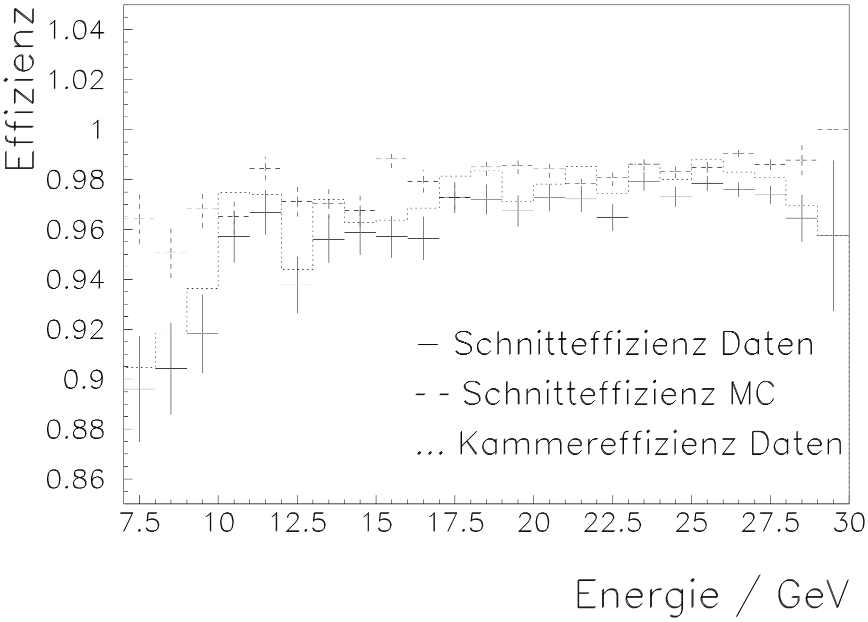

Abbildung 4.16: *Effizienz als Funktion der Energie des Positrons in Daten und Simulation. Aus der Differenz zwischen Kammer- und Schnitteffizienz in den Daten kann die Qualität der Rekonstruktion überprüft werden. Für die Effizienz der BDC bei der Selektion von Ereignissen aus tiefinelastischer Streuung siehe auch Abbildung 5.9.*

die Simulation gut beschrieben werden, wenn der Anteil an Ereignissen aus Photoproduktion in der Simulation berücksichtigt wird. Offensichtlich ist die Rekonstruktion im gesamten Energiebereich stabil, da sich die Schnitteffizienz kaum von der Kammereffizienz unterscheidet.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Effizienz im Energiebereich von 10GeV $\leq E \leq 28$ GeV in Daten und Simulation unabhängig von der Energie ist, und bei Energien unter 10 GeV die Bestimmuing der Effizienz wegen Untergrund nur mit einer Genauigkeit von 10 % möglich ist. Die Schnitteffizienz ist in der Simulation etwa 2 % höher als in den Daten. Dies ist auf geometrische Effekte zurückzuführen und wird im folgenden diskutiert.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion vom Ort des Durchstoßpunktes in der Kammer wird mit Ereignissen untersucht, bei denen zusätzlich zur Selektion der tiefinelastischen Ereignisse eine minimale Energie von 16 GeV verlangt wird, um Photoproduktionsuntergrund zu vermeiden ohne den geometrischen Bereich einzuschränken.

Abbildung 4.17 zeigt die radiale Verteilung der Effizienzen in Daten und Simulation. Der effiziente Bereich der Kammer beginnt radial bei 8 cm und reicht bis 70 cm. Bei Radien, die kleiner als 8 cm sind, sinkt die Effizienz, da der Rand des Akzeptanzbereichs der BDC und des SpaCals erreicht wird.

Im Bereich 8 cm$\leq R_{SPA} \leq 22$ cm, in dem die Driftzellen der BDC kleiner gebaut sind, liegt die Schnitteffizienz in den Daten und in der Simulation bei 98 %.

Im Übergangsbereich von kleinen zu großen Zellen in der BDC sinkt die Schnitteffizienz in

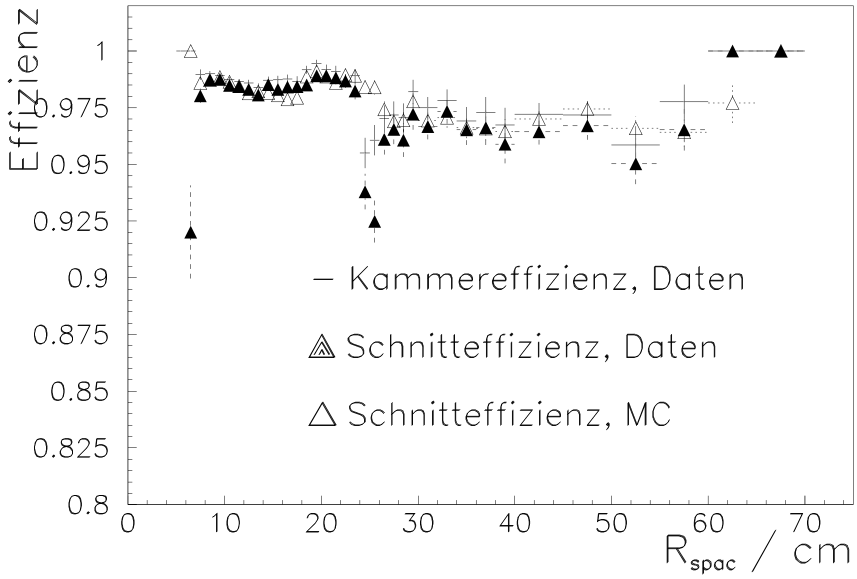

Abbildung 4.17: *Effizienz als Funktion des Radius in Daten und Simulation.*

den Daten um 5 % und weicht von der Kammereffizienz um 2.5 % ab. Das heißt in diesem Bereich gibt es Spuren, die mehr als 2 cm vom Schauerschwerpunkt im SpaCal rekonstruiert werden. Dieses Verhalten der Rekonstruktion tritt auch in der azimuthalen Verteilung lokalisiert auf und wird in diesem Zusammenhang weiter unten diskutiert.

Oberhalb von $R_{SPA} = 26$ cm, im Bereich der großen Driftzellen, beträgt die Schnitteffizienz in den Daten unabhängig vom Radius 96 % und ist im Mittel 1 % geringer als in der Simulation. Ineffizienzen, die auf Rekonstruktionseffekte zurückzuführen sind, sind kleiner als 1 %.

Der Aufbau der Kammer in Sektoren, die getrennte Gaszufuhr und Hochspannungsversorgung haben, lassen eine azimuthale Abhängigkeit der Effizienz vermuten. Da bei der radialen Verteilung eine Abhängigkeit vom Zelltyp beobachtet wird, wurde diese Untersuchung für jeden Typ getrennt durchgeführt.

Abbildung 4.18 zeigt die azimuthale Verteilung der Schnitteffizienz für die verschiedenen Zelltypen in Daten und Simulation. Die Halbsektoren, die während der Datennahme in 1995 keine Signale lieferten, wurden in der Simulation berücksichtigt (siehe Abschnitt 3.5.1), sodaß das Verhalten der Schnitteffizienz in Daten und Simulation übereinstimmen sollte.

Die Effizienz der kleinen Zellen zeigt nur im Bereich zwischen 4.2 und 5 Radian eine leicht reduzierte Effizienz, die auf die ausgeschalteten Halbsektoren zurückzuführen und durch die Simulation beschrieben ist.

Bei den großen Zellen gibt es im Bereich von $0 \leq \varphi \leq 0.6$ Ineffizienzen von 10 %. Der erste Punkt ist gut durch die Simulation beschrieben, da dieser Abfall allein durch ausgeschaltete Halbsektoren verursacht wird. Im Intervall 0.39 bis 0.6 Radian sind nur zwei hintereinanderliegende Halbsektoren ausgeschaltet, aber es gibt zusätzlich einen Bereich mit verringerter Gasverstärkung. Dies wird durch die Simulation nicht beschrieben.

Das Driftfeld der Übergangszelle wird von der Hochspannung der kleinen und der großen Zellen aufgebaut. Wird ein Halbsektor ausgeschaltet, so ist das Feld in diesem Bereich verzerrt und Ineffizienzen werden erwartet. Dies ist im Bereich $0 \leq \varphi \leq 0.6$ klar sichtbar, in dem Teile der großen Zellen ausgeschaltet waren.
Im Bereich $3.9 \leq \varphi \leq 5.8$ sind Ineffizienzen nur bei den Übergangszellen sichtbar. In diesem Bereich sind in den großen und den kleinen Zellen jeweils ein Halbsektor ineffizient, sodaß sich dies nur bei der Überlagerung in der Übergangszelle bemerkbar macht.
Die Abweichungen der Schnitteffizienz in der Simulation werden für die großen und die Übergangszellen nachträglich in Intervallen in r und φ berücksichtigt. Die Korrektur beträgt bis zu 10 %.

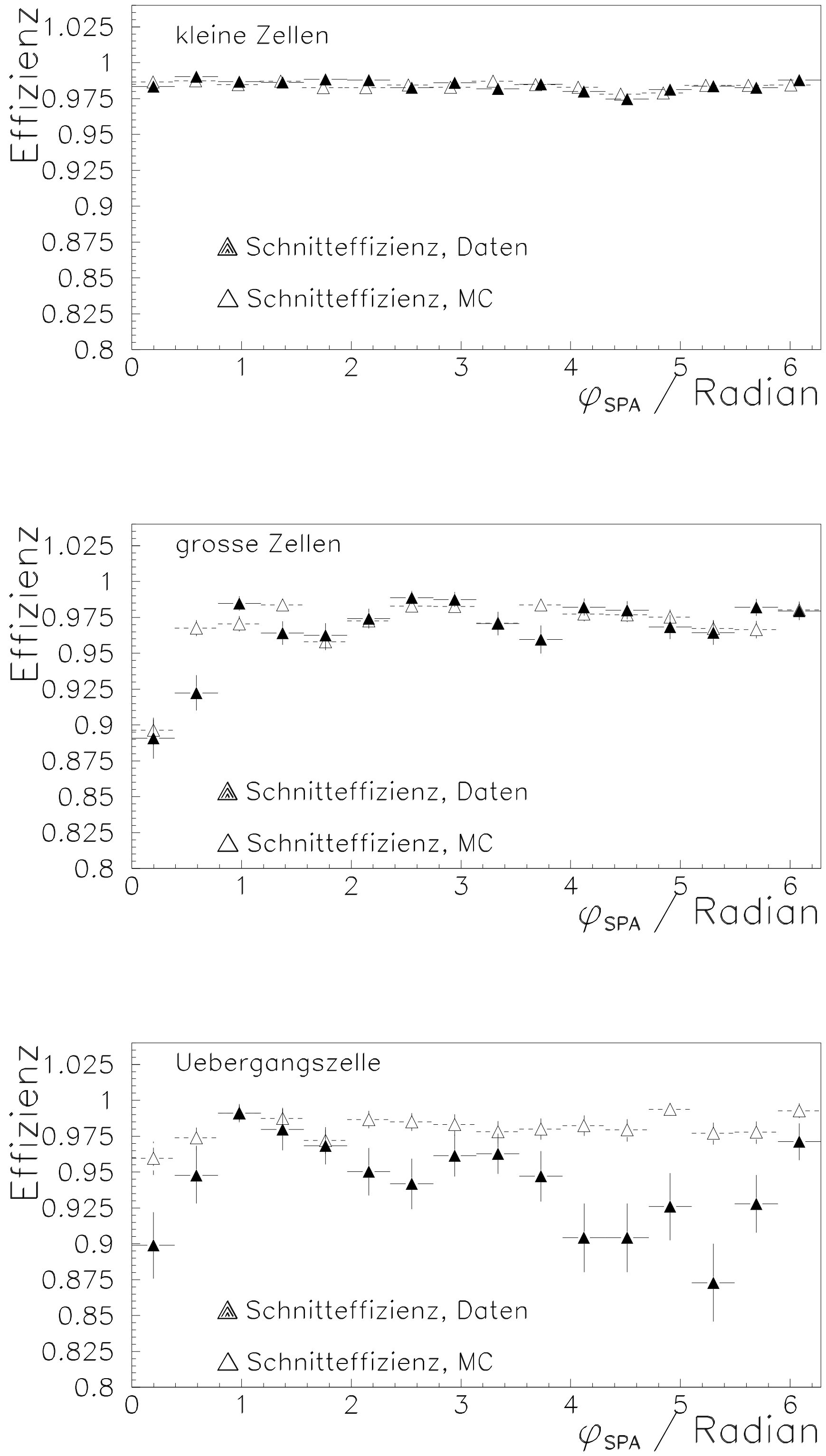

Abbildung 4.18: *Schnitteffizienz als Funktion der azimuthalen Position des Teilchendurchgangs für Daten und Simulation für die drei unterschiedlichen Zelltypen.*

4.4 Untersuchungen für die Analyse der tiefinelastischen Streuung

In den obigen Abschnitten wurden die Eigenschaften der BDC untersucht, hier wird die Bedeutung der Ergebnisse für die Analyse der tiefinelastischen Streuung aufgezeigt. Die Aufgaben der BDC bei der Analyse sind die Messung des Streuwinkels, die in Abschnitt 4.4.2 beschrieben wird, und die Abtrennung von Photoproduktionsuntergrund, durch Korrelation der BDC-Spur mit dem rekonstruierten Schauerschwerpunkt im SpaCal, auf den im Abschnitt 5.4.1 eingegangen wird. Da der Schauerschwerpunkt bei der Standardselektion der Positronspur aus den Spuren in der BDC verwendet wird, wird außerdem die Ortsrekonstruktion des SpaCals untersucht.

4.4.1 Korrelation der Ortsmessungen von BDC und SpaCal

Der Abstand zwischen den Ortsmessungen von BDC und SpaCal wird in erster Linie verwendet, um durch einen Schnitt auf die Verteilung Positronen aus tiefinelastischer Streuung von Photoproduktionsuntergrund abzutrennen. Wie im Abschnitt 4.1 gezeigt wurde, wird der Schauerschwerpunkt im SpaCal aber auch bei der Standardselektion der BDC-Spur benutzt. Daher muß außerdem untersucht werden, ob es systematische Effekte bei der Ortsrekonstruktion des SpaCals gibt, die die Streuwinkelmessung beeinflussen.

Die Methode und die Präzision der Ortsmessung mit der BDC wurde in den vorherigen Abschnitten im Detail beschrieben. Die Ortsmessung des SpaCals wurde in anderen Arbeiten entwickelt, hier wird sie, soweit sie für diese Analyse notwendig ist, beschrieben und der rekonstruierte Schauerschwerpunkt beim Vergleich mit den Messungen der BDC systematisch untersucht.

Im SpaCal wird der Ort des Positrons aus der Verteilung der Schauerenergie auf die Kalorimeterzellen eines Cluster ermittelt. Für die Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts in der $r\phi$-Ebene wird gewählt:

$$\vec{r} = \frac{\Sigma_i \sqrt{E_i} \cdot \vec{r_i}}{\Sigma_i \sqrt{E_i}} \qquad (4.4.19)$$

wobei $\vec{r_i}$ der Vektor vom Koordinatenursprung zum Zentrum einer Zelle ist und E_i die in der Zelle gemessene Energie.

Der Schauer im elektromagnetischen Teil des SpaCals hat einen Moliere-Radius von 2.55 cm [38], das heißt, die Energie des Positrons wird im wesentlichen in einer Kalorimeterzelle deponiert. Die Ortsrekonstruktion ist also sehr empfindlich auf die Gewichtung der relativ kleinen Energien in den benachbarten Zellen.

Die SpaCalzellen bei kleinen Radien besitzen eine Aussparung für das Strahlrohr (siehe Abschnitt 3.4.1). Diese veränderte Zellgeometrie wird bei der Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts berücksichtigt [48], indem in Gleichung 4.4.19 als Zentrum der Zelle die Koordinaten ihres Massenschwerpunktes eingesetzt werden.

Die Lage des Schauerzentrums entlang der Strahlachse hängt von der Energie des einfallenden Teilchens und dem Winkel ab, mit dem es auf die Kalorimeterzellen trifft.

$$z(E, \theta) = a \cdot E + b \cdot \ln(c \cdot E) \cdot \cos(\pi - \theta) \qquad (4.4.20)$$

wobei die Konstante $a = 0.001956 \mathrm{cm/MeV}$, $b = 0.8529 \mathrm{cm}$ und $c = 24791/\mathrm{MeV}$ aus Vergleich der rekonstruierten mit der generierten Spur in der Simulation ermittelt wurden [49].

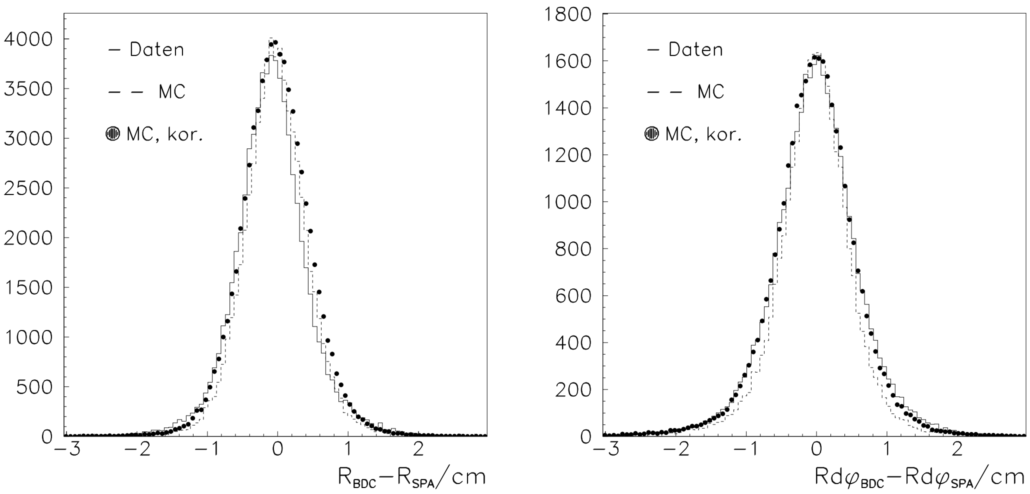

Abbildung 4.19: *Abstandsverteilung von BDC und SpaCal in radialer und azimuthaler Richtung in Daten und Simulation.*

Abbildung 4.19 zeigt die Abstandsverteilung der beiden Ortsmessungen in radialer und azimuthaler Richtung in Daten und Simulation. Die Abstandsverteilung ist in der Simulation schmaler als in den Daten. Für die Analyse wird daher die Auflösung in der Simulation für die beiden Detektoren entsprechend den Werten, die in Abschnitt 4.3.1 für ihre Auflösung in den Daten bestimmt wurden, verschlechtert.

Der Mittelwert der radialen Abstandsverteilung ist in den Daten um etwa -0.5 mm von 0 verschoben. Im Verlauf der folgenden Untersuchungen wird gezeigt, daß dies auf systematische Effekte der SpaCal-Rekonstruktion zurückzuführen ist.

Bei der Betrachtung des Mittelwertes des BDC-SpaCal-Abstands muß berücksichtigt werden, daß er stark mit der radialen Position schwankt, da der Auftreffpunkt des Teilchens, je nach Abstand vom Rand einer Kalorimeterzelle, systematisch zum Zellzentrum verschoben rekonstruiert wird.

Dieser Effekt tritt bei der Gewichtung mit der Wurzel der Energie bei der Ortsrekonstruktion des SpaCals auf, bei der logarithmischen Gewichtung wurde er bei Teststrahlmessungen nicht beobachtet [38].

Diese Verschiebungen werden besonders deutlich, wenn man Ereignisse, bei denen der rekonstruierte Schauerschwerpunkt den gleichen Abstand vom Rand der Kalorimeterzelle hat, zusammenfaßt und gegen die Ortsmessung mit der BDC aufträgt. Das SpaCal besteht aus Zellen, die einen quadratischen Querschnitt besitzen (siehe Abschnitt 3.4.1) und in Lagen aufeinander geschichtet sind. Die Punkte mit gleichem Abstand von den Zellrändern einer Kalorimeterlage werden durch die Größe $R_{\Box} = \max(x, y)$ beschrieben, wobei x und y die kartesischen Koordinaten des Auftreffpunktes der extrapolierten BDC-Spur bezeichnen.

Abbildung 4.20 zeigt den Mittelwert der radialen Abstandsverteilung $R_{BDC} - R_{SPA}$ in Abhängigkeit von $R_{\Box}$ in Daten und Simulation. Eine deutliche Struktur ist sichtbar, die sich mit einem Abstand von 4 cm wiederholt. An den Rändern und im Zentrum der Kalorimeterzellen bei $R_{\Box} = 8 + i \cdot 4\,\mathrm{cm}$ bzw. bei $R_{\Box} = 10 + i \cdot 4\,\mathrm{cm}$, mit $i = 1, ..., 12$, ändert sich das Richtungs-Vorzeichen der systematischen Verschiebung, und damit auch die Lage des Mittelwerts.

In der Nähe des Strahlrohrs, bei $R_\Box = 9\,\mathrm{cm}$, ist die Abweichung zwischen der Ortsmessung der BDC und des SpaCals besonders groß, dieser Effekt tritt jedoch in Daten und Simulation gleichermaßen auf. Dies liegt vermutlich an der veränderten Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts im SpaCal.

Aus der Schwankung der Mittelwerte um einen festen Wert kann geschlossen werden, daß die systematischen Effekte der Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts bei der Standardselektion keinen Einfluß auf die Messung des Streuwinkels mit der BDC haben.

Die Verschiebung des mittleren radialen Abstands zwischen Daten und Simulation die bereits in der Abstandsverteilung aller Ereignisse beobachtet wurde, bewirkt hier, daß die Daten um einen Wert von etwa -0.8 mm, die simulierten Ereignisse um 0 schwanken.

Die systematische Verschiebung der Daten tritt auch im Bereich $R_\Box > 35\,\mathrm{cm}$ auf, wo die Ortsrekontruktion der BDC überprüft werden kann und nicht systematisch verschoben ist. Daher ist sie auf die Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts im SpaCal zurückzuführen.

Dies kann daran liegen, daß die z-Komponente des Schauerscherpunkts, durch die SpaCal-Position oder durch Rekonstruktionseffekte, um $\Delta z = -1.5\,\mathrm{mm}$ gegenüber der tatsächlichen verschoben ist. Dieser Betrag ist verträglich mit der derzeitigen Genauigkeit der Rekonstruktion des Schauerschwerpunkts entlang der Strahlachse sowie der Genauigkeit der Positionsbestimmung [49].

Die Schwankungen des Mittelwertes sind klein im Vergleich zur Breite der Abstandsverteilung der beiden Ortsmessungen, sodaß sie diesen Schnitt nicht beeinflußen. Die Abstandsverteilung wird durch die Auflösung des Kalorimeters dominiert und ermöglicht einen Schnitt auf $\Delta R = 2\,\mathrm{cm}$ und $\Delta R d\phi = 2.5\,\mathrm{cm}$ für die Identifizierung des Positrons.

Mögliche systematische Verschiebungen bei der Rekonstruktion der Positronspur in der BDC können nur durch die Lage des Wertes, um den die Mittelwerte der Abstandsverteilung fluktuieren, kontrolliert werden. Bei dieser Methode würde eine Abweichung zwischen Innen- und Außenbereich der Kammer erst ab etwa 1 mm sichtbar sein, was größer als der systematische Fehler der Ortsmessung ist (siehe Abschnitt 4.2.1).

