MPI-PhE / 96-16
September 1996

Messung des transversalen Energieflusses mit dem H1-Detektor bei HERA

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Marc Fabian Hess

aus Göttingen

Hamburg
1996

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. F.-W. Büßer Prof. Dr. B. Naroska
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. F.-W. Büßer Prof. Dr. G. Buschhorn
Leiter der Disputation:	Dr. G. Poelz
Datum der Disputation:	2. September 1996
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Messung der Transversalenergie E_T als Funktion der Pseudorapidität im Laborsystem und im hadronischen Schwerpunktsystem für den kinematischen Bereich $10^{-5} < x < 10^{-2}$ und $2,5 < Q^2 < 100$ GeV^2 vorgestellt. Die Messung beruht, unter Verwendung von Daten mit nominellem und in Protonrichtung verschobenem Wechselwirkungspunkt, auf Ereignissen der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung, die in den Jahren 1993 und 1994 mit dem H1-Detektor am Speicherring HERA aufgezeichnet wurden. Die gemessenen Verteilungen werden mit Vorhersagen der QCD-Modelle LEPTO, ARIADNE und HERWIG verglichen. Der transversale Energiefluß wird von allen drei Modellen mit kleinen Unterschieden gut beschrieben. Die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ des hadronischen Schwerpunktsystems liegt bei etwa 2 GeV pro Einheitsintervall Pseudorapidität und steigt, entsprechend der Vorhersage einer auf der BFKL-Entwicklung basierenden QCD-Rechnung, mit abnehmendem x an. Ein Vergleich mit vorläufigen Resultaten von ZEUS zeigt sehr gute Übereinstimmung. Die Untersuchung der E_T-Verteilung in der zentralen Region des hadronischen Schwerpunktsystems offenbart bei kleinem x große Modellunterschiede in den hochenergetischen Ausläufern.

Abstract

In order to shed light on the QCD mechanism for parton evolution in the regime of small x Bjorken, the flow of transverse energy with pseudorapidity in the laboratory frame and the center of mass system has been measured in the kinematical domain $10^{-5} < x < 10^{-2}$ und $2,5 < Q^2 < 100$ GeV^2. The measurement is based on deep inelastic scattering events recorded in 1993 and 1994 with the H1 detector at HERA, including events with vertices shifted towards the proton direction. The measured distributions are compared with predictions of the QCD-models LEPTO, ARIADNE und HERWIG. The transverse energy flow is well described by all models with only slight differences between them. The observed magnitude of 2 GeV per unit pseudorapidity and the x dependence of the average transverse energy in the central region of the hadronic center of mass system is in agreement with a perturbative QCD calculation based upon the BFKL mechanism. The H1 data agree well with preliminary results of ZEUS. The investigation of the E_T distribution in the central unit of pseudorapidity reveals large differences beween the model predictions particularly at high E_T.

"Zwei Dinge erfüllen das Gemüth mit immer neuer und zunehmender Bewunderung und Ehrfurcht, je öfter und anhaltender sich das Nachdenken damit beschäftigt:
Der bestirnte Himmel über mir und das moralische Gesetz in mir."

Immanuel Kant

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist die Erforschung der elementaren Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen untereinander. Der derzeitige, allgemein anerkannte Erkenntnisstand über die Struktur der Materie ist im Standardmodell der Elementarteilchenphysik [1, 2] formuliert.

Streuexperimente sind das wichtigste Werkzeug, um experimentell Teilchenstrukturen und Wechselwirkungen zu untersuchen. Schon zweimal in der Geschichte der Physik sorgte die Beobachtung der Streuung von Teilchen unter *großen Winkeln* für die revolutionäre Erweiterung der herrschenden Vorstellung vom Mikrokosmos. 1911 beobachtete Ernest Rutherford bei der Streuung von α-Teilchen an einer dünnen Goldfolie die nach dem herrschenden Thomson'schen Atommodell völlig unerwartete Ablenkung der α-Teilchen unter großen Streuwinkeln. Rutherford konnte diese Entdeckung mit der Annahme eines winzigen, positiv geladenen Atomkerns im Zentrum des Goldatoms theoretisch erklären. Das Thomson'sche Atommodell hatte ausgedient, es mußte dem von Nils Bohr 1913 formulierten Bohr'schen Atommodell weichen. In den sechziger Jahren gab wiederum die Beobachtung von gestreuten Teilchen unter ungewöhnlich großen Winkeln den ersten Hinweis darauf, daß auch Nukleonen ausgedehnte Objekte mit einer inneren Struktur sind. Seit dieser Zeit haben zahlreiche Experimente die Erforschung der Struktur des Protons zum Ziel [3].

Mit der Speicherringanlage HERA am DESY in Hamburg besteht seit Mitte des Jahres 1992 die Möglichkeit, die Streuung von Elektronen oder Positronen an Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV durchzuführen. Die nominellen Strahlenergien betragen 30 GeV für die Elektronen und 820 GeV für die Protonen. Die hohen Strahlenergien erlauben die Untersuchung der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung in einem bezüglich früherer Experimente mit ruhenden Zielkernen wesentlich erweiterten kinematischen Bereich. Das bei HERA gemessene maximale Quadrat des Impulsübertrages Q^2 liegt in der Größenordnung von 10^5 GeV^2, die kleinsten Impulsbruchteile x des an der Wechselwirkung beteiligten Quarks des Protons erreichen Werte in der Größenordnung von 10^{-5}.

Die Kenntnis der Partondichten und der Partondynamik im Proton liefert mit kleiner werdendem x ein zunehmend tieferes Verständnis der Struktur des Protons, sie ist zudem Voraussetzung für die Interpretation von Beobachtungen an zukünftigen Beschleunigeranlagen wie dem LHC (*Large Hadron Collider*) am CERN in Genf. Eines der wichtigsten Ergebnisse nach drei Jahren HERA-Betrieb ist der von den Experimenten H1 und ZEUS gemessene starke Anstieg der Proton-Strukturfunktion F_2 bei kleinem x. Im Rahmen der Theorie der starken Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen (*Quantenchromodynamik* QCD) wurden unterschiedliche Konzepte für die Entwicklung der Partondichten, die der Strukturfunktion F_2 zugrundeliegen, in x und Q^2 erarbeitet.

Neben der Bestimmung der Strukturfunktion F_2 aus inklusiven Messungen ist die Untersuchung des hadronischen Endzustandes in der tiefunelastischen ep-Streuung geeignet, Aufschluß über die Partondynamik zu geben. Eine naheliegende und interessante Observable ist die Transversalenergie der Hadronen des Endzustandes. Die vorliegende Arbeit beschreibt die Messung des transversalen Energieflusses sowie der mittleren Transversalenergie in der zentralen Region des hadronischen Schwerpunktsystems als Funktion der kinematischen Variablen x und Q^2. Die mit dem H1-Detektor durchgeführte Messung wird mit Vorhersagen von Rechnungen und verschiedenen QCD-Modellen verglichen. Womöglich gibt die Messung der Transversalenergie ein Instrument an die Hand, Anwendbarkeit und Gültigkeitsbereich verschiedener Partonevolutionen zu überprüfen. Erste Resultate dieser Untersuchung auf Basis der 1993 aufgezeichneten tiefunelastischen Ereignisse wurden von der H1-Kollaboration in [4] veröffentlicht. Mit den 1994 aufgezeichneten Daten wurde die Analyse unter Ausnutzung der höheren Statistik und Verwendung von Ereignissen mit einem in Protonrichtung verschobenen Wechselwirkungspunkt in dem erweiterten kinematischen Bereich $10^{-5} < x < 10^{-2}$ und $2,5 < Q^2 < 100$ GeV^2 wiederholt.

Die Arbeit ist in sechs Kapitel gegliedert. Im ersten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der tiefunelastischen ep-Streuung erarbeitet; das Kapitel mündet in der Motivation für die durchgeführten Messungen. Im zweiten Kapitel werden die Speicherringanlage HERA und das H1-Experiment vorgestellt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den für die Energiemessung verwendeten Kalorimetern. Die in der Arbeit zum Einsatz kommenden Monte Carlo-Modelle LEPTO, ARIADNE, HERWIG, DJANGO, PHOJET und RAPGAP für die Simulation von tiefunelastischen Ereignissen und Untergrundprozessen werden im dritten Kapitel eingeführt. Im vierten Kapitel wird die Selektion verschiedener untergrundfreier Datensätze tiefunelastischer Ereignisse besprochen. Die Meßergebnisse sowie die Untersuchung der systematischen Fehlerbeiträge werden im fünften Kapitel vorgestellt. Die Arbeit schließt mit der Diskussion der Meßergebnisse, ihrer möglichen Interpretation, dem Vergleich mit anderen Experimenten und einem Ausblick.

Kapitel 1

Tiefunelastische Elektron–Proton–Streuung

Die Streuung von Teilchen an Teilchen ist das wichtigste Werkzeug, um experimentell Teilchenstrukturen und Wechselwirkungen zu untersuchen. Seit dem Jahr 1992 besteht mit der HERA-Beschleunigeranlage am DESY die Möglichkeit, die Streuung von 27 GeV-Elektronen oder Positronen an 820 GeV-Protonen durchzuführen. In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der tiefunelastischen Elektron–Proton–Streuung[1] erarbeitet. Nach einer Einführung in die Kinematik des Streuprozesses und die Theorie der starken Wechselwirkung werden die Konzepte der Evolution von Partondichten erläutert. Am Ende des Kapitels wird die Motivation für die in dieser Arbeit vorgestellte Messung dargelegt.

1.1 Kinematik

Der tiefunelastische Streuprozeß (*deep inelastic scattering*, DIS) eines Elektrons an einem Proton kann formal geschrieben werden als

$$e^-(k) + p(P) \to e^-(k') + X. \tag{1.1}$$

Den zugehörigen Feynmangraphen in niedrigster Ordnung QED (*Quantenelektrodynamik*) zeigt Abbildung 1.1. Die einlaufenden Teilchen Elektron und Proton mit den Viererimpulsen k und P wechselwirken miteinander durch Austausch eines Bosons (Photons). Im Endzustand werden das auslaufende Elektron mit dem Viererimpuls k' und das hadronische System X beobachtet. Der Vierervektor des ausgetauschten Photons γ ist durch $q = k - k'$ gegeben. Es ist üblich, den Impulsübertrag zwischen Elektron und Proton als positive Lorentzinvariante Q^2 zu definieren

$$Q^2 := -q^2 = -(k - k')^2 \qquad (Q^2 > 0). \tag{1.2}$$

---

[1] Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit elektroschwache Effekte vernachlässigt werden können, wird im folgenden vereinfachend das Lepton durchweg als Elektron bezeichnet. Im Falle daß eine physikalische Observable auf die unterschiedliche Verwendung von Elektron oder Positron als Strahlteilchen sensibel ist, wird darauf hingewiesen.

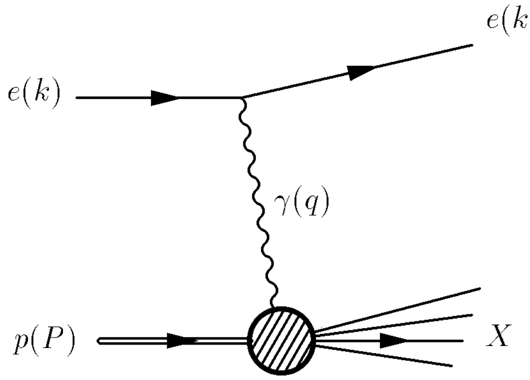

Abb. 1.1: Tiefunelastische *ep*–Streuung in niedrigster Ordnung QED unter Annahme des Austauschs eines Photons γ. Das einlaufende Proton p bricht in das hadronische System X auseinander.

Die innere Struktur des Protons wird nun umso besser aufgelöst, je kleiner die Compton-Wellenlänge λ_c [6] des Vektorbosons ist: $\lambda_c \sim 1/\sqrt{Q^2}$. Für zunehmende Werte von Q^2 nehmen demnach Auflösungsvermögen und Virtualität des Photons zu.

Ist das ausgetauschte Boson ein virtuelles Photon γ oder ein Z^0, handelt es sich um ein Ereignis des neutralen Stroms (*neutral current*, NC) ohne Ladungsaustausch zwischen Elektron und Proton. Ist hingegen das ausgetauschte Boson ein $W^\pm$, spricht man von einem Ereignis des geladenen Stroms (*charged current*, CC). Der Wirkungsquerschnitt für ein Ereignis des neutralen Stroms setzt sich aus drei Termen zusammen; je einem für den γ und Z^0-Austausch sowie dem γZ^0-Interferenzterm:

$$\sigma_{NC}(ep \to eX) = \sigma(\gamma) + \sigma(\gamma Z^0) + \sigma(Z^0). \tag{1.3}$$

$\sigma(\gamma)$ ist der führende Beitrag, die Z^0-Beiträge werden aufgrund der Struktur des Z^0-Propagators erst bei sehr hohen Q^2 relevant:

$$\frac{\sigma(\gamma Z^0)}{\sigma(\gamma)} = \frac{Q^2}{Q^2 + M_{Z^0}^2} \quad \text{und} \quad \frac{\sigma(Z^0)}{\sigma(\gamma)} = \left(\frac{Q^2}{Q^2 + M_{Z^0}^2}\right)^2 . \tag{1.4}$$

M_{Z^0} ist die Masse des Eichbosons Z^0. In dieser Arbeit werden NC-Ereignisse mit $Q^2 < 100$ GeV^2 untersucht. Damit gilt $Q^2 \ll M_{Z^0}^2$, und die Z_0-Beiträge zur *ep*–Streuung sind vernachlässigbar klein[2].

Für die in Abbildung 1.1 dargestellte Elektron–Proton–Streuung lassen sich neben Q^2 weitere Lorentzinvarianten aus Produkten zweier Vierervektoren definieren:

- s, das Quadrat der Elektron-Proton Schwerpunktsenergie:

$$s = (P + k)^2 \; ; \tag{1.5}$$

---

[2] Die Masse des Z^0 ist 91,2 GeV. Im gewählten Einheitensystem gilt $c = h/2\pi = 1$ [5].

- x, die Bjorken–Skalenvariable:

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} \qquad (0 \leq x \leq 1) \; ; \tag{1.6}$$

- y , eine Skalenvariable, die im Ruhesystem des Protons den relativen Energieverlust des Elektrons, bezogen auf die Energie des einlaufenden Elektrons, angibt:

$$y = \frac{Pq}{Pk} \qquad (0 \leq y \leq 1) \; ; \tag{1.7}$$

- W^2 , das invariante Massenquadrat des hadronischen Endzustandes X

$$W^2 = (P+q)^2 \qquad (P^2 \leq W^2 \leq s). \tag{1.8}$$

Der Streuprozeß heißt *elastisch*, wenn $x = 1$ und damit $W^2 = P^2$. Im Endzustand werden das gestreute Elektron und das Proton beobachtet. Die Kinematik des elastischen Ereignisses ist durch Angabe nur einer kinematischen Variablen, wie beispielsweise des Impulsübertrages Q^2, festgelegt.

Der Streuprozeß heißt *tiefunelastisch*, wenn $Q^2 \gg m_p^2$ und das Proton in das hadronische System X mit dem invarianten Massenquadrat $W^2 \gg m_p^2$ auseinanderbricht. Für tiefunelastische Ereignisse können somit die Ruhemassen des Elektrons m_e und des Protons m_p im allgemeinen vernachlässigt werden. Unter dieser Voraussetzung gelten die Relationen

$$x = \frac{Q^2}{sy} \qquad \text{und} \qquad W^2 = Q^2 \frac{1-x}{x}. \tag{1.9}$$

Von den definierten kinematischen Variablen sind bei gegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = \sqrt{4E_eE_p}$ nur zwei voneinander unabhängig, so daß die Kinematik des tiefunelastischen Ereignisses bei bekannten Strahlenergien E_e und E_p durch Angabe zweier kinematischer Variablen vollständig bestimmt ist. Beispielsweise können die Variablen Q^2 und y aus den gemessenen Größen Energie und Winkel des gestreuten Elektrons gewonnen werden (siehe Kapitel 4.3).

Der Prozeß heißt *Photoproduktion*, wenn $Q^2 \simeq 0$ und somit das ausgetauschte Photon quasi reell ist. Da der Wirkungsquerschnitt für die *ep*-Streuung in Gleichung 1.1 für $Q^2 \to 0$ stark anwächst, liefern Photoproduktionsereignisse den um ein Vielfaches dominierenden Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt.

1.2 Der Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Elektronen an Protonen kann in der 1-Photon-Austausch-Näherung als Produkt aus einem leptonischen und einem hadronischen Tensor geschrieben werden (z.B. [2]):

$$\frac{d^2\sigma(ep \to eX)}{dE'\,d\Omega} \sim \frac{\alpha^2}{q^4}\, L^{\mu\nu}(k,q) \cdot W_{\mu\nu}(P,q). \tag{1.10}$$

Hierbei und im folgenden bedeuten

$d\Omega$: Raumwinkelelement um Richtung des gestreuten Elektrons
$\alpha = e^2/4\pi$: Feinstrukturkonstante der QED
$L^{\mu\nu}(k,q)$: Leptonischer Tensor
$W_{\mu\nu}(P,q)$: Hadronischer Tensor
E_e, E'_e : Energie des einlaufenden und gestreuten Elektrons
$\nu = Pq/m_p$: Energieverlust des Elektrons im Protonruhesystem
E_p, m_p : Energie und Ruhemasse des einlaufenden Protons
θ_e : Streuwinkel des Elektrons bezüglich der positiven z-Achse.

Die positive z-Achse im Laborsystem zeigt in Richtung des einlaufenden Protonstrahls.

Der leptonische Tensor $L^{\mu\nu}$ kann explizit berechnet werden. Er ergibt sich aus den Matrixelementen des Produktes der Diracströme j^μ und j^ν, summiert über die beiden Spineinstellungen des Elektrons. Der unbekannte hadronische Tensor $W_{\mu\nu}$ wird nach skalaren Strukturfunktionen W_i entwickelt. Unter Berücksichtigung von Symmetrieeigenschaften des Tensors und der Erhaltung des elektromagnetischen Stromes verbleiben für den Photonaustausch zwei unabhängige Strukturfunktionen. Im Ruhesystem des Protons gilt

$$\frac{d^2\sigma(ep \to eX)}{dE'_e\, d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2_e}{Q^4} \left[W_2(\nu,Q^2)\sin^2\frac{\theta_e}{2} \;+\; 2W_1(\nu,Q^2)\cos^2\frac{\theta_e}{2} \right]. \tag{1.11}$$

Die reellen Funktionen $W_i(\nu, Q^2)$ werden gewöhnlich ersetzt durch dimensionslose Strukturfunktionen $F_i(x, Q^2)$, die im nachfolgenden Quark-Parton-Modell eine einfache Interpretation erfahren: $m_p W_1 = F_1$ und $\nu W_2 = F_2$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann dann geschrieben werden als[3]

$$\frac{d^2\sigma(ep \to eX)}{dx\, dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1(x,Q^2) \;+\; (1-y)F_2(x,Q^2) \right]. \tag{1.12}$$

Mit Hilfe des Parameters R, der das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zwischen longitudinal und transversal polarisierten virtuellen Photonen bezeichnet[4],

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L}{2xF_1} = \frac{F_2 - 2xF_1}{2xF_1}, \tag{1.13}$$

können wir abschließend für den Wirkungsquerschnitt der tiefunelastischen Streuung (vergl. Gleichung 1.12) schreiben

$$\frac{d^2\sigma(ep \to eX)}{dx\, dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R(x,Q^2)} \right] F_2(x,Q^2). \tag{1.14}$$

---

[3] Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^\mp p \to eX)$ ist für sehr große Q^2 ($Q^2 \gg 100$ GeV^2) unterschiedlich für Elektronen und Positronen. Der Beitrag des Z_0-Austauschs zum Wirkungsquerschnitt wird in Gleichung 1.12 durch einen dritten Strukturfunktionsterm $\pm y(1-\frac{y}{2})xF_3(x,Q^2)$ berücksichtigt.

[4] F_L wird die *longitudinale Strukturfunktion* des Protons genannt.

1.3 Quark-Parton-Modell und Skaleninvarianz

Das naive Quark-Parton-Modell (QPM) wurde Ende der 60er Jahre mit großem Erfolg eingeführt [7, 8]. Die beiden Grundannahmen des Parton-Modells sind [1]:

- *Annahme I:* Ein schnell bewegtes Hadron kann aufgefaßt werden als ein Bündel von Partonen, die in dieselbe Richtung wie das Mutter-Hadron fliegen. Die Partonen teilen sich den Dreierimpuls des Hadrons.
- *Annahme II:* Für harte Reaktionen mit hohem Impulsübertrag kann die Impulsapproximation verwendet werden. Danach verhalten sich die Partonen während der harten Wechselwirkung wie quasi-freie Teilchen[5]. Für die Berechnung von Streuquerschnitten werden die Beiträge aller Partonen inkohärent, d. h. ohne Streuwellen-Interferenzterme, aufsummiert.

Im Quark–Parton–Modell besteht das Proton aus drei punktförmigen, geladenen Spin-$\frac{1}{2}$ -Konstituentenquarks ($p \sim uud$), die zusammen die Quantenzahlen des Protons tragen und sich insbesondere den Impuls des Protons teilen. Die tiefunelastische ep–Streuung wird interpretiert als elastische Streuung des virtuellen Photons γ an einem Konstituentenquark des Protons. Abbildung 1.2 zeigt den Feynmangraphen der elastischen Streuung im QPM unter Annahme des Austauschs eines Photons.

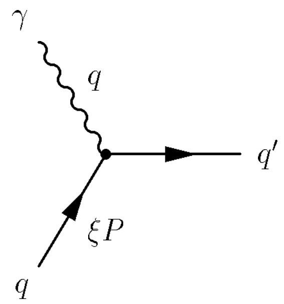

Abb. 1.2: Feynmangraph des harten Subprozesses $\gamma^\star q \to q'$ im QPM. Die Viererimpulse der einlaufenden Teilchen sind q und ξP.

Der Wirkungsquerschnitt ist dann gegeben als Wahrscheinlichkeit $q_f(\xi)$, im Proton ein Quark der Sorte f mit longitudinalem Impulsanteil ξ zu finden, multipliziert mit dem Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung an diesem Quark [9]:

$$\frac{d^2\sigma(ep \to eX)}{dx\, dQ^2}(P, q) = \sum_f \int_0^1 d\xi\, q_f(\xi)\, \frac{d^2\sigma_f^{Born}(eq \to eq')}{dx\, dQ^2}(\xi P, q). \tag{1.15}$$

---

[5] Im sogenannten *Infinite-Momentum-Frame* des Protons ist die Wechselwirkung der Partonen untereinander "eingefroren", die Wechselwirkungszeit des Partons mit dem Photon ist klein gegenüber der Wechselwirkungszeit der Partonen untereinander.

Das Faltungsintegral in Gleichung 1.15 kann symbolisch geschrieben werden als $q \otimes \sigma^{Born}$. Der differentielle Born-Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung des Elektrons an einem Konstituentenquark der Sorte f mit der elektrischen Ladung e_f ist gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma_f^{Born}(eq \to eq')}{dx\,dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} e_f^2 \left[1 + (1-y)^2\right] \delta(x-\xi) \ . \qquad (1.16)$$

Für $Q^2 \gg m_p^2$ und unter Vernachlässigung der Partonmasse gilt die Massenschalenbedingung:

$$\begin{aligned} q'^2 = (\xi P + q)^2 &= 0 && (1.17)\\ \Longrightarrow \qquad \xi &\approx \frac{Q^2}{2Pq} = x \ . && (1.18)\end{aligned}$$

Die Bjorken-Skalenvariable x wird demnach im Quark-Parton-Modell mit dem relativen Anteil ξ am Protonimpuls, den das am Streuprozeß beteiligte Parton trägt, identifiziert. Die Deltafunktion in Gleichung 1.16 bringt diese Identifikation zum Ausdruck. Im folgenden setzen wir $\xi = x$.

Einsetzen von Gleichung 1.16 in Gleichung 1.15 und Vergleich mit Gleichung 1.12 liefert für die Strukturfunktionen F_1 und F_2:

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = \sum_f \int_0^1 d\xi\, x\, q_f(\xi)\, e_f^2\, \delta(x-\xi) \qquad (1.19)$$

$$\frac{F_2(x)}{x} = \sum_f e_f^2\, q_f(x), \qquad (1.20)$$

wobei $q(x)$ allgemein als Partondichte bezeichnet wird[6]. Die beiden wichtigen Aspekte dieser Ausdrücke sind:

- Die Strukturfunktionen F_i hängen nur noch von der dimensionslosen Bjorken-Skalenvariablen x ab, sie sind unabhängig vom Impulsübertrag Q^2 oder einer anderen Skala. Dieses Verhalten wird *Bjorken-Skaleninvarianz* [10] genannt[7]. Ihre Entdeckung 1969 am Linearbeschleuniger in Stanford (SLAC) [11] führte zur Formulierung des Quark-Parton-Modells.
- Die beiden Strukturfunktionen genügen der Gleichung $2xF_1 = F_2$. Diese Beziehung wird als *Callan-Gross-Beziehung* [12] bezeichnet[8]. Da sie bei abgeschalteter starker Wechselwirkung eine direkte Konsequenz des Spin-$\frac{1}{2}$-Charakters der Quarks darstellt, untermauerte ihre Bestätigung 1969 am DESY [13] die Hypothese, daß das Proton aus punktförmigen Spin-$\frac{1}{2}$-Konstituenten aufgebaut ist. Die Callan-Gross-Beziehung impliziert $R = 0$ (Gleichung 1.13).

---

[6] Das Integral $\int_0^1 q_f(x)dx = N_f$ ist die Anzahl der Partonen der Sorte f im jeweiligen Hadron.

[7] Häufig einfach als *scaling* bezeichnet.

[8] Die Callan-Gross-Beziehung ist nur im naiven Quark-Parton-Modell gültig.

1.4 Quarks und Gluonen

Eine der Grundannahmen des Quark-Parton-Modells ist, daß sich die Partonen den Impuls des Protons teilen. Die Summe über die von den einzelnen Partonarten getragenen Impulsanteile müßte demnach Eins ergeben:

$$\int_0^1 dx \sum_f x\, q_f(x) = 1. \tag{1.21}$$

Die experimentellen Daten früherer Streuversuche [14, 15] ergaben, daß obiges Integral nur etwa 0,5 beträgt. Diese Beobachtung spricht für die Existenz von Gluonen, die bezüglich der elektroschwachen Wechselwirkung neutral sind, jedoch ebenfalls Farbe tragen. In der Tat fordert die Theorie der starken Wechselwirkung zwischen Quarks, die Quantenchromodynamik (QCD), die Existenz zusätzlicher Vektorteilchen, die mit den Gluonen identifiziert werden.

Die Quantenchromodynamik ist die Eichtheorie der starken Wechselwirkung mit der nichtabelschen Farb-Eichgruppe $SU(3)_C$ [9]. Farbladungsträger sind die Partonen, die elektrisch geladenen Quarks und die neutralen Gluonen. Die massiven Quarks mit Spin-$\frac{1}{2}$ (Fermionen) und drittelzahliger Ladung kommen in 6 verschiedenen Sorten (*flavors*) vor (u, d, s, c, b, t) und bilden Farb-Tripletts. Die Bindungszustände der QCD sind Farb-Singulett-Zustände, die Hadronen mit all ihren im Experiment beobachtbaren Eigenschaften[9] [18].

Die starke Wechselwirkung zwischen Farbladungsträgern wird durch den Austausch von Gluonen (den Eichbosonen der QCD) beschrieben. Die masselosen und flavor-neutralen Gluonen bilden ein Farb-Oktett. Da sie wie die Quarks Farbe tragen, können sie mit sich selbst wechselwirken (nichtabelsche Gruppe).

1.5 Die Kopplungskonstante α_s

Die Stärke, mit der Quarks und Gluonen untereinander koppeln, ist durch die Kopplungskonstante α_s gegeben. Bei quantitativen Berechnungen von Wirkungsquerschnitten in der QCD-Störungstheorie (*perturbative* QCD) treten bei der Auswertung von Schleifenintegralen *Ultraviolett-Divergenzen* auf, die durch das Verfahren der *Renormierung* beseitigt werden [17]. Dadurch wird die Kopplungskonstante α_s abhängig von einer *Renormierungsskala*. Es ist üblich, den Viererimpulsübertrag Q^2 als Skala anzusetzen. Die Abhängigkeit der effektiven Kopplungskonstanten α_s von Q^2 ist durch die Renormierungsgruppengleichung gegeben. Fundamental für die Möglichkeit störungstheoretischer QCD-Rechnungen, die einen genügend kleinen Entwicklungsparameter erfordern, ist die

---

[9] Es scheint, daß Quarks permanent in den Hadronen eingeschlossen und damit als freie Teilchen nicht beobachtbar sind. Zumindest haben alle Experimente, bei denen nach Teilchen mit nichtganzzahliger Ladung gesucht wurde, ein negatives Resultat ergeben [16].

sogenannte *asymptotische Freiheit*. In führender Ordnung QCD verschwindet die effektive Kopplungskonstante für $Q^2 \to \infty$, falls die Anzahl der aktiven[10] Quark-Flavors n_f kleiner oder gleich 16 ist. Die Partonen können dann als freie Teilchen betrachtet werden:

$$\alpha_s\,(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\log(Q^2/\Lambda^2)} \overset{Q^2 \to \infty}{\longrightarrow} 0 \qquad (\text{für } n_f \leq 16). \tag{1.22}$$

Der Parameter Λ legt letztendlich die Stärke der starken Kopplung fest, er ist aus dem Experiment zu bestimmen. Anschaulich gesprochen markiert Λ die Grenze zwischen der Welt der quasi-freien Quarks und Gluonen und der Welt der beobachtbaren Hadronen[11]. Um den Parameter Λ eindeutig zu definieren, müssen ein Renormierungsschema festgelegt und die theoretischen Rechnungen für den betrachteten Prozeß bis zur 2. Ordnung in α_s durchgeführt werden [1]. Heute benutzt man häufig das sogenannte $\overline{MS}$-Schema [19]. Nach einer kombinierten Analyse von Daten verschiedener Experimente zur tiefunelastischen Lepton-Nukleon-Streuung ergibt sich für $n_f = 4$ folgender Wert für den QCD-Parameter [5]: $\Lambda_{\overline{MS}} = 234 \pm 24 \pm 50$ MeV.

Gleichung 1.22 wird als Darstellung von α_s in führender Ordnung (*leading order*, LO) bezeichnet. Die laufende Kopplungsstärke nimmt logarithmisch ab. Man kann zeigen, daß dieses asymptotisch freie Verhalten typisch für nichtabelsche Eichtheorien ist [20].

1.6 QCD-Störungsrechnung in 1. Ordnung α_s

Das Parton-Modell ignoriert die dynamische Rolle der Gluonen als Austauschteilchen der starken Wechselwirkung vollständig. In der QCD besteht für Farbladungsträger jedoch die Möglichkeit der Abstrahlung eines Gluons g. Formal kann das QPM als QCD-Störungstheorie zur 0. Ordnung in α_s aufgefaßt werden. Bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten in 1. Ordnung α_s ($O(\alpha_s)$) müssen virtuelle und reelle QCD-Korrekturen zum Graphen des Quark-Parton-Modells in Abbildung 1.2 berücksichtigt werden. Die Feynmangraphen virtueller Korrekturen sind in Abbildung 1.3 dargestellt. Diese sogenannten Gluonschleifen verändern den beobachtbaren Endzustand nicht[12].