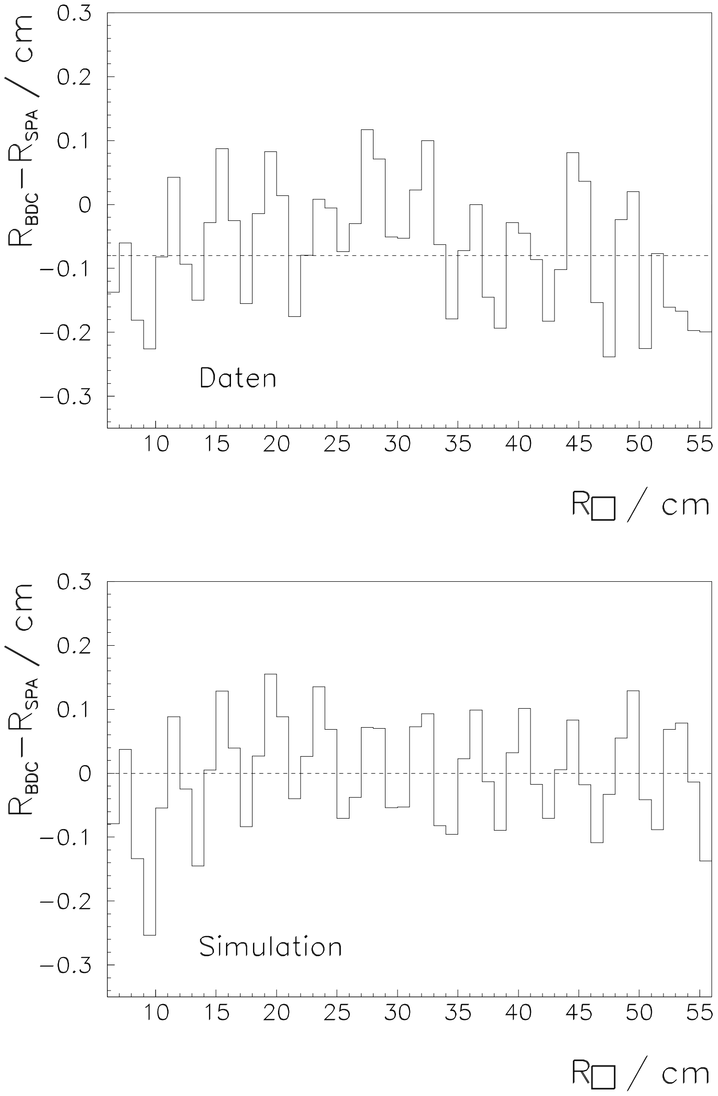

Abbildung 4.20: *Mittelwert der radialen Abstandsverteilung zwischen der Ortsmessung von BDC und SpaCal als Funktion von* $R_{\square}$ *in Daten und Simulation. Der Wert, um den die Mittelwerte schwanken, ist gestrichelt gezeichnet.*

4.4.2 Die Messung der Streuwinkels

Der Streuwinkel des Positrons wird aus dem Auftreffpunkt in der BDC und dem Ereignisvertex berechnet. Der Positron- und der Protonstrahl verlaufen nur näherungsweise parallel zur z-Richtung des Detektors, so daß für eine präzise Messung des Streuwinkels auf den Winkel zwischen den beiden Strahlen und der nominellen Strahlachse korrigiert werden muß. Die Korrekturfaktoren $\bar{x}_{tilt}$ und $\bar{y}_{tilt}$ werden mit den zentralen Spurdetektoren bestimmt [50] und als veränderter Auftreffpunkt in der SpaCal-Ebene angegeben. Dieser Effekt entspricht einem veränderten Vertex, sodaß für die Berechnung des Streuwinkels eingesetzt wird:

$$x'_v = x_v + (z_{SPA} - z_v) \cdot \bar{x}_{tilt} \tag{4.4.21}$$

$$y'_v = y_v + (z_{SPA} - z_v) \cdot \bar{y}_{tilt} \tag{4.4.22}$$

Der Streuwinkel ergibt sich dann aus den Spurparametern der BDC und dem Vertex zu

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{R_{BDC}}{z_{BDC} - z_v}\right), \tag{4.4.23}$$

mit $R_{BDC} = \sqrt{(x_{BDC} - x'_v)^2 + (y_{BDC} - y'_v)^2}$. Der Fehler beträgt

$$\sigma_\theta = \sqrt{\left(\frac{\partial\theta}{\partial R}\right)^2 \sigma_R^2 + \left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^2 \sigma_z^2 + \left(\frac{\partial\theta}{\partial z_v}\right)^2 \sigma_{zv}^2} \tag{4.4.24}$$

$$= \frac{1}{(1 + (\frac{R}{z-z_v})^2)} \cdot \sqrt{\frac{1}{(z-z_v)^2}\sigma_R^2 + \left(\frac{R}{(z-z_v)^2}\right)^2 (\sigma_z^2 + \sigma_{zv}^2)}$$

wobei σ_i der Auflösung der beitragenden Detektoren entspricht und der Index BDC weggelassen wurde.

Die Auflösung der BDC in radialer Richtung ist in Kapitel 4.3.1 für die Daten und die Simulation diskutiert worden. Sie hängt von der Anzahl der Spuren ab, die auf die BDC auftreffen. Für Ereignisse mit weniger als 5 BDC-Spuren ist sie $\sigma_R \leq 810\,\mu$m , für die anderen 1.9 mm. Die Position der BDC entlang der Strahlachse ist mit einer Genauigkeit von 0.5 mm bekannt. Die Auflösung des Vertex ist stark abhängig von der Kinematik des Streuprozesses und kann in der Größenordnung $\mathcal{O}$(cm) betragen, daher ist σ_z gegenüber σ_{zv} vernachlässigbar. Da bei dieser Analyse im Mittel gilt $|z - z_v| = 210$ cm und $8\,\text{cm} \leq R \leq 25\,\text{cm}$, kann der Term in Gleichung 4.4.24, der vom Fehler des Vertex herrührt, gegenüber der radialen Auflösung der BDC vernachlässigt werden.

Es ergibt sich

$$\sigma_\theta \simeq \frac{1}{(1 + \frac{R}{z-z_v})^2} \cdot \frac{\sigma_R}{z - z_v} < \frac{\sigma_R}{z - z_v} \tag{4.4.25}$$

Der Einfluß der radialen Auflösung der BDC σ_R auf die Auflösung des Streuwinkels θ nimmt nach außen ab. Die Auflösung des Streuwinkels ist für nicht schauernde Teilchen in allen Bereichen besser als 0.5 mrad. Für schauernde Teilchen kann sie, aufgrund der schlechteren radialen Auflösung, bis zu 1 mrad betragen.

Systematischer Fehler der Streuwinkelmessung

Für die Genauigkeit der Messung ist neben der Auflösung, die die Breite der Gauß-Verteilung angibt, auch der Fehler durch mögliche systematische Verschiebungen des gemessenen Streuwinkels gegenüber dem tatsächlichen abzuschätzen. Systematische Verschiebungen der Meßwerte können durch eine falsch angenommene geometrische Position der Kammer und durch Effekte, die bei der Rekonstruktion von Positronspuren auftreten, verursacht werden.
Die Geometrie der Kammer wurde in Abschnitt 4.2.1 detailliert diskutiert und aus den Fehlern der Positionsbestimmung abgeschätzt, daß geometrische Effekte maximal eine Verschiebung von $350\,\mu$m in radialer Richtung verursachen können.
Die Rekonstruktion von Positronen kann bei Radien, die größer als 35 cm sind, mit einer externen Referenzspur direkt überprüft werden, bei kleineren Radien kann sie nur mit Hilfe der Simulation kontrolliert werden.
Für die Überprüfung mit externer Referenz wurden Ereignisse verwendet, die die Selektionskriterien der tiefinelastischen Streuung erfüllen (vgl. Abschnitt 5.5), wobei für den Vertex zusätzlich gefordert wird, daß er aus mindestens 5 Spuren gebildet wurde und sein Fehler kleiner als 2 cm ist. Als externe Refernz dienen Positron-Spuren, die im zentralen Spurkammersystem gemessen wurden und als Helix in die BDC-Ebene extrapoliert wurden. Die Anforderungen an die extrapolierten Spuren entspricht denen von Abschnitt 4.2.1. Mit diesen Spuren wurde die Messung der radialen Komponente des Auftreffpunktes im äußeren Bereich der Kammer mit der zentralen Referenzspur verglichen. Diese Untersuchung wurde in verschiedenen geometrischen Bereichen, sowie für schauernde und nicht schauernde Positronen durchgeführt. Die maximale Abweichung, die zwischen der Referenz- und der rekonstruierten Spur gefunden wurde, ist $470\,\mu$m und tritt im geometrischen Bereich $x_{BDC} > 0, y_{BDC} > 0$ auf.
In Abschnitt 4.1 wurde gezeigt, daß die Rekonstruktion der Positronspur in Daten durch die Simulation gut beschrieben wird. Es wurden sowohl für nicht-schauernde als auch für schauernde Positronen keine systematischen Verschiebungen zwischen Simulation und Daten beobachtet. Daraus wird geschlossen, daß eine Überprüfung der Rekonstruktion mit der Simulation im Innenbereich möglich ist. Dies wurde durchgeführt und keine systematischen Abweichungen gefunden. Daher werden systematische Verschiebungen durch Rekonstruktionseffekte auch im Innenbereich der BDC ausgeschlossen.
Der systematische Fehler wird aus durch die maximalen Abweichung bei $x > 0, y > 0$ bestimmt und beträgt 0.5 mm in der radialen Richtung, weshalb der Fehler von θ in allen Bereichen kleiner als 0.3 mrad angenommen werden kann.

4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden alle für die Messung der tiefinelastischen Streuung erforderliche Information aus der Driftkammer systematisch untersucht. Im einzelnen wurden folgende Ergebnisse erzielt:
Es wurde gezeigt, daß mit der derzeitigen Rekonstruktion mehr Spuren rekonstruiert werden als Teilchen vorhanden sind. Es wurde daher ein Algorithmus entwickelt, der es ermöglicht bei geringer Spurmultiplizität in der BDC, die „wahre" Positronspur durch Ausnutzen von physikalischen Randbedingungen aus den Spurkandidaten auszuwählen. Es wurde gezeigt, daß der Verlauf dieser Spuren sehr präzise gemessen wird und für systematische Studien vor allem des SpaCals als Referenzspuren genutzt werden kann.

Da die meisten Positronen vor dem Auftreffen auf der BDC aufschauern und dann eine Vielzahl von Teilchen auf die Kammer treffen, die eine präzise Messung des Streuwinkels erschweren, sind verschiedene Möglichkeiten untersucht worden, den Positronstreuwinkel aus den gemessenen Spuren in der BDC zu rekonstruieren. Es wurde gezeigt, daß dafür auf den rekonstruierten Schauerschwerpunkt im SpaCal nicht verzichtet werden kann.

Es wurde eine Methode zur Ortskalibration entwickelt, die es ermöglicht, die Kammerposition relativ zum Strahl mit einer Genauigkeit von etwa 0.4 mm zu bestimmen. Ferner wurde die Ortsauflösung der Kammer zu 0.7 mm (3.6 mm) in radialer (azimuthaler) Richtung für nicht schauernde und zu 1.86 mm (5.6 mm) für schauernde Positronen bestimmt.

In diesem Zusammenhang wurde auch die Ortsauflösung des SpaCals für Positronen mit einer Energie $E > 15\,\mathrm{GeV}$ ermittelt, sie ist vergleichbar für die radiale und azimuthale Richtung und beträgt 3.9 mm bzw. 3.4 mm.

Aufgrund der guten Ortsauflösung der beiden Detektoren kann für die Identifizierung von Positronen aus tiefinelastischer Streuung ein Abstand von BDC-Spur und rekonstruiertem Schauerschwerpunkt im SpaCal kleiner als 2 cm in radialer und kleiner als 2.5 cm in azimuthaler Richtung verlangt werden.

Es wurde gezeigt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammer für Positronspuren aus tiefinelastischer Streuung 97 % betrug. Im Radialbereich, der Positronstreuwinkeln von $174° \leq \theta \leq 175°$ entspricht, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit stellenweise bis zu 10 % geringer. Dies konnte auf ineffiziente Halbsektoren zurückgeführt werden.

Eine prinzipielle Schwierigkeit bei den Studien zu systematischen Effekten bei der Messung der Positronspur bestand darin, daß es im Rückwärtsbereich des H1 Detektors nur bei großen Radien in der Kammerebene eine externe Spurreferenz gibt. Seit der Datennahme 1997 ist der rückwärtige Sillizium Detektor (BST) in Betrieb, der systematische Studien auch bei kleinen Radien ermöglichen wird.

Die Auflösung des Streuwinkels beträgt für nicht schauernde Positronen 0.3 mrad, für schauernde bis zu 1 mrad. Der systematische Fehler der Winkelmessung wurde zu 0.3 mrad abgeschätzt.

Kapitel 5

Die Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$

Im folgenden Abschnitt wird die Messung der Strukturfunktion F_2 inklusiv aller Korrekturen mit Hilfe der Elektronmethode vorgestellt, sowie ein erster Vergleich der gemessenen x und Q^2-Abhänigigkeit mit verschiedenen theoretischen Modellen.

5.1 Die Methode

In Kapitel 2 wurde gezeigt, daß die Strukturfunktion F_2 mit dem doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt verknüpft ist über

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} &= \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left\{2(1-y)+\frac{y^2}{1+R(x,Q^2)}\right\}F_2(x,Q^2)(1+\delta_{RC}), \\ &= \kappa(R)\cdot F_2(x,Q^2)\cdot C_{RC} \end{aligned} \tag{5.1.1}$$

mit

$$\kappa(R)=\frac{2\pi\alpha^2}{Q^4x}(2(1-y)+\frac{y^2}{1+R}) \qquad \text{und} \qquad C_{RC}=(1+\delta_{RC}),$$

wobei $R=\sigma_L/\sigma_T$ das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte bei longitudinaler und transversaler Polarisation des Photons angibt und δ_{RC} den radiativen Korrekturterm. Die Messung der Strukturfunktion entspricht der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts, der mit Hilfe der Korrekturterme C_{RC} und $\kappa(R)$, die aus der Theorie entnommen werden, in die Strukturfunktion F_2 umgerechnet wird.
Zur Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts, wird die kinematische Ebene in endliche Intervalle $\Delta x, \Delta Q^2$ aufgeteilt. Es gilt

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta x\Delta Q^2}=\frac{N_{DIS}}{A\cdot L\cdot\epsilon}=\frac{N_{gem}-N_u}{A\cdot L\cdot\epsilon}, \tag{5.1.2}$$

mit
N_{DIS} Anzahl der Ereignisse aus tiefinelastischer Streuung, die sich aus N_u (Anzahl der Untergrundereignisse) und N_{gem} (Anzahl der gemessenen Ereignisse) im Intervall $\Delta x, \Delta Q^2$ über $N_{DIS}=N_{gem}-N_u$ ergibt.

A ist die Akzeptanz des Detektors in diesem Intervall, L die gesamte integrierte Luminosität der Messung und ϵ die Effizienz für den Nachweis eines Ereignisses aus tiefinelastischer Streuung.
Die Akzeptanz des Detektors wird definiert über

$$A_i = \frac{N^i_{rec}}{N^i_{gen}}, \tag{5.1.3}$$

wobei N^i_{gen} die wahre Anzahl der Ereignisse im Intervall i bezeichnet und N^i_{rec} die Anzahl der gemessenen Ereignisse. Der Unterschied zwischen N^i_{rec} und N^i_{gen} entsteht einerseits durch die geometrische Akzeptanz des Detektors für die gestreuten Positronen und die endliche Auflösung der Detektorkomponenten für die Messung von θ_e und E_e, andererseits durch die radiativen Prozesse, die in Abschnitt 5.3 im Detail besprochen werden.
Die Akzeptanz des Detektors wird mit Hilfe der Simulation bestimmt. Sie ist abhängig von der Form der Strukturfunktion F_2, die in der Simulation angenommen wurde, wie im folgenden kurz dargestellt wird. Mit Hilfe einer Akzeptanzmatrix a_{ij}, die nur durch die Detektoreffekte bestimmt wird, gilt

$$N^i_{rec} = \sum_j a_{ij} N^j_{gen}, \tag{5.1.4}$$

wobei j über alle Intervalle läuft, die untersucht werden. Einsetzen in 5.1.3 führt zu

$$A_i = \sum_j a_{ij} \frac{N^j_{gen}}{N^i_{gen}}. \tag{5.1.5}$$

Durch den Quotient N^j_{gen}/N^i_{gen} wird die resultierende Akzeptanz abhängig vom Wirkungsquerschnitt der zugrundeliegenden Simulation. Durch geeignete Wahl der Meßintervalle wird diese Abhängigkeit schwach, dies wird in Abschnitt 5.1.1 diskutiert.
Gleichung 5.1.1 wird wegen der endlichen Intervallgröße umformuliert zu

$$F_2(x_c, Q^2_c) \simeq \frac{1}{\kappa} \frac{\Delta^2\sigma}{\Delta x \Delta Q^2} \cdot C_{RC} \cdot C_B, \tag{5.1.6}$$

wobei C_B die Korrekturen bezeichnet, die aufgrund der endlichen Intervallgröße durchgeführt werden müssen und x_c und Q^2_c dem Wert des Intervalls entspricht, auf den die Messung bezogen wird (Zentralwert). Die Zentralwertkorrekturen werden aus dem theoretischen Wirkungsquerschnitt berechnet:

$$C_B = \frac{\sigma(x_c, Q^2_c)}{\int_\Delta \sigma(x, Q^2) dx dQ^2}, \tag{5.1.7}$$

wobei über das Intervall $\Delta x, \Delta Q^2$ integriert wird.
Die Strukturfunktion kann damit ausgedrückt werden als

$$F_2(x_c, Q^2_c) \simeq \frac{1}{\kappa(R)} \frac{N_{DIS}}{A\epsilon L} \cdot C_B \cdot C_{RC}. \tag{5.1.8}$$

Die Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ kann aus dieser Gleichung für Daten und Simulation berechnet werden, für den Quotient gilt

$$\frac{F^{dat}_2(x_c, Q^2_c)}{F^{mc}_2(x_c, Q^2_c)} = \frac{N^{dat}}{N^{mc}} \frac{\epsilon^{mc}}{\epsilon^{dat}} \frac{L^{mc}}{L^{dat}} \frac{A^{mc}}{A^{dat}} \frac{\kappa^{mc}}{\kappa^{dat}} \frac{C^{mc}_B}{C^{dat}_B} \frac{C^{mc}_{RC}}{C^{dat}_{RC}} \simeq \frac{N^{dat}}{N^{mc}} \frac{\epsilon^{mc}}{\epsilon^{dat}} \frac{L^{mc}}{L^{dat}}, \tag{5.1.9}$$

wobei aus Gründen der Übersichtlichkeit auf die Indizierung des Flächenelements i und den Index DIS verzichtet wurde. Der letzte Schritt setzt voraus, daß gilt

$$\frac{A^{mc}}{A^{dat}}\frac{\kappa^{mc}}{\kappa^{dat}}\frac{C_B^{mc}}{C_B^{dat}}\frac{C_{RC}^{mc}}{C_{RC}^{dat}} \simeq 1. \tag{5.1.10}$$

Da die Terme in dieser Gleichung von der theoretischen Strukturfunktion abhängen, kann die Methode nur verwendet werden, wenn die gesuchte Strukturfunktion nicht stark von der wahren abweicht. Die gemessenen Detektoreffizienzen werden bei der Simulation berücksichtigt, sodaß $\epsilon^{mc}/\epsilon^{dat} = 1$ ist. Die gemessene Strukturfunktion ergibt sich dann aus:

$$F_2^{dat}(x_c, Q_c^2) \simeq \frac{N^{dat}}{N^{mc}}\frac{L^{mc}}{L^{dat}} \cdot F_2^{mc}(x_c, Q_c^2). \tag{5.1.11}$$

Die Genauigkeit dieser Methode hängt von der Anzahl der gemessenen Ereignisse (Statistik) und der Genauigkeit der Beschreibung der Daten durch die Simulation ab (Systematik). Die Voraussetzung für Gleichung 5.1.10 kann durch Iteration erreicht werden, indem im ersten Schritt eine Strukturfunktion mit Hilfe der simulierten ermittelt wird. Im folgenden Schritt wird anstelle der simulierten die im ersten Schritt gemessene verwendet und erneut die Strukturfunktion bestimmt.

5.1.1 Einteilung der Meßintervalle in der kinematischen Ebene

Die Meßintervalle in der kinematischen Ebene sollten so gewählt werden, daß Migrationen durch Detektorauflösung und radiative Prozesse in den einzelnen Meßintervallen beschränkt sind. Es werden daher folgende Anforderungen gestellt:
Zum einen sollte die Anzahl der Ereignisse N_{sta}^i, die im Intervall i generiert und dort auch rekonstruiert wurden, mindestens 40 % der generierten Ereignisse N_{gen}^i in diesem Intervall betragen:

$$\frac{N_{sta}^i}{N_{gen}^i} \geq 0.4. \tag{5.1.12}$$

Zum anderen sollen die Migrationen in und aus dem Intervall beschränkt werden:

$$0.5 \leq \frac{N_{rec}^i}{N_{gen}^i} \leq 1.5, \tag{5.1.13}$$

wobei N_{rec}^i die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse im Intervall i bezeichnet. Diese Anforderungen führen zur folgenden Einteilung der kinematischen Ebene:

- $\Delta y, \Delta Q^2$ Intervalle im Bereich $Q^2 < 0.79\,\mathrm{GeV}^2$
- $\Delta x, \Delta Q^2$ Intervalle im Bereich $Q^2 > 0.79\,\mathrm{GeV}^2$

Die Intervallbreiten wurden äquidistant bei logarithmischer Skala gewählt. Diese Einteilung ist in Abbildung 5.1 zusammen mit der Auflösung der kinematischen Variablen in den einzelnen Intervallen dargestellt.
Das in Abschnitt 2.1 diskutierte Verhalten der Auflösung wird in Abbildung 5.1 sichtbar: Die Auflösung von Q^2 bei kleinen Werten von Q^2 wird dabei durch die Winkelmessung dominiert.

Die Energieauflösung bestimmt in Auflösung in x, die sich zu großen Werten von x wegen der $1/y$-Abhänigigkeit deutlich verschlechtert. Im Bereich $y < 0.1$ erfüllen die Meßintervalle aufgrund der schlechteren Auflösung für x die Akzeptanzkriterien nicht mehr und die Elektronmethode kann nicht mehr verwendet werden.

Für die unterschiedlichen Einteilungen der kinematischen Ebene gibt es folgende Gründe: Die Einteilung der kinematischen Ebene in Δx-Intervalle bietet sich an, da die Theorien wie beispielsweise der DGLAP-Formalismus den Verlauf der Strukturfunktion als Funktion von x und Q^2 beschreibt.

Eine Einteilung in y-Intervalle wurde notwendig, da der kinematische Bereich für die Messung zu kleinen Werten von Q^2 durch den maximalen Elektronstreuwinkel von etwa 178° und durch die Forderung $y < 0.75$ auf ein sehr kleines x-Intervall eingegrenzt wird, sodaß ein Großteil der Ereignisse eines Δx-Intervalles durch den Schnitt auf $y < 0.75$ verloren gehen würden. Durch eine $\Delta y, \Delta Q^2$ Einteilung können die Intervallgrenzen den kinematischen Schnitten so angepaßt werden, daß eine maximale Anzahl von Ereignissen zur Messung der Strukturfunktion zur Verfügung steht.

Die hier gewählte Einteilung und die verwendeten Intervalle stimmen mit denen von [51] überein, wobei dort als einziges Kriterium $N^i_{sta}/N^i_{rec} \geq 0.4$ gefordert wurde.

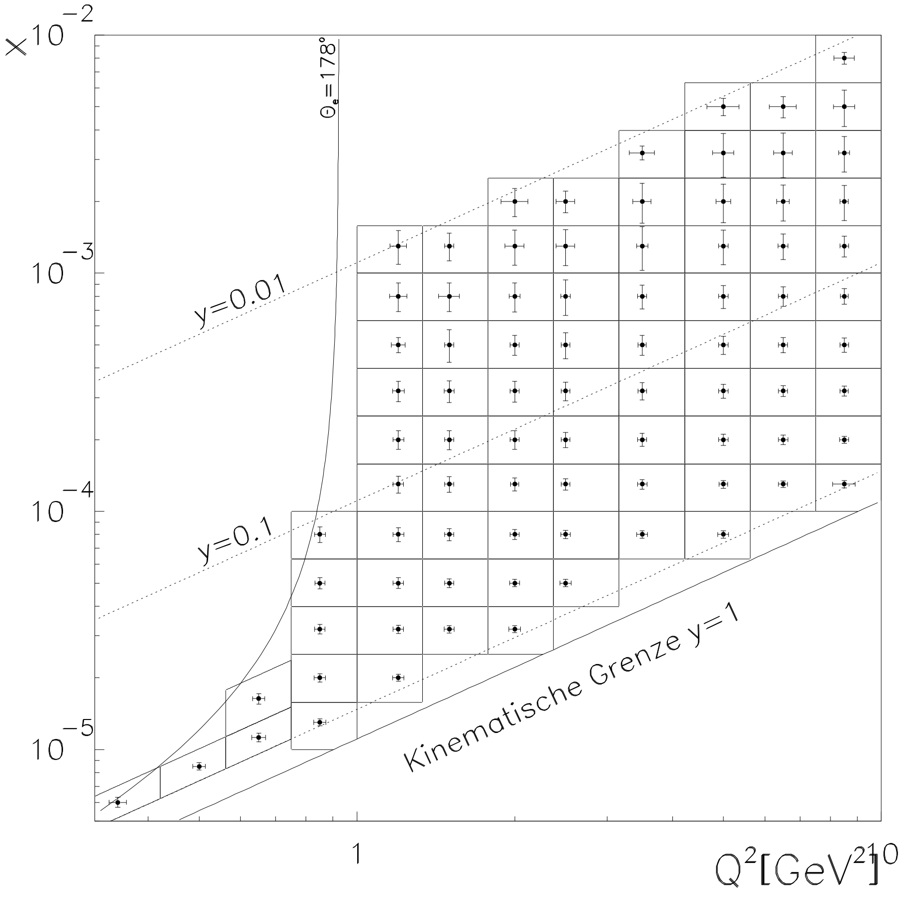

Abbildung 5.1: *Auflösung der kinematischen Variablen bei Verwendung der Elektronmethode in den verschiedenen Meßintervallen. Die Linien mit* $y = 0.01, 0.1, 0.75, 1$ *sind eingezeichnet, wobei aus Gründen der Übersicht die Beschriftung bei 0.75 weggelassen wurde. Die Linie bei* $y = 0.75$ *entspricht dem kinematischen Schnitt in der Analyse. Der maximale Positronstreuwinkel beträgt etwa* $\theta_e = 178°$*. Im Bereich* $y < 0.1$ *kann die Elektronmethode aufgrund der schlechteren Auflösung für* x *nicht mehr verwendet werden. Die Auflösung von* Q^2 *wird bei großen Winkeln durch die Auflösung des Streuwinkels dominiert.*

5.2 Die Simulation der tiefinelastischen Streuung

Für die Simulation der tiefinelastischen Streuung wird das Programmpaket DJANGO 6.22 [52] verwendet. In diesem Programmpaket wird mit dem Generator HERACLES [53] der elektroschwache Wirkungsquerschnitt berechnet, wobei radiative Korrekturen in erster Ordnung α_{em}, die Emission reeller Bremsstrahlungsphotonen und die longitudinale Strukturfunktion F_L berücksichtigt werden. In dieser Analyse wurden die Ereignisse mit $F_L = 0$ generiert.
Die Partonverteilung im Proton, die der Generator für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts verwendet, kann frei gewählt werden. Bei dieser Analyse wurden die GRV-Parametrisierung und die MRSD0-Parametrisierung [54] benutzt. Im Bereich $Q^2 < 0.35\,\mathrm{GeV}^2$ wurde ausschließlich die MRSD0-Parametrisierung genommen, da der mit der GRV Parametrisierung berechnete Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich stark von den Daten abweicht.
Die Entwicklung des hadronischen Endzustandes wird durch das Programm LEPTO [56] modelliert. Dieses wird wiederum für die Entwicklung der Partonkaskade in der Phase der Fragmentation durch das Programm ARIADNE [55] ergänzt, das auf dem *colour dipole model* (CDM) beruht. Messungen von H1 [57] und Zeus [58] haben gezeigt, daß damit der Energiefluß und der hadronischen Endzustand gut beschrieben werden. Die Hadronisierung wird durch String-Fragmentation beschrieben [59].
Das Ansprechverhalten des Detektors auf den durch die Generatoren erzeugten Endzustand wurde durch das Programmpaket H1SIM, das bereits in Abschnitt 3.5 beschrieben wurde, simuliert. Mit den so simulierten Ereignissen wurden sowohl die Akzeptanzkorrekturen als auch die Strahlungskorrekturen durchgeführt.
Für die Verteilungen, die das Ansprechverhalten des Detektors in Daten und Simulation zeigen, wurden die Ereignisse so gewichtet, daß die Partondichten am hadronischen Vertex der Strukturfunktion entsprechen, die durch Gleichung 5.8.22 beschrieben wird und die auch für die Messung der Strukturfunktion in dieser Analyse verwendet wird.
Es wurden soviele Ereignisse simuliert, daß nach der Selektion etwa doppelt soviele simulierte Ereignisse wie gemessene verhanden sind. Die genauen Angaben sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.
Der oben besprochene Generator enthält keine Berechnungen zur diffraktiven Streuung. Um das Verhalten von Ereignissen aus tiefinelastischer diffraktiver Streuung (vgl. Abschnitt 5.7) zu untersuchen, wurden Ereignisse mit den Generatoren RAPGAP [60] und DIFFVM [61] modelliert. RAPGAP beschreibt die diffraktive tiefinelastische Streuung entsprechend dem Modell von Ingelmann und Schlein als tiefinelastische Streuung an Partonen des Pomerons, das an das Proton koppelt. DIFFVM berechnet die Prozesse $ep \to ep\rho^0$ und $ep \to ep\phi^0$.

PDF	Q^2_{min} $[GeV^2]$	Lumi. $[nb^{-1}]$	sim. Ereignisse	Skalierung bei $\theta > 178.5$
GRV 504	0.01	189.135	260 000	0.1
MRSD0$'$3033	0.1	82.95	300 000	1

Tabelle 5.1: *Übersicht über die verwendeten simulierten Daten der tiefinelastischen Streuung. Die Ereignisse wurden Q^2-abhängig mit dem sogenannten Prokhorov-Faktor gewichtet. Nach der Selektion verbleiben insgesamt 92300 Ereignisse.*

5.3 Strahlungskorrekturen

Der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Streuung wurde bisher in niedrigster Ordnung QED betrachtet, da die Information über die hadronische Struktur des Protons darin enthalten ist. Gemessen wird jedoch der gesamte Wirkungsquerschnitt inklusiv radiativer Korrekturen, sodaß der gemessene Wirkungsquerschnitt auf höhere Ordnungen korrigiert werden muß. Die Korrekturen erfolgen durch die Simulation und werden in diesem Abschnitt beschrieben. Die QED-Prozesse setzen sich zusammen aus

- Abstrahlung von Photonen und Vertexkorrekturen an den Quarklinien
- Abstrahlung von Photonen und Vertexkorrekturen an den Leptonlinien
- Korrekturen durch Selbstwechselwirkung der Austauschbosonen und Austausch mehrerer Bosonen. Diese können hier vernachlässigt werden.

Die entsprechenden Feynmangraphen sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Dies führt zu einer Veränderung des Wirkungsquerschnitts, die folgendermaßen dargestellt werden kann:

$$\sigma_{exp} = \sigma_0 + \frac{\alpha}{2\pi} A_1 + \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 A_2 + ..., \tag{5.3.14}$$

wobei mit A_i die Summe über alle Feynmangraphen der Ordnung i bezeichnet wird. Wie in [62] gezeigt wird, sind die Korrekturen aufgrund von Abstrahlungsprozessen von den Quarklinien $\leq 2\,\%$ und können daher vernachlässigt werden.

Die Vertexkorrekturen am hadronischen Vertex und die Interferenzterme zwischen Photonabstrahlung von Elektron- und Quarklinien führen im hier betrachteten kinematischen Bereich zu einer Veränderung des Wirkungsquerschnitts von maximal $4\,\%$ bei den größten Werten von y [63].

Die Strahlungsprozesse an den Leptonlinien dominieren die Messung. Die hier vorgestellte

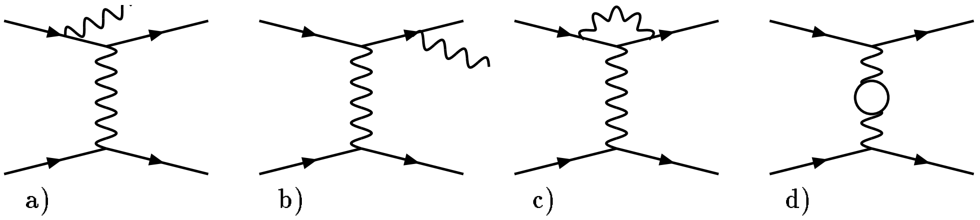

Abbildung 5.2: *Feynmangraphen der elektroschwachen Prozesse in $\mathcal{O}(\alpha)$, die einen nennenswerten Beitrag zu den Korrekturen des Wirkungsquerschnittes der tiefinelastischen Streuung liefern, aus [64]. a) initial state radiation b) final state radiation c) virtuelle Korrekturen am Vertex c) Ein-Schleifen Diagramme. Diese Korrekturen in a)-c) treten an den Lepton- und an den Quarklinien auf.*

Messung wird hauptsächlich durch die sogenannten radiativen tiefinelastischen Prozesse beeinflußt, bei denen ein Photon von der Linie des ein- oder auslaufenden Positrons abgestrahlt wird, und die als ISR- (*initial state radiation*) und FSR-Prozesse (*final state radiation*) bezeichnet werden. Bei ISR-Prozessen kann der resultierende Streuprozeß interpretiert werden als Positron-Proton-Streuung mit reduzierter Energie des einlaufenden Positrons [65]. Durch Einsetzen der „wahren" Positronenergie E_e^w

$$E_e^w = E_e - E_\gamma \tag{5.3.15}$$

in Gleichung 2.2.14 ergeben sich die kinematischen Variablen $\hat{Q}^2, \hat{x}$ und $\hat{y}$ am hadronischen Vertex über

$$\begin{aligned} \hat{Q}^2 &= 4E_e^w E_e' \cos(\frac{\theta_e}{2}) \\ \hat{y} &= 1 - \frac{E_e'}{E_e^w}\sin^2(\frac{\theta_e}{2}) \\ \hat{x} &= \frac{\hat{Q}^2}{\hat{y}s^w}. \end{aligned} \tag{5.3.16}$$

Da E_e^w kleiner ist als E_e, ist das gemessene Q^2 bei gleichem Streuwinkel θ_e und Energie E_e' größer als am hadronischen Vertex. Das gleiche gilt für y, wobei hier die Veränderung wesentlich stärker ist, wie aus Gleichung 5.3.16 direkt hervorgeht.

Wird ein Photon vom auslaufenden Positron abgestrahlt, ist die gemessene Energie des gestreuten Positrons gegenüber dem Vierervektor am hadronischen Vertex durch

$$E_e' = E_e'^w - E_\gamma \tag{5.3.17}$$

reduziert, was ebenfalls zu einer Verschiebung von y und Q^2 zu höheren Werten bewirkt, wie bei Einsetzen in die Gleichungen 2.2.14 direkt sichtbar wird.

Die Korrektur des gemessenen Wirkungsquerschnitts auf den Born Wirkungsquerschnitt ist bei der hier verwendeten Simulations-Methode implizit enthalten, da die Korrekturen sowohl an den hadronischen als auch an den leptonischen Variablen in Näherungen auf Generatorniveau berechnet werden. Es bleiben jedoch Unsicherheiten:

Der Generator HERACLES, der in DJANGO verwendet wird, berechnet die Abstrahlungsprozesse von der Leptonlinie in Ordnung α nur in den führenden Logarithmen. Die Qualität der Näherung in HERACLES wurde durch Vergleich mit dem Program HECTOR überprüft, das den Wirkungsquerschnitt in Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ exakt und die führenden Logarithmen in $\mathcal{O}(\alpha^{\in})$ berechnet und die Abstrahlung weicher Photonen im Rahmen der *soft photon exponentiation* berücksichtigt. Die Abweichungen zwischen den beiden Programmen beträgt weniger als 2 % [66].

Bei der Berechnung der Korrekturen wird über die zu messende Strukturfunktion integriert. Da radiative Prozesse zu einem gemessenen Wert $Q^2_{exp} \geq Q^2$ führen, gehen bei kleinen Werten von Q^2 in die Korrektur auch Annahmen über den Verlauf der Strukturfunktion im Bereich unterhalb der hier betrachten Q^2-Werte ein. Die Abhänigigkeit von der angenommenen Strukturfunktion wurde untersucht, indem die radiativen Korrekturen für unterschiedliche Parametrisierungen berechnet wurden. Unterschiede treten vor allem bei der Abstrahlung harter Photonen auf. Ereignisse mit harter Photonabstrahlung im Ausgangszustand werden eleminiert durch den Schnitt auf $\sum_i(E_i - p_{zi}) > 35$GeV (vgl. Abschnitt 5.4.1). Dieser Schnitt bewirkt, daß Ereignisse, bei denen die Energie des Positrons durch Abstrahlung mehr als 10 GeV reduziert wurde, nicht zur Messung verwendet werden. Daher kann der Beitrag aufgrund der unterschiedlichen Korrekturen für harte Photonabstrahlung vernachlässigt werden [63].

Die Messung wird von den FSR-Prozessen deutlich weniger beeinflußt, da etwa 80 % der

emittierten Photonen in einem Konus von 2 mrad um die Richtung des gestreuten Positrons liegen und im Kalorimeter zur Positronenergie zugeschlagen werden [67].
Die radiativen Korrekturen aufgrund von Vertexkorrekturen am hadronischen Vertex, durch die Interferenzterme und die Korrekturen an den Leptonlinien nehmen zu hohen Werten von y stark zu. Um die Auswirkung der hier besprochenen Unsicherheiten auf die Messung zu begrenzen wird der Meßbereich auf $y < 0.75$ beschränkt.
Bei der Messung der Strukturfunktion werden die Unsicherheiten aufgrund der radiativen Korrekturen im systematischen Fehler berücksichtigt, wobei dieser zu 5 % bei den höchsten Werten von y und zu 2 % in den übrigen Intervallen abgeschätzt wird [63].

5.4 Untergrundereignisse

Der Untergrund bei der Messung der tiefinelastischen Streuung besteht aus

- *strahlinduziertem Untergrund:* Bei diesen Ereignissen wechselwirkt der Strahl mit dem Restgas im Detektor oder Teilchen, die aus dem Strahl diffundieren, streuen an den Elementen der Strahlführung, vor allem an den Kollimatoren. Diese Ereignisse werden in den verschiedenen Triggerstufen und durch die Datenselektion stark unterdrückt. Der verbleibende Untergrund wurde aus Betrachtung von Ereignissen im Ereignismonitor zu weniger als 2% bei den höchsten Werten von y abgeschätzt, im übrigen Bereich der kinematischen Ebene kann er vernachlässigt werden [51].

- *„physikalischem" Untergrund:* Ereignisse aus Photoproduktion können bei niedrigen Energien nicht vollständig von denen der tiefinelastischen Streuung abgetrennt werden. Im folgenden Abschnitt wird auf diesen Untergrund eingegangen.

5.4.1 Photoproduktions-Untergrund bei der Messung von F_2

Prozesse der Photoproduktion

Der Hauptuntergrund bei der Selektion von Ereignissen aus tiefinelastischer Streuung wird durch Photoproduktion verursacht, der in diesem Abschnitt untersucht wird. Photoproduktion und das VDM-Modell wurden bereits in Abschnitt 2.4 im Zusammenhang mit den unterschiedlichen Ansätzen zur Beschreibung von Positron-Proton-Streuung im Bereich kleiner Werte von Q^2 beschrieben. Hier wird auf die unterschiedlichen Streuprozesse bei Photoproduktion eingegangen.
Bei Prozessen der Photoproduktion wird, da $Q^2 \simeq 0$ ist, das Positron kaum aus seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt. Es wird daher in den meisten Fällen wegen des begrenzten Akzeptanzbereichs des Detektors nicht gemessen. Die Hadronen, die bei diesen Prozessen entstehen, können jedoch in den Rückwärtsbereich gestreut werden und dort die Signatur eines Positrons aus tiefinelastischer Streuung vortäuschen. Die Winkelverteilung der Hadronen hängt von dem speziellen Prozeß der Photoproduktion ab. Die möglichen Prozesse werden in verschiedene Klassen eingeteilt, wobei der bei der Streuung auftretende Transversalimpuls als Richtgröße dient:

- *Der VDM-Anteil*: Hier fluktuiert das Photon in ein Vektormeson, wobei die Impulsverteilung der gebundenen Quarks zu niedrigen Transversalimpulsen führt. Diese Prozesse dominieren daher die Verteilung des Untergrunds im Bereich von Streuwinkeln des vorgetäuschten Positrons bei $\theta_e > 170°$ [68].

- *Die anomale Komponente*: Bei diesen Prozessen fluktuiert das Photon in ein Quark-Antiquark-Paar, das jedoch, im Gegensatz zu den VDM-Prozessen, keinen Bindungszustand eingeht. Die Partonen besitzen im Mittel einen höheren Impulsanteil am Photonimpuls als die Partonen im Vektormeson. Dies bewirkt, daß ein Jet mit hohem Transversalimpuls p_T aus dem gestreuten Parton entstehen kann. Das nicht beteiligte Quark (der sogenannte Photonrest) fragmentiert in Hadronen, die bevorzugt in den Rückwärtsbereich gestreut werden.
- *Direkte Prozesse*: Hier wechselwirkt das Photon direkt mit dem Quark, sodaß beim Streuprozeß die gesamte Energie des Photons zur Verfügung steht. Es können Jets mit hohem Transversalimpuls entstehen, die zusammen mit der anomalen Komponente Untergrund verursachen, der über den gesamten Winkelbereich der hier vorgestellten Messung verteilt ist [68].

Da die verschiedenen Prozesse in unterschiedlichen Bereichen des Phasenraums auftreten, ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion aus der Summe der einzelnen Anteile, die hier nach steigendem Transversalimpuls geordnet sind:

$$\begin{array}{rcl} \sigma_{tot}^{\gamma^* p}(s) & = & \sigma_{VDM}^{\gamma^* p}(s) + \sigma_{anomal}^{\gamma^* p}(s) + \sigma_{direkt}^{\gamma^* p}(s). \\ & & \longrightarrow \qquad\quad p_T \qquad\quad \longrightarrow \end{array} \tag{5.4.18}$$

Abschätzungen zeigen, daß die Zahl der Pionen und der aus ihrem Zerfall entstehenden Photonen, die auf die rückwärtigen Detektoren treffen, um etwa zwei Größenordnungen höher sind als die der Positronen aus tiefinelastischer Streuung [69]. Eine effiziente Abtrennung ist daher notwendig.
Photoproduktionsereignisse werden mit dem Generator PHOJET [70] im Bereich $Q^2 < 0.1\,\mathrm{GeV}^2$ modelliert, der alle Ereignissklassen der Photoproduktion enthält, und anschließend wie die Ereignisse der tiefinelastischen Streuung simuliert und rekonstruiert. Die simulierte Datenmenge der Photoproduktion entspricht der dreifachen integrierten Luminosität der Meßdaten.

Schnitte gegen den Photoproduktionsuntergrund

Die geladenen und neutralen Hadronen und ihre Zerfallsprodukte, die bei Photoproduktion entstehen, werden durch unterschiedliche Schnitte von Positronen aus tiefinelastischer Streuung getrennt. Im Folgenden werden die Untergrundsignaturen beschrieben und Möglichkeiten diese Ereignisse zu erkennen diskutiert.

- *Unterdrückung von geladenen Hadronen durch Schnitte auf das Schauerprofil:* Positronschauer sind sowohl in lateraler als auch in longitudinaler Richtung stärker lokalisiert als Hadronschauer. Ein Maß für das laterale Schauerprofil ist der energiegewichtete Schauerradius R_{CL} im SpaCal, der durch $R_{CL} = \sum(r_i E_i)/\sum E_i$ definiert ist, wobei r_i die geometrische Position des Zellzentrums, E_i die in der Zelle gemessene Energie und i die zum Cluster gehörende Zelle bezeichnen. Es wird gefordert $R_{CL} \leq 3.5\,\mathrm{cm}$. Der elektromagnetische Teil des SpaCals ist so ausgelegt, daß Positronschauer mit einer Energie von 30 GeV in longitudinaler Richtung nahezu vollständig absorbiert werden

[38]. Daher wird gefordert, daß im hadronischen Teil des SpaCals in einem Radius von 17.5 cm um den Schauerschwerpunkt im elektromagnetischen Teil eine Energie von maximal 0.5 GeV gemessen wird.

- *Unterdrückung von $\gamma\pi^{\pm}$-Überlapp durch Ausnutzen der räumlichen Korrelation zwischen Spur und Cluster:*
  Positronen erzeugen eine Spur in der BDC und einen elektromagnetischen Cluster im SpaCal, wobei der rekonstruierte Schauerschwerpunkt mit dem Auftreffpunkt der extrapolierten Spur übereinstimmt. Eine ähnliche Signatur wird von Ereignissen erzeugt, bei denen ein Photon und ein $\pi^{\pm}$ mit geringem Abstand auf die rückwärtigen Detektoren treffen, da das geladene Pion eine Spur in der Kammer und das Photon einen elektromagnetischen Cluster erzeugt. Der Abstand zwischen der Spur und dem Schauerschwerpunkt ist im Mittel jedoch größer als bei Positronen. Daher wird gefordert, daß der Abstand von Spur und Schauerschwerpunkt in radialer Richtung kleiner als 2 cm und in azimuthaler Richtung kleiner als 2.5 cm ist.

- *Unterdrückung von neutralen Pionen und Photonen:*
  Neutrale Pionen zerfallen in Photonpaare, die wiederum im insensitiven Detektormaterial vor der BDC in Elektronen[1] konvertieren können. Diese $\gamma e^{\pm}$-Überlappereignisse werden ebenfalls durch den Schnitt auf den Schauerradius und den Schnitt auf die räumliche Korrelation zwischen Spur und Cluster unterdrückt, wenn der Abstand zwischen den Teilchen groß genug ist. Ein großer Anteil dieser Ereignisse kann so aber nicht erkannt werden. Er kann nur durch Detektoren unterdrückt werden, die vor dem insensitiven Material also bevor die Photonen konvertieren, Spuren von geladenen Teilchen messen. Dafür wurde ein Silizium-Detektor gebaut, der jedoch erst seit dem Betriebsjahr 1997 Daten liefert.

Bisher wurden Schnitte diskutiert, die spezielle Untergrundsignaturen abtrennen. Für die Identifizierung des Positrons kann aber auch ausgenutzt werden, daß aus Energie- und Impulserhaltung folgt:

$$2E_e = \sum_i (E_i - p_{zi}), \tag{5.4.19}$$

wobei E_i die Energie und p_{zi} den longitudinalen Impuls des Teilchens i bezeichnen und über alle Teilchen im Endzustand summiert wird. Geht das Positron undetektiert verloren, so trägt es nicht zur Summe bei und es ist $\sum_i (E_i - p_{zi}) < 55.3\,\text{GeV}$. Durch die Forderung $\sum_i (E_i - p_{zi}) \geq 35\,\text{GeV}$ wird verhindert, daß Ereignisse selektiert werden, bei denen das Positron mit einer Energie $E > 10\,\text{GeV}$ nicht detektiert wurde. Er ist auch wesentlich für die Beschränkung der radiativen Korrekturen, wie in Abschnitt 5.3 gezeigt wird.

Abbildung 5.3 zeigt den relativen Anteil der Photoproduktions-Ereignisse, die nach Anwenden der einzelnen Schnitte verbleiben, als Funktion der Cluster-Energie in der Simulation. In der oberen Abbildung wurde von den vier Schnitten jeweils nur einer angewandt. Allein durch den Schnitt auf die räumliche Korrelation zwischen Spur und Cluster können unabhängig von der Energie 60% der Untergrundereignisse abgetrennt werden. Der Schnitt auf $\sum(E-p_z)$ zeigt eine starke Energieabhängigkeit, seine Effizienz nimmt zu kleinen Clusterenergien stark zu und erreicht einen Wert von 55 % bei der kleinsten Energie. Dieses Verhalten kann damit erklärt werden, daß mit zunehmender Energie des undetektierten, gestreuten Positrons die Energie des hadronischen Endzustands abnimmt, so daß weniger Cluster mit

---

[1] „Elektron" steht in diesem Zusammenhang für Elektron oder Positron

hoher Energie erzeugt werden. Der Schnitt auf die hadronische Energie zeigt ein gegenläufiges Verhalten: bei kleinen Energien ist die longitudinale Ausdehnung des Schauers geringer, im hadronischen Teil wird kaum Energie gemessen, mit zunehmender Energie wächst die Effizienz dieses Schnittes. Der Schnitt auf den gewichteten Schauerradius verwirft nur etwa 15 % der Untergrundes und hängt nicht von der Energie ab.

Abbildung 5.3 b) zeigt die komplementäre Untersuchung: hier wurde die Effizienz eines Schnittes bei den Ereignissen untersucht, die die Kriterien der drei anderen Schnitte erfüllen. Der Vergleich der Verteilungen in Abbildung 5.3 a) und b) gibt Aufschluß über die Korrelation: Bei den Schnitten auf E_{had} und $\sum(E-p_z)$ ist kaum ein Unterschied zu erkennen, sie sind offenbar unabhängig von den anderen Schnitten. Die Schnitte auf Spur-Cluster-Abstand und laterales Schauerprofil trennen beide die $e\gamma$-Überlappereignisse bei genügend großem Abstand der beiden Teilchen ab, daher ist eine Korrelation zu erwarten. Aus dem Unterschied von 10 % zwischen den beiden Kurven in Abbildung 5.3 a) und b) kann geschlossen werden, daß diese Korrelation dennoch schwach ist. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Schnitte sich überwiedend in ihrer Wirkung ergänzen, sodaß insgesamt, unabhängig von der Energie des vorgetäuschten Positrons, etwa 80 % der Photoproduktionsereignisse erkannt und verworfen werden können.