Abbildung 1.4 zeigt die reellen QCD-Korrekturen der Ordnung α_s . Es handelt sich um die Prozesse $\gamma^\star q \to qg$ (QCD-Compton-Prozeß, QCDC) und $\gamma^\star g \to qq$ (Boson-Gluon-Fusion, BGF), die in QCD-Störungstheorie zur Ordnung α_s zusätzlich zum QPM-Prozeß $\gamma^\star q \to q$ zu berechnen sind. Die Berücksichtigung dieser QCD-Diagramme hat zwei experimentell beobachtbare Konsequenzen. Zum einen wird, wie bereits erwähnt, die Skaleninvarianz der Strukturfunktionen verletzt [21, 22]. Zum anderen erhöht sich

---

[10] Ist m_f die Masse eines Quarks der Sorte f, so gilt für die aktiven Quarkflavors eines Prozesses mit der Skala Q^2: $m_f^2 < Q^2$.

[11] In diesem Bild sollte der Wert für Λ in der Größenordnung einer typischen hadronischen Masse von $0.1 - 1$ GeV liegen.

[12] Für die Berechnung eines Prozesses in $O(\alpha_s)$ erfolgt zuerst die Summation aller Feynmangraphen, die zu demselben Endzustand führen, und anschließend die Bildung des Betragsquadrates. Bei der Auswertung der Reihe werden die Terme $O(\alpha_s^2)$ vernachlässigt.

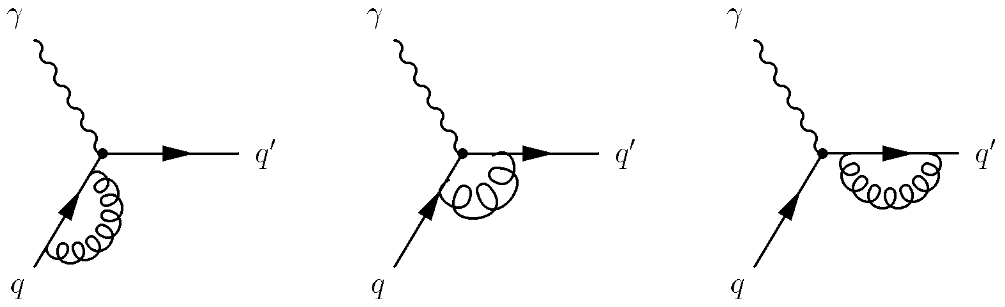

Abb. 1.3: Virtuelle QCD-Korrekturen zum QPM-Prozeß. Korrektur am einlaufenden Quark (links), Vertexkorrektur (Mitte) und Korrektur am auslaufenden Quark (rechts).

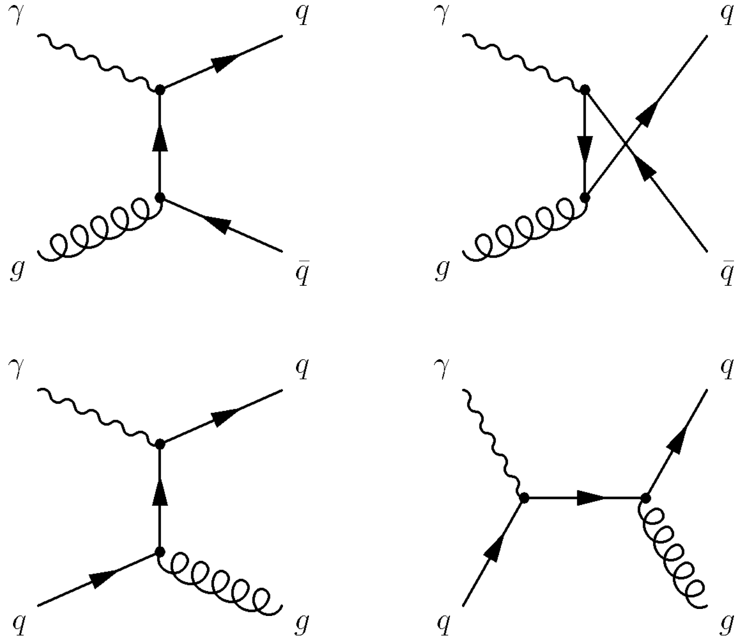

Abb. 1.4: Feynmangraphen der Ordnung α_s für die Boson-Gluon-Fusion (obere Reihe) und den QCD-Compton-Prozeß (untere Reihe).

die Zahl der Partonen im Endzustand um eins. Das Quark, das ein Gluon abstrahlt, wird einen Rückstoß erfahren und damit eine Transversalimpulskomponente gewinnen, so daß im $\gamma^\star q$-Ruhesystem das gestreute Quark nicht länger kollinear mit dem einfallenden Proton ist. Wenn es sich um eine genügend harte Abstrahlung handelt, sollten zwei Hadron-Jets beobachtet werden können.

Partondichten und Wirkungsquerschnitt

Gleichung 1.20 wird bei Berücksichtigung des QCD-Compton-Prozesses $\gamma^\star q \to qg$ wie folgt modifiziert [2]:

$$\frac{F_2(x,Q^2)}{x} = \sum_f e_f^2 \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q_f(\xi) \left(\delta(1-\frac{x}{\xi}) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(\frac{x}{\xi}) \log\frac{Q^2}{\mu^2} \right) . \qquad (1.23)$$

Die Integration über die möglichen Transversalimpulse k_T des abgestrahlten Gluons $\int_{\mu^2}^{\sim Q^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2}$ führt zu dem Term $\log \frac{Q^2}{\mu^2}$. Der Abschneideparameter μ wird eingeführt, um die kollineare Singularität, die für $k_T^2 \to 0$ auftritt, zu umgehen. $P_{qq}(\frac{x}{\xi})$ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Quark mit Impulsbruchteil ξ ein Gluon abstrahlt und anschließend den reduzierten Impulsanteil $x = z\xi$ trägt ($z \leq 1$). Sie kann berechnet werden; in führender Ordnung QCD-Störungstheorie gilt

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3}\left(\frac{1+z^2}{1-z}\right). \tag{1.24}$$

Die $z \to 1$ Singularität resultiert aus der Abstrahlung eines niederenergetischen Gluons. Diese sogenannte *Infrarot-Divergenz* wird durch Beiträge der virtuellen Gluonschleifen in Abbildung 1.3 kompensiert[13].

Die Singularität des Terms $\log \frac{Q^2}{\mu^2}$ für $\mu \to 0$ in Gleichung 1.23 wird durch die kollineare Abstrahlung eines Gluons vom einlaufenden Quark verursacht (*Kollineare Divergenz, Massensingularität*). Diese Art von Divergenzen wird mit Hilfe des Konzeptes der *Faktorisierung* beseitigt. Durch Einführung einer *Faktorisierungsskala* μ_f^2 kann der die Divergenz verursachende Logarithmus in einen endlichen und einen divergenten Anteil aufgespalten werden:

$$\log \frac{Q^2}{\mu^2} = \log \frac{Q^2}{\mu_f^2} + \log \frac{\mu_f^2}{\mu^2}. \tag{1.25}$$

Der divergente Teil $\log \frac{\mu_f^2}{\mu^2}$ wird nun, analog dem Verfahren der Renormierung, beseitigt und die Quarkdichte $q_f(\xi)$ entsprechend umdefiniert, womit sie abhängig von der Faktorisierungsskala μ_f^2 wird:

$$q_f(\xi, \mu_f^2) = q_f(\xi)\left(1 + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \log \frac{\mu_f^2}{\mu^2}\right). \tag{1.26}$$

Durch den Kunstgriff der *Absorption* der Divergenz in die Quarkdichte findet die kollineare Gluonabstrahlung innerhalb des Protons statt, sie gehört zum Protonrest und nicht zum beobachtbaren hadronischen Endzustand. Die Wahl der Faktorisierungsskala ist beliebig. Die Skala μ_f wird gewöhnlich mit dem Viererimpulsübertrag Q^2 gleichgesetzt. Für die Strukturfunktion F_2 aus Gleichung 1.20 bedeutet dies

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_f e_f^2\, q_f(x, Q^2). \tag{1.27}$$

Der Formalismus der Faktorisierung macht allgemein Partondichten und nach Gleichung 1.27 auch Strukturfunktionen skalenabhängig. Die Skalenabhängigkeit der Partondichten, also die Verletzung der Bjorken-Skaleninvarianz, kann auch im Quark-Parton-Modell veranschaulicht werden: Die effektiven Konstituenten des Protons sind

---

[13] Bei Berücksichtigung virtueller Korrekturen wird der Faktor $1/(1-z)$ in Gleichung 1.24 ersetzt durch die Distribution $1/(1-z)_+$: $P_{qq}(z) = \frac{4}{3}\left[\frac{1+z^2}{1-z}\right]_+ + 2\delta(1-z)$. Die Distribution $1/(1-z)_+$ ist mittels einer glatten Funktion $f(z)$ definiert als $\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z)-f(1)}{1-z}$.

durch eine transversale Ausdehnung $1/K$ charakterisiert, die ganz vom Auflösungsvermögen des ausgetauschten virtuellen Photons abhängt. Wird für effektive *Größe* der Konstituenten $1/K \sim 1/\sqrt{Q^2}$ angenommen, so kann die Impulsapproximation des Parton-Modells übernommen werden. Alle Quarkverteilungen beziehen sich dann auf effektive Konstituenten und werden von deren *Größe* und damit von Q^2 abhängen.

1.7 Die GLAP-Gleichungen

Um die Änderung der Partondichten für große Q^2 zu bestimmen, kann die Störungstheorie angewandt werden. Die dynamische Entwicklung der Partondichten in Q^2 wird durch ein System von gekoppelten Integro-Differentialgleichungen beschrieben, das zuerst von Gribov und Lipatov [23] für eine abelsche Theorie formuliert und später von Altarelli und Parisi [24] für den Fall der QCD erweitert wurde[14]. In führender Ordnung muß die Änderung der Partondichten proportional zu $\alpha_s(Q^2)$ sein:

$$\frac{dq(x,Q^2)}{d\log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{d\xi}{\xi}\left[q(\xi,Q^2)\,P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) + g(\xi,Q^2)\,P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right)\right], \tag{1.28}$$

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d\log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1 \frac{d\xi}{\xi}\left[g(\xi,Q^2)\,P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}\right) + \sum_q q(\xi,Q^2)\,P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right)\right]. \tag{1.29}$$

Hierbei sind $q(x,Q^2)$ die Quarkdichten und $g(x,Q^2)$ die Gluondichte. Quark-Antiquark-Paare, die durch den Prozeß $g \to q\bar{q}$ entstehen, nennt man See-Quarks. Die Quarkdichten q können in einen See- und einen Valenz-Anteil aufgespalten werden: $q = q_{val} + q_{see}$. Die u-Quarkverteilung im Proton ist dann $u_{val} = u - \bar{u}$ und $u_{see} = \bar{u}$.

Die *Verzweigungsfunktionen* $P_{ij}(z)$ $(i,j = q,g)$ geben die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein Parton j durch Abstrahlung eines Partons k (mit dem Impulsanteil $1-z$ von j) in ein Parton i (mit dem Impulsanteil z von j) übergeht (siehe Abbildung 1.5). Die Verzweigungsfunktion P_{qq} wurde bereits explizit in Gleichung 1.24 angegeben.

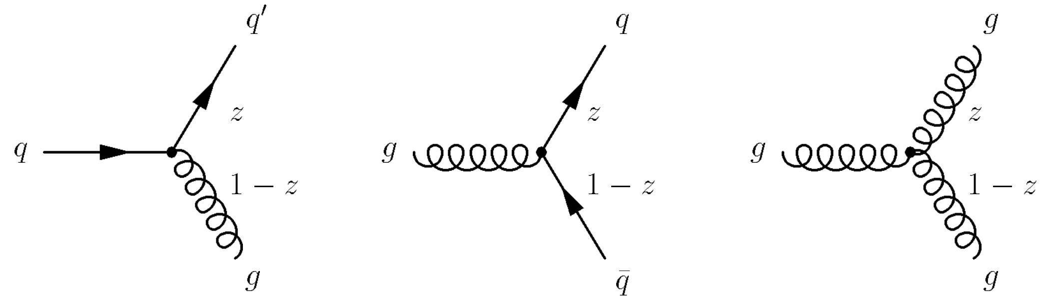

Abb. 1.5: Feynmangraphen zur Ordnung α_s (von links nach rechts) für die Prozesse $q \to q'g$ $(P_{q'q}, P_{gq})$, $g \to q\bar{q}$ (P_{qg}), $g \to gg$ (P_{gg}).

---

[14] Die genannten Autoren werden kurz mit GLAP bezeichnet. Üblich ist auch die Bezeichnung DGLAP für Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi [25].

Die GLAP-Gleichungen beschreiben eine störungstheoretische Entwicklung der Partondichten nach Potenzen von $[\alpha_s \log(Q^2/\mu^2)]^n$. Die untere Grenze des Integrals in den GLAP-Gleichungen ist x, so daß die Parametrisierungen der Partondichten in der Q^2-Entwicklung nur für $\xi > x$ bekannt sein müssen. Ausgehend von gegebenen Parametrisierungen an der Stelle Q_0^2 lassen sich Partondichten an einer beliebigen Stelle Q^2 durch Lösen dieser Integro-Differentialgleichungen berechnen[15].

Bei kleinen Werten von x wird die Struktur des Protons von den Gluonen dominiert [27]. Die dynamische Q^2-Entwicklung der Gluondichte $g(x, Q^2)$ kann mit Hilfe eines sogenannten Leiterdiagramms dargestellt werden. Das in Abbildung 1.6 gezeigte Leiterdiagramm basiert auf dem gluon-initiierten Prozeß der BGF. Die n Sprossen der Leiter sind die sukzessive abgestrahlten Gluonen g_i $(i = 1, n)$, die einen longitudinalen Impulsbruchteil x_i des Protonimpulses und einen Transversalimpuls $k_{T,i}$ relativ zum Proton tragen.

Unter der Annahme, daß für die Transversalimpulse $k_{T,i}$ aufeinanderfolgender Partonemissionen $k_{T,i+1} \gg k_{T,i}$ gilt, entspricht die Entwicklung einer Anfangsverteilung $g(x, Q_0^2)$ zu höheren Q^2 einer Summation der führenden n Logarithmen $(\alpha_s \log Q^2)^n$. In dieser für die Auswertung des Leiterdiagramms sinnvollen Näherung nimmt aufgrund der Impulserhaltung auch der Transversalimpuls und damit die Virtualität Q^2 des abstrahlenden Partons beim *Hinaufklettern* der n Leitersprossen zu. Aufgrund der Impulserhaltung wird bei jeder Gluonabstrahlung der Longitudinalimpuls des emittierenden Partons (des Leiterholmes) auf das abgestrahlte Gluon und das Parton nach der Abstrahlung aufgeteilt. x_i wird demnach mit jeder Abstrahlung zunehmend kleiner. Die beiden Ordnungsschemata für aufeinanderfolgende Partonemissionen im Rahmen der GLAP-Entwicklung lauten:

- Die Transversalimpulse $\sqrt{k_{T,i}^2}$ der abgestrahlten Partonen sind streng geordnet: $k_{T,i}^2 \ll k_{T,i+1}^2 \ll \ldots \ll Q^2$.
- Die skalierten Longitudinalimpulse x_i der abgestrahlten Partonen sind hingegen in umgekehrter Richtung einfach geordnet: $x_i > x_{i+1} > \ldots > x$.

Nach Beendigung der Entwicklung wird am $\gamma^\star q$-Vertex die Partondichte mit dem Born-Wirkungsquerschnitt gefaltet (Gleichung 1.15). Am Vertex sind die kinematischen Variablen x und Q^2 durch die Messung festgelegt.

Der Bereich, in dem die Approximation der GLAP-Gleichungen gültig ist, wird durch

$$\alpha_s(Q^2) \log \frac{Q^2}{Q_0^2} \simeq 1 \qquad \text{und} \qquad \alpha_s(Q^2) \log \frac{1}{x} \ll 1 \tag{1.30}$$

---

[15] Die GLAP-Gleichungen können entweder gelöst werden durch numerische Integration in kleinen $\log Q^2$-Schritten, oder durch die inverse Mellin-Transformation der Momente der x-Verteilung. Bei Multiplikation von Gleichung 1.28 mit $\int_0^1 \frac{dx}{x} x^n$ faktorisiert die Gleichung und geht in eine analytisch lösbare Differentialgleichung für die Momente $M_n(Q^2) \equiv \int_0^1 \frac{dx}{x} x^n q(x, Q^2)$ über [26].

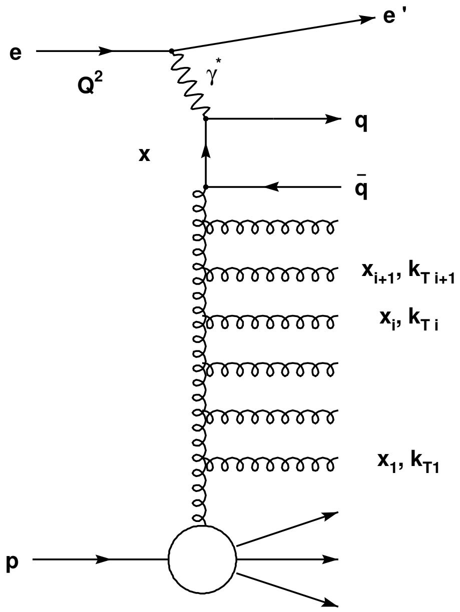

Abb. 1.6: *Leiterdiagramm zur Beschreibung der Q^2-Entwicklung der Gluondichteverteilung im Proton. Die gluon-initiierte Partonkaskade entsteht durch sukzessive Abstrahlung von Gluonen mit longitudinalem Impulsanteil x_i und Transversalimpuls $\sqrt{k_{T,i}^2}$.*

begrenzt (Abbildung 1.7). In den neuen kinematischen Regionen, die mit HERA erschlossen werden, ist noch offen, ob der Gültigkeitsbereich der GLAP-Gleichungen verlassen wird. Insbesondere bei sehr kleinen x ($x < 10^{-3}$) sind die Terme $\alpha_s(Q^2)\log(1/x)$ in der Größenordnung von Eins und nicht mehr vernachlässigbar [28].

Die GLAP-Gleichungen in der nächst höheren Ordnung in α_s (*next-to-leading order*, NLO) erhält man aus den Gleichungen 1.28 und 1.29, indem die LO-Verzweigungsfunktionen durch die entsprechenden NLO-Ausdrücke ersetzt werden. Dadurch ist das strenge Ordnungsschema für die Transversalimpulse $k_{T,i}$ sukzessiver Partonemissionen in einer Leitersprosse aufgehoben, das in der nächst höheren Ordnung α_s zusätzlich auftretende Parton bricht die k_T-Ordnung seiner Nachbarn. Die NLO GLAP-Gleichungen beschreiben eine störungstheoretische Entwicklung der Partondichten nach führenden Logarithmen der Form $\alpha_s^n \log^n(Q^2/\mu^2)$ und $\alpha_s^n \log^{n-1}(Q^2/\mu^2)$ und definieren die Q^2-Entwicklung von NLO-Partondichten.

1.8 Die BFKL-Gleichung

Die Gleichung von Balitsky, Fadin, Kurajev und Lipatov [29] beschreibt eine störungstheoretische Entwicklung der Partondichten nach Potenzen der Form $[\alpha_s \log(1/x)]^n$ [26]. Durch sie wird das qualitative, asymptotische LO Verhalten von Partondichten bei sehr kleinem x vermittelt. Der Gültigkeitsbereich der BFKL-Gleichung liegt in der $\log \frac{1}{x}$-

$\log Q^2$-Ebene orthogonal zu dem der GLAP-Gleichungen (Abbildung 1.7). Für beide Entwicklungen wird $\alpha_s(Q^2) \ll 1$ verlangt, um die Anwendbarkeit der Störungstheorie sicherzustellen.

Die BFKL-Gleichung ist bisher nur für den Fall einer konstanten Kopplung α_s abgeleitet worden. In differentieller Form kann für die BFKL-Gleichung angesetzt werden [27]

$$\frac{\partial f(x,k_T^2)}{\partial \log(1/x)} = \int_{k_0^2}^{\infty} \frac{dk_T'^2}{k_T'^2} \mathcal{K}(k_T, k_T') \cdot f(x, k_T'^2), \tag{1.31}$$

wobei der *Lipatov-Kern* $\mathcal{K}$ eine Art Verzweigungsfunktion darstellt. Für die numerische Lösung der Gleichung mit laufender Kopplung α_s schließt der infrarote Abschneideparameter k_0^2 Regionen mit großem α_s aus. Die Funktion $f(k_T^2, \mu^2)$ ist die unintegrierte Gluonverteilung[16]:

$$xg(x,\mu^2) = \int^{\mu^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2} f(x, k_T^2). \tag{1.32}$$

Die integrierte BFKL-Gleichung $f = f_0 + \mathcal{K} \otimes f$ kann über den Ansatz $f = \sum f_n$, $f_{n+1} = \mathcal{K} \otimes f_n$ iterativ gelöst werden[17] [30]. Mit den vereinfachenden Separationen $\mathcal{K}(k_T, k_T') = u(k_T)v(k_T')$ und $f_n(x, k_T^2) = u(k_T)t_n(x)$ wird für $x \to 0$ das Verhalten von f bestimmt durch den größten Eigenwert der Eigenwertgleichung $\mathcal{K} \otimes u = \lambda u$

$$f \sim \exp(\lambda \log \frac{1}{x}) \sim x^{-\lambda} \qquad (\lambda > 0), \tag{1.33}$$

wonach die BFKL-Gleichung ein steiles Ansteigen der Gluonverteilung $xg(x)$ gemäß $x^{-\lambda}$ vorhersagt. Eine analytische Lösung für das führende Verhalten bei kleinen x gelingt nur für festes α_s: $\lambda = (12 \ln 2/\pi)\alpha_s$.

Für laufendes α_s wird durch numerische Rechnungen das singuläre Verhalten mit einem typischen Exponenten $\lambda \sim 0.5$ bestätigt [27].

Bezüglich der Ordnungsschemata für die Impulse ergeben sich durch die Summation der Terme $[\alpha_s \log(1/x)]^n$ im Vergleich zu den GLAP-Gleichungen wichtige Unterschiede:

- Die Transversalimpulse $\sqrt{k_{T,i}^2}$ aufeinanderfolgender Partonemissionen sind ungeordnet [31]. Das in der Kaskade nachfolgende Parton $(i+1)$ kann sowohl einen höheren als auch einen niedrigeren Transversalimpuls als sein Vorgänger (i) besitzen[18] [32].
- Die skalierten Longitudinalimpulse x_i der abgestrahlten Partonen sind streng geordnet: $x_i \gg x_{i+1} \gg \ldots \gg x$.

In Tabelle 1.1 sind abschließend die wesentlichen Unterschiede der Partonevolutionen noch einmal zusammengefaßt.

---

[16] $f(x, k_T^2, \mu^2)$ ist für kleine x unabhängig von der Skala μ^2.

[17] Die Faltung findet in x und k_T statt.

[18] Man spricht auch von einem *random walk* in k_T.

Partonevolution	GLAP	BFKL
Summation der Terme	$(\alpha_s \log \frac{Q^2}{Q_0^2})^n$	$(\alpha_s \log \frac{1}{x})^n$
Gültigkeitsbereich	$\alpha_s(Q^2) \log \frac{Q^2}{Q_0^2} \simeq 1$ $\alpha_s(Q^2) \log \frac{1}{x} \ll 1$ $\alpha_s(Q^2) \ll 1$	$\alpha_s(Q_0^2) \log \frac{Q^2}{Q_0^2} \ll 1$ $\alpha_s(Q_0^2) \log \frac{1}{x} \simeq 1$ $\alpha_s(Q_0^2) \ll 1$
Transversalimpulse	$k_{T,i} \ll k_{T,i+1} \ll \ldots \ll Q^2$	Keine Ordnung
Longitudinalimpulse	$x_i > x_{i+1} > \ldots > x$	$x_i \gg x_{i+1} \gg \ldots \gg x$

Tab. 1.1: *Eigenschaften der Partonevolutionen GLAP und BFKL. Die strenge Ordnung im Transversalimpuls für GLAP besteht nur in führender Ordnung* α_s.

1.9 Die GLR-Gleichung

Bei kleinen Werten von x steigt die Wahrscheinlichkeit, ein Gluon mit dem Impulsanteil x im Proton zu finden, stark an. Da die Gluondichte über die Strukturfunktion F_2 direkt mit dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}^{\gamma p}$ korreliert ist, verletzt für $x \to 0$ das singuläre $x^{-\lambda}$ Lipatov-Verhalten der Gluondichte die sogenannte Unitaritätsgrenze [33].

Die Gleichung von Gribov, Lipatov und Ryskin [34] berücksichtigt die Erwartung, daß mit zunehmender Dichte der Gluonen im Proton die Wahrscheinlichkeit für die Rekombination von Gluonen zunimmt, bis bei einer kritischen Dichte Gluonemissionen und Gluonrekombinationen im Gleichgewicht sind. Derartige Sättigungseffekte würden ein weiteres Ansteigen der Gluondichte verhindern. In Abbildung 1.7 ist die Sättigungsregion schematisch als GLR-Linie eingezeichnet. Formal entsteht die GLR-Gleichung durch Addition eines nichtlinearen Termes zur BFKL-(oder GLAP-)Gleichung

$$\frac{\partial f}{\partial \log(1/x)} = \mathcal{K} \otimes f - \mathcal{V} \otimes f^2 . \qquad (1.34)$$

Die Funktion $\mathcal{V}$ enthält einen Faktor $\sim \alpha_s^2/(k_T^2\, R^2)$. Der Quotient α_s^2/k_T^2 resultiert aus der Gluon-Gluon Wechselwirkung. Der Radius R stellt die Längenskala dar, unterhalb derer Rekombinationseffekte zum Gleichgewichtszustand führen. Je kleiner die transversale Fläche πR^2, auf der die Gluonen innerhalb des Protons konzentriert sind, desto stärker der Effekt der Rekombination. Die Messung von Sättigungseffekten und damit von R liefert eine Aussage über die Konzentration der Gluonen im Proton. Zwei Szenarien werden diskutiert:

- R $\simeq 5\,\mathrm{GeV}^{-1}$: Die Gluonen sind homogen im Proton verteilt, ein deutlicher Sättigungseffekt findet erst bei sehr kleinen Werten von x statt.

- R $\simeq 2\,\mathrm{GeV}^{-1}$: Die Gluonen konzentrieren sich in sogenannten *hot-spots* um die Valenzquarks herum [35]. Ein Rekombinationseffekt könnte schon bei größeren Werten von x beobachtbar sein.

Ob Rekombinationseffekte bei HERA gemessen werden können, ist unklar. Neuere Untersuchungen [36] zeigen, daß sie im HERA-relevanten Bereich als sehr klein angenommen werden können.

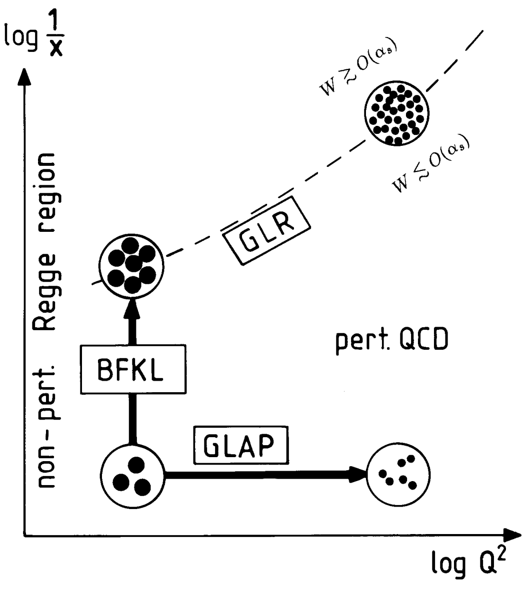

Abb. 1.7: *GLAP- und BFKL-Evolutionen in der kinematischen Ebene. Anschaulich gesprochen entspricht die* Q^2 *-Entwicklung der Auflösung zunehmend kleinerer Strukturen im untersuchten Objekt, wohingegen bei der* $\frac{1}{x}$*-Entwicklung die Anzahl gleichgroßer Konstituenten zunimmt. Die Region, in der Sättigungseffekte nach der GLR-Gleichung berechnet werden können, liegt unterhalb der gestrichelten Linie* ($W \simeq O(\alpha_s)$)*. Die Abbildung ist [39] entnommen.*

1.10 Parametrisierung von Partondichten

Für die Q^2-Entwicklung von Partondichten $\Phi(x, Q^2)$ ($\Phi = q, g$) mittels der GLAP-Gleichungen muß die x-Abhängigkeit der Anfangsverteilung $\Phi(x, Q_0^2)$ bei einer Skala Q_0^2 vorgegeben werden. Q_0^2 ist dabei so gewählt, daß die störungstheoretische Entwicklung in Q^2 mit Hilfe der GLAP-Gleichungen möglich ist. Durch die Evolution der Ansatzes zu beliebigen Q^2 und Anpassung der Strukturfunktionen an vorhandene experimentelle Daten können geeignete Parametrisierungen der Partondichten gefunden werden.

Seit 1977 wurden sehr viele verschiedene Sätze von Partondichte-Parametrisierungen entwickelt. Partonverteilungen wurden von Experimenten mit ruhenden Zielkernen wie BCDMS und NMC [22] nur bis zu $x \simeq 10^{-2}$ gemessen. Mittels der ersten Strukturfunktionsmessungen bei HERA in den Jahren 1992 und 1993 [37, 38] konnte dieser limitierte

x-Bereich auf Werte bis $x \simeq 10^{-4}$ ausgedehnt werden. Diese Messungen offenbarten einen steilen Anstieg von F_2 mit abnehmendem x, was den meisten der entwickelten Parametrisierungen die Daseinsberechtigung entzog.

Ein Beispiel für verschiedene Parametrisierungen zeigt Abbildung 1.8. Für $Q^2 = 15$ GeV^2 wird die von den Experimenten H1 und Zeus gemessene F_2-Strukturfunktion mit drei exemplarischen Parametrisierungen verglichen [39].