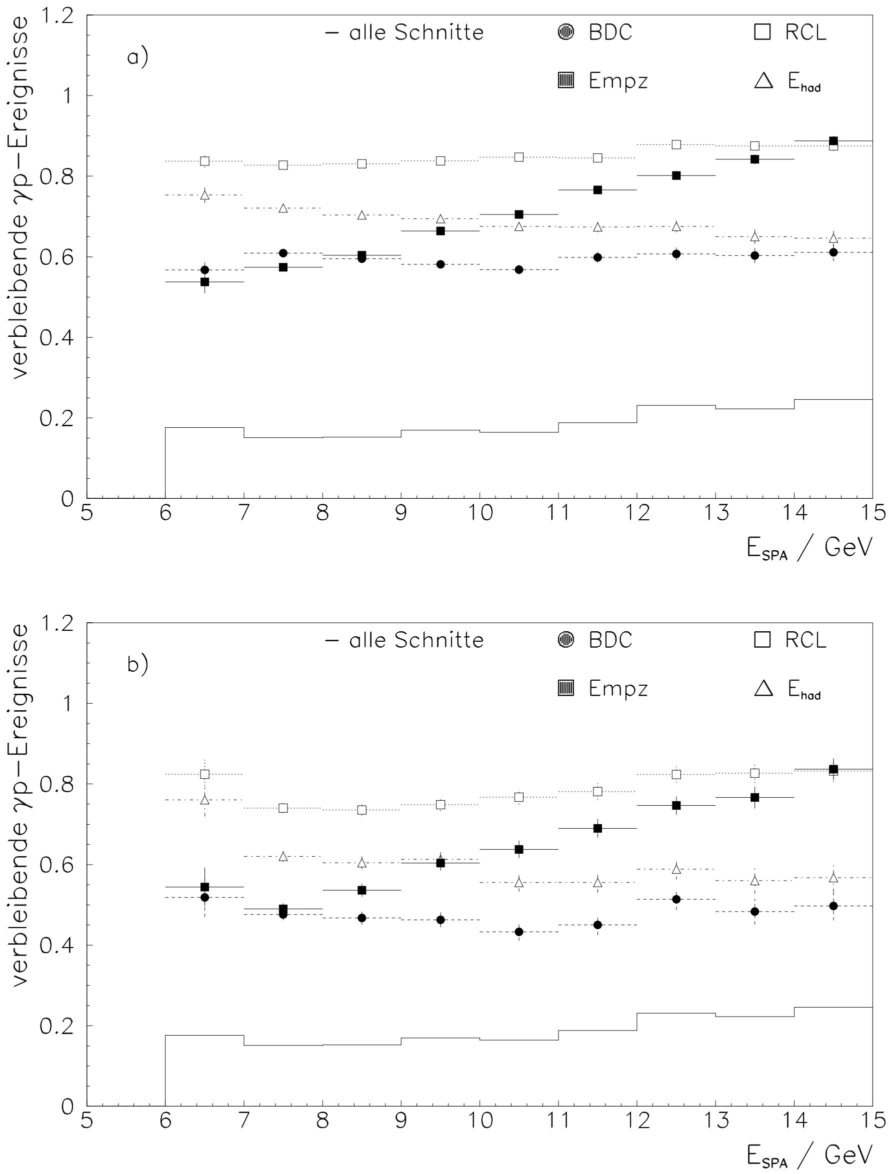

Abbildung 5.3: *Relativer Anteil der verbleibenden γp-Ereignisse bei Anwenden der verschiedenen Schnitte als Funktion der Energie Simulationsstudie. a) Es wird keiner der 4 Schnitte gegen γp-Untergrund angewandt, der relative Anteil entspricht der Unterdrückung durch den zu untersuchenden Schnitt. b) die einzelnen Schnitte werden mit Ereignissen untersucht, die die Kriterien der drei anderen Schnitte erfüllen. Man beachte, daß die Anzahl der verbleibenden γp-Ereignisse zu hohen Energien stark abnimmt (vgl. Abbildung 5.6).*

Beschreibung des verbleibenden Untergrundes durch die Simulation

Da der Untergrund nicht vollständig unterdrückt werden kann, wird er simuliert (vgl.Abschnitt ??) und die simulierte Zahl der Untergrundereignisse in den $\Delta x, \Delta Q^2$-Intervallen des Meßbereichs statistisch von den gemessenen Ereignissen subtrahiert. Die Beschreibung der Daten durch die Simulation kann überprüft werden, da etwa 10 % des Photoproduktionsuntergrundes, der nach der Selektion der tiefinelastischen Ereignisse verbleibt, mit Hilfe des Elektrontaggers[2] erkannt werden kann, wobei das Kriterium $\sum(E - p_z) \geq 35\,\mathrm{GeV}$ bei dieser Selektion nicht angewendet wurde.

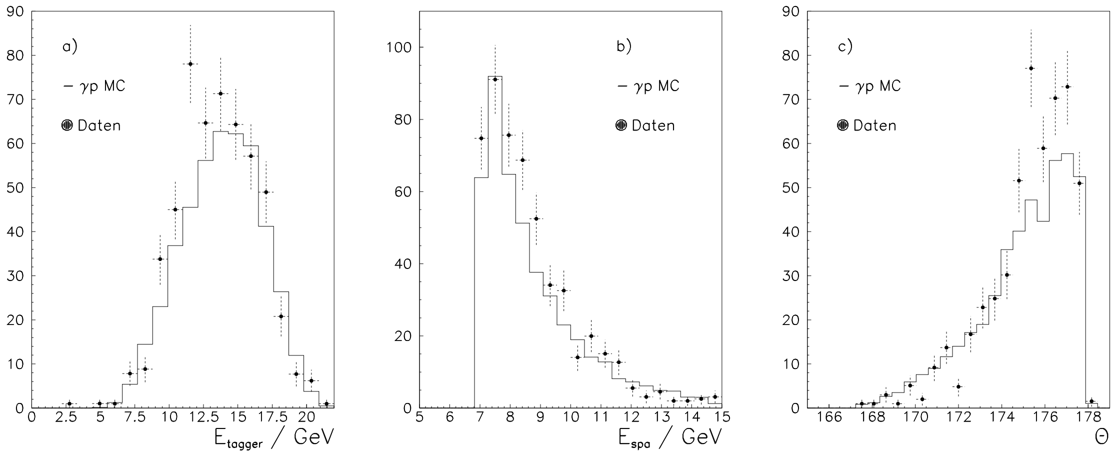

Abbildung 5.4: *Ereignisse der Photoproduktion, die die Selektionskriterien der tiefinelastischen Streuung erfüllen, mit Signal im Elektrontagger in Daten und Simulation, a) Energiespektrum des Positrons b) Energie des vorgetäuschten Positrons im SpaCal c) Streuwinkel des vorgetäuschten Positrons. Die Überhöhung der Daten im Bereich $\theta > 174.5°$ zeigt, daß die Effizienz für die Abtrennung von Ereignissen aus Photoproduktion in diesem Bereich durch die Simulation nicht gut beschrieben wird. Sie bewirkt das in Verteilung a) und c) im gesamten Bereich in der Simulation zu wenig Ereignisse selektiert werden.*

Das Energiespektrum der Positronen, das im Tagger gemessen wurde, ist in Abbildung 5.4 a) für Daten und Simulation dargestellt. Die Abbildungen 5.4 b) und c) zeigen die Winkelverteilung und die Energieverteilung im SpaCal des vorgetäuschten Positrons. Im Bereich $\theta > 174.5°$ ist offenbar die Effizienz für die Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen in Daten und Simulation unterschiedlich. Diese Effizienzunterschiede wurden untersucht, indem bei den Ereignissen mit Signal im Elektrontagger die Größen, auf die geschnitten wird, im Bereich $\theta > 174.5°$ und $\theta \leq 174.5°$ getrennt betrachtet wurden. Dieser Unterschied konnte nicht auf einen einzelnen Schnitt zurückgeführt werden. Deshalb kann die Ursache nicht in der mangelhaften Beschreibung eines Detektorteils durch die Simulation liegen. Eine mögliche Erklärung ist, daß der relative Anteil an geladenen und neutralen Pionen im Hadronfluß bei großen Winkeln in der Simulation nicht richtig beschrieben wird. Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit Analysen speziell zur Photoproduktion war nicht möglich, da in diesem Winkelbereich keine entsprechenden Untersuchungen existieren. Anzeichen für eine fehlerhafte

---

[2] vgl. Kapitel 3

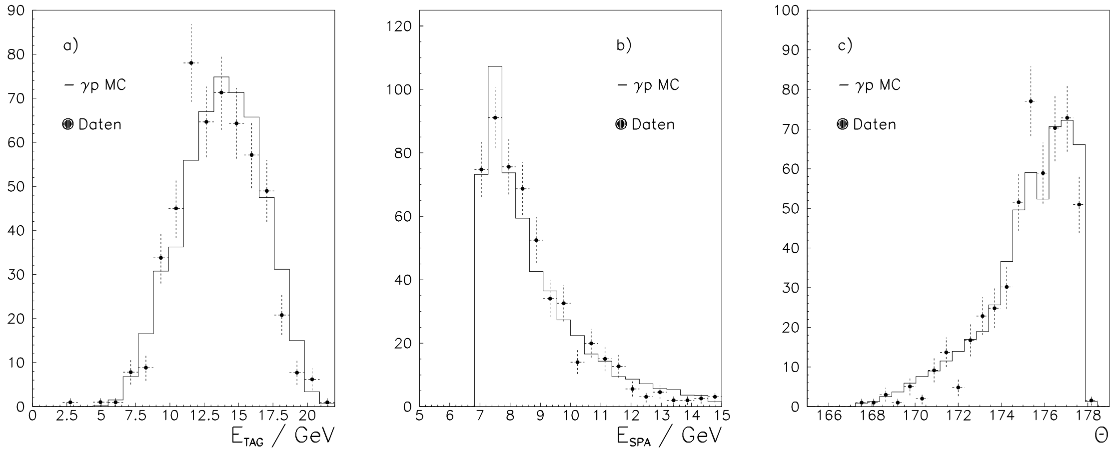

Abbildung 5.5: *Ereignisse der Photoproduktion, die die Selektionskriterien der tiefinelastischen Streuung erfüllen, mit Signal im Elektrontagger in Daten und Simulation, wobei im Bereich* $\theta \geq 174.5$ *die Zahl der simulierten Ereignisse um 24 % erhöht wurde. a) Energiespektrum des Positrons b) Streuwinkel des vorgetäuschten Positrons, c) Energiespektrum des vorgetäuschten Positrons.*

Beschreibung des Hadronflusses beim Photoproduktionsuntergrund in diesem Winkelbereich wurden auch in anderen Analysen gefunden, siehe beispielsweise [71], [72]. Daher wurde die Simulation im Bereich $\theta > 174.5^\circ$ um 24 % korrigiert und die Genauigkeit, mit der die Anzahl der verbleibenden Photoproduktionsereignisse bekannt ist, wird konservativ zu 30 % im gesamten kinematischen Bereich abgeschätzt.
Die resultierenden Verteilungen der Größen, auf die geschnitten wird ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Bei der radialen Abstandsverteilung sind die Ereignisse in der Simulation asymmetrisch, in den Daten symmetrisch um 0 verteilt. Eine Selektion mit einem von 2 cm auf 3 cm vergrößertem Abstandsschnitt bewirkt einen Unterschied von 5 % in der Normierung, was jedoch im Vergleich zum systematischen Fehler zu vernachlässigen ist.

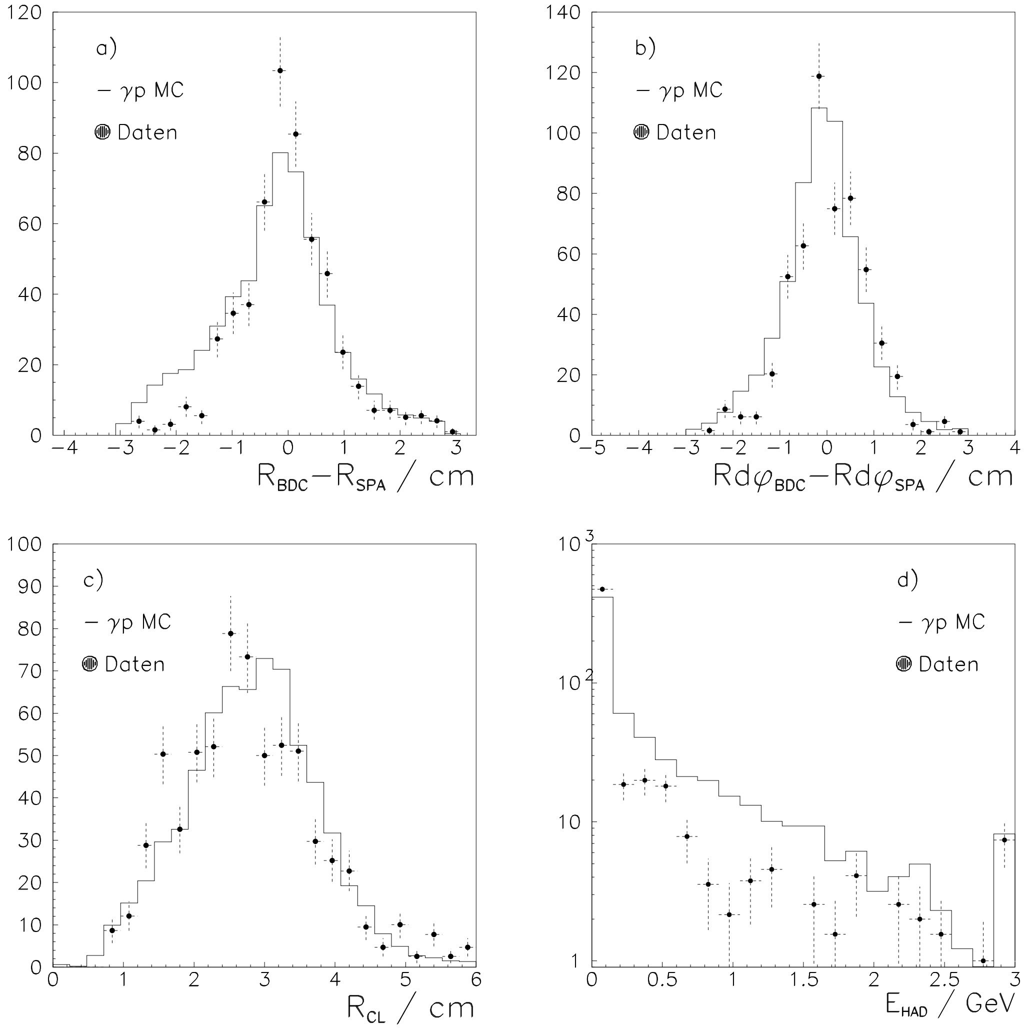

Abbildung 5.6: *Verteilungen der Variablen zur Abtrennung von Untergrund aus Photoproduktion für Ereignisse mit Signal im Elektrontagger, wobei im Bereich* $\theta \geq 174.5°$ *die Zahl der simulierten Ereignisse um 24 % erhöht wurde. a) radiale und b) azimuthale Abstandsverteilung von Spur und Schauerschwerpunkt. c) laterales Schauerprofil im SpaCal d) Energie im hadronischen SpaCal hinter dem elektromagnetischen Cluster. Der Einfluß der Abweichungen bei a) und d) wird im systematischen Fehler berücksichtigt.*

Überprüfen des verbleibenden Untergrundes im gesamten Meßbereich

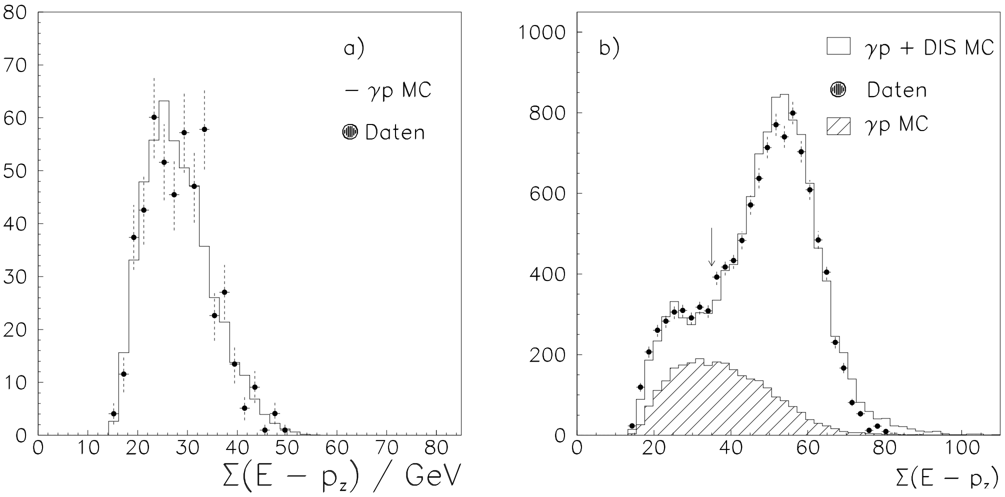

Abbildung 5.7: $\sum(E-p_z)$ *für a) Ereignisse mit Signal im Elektrontagger in Daten und in der Simulation der Photoproduktion und b) Ereignisse, die die Selektionskriterien der tiefinelastischen Streuung erfüllen im Bereich* $0.55 \leq y \leq 0.75$ *in Daten und Simulation der tiefinelastischen Streuung und der Photoproduktion. Der Pfeil weist auf die Lage des Schnittes bei der Selektion der Ereignisse aus tiefinelastischer Streuung. Aus diesem Vergleich wird deutlich, daß aufgrund des Akzeptanzbereich des Elektrontaggers der Bereich in dem die Simulation überprüft wird nur wenig mit dem Bereich der selektierten tiefinelastischen Ereignisse überlappt.*

Die Photoproduktionsereignisse mit Signal im Elektrontagger liegen durch den Akzeptanzbereich dieses Detektors in einem begrenzten kinematischen Bereich, bei einem „wahren" y von $0.4 \leq y \leq 0.7$, also im wesentlichen bei $\sum(E-p_z) < 35\,\mathrm{GeV}$, wie aus Abbildung 5.7 a) hervorgeht. Sie werden daher durch das Anwenden dieses Schnittes bei der Selektion verworfen. Der größte Teil der Untergrundereignisse liegt bei $y > 0.7$, und damit bei $\sum(E-p_z) > 35\,\mathrm{GeV}$, wie aus Abbildung 5.7 b) hervorgeht. Das bedeutet, daß die Simulation des Photoproduktionsuntergrundes nicht in dem kinematischen Bereich überprüft wird, der für die Messung verwendet wird.

Um die Beschreibung der verbleibenden Photoproduktionsereignisse durch die Simulation bei den Ereignissen zu überprüfen, die in den Daten nicht als Untergrund erkannt werden können, werden daher Ereignisse in dem kinematischen Bereich, in dem der Untergrund groß ist, bei $0.55 \leq y \leq 0.75$, verglichen. Hierbei wird natürlich das y aus Energie und Winkel des evtl. vorgetäuschten Positrons berechnet. In Abbildung 5.8 sind die Verteilungen, auf die geschnitten wird, in Daten und Simulation dargestellt. Es zeigt sich, daß die Daten auch in Bereichen, in denen ausschließlich Einträge von Ereignissen aus Photoproduktion erwartet werden, gut durch die Simulation beschrieben sind und die statistische Subtraktion gerechtfertigt ist.

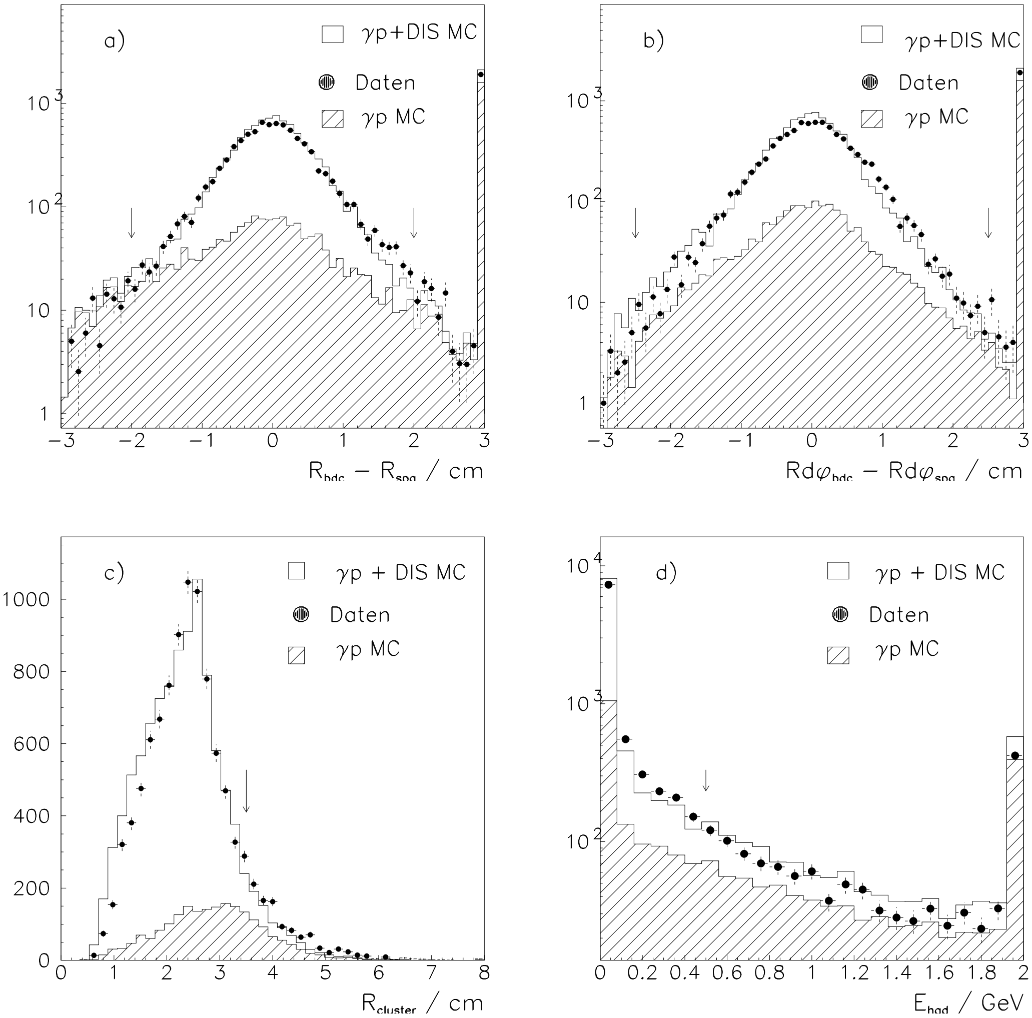

Abbildung 5.8: *Verteilungen der Größen, auf die zur Abtrennung von Ereignissen aus Photoproduktion geschnitten wird, im kinematischen Bereich von* $0.55 < y < 0.75$ *in Daten und Simulation. Die Pfeile deuten auf die Lage des Schnittes. a) und b) radialer und azimuthaler Abstand zwischen Spur und Clusterschwerpunkt, c) laterales Schauerprofil, d) Energie im hadronischen Teil des SpaCals hinter dem Cluster im elektromagnetischen Teil. Im Bereich* $\theta \geq 174.5^\circ$ *wurde die Zahl der simulierten Ereignisse aus Photoproduktion um 24 % erhöht.*

Überprüfen des Einflusses des Schnittes auf F_2

Die Stabiltät der resultierenden Strukturfunktion in Bezug auf die Variation des Schnittes auf die Spur-Cluster-Korrelation wurde untersucht, indem der maximale Abstand zwischen Spur und Clusterschwerpunkt auf 3 cm in radialer und azimuthaler Richtung erweitert wurde und die Messung der Strukturfunktion wiederholt wurde. Die Abweichung der so gemessenen Strukturfunktion liegen innerhalb des Wertes, der sich aus dem oben angegebenen Fehler von 30 % auf die Anzahl der verbleibenden Photoproduktionsereignisse ergibt.
Der verbleibende Photoproduktionsuntergrund beträgt in den meisten Intervallen weniger als 5 %, der Fehler auf F_2 ist hier geringer als 2 % und daher vernachlässigbar. In zwei Intervallen beträgt der Anteil an verbleibenden Photoproduktionsereignissen mehr als 20 %, der Fehler auf F_2 daher bis zu 9 %. Die Werte in den einzelnen Meßintervallen sind in Tabelle 5.5 aufgeführt.

5.5 Selektion der Daten

Die Ereignisse der tiefinelastischen Streuung werden im wesentlichen durch die Identifizierung des gestreuten Positrons erkannt. Die Selektion der Meßdaten erfolgt in mehreren Schritten, wie im folgenden Abschnitt dargestellt wird. Die Selektionsschnitte wurden so gewählt, daß eine möglichst hohe Effizienz für Ereignisse aus tiefinelastischer Streuung erreicht wird. Bei der hier verwendeten Methode zur Bestimmung der Strukturfunktion ist es notwendig, daß die Effizienzen in Daten und Simulation übereinstimmen. Die gemessenen Detektoreffizienzen wurden daher in der Simulation berücksichtigt, verbleibende Differenzen in den systematischen Fehler einbezogen.

Der Trigger

Für die hier beschriebene Analyse werden Ereignisse verwendet, bei denen der inklusive Elektron Trigger (IET) des SpaCal angesprochen hat. Dieser Trigger fordert, daß eine lokalisierte Energiedeposition oberhalb einer gegebenen Schwelle im elektromagnetischen Teil des SpaCals existiert und daß die Energiedeposition innerhalb eines Zeitintervalls von 10 ns um den Zeitpunkt der Wechselwirkung von Positron- und Protonstrahl erfolgt ist. Die Energieschwelle des Triggers variiert für die verschiedenen Subtrigger [3], hier wurden Subtrigger mit den Energieschwellen IET> 1 [4] und IET> 0 [5] verwendet.
Die Effizienz der Subtrigger für den Nachweis von Positronen aus tiefinelastischer Streuung wurde für die höhere Energieschwelle IET> 1 mit Ereignissen, die die Bedingung der niedrigeren Energieschwelle IET> 0 erfüllen, bestimmt. Die Energieschwelle IET> 1 bewirkt, daß Positronen mit einer Energie von 7 GeV nur mit einer Effizienz von 70 % registriert werden [73]. Die Effizienz der Subtrigger mit IET> 0 wurde bestimmt, indem die Redundanz des Triggersystems ausgenutzt wurde. Durch die Daten, die mit der niedrigeren Energieschwelle von IET> 0 genommen wurden, wird die Triggereffizienz auf 99 % im gesamten Energiebereich erhöht [51]. Die verbleibende Ineffizienz von etwa 1 % ist auf die Zeitbedingung für das Triggersignal zurückzuführen [51].