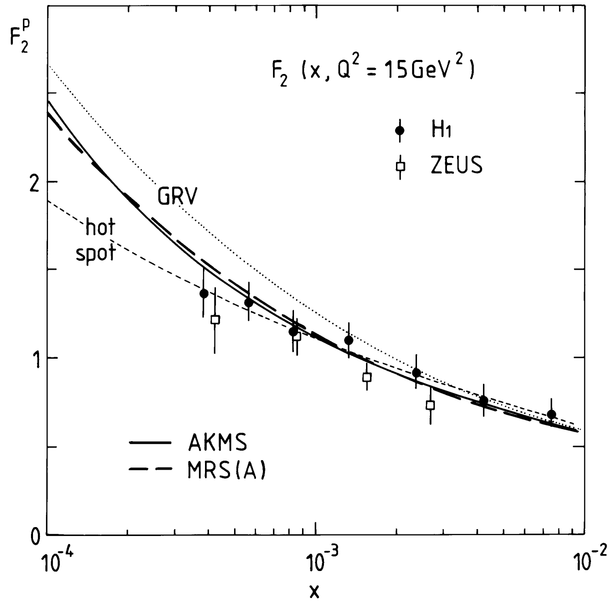

Abb. 1.8: *Verschiedene F_2-Parametrisierungen für festes $Q^2 = 15$ GeV^2. Die gestrichelte Linie (hot spot) zeigt den Verlauf von F_2 für erwartete Gluon-Rekombinationseffekte. Die Abbildung ist [39] entnommen. Dargestellt sind ältere Parametrisierungen aus dem Jahre 1993.*

Die MRS-Parametrisierung[19] [40] wählt für den Anfangspunkt $Q_0^2 = 4$ GeV^2. Der GRV-Ansatz[20] [41] hingegen entwickelt auf Basis der GLAP-Gleichungen ab einer Skala $Q_0^2 = 0.3$ GeV^2. Der Erfolg der QCD-Störungstheorie besteht in der Übereinstimmung der in dem großen Bereich $1,5 < Q^2 < 5000$ GeV^2 gemessenen Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ mit der QCD-Rechnung als Funktion von Q^2 [42]. Die x-Abhängigkeit der gemessenen und in Q^2 entwickelten Partondichten wird mit zunehmendem Q^2 steiler.

Die AKMS-Parametrisierung[21] [43] basiert auf der BFKL-Entwicklungsgleichung. Die Anfangsverteilung wird aus dem Verhalten von F_2 bei großen x gewonnen ($x_0 \simeq 10^{-2}$)

---

[19] Nach Martin, Roberts, Stirling.

[20] Nach Glück, Reya, Vogt.

[21] Nach Askew, Kwieciński, Martin, Sutton.

und für festes Q^2 zu kleinen Werten von x entwickelt. Die Entwicklung ist konsistent mit dem gemessenen Anstieg von F_2 bei kleinen x.

Es ist unklar, ob für diesen Anstieg das Lipatov-Verhalten der Gluondichte verantwortlich gemacht werden kann. Über den Prozeß $g \to q\bar{q}$ wird der Anstieg der Gluondichte auf die Quarkdichten, die in F_2 eingehen, übertragen. Die Messung der Strukturfunktion F_2 in einem Bereich bis zu $x \simeq 10^{-5}$ bestätigt die erfolgreiche Beschreibung der Daten durch die QCD-Störungstheorie auf Basis der GLAP-Entwicklung. Dies ist umso erstaunlicher, als die Forderung $\alpha_s(Q^2) \log \frac{1}{x} \ll 1$ (Gleichung 1.30) für derart kleine Werte von x nicht mehr erfüllt ist. Auch das Einsetzen der in Kapitel 1.8 besprochenen Sättigungstendenzen ist bisher nicht ersichtlich [42].

1.11 Der transversale Energiefluß

Die Bestimmung von F_2 durch inklusive Messung des Wirkungsquerschnittes und die Notwendigkeit, Anfangsverteilungen für die Partondichten anzusetzen, die nicht aus der QCD abgeleitet werden können, macht die Hoffnung zunichte, der beobachtete Anstieg von F_2 bei kleinen x könne für die Diskriminierung zwischen der GLAP- und BFKL-Partondynamik verwendet werden. Es wurde mehrfach vorgeschlagen, zu diesem Zweck die Eigenschaften des hadronischen Endzustandes X der tiefunelastischen Streuung (Abbildung 1.1) zu untersuchen [44, 45, 46]. Eine relevante Observable, die im folgenden mit *transversaler Energiefluß* bezeichnet wird, ist die transversale Energie der Endzustandsteilchen als Funktion der Rapidität oder Pseudorapidität. Die transversale Energie $E_{T,i}$ und die Rapidität ζ_i eines Teilchens i mit dem Vierervektor (E, p_x, p_y, p_z)[22] sind definiert als

$$E_{T,i} = E \, \frac{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}}{p}, \tag{1.35}$$

$$\zeta_i = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \tag{1.36}$$

Die Pseudorapidität η_i, die sich aus der Rapidität ζ_i bei Vernachlässigung der Teilchenmasse ergibt, kann vereinfachend durch den Streuwinkel θ zwischen der Richtung des einlaufenden Protons und der Flugrichtung des Teilchens ausgedrückt werden

$$\eta_i = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = - \ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right). \tag{1.37}$$

Rapidität und Pseudorapidität eines Teilchens sind zwar keine Lorentzinvarianten, jedoch verschieben sie sich bei Transformationen in z-Richtung lediglich um eine additive Konstante.

---

[22] E, p_x, p_y, p_z bezeichnen Energie, x-, y-, z-Komponente des Impulses. Für den Impuls p des Teilchens gilt $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} = \sqrt{p_T^2 + p_L^2}$ mit $p_T^2 = p_x^2 + p_y^2$.

Die Messung des transversalen Energieflusses bei HERA wurde von der H1-Kollaboration erstmals in [47] veröffentlicht[23]. Abbildung 1.9 zeigt für zwei Bereiche von x den von H1 gemessenen und auf Detektoreffekte korrigierten, transversalen Energiefluß als Funktion der Pseudorapidität η. $\frac{1}{N}\frac{dE_T}{d\eta}$ ist der auf die Anzahl N der Ereignisse normierte, transversale Energiefluß der Hadronen pro Einheit der Pseudorapidität.

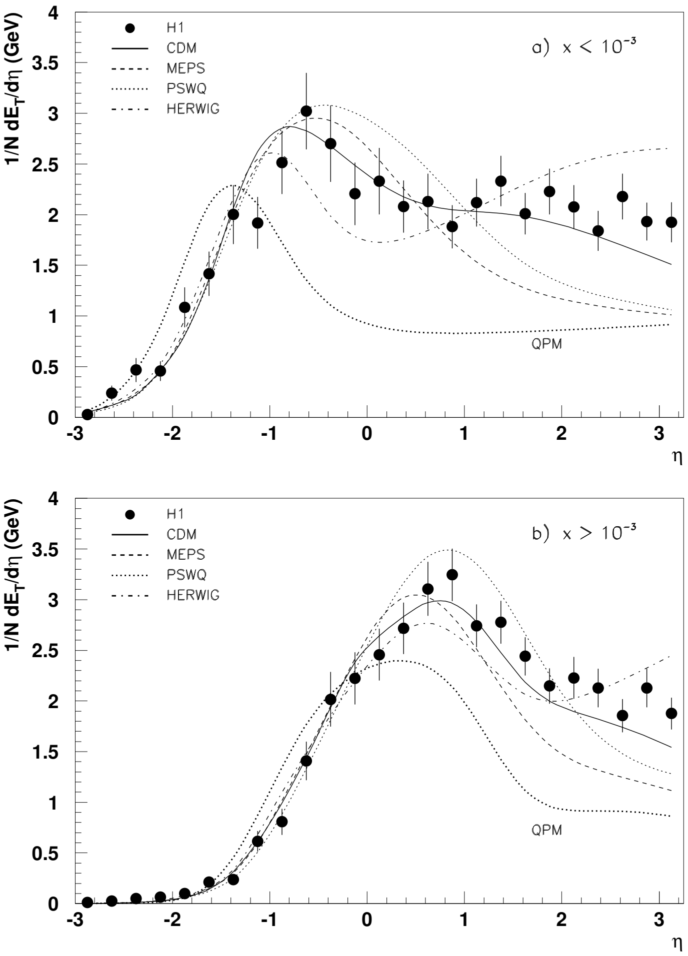

Abb. 1.9: *Der transversale Energiefluß im Laborsystem für die Bereiche* $x < 10^{-3}$ *und* $x > 10^{-3}$ *[49]. Die Richtung des Protonstrahls zeigt nach rechts in Richtung positiver Pseudorapidität* η.

---

[23] ZEUS veröffentlichte wenig später ebenfalls erste, allerdings nicht auf Detektoreffekte korrigierte, Resultate [48].

Die Daten zeigen, vor allem für $x < 10^{-3}$, in der η-Region ($\eta > 1,5$) zwischen dem Jet des gestreuten Quarks und dem Protonrest, der mit dem H1-Detektor nicht gemessen werden kann, ein höheres E_T-Plateau als die auf der GLAP-Dynamik basierenden QCD-Modelle MEPS und PSWQ, die in Kapitel 3.2.1 näher erläutert werden.

Diese Beobachtung gab Anlaß, den generellen BFKL-Formalismus für die Beschreibung des transversalen Energieflusses bei kleinen x anzuwenden [39]. Die Abwesenheit der strengen Ordnung in k_T entlang der Gluonleiter, eines der Charakteristika der BFKL-Dynamik, hat zur Folge, daß im Mittel in der zentralen Region mehr transversale Energie E_T erwartet wird als im Falle der GLAP-Dynamik. In [39] wurde für festes α_s eine analytische Form für den transversalen Energiefluß $x_j \frac{\partial E_T}{\partial x_j}$ abgeleitet, wobei x_j den longitudinalen Impulsbruchteil des j-ten abgestrahlten Gluons in Abbildung 1.6 bezeichnet. Darüber hinaus wurden mit laufender Kopplung $\alpha_s(Q^2)$ numerische Rechnungen für die Werte $x = 10^{-8}, 10^{-7}, \ldots 10^{-4}$ bei festem $Q^2 = 10$ GeV^2 durchgeführt. Die an die Rechnung gestellten Randbedingungen lauteten $x_j < 10^{-2}$ und $x/x_j < 10^{-1}$.

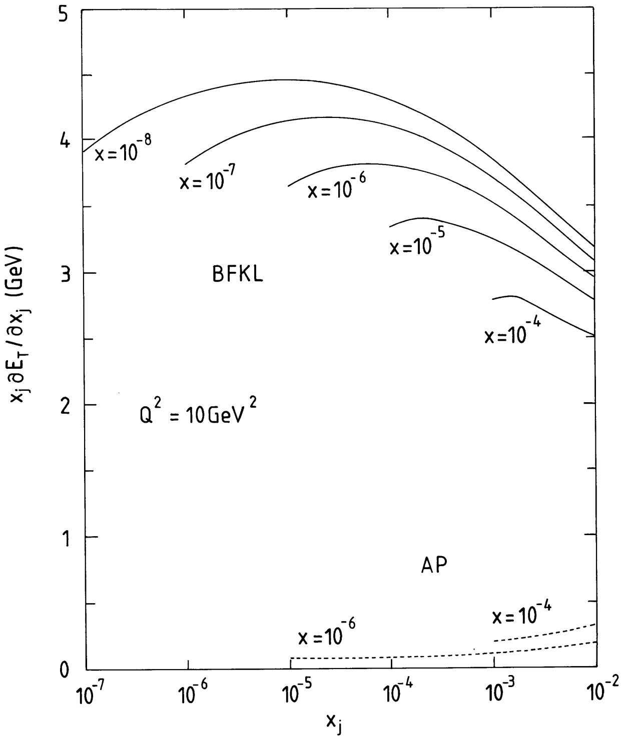

Abb. 1.10: *Berechnete E_T-Verteilungen als Funktion von x_j für $Q^2 = 10$ GeV^2 und verschiedene Werte von x [39]. x_j bezeichnet den longitudinalen Impulsbruchteil des j-ten Gluons in Abbildung 1.6.*

Die numerischen Resultate sind in Abbildung 1.10 dargestellt. Die E_T-Verteilung als Funktion von x_j zeigt eine breite Gauß-Kurve, deren Breite und Höhe mit abnehmendem x zunimmt (BFKL). Ebenfalls eingezeichnet ist für zwei Werte von x die E_T-Verteilung, die sich aus Anwendung der GLAP-Evolution (AP) ergibt. Erwartet wird, im Unterschied zur BFKL-Vorhersage, ein sehr viel niedrigeres und mit abnehmendem x in der Höhe abnehmendes E_T-Plateau.

Die Protonrichtung zeigt nach links zu kleinen Werten von x_j. Da die longitudinalen Impulsbruchteile x_j für sukzessive Emissionen streng geordnet sind (vergl. Tabelle 1.1), kann x_j für gegebenes x und Q^2 direkt in die Pseudorapidität $\eta^\star$ im Photon-Proton-Schwerpunktsystem (*center of mass system*, CMS) transformiert werden gemäß $\eta^\star = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_j^2 Q^2}{x k_j^2} \right)$, wobei k_j den Transversalimpuls des j-ten Gluons bezeichnet.

Im Photon-Proton-Schwerpunktsystem befindet sich die Region zwischen dem Jet des gestreuten Quarks und dem Protonrest bei $\eta^\star \approx 0$, weshalb sie auch *zentrale Region* genannt wird. Durch die limitierte Detektorakzeptanz ist dem Experiment von der gezeigten x_j-Skala nur der kleine Bereich $x_j > 5 \cdot 10^{-3}$ zugänglich, was für $Q^2 = 10$ GeV^2 einer Pseudorapidität im Photon-Proton-Schwerpunktsystem von $-0.5 < \eta^\star$ entspricht.

1.12 Motivation der Messung

In Abbildung 1.11 wird der gemessene Energiefluß der Abbildung 1.9 a) ($x < 10^{-3}$) für $\eta > 1$ mit der BFKL-Vorhersage konfrontiert [50].

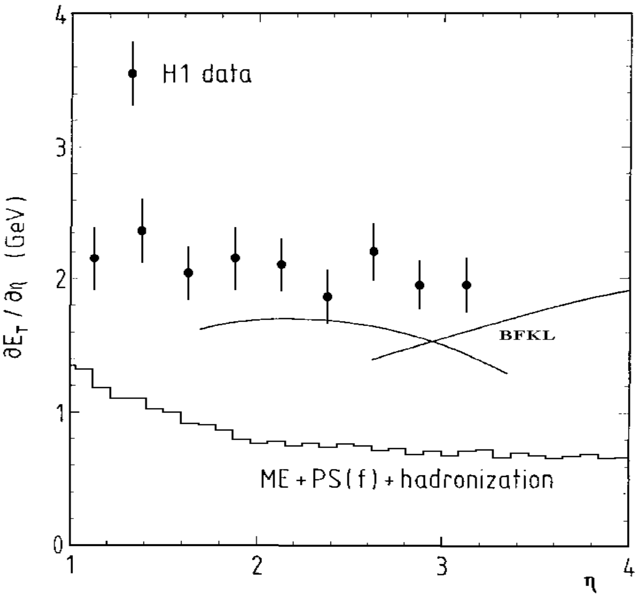

Abb. 1.11: *Transversaler Energiefluß in Vorwärtsrichtung des Laborsystems für ein mittleres $x = 5,7 \cdot 10^{-4}$ und $Q^2 = 15$ GeV^2 im Vergleich mit der BFKL-Vorhersage [50].*

Die BFKL-Rechnung wurde den Daten entsprechend für ein mittleres $x = 5,7 \cdot 10^{-4}$ und $Q^2 = 15$ GeV^2 im CMS durchgeführt. Die ins Laborsystem transformierten Resultate sind als zwei durchgezogene Kurven eingezeichnet (BFKL), die sich bei $\eta \approx 3$ schneiden. Die linke Kurve liegt etwas unterhalb der Vorhersage für $x = 10^{-4}$ in Abbildung 1.10. Sie basiert auf der sogenannten *Doppel-BFKL-Schleife*. Ausgehend von einem in der zentralen Region zwischen gestreutem Quark und Protonrest abgestrahlten Gluon, das die Leiter in Abbildung 1.6 in eine obere und eine untere Hälfte aufteilt, liegt die BFKL-Entwicklung sowohl der Integration über die obere als auch die untere Leiterhälfte zugrunde. Um zu größeren η zu gelangen ($x_j > 10^{-2}$), wird in der *Einzel-BFKL-Schleife* die Entwicklung der unteren Leiterhälfte nach den GLAP-Gleichungen durchgeführt. Das Ergebnis zeigt die rechte Kurve (BFKL).

Zu beachten ist, daß weder Gluonabstrahlungen vom gestreuten Quark, noch nicht-perturbative Effekte der Hadronisation in der BFKL-Rechnung berücksichtigt sind. Die Gluonabstrahlung vom gestreuten Quark sollte allerdings nur einen geringen Einfluß auf die zentrale Region haben. Zusätzliche Energiebeiträge durch Hadronisierungseffekte können über QCD Monte-Carlo-Simulationen abgeschätzt werden (vergl. Kapitel 3). In Abbildung 1.11 ebenfalls eingezeichnet ist die auf der GLAP-Dynamik beruhende Vorhersage des QCD-Modells *ME+PS(f)+hadronization* für die genannten Effekte (vergl. Kapitel 3.2.1). Die einfache Addition eines zusätzlichen Energiebeitrages aus der Hadronisation mag zu naiv erscheinen, trotzdem liefert sie einen ersten Anhaltspunkt für die Interpretation der Messung, die bei kleinen x einen beträchtlichen Energiefluß in der zentralen Region aufweist. Das beobachtete Energieplateau in Abbildung 1.9 a) für $\eta > 2$ liegt signifikant höher als nach der konventionellen GLAP-Dynamik erwartet.

Die Aufhebung der strengen Ordnung der Gluontransversalimpulse in der BFKL-Entwicklung führt im Mittel zu höheren Teilchenenergien im Endzustand als in der GLAP-Entwicklung. Zudem zeigt Abbildung 1.10, daß dieser Effekt bei zunehmend kleineren x noch an Bedeutung gewinnt, so daß im Gegensatz zur GLAP-Vorhersage mit abnehmendem x zunehmende Transversalenergie erwartet wird.

Die Messung des transversalen Energieflusses $\frac{dE_T}{d\eta}$ und der mittleren Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region $(-0,5 < \eta^\star < 0,5)$ als Funktion von x gibt womöglich ein Instrument an die Hand, Anwendbarkeit und Gültigkeitsbereich der Partonevolutionen nach BFKL und GLAP zu überprüfen. Von besonderer Bedeutung ist hierbei der mit dem Speicherring HERA zugängliche kinematische Bereich sehr kleiner x.

Kapitel 2

Das H1-Experiment

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY in Hamburg ist der weltweit erste Speicherring, in dem Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht werden. Das H1-Experiment ist in der nördlichen von insgesamt vier vorhandenen Wechselwirkungszonen aufgebaut. Aufgabe des H1-Detektors ist die Identifikation und Vermessung der Teilchen des Endzustandes von ep-Wechselwirkungen. In diesem Kapitel wird ein Überblick über die wichtigsten HERA-Parameter sowie die verwendeten Komponenten des Detektors gegeben.

2.1 Der Speicherring HERA

In HERA werden Elektron- und Protonstrahlen in zwei separaten Speicherringen, die in einem 6,3 km langen Tunnel übereinander angeordnet sind, beschleunigt, gespeichert und zur Kollision gebracht werden. Nach sechsjähriger Bauzeit und Inbetriebnahme im Jahr 1991 wurden die ersten Elektron-Proton-Kollisionen im Mai 1992 von den beiden Experimenten H1 [51] und ZEUS [52] nachgewiesen.

Abbildung 2.1 gibt eine schematische Übersicht über die komplette Anlage. Eine Kette von 7 Vorbeschleunigern versorgt den Speicherring HERA mit Elektronen bzw. Positronen und Protonen der erforderlichen Anfangsenergie. Es sind dies die 3 Linearbeschleuniger LINAC I, II, III, der Akkumulations-Speicherring PIA und die 3 Kreisbeschleuniger DESY II, III und PETRA II [56] (Tabelle 2.1). Die nominellen HERA-Strahlenergien betragen für die Elektronen 30 GeV und für die Protonen 820 GeV.

Die große technische Herausforderung bei Konzeption und Realisierung der Speicherringanlage HERA war der Einsatz der Supraleitungstechnologie. Der Elektronenring ist mit 16 supraleitenden Resonatoren[1] ausgerüstet, um Energieverluste durch Synchrotronstrahlung auszugleichen. Die Elektronen emittieren auf ihrer gekrümmten Bahn wie jede beschleunigte Ladung elektromagnetische Strahlung. Für die einem Elektron dadurch pro Umlauf verlorengehende Energie ΔE gilt $\Delta E = \frac{4\pi}{3}\frac{e^2\beta^2E^4}{Rm_e^4}$ wobei E, m_e, β und R Strahlenergie, Masse, Geschwindigkeit und Krümmungsradius des Elektrons bedeuten [57].

---

[1] Die supraleitenden Elektronresonatoren werden mit 500 MHz, die normalleitenden Protonresonatoren mit 208 MHz betrieben.

Abb. 2.1: *Der HERA-Speicherring und seine Vorbeschleuniger. Links ist die Übersicht der Anlage mit den Experimenten H1 in Halle Nord und ZEUS in Halle Süd zu sehen. In den Hallen Ost und West werden die Experimente HERMES [53] und HERA-B [54] aufgebaut. Rechts sind die Vorbeschleuniger von HERA und diverse Infrastruktur-Einrichtungen detailliert dargestellt [55].*

Vorbeschleuniger	Funktion	Länge	Energie	Jahr
LINAC I	e^- Linac	20 m	220 MeV	1984
LINAC II	e^+ Linac	70 m	450 MeV	1979
LINAC III	p (H$^-$) Linac	32 m	50 MeV	1988
PIA	e^+ Akkumulator	25 m	450 MeV	1991
DESY II	$e^\pm$ Synchrotron	300 m	9 GeV	1986
DESY III	p Synchrotron	317 m	7,5 GeV	1988
PETRA II	$e^\pm$ und p Ringbeschleuniger	2300 m	14 GeV ($e^\pm$) 40 GeV (p)	1990

Tab. 2.1: *Eigenschaften der HERA-Vorbeschleuniger für Elektronen (e^-), Positronen (e^+) und Protonen (p): Länge/Umfang, Maximalenergie in Elektronenvolt (eV) und Jahr der Inbetriebnahme der letzten Ausbaustufe. Die Positronen werden durch Beschuß von Wolfram mit Elektronen über die Prozesse Bremsstrahlung und anschließende e^+e^--Paarbildung erzeugt. Die Protonen liegen zunächst in Form von negativ ionisiertem Wasserstoff vor. Nach Durchlaufen des LINAC III werden den H$^-$-Ionen bei der Injektion in DESY III die Elektronen abgestreift.*

Parameter	Design-Werte		1993-Werte		1994-Werte	
	$\mathbf{e}^-$	**p**	$\mathbf{e}^-$	**p**	$\mathbf{e}^\pm$	**p**
Teilchenenergie (GeV)	30	820	26.7	820	27.5	820
Strahlstrom (mA)	58	159	7.7	10.8	16.0	39.1
Anzahl der Teilchenpakete	210	210	84+10	84+6	153+15	153+17
Max. Luminosität (10^{30}cm^{-2}s^{-1})	15		1.3		4.0	
Integrierte Luminosität/Jahr (nb^{-1})	10^5		880		5590	
H1-Luminosität (nb^{-1})	–		529		3983	
Schwerpunktsenergie (GeV)	314		296		300	
Abstand der Pakete (ns)	96					
Umfang (m)	6336					

Tab. 2.2: *Die wichtigsten HERA-Parameter. Bei den angegebenen Werten handelt es sich um Durchschnittswerte, bei den Luminositäten um die erreichten Maximalwerte [59, 60]. Die Teilchenstrahlen sind in Teilchenpakete (bunches) mit einem Abstand von 96 ns bzw. 28 m unterteilt. Die Elektronpakete haben eine longitudinale Ausdehnung von $\sim$ 1 cm, die Protonpakete von $\sim$ 30 cm. Zur Untersuchung von Untergrundereignissen, der Wechselwirkung von Strahlteilchen mit Restgasmolekülen im Strahlrohr oder mit der Strahlrohrwand, haben einige Pakete keinen Kollisionspartner (pilot bunches).*

Für die Protonen mit einer Masse $m_p \approx 2000 \cdot m_e$ sind derartige Leistungsverluste unbedeutend[2], vielmehr werden extrem hohe Magnetfelder für die Ablenkung der Protonen benötigt. Der Protonenring besteht daher aus etwa 700 supraleitenden Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagneten, die für die Ablenkung und Fokussierung der Protonen sorgen, und normalleitenden Beschleunigungsstrecken [58].

In Tabelle 2.2 sind die wichtigsten HERA-Parameter zusammengestellt. Die gelieferte integrierte Luminosität konnte von 55 nb^{-1} im Jahr 1992 um einen Faktor 100 auf 5590 nb^{-1} im Jahr 1994 gesteigert werden. Um Strahlteilchenverluste durch die Streuung an positiv geladenen Restgasionen und Staubteilchen zu reduzieren, wurde im Sommer des Jahres 1994 der Leptonstrahl von Elektronen auf Positronen umgestellt. Die längere Lebensdauer der Positronen hatte eine deutliche Steigerung der Luminosität zur Folge. H1 konnte in den Jahren 1993 und 1994 etwa 60-70 % der von HERA gelieferten Luminosität für physikalische Analysen nutzen.

2.2 Aufbau des H1-Detektors

Der H1-Detektor [51] ist ein speziell für die Analyse der *ep*-Streuung konstruiertes Nachweisgerät. Seine Aufgabe ist neben der Teilchenidentifikation die Energie- und Spurmessung von Leptonen und Hadronen bei möglichst vollständiger Raumwinkelabdeckung.

---

[2] Der Energieverlust pro Umlauf ist für Protonen 10^{13} mal kleiner als für Elektronen.

Um die Kinematik tiefunelastischer Ereignisse genau bestimmen zu können, ist beim Entwurf des H1-Detektors großer Wert auf eine gute Identifizierung und Vermessung der gestreuten Elektronen gelegt worden. Die Asymmetrie in den Strahlenergien spiegelt sich im asymmetrischen Aufbau des Detektors wider. Da der überwiegende Teil der bei der Kollision entstehenden Teilchen in Vorwärtsrichtung[3] fliegt, ist dieser Detektorbereich massiver instrumentiert.

Das H1-Koordinatensystem ist ein rechtshändiges System, dessen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt liegt. Die positive z-Achse zeigt in die Protonflugrichtung. Die x-Achse liegt in der horizontalen, die y-Achse in der vertikalen Ebene.

Der Aufbau des Detektors ist in Abbildung 2.2 illustriert. Das Strahlrohr $\boxed{1}$ ist im Bereich des Wechselwirkungspunktes von den zentralen Spurkammern $\boxed{2}$ umgeben, die in Vorwärtsrichtung durch ein Vorwärtsspurkammersystem $\boxed{3}$ und in Rückwärtsrichtung durch eine Proportionalkammer (BPC) ergänzt werden. Hinter der rückwärtigen Proportionalkammer ist das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) angeordnet $\boxed{12}$. An die Spurkammern schließt sich das Flüssig–Argon–Kalorimeter an, bestehend aus einem elektromagnetischen $\boxed{4}$ und einem hadronischen Teil $\boxed{5}$. Das gesamte Flüssig–Argon–Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten $\boxed{15}$. Im Vorwärtsbereich nahe am Strahlrohr ist das Plug-Kalorimeter $\boxed{13}$ installiert. Außen hinter dem BEMC befindet sich ein Flugzeitsystem, das aus mehreren Lagen von Szintillationszählern besteht. Das Flüssig–Argon–Kalorimeter wird von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ umschlossen, die ein Magnetfeld von etwa 1,15 Tesla erzeugt. Das Eisenjoch $\boxed{10}$ dient zur Rückführung des magnetischen Flusses und ist zur Messung von Myonen und als zusätzliches hadronisches Kalorimeter mit Streamerkammern instrumentiert $\boxed{9{,}10}$. Ebenfalls zur Messung von Myonen schließt sich in Vorwärtsrichtung ein Myonspektrometer $\boxed{9{,}11}$ an, das aus Driftkammern und einem Toroidmagneten aufgebaut ist.

Der Hauptdetektor wird ergänzt durch das in Abbildung 2.3 skizzierte Luminositätssystem. Die Messung der Luminosität geschieht über den Bethe-Heitler-Prozeß $ep \to ep\gamma$, der einen großen und nach der QED berechenbaren Wirkungsquerschnitt aufweist. Die Bethe-Heitler-Ereignisse treten mit einer Rate von 11-15 kHz auf. Das unter sehr kleinem Winkel gestreute Elektron und das abgestrahlte Photon werden in zwei total absorbierenden Kristall-Szintillator Kalorimetern, dem Elektrontagger und dem Photondetektor, nachgewiesen. Die beiden Kalorimeter stehen bei $z = -33$ m (ET) und $z = -103$ m (PD) im HERA-Tunnel.

---

[3] *Vorwärts-* ($\theta = 0$) und *Rückwärts-* beziehen sich auf die Flugrichtung des Protons.

Abb. 2.2: *Schematische Darstellung des H1-Detektors. Der Detektor mißt $12\,\mathrm{m}\times10\,\mathrm{m}\times15\,\mathrm{m}$ 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 (1.15 T)* $\boxed{7}$ *Kompensationsmagnet*
$\boxed{8}$ *Helium-Kälteanlage* $\boxed{9}$ *Myonkammern*
$\boxed{10}$ *Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerkammern)*
$\boxed{11}$ *Myon-Toroid-Magnet*
$\boxed{12}$ *Elektromagnetisches Rückwärtskalorimeter BEMC*
$\boxed{13}$ *Plug-Kalorimeter* $\boxed{14}$ *Betonabschirmung*
$\boxed{15}$ *Flüssig-Argon-Kryostat*

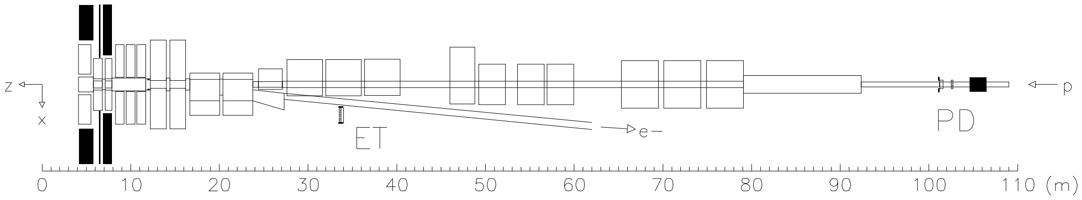

Abb. 2.3: *Das Luminositätssystem. Die Elektronen werden durch einen Dipolmagneten direkt hinter dem H1-Detektor abgelenkt und im Elektrontagger (ET) nachgewiesen. Vor dem Photondetektor (PD) befinden sich zum Schutz vor Synchrotronstrahlung ein Filter aus Kupfer und Blei und ein Wasser-Cerenkovzähler.*

2.3 Die Kalorimeter

2.3.1 Grundlagen der Kalorimetrie

Beim Durchgang durch Materie deponiert ein Teilchen über Prozesse der elektromagnetischen oder starken Wechselwirkung Energie im Kalorimeter [61]. Handelt es sich beim einfallenden Teilchen um ein Elektron, Positron oder Photon, so wird die Energie E des Primärteilchens durch e^+e^--Paarbildung und Bremsstrahlung auf Sekundärteilchen, die einen *elektromagnetischen Schauer* bilden, aufgeteilt. Die Skala für die räumliche Entwicklung des elektromagnetischen Schauers ist die Strahlungslänge X_0[4]. Der Schauer bricht ab, wenn die Elektronen auf eine kritische Energie E_c, bei der der Energieverlust durch Ionisation gleich demjenigen durch Bremsstrahlung ist, abgebremst sind. Nach n Generationen in der Kaskade ist die Anzahl der Teilchen im Schauermaximum $N = 2^n \simeq E/E_c$.

Die im *hadronischen Schauer* auftretenden Prozesse unterliegen überwiegend der starken Wechselwirkung. Das einfallende Hadron erzeugt durch inelastische Stöße mit den Kernen des Absorbermaterials sekundäre und tertiäre Hadronen. Durch den Zerfall von erzeugten π^0- und η-Mesonen in zwei Photonen kann der Schauer auch elektromagnetische Komponenten aufweisen. Die Skala für die räumliche Entwicklung eines hadronischen Schauers ist die nukleare Absorptionslänge λ, die materialabhängig und in der Regel sehr viel größer als die elektromagnetische Strahlungslänge X_0 ist. Deshalb müssen Hadronkalorimeter wesentlich massiver sein als elektromagnetische Schauerzähler. Während beispielsweise 30 GeV-Elektronen bereits nach der Durchquerung von 10 cm Blei 95% ihrer Energie deponiert haben, benötigen 30 GeV-Pionen für dieselbe Energiedeposition etwa 80 cm.

---

[4] Die Strahlungslänge X_0 entspricht der Weglänge, die ein Elektron im Mittel zurücklegt, bis seine Energie durch Bremsstrahlung auf $1/e \approx 38\%$ abgesunken ist. Ein Photon erzeugt in einer Materialschicht der Dicke X_0 mit 54% Wahrscheinlichkeit ein e^+e^--Paar.

Für die Bestimmung der Primärenergie wird die Proportionalität der integrierten Spurlänge S aller Schauerteilchen zur Energie des Primärteilchens genutzt: $S \sim E/E_c$. Die longitudinale Lage L des Schauermaximums hängt für beide Schauertypen logarithmisch von der Energie des Primärteilchens ab: $L \sim \ln E$. Die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird durch die Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen bestimmt und mittels der charakteristischen Größe *Molière-Radius* R_M beschrieben[5].

Sampling Kalorimeter bestehen zur Absorption und zum Nachweis der Teilchen aus verschiedenen Materialien, die in einzelnen Schichten hintereinander angeordnet sind. Damit ein Teilchen seine gesamte Energie auf kurzen Wegen deponiert, werden für die passiven Absorberschichten, in denen sich der Schauer entwickelt, Materialien hoher Dichte bzw. hoher Kernladungszahl Z gewählt. In den aktiven Nachweisschichten werden durch Anregung von Atomen Szintillationslicht oder durch Ionisation von Flüssigkeiten oder Gasen Ladungsträger erzeugt, die gut meßbar sind. Mit segmentierten Kalorimetern ist zudem die Ortsinformation der nachgewiesenen Teilchen verfügbar, sowie durch Analyse der Schauerprofile die Teilchenart (e/π-Separation). Ein Nachteil sind die Sampling-Fluktuationen, die durch den nichthomogenen Aufbau des Kalorimeters verursacht werden.

Die Signalhöhen von Elektronen und Pionen gleicher Energie sind im allgemeinen aufgrund der unterschiedlichen Signalbildung nicht gleich. In hadronischen Schauern treten nicht registrierte Energieverluste neben entweichenden Neutrinos insbesondere beim Aufbrechen der Kerne des Absorbermaterials auf. Eine Kompensation dieses Effektes kann entweder über den effektiven Nachweis der entstehenden Neutronen durch geeignete Absorber- und Auslesematerialien (*kompensierendes* Kalorimeter wie das ZEUS-Kalorimeter mit Uran- und Szintillatorschichten), oder aber durch nachträgliche Analyse der Schauerform (*nichtkompensierendes* Kalorimeter wie das H1-Kalorimeter mit Blei- bzw. Eisen-Flüssigargon-Schichten) erreicht werden.

Die Energieauflösung des Schauerzählers ist im Idealfall eines homogenen, unbegrenzten Detektors nur durch die statistische Fluktuation der Teilchenzahl N bzw. für Sampling Kalorimeter durch die Anzahl und relative Dicke der durchkreuzten aktiven Schichten gegeben. Im Gegensatz zu Spurkammern, deren relative Impulsauflösung σ_p/p proportional zum Impuls p ist, sich also mit größeren Teilchenenergien verschlechtert, ändert sich die relative Energieauflösung eines Kalorimeters σ_E/E proportional zu $1/\sqrt{N} \sim 1/\sqrt{E}$.

Allgemein läßt sich die relative Auflösung eines Sampling Kalorimeters wie folgt parametrisieren (z.B. [62]):

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2} \tag{2.1}$$

Der erste Term mit dem Parameter A enthält die statistischen und die Sampling Fluktuationen. Der Parameter B wird durch die Größe des elektronischen Rauschens be-

---

[5] 99% der Schauerenergie ist in einem Zylinder des Radius $3R_M$ enthalten. 95% der Energie eines hadronischen Schauers wird in einem Radius von ungefähr einer Absorptionslänge deponiert.

stimmt. Im Parameter C sind sonstige energieabhängige Effekte wie Energieverluste durch inaktives Material oder unvollständige Schauerabsorption zusammengefaßt. Die drei Beiträge sind nicht korreliert und können quadratisch addiert werden.

2.3.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Beim Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) des H1-Detektors [63] handelt es sich um ein nichtkompensierendes Sampling Kalorimeter, in dem als Absorber Blei und Stahl und als Nachweismedium flüssiges Argon verwendet wird. Die Geometrie des Kalorimeters ist in Abbildung 2.4 skizziert, einige technische Parameter finden sich in Tabelle 2.3.

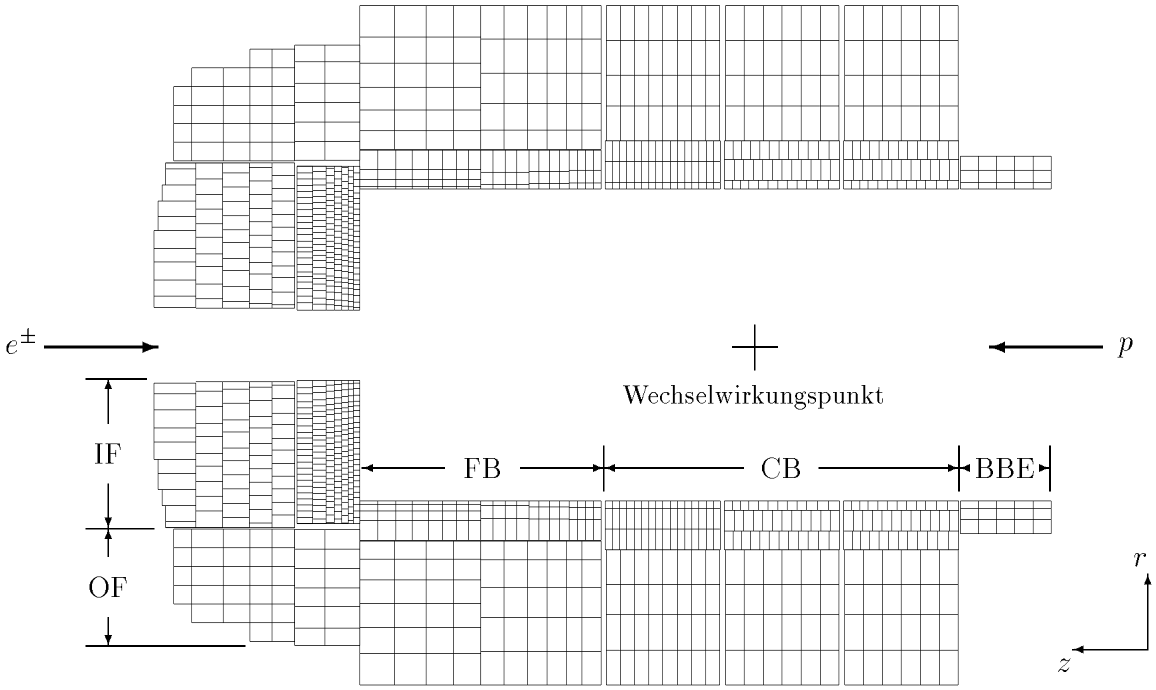

Abb. 2.4: *Schematische Seitenansicht des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Der Vorwärtsbereich besteht aus 2 Ringen mit je einer inneren (IF) und einer äußeren (OF) Hälfte. Der Barrelbereich besteht aus 2 vorderen Ringen (FB), 3 zentralen Ringen (CB) und dem rückwärtigen elektromagnetischen Ring (BBE).*

Das Kalorimeter überdeckt einen Polarwinkelbereich $4° < \theta < 154°$. Es besteht aus 8 Rädern, die wiederum aus jeweils 8 Oktanten zusammengesetzt sind. Bis auf den elektromagnetischen Kalorimeterring BBE und den hadronischen Ring OF sind alle anderen Ringe in einen inneren, fein segmentierten, elektromagnetischen Teil und einen äußeren, gröber segmentierten, hadronischen Teil untergliedert. Die elektromagnetische

Sektion verwendet 2,4 mm dicke Bleiplatten als Absorber, die hadronische Sektion 16 mm dicke Edelstahlplatten.

Die Oberfläche der auf die Absorberplatten aufgeklebten Ausleseplatten ist in Zellen (*Pads*) segmentiert. Die Größe der elektromagnetischen Pads variiert von 3×3 cm^2 im vorderen bis zu 5×5 cm^2 im rückwärtigen Teil, was etwa 2 Molière-Radien entspricht. Die Größe der hadronischen Pads variiert von 8×8 cm^2 bis 15×15 cm^2. An die Zellen wird eine Hochspannung von 1500 V angelegt, die ein elektrisches Driftfeld von etwa 600 V/mm zwischen den Absorberplatten erzeugt. Beim Durchgang von Teilchen werden im flüssigen Argon zwischen den Platten durch Ionisation Ladungen freigesetzt, die auf den Zellen einen Stromstoß verursachen. Die Signale der Zellen werden parallel auf zwei Arten verarbeitet. Eine schnelle Stromintegration liefert ein schnelles Signal für den Trigger, eine langsamere Integration dient der genauen Ladungsbestimmung für die Energiemessung. Das gesamte Kalorimeter besitzt etwa 45000 physikalische Auslesekanäle.

Die Energieauflösung wurde für Elektronen zu $\sigma_E/E \simeq 0,12/\sqrt{E[GeV]} \oplus 0,01$ bestimmt [64]. Die Genauigkeit der Energie-Kalibration wurde mit niederenergetischen δ-Elektronen, die beim Durchgang kosmischer Myonen durch den Detektor erzeugt und mit der zentralen Spurkammer gemessen werden, überprüft [66]. Für höhere Energien erfolgte die Überprüfung der Kalibration mit QED-Compton-Ereignissen und mit der sogenannten *Doppelwinkel-Methode* (siehe Kapitel 4.3). Für die Datennahme 1993 und 1994 wird eine Genauigkeit von 3% bestimmt [67]. Für hadronische Schauer beträgt die Energieauflösung $\sigma_E/E \simeq 0,5/\sqrt{E[GeV]} \oplus 0,02$ [65]. Die Genauigkeit der hadronischen Kalibration wurde aus der Transversalimpuls-Balance[6] zu 5% bestimmt (siehe Kapitel 4.5).

Das LAr-Kalorimeter wird in der vorliegenden Analyse zur Bestimmung von Energie und Richtung der Teilchen des hadronischen Endzustandes verwendet.

2.3.3 Das rückwärtige Kalorimeter BEMC

In tiefunelastischen Streuereignissen mit kleinen Impulsüberträgen $5 < Q^2 < 100$ GeV^2 deponiert das gestreute Elektron seine Energie im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter (BEMC). Das BEMC [68] ist ein Blei-Szintillator Sampling Kalorimeter, bestehend aus 56 quadratischen Modulen mit einer Fläche von 16×16 cm^2 und 32 Modulen mit dreieckigem oder trapezförmigem Querschnitt. Abbildung 4.6 zeigt einen radialen Schnitt durch das BEMC. Es überdeckt einen Polarwinkelbereich $151° < \theta < 176,7°$ (vergl. Tabelle 2.3). Mit seiner geringen Tiefe von 1λ ist das rückwärtige Kalorimeter nicht für die Messung des hadronischen Endzustandes, sondern für eine möglichst gute Energiemessung des Elektrons ausgelegt. Die Module sind aus 49 Samplingschichten aufgebaut. Jede Samplingschicht besteht aus 2,5 mm Blei, 0,2 mm Reflektorpapier, 4

---

[6] In einem idealen Detektor gleichen sich der Transversalimpuls des gestreuten Elektrons und der Transversalimpuls des vollständig gemessenen hadronischen Endzustandes aus.

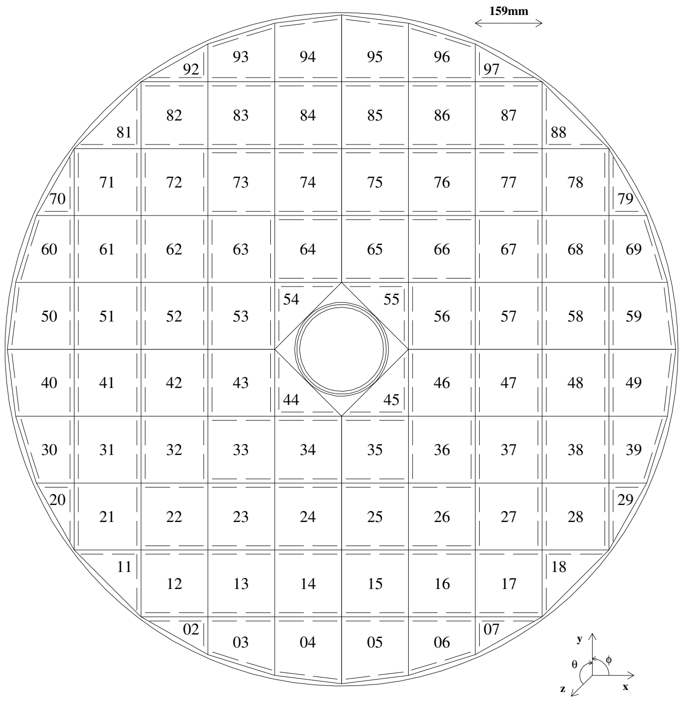

Abb. 2.5: *Radialer Schnitt durch das BEMC mit den numerierten Modulen.*

mm Szintillatormaterial und wieder 0,2 mm Reflektorpapier. Das in den Szintillatorplatten entstehende Licht wird nach außen an den Rand des Moduls gestreut und über maximal 4 Wellenlängenschieber je Modul auf die insgesamt 472 rückwärtig montierten Photodioden geleitet [69].

Die erreichte Ortsauflösung liegt in der Größenordnung von $\sim$ 1 cm, die Energieauflösung ist durch $\sigma_E/E \simeq 0,1/\sqrt{E[GeV]} \oplus 0,4/E[GeV] \oplus 0,02$ gegeben. Das Kalorimeter wurde mit Hilfe des Energiespektrums der gestreuten Elektronen, das eine Anhäufung von Ereignissen nahe der Strahlenergie $E = 27,5$ GeV aufweist (*kinematischer Peak*), kalibriert (siehe Kapitel 4.2.2). Die Unsicherheit der Kalibration betrug in den Jahren 1993 und 1994 1,7% bzw 1% [70].

Das BEMC wird in der vorliegenden Analyse zur Identifikation und Energiemessung des gestreuten Elektrons und zur Energiemessung der Hadronen des Endzustandes verwendet. Zur Verbesserung der Elektronidentifikation und Messung von Hadronen ist seit 1995 anstelle des BEMC das sogenannte *Spaghetti-Kalorimeter* mit Blei als Absorber und szintillierenden Fasern als Nachweismaterial im Einsatz [71].

2.3.4 Plug und Instrumentiertes Eisen

In Vorwärtsrichtung wird der H1-Detektor durch das Plug-Kalorimeter ergänzt. Hauptaufgabe des Kalorimeters ist die Messung von Hadronen zwischen Strahlrohr und LAr-

Kalorimeter. Der geringe verfügbare Platz in Vorwärtsrichtung führte zur Entwicklung dieses kompakten Kupfer-Silizium Sampling Kalorimeters mit 8 Lagen [72]. Es deckt den Polarwinkelbereich $0,7° < \theta < 3,3°$ ab. Teststrahlmessungen ergaben für die Energieauflösung des Kalorimeters $\sigma_E/E \simeq 1,1/\sqrt{E[GeV]}$ (vergl. Tabelle 2.3). Diese Auflösung wird jedoch aufgrund des inaktiven, mehrere λ tiefen Materials, das dem Plug vorgelagert ist, im experimentellen Betrieb nicht erreicht.

Das Plug-Kalorimeter wird zum einen als Vetozähler zur Selektion sogenannter *diffraktiver Ereignisse* (vergl. Kapitel 3.3.1), zum anderen für die Fortsetzung des LAr-Akzeptanzbereichs zu größeren Pseudorapiditäten eingesetzt [73].

Die supraleitende Spule ist außen von einem mit Streamerkammern instrumentierten Eisenjoch umgeben. Primär dient das Eisen der Rückführung des magnetischen Flusses. Durch die Instrumentierung mit Streamerkammern, die analog und digital ausgelesen werden, wird zudem der Einsatz als Spurkammer und Kalorimeter möglich. Mit der digitalen Information werden Spuren von Myonen rekonstruiert. Myonen deponieren als ionisierende Teilchen nur wenig Energie im LAr-Kalorimeter und zerfallen aufgrund ihrer langen Lebensdauer in der Regel nicht im Detektor. Die analoge Information dient der Impulsmessung von Myonen und Hadronen, die nicht vollständig in den inneren Kalorimetern absorbiert wurden [74].

Detektor	X_0	λ	Zellengröße [cm^2]	Kanäle	Akzeptanz [°]	A [%$\sqrt{\mathrm{GeV}}$]	B [%GeV]	C [%]
LAr el.	20-30	1-1,5	10-100	30784	$4 < \theta < 154$	12	15	1
LAr had.	80-120	4,5-8	50-2000	13568	$4 < \theta < 138$	50	75	2
BEMC	22	1	250	472	$151 < \theta < 176{,}7$	10	40	2
Plug	44	4	25	336	$0{,}7 < \theta < 3{,}3$	110	-	-
Eisen	43	4,5	900-2000	3888	$6 < \theta < 172$	100	-	-
ET	21,5	-	5	49	$179{,}7 < \theta$	10	-	1
PD	21,5	-	4	25	$179{,}95 < \theta < \pi$	10	-	1

Tab. 2.3: *Technische Parameter der H1-Kalorimeter. Der Polarwinkel θ bezieht sich auf den nominellen Wechselwirkungspunkt. Die Parameter A, B und C bestimmen die Energieauflösung nach Gleichung 2.1:* $\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2}$ *(E in GeV).*

2.4 Die Spurkammern

Die inneren Spurkammern des H1-Detektors umfassen ein zentrales Spurkammersystem, ein vorderes System und eine rückwärtige Proportionalkammer. Da sich die Kammern im Magnetfeld befinden, kann der Teilchenimpuls aus der gemessenen Bahnkrümmung bestimmt werden. Mit höheren Impulsen verschlechtert sich die Auflösung von Spurkammern gemäß $\sigma_p/p \sim p$. Abbildung 2.6 zeigt einen Schnitt entlang der

Strahlachse durch die inneren Spurkammern. Neben der Bestimmung von Ladung und Impuls geladener Teilchen dienen sie der Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes sowie der Teilchenidentifizierung. Letztere wird realisiert über die Messung des Energieverlustes pro Wegstrecke dE/dx im zentralen Kammersystem und durch Messung von Übergangsstrahlung im vorderen Kammersystem.

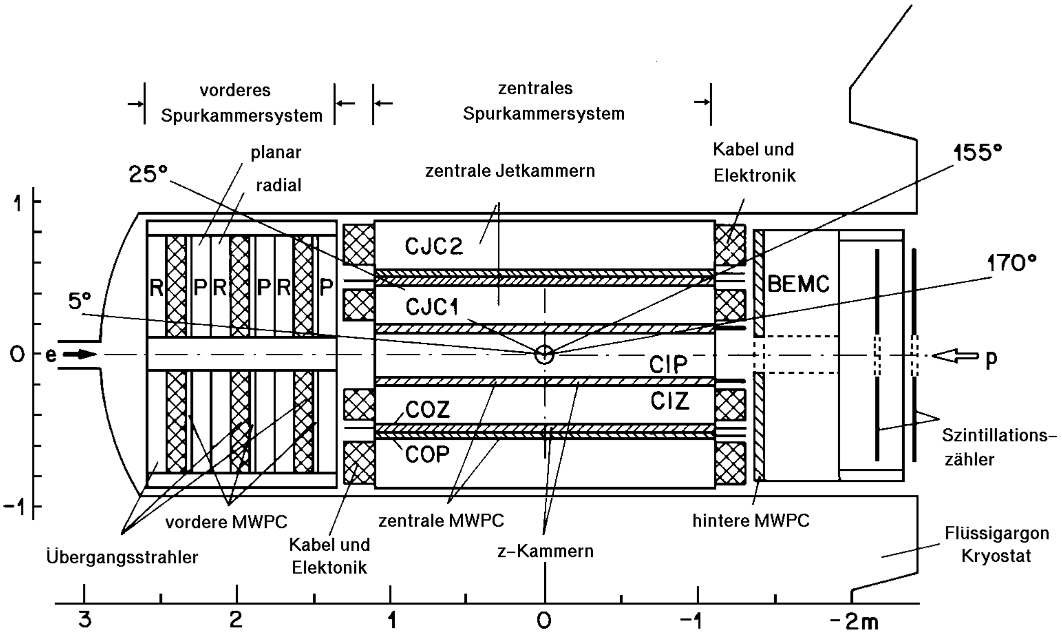

Abb. 2.6: *Seitenansicht der inneren Spurkammern.*

Das zentrale Spurkammersystem deckt den Polarwinkelbereich $20° < \theta < 155°$ ab. Es kombiniert drei Typen von Kammern. Die schnellen Signale der Vieldrahtproportionalkammern (CIP, COP) werden als Triggersignale genutzt. Die gute Ortsauflösung der z-Driftkammern (CIZ, COZ), deren Drähte senkrecht zur Strahlachse verlaufen, erlaubt die Rekonstruktion der z-Koordinate der Teilchen mit einer Ortsauflösung von $\sigma_z \simeq 260\ \mu$m. Mit den konzentrischen Jetkammern (CJC1, CJC2), deren Drähte parallel zur Strahlachse gespannt sind, können Teilchenimpulse mit einer Auflösung von $\sigma_p/p^2 \simeq 0,3\%\ \mathrm{GeV}^{-1}$ gemessen werden. Die Ortsauflösungen betragen $\sigma_{r\phi} = 170\ \mu$m in der $x - y$-Ebene und $\sigma_z = 22$ mm entlang der Strahlachse.

Das vordere Spurkammersystem überstreicht den Polarwinkelbereich $7° < \theta < 25°$. Es besteht aus drei Supermodulen, die jeweils aus einer radialen Driftkammer, einer Vieldrahtproportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsdetektor und drei gegeneinander verdrehten planaren Driftkammern aufgebaut sind. Die Übergangsstrahlungsmodule aus Polymerplatten dienen der Teilchenidentifikation, die schnellen Zeitsignale der Vieldrahtproportionalkammern finden Eingang in die erste Triggerstufe. Die Impulsauflösung entspricht derjenigen des zentralen Spurkammersystems, die Ortsauflösung beträgt $\sigma_{r\phi} \simeq 200\ \mu$m.

Die rückwärtige Vieldrahtproportionalkammer (BPC)[7] ist unmittelbar vor dem rückwärtigen Kalorimeter montiert. Sie unterstützt das BEMC in der Identifikation des gestreuten Elektrons. Insbesondere der Streuwinkel θ_e des Elektrons läßt sich aus dem Auftreffpunkt in der BPC bei gemessener z-Position des Ereignisvertex rekonstruieren. Die BPC besteht aus 4 gegeneinander verdrehten Detektorebenen mit je 624 parallelen Signaldrähten. Die im Abstand von 2,5 mm gespannten Drähte führen zu einer Ortsauflösung von 2 - 3 mm in der $x - y$-Ebene [75].

2.5 Weitere Komponenten

Flugzeitsystem und Vetowand

Hinter dem BEMC, etwa 2 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt, befindet sich ein aus zwei Szintillatorwänden bestehendes Flugzeitsystem (*Time of Flight*, ToF). Die beiden Wände aus insgesamt 24 Szintillationszählern sind in Abbildung 2.6 am rechten Rand eingezeichnet. Die gute Zeitauflösung von 2 - 4 ns erlaubt eine effiziente Unterdrückung von strahlinduzierten Untergrundereignissen, wie die Wechselwirkung von Strahlprotonen mit Restgasmolekülen im Strahlrohr oder mit dem Strahlrohr selbst. Diese Untergrundereignisse, deren Vertex außerhalb des Detektors hinter dem ToF-System liegt, können anhand ihres relativ zum ep-Ereignis um etwa 12 ns verfrühten Zeitsignals erkannt und von der ersten Triggerstufe verworfen werden (vergl. Kapitel 2.6).

Die Untergrunderkennung des ToF wird unterstützt durch die Vetowand, die ebenfalls aus zwei senkrecht zur Strahlachse stehenden Szintillatorebenen aufgebaut ist. Die Szintillatorebenen bestehen aus je zwei parallel angeordneten Zählern, die durch Absorberplatten aus Eisen bzw. Blei zur Unterdrückung von Synchrotronstrahlung getrennt sind. Zwischen den beiden Vetowänden bei $z = -$ 6,5 m und $z = -$ 8,1 m befindet sich eine Betonwand. Die äußere Vetowand dient insbesondere der Erkennung von sogenannten *Beam-Halo* Myonen.

Das vordere Myonsystem

Zusätzlich zum instrumentierten Eisen existiert ein speziell für Myonen konzipiertes Vorwärts-Myonspektrometer (FMS). Es besteht aus 2 Detektorebenen zu je 3 doppelten Driftkammern vor und hinter einer Toroidspule mit Eisenkern, die ein Magnetfeld von 1,6 T erzeugt. Zwischen der 1. und 2. Ebene des FMS befindet sich bei $z = 7$ m ein Vorwärts-Flugzeitsystem (FToF). Das Myonspektrometer dient der Bestimmung von Polarwinkel, Azimutalwinkel und Impuls der in einen Polarwinkelbereich $3° < \theta < 17°$ fliegenden Myonen. Die Ortsauflösung liegt bei $\sigma \leq 0.25$ mm und die Impulsauflösung für Impulse von 5 - 200 GeV bei $\sigma_p/p^2 \approx 24$ - 36% GeV^{-1}.

---

[7] In Abbildung 2.6 mit "hintere MWPC" bezeichnet.

2.6 Trigger- und Datennahmesystem

Alle 96 ns ist bei HERA, wenn sich die Elektron- und Protonpakete durchqueren, eine potentiell interessante Wechselwirkung möglich. Der dominierende ep-Kollisionsprozeß ist die Photoproduktion mit einer (luminositätsabhängigen) Rate von einigen hundert Hertz. Die Wechselwirkungsrate für Ereignisse der tiefunelastischen ep-Streuung hingegen liegt in der Größenordnung von einem Hertz. Diese physikalisch interessanten Ereignisse werden von Untergrundereignissen, die mit einer um Größenordnungen höheren Rate von etwa 1 - 100 kHz auftreten, überlagert. Die dominierenden Untergrundquellen bei HERA sind:

- Strahl-Gas Ereignisse: Die Protonen wechselwirken mit Restgasmolekülen im Strahlrohr. Diese Ereignisse treten in Abhängigkeit des Proton-Strahlstromes und der Qualität des Hochvakuums (1 - 3 $\cdot 10^{-9}$ Torr) mit einer Rate von einigen kHz auf [76].
- Strahl-Wand Ereignisse: Protonen aus dem Außenbereich des Protonbunches wechselwirken mit der Strahlrohrwand. Die Rate dieser Ereignisse beträgt je nach Lebensdauer des Protonstrahles 50 - 200 kHz.
- Synchrotronstrahlung: Von den Elektronen abgestrahlte Photonen können zu Treffern in der zentralen Spurkammer führen.
- Kosmische Strahlung: Myonen der kosmischen Höhenstrahlung durchqueren den Detektor mit einer Rate von etwa 2 kHz.

Aufgabe eines Triggersystems ist es, Untergrundereignisse zu erkennen und zu verwerfen. Nur die physikalisch interessanten Ereignisse sollen ausgelesen und gespeichert werden. Die Kollisionsfrequenz von 10,4 MHz und die notwendige Reduktion der Ereignisraten um einen Faktor 10^5 stellen dabei hohe Anforderungen an das H1-Triggersystem, das als vierstufiger Trigger konzipiert [77] ist.

Die Ableitung einer Triggerentscheidung in der ersten Stufe L1 geschieht bis zur Auslese des Detektors totzeitfrei. Bis zu 24 aufeinanderfolgende Ereignisse werden in einem *Pipeline-System* zwischengespeichert, bis die erste Triggerstufe ihre Entscheidung nach spätestens $2,4\ \mu$s getroffen hat. Erst während der Auslese der Detektorkomponenten bei einer positiven Triggerentscheidung *L1KEEP* entsteht eine Totzeit von einigen Millisekunden.

Aus den synchronisierten Triggersignalen der H1-Subdetektoren werden insgesamt 128 sogenannte *Triggerelemente* gebildet, die in der zentralen Triggerlogik zu 128 *Subtriggern* verknüpft werden. Die L1-Entscheidung wird anhand des logischen ODER zwischen allen Subtriggern getroffen. Die wichtigsten Triggerelemente sind:

- Spurkammertrigger: Die schnellen Triggersignale der zentralen Vieldrahtproportionalkammern und Jetkammern dienen der Rekonstruktion der z- und xy-Position des Wechselwirkungspunktes, von dem mehrere geladene Spuren ausgehen müssen.

- Flugzeittrigger: Anhand der mit ToF und Vetowand gemessenen Laufzeiten wird entschieden, ob ein Ereignis im Ereigniszeitfenster oder im Untergrundzeitfenster liegt. Mit diesem Triggerelement wird strahlinduzierter Untergrund, der aus einer Wechselwirkung vor dem ToF stammt, sehr effizient unterdrückt (99%).

- BEMC-Single-Elektron-Trigger (BSET): Die deponierte Energie in mindestens einem BEMC-Modul muß oberhalb einer Schwellenenergie liegen. Ist dies der Fall, wird für die Summe aus dieser Energie und den Energien aller benachbarten Module eine zweite Schwelle BSET-CL2 gesetzt. Der Schwellenwert des BSET-CL2-Triggers lag 1993 bei 4 GeV und 1994 bei 7 GeV.

- LAr-Elektron-Trigger: Nachdem die Energien in Zellen des LAr-Kalorimeters bei Überschreiten einer Schwelle zu 256 *Triggertürmen* zusammengefaßt wurden, muß die Energie im elektromagnetischen Teil des Triggerturmes über einer zweiten Schwelle liegen [78].

- Sonstige Trigger: Geprüft werden beispielsweise die fehlende Energie im LAr-Kalorimeter zur Selektion von CC-Ereignissen, Informationen des Luminositätssystems zur Selektion von Photoproduktionsereignissen oder radiativen Ereignissen und Informationen des Eisens und des Myonspektrometers zur Erkennung der Produktion schwerer Quarks.