---

[3] das H1 Triggersystem und der SpaCaltrigger werden in Kapitel 3 beschrieben

[4] Subtrigger S0

[5] Subtrigger S5 und S7

Bei der Datennahme betrug die Rate der Ereignisse, die die Bedingung IET> 0 erfüllen etwa 40 Hz. Diese hohe Rate wurde hauptsächlich durch Positron-Strahl-induzierten Untergrund verursacht [37]. Daher wurde nur ein Bruchteil der Ereignisse, die ausschließlich diese Triggerbedingungen erfüllen, registriert. Diese Unterdrückung von Ereignissen bei der Datennahme wurde bei der Analyse nachträglich korrigiert.

Die Selektion guter „Runs"

Bei der Datennahme wurde eine Datenmenge entsprechend einer integrierten Luminosität von 148 nb^{-1} aufgezeichnet. Die Ereignisse werden bei der Datennahme in Meßreihen, die unter festen experimentellen Bedingungen genommen wurden, in sogenannten „Runs" zusammengefaßt. Bei der Analyse werden nur Ereignisse verwendet, die zu Runs gehören, die die Kriterien der Run-Selektion erfüllen. Dafür wird im wesentlichen gefordert, daß alle in dieser Analyse verwendeten Detektoren angeschaltet waren und pro Run eine Datenmenge mit einer Luminosität von mindestens 0.2 nb^{-1}, das entspricht etwa 100 DIS Ereignissen, gemessen wurde.

Die in dieser Arbeit verwendetet Runselektion entspricht der Runselektion in [51]. Die Summe der selektierten Runs entspricht einer integrierten Luminosität von 119 nb^{-1}.

Existenz eines rekonstruierten Wechselwirkungspunkts

Der Wechselwirkungspunkt wird bei der Elektronmethode zur Berechnung des Streuwinkels benötigt. Zusätzlich wird durch diese Forderung strahlinduzierter Untergrund stark unterdrückt.

Der Wechselwirkungspunkt wird aus Spuren von Teilchen aus dem hadronischen Endzustand, die im zentralen oder im Vorwärtsspurkammersystem gemessen wurden, rekonstruiert. Das gestreute Positron wird in dem hier betrachteten kinematischen Bereich unter so großen Winkeln gestreut, daß seine gemessene Spur nicht zur Rekonstruktion des Vertex beiträgt.

Bei den hier verwendeten Daten, war der nominelle Wechselwirkungspunkt um +70 cm entlang der Protonrichtung verschoben, um größere Positronstreuwinkel messen zu können. Für die Analyse wird gefordert, daß der rekonstruierte Wechselwirkungspunkt nicht weiter als 30 cm von dieser nominellen Position entfernt ist, also gelten muß:

$$40\,\mathrm{cm} \leq z_{vtx} \leq 100\,\mathrm{cm}. \tag{5.5.20}$$

Die Rekonstruktionseffizienz hängt stark von der Anzahl der Spuren ab, aus denen der Wechselwirkungspunkt rekonstruiert wird, und damit von der invarianten Masse W des hadronischen Endzustands bzw. wegen $W^2 \simeq ys(1-x) \sim ys$ von y. Die Hadronen werden bei kleinen Werten von y in Vorwärtsrichtung gestreut. Bei sehr kleinen Streuwinkel werden sie wegen des begrenzten Akzeptanzbereichs des Spurdetektors nicht detektiert, was zu einer wachsenden Ineffizienz für die Rekonstruktion des Vertex mit abnehmenden y führt. Die Effizienz der Rekonstruktion wurde überprüft, indem zur Unterdrückung von Untergrund die Schnitte der Analyse verschärft wurden und zusätzlich ein Signal im PlugTOF-Detektor verlangt wurde. Das garantiert, daß eine Wechselwirkung zwischen Positron- und Proton stattgefunden hat, die zur Fragmentation des Protons führte. Die Effizienz für die Vertexrekonstruktion beträgt für diese Analyse zwischen 90 % und 97 % und wird in der Simulation mit einer Genauigkeit von 2 % reproduziert [51].

Luminositätsmessung

Im Protonstrahl gibt es neben dem Haupt-Teilchenpaket noch sogenannte „Satelliten-Pakete", die einen zeitlichen Abstand von 4.8 ns haben. Durch den zeitlichen Versatz kollidiert der Positronstrahl mit Protonen aus den Satelliten-Paketen an einem Punkt, der um 70 cm entlang der Strahlachse gegenüber dem nominellen verschoben ist. Diese Ereignisse erfüllen daher nicht das Vertexkriterium der Selektion. Bei der Luminositätsmessung wird aber nicht unterschieden, ob der Bethe-Heitler-Prozeß im Satellitenpaket oder im Hauptpaket stattgefunden hat. Daher wird die Luminositätsmessung nachträglich korrigiert. Die Korrektur beträgt 4.6 % [74], sodaß für die Analyse eine integrierte Luminosität von 114 nb^{-1} zur Verfügung steht.
Die Unsicherheit der Luminositätsmessung beträgt 3 % [74] und legt die Genauigkeit der absoluten Normierung der Strukturfunktion fest.

Kinematische Schnitte

Um den Einfluß von Photoproduktionsuntergund und Strahlungskorrekturen zu begrenzen, wird gefordert $\sum_i (E_i - p_{z,i}) \geq 35\,\mathrm{GeV}$, wobei die Summe über alle Teilchen im Endzustand läuft. Ferner muß gelten $y \leq 0.75$, was einer Energie von $E'_e \geq 7\,\mathrm{GeV}$ des gestreuten Positrons entspricht.

Nachweis eines Positrons

Das energiereichste Cluster im elektromagnetischen Teil des SpaCals wird als das gestreute Positron identifiziert, wenn es die folgenden Kriterien erfüllt:
Die Energiedeposition muß $E > 7\,\mathrm{GeV}$ betragen, und in einem Zeitfenster von 10 ns um den erwarteten Zeitpunkt der Positron-Proton-Kollision gemessen werden. Um zu garantieren, daß auch bei den Clustern am Rande des Akzeptanzbereichs des SpaCals die gesamte Energie des Positrons im Cluster enthalten ist, wird verlangt, daß eine Energiedeposition von weniger als 1 GeV in den Vetolagen [6] gemessen wird. Ferner wird gefordert, daß der Auftreffpunkt des Positrons, der mit der BDC gemessen wird, mehr als 8.7 cm in der SpaCal-Ebene von der Strahlachse entfernt ist. Zusätzlich wird der Mittelpunkt des Kreislinie, die den Schnitt festlegt, um -4 mm entlang der x- und der y-Achse des H1-Koordinatensystems verschoben, um Regionen, bei denen die Energiemessung des SpaCals aufgrund von Randeffekten stark korrigiert werden muß, auszuschließen. Dieser Radius entspricht einem Streuwinkel von etwa 178°.
Zur Abtrennung von Photoproduktionsuntergrund, müssen die Kriterien, die bereits in Abschnitt 5.4.1 entwickelt wurden bei der Selektion erfüllt sein. Alle Schnitte der Selektion sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.
Die Effizienz für die Identifizierung des Positrons beträgt etwa 90 %. Für alle Schnitte wird der systematische Fehler für die Identifizierung des Positrons zu 30 % der Ereignisse, die durch den Schnitt verworfen werden, aus der Simulation abgeschätzt. Zusätzlich ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation für die einzelnen Schnitte überprüft worden:
Die Effizienz des Schnittes auf die Spur-Cluster-Korrelation ist in Abbildung 5.9 als Funktion von y für Daten und Simulation dargestellt. Eine Abnahme der Effizienz zu großen Werten von y ist erkennbar. Diese Abnahme wird bei den simulierten Ereignissen, wobei die Anteile der tiefinelastischen Prozesse und der Photoproduktion entsprechend der Luminosität berücksichtigt wurden, reproduziert. Die verbleibende Abweichung von 2 % wird im systematischen

---

[6] zum Aufbau des SpaCals vgl. Abschnitt 3.4.1

$\lvert z_{vtx} - z_{nom} \rvert$	$< 30\,\mathrm{cm}$
$\sum(E_i - p_{zi})$	> 35 GeV
E_{cl}	≥ 7 GeV
ΔT	$\pm$ 10ns
E_{veto}	≤ 1 GeV
$\lvert R_{bdc} - R_{spa} \rvert$	≤ 2 cm
$\lvert Rd\phi_{bdc} - Rd\phi_{spa} \rvert$	≤ 2.5 cm
E_{had}	≤ 0.5 GeV
R_{cl}	≤ 3.5 cm
$\lvert R_{bdc} \rvert$	≥ 8.7 cm
y_{kin}	≤ 0.75

Tabelle 5.2: *Kriterien zur Identifizierung eines Ereignisses mit tiefinelastischer Streuung*

Fehler berücksichtigt.

Es sollte bemerkt werden, daß aus Abbildung 5.9 auch hervorgeht, daß die Abnahme der Effizienz bei kleinen Energien, die in Abschnitt 4.3.2 gezeigt wurde, durch Photoproduktionsuntergrund verursacht wird.

Der Unterschied zwischen Daten und Simulation für die Schnitte auf E_{had}, R_{cl} und E_{veto} ist kleiner als der systematische Fehler der Positronidentifizierung und wird daher vernachlässigt [51].

Nach der Selektion verbleiben etwa 54000 Ereignisse. Sie sind in Abbildung 5.10 in der kinematischen Ebene dargestellt.

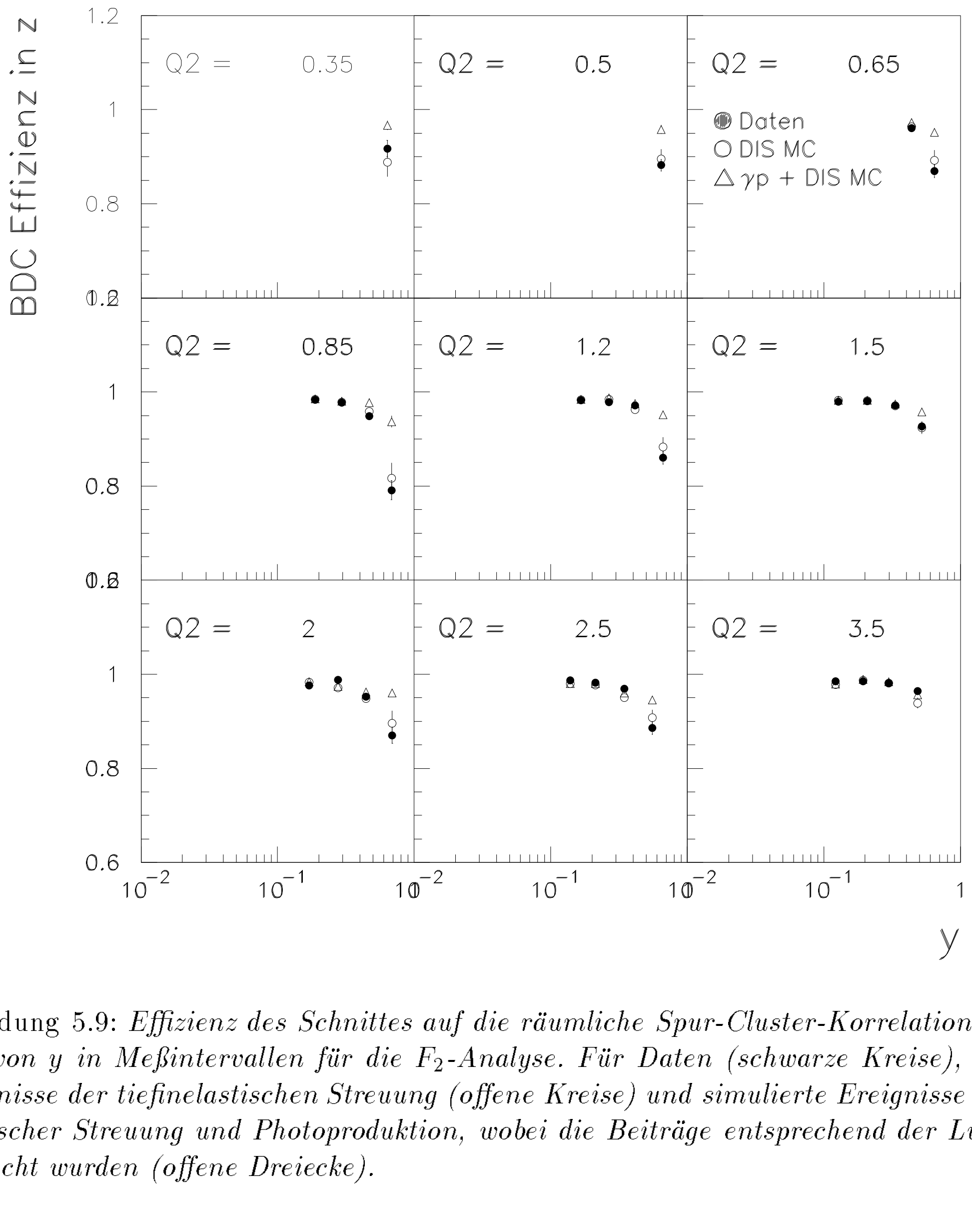

Abbildung 5.9: *Effizienz des Schnittes auf die räumliche Spur-Cluster-Korrelation als Funktion von y in Meßintervallen für die F_2-Analyse. Für Daten (schwarze Kreise), simulierte Ereignisse der tiefinelastischen Streuung (offene Kreise) und simulierte Ereignisse aus tiefinelastischer Streuung und Photoproduktion, wobei die Beiträge entsprechend der Luminosität gemischt wurden (offene Dreiecke).*

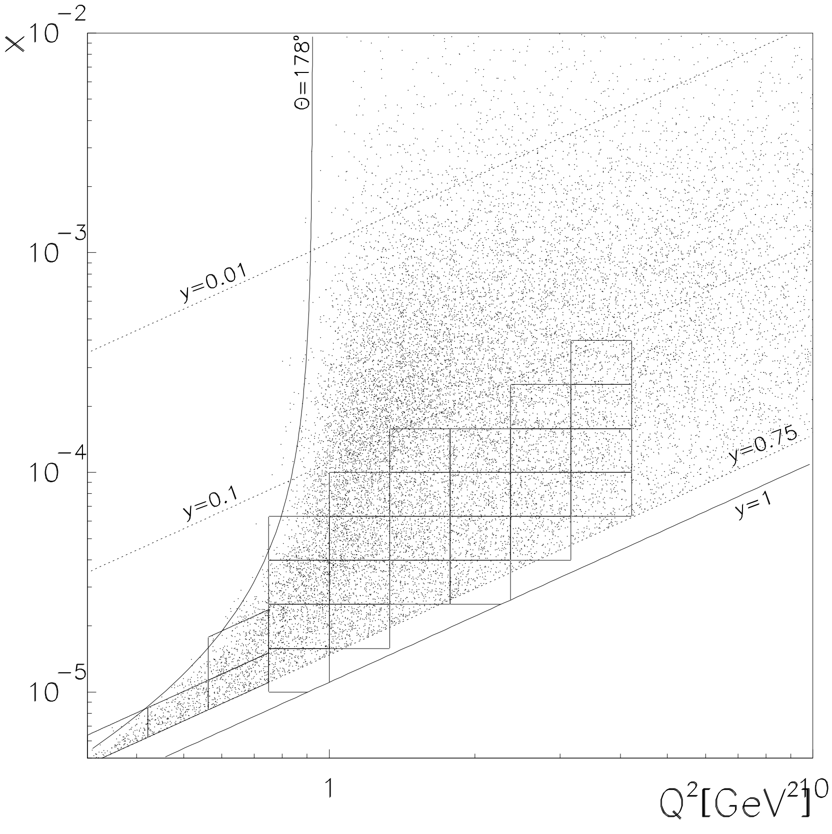

Abbildung 5.10: *Ereignisse dieser Analyse in der kinematischen Ebene. Die verwendeten Meßintervalle, sowie der kinematische Schnitt bei* $y = 0.75$ *und der geometrische Schnitt bei* $\theta_e \sim 178°$ *sind eingezeichnet.*

5.6 Energie- und Winkelmessung

Der Streuwinkel des Positrons wird aus dem Auftreffpunkt in der BDC und dem Vertex bestimmt. Diese Messung wurde ausführlich in Abschnitt 4.4.2 diskutiert.

Die Messung der Positronenergie mit dem elektromagnetischen Teil des SpaCals wurde in verschiedenen Arbeiten untersucht, hier werden die Ergebnisse kurz zusammengefaßt:

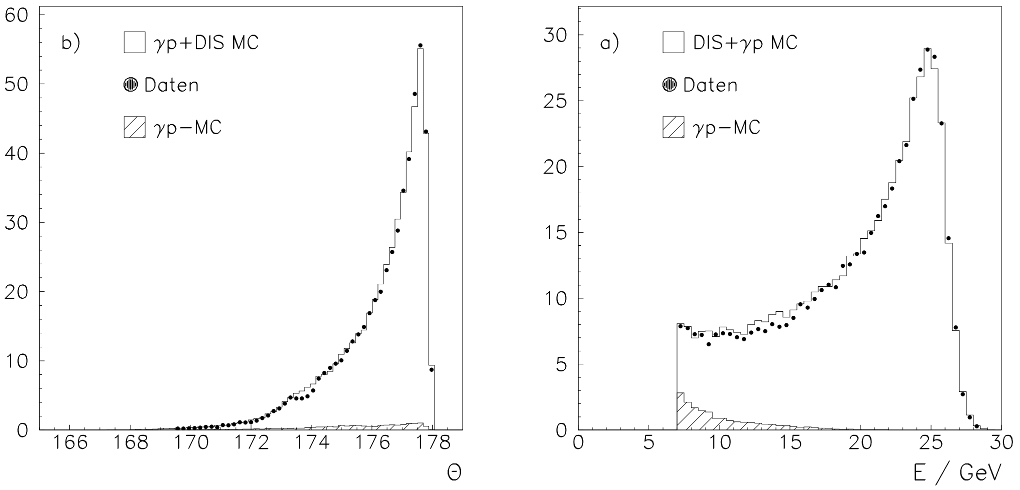

Abbildung 5.11: *Winkel- und Energieverteilung des gestreuten Positrons für Ereignisse, die die Kriterien für tiefinelastische Streuung erfüllen in Daten und Simulation. Die Abweichung zwischen Daten und Simulation im Bereich* $173^\circ \leq \theta \leq 174^\circ$ *wird vermutlich durch insensitives Material im Detektor verursacht, das durch die Simulation nicht entsprechend beschrieben wird. Im hier betrachteten kinematischen Bereich besitzen die Positronen jedoch Streuwinkel, die größer als* $\theta \sim 174^\circ$ *sind. Der Einfluß der Abweichung auf die Messung durch Migration von Ereignissen in den Meßbereich wurde untersucht [73] und liegt innerhalb des angegebenen systematischen Fehlers.*

Systematische Schwankungen der Energiemessung, die vor allem an den Übergängen zwischen den abgerundeten Kalorimeterzellen in Strahlnähe (Insert) und den „normalen" Kalorimeterzellen auftreten, sogenannte *crack*-Korrekturen, wurden lokal korrigiert. Diese Schwankungen betragen bis zu 7 % [75].

Die absolute Genauigkeit der Energiemessung wurde mit Ereignissen mit kleinem y, bei denen die Energie des gestreuten Positrons nur wenig von der Energie des einlaufenden Positrons abweicht, durch Vergleich von Daten und Simulation bestimmt. Sie beträgt 1 % [?]. Diese Präzision der Kalibration wurde bestätigt, indem die Positronenergie aus den Streuwinkeln von Positron und Stromjet mit der sogenannten Doppelwinkelmethode berechnet wurde [?]. Bei kleinen Energien wurde die Kalibration mit QED-Compton Ereignissen überprüft, indem die Energie des gestreuten Positrons aus den Winkeln von Positron und Photon berechnet und mit den gemessenen Werten verglichen wurde. Die Präzision beträgt 3 % bei $E = 7\,\mathrm{GeV}$ [76].

Energie- und Winkelspektrum der selektierten Daten sind in Abbildung 5.11 für Daten und

Simulation dargestellt. Die Übereinstimmung im Meßbereich zeigt, daß die Daten sowie die Auswahlkriterien mit ausreichender Präzision durch die Simulation beschrieben werden.

5.7 Der diffraktive Anteil

In der Menge der tiefinelastischen Ereignisse sind auch solche enthalten, die aufgrund der Verteilung der Hadronen im Endzustand [7], als diffraktive Ereignisse interpretiert werden. Die Signatur dieser Prozesse unterscheidet sich teilweise erheblich von der Signatur der nicht diffraktiven Prozesse und führt zu einer geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit, die für die Messung der Strukturfunktion berücksichtigt werden muß, wie im folgenden gezeigt wird.
Die Diagramme der diffraktiven Vektor-Meson-Produktion, die in dem hier betrachteten kinematischen Bereich den größten Beitrag zur Korrektur liefern, sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Dieser Prozeß wird im Rahmen der Regge-Theorie zusammen mit dem VDM-Modell[8] so interpretiert, daß das virtuelle Photon in ein virtuelles Vektor-Meson fluktuiert und mit einem Pomeron wechselwirkt, wobei zwischen elastischen Prozessen, bei denen das Proton stabil bleibt, und solchen, bei denen das Proton dissoziiert, unterschieden wird. Der Beitrag der elastischen ρ-Produktion dominiert die Korrekturen aufgrund der diffraktiven Vektor-Meson-Produktion.

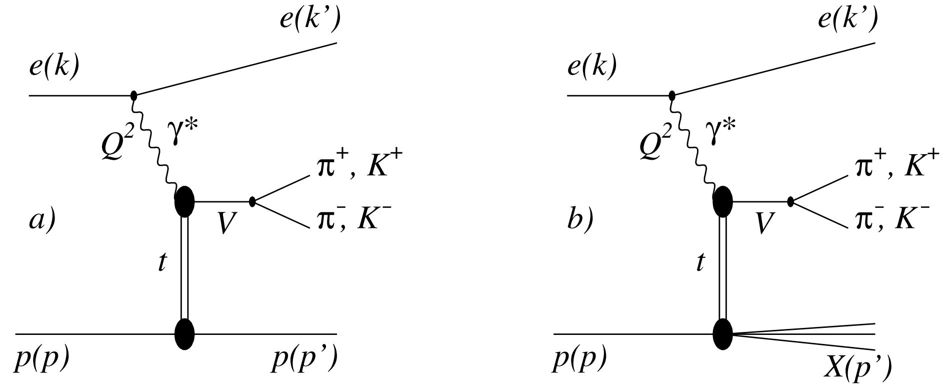

Abbildung 5.12: *Diffraktive Vektor Meson Produktion. a) elastisch b) Protondissoziation, aus [77].*

Das Pionenpaar, das aus dem Zerfall des ρ-Mesons entsteht, wird wegen der Erhaltung des Transversalimpulses, unter so kleinem Winkel gestreut, daß in der Regel in dem hier betrachteten kinematischen Bereich kein Ereignisvertex rekonstruiert werden kann. Diese Ereignisse erfüllen daher nicht die Kriterien der tiefinelastischen Streuung, die in Abschnitt 5.5 definiert

---

[7] diese Ereignisse zeichnen sich durch eine Rapiditätslücke aus

[8] vgl. Abschnitt 2.4

wurden. Die Messung der Ereignisse mit elastischer diffraktiver Vektor-Meson-Produktion ist selbst ohne Vertexkriterium oft nicht möglich, da das Proton stabil bleibt und damit auch in anderen Komponenten des H1-Detektors kein Signal erzeugt wird.

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische ρ^0-Produktion ist in verschiedenen Experimenten in unterschiedlichen kinematischen Bereichen gemessen worden. Es zeigt sich, daß der Wirkungsquerschnitt zu großen Werten von W bzw. y, und zu kleinen Q^2 zunimmt.

Der Anteil dieser Prozesse am Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Streuung in dem hier betrachteten kinematischen Bereich, sowie ihre Nachweiswahrscheinlichkeit, ist mit Hilfe der Simulation untersucht worden, wobei die elastische ϕ-Produktion ebenfalls berücksichtigt wurde. Die dafür verwendeten Ereignisse wurden mit dem Generator DIFFVM generiert, wobei der Wirkungsquerschnitt aus den Ergebnisse der verschiedenen Messungen der elastischen ρ-Produktion durch

$$\sigma_{\gamma^* p}^{elast.\rho}(Q^2, W) = \sigma_0 \left(\frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + Q^2} \right)^{2.3} \left(\frac{W}{W_0} \right)^{0.1 + 0.015 Q^2} , \qquad (5.7.21)$$

mit $\sigma_0 = 13.8\,\mu b$ und $W_0 = 90\,\mathrm{GeV}$ parametrisiert wurde [78].