In der vorliegenden Analyse werden DIS-Kandidaten vom S_0-Trigger identifiziert, der das BEMC-Triggerelement BSET-CL2 in Antikoinzidenz mit dem ToF-Veto kombiniert [79]. Das Nichtvorhandensein des ToF-Vetos stellt sicher, daß das Ereignis nicht im Untergrundzeitfenster des Flugzeitsystems aufgetreten ist.

Die zweite Stufe L2 verknüpft die Signale verschiedener Subdetektoren entsprechend der erwarteten Ereignistopologien auf einer Zeitskala von 20 μs. Der angestrebte Reduktionsfaktor ist ~ 5. Ab 1996 ist diese Triggerstufe, sowohl unter Verwendung von konventioneller Elektronik als auch neuronaler Netze, implementiert.

Die dritte Stufe L3 soll mit Hilfe von Ereignistopologien, die auf Basis noch umfangreicherer Informationen der Subdetektoren geprüft werden, eine weitere Reduktion der Ereignisrate bewirken. Die Zeitskala der Entscheidung beträgt bis zu 800 μs. Auch diese Stufe stand 1994 noch nicht zur Verfügung. Mit steigender Luminosität gewinnen die Stufen L2 und L3 zunehmend an Bedeutung.

Im Gegensatz zu den ersten drei Stufen steht der vierten Stufe L4 die vollständige Information aller ausgelesenen Detektorkomponenten zur Verfügung. Auf einem System paralleler RISC-Prozessoren[8], der sogenannten *Filterfarm*, wird mittels einer vereinfachten Ereignisrekonstruktion und schneller Filteralgorithmen eine weitere Datenreduktion realisiert. Die für die vorliegende Analyse wichtigsten Filter, die zu einer positiven Entscheidung führen, sind [80]: Erfolglose Suche nach Teilchenspuren, die ihren Ursprung außerhalb des Detektors haben; Existenz eines rekonstruierten Wechselwirkungspunktes

---

[8] **R**educed **I**nstruction **S**et **C**omputer.

innerhalb vorgegebener Grenzen; Überprüfung des BSET-Triggers der ersten Stufe mittels erneuter Rekonstruktion des energiereichsten Clusters im BEMC; Erfolglose Suche nach Ereignissen, die ein durch Synchrotronstrahlung oder Untergrundteilchen erzeugtes, ungewöhnlich hohes Signal in nur einer der vier Photodioden eines BEMC-Moduls aufweisen (*single diode events*).

Die von der vierten Stufe akzeptierten Ereignisse werden schließlich mit einer Rate von 5 - 10 Hz auf Magnetband-Kassetten aufgezeichnet.

An die vier Triggerstufen schließt sich die vollständige Rekonstruktion der Ereignisse und ihre Einteilung in physikalische Ereignisklassen, kurz mit *L5-Klassifikation* bezeichnet, an. Die klassifizierten Ereignisdaten werden auf POT-Kassetten[9] geschrieben. In einer zweiten, verschärften Ereignisklassifikation werden die Daten abermals selektiert und als DST[10] gespeichert.

2.7 Rekonstruktion der Daten

Bei den während der Datennahme aufgezeichneten Signalen handelt es sich um digitalisierte elektronische Signale wie Ladungspulse und Zeiten sowie geometrische Koordinaten. Diese Informationen aus den einzelnen Subdetektoren müssen in Teilchen-Viererimpulse, also Energien und Impulse, konvertiert und zu einem Ereignis rekonstruiert werden.

Rekonstruktion der Signale des Flüssig-Argon-Kalorimeters

Die mit dem LAr-Kalorimeter gemessenen Ladungen werden mittels Kalibrationskonstanten in deponierte Energien pro Kanal umgerechnet. Die verwendeten Kalibrationskonstanten, die die elektromagnetische Energieskala definieren, stammen aus Testmessungen am CERN mit Elektronen bekannter Energie [64]. Das in den einzelnen Kanälen auftretende elektronische Rauschen, das einer Gaußverteilung mit einer Rauschbreite σ_R = 10 - 30 MeV folgt, wird in mehreren Stufen unterdrückt. Schon während der Datennahme wird für jeden Kanal eine Pedestal-Subtraktion durchgeführt. Die für jeden Kanal bestimmte Pedestal-Schwelle berücksichtigt das individuelle Rauschverhalten eines Kanals. Daraufhin werden, abhängig vom Kalorimeterbereich, nur diejenigen Kalorimeterzellen ausgelesen, deren Signal größer als die Rauschbreite $2\sigma_R$ (CB), $2,5\sigma_R$ (FB) bzw. $3\sigma_R$ (IF, OF) ist. Die topologische Rauschunterdrückung verwirft Zellen, deren Signal kleiner als $4\sigma_R$ ist, sofern sie nicht direkte Nachbarzellen von Zellen mit einem Signal größer $4\sigma_R$ sind. Die Anzahl der für die Energierekonstruktion akzeptierten Kalorimeterzellen wird durch die mehrstufige Rauschunterdrückung um einen Faktor 5 - 10 verringert [81]. Durch die zusätzliche Berücksichtigung von negativen Rauschsignalen wird im Mittel eine Kompensation von negativen und positiven Rauschsignalen erzielt. In zufällig aufgezeichneten Ereignissen (*random trigger events*) beträgt die Rauschbrei-

---

[9] **P**hysics **O**utput **T**ape.

[10] **D**ata **S**ummary **T**ape.

te der gesamten im Kalorimeter rekonstruierten Energie 100 - 500 MeV. Das in selbigen Ereignissen gemessene Rauschsignal einzelner Zellen wird bei der Rekonstruktion von simulierten Zellenergien auf Zellebene hinzuaddiert, um ein möglichst realistisches Rauschverhalten von simulierten Ereignissen zu erreichen (siehe Kapitel 3.4).

Da im allgemeinen hochenergetische Teilchen ihre Energie über viele Kalorimeterzellen hinweg deponieren, werden die Zellen zu lokal begrenzten Gruppen, die als *Cluster* bezeichnet werden, zusammengefaßt. Der verwendete Algorithmus ist für elektromagnetische Schauer optimiert, so daß ein Elektron einem Cluster zugeordnet werden kann. Die räumlich ausgedehnteren hadronischen Schauer werden meist auf mehrere Cluster aufgeteilt. Die Clusterenergien werden auf Energieverluste in inaktivem Material vor und zwischen den Kalorimeterrädern korrigiert.

Aufgrund der Unterschiede in der Entwicklung eines elektromagnetischen und eines hadronischen Schauers (vergl. Kapitel 2.3.1) ist das mittlere von Elektronen erzeugte Signal typischerweise 30% größer als dasjenige von Hadronen gleicher Energie. Da das LAr-Kalorimeter des H1-Experimentes ein nichtkompensierendes Kalorimeter ist, müssen die mit den elektromagnetischen Kalibrationskonstanten bestimmten Hadronenergien nachträglich in einem Gewichtungsverfahren mit einem Skalierungsfaktor versehen werden [82]. Die feine longitudinale und transversale Segmentierung des Kalorimeters sowie die Tatsache, daß elektromagnetische Schauer räumlich kompakter als hadronische Schauer sind, erlaubt die Identifizierung und Gewichtung dieser beiden Schauertypen. Studien zur p_T-Balance in DIS-Ereignissen für $Q^2 < 100$ GeV^2 offenbarten die Notwendigkeit einer weiteren Reskalierung der hadronischen Energieskala um etwa 4% (siehe Kapitel 4.5).

Die Größen, die aus den Clustern gewonnen werden und schließlich zusammen mit dem rekonstruierten Ereignisvertex die Bildung von Cluster-Vierervektoren erlauben, sind die Clusterenergie, die Koordinaten des Clusterschwerpunkts und die räumliche Ausdehnung des Clusters.

Rekonstruktion der Signale des BEMC-Kalorimeters

Entsprechend der Signalauslese des LAr-Kalorimeters wird während der Datennahme eine Pedestal-Subtraktion und elektronische Kalibration der Kanäle des BEMC durchgeführt. Die Rekonstruktion der gemessenen Energiedeposition im BEMC erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst wird die gemessene Ladung der 472 Photodioden in eine kalibrierte Energie umgewandelt. Aus den Signalen D_j der 4 langen Wellenlängenschieber wird für jedes Modul i die Modulenergie E_i berechnet:

$$E_i = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^{4} g_j \, D_j, \tag{2.2}$$

wobei g_j eine diodenspezifische Kalibrationskonstante darstellt. Die Energie des gestreuten Elektrons ergibt sich aus der Clusterenergie E_{clu}, die aus der Summe des höchstenergetischen Clusters und seiner benachbarten Module gebildet wird:

$$E_{clu} = \sum_{i=1}^{N_{clu}} E_i. \tag{2.3}$$

E_i, r_i und N_{clu} bedeuten die Modulenergie und den Ortsvektor des i-ten Moduls sowie die Anzahl der Module mit einer Energie oberhalb der Rauschschwelle von etwa 400 MeV. Der Ortsvektor r_{cog} des energiegewichteten Clusterschwerpunktes und der laterale Schauerradius ECRA des Elektronkandidaten sind wie folgt definiert:

$$r_{cog} = \frac{1}{E_{clu}} \sum_{i=1}^{N_{clu}} r_i \, E_i \tag{2.4}$$

$$\mathrm{ECRA} = \frac{1}{E_{clu}} \sum_{i=1}^{N_{clu}} E_i \, |r_i - r_{cog}|. \tag{2.5}$$

Da die inneren dreieckigen BEMC-Module in den Datennahme-Perioden mit nominellem Wechselwirkungspunkt der Jahre 1993 und 1994 nicht zum Trigger beitrugen und ein schlechtes Signal/Rausch-Verhältnis aufwiesen, wurden sie in der Analyse dieser Daten nicht verwendet. Abgesehen vom Elektroncluster werden alle weiteren BEMC-Cluster mit einem ad hoc Faktor 1,6 skaliert, um der ungenügenden Tiefe des BEMC für hadronische Schauer und dem effektiven Elektron-Pion-Signalverhältnis Rechnung zu tragen. Der Rauschunterdrückung im LAr-Kalorimeter analoge Verfahren wurden für das BEMC nicht angewendet.

Studien zur Kalibration des BEMC mit Hilfe der sogenannten *Doppelwinkel-Methode* (siehe Kapitel 4.3) zeigten, daß zusätzlich zu den *Crack*-Korrekturen für die Grenzbereiche zwischen den quadratischen Modulen, die im Rekonstruktionsprogramm H1REC angebracht werden, für die inneren Dreiecksmodule und die Übergangsbereiche zu den quadratischen Modulen eine zweite Korrektur in Abhängigkeit der x, y-Position des assoziierten Treffers in der BPC notwendig ist [83]. Für die 1994 aufgezeichneten Daten wurde diese Korrektur nachträglich durchgeführt.

Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen beginnt mit der Suche nach benachbarten Raumpunkten in den Spurkammern. Zu jeder Gruppe werden über einen χ^2-Fit die Parameter der Teilspur bestimmt. Diese einzelnen Teilspuren werden, falls möglich, zu einer Spur kombiniert. Auf den rekonstruierten Spurparametern basiert sowohl die Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes, als auch die Bildung von Vierervektoren geladener Teilchen. In der vorliegenden Analyse liegt der Schwerpunkt auf der kalorimetrischen Energiemessung, Teilchenspuren werden neben der Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes nur für das Studium systematischer Effekte verwendet. Eine detaillierte Beschreibung der Spurrekonstruktion findet sich in [51].

Kapitel 3

Monte Carlo-Modelle

Für das Verständnis der einer Messung in einem komplexen Detektor zugrunde liegenden physikalischen Prozesse sind Monte Carlo-Modelle (MC) unerläßlich. Ein Monte Carlo-Modell besteht aus einem Ereignisgenerator und einer wahlweise nachgeschalteten Detektorsimulation. Der Ereignisgenerator dient der Simulation von Streuprozessen, er beinhaltet sowohl QCD-Rechnungen zu einer bestimmten Ordnung in α_s, als auch phänomenologische QCD-Modelle, um höhere Ordnungen in α_s sowie den Übergang von Partonen in beobachtbare Hadronen zu simulieren. Schließt sich an die Simulation tiefunelastischer Ereignisse die Simulation des H1-Detektors an, können die MC-Ereignisse direkt mit den gemessenen Streuereignissen verglichen werden.

Monte Carlo-Modelle werden aus zwei Gründen eingesetzt. Zum einen ist es nötig, den Einfluß des in der Akzeptanz und Auflösung begrenzten Detektors auf die Messung zu bestimmen, um zu detektorunabhängigen Aussagen zu gelangen. Sind die gemessenen Observablen auf Detektoreffekte korrigiert, können sie mit den Vorhersagen von physikalischen Modellen in analytischer Form oder in Gestalt von Ereignisgeneratoren verglichen werden. Zum anderen ermöglicht eine Abschätzung des Hadronisierungsbeitrages mit Hilfe der verwendeten QCD-Modelle den Vergleich von Messungen mit theoretischen Vorhersagen für die nicht frei beobachtbaren Partonen.

3.1 Simulation tiefunelastischer Ereignisse

Ein Ereignisgenerator zur Simulation von tiefunelastischen Streuereignissen ist, wie in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt, in drei Stufen aufgebaut.

Der harte Subprozeß

Zunächst wird der *harte Subprozeß* generiert, der neben dem gestreuten Elektron zu einem oder zwei Partonen mit hohem Transversalimpuls im Endzustand führt. Die Blase in Abbildung 3.1 wird dafür ersetzt durch die zu einer bestimmten, in QCD-Störungstheorie berechenbaren Ordnung α_s gehörenden Feynmangraphen. Zur 0. oder 1. Ordnung in α_s sind dies die in Abbildung 1.2 bzw. Abbildung 1.4 dargestellten Graphen. In 1. Ordnung α_s kann das einlaufende Parton p_i als Quark oder Gluon gewählt werden. Generell *würfelt* der Generator im Falle einer Wahlmöglichkeit den Wert eines freien Parameters gemäß vorgegebener Wahrscheinlichkeiten. Beispielsweise werden sowohl Werte für die kinematischen Variablen x und Q^2 gemäß des vorgegebenen, aus bisherigen Messungen gewonnenen, doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes (Gleichung 1.14), als auch Partonimpulse wie der longitudinale Impulsbruchteil z des Partons nach einer harten Partonabstrahlung gemäß der Verzweigungsfunktion $P(z)$ (Gleichung 1.24) generiert. Die QCD-Matrixelemente $O(\alpha_s)$ selbst sind exakt berechenbar, wobei die auftretenden kollinearen Divergenzen durch Begrenzung des Phasenraumes für QCD-Partonabstrahlung vermieden werden.

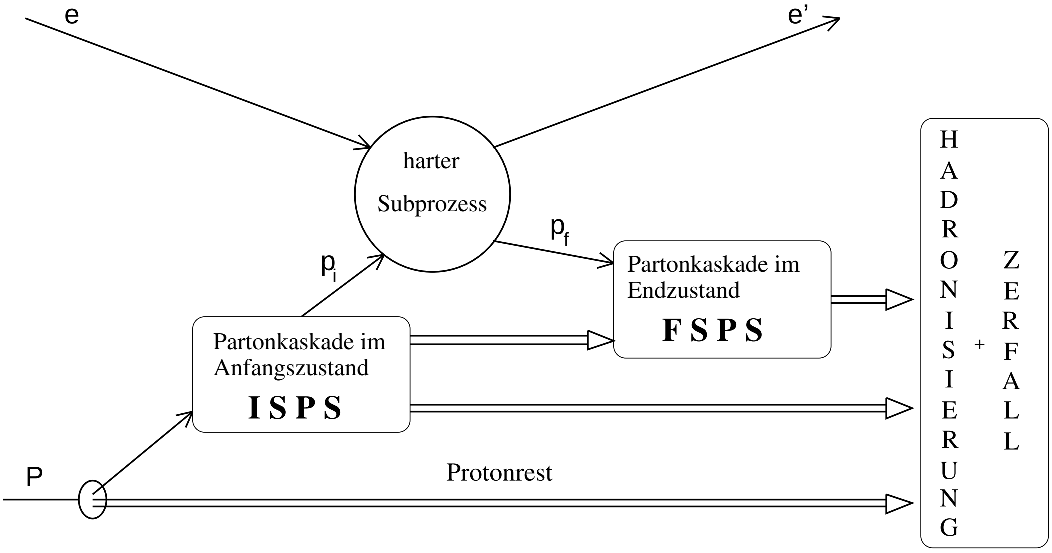

Abb. 3.1: *Schematische Darstellung der Simulation tiefunelastischer Ereignisse*

Partonkaskaden höherer Ordnung α_s

Im zweiten Schritt erfolgt, ausgehend vom Vertex des harten Subprozesses, die Berechnung von Partonkaskaden im Anfangs- und Endzustand (**ISPS** und **FSPS**)[1]. Für eine Berechnung dieser QCD-Prozesse höherer Ordnung α_s bieten sich verschiedene Näherungsverfahren an, die in Kapitel 3.2 vorgestellt werden. Je mehr sukzessive Partonabstrahlungen stattfinden, desto kleiner werden die auftretenden Impulsüberträge Q^2 und desto stärker wird die Kopplung zwischen den Farbladungsträgern. Die Transversalimpulse der abgestrahlten Partonen sind in der Regel kleiner als im harten Subprozeß (*weiche* Partonabstrahlung). Die Partonkaskaden werden vom Photon-Vertex aus entwickelt. Dabei nimmt die Virtualität des in den harten Subprozeß einlaufenden Partons mehr und mehr ab. Die Partonkaskade bricht ab, sobald eine untere Grenze auf der vom Generator gewählten Entwicklungsskala unterschritten wird. Als Skalen können beispielsweise die Virtualität Q^2 oder der Transversalimpuls des abgestrahlten Gluons p_T verwendet werden.

Hadronisierung

An die Berechnung der harten und weichen Partonabstrahlungen schließt sich als dritte Stufe die Bildung von Hadronen und ihr anschließender Zerfall an. Unter dem Begriff

---

[1] **I**nitial **S**tate **P**arton **S**hower und **F**inal **S**tate **P**arton **S**hower.

Hadronisierung wird die Summe aller störungstheoretisch nicht berechenbaren Prozesse der starken Wechselwirkung, die zur Bildung von Hadronen und Hadronjets [84] führen, verstanden. Die Hadronisierung vollzieht sich bei kleinen Impulsüberträgen und langen Wechselwirkungszeiten auf langen Distanzen. Die charakteristische Längenskala ist ein typischer Hadronradius von 1 fm. Hadronisierung ist unabhängig von den partonischen, perturbativen Prozessen, die sich auf einer wesentlich kürzeren Längenskala abspielen (vergl. *Faktorisierung* in Kapitel 1.6).

Für die Simulation des hadronischen Endzustandes existieren bislang nur phänomenologische Modelle. Das einfachste Modell ist die Annahme der sogenannten *lokalen Parton-Hadron-Dualität* (LPHD), nach der sich meßbare Observablen des hadronischen Endzustandes wie Energiefluß und Teilchenmultiplizität von denjenigen des partonischen Endzustandes nur durch einen konstanten, durch Hadronisierungseffekte verursachten Beitrag unterscheiden. Dieser jeweilige Beitrag, der multiplikativ oder additiv sein kann, ist vom Experiment zu bestimmen [85, 86].

Eines der häufig verwendeten phänomenologischen Modelle ist das *Lund-String-Modell* [87]. Das String-Modell betrachtet das zwischen Partonen aufgespannte Farbfeld als eindimensionalen, zylindrischen Farbschlauch ohne transversalen Freiheitsgrad. Für große Abstände wird ein linearer Zusammenhang zwischen Energie des Farbfeldes und Abstand der Partonen angenommen. Wenn die Partonen auseinanderlaufen, erhöht sich die Energie des Farbschlauches, bis das Farbband durch Erzeugung eines Quark-Paares ($q\bar{q}$) oder eines Diquark-Paares ($qq\overline{qq}$) aufreißt (*Fragmentation*). Die ursprünglichen Partonen gewinnen dabei Transversalimpuls. Die Lund-String-Fragmentation ist schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt.

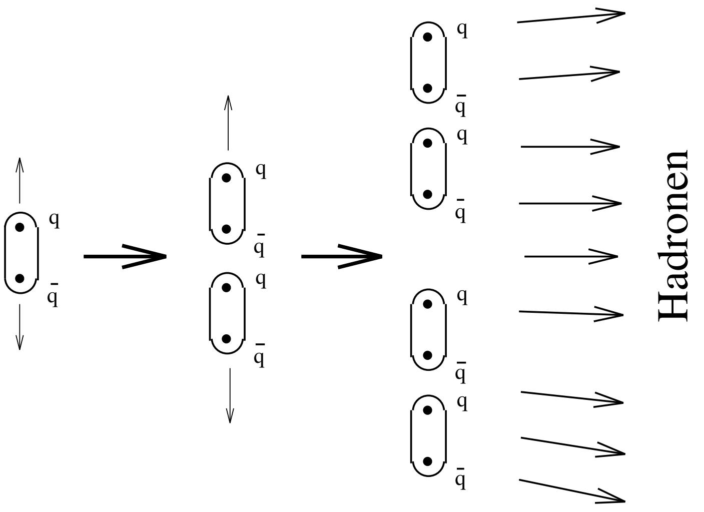

Abb. 3.2: *Schematische Darstellung des Lund-String-Fragmentationsmodells. Das zwischen Farbladungsträgern gespannte Farbband (hier zwischen einem Quark q und einem Antiquark $\bar{q}$) bricht sukzessive, unter Erzeugung weiterer $q\bar{q}$-Paare, auf. Im Endzustand werden schließlich Mesonen und Baryonen beobachtet.*

In diesem Modell bleiben an jeder Stelle des Hadronisierungsprozesses Energie, Impuls und Flavour erhalten. Sind bei den der Hadronisierung vorangegangenen perturbativen Prozessen Gluonen aufgetreten, werden diese unter Berücksichtigung der Energie- und Impulsbilanz über sogenannte *kinks* mit dem String verbunden. Die Bildung von Mesonen, und seltener auch Baryonen, wird solange fortgeführt, bis die vorhandene Feldenergie aufgebraucht ist. Da hierbei auch instabile Teilchen entstehen können, wird ihr anschließender Zerfall vom Generator gemäß der bekannten Zerfallskonstanten und Verzweigungsverhältnisse ebenfalls simuliert.

Ein alternatives Hadronisierungsmodell ist die *Cluster-Fragmentation* [88]. Wenn die QCD-Störungsrechnung nicht mehr anwendbar ist, werden alle vorhandenen Gluonen in $q\bar{q}$-Paare überführt und die Quarks zu Farbsinglett-Clustern kombiniert. Die gebildeten Cluster zerfallen anschließend in Hadronen, wie in Abbildung 3.3 illustriert. Ein Vorteil dieses Modells ist die geringe Zahl an freien Parametern. Im Gegensatz zum String-Modell, in dem die Hadronen bei der Fragmentation zusätzliche Transversalenergie gemäß einer Gaußverteilung, deren Breite ein freier Parameter ist, gewinnen, wird die beim Clusterzerfall generierte Transversalenergie allein durch die mittlere Clusterenergie bestimmt.

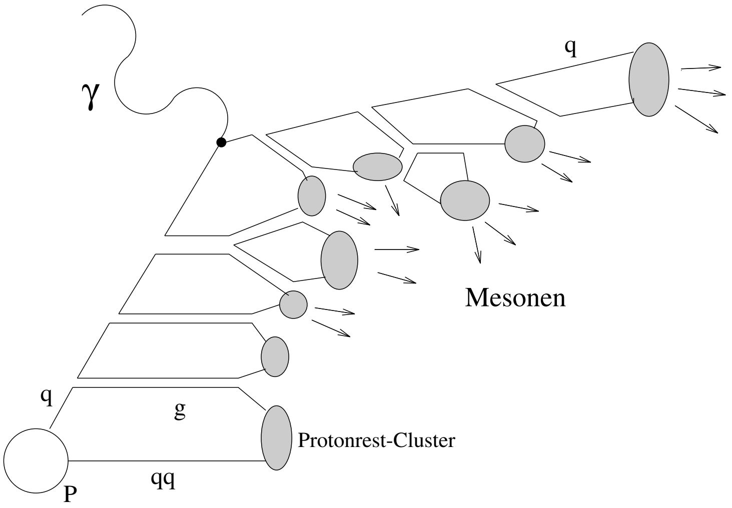

Abb. 3.3: *Schematische Darstellung des Cluster-Fragmentationsmodells. Gluonen sind, entsprechend der Farbe und Antifarbe, die sie tragen, als Doppellinien skizziert.*

3.2 Verwendete Programme

Im folgenden werden die in dieser Arbeit verwendeten Generatoren für die Simulation tiefunelastischer Streuereignisse vorgestellt. Die in den Generatoren implementierten Modelle sind abschließend in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

3.2.1 LEPTO

Der Lund Monte Carlo-Generator LEPTO [89] erzeugt Ereignisse der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung in führender Ordnung α der QED. QCD-Prozesse werden in $O(\alpha_s)$ durch Berechnung der Matrixelemente (ME) und in höheren Ordnungen α_s durch die approximative Berechnung von Partonschauern (PS) berücksichtigt. Für die Berechnung der Matrixelemente würfelt der Generator den Ereignistyp - zur Auswahl stehen der QPM-Prozeß, der QCD-Compton-Prozeß und die Boson-Gluon-Fusion - wobei für die Wahrscheinlichkeiten $P_{QPM} + P_{QCDC} + P_{BGF} = 1$ gilt. Die Divergenzen in den Matrixelementen werden durch die Forderung eines minimalen Wertes für die invarianten Massenquadrate aller Teilchenpaare des hadronischen Endzustandes, $m_{ij}^2 > m_{min}^2$, und die Beschränkung der Winkelgröße $z_q = \frac{Pq_p}{Pq} \approx \frac{1}{2}(1 + \cos\theta^\star)$ auf den Bereich $z_{q,min} < z_q < (1 - z_{q,min})$ umgangen[2].

Partonschauer können, wie in Abbildung 3.1 angedeutet, sowohl im Anfangszustand als auch im Endzustand auftreten. Im Anfangszustand nimmt die Virtualität des einlaufenden Partons p durch *raumartige* Partonabstrahlungen ($q_p^2 < 0$) zu, bis sie am Photon-Vertex die maximale Virtualität $q_p^2 = q^2$ (vergl. Gleichung 1.2) erreicht hat. Im Endzustand wird diese Virtualität durch *zeitartige* Partonabstrahlungen ($q_p^2 > 0$) bis zum Erreichen eines Abschneideparameters Q_{min}^2 wieder abgebaut.

Die Partonabstrahlungen des Partonschauers werden gemäß der durch die GLAP-Verzweigungsfunktionen und durch das Verhältnis der Partondichten gegebenen Wahrscheinlichkeiten generiert. Die Berechnung der Partonschauer geschieht in der sogenannten *Leading Logarithm Approximation* (LLA), in der die führenden kollinearen Singularitäten der höheren Ordnungen in α_s , d. h. Terme $\sim (\alpha_s \log \frac{Q^2}{Q_0^2})^n$, aufsummiert werden (kollineare Näherung). Da Interferenzen zwischen kohärent abgestrahlten Gluonen, die zu einer Ordnung des Abstrahlungswinkels führen, in der LLA nicht berücksichtigt sind[3], wird die strenge Winkelordnung von LEPTO für die Partonkaskade im Endzustand *a posteriori* verlangt. Die Winkelordnung ist derart gestaltet, daß die Winkel zwischen emittierendem und emittierten Partonen umso kleiner werden, je weiter die Partonschauer vom Photon-Vertex aus zu kleineren Virtualitäten entwickelt werden.

Die Virtualität der im Partonschauermodell abgestrahlten Gluonen ist auf die Werte $m_{ij}^2 < m_{min}^2$ beschränkt, da die erste, harte Abstrahlung durch das Matrixelement $O(\alpha_s)$ bereits berücksichtigt ist. Der Partonschauer bricht ab, sobald die minimale Virtualität $Q_{min}^2 \approx 1$ GeV^2 unterschritten wird. Die Partonen der Kaskade sind im Transversalimpuls k_T durch Verwendung der GLAP-Verzweigungsfunktionen streng geordnet (vergl. Kapitel 1.7).

Die Hadronisierung ist als Lund-String-Fragmentation mit dem Program JETSET realisiert [91].

---

[2] P, q, q_p bezeichnen die Viererimpulse von Proton, Photon und Parton im Endzustand; $\theta^\star$ ist der Winkel zwischen dem abgestrahlten Parton und der $\gamma^\star$-Achse im Photon-Parton-System.

[3] Kohärenzeffekte ergeben sich bei Verwendung der Modified LLA (MLLA).

Die in den Abbildungen 1.9 und 1.11 eingezeichneten Modelle MEPS, PSWQ und ME+PS(f) beruhen auf der älteren Version 6.1 des LEPTO-Generators. MEPS steht für Matrixelement und Partonschauer, PSWQ für Partonschauer mit der Entwicklungsskala $W \cdot Q$ anstelle von Q^2 und ME+PS(f) für Matrixelement und Partonschauer im Endzustand. Einen Grund für die Weiterentwicklung der Version 6.1 lieferte die unbefriedigende Beschreibung der veröffentlichten H1-Ergebnisse aus dem Jahre 1993 [4].

Die vorliegende Analyse verwendet den LEPTO-Generator in der Version 6.4 [90] mit einer u.a. modifizierten Bestimmung des Abschneideparameters m^2_{min} und einer modifizierten Behandlung der durch die Aufspaltung eines nicht-perturbativen Gluons erzeugten Seequarks bei kleinen x. Zwischen den Seequarks, die nicht mehr notwendigerweise einen Singlettzustand bilden, und den Quarks des Protons können analog zur Boson-Gluon-Fusion Zwei-String-Konfigurationen auftreten, die zu mehr Transversalenergie der Hadronen führen. Zudem werden in der Version 6.4 auch Ereignisse mit einer sogenannten *Rapiditätslücke* (vergl. Kapitel 3.3.1) durch den Mechanismus der *soft colour interactions* simuliert. Dabei kann jedes perturbativ erzeugte Parton nach einer bestimmten Wahrscheinlichkeit R durch Austausch eines nicht-perturbativen Gluons eine Drehung im Farbraum vollführen und seine Farbe ändern. Dies führt ebenfalls zu einer größeren Zahl möglicher Stringkonfigurationen zwischen dem Parton und dem Protonrest. Mehrere parallel bzw. hintereinander gespannte Farbbänder bewirken einen erhöhten Energiefluß bzw. die für diffraktive Ereignisse charakteristische Rapiditätslücke.