Neben den Ereignissen der diffraktiven Vektor-Meson-Produktion ist auch die Nachweiswahrscheinlichkeit für diffraktive Ereignisse mit einem kontinuierlichen Massenspektrum im Endzustand geringfügig reduziert. Der Beitrag dieser Prozesse wurde ebenfalls mit Simulationsstudien an Ereignissen, die mit dem Generator RAPGAP mit einer Masse im Endzustand oberhalb von 1.1 GeV erzeugt wurden, untersucht. Die Vorhersage der Simulation wurde hierbei an den im hier verwendeten kinematischen Bereich gemessenen diffraktiven Ereignissen normiert [51].

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung wird durch diffraktive Ereignisse bis zu 6 % bei $Q^2 = 0.35\,\mathrm{GeV}^2$ reduziert. Die einzelnen Werte sind in Anhang B angegeben. Der gemessene Wirkungsquerschnitt wird entsprechend in den einzelnen $\Delta x \Delta Q^2$-Intervallen korrigiert, wobei die Hälfte der Korrektur als Fehler angenommen wird.

5.8 Die Strukturfunktion F_2

Zur Bestimmung der Strukturfunktion wurde die Anzahl der selektierten Ereignisse für Daten und Simulation in den einzelnen Meßintervallen gemessen und F_2 gemäß Gleichung 5.1.11 am Zentralwert berechnet. Die Ereignisse werden mit der Strukturfunktion gewichtet, die in [51] in Anlehnung an die Parametrisierung von Badielek und Kwiecinsky aus der Anpassung an die Daten in demselben kinematischen Bereich ermittelt wurde und hier in Gleichung 5.8.22 angegeben wird. In [51] wurde gezeigt, daß diese Funktion hinreichend nah an der gesuchten Strukturfunktion liegt, sodaß keine weitere Iteration notwendig ist.

In Abbildung 5.13 ist die Strukturfunktion F_2 als Funktion von x bei festen Werten von Q^2 dargestellt.

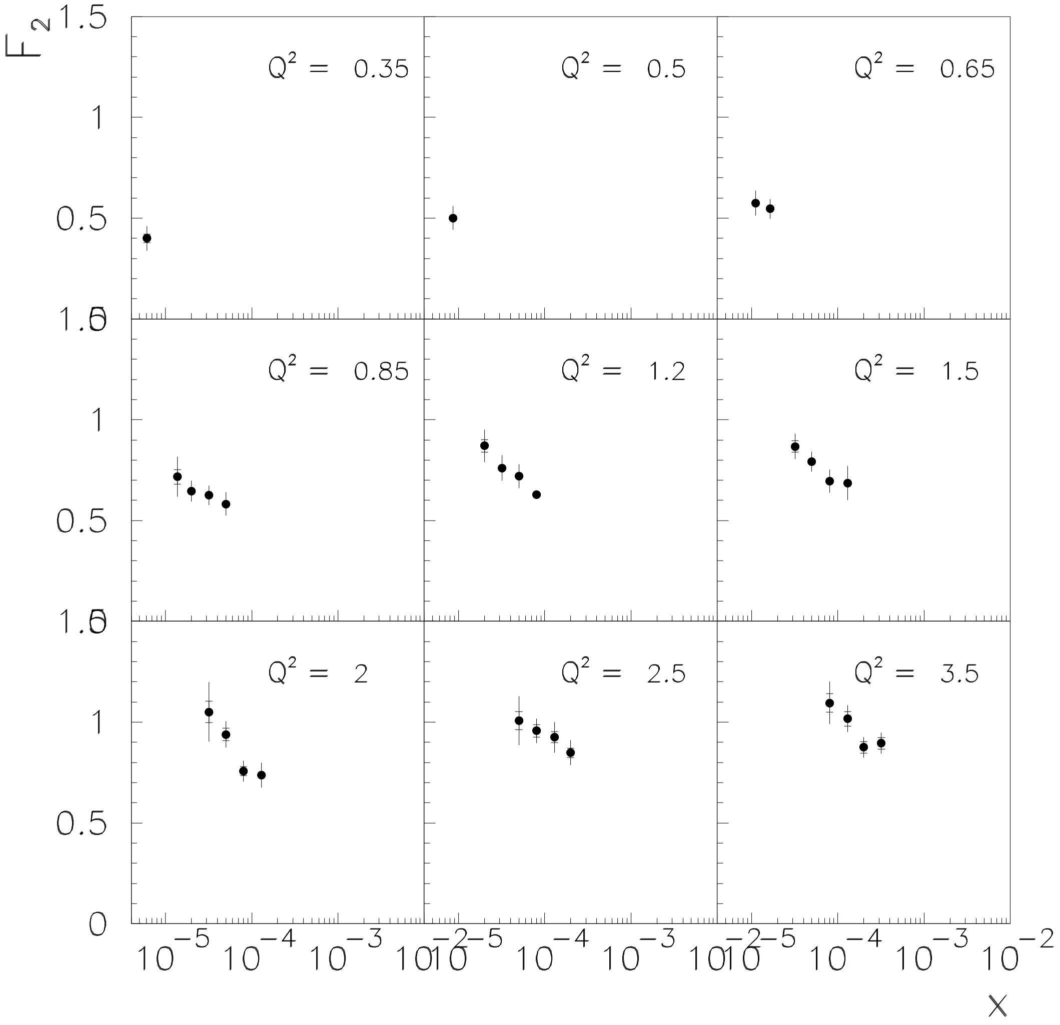

Abbildung 5.13: *F_2 als Funktion von x bei festen Werten von Q^2. Die Fehlerbalken kennzeichnen den statistischen Fehler, die äußeren die quadratische Summe aus statistischen und systematischen Fehler, wobei deutlich wird, daß letzterer die Messung dominiert.*

5.8.1 Der Fehler der Messung

Der Fehler der Messung setzt sich zusammen aus einem systematischen und dem statistischen Fehler der Daten, die quadratisch addiert werden. Der statistische Fehler der simulierten Ereignisse aus tiefinelastischer Streuung ist in Tabelle 5.3 getrennt aufgeführt, er ist hoch bei kleinen Werten von Q^2 und kommt durch die hohen Gewichte der generierten Ereignisse zustande. Der statistische Fehler der Photoproduktionsereignisse kann vernachlässigt werden.
Der systematische Fehler dominiert im gesamten kinematischen Bereich. Der systematische Fehler besitzt einen Anteil, der zu einer korrelierten Verschiebung der Meßpunkte führt. Er setzt sich aus Unsicherheiten der Kalibration der Detektorkomponenten, der globalen Normierung sowie der Normierung des Photoproduktionsuntergrundes und des Anteils der diffraktiven Ereignisse zusammen. Der Einfluß der Kalibration bei der Messung der hadronischen Energie, der Positronenergie und der Winkelmessung wurde bestimmt, indem die Eingangsgröße um eine Standardabweichung verschoben wurde und die entsprechende Veränderung von F_2 bestimmt wurde.
Die Fehlerbeiträge aufgrund von radiativen Korrekturen, des statistischen Fehlers der Simulation und von Selektionseffizienzen sind in erster Näherung unkorreliert zu den Meßpunkten und werden in Tabelle 5.4 getrennt aufgeführt. Die Einteilung zwischen korrelierten und unkorreliertem Anteil hat keinen Einfluß auf den Gesamtfehler, da dieser durch quadratische Addition der Terme berechnet wird. Sie würde bei der Anpassung von Parametrisierungen an die Daten wichtig.
Die Abschätzung der systematischen Fehler ist im Zusammenhang mit der Messung diskutiert worden, hier werden die Fehlerbeiträge zusammengefaßt und auf die entsprechenden Abschnitte verwiesen:

- Unsicherheit in der Messung des Streuwinkels: 0.3 mrad (Abschnitt 4.4.2).
- Unsicherheit in der Energiekalibration: 1 % bei hohen Positronenergien und 3 % bei 7 GeV. Zwischen diesen Werten wird linear extrapoliert (Abschnitt 5.6).
- Unsicherheiten in der hadronischen Energiekalibration: 7 % für SpaCal; 4 % für LAr Kalorimeter.
- Unsicherheit in der Effizienz für die Selektion des Positrons: 30 % der Ereignisse, die bei der Selektion durch Schnitte verworfen wurden, wobei der Wert aus Simulationsstudien bestimmt wurde.
- Abweichungen zwischen den Effizienzen in Daten und Simulation: Schnitt auf die räumliche Korrelation zwischen Spur und Clusterschwerpunkt 2 %; Schnitt auf rekonstruierten Wechselwirkungspunkt 2 %, Trigger und SpaCal Zeitmessung 1 % (Abschnitt 5.5).
- Genauigkeit der radiativen Korrekturen: 5 % für $Q^2 \leq 0.65\mathrm{GeV}^2$ und jeweils das höchste y-Intervall bei allen anderen Intervallen, 2 % für die restlichen Intervalle (Abschnitt 5.3).
- Ungenauigkeit des Photoproduktionsuntergrunds: 30 % des subtrahierten Untergrundes (Abschnitt 5.4.1).
- Unsicherheit in der Beschreibung der diffraktiven Ereignisse: 50 % des Korrekturterms, der maximal 6 % beträgt (Abschnitt 5.7).
- die Genauigkeit der absoluten Normierung: 3 % (Abschnitt 5.5).

Der Einfluß der einzelnen Beiträge auf die Messung der Strukturfunktion kann aus Tabelle 5.5 und 5.4 entnommen werden. In Abbildung 5.14 ist die Strukturfunktion dieser Analyse zusammen mit den publizierten Ergebnissen dargestellt. Die Ergebnisse stimmen im Überlappbereich sehr gut überein. Die geringen Abweichungen bei den kleinsten Werten von x wird auf Unterschied bei der Abtrennung des Photoproduktionsuntergrundes zurückgeführt. Die Messung der zusätzlichen Punkte bei der H1-Analyse, wurde durch Rekonstruktion von y aus dem hadronischen Endzustand, mit Hilfe der sogennanten Sigmamethode, ermöglicht [51]. Der Punkt bei $Q^2 = 1.5\,\mathrm{GeV}^2, x = 0.00013$ wurde wegen kleinerer Fehler bei der H1-Analyse ebenfalls aus der Sigmamethode bestimmt. Frühere Messungen von H1 [1], deren kinematischer Bereich sich bis zu $Q^2 = 1.5\,\mathrm{GeV}^2$ erstreckte, sind ebenfalls in guter Übereinstimmung mit der hier vorgestellten Messung. Es wird außerdem deutlich, daß der Fehler der Messung mit den neuen Detektoren um einen Faktor 2 bis 3 reduziert werden konnte.

Q^2 (GeV^2)	x	y	W (GeV)	$\hat{\kappa}\sigma_{eff}$	R	F_2	δ_{stat} (%)	δ_{sys} (%)	δ_{tot} (%)
0.35	0.0000061	0.640	240.	0.385	0.10	0.400	5.5	14.3	15.3
0.50	0.0000086	0.640	240.	0.479	0.13	0.500	3.6	11.1	11.7
0.65	0.0000112	0.640	240.	0.545	0.16	0.574	3.6	10.3	10.9
0.65	0.0000164	0.440	199.	0.536	0.15	0.546	3.0	8.7	8.7
0.85	0.0000138	0.682	248.	0.669	0.19	0.717	5.1	12.9	13.8
0.85	0.00002	0.470	206.	0.629	0.19	0.647	2.6	7.7	8.1
0.85	0.000032	0.294	163.	0.619	0.18	0.625	2.4	7.3	7.7
0.85	0.00005	0.188	130.	0.580	0.18	0.582	2.9	9.5	9.9
1.20	0.00002	0.664	245.	0.806	0.23	0.870	3.50	8.5	9.2
1.20	0.000032	0.415	194.	0.743	0.22	0.761	2.6	7.8	8.2
1.20	0.00005	0.266	155.	0.714	0.22	0.720	2.2	7.9	8.2
1.20	0.00008	0.166	122.	0.627	0.21	0.629	2.2	11.4	11.5
1.50	0.000032	0.519	217.	0.829	0.25	0.867	3.3	6.6	7.3
1.50	0.00005	0.332	173.	0.779	0.25	0.792	2.7	5.7	6.3
1.50	0.00008	0.208	137.	0.692	0.24	0.696	2.4	7.8	8.1
1.50	0.00013	0.128	107.	0.684	0.23	0.686	2.3	12.0	12.2
2.00	0.000032	0.692	250.	0.946	0.29	1.05	5.1	13.2	14.2
2.00	0.00005	0.443	200.	0.918	0.28	0.949	3.2	6.2	7.0
2.00	0.00008	0.277	158.	0.749	0.27	0.757	2.9	6.4	7.0
2.00	0.00013	0.170	124.	0.734	0.26	0.737	2.7	8.0	8.4
2.50	0.00005	0.554	224.	0.950	0.30	1.01	4.4	11.2	12.1
2.50	0.00008	0.346	177.	0.919	0.29	0.957	3.3	5.4	6.3
2.50	0.00013	0.213	139.	0.919	0.28	0.925	2.9	7.6	8.1
2.50	0.0002	0.138	112.	0.846	0.27	0.848	2.8	6.8	7.4
3.50	0.00008	0.484	209.	1.045	0.32	1.095	4.2	8.6	9.6
3.50	0.00013	0.298	164.	1.003	0.31	1.017	3.5	5.5	6.6
3.50	0.0002	0.194	132.	0.870	0.30	0.875	3.4	4.6	5.7
3.50	0.00032	0.121	105.	0.893	0.29	0.895	3.2	4.9	5.8

Tabelle 5.3: *Tabelle der Werte der Strukturfunktion F_2 und des effektiven Wirkungsquerschnitts als Funktion von x und Q^2. Die kinematischen Faktoren wurden in $\hat{\kappa} = Q^2/(4\pi^2\alpha)$ zusammengefaßt. Der Unterschied zwischen $\hat{\kappa}\sigma_{eff}$ und F_2 spiegelt den Einfluß von R wieder, dessen Wert aus [79] entnommen wurde und ebenfalls angegeben ist. Der totale Fehler der Messung wird aus der quadratischen Addition des statistischen und des systematischen erhalten. Letzterer wird in den Tabellen 5.4 und 5.5 detailliert beschrieben.*

Q^2 (GeV^2)	y	x	σ_{uncor} (%)	σ_{rad} (%)	σ^{mc}_{sta} (%)	σ_{sel} (%)
0.35	0.64	6.1e-6	10.74	5.0	7.2	6.2
0.50	0.64	8.6e-6	9.19	5.0	4.3	6.4
0.65	0.64	1.12e-5	8.19	5.0	3.6	5.4
0.65	0.44	0.0000164	7.26	5.0	2.9	4.4
0.85	0.682	0.0000138	9.39	5.0	3.9	6.8
0.85	0.470	0.00002	4.29	2.0	2.2	4.0
0.85	0.294	0.000032	5.67	2.0	2.1	3.3
0.85	0.188	0.00005	6.69	2.0	2.5	3.2
1.20	0.664	0.00002	6.29	5.0	2.6	6.1
1.20	0.415	0.000032	5.50	2.0	2.1	3.5
1.20	0.266	0.00005	5.58	2.0	1.8	3.0
1.20	0.166	0.00008	7.96	2.0	1.8	3.0
1.50	0.519	0.000032	4.67	5.0	2.4	5.0
1.50	0.332	0.00005	4.01	2.0	2.1	3.2
1.50	0.208	0.00008	5.51	2.0	2.0	3.0
1.50	0.208	0.00013	5.51	2.0	2.0	2.9
2.00	0.692	0.000032	8.94	5.0	3.3	6.3
2.00	0.443	0.00005	4.96	2.0	2.4	3.9
2.00	0.277	0.00008	4.22	2.0	2.4	3.1
2.00	0.170	0.00013	4.14	2.0	2.2	3.0
2.50	0.554	0.00005	8.5	5.0	3.0	6.0
2.50	0.346	0.00008	4.68	2.0	2.5	3.5
2.50	0.213	0.00013	4.25	2.0	2.2	3.0
2.50	0.138	0.0002	4.17	2.0	2.1	3.0
3.50	0.484	0.00008	7.96	2.0	3.0	7.1
3.50	0.298	0.00013	4.51	2.0	2.6	3.1
3.50	0.194	0.0002	4.38	2.0	2.6	2.9
3.50	0.121	0.00032	4.21	2.0	2.3	2.9

Tabelle 5.4: *Unkorrelierte Beiträge zum systematischen Fehler: radiativer Anteil* σ_{rad}*, statistischer Fehler der Simulation* σ^{mc}_{stat} *und Fehler in der Selektionseffizienz* σ_{sel}*.*

Q^2 (GeV^2)	y	x	σ_{cor} (%)	δ_{E+} (%)	δ_{E-} (%)	δ_{th+} (%)	δ_{th-} (%)	δ_{Eh+} (%)	δ_{Eh-} (%)	$\delta_{\gamma p}$ (%)	δ_{dif} (%)
0.35	0.64	6.1e-6	9.44	-7.0	5.9	0.5	0.2	-0.4	-4.6	5.4	2.9
0.50	0.64	8.6e-6	6.22	-1.6	0.4	-3.6	1.6	0.4	-2.8	4.2	3.1
0.65	0.64	1.12e-5	6.32	-2.4	1.9	-2.2	1.9	0.8	-2.6	4.7	3.0
0.65	0.44	1.64e-5	4.86	-2.6	4.6	0.2	3.8	0.3	-0.6	0.8	2.6
0.85	0.682	1.38e-5	8.88	0.8	5.3	-0.5	4.4	1.3	-4.3	7.1	3.5
0.85	0.470	0.00002	6.39	-5.4	2.9	-3.0	0.0	-0.1	-1.2	1.2	2.7
0.85	0.294	0.000032	6.88	-4.4	6.0	-1.7	2.4	0.0	0.0	0.1	1.1
0.85	0.188	0.00005	6.81	-4.1	6.4	-2.7	5.5	0.0	0.0	0.0	0.2
1.20	0.664	0.00002	5.67	-2.6	0.7	-1.7	2.2	0.5	-4.0	4.7	2.8
1.20	0.415	0.000032	5.56	-5.6	4.1	-1.4	0.1	-0.1	-0.4	1.0	2.1
1.20	0.266	0.00005	5.58	-4.6	4.1	-2.8	3.9	0.0	0.0	0.1	0.5
1.20	0.166	0.00008	8.12	-5.3	10.2	-0.3	3.4	0.5	0.0	0.0	0.0
1.50	0.519	0.000032	4.61	-0.9	1.3	-2.1	1.1	0.3	-1.1	3.3	2.6
1.50	0.332	0.00005	4.01	-2.6	4.1	-1.5	2.3	-0.1	-0.1	0.3	1.2
1.50	0.208	0.00008	5.48	-4.8	3.3	-4.5	2.9	0.0	0.0	0.0	0.1
1.50	0.128	0.00013	5.56	-5.8	3.9	-2.3	3.1	0.0	0.1	0.0	0.1
2.00	0.692	0.000032	9.26	-1.7	1.8	-3.1	1.6	0.5	-4.1	9.0	2.0
2.00	0.443	0.00005	3.45	-2.6	1.3	-2.5	1.6	0.0	-0.4	1.2	1.6
2.00	0.277	0.00008	4.33	-5.0	2.4	-2.2	1.2	0.0	0.0	0.1	0.3
2.00	0.170	0.00013	6.87	-4.4	6.9	-2.9	2.3	0.0	0.0	0.0	0.2
2.50	0.554	0.00005	7.40	3.7	0.1	-2.4	4.4	0.7	-2.5	6.1	1.8
2.50	0.346	0.00008	2.72	0.0	4.6	-0.2	1.7	0.0	-0.2	0.8	0.6
2.50	0.213	0.00013	6.28	-6.1	6.2	-1.2	1.4	0.0	0.1	0.0	0.0
2.50	0.138	0.0002	5.40	-6.1	3.3	-3.7	1.6	0.0	0.0	0.0	0.1
3.50	0.484	0.00008	3.37	-1.7	-0.1	-1.1	1.1	0.0	-1.5	2.8	1.0
3.50	0.298	0.00013	3.26	-1.0	0.2	-1.9	2.7	0.0	-0.1	0.5	0.1
3.50	0.194	0.0002	1.51	-4.6	7.1	-1.8	0.1	-1.8	0.2	-1.0	0.1
3.50	0.121	0.00032	2.41	-7.6	6.5	-1.2	2.7	0.5	0.3	0.0	0.0

Tabelle 5.5: *Korrelierte Beiträge zum systematischen Fehler.* δ_{E+}, δ_{E-}*: Beiträge der Energiekalibration bei Variation um* $\pm\sigma$*;* $\delta_{th+}, \delta_{th-}$*: Beiträge der Winkelmessung bei Variation um* $\pm\sigma$*.* $\delta_{Eh+}, \delta_{Eh-}$*: Beiträge durch Kalibration der hadronischen Energiemessung bei Variation um* $\pm\sigma$*.* $\delta_{\gamma p}$*: Beitrag durch Photoproduktion;* δ_{dif}*: Beitrag durch Korrektur des diffraktiven Wirkungsquerschnitts. Die Beiträge kleiner als 0.1 % werden nicht angegeben. Die Beiträge der Winkelmessung sind deutlich geringer als in der Messung [1]. Der Unterschied liegt nicht allein in der Reduktion der Winkelgenauigkeit auf 0.3* mrad*, sondern auch durch den Schnitt auf die Energie in der Vetolage. Wird auf diesen Schnitt verzichtet, so wird der Beiträg von* δ_{th-} *beim kleinsten* x *eines* Q^2 *Intervalls deutlich größer, maximal 9.7 % bei* $Q^2 = 0.35\,\mathrm{GeV}^2$ *[80].*

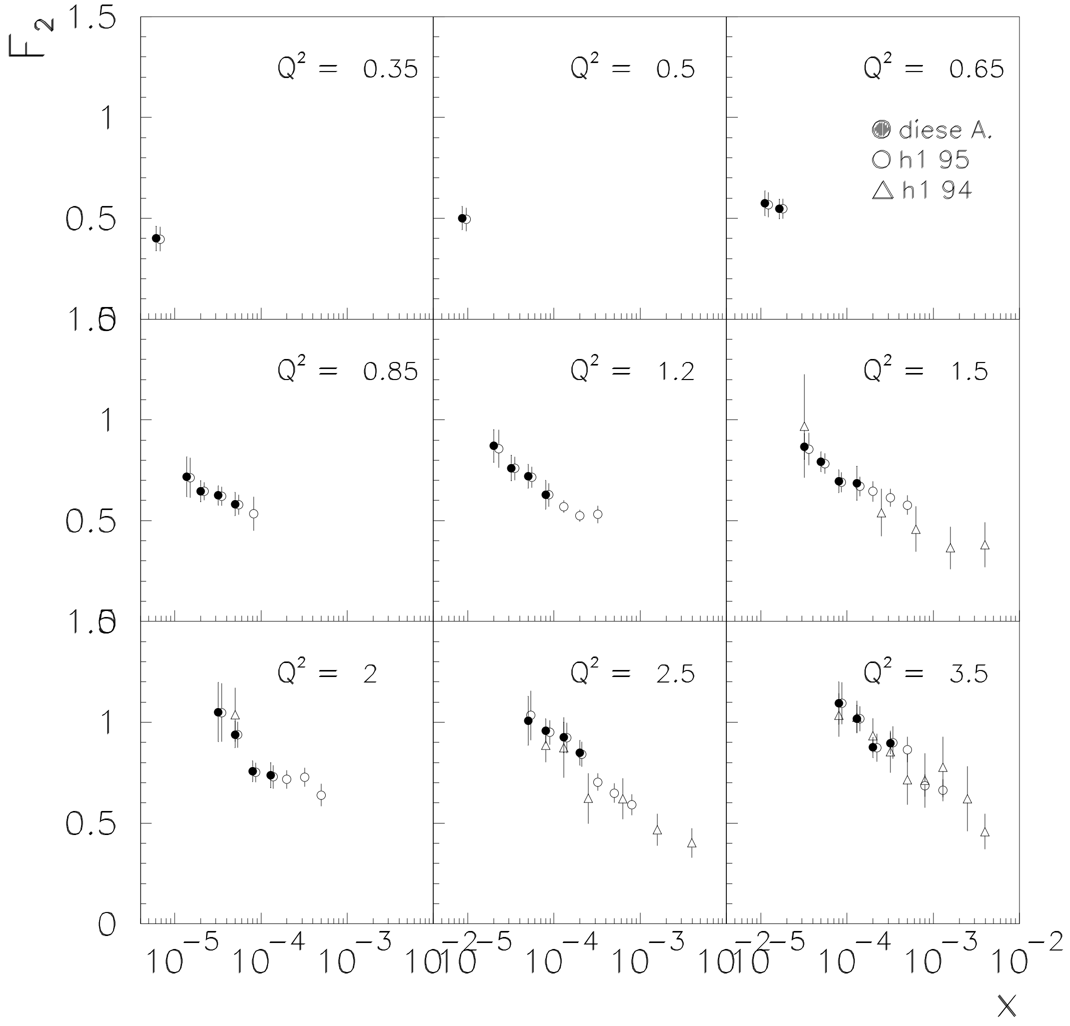

Abbildung 5.14: *Strukturfunktion F_2 als Funktion von x bei festen Werten von Q^2 diese Analyse (schwarze Punkte) im Vergleich zu den Messungen von H1 in [51] (offene Punkte) und [1](offene Dreiecke). Die Punkte von [51] sind aus Darstellungsgründen leicht in x verschoben gezeichnet. Die Punkte, die im Bereich dieser Analyse liegen (mit Ausnahme $Q^2 = 1.5, x = 0.00013$), sind auch bei H1 mit der Elektronmethode bestimmt worden, für die zusätzlichen Punkte wurde die Sigmamethode verwendet. Die größte Abweichung ist bei kleinstem x bei $Q^2 = 2.5\,\mathrm{GeV}^2$ und wird durch die unterschiedliche Behandlung der Photoproduktion verursacht. Der Fehler der Messung konnte mit den neuen Detektoren in um einen Faktor 2 bis 3 reduziert werden.*

5.8.2 Interpretation der Ergebnisse

In Abbildung 5.15 sind die Werte der Strukturfunktion dieser Messung zusammen mit den Ergebnissen anderer Experimente und mit den Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle dargestellt. Die Daten dieser Messung zeigen einen kontinuierliche Übergang zu den Meßpunkten von ZEUS [82] und dem *fixed target* Experiment E665, die bei höheren Werten von x liegen.