3.2.2 ARIADNE

Der Monte Carlo-Generator ARIADNE [92] verwendet das Farbdipol-Modell (*colour dipol model, CDM*) [93] für die Modellierung von QCD-Partonkaskaden. In diesem Modell bilden das gestreute Quark und das qq-System des Protonrestes einen Farbdipol, der in Analogie zur QED-Dipolstrahlung Gluonen abstrahlt. Der Farbdipol läßt sich mittels eines zwischen den Farbladungsträgern gespannten Farbbandes wie im String-Modell veranschaulichen. An die erste Gluonabstrahlung des Farbdipoles, die dem korrekten Matrixelement $O(\alpha_s)$ des QCD-Compton-Prozesses entspricht, schließen sich weitere Gluonabstrahlungen mit zunehmend kleineren Transversalimpulsen an. Das Modell resultiert, wie in Abbildung 3.4 illustriert, in einer Kette von Dipolen, wobei jeweils zwei benachbarte Dipole durch ein Gluon miteinander verbunden sind. Kohärenzeffekte zwischen den Gluonen werden im Farbdipol-Modell automatisch, ohne Einführung einer Winkelordnung wie in konventionellen Partonschauer-Modellen, berücksichtigt. Die Gluonabstrahlung bricht ab, sobald der Transversalimpuls p_T des zuletzt abgestrahlten Gluons die Schwelle $p_{T,min} \simeq 1$ GeV unterschreitet.

Was das Farbdipol-Modell nicht leisten kann, ist die Beschreibung des Prozesses der Boson-Gluon-Fusion $g \to q\bar{q}$. Der harte Subprozeß in BGF-Ereignissen wird vom ARIADNE-Generator in Analogie zum LEPTO-Generator durch die Berechnung des Matrixelementes in $O(\alpha_s)$ realisiert.

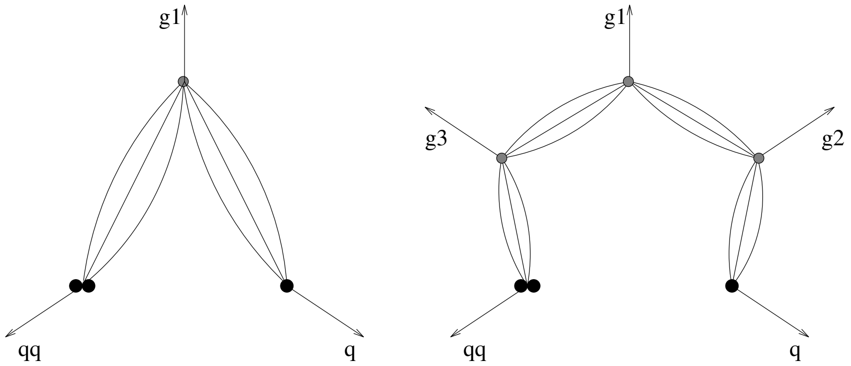

Abb. 3.4: *Gluonabstrahlung im Farbdipol-Modell. Der zwischen Quark und Protonrest gespannte Farbdipol strahlt ein erstes Gluon $g1$ (links) und anschließend weitere Gluonen $g2$, $g3$ ... ab (rechts).*

Der ARIADNE-Generator ist ein Monte Carlo-Modell, das zu in k_T ungeordneten Gluonen im Endzustand führt [94]. Im skalierten longitudinalen Impuls x_j hingegen sind die Gluonen, ebenfalls in Übereinstimmung mit der Vorhersage der BFKL–Gleichung, geordnet (vergl. Kapitel 1.8).

Die Hadronisierung wird vom ARIADNE-Generator, wie vom LEPTO-Generator, über die Lund-String-Fragmentation durch Aufruf von JETSET vollzogen.

3.2.3 DJANGO

Nach der Quantenelektrodynamik QED ist es möglich, daß ein elektrisch geladenes Teilchen ein Photon abstrahlt [2]. Derartige elektromagnetische Effekte können durch sogenannte *Strahlungskorrekturen* für das an der Streuung beteiligte Elektron berücksichtigt werden. Die Feynmangraphen der QED-Strahlungskorrekturen inklusive der virtuellen Ein-Schleifen-Korrektur sind in Abbildung 3.5 skizziert.

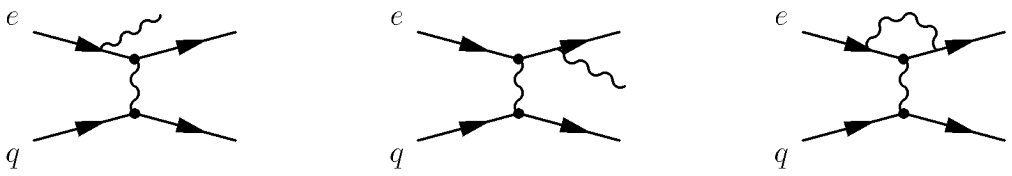

Abb. 3.5: *QED-Strahlungskorrekturen zur niedrigsten Ordnung. Die Abstrahlung eines reellen Photons im Anfangszustand (links) und im Endzustand (mitte), sowie die virtuelle Vertexkorrektur (rechts).*

Insbesondere durch Photonabstrahlung im Anfangszustand (*Initial State Radiation, ISR*) kann die Energie des einfallenden Elektrons erheblich reduziert werden, was zu einer veränderten Kinematik des Ereignisses führt. Im Falle der ISR gilt $x'_{gen} \leq x_{gen}$ und $y'_{gen} \geq y_{gen}$, wobei die gestrichenen Größen die kinematischen Variablen am leptonischen Vertex und die ungestrichenen Größen die generierten Variablen am hadronischen Vertex bedeuten. Die durch die ISR verursachten unterschiedlichen Elektron-Primärenergien können für die Messung der longitudinalen Strukturfunktion F_L genutzt werden [97].

Die Photonabstrahlung im Endzustand (*Final State Radiation, FSR*) stellt ein geringeres experimentelles Problem dar. Das oftmals kollinear abgestrahlte Photon wird in den meisten Fällen zusammen mit dem gestreuten Elektron in demselben elektromagnetischen Cluster nachgewiesen und bleibt somit ohne Auswirkung auf die Kinematik.

Der Generator DJANGO [95] ist in der Lage, *radiative Ereignisse*, die im Endzustand ein vom Elektron abgestrahltes reelles Photon aufweisen ($eq \rightarrow eq\gamma$), zu generieren. DJANGO ist eine Verbindung der Programmpakete HERACLES, LEPTO/ARIADNE und JETSET. Das Programm HERACLES [96] berücksichtigt bei der Simulation von tiefunelastischen Ereignissen die elektromagnetische Korrektur zur Ordnung α, inklusive der virtuellen Vertexkorrektur, durch die Berechnung der Matrixelemente in $O(\alpha\alpha_s)$. Die technische Unterscheidung von radiativen und nicht-radiativen Ereignissen wird vom Generator durch einen Schnitt auf die Energie des abgestrahlten reellen Photons E_γ realisiert[4]. QCD-Effekte höherer Ordnung sind in der verwendeten Version über das Farbdipol-Modell von ARIADNE (CDM) implementiert. Der Generator DJANGO wird für die Korrektur der Daten auf Detektor- und QED-Strahlungseffekte eingesetzt.

3.2.4 HERWIG

HERWIG (**H**adron **E**mission **R**eactions **W**ith **I**nterfering **G**luons) ist ein Vielzweck-Ereignisgenerator [98]. Er ist sowohl für e^+e^-- und $p\bar{p}$-Reaktionen als auch für die ep-Streuung einsetzbar, ohne allerdings QED-Strahlungskorrekturen zu berücksichtigen. Wie bei LEPTO handelt es sich bei HERWIG um ein Partonschauer-Modell. Der harte Subprozeß wird über Matrixelemente der $O(\alpha_s)$ berechnet, die Partonschauer werden in der LLA gestaltet. Mit dem Ziel einer möglichst akkuraten Beschreibung der perturbativen QCD-Entwicklung sind, im Unterschied zu LEPTO, die durch Farbkohärenz verursachten Interferenzphänomene gewährleistet. Die Partonen der Kaskade im Endzustand sind in der Variablen θ, die Partonen im Anfangszustand hingegen in der Variablen $E \cdot \theta$ geordnet. E ist die Energie des emittierenden Partons vor der Abstrahlung, θ ist der Öffnungswinkel zwischen emittierendem und abgestrahltem Teilchen. Interferenzeffekte zwischen den Partonschauern im Anfangs- und Endzustand werden realisiert durch eine Beschränkung des jeweils ersten Öffnungswinkels in der Kaskade, die vom Photon-Vertex aus entwickelt wird [99]. Die Partonen der Kaskade im Anfangszustand sind im Transversalimpuls k_T wie bei LEPTO streng geordnet.

---

[4] Ein Ereignis wird radiativ genannt, falls die Photonenergie über einer Schwelle liegt, die x- und y-abhängig ist und etwa 0,5 GeV beträgt.

Die Hadronisierung ist, im Gegensatz zu LEPTO und ARIADNE, als Cluster-Fragmentation implementiert. Dadurch wird das Studium von Effekten der Hadronisierung auf Basis zweier unterschiedlicher Fragmentationsodelle möglich.

	LEPTO	ARIADNE	DJANGO	HERWIG
Harter Subprozeß	ME	ME	ME	ME
Partonkaskade	PS	CDM	CDM	PS
QED-Korrekturen	Nein	Nein	Ja	Nein
Fragmentationsmodell	String	String	String	Cluster
Verwendete Version	6.4	4.08	6.0	5.8
Partondichtefunktion	MRSH GRV	GRV	GRV	MRSH GRV

Tab. 3.1: *Implementierte Modelle in den verwendeten Generatoren. Das Farbdipol-Modell CDM in DJANGO ist durch Aufruf der älteren ARIADNE-Version 4.03 mit einer von der Standardeinstellung abweichenden Parameterwahl implementiert.*

3.3 Untergrundreaktionen

3.3.1 Diffraktive Ereignisse

Die Experimente H1 und ZEUS haben eine besondere Klasse von tiefunelastischen Ereignissen beobachtet. Etwa 10% der Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß sie keine oder eine sehr geringe hadronische Aktivität im Vorwärtsbereich des Detektors aufweisen [102]. Diese Ereignisse werden als Ereignisse mit *Rapiditätslücke* oder als *diffraktive* Ereignisse bezeichnet. Sie können über den Austausch eines farbneutralen Objektes, des sogenannten *Pomerons* $I\!P$, beschrieben werden.

In Abbildung 3.6 sind vergleichend der DIS-Prozeß der Boson-Gluon-Fusion (a) und zwei tiefunelastische Streuprozesse mit Pomeronaustausch (b), (c) graphisch dargestellt. Da das Pomeron farbneutral ist, wird zwischen dem diffraktiv gestreuten Proton mit der invarianten Masse M_y^2 und den Partonen des harten Subprozesses mit der invarianten Masse M_x^2 keine Farb-Verbindung hergestellt. Dies führt, auch nach der Hadronisierung der Teilchen, zu einer auffallenden Rapiditätslücke im Detektor. Die Aufteilung des hadronischen Systems X in die beiden Subsysteme mit den invarianten Massen M_x^2 und M_y^2 geschieht anhand der größten Rapiditätslücke zwischen den Teilchen des hadronischen Endzustandes. Der longitudinale Impulsbruchteil $x_{I\!P}$, den das Pomeron trägt, ist definiert als

$$x_{I\!P} = \frac{M_x^2 + Q^2}{Q^2 + W^2} = \frac{M_x^2 + Q^2}{4yE_eE_p}. \tag{3.1}$$

Da sowohl die GLAP- und BFKL-Vorhersagen für den transversalen Energiefluß auf Rechnungen ohne explizite Berücksichtigung diffraktiver Prozesse basieren, als auch einige DIS-Generatoren den Formalismus des Pomeronaustauschs nicht berücksichtigen, werden Ereignisse mit Rapiditätslücke in der vorliegenden Analyse als Untergrund betrachtet und verworfen. In Kapitel 4.6 werden geeignete Schnitte gegen diffraktive Ereignisse vorgestellt. Dabei werden die gemessenen Daten mit simulierten Ereignissen des Generators RAPGAP [103], der diffraktive Wechselwirkungen enthält, und des Generators LEPTO, der über den Formalismus der *soft colour interactions* Ereignisse mit einer Rapiditätslücke produziert (siehe Kapitel 3.2.1), verglichen.

3.3.2 Photoproduktion

Nachdem der strahlinduzierte Untergrund zu einem großen Teil schon auf Triggerniveau verworfen und anschließend durch zusätzliche Selektionsschnitte erfolgreich eliminiert wird, besteht der verbleibende Untergrund im wesentlichen aus Photoproduktionsereignissen (vergl. Kapitel 4.2.1). Prozesse der Photoproduktion ($Q^2 \simeq 0$ GeV^2) haben einen um einen Faktor 1000 größeren Wirkungsquerschnitt als der Prozeß der tiefunelastischen Streuung. Durch geeignete Selektionsschnitte sollte der Photoproduktionsuntergrund so weit als möglich reduziert werden. Die Auswirkung des verbleibenden Untergrundes auf die zu messenden Observablen wird mit Hilfe einer Simulation untersucht. Der in dieser Analyse für die Simulation von Photoproduktionsereignissen verwendete Generator ist PHOJET [100]. In diesem Programm sind zwei Klassen von Photoproduktionsereignissen berücksichtigt.

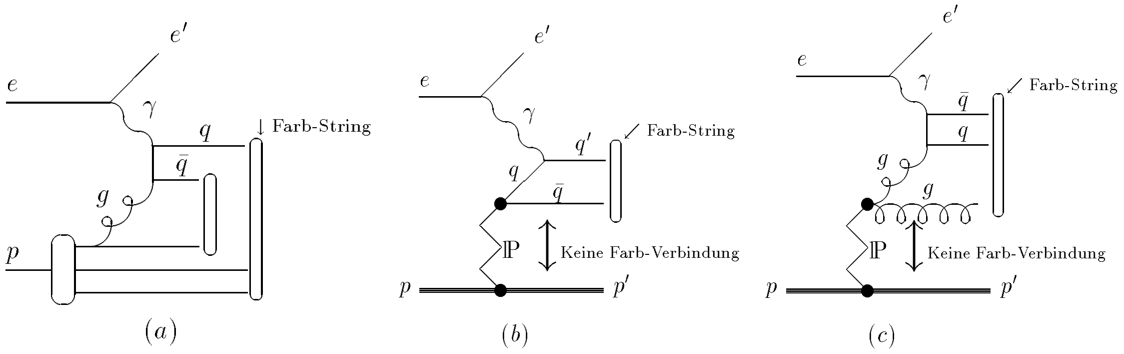

Abb. 3.6: *Der Prozeß der Boson-Gluon-Fusion ohne und mit Pomeronaustausch. (a): Der gluoninitiierte BGF-Prozeß hinterläßt die drei Valenzquarks des auslaufenden Protons als Farboktett-Zustand, zwischen ihnen und den auslaufenden Quarks des harten Subprozesses entstehen Farbbänder. (b) und (c): Prozesse der tiefunelastischen Streuung an einem Pomeron in niedrigster Ordnung und in 1. Ordnung* α_s *(Boson-Gluon-Fusion). Durch den Austausch eines farbneutralen Pomerons werden zwischen dem auslaufenden Proton und den Partonen des harten Subprozesses keine Farb-Verbindungen gespannt, was zu einer Rapiditätslücke im Detektor führt.*

Die quantitativ dominierende Klasse von Photoproduktionsereignissen sind die sogenannten aufgelösten Prozesse (*resolved processes*). Im Bild des QPM fluktuiert das Photon in ein $q\bar{q}$-Paar, es löst sich in Partonen auf. Im sogenannten *Vektor-Dominanz-Modell* (VDM) gehen Quark und Antiquark einen mesonischen Bindungszustand ein, bevor es zur Wechselwirkung mit dem Proton kommt.

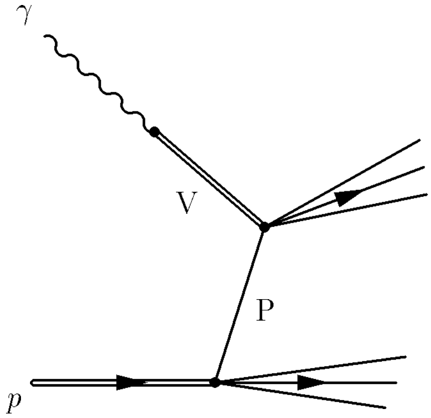

Abb. 3.7: *Weicher Prozeß der diffraktiven Photon-Proton-Wechselwirkung im Vektor-Dominanz-Modell. Das Photon γ fluktuiert in einen hadronischen Zwischenzustand V, ein Vektormeson mit den Quantenzahlen des Photons. Die Wechselwirkung mit dem Proton wird über den Austausch eines Pomerons $I\!\!P$, das die Quantenzahlen der Teilchen unverändert läßt, vermittelt.*

In Abbildung 3.7 ist ein aufgelöster Prozeß, der mit Hilfe des VDM beschrieben wird, dargestellt. In diesen *weichen* Prozessen mit kleinen Jet-Transversalimpulsen ($p_T < 1,5$ GeV) fluktuiert das Photon in ein Vektormeson ($\varrho, \omega, \Phi, ...$), das die gleichen Quantenzahlen wie das Photon trägt. Quark oder Antiquark dieses hadronischen Zwischenzustandes wechselwirken anschließend mit dem Proton. Da PHOJET weiche γp-Wechselwirkungen im VDM ausschließlich mit $I\!\!P$-Austausch berücksichtigt, ist der skizzierte Prozeß zusätzlich diffraktiv, die Streuung findet an einem farbneutralen Pomeron $I\!\!P$ statt (vergl. Kapitel 3.3.1). Das Photon kann sich auch in ein $q\bar{q}$-Paar aufspalten, ohne daß Quark und Antiquark einen Bindungszustand eingehen. Bei dieser sogenannten *anomalen Komponente* der aufgelösten Prozesse wechselwirkt das Quark oder Antiquark mit einem der Partonen des Protons. Die Partonen des anomalen Photons tragen im Mittel einen größeren Anteil des Photonimpulses als die Partonen im Vektormeson, was sich in der Bildung von Jets mit höherem Transversalimpuls und einem Photonrest, analog dem Protonrest in der tiefunelastischen Streuung, äußert.

Die zweite Klasse umfaßt die *harten, direkten* Prozesse, bei denen das reelle Photon direkt mit einem Parton des Protons wechselwirkt. Dominierend sind hier der QCD-Compton-Prozeß und die Photon-Gluon-Fusion, die neben dem Protonsystem zu zwei weiteren Jets mit hohem Transversalimpuls führen.

3.4 Detektorsimulation

Nachdem DIS-Ereignisse oder Photoproduktionsereignisse mit einem Monte Carlo-Generator generiert wurden, folgt in einem weiteren Schritt die Simulation des Ansprechverhaltens des H1-Detektors. Zu diesem Zweck werden, unter Berücksichtigung der verwendeten Materialien, die Geometrie des Detektors sowie die Wechselwirkungsprozesse von Teilchen in Materie mit dem Programmpaket GEANT [104], das in die übergeordnete H1-Simulation H1SIM eingebettet ist, beschrieben. Die Simulation der Schauerentwicklung im LAr-Kalorimeter geschieht standardmäßig mit dem Programm GHEISHA. Für die Bestimmung des systematischen Einflusses der verwendeten Schauersimulation auf die Messung der Transversalenergie wurden zusätzlich Studien mit dem Paket CALOR durchgeführt (siehe Kapitel 5.6).

Um die zeitaufwendige, detailgetreue Simulation der Schauerentwicklung zu beschleunigen, wird in der *schnellen* H1-Detektorsimulation H1FAST die Schauerentwicklung in geeigneter Weise parametrisiert und die komplizierte Samplingstruktur des Kalorimeters durch eine homogene Materialverteilung angenähert [105]. Testmessungen mit Elektronen und Pionen haben bestätigt, daß das longitudinale und laterale Schauerprofil von der um einen Faktor 10 schnelleren Simulation gut reproduziert werden.

Die simulierten Detektorsignale werden anschließend, in derselben Weise wie die real gemessenen Detektorsignale, mit Hilfe des Programms H1REC zu einem Ereignis rekonstruiert. Die nach bestmöglichem Wissen simulierten und rekonstruierten MC-Ereignisse können nun mit den gemessenen Ereignissen auf Detektor-Niveau verglichen und für die Korrektur der Daten zurück auf das detektorunabhängige Hadron-Niveau verwendet werden.

Kapitel 4

Datenselektion

Die aufgezeichneten und rekonstruierten Ereignisse müssen weitergehenden Selektionsschnitten unterworfen werden, um einen möglichst untergrundfreien Datensatz tiefunelastischer Ereignisse zu erhalten und eine wohldefinierte Detektorakzeptanz sowohl für gemessene als auch simulierte Ereignisse sicherzustellen. In diesem Kapitel wird die Präparation dreier Datensätze tiefunelastischer Ereignisse vorgestellt.

4.1 Die Datensätze

Die vorliegende Analyse basiert auf Ereignissen der Streuung von Elektronen/Positronen an Protonen, die in den Jahren 1993 und 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Ausgangspunkt für die Selektion tiefunelastischer Ereignisse mit Impulsüberträgen $Q^2 < 100$ GeV^2 sind die folgenden drei Datennahme-Perioden:

- 1993 aufgezeichnete Ereignisse der Elektron-Proton-Streuung[1] mit nominellem Wechselwirkungspunkt bei $z = -5$ cm. Der Datensatz NVD 93 (*nominal vertex data*) entspricht einer integrierten Luminosität von 320 nb^{-1}.
- 1994 aufgezeichnete Ereignisse der Positron-Proton-Streuung[2] mit nominellem Wechselwirkungspunkt bei $z = +5$ cm. Der Datensatz NVD 94 entspricht einer integrierten Luminosität von 2,7 pb^{-1}.
- 1994 aufgezeichnete Ereignisse der Positron-Proton-Streuung[3] mit einem in positiver z-Richtung verschobenen Wechselwirkungspunkt bei $z = +67$ cm. Der Datensatz SVD 94 (*shifted vertex data*) entspricht einer integrierten Luminosität von 58 nb^{-1}. Die Verlegung des Vertex in Protonrichtung gestattet die Messung größerer Streuwinkel θ_e mit dem rückwärtigen Kalorimeter BEMC und damit die Rekonstruktion kleinerer Bjorken x und Q^2 (siehe Kapitel 4.3).

---

[1] Die Run-Nummern laufen von 62575 bis 66609.

[2] Die Run-Nummern laufen, nach der Reparatur der Ausleseelektronik des zentralen Spurkammersystems, von 87586 - 89912 und 90101 - 90419.

[3] Die Run-Nummern laufen von 89929 bis 90025.

Das H1-Magnetfeld war für alle drei Datensätze eingeschaltet. Neben der in Kapitel 2.6 erwähnten Triggerkriterien und Filter umfaßt die DIS-Vorselektion den Ausschluß von Runs, in denen für die Analyse wichtige Detektorkomponenten fehlerhaft, zum Beispiel mit nicht ausreichender Hochspannung, arbeiteten [107]. Ferner werden Ereignisse mit kohärentem Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter nicht verwendet.

Nach der Vorselektion ist es zweckmäßig, die weiteren Selektionskriterien in zwei Klassen einzuteilen, um ein und dasselbe Analyseprogramm sowohl für gemessene als auch simulierte Ereignisse verwenden zu können:

Klasse 1 umfaßt die sogenannten *physikalischen Schnitte*, die auf physikalische, detektorunabhängige Ereignisgrößen angewandt werden. Diese Selektionskriterien gelten sowohl für rekonstruierte Ereignisse als auch für generierte Monte Carlo-Ereignisse. Typische physikalische Größen sind beipielsweise Energie und Polarwinkel des gestreuten Elektrons sowie die aus ihnen gewonnenen kinematischen Variablen, die in Kapitel 1.1 definiert wurden.

Klasse 2 umfaßt die sogenannten *Rekonstruktionsschnitte*, die ausschließlich auf rekonstruierte, detektorabhängige Größen sowohl gemessener als auch simulierter Ereignisse angewendet werden. Zu dieser Klasse gehören der rekonstruierte Ereignisvertex sowie der laterale Schauerradius im BEMC.

4.2 Elektronidentifikation

Wesentliche Signatur der gesuchten Ereignisse mit niedrigem Q^2 ist ein in das rückwärtige Kalorimeter BEMC gestreutes Elektron. Abbildung 4.1 zeigt ein solches, typisches Ereignis des Datensatzes SVD 94 mit verschobenem Wechselwirkungspunkt. Der energiereichste Cluster im BEMC wird dem gestreuten Elektron zugeordnet. Aufgabe der Elektronidentifikation ist es, möglichst untergrundfreie DIS-Ereignisse in einem wohldefinierten Akzeptanzbereich zu selektieren.

4.2.1 Photoproduktionsuntergrund

Die dominierende Untergrundquelle zur tiefunelastischen Streuung stellen Photoproduktionsereignisse dar. Bei Ereignissen der Photoproduktion ($Q^2 \simeq 0$ GeV^2) wird das Elektron kaum aus der einfallenden Richtung abgelenkt, es verschwindet im Strahlrohr. Der Untergrund zu DIS-Ereignissen entsteht durch die fälschliche Identifikation von Teilchen des hadronischen Endzustandes als Elektron im BEMC. Beispielsweise können ein geladenes Pion und ein Photon aus einem neutralen Pionzerfall sowohl einen BPC-Treffer als auch einen räumlich nahen elektromagnetischen Cluster im BEMC erzeugen. Auf diese Weise wird ein *gestreutes* Elektron mit einer ordentlichen Spur vorgetäuscht. Durch geeignete Selektionsschnitte sollte der Photoproduktionsuntergrund so weit als möglich reduziert werden.

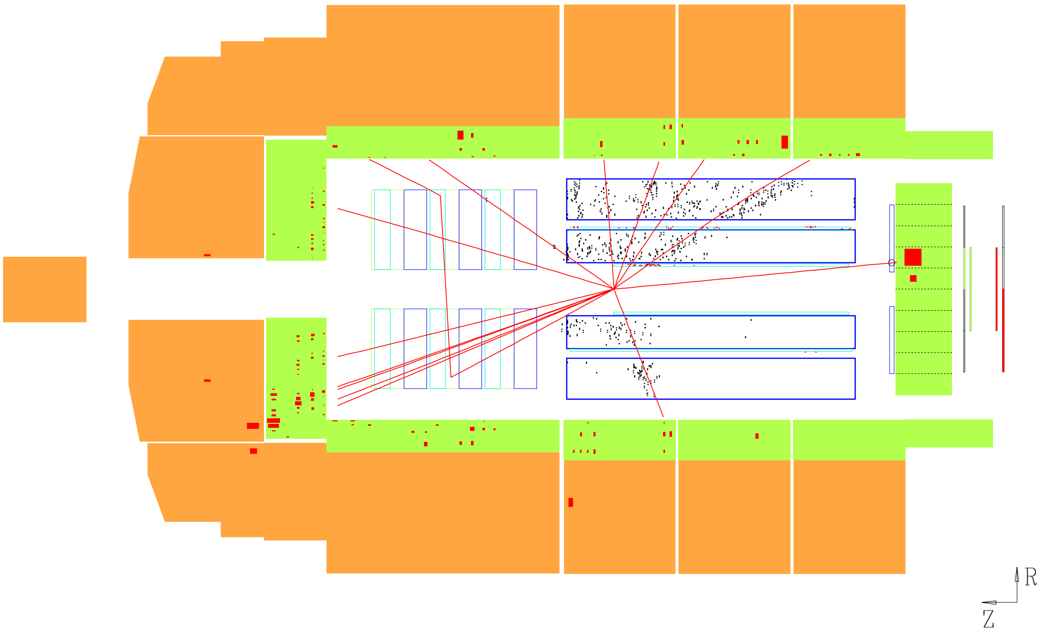

Abb. 4.1: *Typisches Ereignis mit verschobenem Vertex. Deutlich ist das gestreute Elektron als energiereichster Cluster im rückwärtigen Kalorimeter BEMC zu erkennen. Weiterhin sind rekonstruierte Teilchenspuren, der Wechselwirkungspunkt und Energiecluster im LAr zu sehen.*

Mit dem Generator PHOJET wurde für den Datensatz SVD 94 der nach der Selektion verbliebene Photoproduktionsuntergrund abgeschätzt (siehe Kapitel 3.3.2). In einem bestimmten Impulsfenster gelingt für etwa 10% der γp-Ereignisse der Nachweis der Elektronen im Elektrontagger ET des Luminositätssystems (Abbildung 2.3). Mit Hilfe dieser Ereignisse wurde die Beschreibung der gemessenen Daten und die Normierung der Simulation relativ zu den Daten überprüft [108]. Die effektive Luminosität der simulierten PHOJET-Ereignisse $L_{\gamma p} = N_{\gamma p}/\sigma_{\gamma p}$ ergibt sich bei bekanntem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ aus der Anzahl der simulierten Ereignisse $N_{\gamma p}$. Der mit PHOJET simulierte Datensatz entsprach der doppelten Luminosität des Datensatzes SVD 94. Im folgenden wird der nach allen Selektionsschnitten verbliebene γp-Untergrund relativ zu den selektierten DIS-Ereignissen normiert und als dunkel schraffierte Fläche in den Verteilungen des Datensatzes SVD 94 eingezeichnet.

4.2.2 Energie und Streuwinkel des Elektrons

Ausgangspunkt der Elektronidentifikation ist der energiereichste Cluster im BEMC, der als wahrscheinlichster Kandidat für das gestreute Elektron gilt. Um möglichst untergrundfreie DIS-Ereignisse in einem wohldefinierten Akzeptanzbereich zu selektieren, werden zwei physikalische Schnitte auf Energie und Winkel des gestreuten Elektrons sowie weitere Rekonstruktionsschnitte angebracht.

- Die Energie des gestreuten Elektrons E'_e muß größer als 12 GeV sein. Da Photoproduktionsereignisse mit einem fälschlicherweise als DIS-Elektron identifizierten Hadron ein steil abfallendes Energiespektrum besitzen und sich bei kleinen Energien (großen y) häufen, wird mit diesem Schnitt der größte Teil des Photoproduktionsuntergrundes verworfen. Weiterhin beträgt für Elektronenergien größer 12 GeV die Effizienz des BSET-CL2-Triggers 100% [106].
- Der Polarwinkel des gestreuten Elektrons θ_e wird mit Hilfe der rückwärtigen Proportionalkammer BPC und der rekonstruierten z-Koordinate des Ereignisvertex gemessen. Er wird für Ereignisse mit nominellem Wechselwirkungspunkt auf den Bereich $157^\circ < \theta_e < 173^\circ$ und für Ereignisse mit verschobenem Wechselwirkungspunkt auf den Bereich $164^\circ < \theta_e < 176^\circ$ eingeschränkt. Diese Schnitte bilden den Akzeptanzbereich des BEMC ab.

Die in Abbildung 4.2 und allen folgenden Abbildungen dargestellten Verteilungen sind die endgültigen Verteilungen nach der Anwendung aller Selektionskriterien, die am Ende des Kapitels in Tabelle 4.2 zusammengefaßt sind. Alle gemessenen und mit den DIS-Generatoren simulierten Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse und die Intervallbreite des Histogramms normiert. Die gemessenen Verteilungen werden mit den generierten und simulierten DJANGO-Verteilungen verglichen. Eine möglichst gute Beschreibung der Daten durch das Monte Carlo ist Voraussetzung dafür, die Messung mit Hilfe des Monte Carlos auf Detektoreffekte korrigieren zu können (vergl. Kapitel 5.2).