Der steile Anstieg der Strukturfunktion mit abnehmenden x, der durch Gluonabstrahlung in der perturbativen QCD im Rahmen des DGLAP-Formalismus beschrieben wird, ist im Bereich $Q^2 > 0.85\,\mathrm{GeV}^2$ klar erkennbar, bei kleineren Werten von Q^2 flacht der Anstieg der Strukturfunktion ab.

Es gibt verschiedene Modelle zur Beschreibung der Daten im Bereich kleiner Werte von Q^2, wie im folgenden kurz erläutert wird. Detailliertere Diskussionen sind in [83] und [27] zu finden.

Als ein Beispiel für die Beschreibung der Daten mit dem DGLAP-Formalismus ist die Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt [84] eingezeichnet, die Vorhersagen über den Verlauf der Strukturfunktion bis in den Bereich sehr kleiner Werte von $Q^2 \geq 0.5\,\mathrm{GeV}^2$ macht. In dieser Parametrisierung werden die Partondichten, die Gluonen und Seequarks einschließen, bei einer sehr kleinen Skala von $Q_0^2 = 0.34\,\mathrm{GeV}^2$ valenzartig angenommen, d.h. sie gehen gegen 0 für $x \to 0$. Im Rahmen des DGLAP-Formalismus werden sie in einer NLO Näherung zu höheren Werten von Q^2 entwickelt. Die Parameter zur Beschreibung der Verteilung wurden aus Anpassung an die Daten vom *fixed target* Experiment BCDMS, das bei höheren Werten von x mißt, im Bereich höherer Werte von Q^2 unter Berücksichtigung der Summenregeln erhalten.

Es ist klar, daß ein Modell, das auf perturbativer QCD beruht, nicht in den Bereich sehr kleiner $Q^2 \sim \Lambda_{QCD}^2$, wobei Λ_{QCD} der QCD-Paramter ist, expandiert werden kann, da die Kopplungskonstante sehr groß wird. Ferner können bei genügend kleinem Q^2 die Beiträge der Wechselwirkung zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest, die sogenannten *higher twist* Beiträge, nicht mehr vernachlässigt werden. Es kann jedoch gezeigt werden, daß die theoretische Lösung der QCD-Entwicklung bis zu Werten von $Q^2 \simeq (2\Lambda_{QCD})^2$ stabil ist [27].

Die große Überraschung besteht darin, daß diese Entwicklung bis zu Werten von $Q^2 = 0.85\,\mathrm{GeV}^2$ und $x = 10^{-5}$ die Daten immer noch beschreibt. Die systematische Unterschreitung der Daten unterhalb von $Q^2 = 0.85\,\mathrm{GeV}^2$ wird darauf zurückgeführt, daß der Einfluß der Anfangsparametrisierungen in diesem Bereich noch zu groß ist [51].

Ein Ansatz, der nicht auf Störungstheorie beruht, ist das Modell von Donnachie und Landshoff (DOLA) [86]. Es beschreibt im Bereich der Photoproduktion bei $Q^2 \simeq 0$ das Verhalten des Wirkungsquerschnitts durch Austausch eines Pomerons mit Intercept bei $\alpha = 1.0808$, und eines Reggeon-Intercepts bei etwa 0.5, wobei diese Werte aus der Anpassung an den Wirkungsquerschnitt der Daten der Hadron-Hadron-Wechselwirkung gewonnen wurden. Diese Ergebnisse werden für die Parametrisierung der Strukturfunktion verwendet, wobei ausgenutzt wird, daß die Strukturfunktion über 2.5.43 direkt mit dem Hochenergieverhalten des Wirkungsquerschnitts verknüpft ist. Die Übertragung der Ergebnisse der Photoproduktion auf Prozesse mit Austausch von virtuellen Photonen impliziert die Annahme, daß der Intercept des Pomerons unabhängig von Q^2 ist. Dieses Modell sagt eine Strukturfunktion im Bereich $0 \leq Q^2 \leq 10\,\mathrm{GeV}^2$ voraus. Wie aus Abbildung 5.15 hervorgeht, beschreibt sie die Steigung der Strukturfunktion im Bereich von $Q^2 \leq 0.85\,\mathrm{GeV}^2$, liegt aber systematisch unter den Daten. Bei höheren Werten von Q^2 ist der Verlauf bei kleinem x deutlich zu flach. Der Wert dieser Strukturfunktion kann daher interpretiert werden als Beitrag des ,,weichen" Pomeronaustauschs zum Wirkungsquerschnitt, der mit zunehmender Virtualität des Photons abnimmt [51].

Das Modell von Capella et al.[87], kurz CKMT genannt, ist in der Lage einen Anstieg der Strukturfunktion zu beschreiben. Dieses Modell nimmt für kleine x eine Parametrisierung an, die auf Regge-Theorie beruht, für große x wird die Gültigkeit der Summenregeln gefordert. Es wird ein sogenanntes ,,reines" Pomeron angenommen, dessen effektiver Intercept bei $Q^2 = 0$ den Wert 1.08 hat und mit steigendem Q^2 zunimmt. Diese Q^2-Abhängigkeit wird durch Absorptionskorrekturen erreicht, die mit zunehmenden Q^2 schnell abnehmen, wodurch der Anstieg der Strukturfunktion im Bereich $Q^2 < 5\,\mathrm{GeV}^2$ beschrieben werden kann. Oberhalb dieses Wertes wird die Strukturfunktion als Ausgangsverteilung für die QCD Entwicklung verwendet. Die hier dargestellte Parametrisierung liegt systematisch unter den Daten. Es gibt jedoch verbleibende freie Parameter, durch deren Anpassung an diese Daten möglicherweise Übereinstimmung erzielt werden kann.

Das Modell von Badielek und Kwiesinski (BK) [79] stellt die Strukturfunktion als Summe eines Beitrags aus dem generalisierten Vektor-Meson-Dominanz Modell F_2^{vmd} und einem partonischen Beitrag F_2^{as} dar, wobei letzterer ab $Q^2 \sim 1\,\mathrm{GeV}^2$ dominiert. Aus diesem Ansatz folgt direkt, daß $F_2 \rightarrow F_2^{as}$ für große Q^2 und dadurch ein kontinuierlicher Übergang von weichen zu harten Streuprozessen. Wie aus Abbildung 5.15 hervorgeht ist dieser Ansatz in der Lage, sowohl den relativ flachen Verlauf bei $Q^2 = 0.35\,\mathrm{GeV}^2$ als auch den Anstieg bei höheren Werten von Q^2 zu beschreiben.

Adel, Barreiro und Yndurain geben in [88] eine Parametrisierung für F_2, die sie an Daten von H1 und ZEUS im Bereich $0.31\,\mathrm{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 8.5\,\mathrm{GeV}^2$ und $6 \cdot 10^{-6} \leq x \leq 0.04$ angepasst haben. Sie gehen von einer Überlagerung von einem ,,weichen" und einem ,,harten" Pomeronaustausch aus. Ein starkes Abflachen der Steigung der Strukturfunktion zu kleinem x bei Q^2 Werten kleiner als $1\,\mathrm{GeV}^2$ wird durch den ,,harten" Beitrag verhindert. Dieser Beitrag ist $\sim x^{-\lambda_s}$ mit $\lambda_s = 0.47$ unabhängig von Q^2. Außerdem wird angenommen, daß im Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ die Kopplungskonstante α_s unabhängig von Q^2 wird, d.h. ,,saturiert". Die Sättigung wird hier rein phänomenologisch eingeführt, um die Daten besser beschreiben zu können [88]. Effekte dieser Art werden jedoch auch in anderen Ansätzen beispielsweise durch *higher twist* Terme erwartet.

Aus Abbildung 5.15 geht hervor, daß diese Parametrisierung die Daten im Bereich kleiner Werte von x gut beschreibt, aber bei höheren Werten von Q^2 und x systematisch die Daten überschreitet.

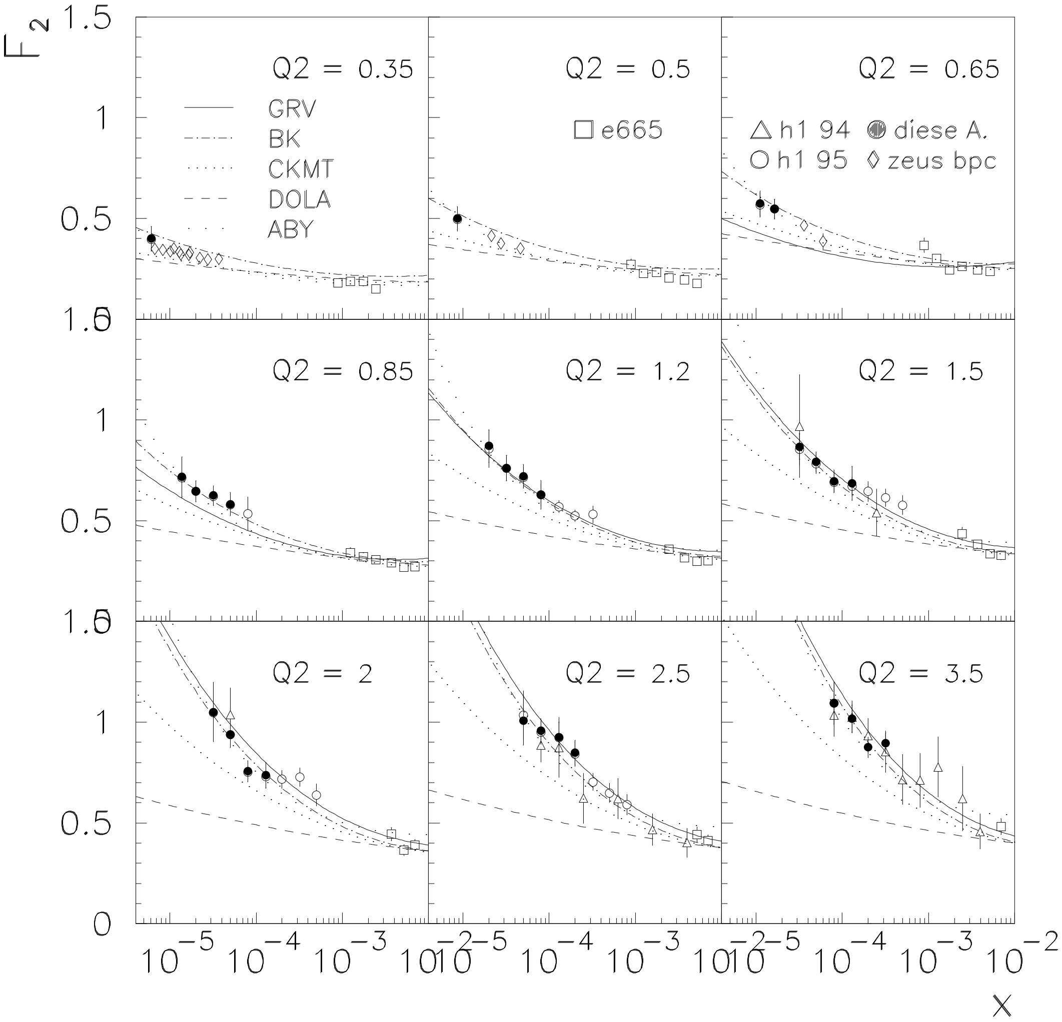

Abbildung 5.15: *Strukturfunktion F_2 als Funktion von x bei festen Werten von Q^2. Dargestellt ist diese Messung zusammen mit den Ergebnissen von H1, Zeus und dem fixed target Experiment E665. Theoretische Modelle, die auf der Regge-Theorie und der perturbativen QCD beruhen, und Modelle für die Übergangsbereich wurden eingezeichnet. Die Modelle werden im Text beschrieben. Die Meßpunkte von ZEUS sind aus [82] entnommen. Sie wurden bei den Zentralwerten $Q^2 = 0.3\,\mathrm{GeV}^2$ und $Q^2 = 0.4\,\mathrm{GeV}^2$ gemessen und unter Verwendung der Parametrisierung von Badielek und Kwiesinski zu $Q^2 = 0.35\,\mathrm{GeV}^2$ extrapoliert.*

Die verschiedenen Modelle unterscheiden sich in der Vorhersage der Steigung der Strukturfunktion mit $1/x$. Bereits in Abschnitt 2.4 wurde gezeigt, daß das Verhalten der Strukturfunktion bei kleinem x mit dem Wert des Pomeronintercepts in der Reggetheorie verknüpft ist. Das Abflachen der Strukturfunktion zu kleinem Q^2 wird quantifiziert, indem an die Daten von H1 die Funktion $F_2 \propto x^{-\lambda}$ in den Intervallen mit $Q^2 \geq 0.85\,\mathrm{GeV}^2$ im Bereich $x < 0.1$ angepasst wird. Das Verhalten dieses Exponenten ist als Funktion von Q^2 gemeinsam mit früheren H1-Messungen in Abbildung 5.16 dargestellt. Bei $Q^2 \sim 1000\,\mathrm{GeV}^2$ werden Werte von ~ 0.5 erreicht, wie das die BFKL-Näherung für kleine x voraussagt. Ein Wert von 0.47 wird im Modell von Adel et al. in [88] angegeben.
Die neuen Meßpunkte liegen im Bereich zwischen ~ 0.1 und 0.2, also in der Nähe von 0.08, dem Wert, der bei Photoproduktion durch Austausch eines ,,weichen" Pomerons beschrieben wird [86]. Zwischen den beiden Grenzwerten ist ein stetiger Übergang zu beobachten.

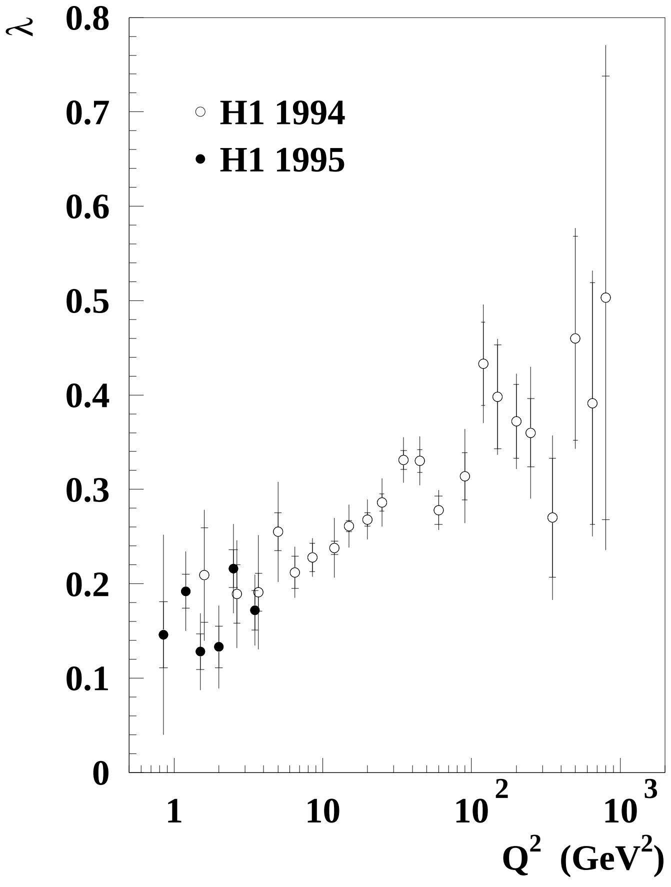

Abbildung 5.16: *Exponent zur Beschreibung der Steigung der Strukturfunktion mit $1/x$, aus [51]. Die Balken markieren den statistischen Fehler (innen) und den systematischen (außen). Die Werte liegen oberhalb von $\lambda = 0.08$, der bei $Q^2 = 0$ gemessen wurde, der Bereich des weichen Pomeronaustausches ist also noch nicht erreicht. Da sich die Strukturfunktion der hier vorgestellten Messung im gemeinsamen Meßbereich nicht signifikant von denen aus [51] unterscheidet, letztere jedoch zusätzliche Meßpunkte bei höheren Werten von x besitzen, wurde für diese Betrachtung die Ergebnisse aus [51] übernommen.*

Zur Untersuchung des Übergangsbereichs zwischen reellem und virtuellem Photonaus-

tausch ist es sinnvoll, wie in der Photoproduktion, den Wirkungsquerschnitt der Streuung zu betrachten.
Durch die Messung des effektiven Wirkungsquerschnitts wird auch die Unsicherheit durch den Einfluß von R vermieden, dessen Wert in diesem kinematischen Bereich nicht bekannt ist und zur Bestimmung der Strukturfunktion aus der Theorie modellabhängig genommen werden muß.
Der effektive Wirkungsquerschnitt ist in Abhängigkeit von der Virtualität des Photons in Abbildung 5.17 für feste Energie des $\gamma^* p$ Schwerpunktsystems W dargestellt. Selbst bei den kleinsten Werte von Q^2 ist immer noch eine Abweichung vom gemessenen Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion um fast einen Faktor 2 zu beobachten.
Das Modell von BK beschreibt die Daten der tiefinelastischen Streuung, sagt jedoch bei der Photoproduktion einen zu hohen Wirkungsquerschnitt voraus. Daher wurde dieser Ansatz in [51] phänomenologisch erweitert, indem ein Normierungsterm für den Vektormesonbeitrag C_{vm} eingeführt wurde:

$$F_2(x, Q^2) = C_{vm} F_2^{vmd}(x, Q^2) + \frac{Q^2}{Q^2 + Q_{vm}^2} F_2^{as}(\bar{x}, Q^2 + Q_{vm}^2), \qquad (5.8.22)$$

mit $\bar{x} = (Q^2 + Q_{vm}^2)/(W^2 + Q^2 + Q_{vm}^2)$. Für F_2^{as} wurde die Strukturfunktion verwendet, die bei einer Skala von $Q_0^2 = 0.35\,\text{GeV}^2$ parametrisiert und aus Anpassung an die H1-Daten im Bereich $Q^2 > 1\,\text{GeV}^2$ unter Berücksichtung der Daten von NMC[89] und BCDMS[90] bei hohem x in [1] bestimmt wurde. Die freien Parameter dieser Funktion, der Parameter der Mesonmassen Q_{vm} und der Normalisierungsterm des Vektormesonbeitrags C_{vm}, wurde an die hier gemessene Strukturfunktion angepaßt, wobei die Werte $Q_{vm} = 0.45\,\text{GeV}^2$ und $C_{vm} = 0.77$ ermittelt wurden [51]. Diese Parametrisierung wird in Abbildung 5.17 mit „fit" bezeichnet. Diese phänomenologisch erweiterte Parametrisierung stimmt sehr gut mit den Daten von H1 überein und wurde als simulierte Strukturfunktion F_2^{mc} zur Bestimmung von F_2 aus Gleichung 5.1.11 in dieser Analyse verwendet.

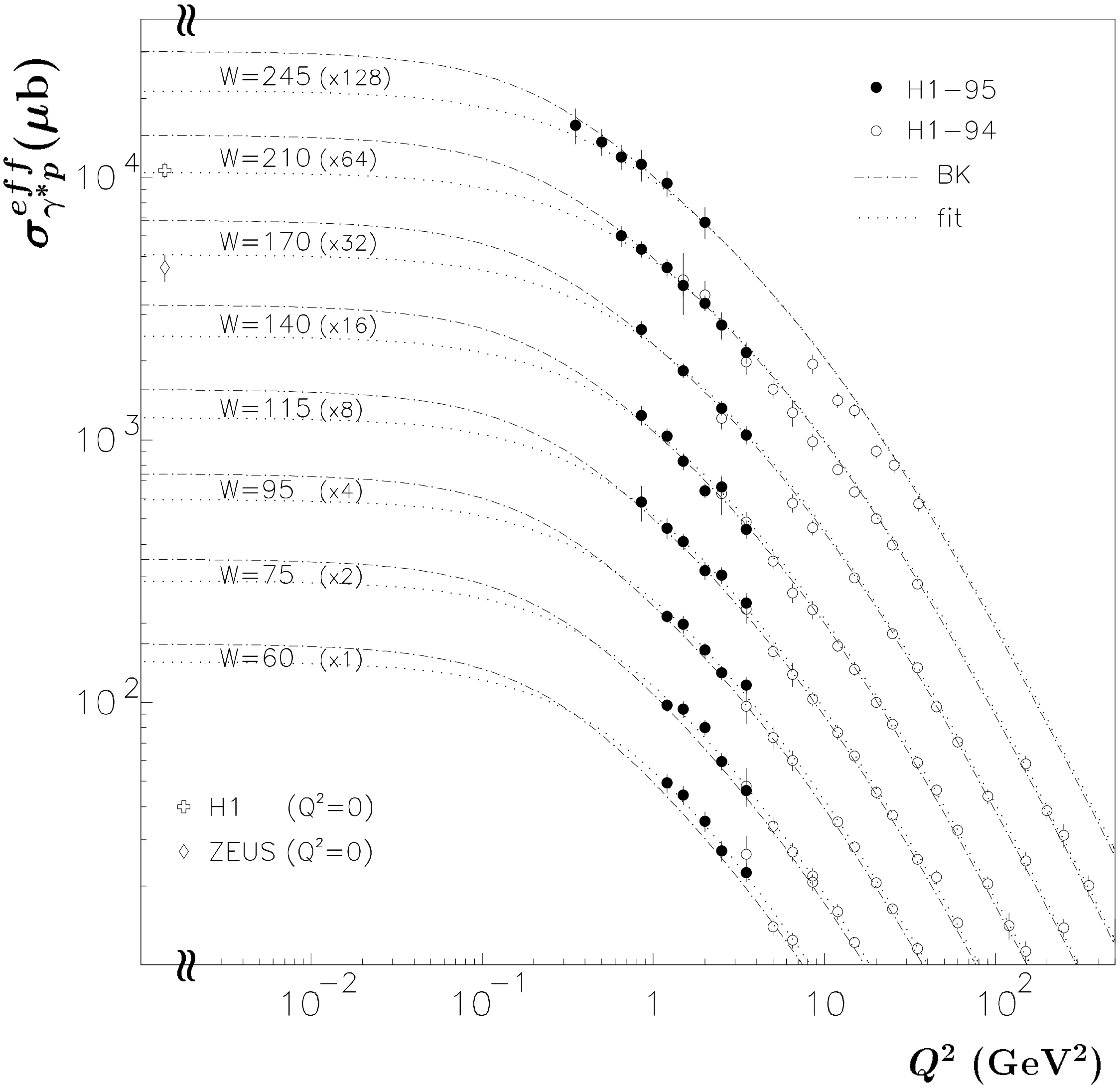

Abbildung 5.17: *Effektiver Wirkungsquerschnitt als Funktion von Q^2 bei festen Werten von W. Der Wirkungsquerschnitt wurde für festes W mit dem in Klammern angegebenen Wert multipliziert. Die Fehler entsprechen dem systematischen und statistischen Fehler, die quadratisch addiert wurden. Globale Unsicherheiten in der Normierung werden nicht berücksichtigt. Die Kurven entsprechen der Parameterisierung von BK (strichpunktiert) und einer Anpassung an die Daten von H1, die ebenfalls auf BK beruht (gestrichelt) und im Text genauer beschrieben wird. Die Daten der Photoproduktion sind [2], [81] entnommen.*

In Abbildung 5.18 ist der totalen Wirkungsquerschnitt als Funktion von W^2 für feste Werte von Q^2 zusammen mit den Daten der Experimente bei kleiner Schwerpunktsenergie und den Daten von ZEUS dargestellt. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts ändert sich mit der Virtualität des Photons: Im Bereich der Photoproduktion hängt der Wirkungsquerschnitt nur schwach von W^2 ab, mit zunehmender Virtualität des Photons zeigt der Wirkungsquerschnitts einen wachsenden Anstieg bei hohen Energien. Der Anstieg bei hohen Energien entspricht dem Anstieg von λ mit zunehmender Virtualität des Photons, das in Zusammenhang mit Abbildung 5.16 diskutiert wurde.
Hier wird die Bedeutung des Modells von DOLA deutlich: es beschreibt im Rahmen der Reggetheorie die Daten der Photoproduktion im gesamten Bereich, sowohl bei Reggeonaustausch als auch bei Pomeronaustausch (vgl. Abschnitt 2.4), sehr gut.
Beim Austausch virtueller Photonen bei $Q^2 > 0.35\,\mathrm{GeV}^2$ ist der Ansatz von Badielek und Kwiecinski in der Lage sowohl das Verhalten bei niedriger Schwerpunktsenergie als auch den Anstieg im Hochenergiebereich zu beschreiben. Bei $Q^2 = 0.35\,\mathrm{GeV}^2$ liegt er systematisch leicht über den Daten, dies entspricht der Beobachtung bei den kleinsten Werten von Q^2 in Abbildung 5.17.
Im Bereich $Q^2 \geq 0.85\,\mathrm{GeV}^2$ stimmt die Parametrisierung von GRV im gesamten W^2-Bereich gut mit den Daten überein, die Abweichungen bei niedrigerem Q^2 wurden bereits im Zusammenhang mit Abbildung 5.15 diskutiert.
Zusammenfassend kann gesagt werden, daß es zur Beschreibung des Übergangsbereiches verschiedene Ansätze gibt, die auf der Reggetheorie im Bereich kleiner Q^2 und auf perturbativer QCD oberhalb von $Q^2 \sim 1\,\mathrm{GeV}^2$ basieren. Obwohl einige das qualitative Verhalten der Strukturfunktion richtig vorhersagen, gibt es derzeit keinen Ansatz, der den gesamten kinematischen Bereich von der Photoproduktion bis zur tiefinelastischen Streuung vollständig beschreibt.