Abbildung 4.2 zeigt das Energie- und Winkelspektrum der gestreuten Elektronen nach Anwendung der Schnitte im Vergleich mit dem Monte Carlo DJANGO. Für den Datensatz SVD 94 ist zusätzlich der nach der Selektion verbliebene γp-Untergrund bei kleinen Elektronenergien und großen Streuwinkeln als schraffierte Fläche eingezeichnet.

Die in Abbildung 4.2 dargestellte Beschreibung des gemessenen Energie- und Winkelspektrums durch das Modell ist für die Korrektur des gemessenen Energieflusses auf Detektoreffekte (siehe Kapitel 5.2) ausreichend, so daß auf eine Umgewichtung der dem Modell DJANGO zugrundeliegenden Strukturfunktion GRV anhand einer an die gemessenen F_2-Daten angepaßten QCD-Parametrisierung [42] verzichtet wurde.

Die E'_e-Verteilungen zeigen deutlich eine Anhäufung von Ereignissen mit Elektronenergien im Bereich 23 - 26 GeV. Das Zustandekommen dieses sogenannten *kinematischen Peaks*, der zur Kalibration der Kalorimeter verwendet werden kann, wird verständlich, wenn man sich den Verlauf der Isolinien gleicher Elektronenergie E'_e in der kinematischen Ebene vergegenwärtigt (siehe Abbildung 4.3). Die E'_e-Isolinien zu kleinen

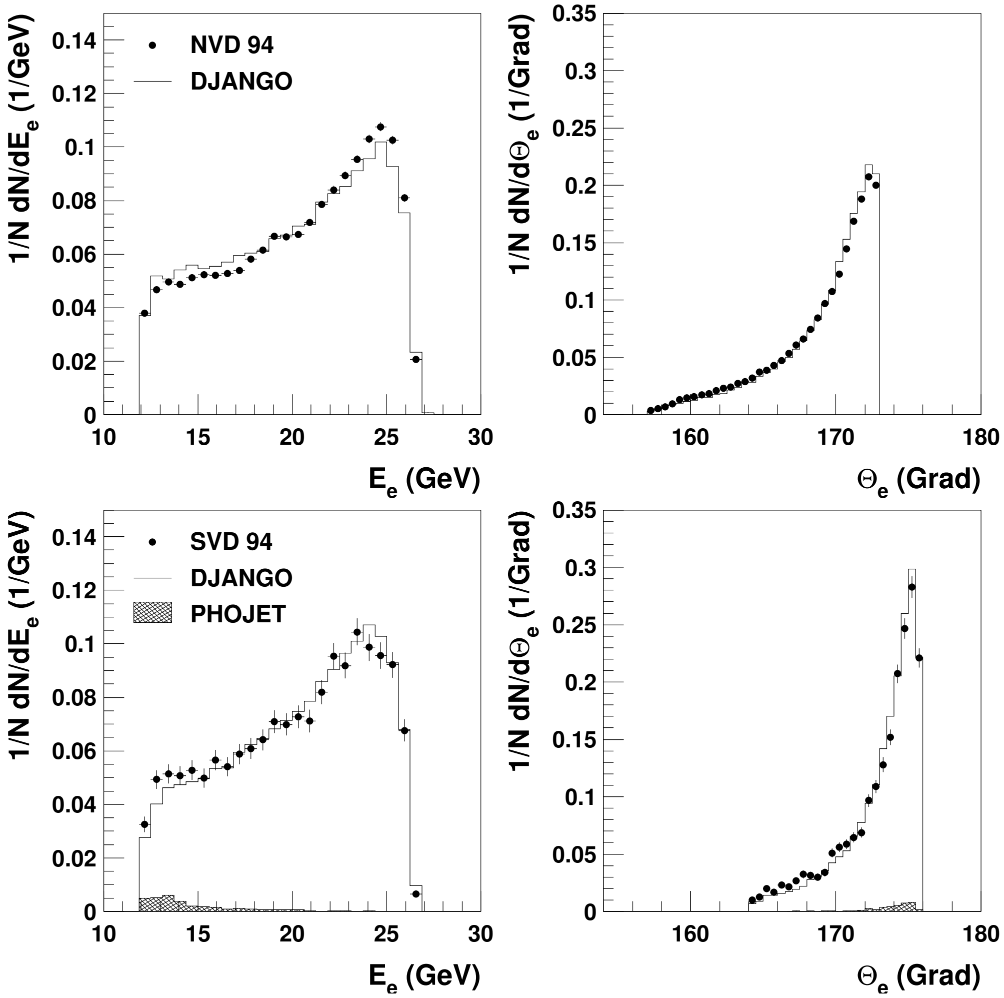

Abb. 4.2: *Energie- und Winkelspektrum der gestreuten Elektronen für die Datensätze NVD (oben) und SVD 94 (unten). Die DIS-Verteilungen sind auf die Anzahl N der Ereignisse normiert. Der für den Datensatz SVD 94 abgeschätzte γp-Untergrund ist relativ zu den DIS-Ereignissen normiert und dunkel schraffiert eingezeichnet.*

Energien liegen eng beieinander, für hohe Energien spannen sie hingegen einen großen Phasenraum auf. Unter der Annahme einer geringen x-Abhängigkeit von $F_2(x, Q^2)$ im betrachteten x-Bereich[4] liegen dort mehr Ereignisse pro GeV als bei kleinen Energien.

---

[4] Der Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dx\,dQ^2}$ fällt nur proportional $\frac{1}{x}$ ab (vergl. Gleichung 1.14).

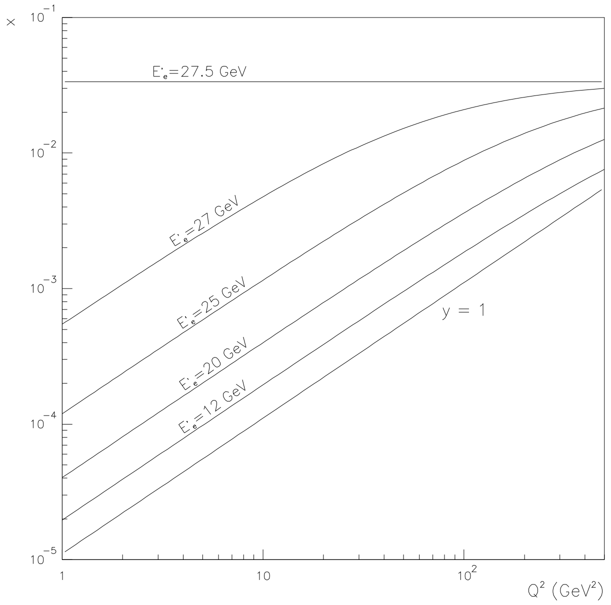

Abb. 4.3: *Isolinien konstanter Elektronenergie E_e' in der kinematischen $x - Q^2$-Ebene. Die Orte konstanter Elektronenergie E_e' im Phasenraum ergeben sich nach der Gleichung* $x = \frac{Q^2/E_p}{4(E_e - E_e') + Q^2/(E_e - E_e')}$.

4.2.3 Weitere Rekonstruktionsschnitte gegen Untergrundreaktionen

- $\mathbf{Z_{vtx}} < |\overline{\mathbf{Z}} \pm \mathbf{30\ cm}|$ und $\delta\mathbf{Z} < \mathbf{5\ cm}$

  Die z-Koordinate des mit Hilfe von zentralen Spuren rekonstruierten Wechselwirkungspunktes Z_{vtx} muß für alle Datensätze innerhalb eines Bereichs ±30 cm um den mittleren Wechselwirkungspunkt $\overline{Z}$ liegen. Ferner darf die Unsicherheit in der z-Position δZ maximal 5 cm betragen. Diese Schnitte unterdrücken strahlinduzierten Untergrund. Die Z_{vtx}-Verteilungen für die Datensätze NVD 94 (a) und SVD 94 (c) sind in Abbildung 4.4 auf der linken Seite dargestellt. Der Vergleich mit DJANGO offenbart eine systematische Verschiebung zwischen Daten und Monte Carlo. Diese Verschiebung rührt daher, daß die genaue Vertexposition erst nach Beginn der MC-Simulation bekannt wurde. Durch eine geeignete Umgewichtung der MC-Ereignisse kann die Verschiebung jedoch ausgeglichen werden. Das Resultat der Umgewichtung, die im folgenden für alle DJANGO-Verteilungen durchgeführt wird, ist in Abbildung 4.4 auf der rechten Seite (b), (d) zu sehen.

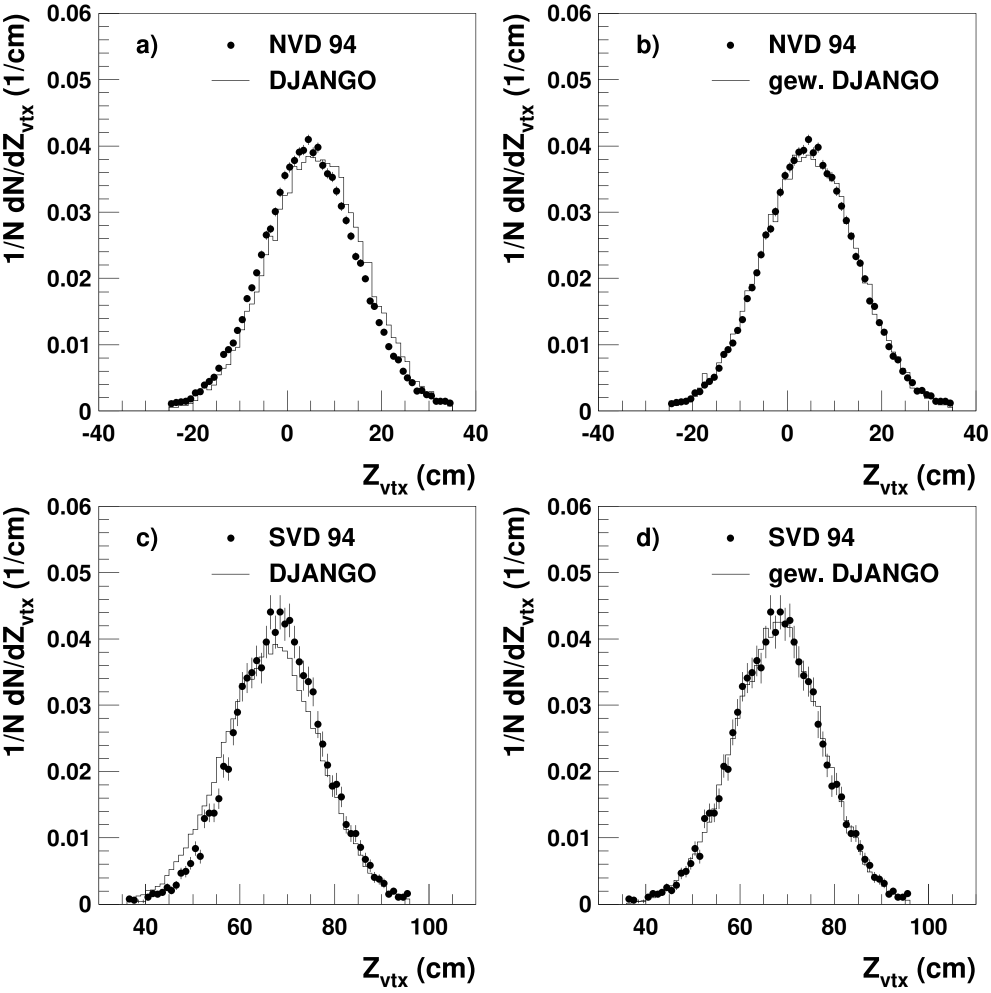

Abb. 4.4: *Z_{vtx}-Verteilungen für die Datensätze NVD 94 (a) und SVD 94 (c). Die systematische Verschiebung zwischen Daten und dem DJANGO Monte Carlo wird durch eine Umgewichtung der MC-Ereignisse ausgeglichen (b), (d). Alle Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert.*

- **DCLBP $<$ 4 cm** und **ECRA $<$ 4 cm**

  DCLBP bezeichnet den radialen Abstand zwischen dem Schauerschwerpunkt des rekonstruierten Elektronclusters und dem nächstgelegenen Treffer in der rückwärtigen Proportionalkammer BPC. Zusätzlich zum Schnitt DCLBP$<$ 4 cm wird verlangt, daß der energiegewichtete, laterale Schauerradius ECRA des Elektronclusters (vergl. Gleichung 2.5) kleiner als 4 cm ist. Beide Schnitte reduzieren Photoproduktionsuntergrund (siehe Kapitel 4.2.1). Der DCLBP-Schnitt reduziert effizient Ereignisse, bei denen der Schauer im BEMC und der assoziierte BPC-Treffer nicht von demselben Teilchen, sondern durch Photon-Pion- oder Photon-Elektron-Kombinationen verursacht werden. Das Photon kann aus dem Zerfall eines neutralen Pions, das Elektron aus einer Photonkonversion in dem Material vor der

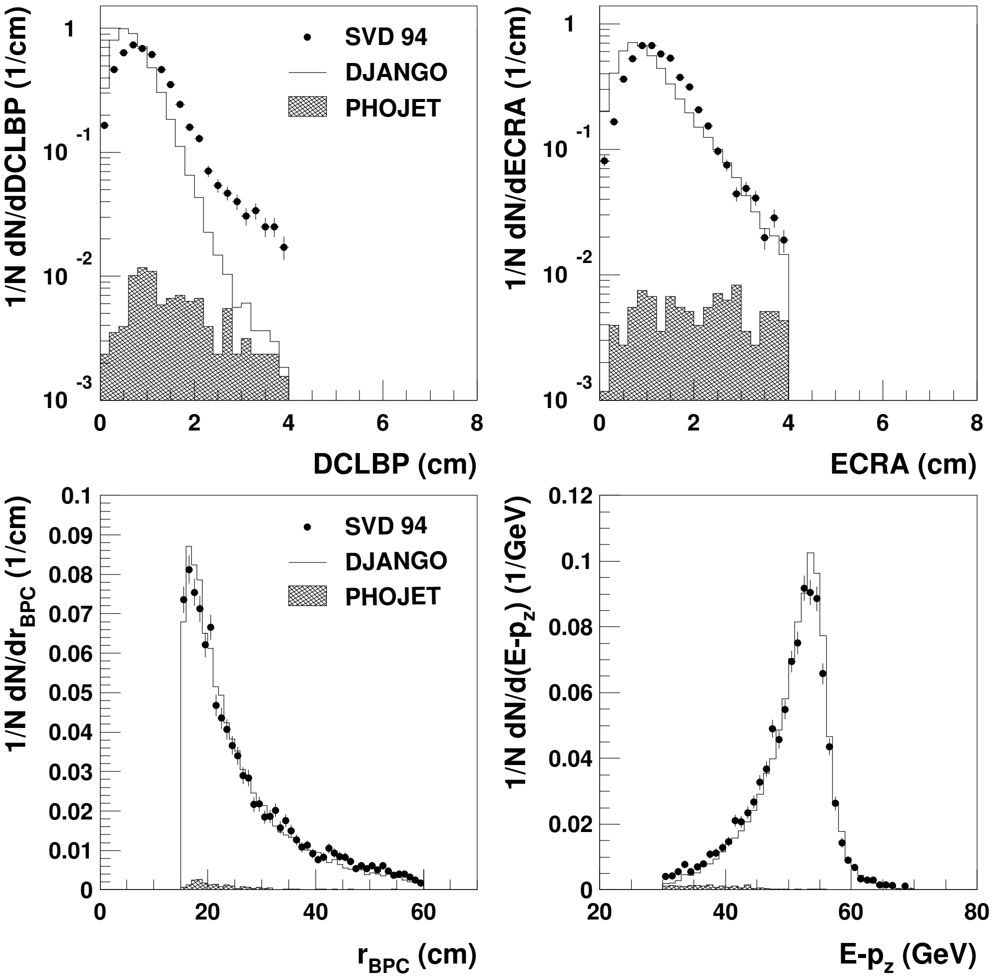

Abb. 4.5: *Verteilungen der Variablen DCLBP, ECRA,* r_{BPC} *und* $E - P_z$ *für die Daten mit verschobenem Vertex im Vergleich mit DJANGO und dem mit PHOJET abgeschätzten Photoproduktionsuntergrund. Die DIS-Verteilungen sind auf die Anzahl N der Ereignisse normiert. Der verbliebene* γp*-Untergrund (PHOJET) ist relativ zu den DIS-Ereignissen normiert.*

BPC stammen. Große Werte für ECRA werden in Photoproduktionsereignissen bevorzugt von Pionen des hadronischen Endzustandes, die als DIS-Elektron mißidentifiziert werden, verursacht. Für die Daten mit verschobenem Vertex sind in der oberen Hälfte der Abbildung 4.5 die Verteilungen der Variablen DCLBP und ECRA im Vergleich mit DJANGO und PHOJET dargestellt. Die simulierten Verteilungen weichen von den gemessenen in beiden Größen ab, die MC-Verteilungen weisen mehr Ereignisse für DCLBP < 1 cm und ECRA < 1 cm auf. Die laterale Ausdehnung des BEMC-Clusters wird etwas zu eng simuliert. Unter Beachtung der logarithmischen Skala demonstrieren die Verteilungen, daß der nach den Schnitten verbleibende γp-Untergrund in der Größenordnung von wenigen % liegt.

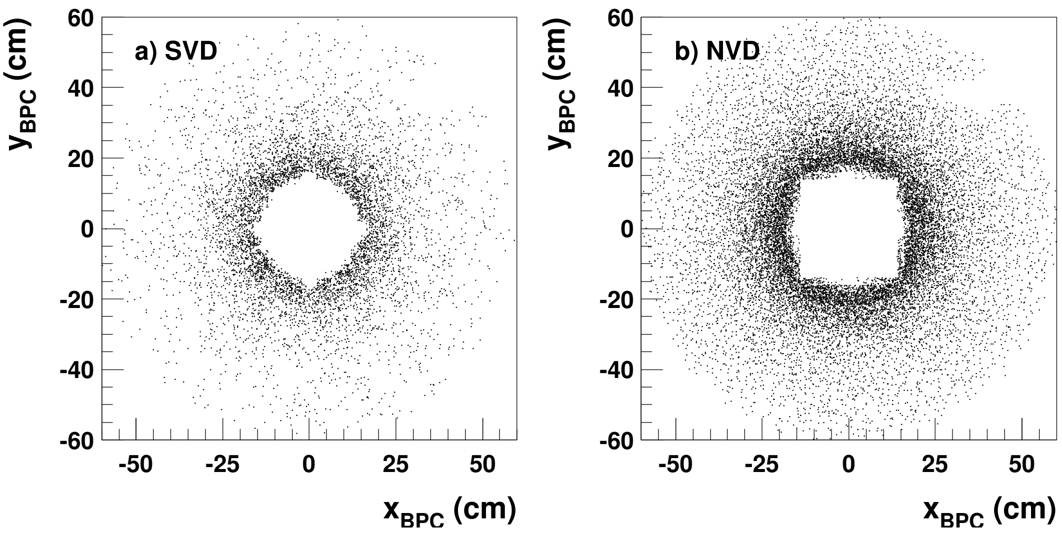

Abb. 4.6: *Verteilung der BPC-Treffer in der $x - y$-Ebene für die Datensätze SVD 94 (a) und NVD 94 (b). Deutlich zu erkennen ist eine ineffiziente BPC-Region bei* $(x_{BPC}, y_{BPC}) \approx (+35, +35)$ *cm.*

- **$15 < \mathrm{r_{BPC}} < 60$ cm**

  $\mathrm{r_{BPC}}$ bezeichnet den radialen Abstand des mit dem BEMC-Cluster assoziierten BPC-Treffers zur Strahlachse. Dieser Schnitt bildet den geforderten Winkelbereich des Elektrons, bezogen auf den mittleren Wechselwirkungspunkt, auf den gemeinsamen Akzeptanzbereich der BPC und des BEMC ab und garantiert die vollständige Rekonstruktion des Elektronclusters. Die radiale Verteilung der BPC-Treffer ist in Abbildung 4.5 unten links zu sehen.

- **$30 < \mathrm{E - P_z} < 70$ GeV**

  Eine weitere Untergrundunterdrückung gelingt durch die Einschränkung der Größe $E - P_z := \sum_i (E_i - p_{z,i})$, wobei die Summe über alle Kalorimetercluster, inklusive des Elektronclusters, läuft. Werden alle Teilchenenergien im Detektor richtig rekonstruiert, sollte aufgrund der Energie- und Impulserhaltung die Summe gleich der zweifachen Strahlenergie des Elektrons $2E_e$ sein:
  $E - P_z = (E_p + E_e) - (p_{p,z} + p_{e,z}) = 2E_e$, da $p_{p,z} = E_p$ und $p_{e,z} = -E_e$.
  Hadronen des Protonrestes, die im Strahlrohr unbeobachtet entkommen, tragen wegen $E_i \simeq p_{z,i}$ kaum zur Summe bei.

  Der untere Schnitt $E - P_z > 30$ GeV unterdrückt Photoproduktionsereignisse, bei denen das Elektron unbeobachtet im Strahlrohr verschwindet, und ISR-Ereignisse, bei denen die Strahlenergie des Elektrons durch Abstrahlung eines nicht nachgewiesenen, reellen Photons reduziert wird. Der obere Schnitt $E - P_z < 70$ GeV verwirft strahlinduzierte Untergrundereignisse. Die $E - P_z$-Verteilung ist in Abbildung 4.5 unten rechts abgebildet. Beide Verteilungen, $\mathrm{r_{BPC}}$ und $E - P_z$, werden vom Monte Carlo DJANGO gut beschrieben.

- **$|x_{BPC}| + |y_{BPC}| > 18$ cm**

  Mangelhafte Effizienz und hohe Korrekturfaktoren in den Übergangsbereichen zwischen den inneren Dreiecksmodulen erfordern diesen rautenförmigen Schnitt zum Ausschluß dieser Bereiche. Zusätzlich werden für die Datensätze mit nominellem Wechselwirkungspunkt durch den Boxschnitt **$|x_{BPC}|$ oder $|y_{BPC}| > 15$ cm** die inneren Dreiecksmodule des BEMC komplett vom Akzeptanzbereich ausgeschlossen, da sie nicht für den BSET-CL2-Trigger verwendet wurden und ebenfalls hohe Korrekturfaktoren aufwiesen. Die Verteilung der BPC-Treffer in der x, y-Ebene nach Anwendung der geometrischen Schnitte ist für die Datensätze NVD 94 und SVD 94 in Abbildung 4.6 dargestellt.

4.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Die in Kapitel 1.1 definierten kinematischen Variablen, von denen nur zwei voneinander unabhängig sind, können nach mehreren Methoden bestimmt werden. Bei gegebenen Strahlenergien E_e und E_p müssen demnach zwei Bestimmungsgrößen, wie beispielsweise Energie und Winkel des gestreuten Elektrons, gemessen werden. Sind Q^2 und y bestimmt, folgen x und W^2 aus diesen Variablen nach den Gleichungen 1.9. Häufig benutzte Methoden zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen sind

- die Elektron-Methode,
- die Jacquet-Blondel-Methode,
- die Σ-Methode und
- die Doppelwinkel-Methode.

Die Elektron-Methode

Die Rekonstruktion der Variablen Q_e^2 und y_e erfolgt über das einlaufende und das gestreute Elektron, das im Laborsystem durch die beiden Größen Energie E_e' und Polarwinkel[5] θ_e charakterisiert ist. Unter Vernachlässigung der Elektronmasse gilt:

$$Q_e^2 = 4E_eE_e' \cos^2\frac{\theta_e}{2}, \tag{4.1}$$

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

---

[5] Der Polarwinkel θ_e ist relativ zur Flugrichtung des Protonstrahls, nach H1–Konvention der positiven z-Richtung im Laborsystem, definiert.

Die experimentellen Unsicherheiten in Energie und Winkel, $\delta E'_e$ und $\delta\theta_e$, übertragen sich auf die Bestimmung der kinematischen Variablen gemäß

$$\frac{\delta Q_e^2}{Q_e^2} = \frac{\delta E_e}{E_e} \oplus \tan\frac{\theta_e}{2}\cdot\delta\theta_e, \tag{4.3}$$

$$\frac{\delta y_e}{y_e} = \frac{y_e-1}{y_e}\frac{\delta E_e}{E_e} \oplus \frac{1-y_e}{y_e}\cot\frac{\theta_e}{2}\cdot\delta\theta_e, \tag{4.4}$$

wobei das Symbol $\oplus$ für die quadratische Addition der Fehlerterme steht. Die experimentellen Fehler in E'_e und θ_e betragen für die Datennahme des Jahres 1994 1% und 1 mrad. Die Präzision der absoluten Energiekalibration des BEMC bestimmt die Grenze der Anwendbarkeit der Elektronmethode. Für abnehmendes y ist die Bestimmung der Variablen x und y aufgrund der dominierenden $\frac{1}{y_e}$-Terme in Gleichung 4.4 mit einer zunehmenden Unsicherheit verbunden. Für Werte $y < 0,05$ wird die Elektron-Methode daher unbrauchbar. Der Fehler in der Variablen Q^2 nimmt für abnehmende Elektronenergien und zunehmende Polarwinkel, und damit im Bereich kleiner Q^2, leicht zu.

Die Jacquet-Blondel-Methode

Diese Methode [109] verwendet zur Bestimmung der kinematischen Variablen die Information des hadronischen Endzustandes. Für Ereignisse des geladenen Stromes ist sie die einzig verwendbare Methode, da das auslaufende Neutrino im Detektor nicht beobachtet werden kann. Die Rekonstruktionsvorschrift nach Jacquet-Blondel lautet

$$Q_h^2 = \frac{(\sum_i p_{x,i})^2 + (\sum_i p_{y,i})^2}{1-y_h}, \tag{4.5}$$

$$y_h = \frac{\sum_i(E_i - p_{z,i})}{2E_e}, \tag{4.6}$$

wobei die Summen über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes mit den Vierervektoren (E_i, p_x, p_y, p_z), also exklusive des Elektrons, laufen. Wieder tragen unter kleinem Winkel gestreute Hadronen des Protonrestes zur Summe $\sum_i(E_i - p_{z,i})$ nur in geringem Maße bei. Technisch erfolgt die Summation über die Zellen des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Der Zähler in Gleichung 4.6 hat aufgrund der Energie- und Impulserhaltung den Wertebereich $0 < \sum_i(E_i - p_{z,i}) < 2E_e$.

Die Genauigkeit dieser Methode ist abhängig von der Unsicherheit der hadronischen Energieskala des LAr-Kalorimeters. Bei kleinen Werten von y ist eine wesentlich genauere Messung von x und y als nach der Elektron-Methode möglich. Die Rekonstruktion von Q^2 ist hingegen mit einem größeren Fehler behaftet.

Die Σ-Methode

Mit Hilfe der Definition $\Sigma = \sum_i(E_i - p_{z,i})$ sind die Rekonstruktionsgleichungen der Σ-Methode [110] gegeben durch

$$Q_\Sigma^2 = \frac{E_e'^2\sin^2\theta_e}{1-y_\Sigma}, \tag{4.7}$$

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E'_e(1-\cos\theta_e)}. \tag{4.8}$$

Der Nenner in Gleichung 4.8 ist, analog zu Gleichung 4.6, gleich der zweifachen Strahlenergie $2E_e$, jedoch ausgedrückt durch die Summe Σ über alle Hadronen des Endzustandes. Dies hat den Vorteil, daß die Methode auch für ISR-Ereignisse gültig ist. Bei diesen Ereignissen wird die Energie des einfallenden Elektrons durch Abstrahlung eines reellen Photons mitunter erheblich reduziert. Im Bereich kleiner y ist die Auflösung der Σ-Methode für die Variablen x und y besser als bei Verwendung der Elektron-Methode.

Die Doppelwinkel-Methode

Diese Methode [111] verwendet zur Bestimmung der kinematischen Variablen den Elektronwinkel θ_e und einen dem hadronischen Endzustand zugeordneten hadronischen Winkel γ. Für ein QPM-Ereignis ist γ identisch mit der Richtung des gestreuten Quarks. Unter Verwendung der Jacquet-Blondel Variablen Q_h^2 und y_h ergibt sich γ zu

$$\cos\gamma = \frac{Q_h^2(1-y_h) - 4E_e^2\, y_h^2}{Q_h^2(1-y_h) + 4E_e^2\, y_h^2}. \tag{4.9}$$

Mit den beiden Polarwinkeln θ und γ lauten die Rekonstruktionsgleichungen

$$\begin{aligned} Q^2_{\theta\gamma} &= 4E_e^2\, \frac{\sin\gamma(1+\cos\gamma)}{\sin\gamma + \sin\theta - \sin(\theta+\gamma)}, && (4.10) \\ y_{\theta\gamma} &= \frac{\sin\theta(1-\cos\gamma)}{\sin\gamma + \sin\theta - \sin(\theta+\gamma)}. && (4.11) \end{aligned}$$

Da die Doppelwinkel-Methode unabhängig ist von der Unsicherheit in den Energieskalen der Kalorimeter, kann sie zur Kalibration der Skalen verwendet werden.

Die Elektron-Methode führt im interessierenden, kinematischen Bereich zur besten Auflösung. Sie wird in der vorliegenden Analyse zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik verwendet, um den transversalen Energiefluß als Funktion der Variablen x und Q^2 zu messen. Mit Hilfe der Σ-Methode werden Untersuchungen zur Abhängigkeit der Messung von der verwendeten Kinematik-Methode durchgeführt (vergl. Kapitel 5.6). Die anderen beiden Methoden dienen der Überprüfung von kinematischen Schnitten und der Kalibration der hadronischen und elektromagnetischen Energieskalen.

4.4 Kinematische Schnitte

Neben den in Kapitel 4.2 erläuterten Schnitten auf Energie und Polarwinkel des gestreuten Elektrons wird eine minimale, nach der Elektron-Methode bestimmte, invariante hadronische Masse W_e^2 von 4400 GeV^2 gefordert. Dieser Schnitt garantiert eine ausreichende hadronische Aktivität im Kalorimeter und schließt die Region $y_e < 0,05$, in der die Elektron-Methode zu großen Fehlern führt, aus[6]. Die Kriterien $E_e' > 12$ GeV und $W_e^2 > 4400$ GeV^2 sind äquivalent zu einer Einschränkung der kinematischen Variablen y_e auf den Bereich $0,05 < y_e < 0,6$.

---

[6] Für $Q^2 < 100$ GeV^2 gilt näherungsweise $W^2 \simeq sy$.

Abbildung 4.7 zeigt auf der linken Seite die Verteilungen der Größen W_e, W_h und des Verhältnisses y_h/y_e, der sogenannten y-Balance, nach dem Schnitt $W_e^2 > 4400$ GeV^2 im Vergleich mit den Modellen DJANGO und HERWIG. Die W-Spektren weisen für $W_e < 100$ GeV bzw. $W_h < 100$ GeV, ebenso wie die linke Flanke der y-Balance, eine auffallende Diskrepanz zwischen Daten und dem Monte Carlo HERWIG auf. Dieser Effekt ist hauptsächlich auf radiative Ereignisse zurückzuführen, die von HERWIG nicht erzeugt werden, und deren Einfluß mit Hilfe eines zusätzlichen Schnittes auf die nach Jacquet-Blondel rekonstruierte invariante Masse W_h^2 verkleinert wird. Auf der rechten Seite der Abbildung 4.7 sind die Verteilungen nach dem Schnitt $W_h^2 > 4400$ GeV^2 gezeigt[7].