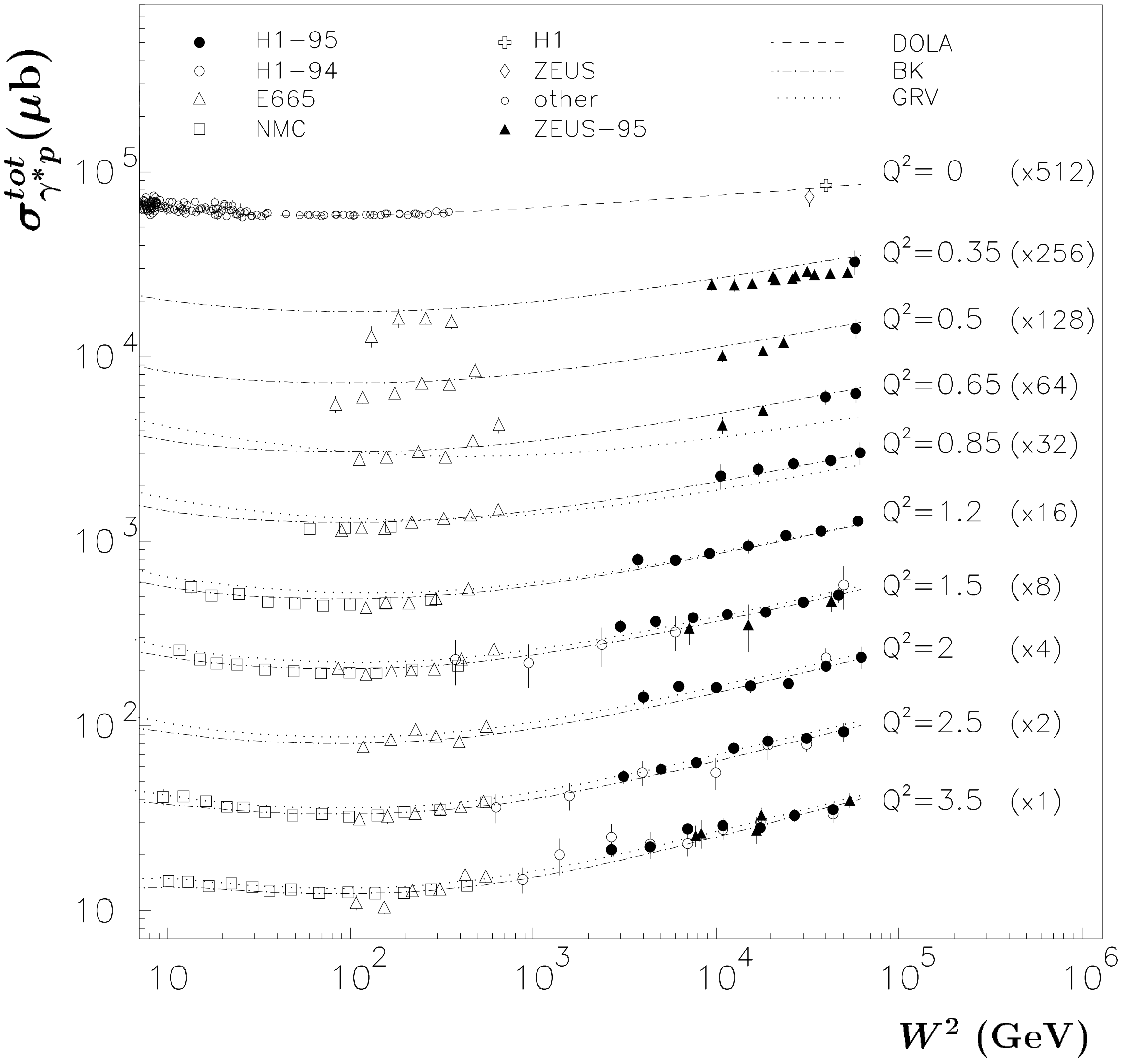

Abbildung 5.18: *Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion von* W^2 *für feste Werte von* Q^2*. Die Fehler entsprechen dem systematischen und statistischen Fehler, die quadratisch addiert wurden. Globale Unsicherheiten in der Normierung wurden nicht berücksichtigt. Die Kurven entsprechen der Parametriesierung von DOLA (gestrichelt, nur für* $Q^2 = 0$*), GRV (punktiert) und BK (strichpunktiert).*

Kapitel 6

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Protonstrukturfunktion F_2 bei kleinen Werten von x und Q^2 bestimmt, in einem kinematischen Bereich, in dem von theoretische Seite der Übergang von störungstheoretischer QCD zu phänomenologischen Modellen zur Beschreibung der Strukturfunktion erwartet wird. Die Analyse beruht auf Daten, die einer integrierten Luminosität von $114\,\mathrm{nb}^{-1}$ entsprechen, und die mit dem H1 Detektor am HERA Speicherring im Betriebsjahr 1995 gemessen wurden. In dieser Analyse werden erstmals die neuen Detektoren, die im Winter 1994/95 eingebaut wurden, BDC und SpaCal, verwendet. Die Arbeit gliedert sich in zwei Teile:
Im ersten Teil werden alle für die Messung der tiefinelastischen Streuung erforderlichen Informationen aus der Driftkammer systematisch untersucht, so die Effizienz, die Auflösung und Systematik der Streuwinkelmessung und die e/π-Trennung aufgrund der Korrelation von Spurkammer- und Kalorimeterinformation. Auf diesen Untersuchungen basiert auch die H1 Analyse, die in [51] publiziert wurde. Insbesondere wurde gezeigt, daß der systematische Fehler der Streuwinkelmessung mit der neuen Driftkammer von 1 mrad auf 0.3 mrad reduziert werden konnte.
Im zweiten Teil der Arbeit wird die Messung der Strukturfunktion F_2 im Meßbereich von $Q^2 = 0.35\,\mathrm{GeV}^2$ bis $Q^2 = 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ und bis zu $x = 6 \cdot 10^{-6}$ vorgestellt. Die kinematischen Variablen werden dabei aus dem Endzustand des gestreuten Positrons rekonstruiert. Bei der Messung der Strukturfunktion dominiert der systematische Fehler im gesamten kinematischen Bereich. Er konnte jedoch gegenüber früheren Messungen, wie beispielsweise in [1], um einen Faktor 2 reduziert werden.
Die Ergebnisse der Messung zeigen, daß der DGLAP-Formalismus überraschenderweise in der Lage ist bis zu Werten von $Q^2 = 0.85\,\mathrm{GeV}^2$ und $x = 6 \cdot 10^{-6}$ die Daten zu beschreiben. Ein deutliches Abflachen der Strukturfunktion ist mit abnehmendem Q^2 zu beobachten, wobei der Verlauf der Strukturfunktion bei den kleinsten Werten von Q^2 nahe bei den Werten liegt, die von seiten der Regge-Theorie und des VDM-Modells erwartet werden.
Durch Betrachtung der Ergebnisse von H1 von früheren und von dieser Messung wurde gezeigt, daß im Bereich von $Q^2 = 800\,\mathrm{GeV}^2$ bis zu $Q^2 = 0.85\,\mathrm{GeV}^2$ die Steigung des totalen Wirkungsquerschnitts bei hohen Energien durch einen Exponenten beschrieben werden kann, der stetig von $\lambda \simeq 0.5$ bei hohem Q^2 zu λ zwischen 0.1 und 0.2 bei kleinen Q^2 abfällt.
Verschiedene Modelle zur Beschreibung des Übergangsbereichs, die in der Regel auf einem Ansatz entsprechend dem Vektor-Meson-Dominanz Modell und der Regge-Theorie im Bereich kleiner Q^2 und einem störungstheoretischen Ansatz im Bereich oberhalb von $Q^2 \sim 1\mathrm{GeV}^2$ beruhen, wurden untersucht. Derzeit gibt es von theoretischer Seite jedoch kein Modell, das

in der Lage ist, die HERA und die *fixed target* Daten im gesamten kinematischen Bereich befriedigend zu beschreiben.

Anhang A

Ineffizienzte Bereich der BDC im Betriebsjahr 1995

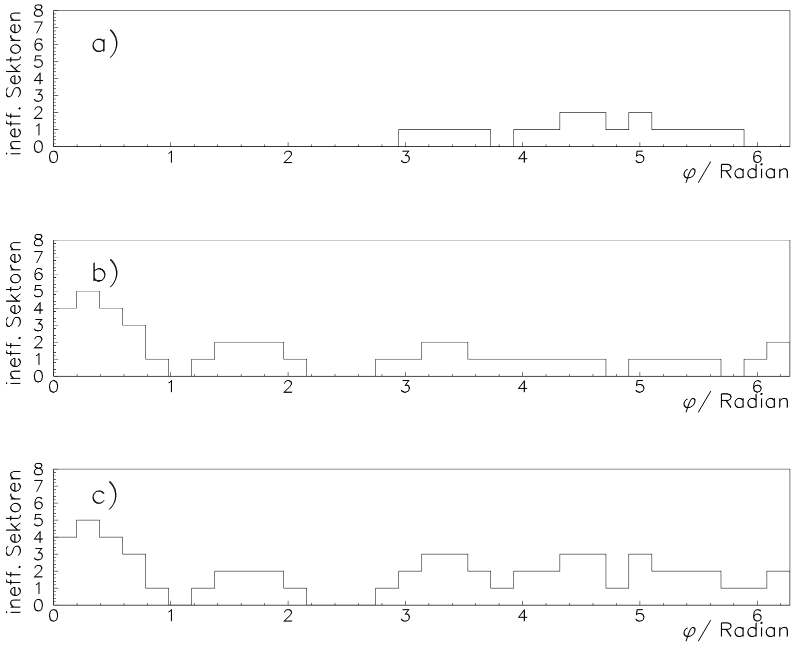

Abbildung A.1: *Azimuthale Verteilung der ineffizienten Sektoren in der BDC im Betriebsjahr 1995. a) kleine Zellen b) große Zellen c) Übergangszellen, da das Driftfeld in der Übergangszelle von der Hochspannungsversorgung der kleinen und der großen Zellen betroffen ist, wird die Übergangszelle eines Sektors in dieser Darstellung als ineffizienzt angesehen, wenn die Hochspannung entweder der kleinen oder großen Zellen ausgeschaltet war.*

Anhang B

Diffraktive Korrekturen

Q^2/GeV^2	x	δ_{diff} in %
0.35	0.0000061	0.058
0.50	0.0000086	0.062
0.65	0.0000112	0.059
0.65	0.0000164	0.052
0.85	0.0000138	0.070
0.85	0.0000200	0.053
0.85	0.0000320	0.021
0.85	0.0000500	0.004
1.20	0.0000200	0.056
1.20	0.0000320	0.043
1.20	0.0000500	0.010
1.20	0.0000800	0.001
1.50	0.0000320	0.053
1.50	0.0000500	0.023
1.50	0.0000800	0.002
1.50	0.0001300	0.001
2.00	0.0000320	0.040
2.00	0.0000500	0.033
2.00	0.0000800	0.005
2.00	0.0001300	0.003
2.50	0.0000500	0.036
2.50	0.0000800	0.012
2.50	0.0001300	0.000
2.50	0.0002000	0.001
3.50	0.0000800	0.021
3.50	0.0001300	0.003
3.50	0.0002000	0.002
3.50	0.0003200	0.001

Tabelle B.1: *Korrekturen der Strukturfunktion* F_2 *für diffraktive Ereignisse in %. Die Werte sind [51] entnommen.*

Literaturverzeichnis

[1] H1 Collaboration (S.Aid et al.); ,,A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function F2(x,Q2) at HERA", Nucl.Phys. **B470**(1996)3 .

[2] 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.**C69** (1995)27.

[3] F.Halzen, A.Martin ,,Quarks and Leptons",John Wiley and sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1984.

[4] Callan, C.G.; Gross, D.J.: Phys.Rev.Lett. **22**(1969) 156.

[5] W. Albrecht et al.; DESY 69/46, 1969.

[6] D.J. Fox et al., Phys.Rev.Lett **33**(1974)1504, V.Watenabe et al. Phys.Rev.Lett **35**(1975)898.

[7] E.D.Bloom et al.; Phys.Rev.Lett.**23**, 1969,930.

[8] M.Breidenbach et al.; Phys.Rev.Lett.**23**, 1969, 935.

[9] J. De Groot et al.; Phys.Lett.**82 B**(1979)292, 456.

[10] P. Bosetti et al.; Nucl.Phys.**B142**(1978)1.

[11] K.Flamm, ,,Messung der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung α_s aus differentiellen Jetraten in tiefunelastischer Elektron-Protonstreuung", Dissertation Univeristät Hamburg, (1996).

[12] BCDMS Collaboration (A.Benvenuti et al.);Phys.Lett. **223B**,1989,485.

[13] NMC Collaboration (P.Amaudruz et al.);Phys.Lett. **295B**,1992,159.

[14] V.N.Gribov, L.N.Lipatov; Sov.J.Nucl.Phys. 15, 1972, 438 und 675.

[15] G.Alterelli, G.Parisi; Nucl.Phys.126, 1977, 297.

[16] Y.L.Dokshitzer; Sov.Phys.JETP 46,1977,641.

[17] M.Virchaux und A.Milsztajn, Phys.Lett.**B274**(1992)221.

[18] E.A.Kuraev, L.N.Lipatov, V.S.Fadin, Sov.Phys.JETP 45, 1972, 199.

[19] A.Levy, DESY preprint DESY 97-013(1997).

[20] T.H. Bauer, R.D. Spital, D. R. Yennie, F. Pipkin, ,,The hadronic properties of the photon in high-energy interactions", Rev.Mod.Phys. **50**(1978)261.

[21] T.Regge, ,, Introduction to Complex Orbital Momenta", Nuovo Cimento **14**(1959)951. T.Regge, ,,Bound States, Shadow States and Mandelstamm Representation", Nuovo Cimento **18**(1960)947.

[22] A.Donnachie und P.Landshoff, ,,Total cross sections", Phys.Lett.**B296**(1992)227.

[23] P.V.Landshoff, Hadronic aspects of collieder physics in Proceedings Zuoz 1994, (1994)135.

[24] A.Donnachie and P.Landshoff, ,,Total cross section", Phys.Lett. **B296**(1992),227.

[25] H1 Collaboration, ,,Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV Center of Mass Energy", DESY-95-156 / P. L. **B358**(1995)412.

[26] H.-P. Beck, ,,Measurement of the Total Photoproduction Cross Section at the Electron Proton Collider HERA at $W_{\gamma[}$ of 200 GeV", Dissertation Universität Zürich, (1996).

[27] B.Badelek und J.Kwiecinski, ,,Low Q^2, low x region in electroproduction - an overview", Warsaw University preprint IFD/1/1994.

[28] F.E.Low, ,,Model of the bare Pomeron", Pys.Ref.**D12** (1975)163. S.Nussinov,,,Colored-Quark Version of Some Hadronic Puzzles",Pys.Ref.D8 (1973)2899.

[29] F.Jacquet, A.Blondel; Detectors for Charge Current Events, in Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, DESY 79/48 S.391-394, Hrsg. U.Amaldi, DESY, Hamburg 1979.

[30] P.Schmüser, Zur Fertigstellung von HERA, in Physikalische Blätter 46, Nr.12, 1990.

[31] F.Willeke, HERA Proton Betrieb 1994, in: HERA Seminar Bad Lauterberg 1995, preprint DESY-HERA 95-03(1995)177. Y.Y.Balitsky, L.N.Lipatov, Sov.J.Nucl.Phys.28,1978,282.

[32] H1 Collaboration, ,, The H1 Detector at HERA", Internal Report, DESY H1-96-01, March 1996.

[33] H.-P.Kasselmann, Untersuchungen zur Messung von Elektronen mit dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC) des HERA H1-Detektors, Dissertation, Universität Hamburg, 1994.

[34] M.zu Nedden, persönliche Mitteilung (1996).

[35] V.Andreev,,,Acceptance Determination of Electron Tagger (ET44) in 1995", H1-10/96-493 (1996).

[36] D.Handschuh, Studien zum Protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung, Dissertation Universität Hamburg, 1993.

[37] R.Wallny, „Untersuchung des strahlinduzierten Untergrundes bei der Datennahme von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung durch den H1-Detektor bei HERA", Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1996.

[38] H1 SpaCal group, The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter, DESY Red Report 96-171, (1996).

[39] H1 SPACAL group, T.Nicholls et al. DESY-95-165, (1995).

[40] I.Gorelov, „Recent Experience with the H1 Lead/Scintillating Fibre Calorimeter", Talk given at the VI Inernational Conference on Calorimetry in High-Energy Physics, 1996.

[41] H1-SPACAL Group, „Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detector", DESY 95-165 (1995).

[42] G.Müller, „A Spaghetti Calorimeter for the H1 Detector", Vortrag bei der 5th Int. Con. on Calorimetry in High Energy Physics, 1994.

[43] R.Wilhelm, „Aufbau eines Teststands zur Auslese von Testkammern für die Rückwärtsdriftkammer (BDC) des H1-Experiments und Bestimmung von Betriebsparametern mit verschiedenen Driftgasen", Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1994).

[44] Bernhard Schwab,
Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1 Experiments, Dissertation, Universität Heidelberg (1996).

[45] Pierre Billoir, Progressive Track Recognition with a Kalman-like Fitting Procedure, Computer Physics Communication 57 (1989) 390-394.

[46] Martin Mechenbier, Der Einfluß nicht-sensitiven Detektormaterials auf die Elektronrekonstruktion im Rückwärtsbereich von H1, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1994).

[47] Marco Werner, persönliche Mitteilungen, (1996).

[48] Interpretation und Analyse von Testmessungen mit Insert-Modulen und Untersuchungen zur Ortsrekonstruktion des SpaCals im inneren Bereich, Diplomarbeit 1997.

[49] S.Schleif, persönliche Mitteilung (1997).

[50] A. Gellrich, „Nachweis von Mesonen mit Charm in der e-p Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA", Dissertation 1994., DESY FH1T-94-02

[51] H1 Collaboration (S.Aid et al.); A Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x,Q^2)$ at Low x and Low Q^2 at HERA, to be published .

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

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

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

[55] L.Lönnblad, Compu.Phys.Comm.**71**(1992)15.

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

[57] H1 Collab., I.Abt et al. Z.Phys.**C59**(1994)377.

[58] ZEUS Collab.,M.Derrick et al., Z.Phys.**C59**(1993)231.

[59] T.Sjöstrand und M.Bengtsson, Comp.Phys.Comm.**43**(1987)367; M.Bengtsson und T.Sjöstrand, Comp.Phys.Comm.**46**(1987)43; T.Sjöstrand, CERN-TH-6488 (1992).

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

[61] B.List, Diplomarbeit, Technisch Universität Berlin, unveröffentlicht (1993).

[62] J.Kripfganz, H.Perlt, ,,Elektroweak radiative corrections and quark mass singularities", in ,,Proceedings of the HERA Workshop, Hamburd, October 12-14, ed.R.D.Peccei (1987).

[63] F.Lehner, persönliche Mitteilung.

[64] U.Stoesslein, ,,Messung der Strukturfunktion F_2 und Messung der Gluondichte bei kleinem Bjorken-x", Dissertation Humbold-Universität Berlin(1996).

[65] M.W.Krasny, W.Placzek, 'A method to reduce the size of the radiative corrections at HERA' in Proceedings of the workshop ,,Physics at HERA", Volume 2, p862, ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg (1991).

[66] F.Lehner, Präsentation in der ELAN-Gruppe, 1996.

[67] A.M.Cooper-Sarkar, R.C.E.Devenish and M.Lancaster, ,,Measurment of $F_L(x, Q^2)$ at low x and extraction of the gluon distribution", in Proceedings of the workshop ,,Physics at HERA", Volume 1, p155, ed. W. Buchmüller and G. Ingelman, DESY, Hamburg (1991).

[68] S.Reinshagen, ,,Messung der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA", Dissertation, Universität Hamburg, 1995.

[69] H1 Kollaboration, ,,Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector", PRC93/02, 1993.

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

[71] A.Glazov, Pränsentation für die ELAN Gruppe, Januar 1997.

[72] A.Meyer, Dissertation in Vorbereitung.

[73] V.Shekelyan, Präsentation für die ELAN-Gruppe, 1995.

[74] H1 Collaboration, ,, Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA" , contributed paper to the Inernational Conference on High Energy Physics, Warsaw 1996, ICHEP96-pa17-026.

[75] R.Barschke, Dissertation in Vorbereitung.

[76] R.Maracek, Dissertation (1996).

[77] S.Aid et.al. (H1 Collaboration),Nucl.Phys.**B468**(1996)3.

[78] V.Shekelyan, Präsentation für die H1 Kollaboration.

[79] B.Badelek und J.Kwiecinski, Phys.Lett.**B295**(1992)263;
B.Badelek, J.Kwiecinski and A.Stasto, Durham preprint DTP/96/16(1996).

[80] U.Bassler, persönliche Mitteilung.

[81] ZEUS Collaboration, M.Derrick et al., Z.Phys.**C63** (1994)408.

[82] B.Surrow for the ZEUS collaboration, Vortrag bei DIS97, Chicago(1997).

[83] A.Levy, „Low-x physics at HERA", TAUP 2398-96,(1996).

[84] M.Glück, E.Reya und A.Vogt, Z.Phys.**C67**(1995)433; die hier gezeigte Parametrisierung entspricht der in A.Vogt, Proceedings of the Workshop on Deep-Inelastic Scattering and QCD, Paris (1995)261, wobei der NLO charm Beitrag berechnet wird wie in [85].

[85] E.Laenen et al., Nucl.Phys.**B392**(1993)162, ibid.(1993)229.

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

[87] A.Capella et al.,Phys.Lett.**B337**(1994)358.

[88] K.Adel, F.Barreiro and F.J.Yndurain, FTUAM preprint 96-39(1996).

[89] NMC Collaboration, M.Anreodeo et al., Phys.Lett.**B364** (1995)107. NMC Collaboration, M.Arneodo et al.,HEPPH-9610231, preprint, (1996). CERN preprint CERN-EP/89-06.

[90] BCDMS Collaboration, A.C.Benvenuti et al.,Phys.Lett.**B223** (1989)485.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Zum Abschluß möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Durchführung und der Fertigstellung dieser Arbeit unterstützt haben:

- Prof. F. Eisele für die gute Betreuung und die Ermöglichung dieser Arbeit
- Prof. K.-H.Meier für die Begutachtung der Arbeit
- Dr. Katharina Müller und Prof. Ueli Straumann für die wertvollen Anregungen zur Analyse und zur Gestaltung der Arbeit
- Den Mitgliedern der ELAN-Arbeitgruppe für das angenehme Arbeitsklima, insbesondere
  Dr. Vladimir Shekelyan für die mitunter harten aber doch konstruktiven Diskussionen zur Winkelmessung und den zahlreichen Tees,
  Frank Lehner, Andreas Meyer und Rainer Barschke für die gute Zusammenarbeit bei den größeren und kleineren physikalischen und technischen Problemen,
  Dr. Ursula Bassler und Dr. Gregorio Bernardi für die stete Bereitschaft über physikalische Fragestellungen zu diskutieren
- Priv.Doz. Dr. B.Schmidt für die Unterstützung bei den Alterungsmessungen und bei Fragen zum Kammergas
- Dr. Bernhard Schwab für die sehr angenehme Zusammenarbeit bei der BDC
- Bernd Surrow für die Unterstützung beim Vergleich mit den neuesten ZEUS Ergebnissen
- Dr. Jörg Gaylor und Dr. Sebastian Reinshagen für das gründliche Korrekturlesen und die Verbesserungsvorschläge
- Oliver Kaufmann für die „rheinische” Atmosphäre in- und außerhalb unseres Büros
- Sebastian für seine Unterstützung und sein Verständnis auch in arbeitsreichen Phasen.