Der Mittelwert der y-Balance liegt unterhalb von Eins, da hadronische Energieverluste, auf die in der Rekonstruktion nicht korrigiert wurde, insbesondere bei größeren Winkeln im BBE und im BEMC zu verringerten Werten von y_h führen. Dieser Effekt wird für gemessene und simulierte Daten gleichermaßen beobachtet, die y-Balance wird vom Monte Carlo DJANGO nach dem Schnitt $W_h^2 > 4400$ GeV^2 gut beschrieben.

Die Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen die Verteilungen für die nach der Elektron-Methode rekonstruierten kinematischen Variablen $\log Q^2, y, \log x$ und W der Datensätze NVD 94 und SVD 94 im Vergleich mit den Modellen DJANGO und HERWIG. Die schon in Abbildung 4.2 beobachte Abweichung zwischen DJANGO und dem Datensatz NVD 94 im Energiespektrum des Elektrons überträgt sich natürlich auf die nach der Elektron-Methode bestimmten kinematischen Variablen. Die y-Verteilung ist quasi das Spiegelbild der E'_e-Verteilung[8]. HERWIG beschreibt die gemessenen Daten besser als DJANGO, was im wesentlichen auf die von HERWIG verwendete Strukturfunktion MRSH (für den Datensatz mit nominellem Wechselwirkungspunkt) zurückzuführen ist. Die auf den F_2-Messungen von H1 und ZEUS beruhende MRS-Parametrisierung [40] MRSH[9] liegt im relevanten kinematischen Bereich näher an der gemessenen Strukturfunktion F_2 als GRV. In Abbildung 4.9 zeigt sich, daß HERWIG und DJANGO, die für den niedrigen Q^2-Bereich beide GRV verwenden, die gemessenen Verteilungen gleichermaßen gut beschreiben. Zusätzlich ist der nach den erläuterten Schnitten verbliebene Photoproduktionsuntergrund als schraffierte Fläche markiert.

---

[7] Alle bisher gezeigten Verteilungen enthielten bereits den Schnitt $W_h^2 > 4400$ GeV^2.

[8] Dies ist direkt aus Gleichung 4.2 ersichtlich, für große Streuwinkel $\theta_e \approx 170°$ gilt $\sin^2(\theta_e/2) \approx 1$.

[9] Der zusätzliche Buchstabe H steht für HERA.

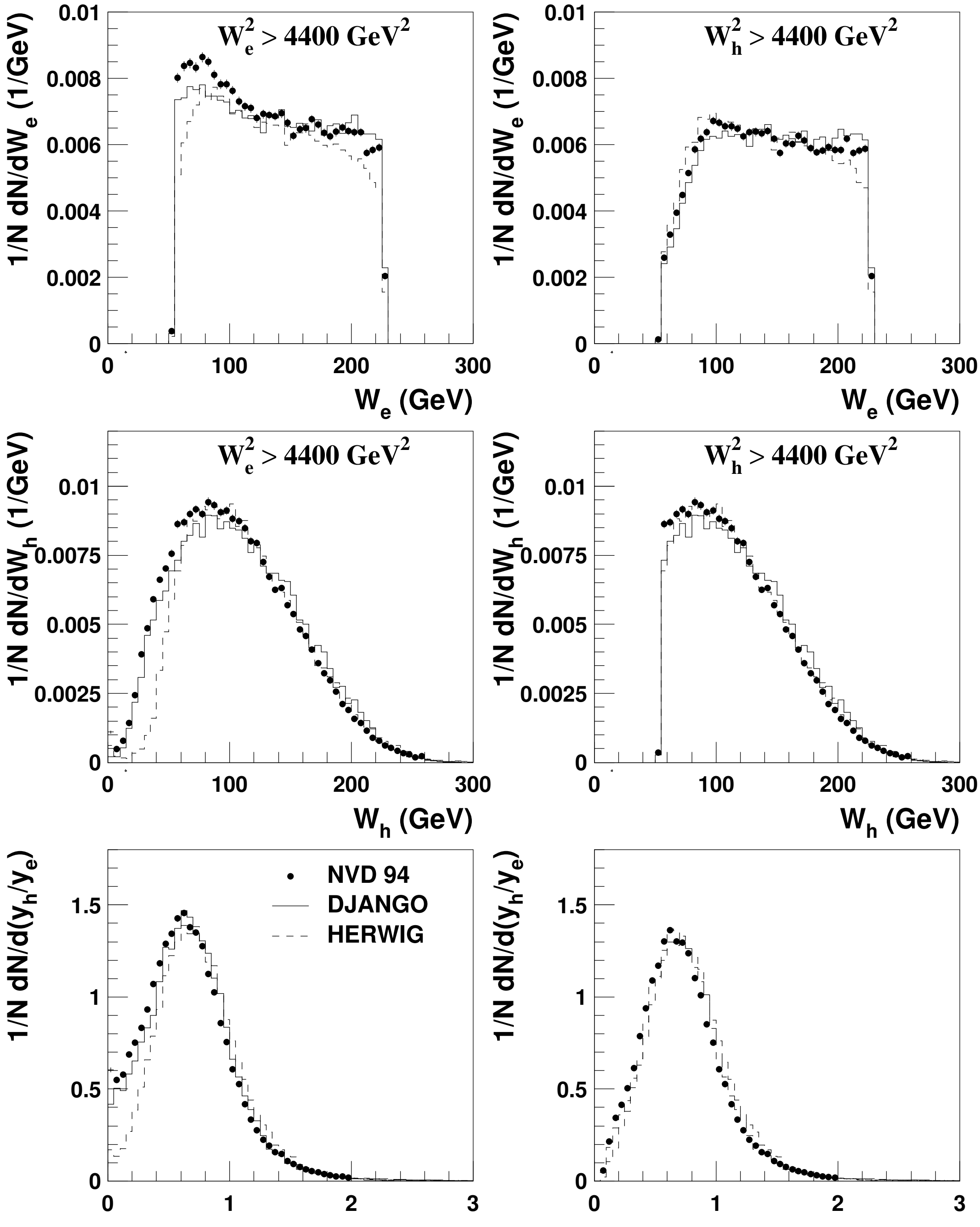

Abb. 4.7: *Reduktion radiativer Ereignisse mit dem Schnitt* $W_h^2 > 4400$ *GeV*^{2}*. Auf der linken Seite sind die* W_e*- und* W_h*-Verteilungen sowie die* y*-Balance vor dem Schnitt, auf der rechten Seite nach dem Schnitt dargestellt. Die Verteilungen sind auf die Anzahl* N *der Ereignisse normiert.*

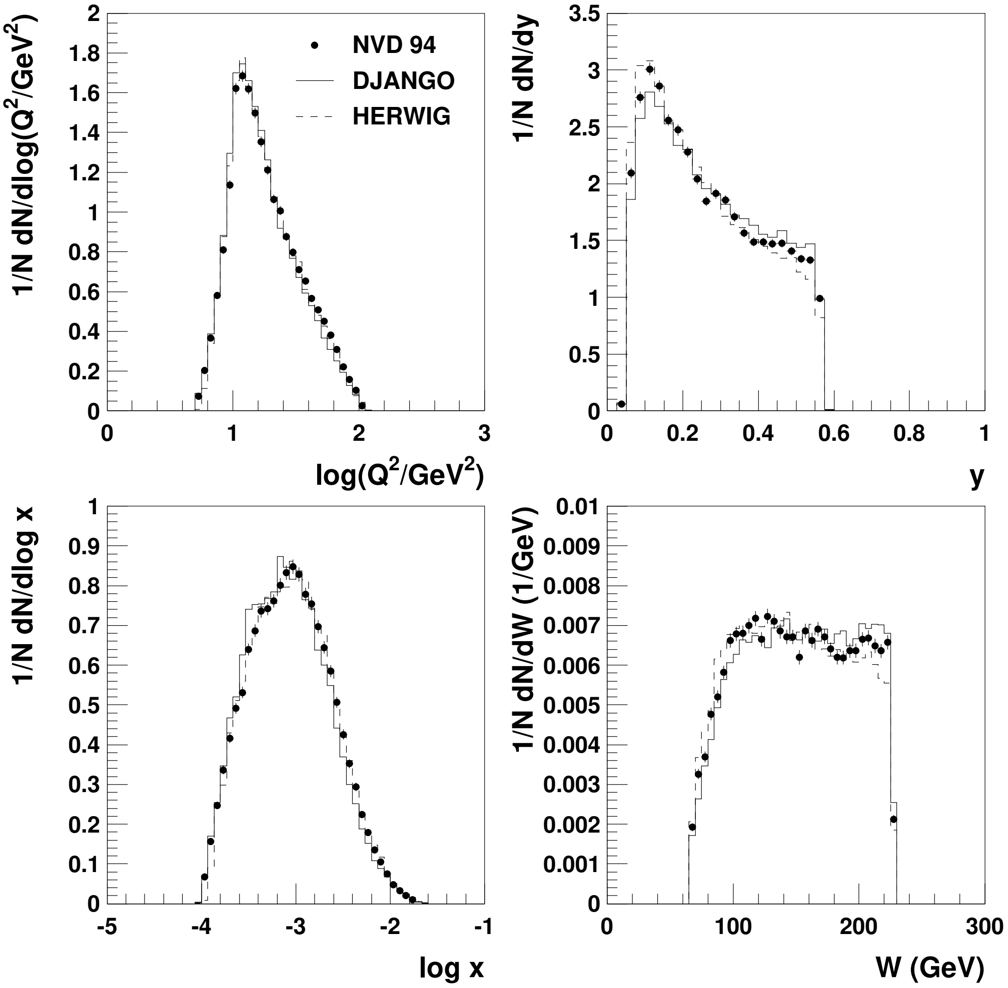

Abb. 4.8: *Verteilung selektierter Ereignisse mit nominellem Vertex als Funktion der kinematischen Variablen nach der Elektron-Methode für gemessene und simulierte Daten. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert.*

4.5 Cluster, Spuren und Teilchen

Für ein tiefunelastisches Ereignis werden bis zu drei Klassen von Vierervektoren (*Objekte*), die auf unterschiedlichen Informationen des Detektors bzw. des MC-Generators beruhen, definiert:

- *Cluster* sind rekonstruierte Detektor-Objekte, sie bezeichnen die Vierervektoren der Energiedepositionen im Flüssig-Argon-Kalorimeter und im BEMC. Die Cluster werden der Akzeptanzbedingung $4{,}4° < \theta_{cl} < 174°$ unterworfen, wobei θ_{cl} den Polarwinkel des Clusterschwerpunktes (vergl. Gleichung 2.4) bezeichnet. Der Akzeptanzbereich der Kalorimeterzellen, aus denen die Cluster aufgebaut sind, wird in derselben Weise eingeschränkt. Da es vorkommen kann, daß Cluster nur aus

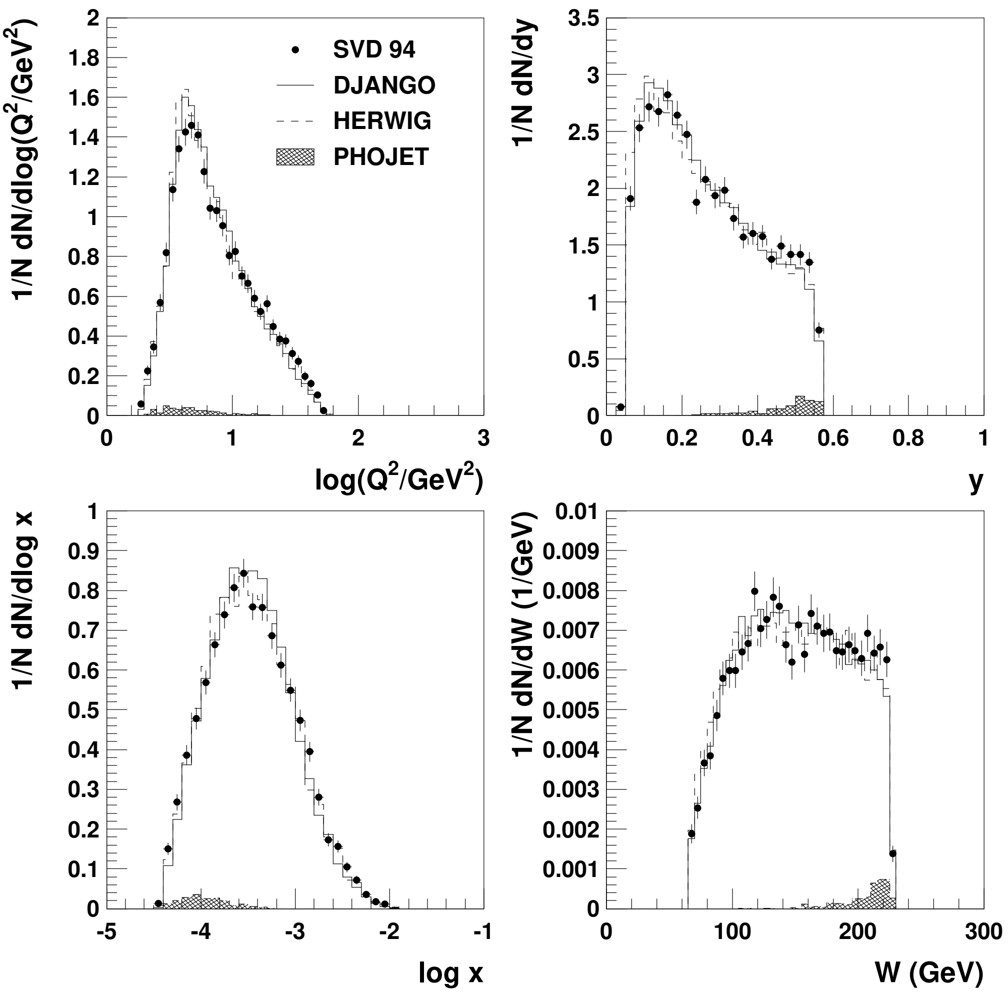

Abb. 4.9: *Verteilung selektierter Ereignisse mit verschobenem Vertex als Funktion der kinematischen Variablen nach der Elektron-Methode für gemessene und simulierte Daten. Der verbliebene Photoproduktionsuntergrund ist als schraffierte Fläche markiert. Die DIS-Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert. Der verbliebene γp-Untergrund (PHOJET) ist relativ zu den DIS-Ereignissen normiert.*

Zellen bestehen, deren Energie im Rahmen der Rauschunterdrückung auf fast Null gesetzt wurde, wird zusätzlich eine Cluster-Mindestenergie von 5 MeV verlangt, um derartige energielose Cluster, die die Clustermultiplizität n_{cl} verfälschen, zu verwerfen.

Einige wichtige Clustereigenschaften sind in Abbildung 4.10 gezeigt. Abgesehen von der Clustermultiplizität, die von den Modellen und insbesondere von DJANGO nicht beschrieben wird (siehe Kapitel 5.6), zeigen die simulierten Clustergrößen gute Übereinstimmung mit den gemessenen Größen, die Kalorimeter-Simulation ist zufriedenstellend. Im Mittel besteht ein Cluster aus 2-3 Zellen. Die Verteilungen des Polarwinkels θ_{cl} und insbesondere der Pseudorapidität η

zeigen im Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters (IF, OF) mehr gemessene als mit den Monte Carlos DJANGO und HERWIG simulierte Cluster. Die verringerte Nachweiswahrscheinlichkeit des BBE für Hadronen führt in der Verteilung des Polarwinkels zu einem Einbruch bei $\theta_{cl} \approx 150°$. In der Verteilung des Azimutalwinkels ϕ_{cl} zeichnet sich die Oktantenstruktur des LAr-Kalorimeters ab. Das Spektrum der Transversalenergie E_T fällt mit zunehmendem E_T schnell ab. DJANGO und HERWIG produzieren deutlich weniger Ereignisse mit $E_T < 1$ GeV.

- *Spuren* sind ebenfalls rekonstruierte Detektor-Objekte, die die Vierervektoren der im Spurkammersystem nachgewiesenen, geladenen Teilchen bezeichnen. Die Spuren unterliegen der Akzeptanzbedingung für das zentrale Spurkammersystem $22° < \theta_{tr} < 155°$, wobei θ_{tr} den aus dem Spurvektor berechneten Polarwinkel bezeichnet. Da sich die Impulsauflösung mit zunehmendem Impuls verschlechtert, wird eine Obergrenze für die Spurimpulse gesetzt: $p_{T,tr} < 10$ GeV.

  Einige wichtige Spureigenschaften sind in Abbildung 4.11 gezeigt. Die Spurmultiplizität n_{tr} wird, ähnlich wie die Clustermultiplizität, von DJANGO unterschätzt, was sich auch auf die Winkelverteilungen θ_{tr} und ϕ_{tr} niederschlägt. Die Unterteilung der zentralen Spurkammer in einen inneren (CJC1) und äußeren (CJC2) Bereich spiegelt sich in der Verteilung der Spurlänge L wieder. Das Impulsspektrum p_T fällt wesentlich steiler ab als das mit dem Kalorimeter gemessene E_T-Spektrum.

- *Teilchen* sind generierte MC-Objekte, sie bezeichnen die Vierervektoren der generierten Partonen und stabilen Hadronen. Die Teilchen unterliegen keiner Akzeptanzbedingung im Polarwinkel θ. Die mittlere Multiplizität für Hadronen und Partonen sowie die p_T-Spektren beider Teilchenarten sind in Abbildung 4.12 für 3 Monte Carlo-Modelle gezeigt. Sowohl die Hadronmultiplizität n_{hadr} als auch die Partonmultiplizität n_{part} zeigen auffallend große Modellunterschiede. Das p_T-Spektrum der Hadronen stimmt für alle Modelle recht gut überein. Das p_T-Spektrum der Partonen hingegen zeigt große Modellunterschiede. Insbesondere das HERWIG-Spektrum weicht aufgrund des verwendeten Clustermodells für die Hadronisierung stark von den Modellen ARIADNE und LEPTO, die beide das String-Modell verwenden, ab. Die großen Unterschiede für die Partonen weisen darauf hin, daß Hadronisierungseffekte einen wesentlichen, modellabhängigen Einfluß auf den Energiefluß haben und studiert werden müssen.

Wesentlich für kalorimetrische Messungen ist die absolute Kalibration der Kalorimeter. Für die Überprüfung der Kalibration wird ausgenutzt, daß der Transversalimpuls des gesamten hadronischen Endzustandes p_T^h, inklusive des Protonrestes, im Laborsystem den Transversalimpuls des Elektrons p_T^e balanzieren muß. Hadronen, die in Vorwärtsrichtung unter kleinen Winkeln außerhalb der LAr-Akzeptanz gestreut werden, und niederenergetische Hadronen, die die Kalorimeter nicht erreichen, lassen für das Verhältnis p_T^h/p_T^e einen Mittelwert etwas kleiner als 1 erwarten.

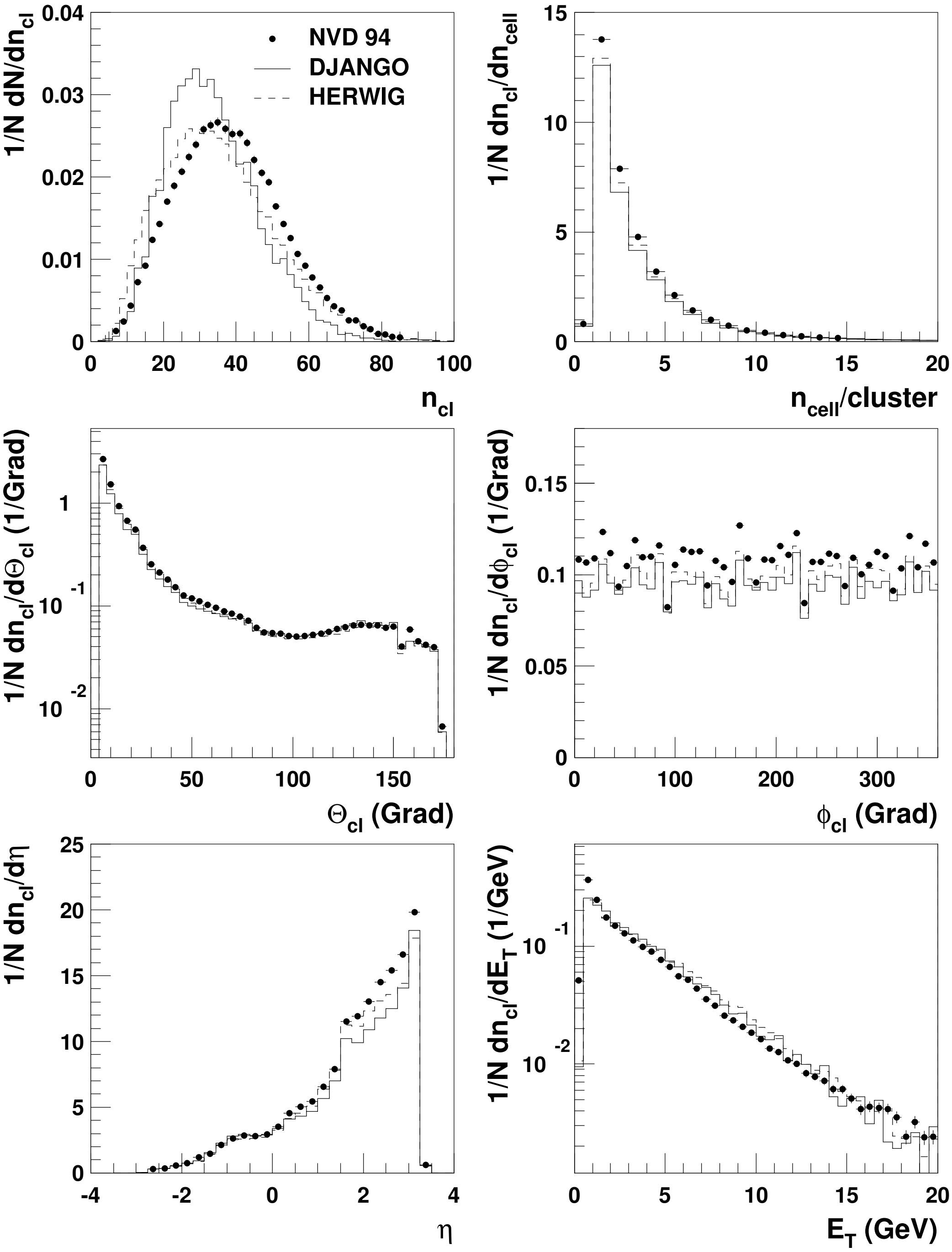

Abb. 4.10: *Wichtige Clustereigenschaften gemessener und simulierter Ereignisse nach Anwendung aller Selektionskriterien. Die Clustermultiplizität* n_{cl}*, die Anzahl der Kalorimeterzellen* n_{cell} *pro Cluster, Polar- und Azimutalwinkel, Pseudorapidität und Transversalenergie. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert.*

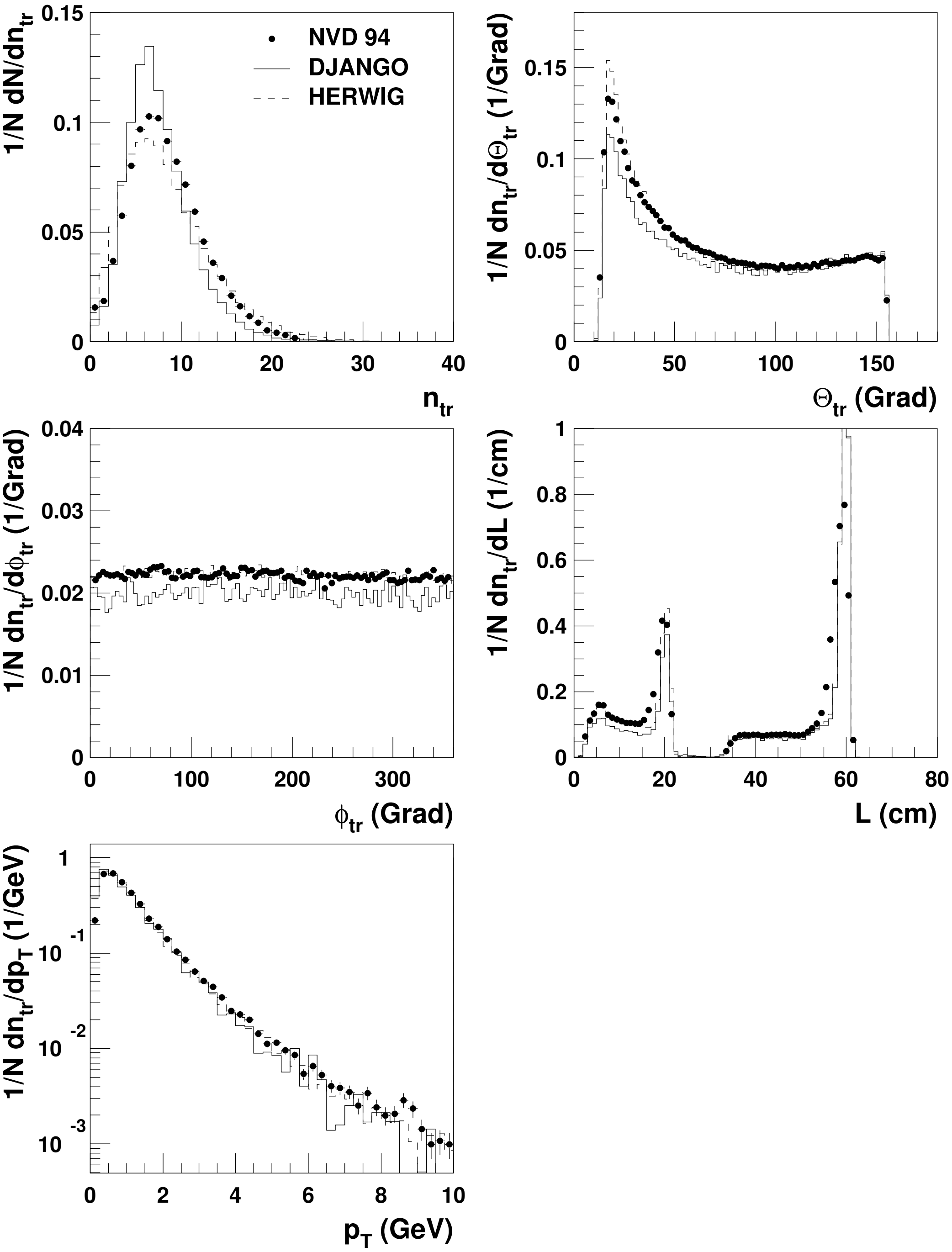

Abb. 4.11: *Wichtige Spureigenschaften gemessener und simulierter Ereignisse nach Anwendung aller Selektionskriterien. Die Spurmultiplizität n_{tr}, Polar- und Azimutalwinkel, Spurlänge L und Transversalimpuls. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert.*

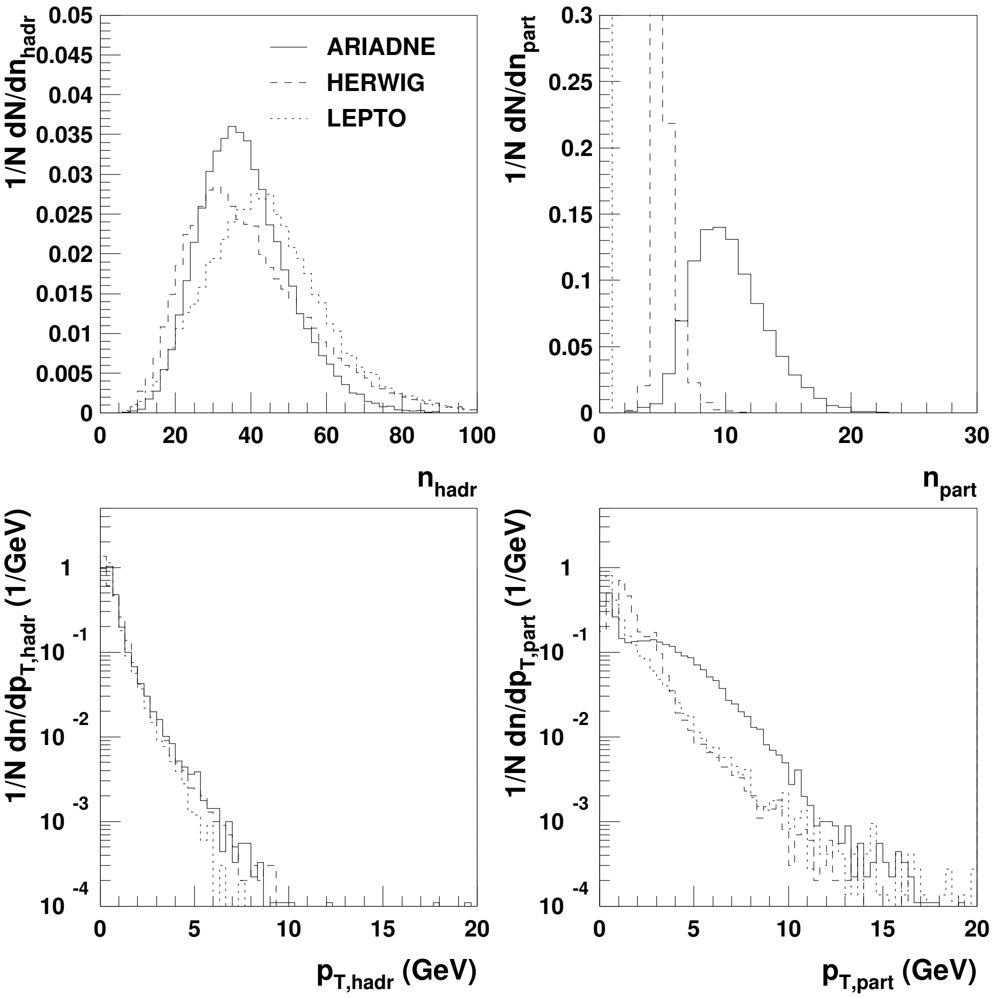

Abb. 4.12: *Wichtige Teilcheneigenschaften generierter Ereignisse nach Anwendung der physikalischen Schnitte für die Modelle ARIADNE, HERWIG und LEPTO. Die Hadronmultiplizität* n_{hadr}*, Partonmultiplizität* n_{part}*,* p_T*-Spektren für Hadronen und Partonen. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert.*

In Abbildung 4.13 ist auf der linken Seite die p_T-Balance für die Datensätze SVD 94 und NVD 94 zu sehen. Der Vergleich mit den Modellen, die später für die Korrektur auf Detektoreffekte herangezogen werden sollen, gibt Aufschluß über die Kalibration der hadronischen Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Um eine bessere Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo zu erreichen, wurde die hadronische Skala reskaliert. 1993 wurden die Energien der hadronischen Cluster mit einem Faktor 1,04 multipliziert, 1994 wurde ein äquivalenter Korrektureffekt erzielt durch einen höheren Korrekturfaktor für das inaktive Material vor der ersten Zellenlage. Um den Einfluß der Kinematik des Ereignisses auf die absolute Kalibration zu untersuchen, wurde die p_T-Balance als Funktion der Variablen x und Q^2 studiert. Diese und weitergehende Studien zur Kalibration auf Basis der Kalorimeterzellen ergaben, daß die globale Unsicherheit in der hadronischen Skala zu 5% angenommen werden kann [67].

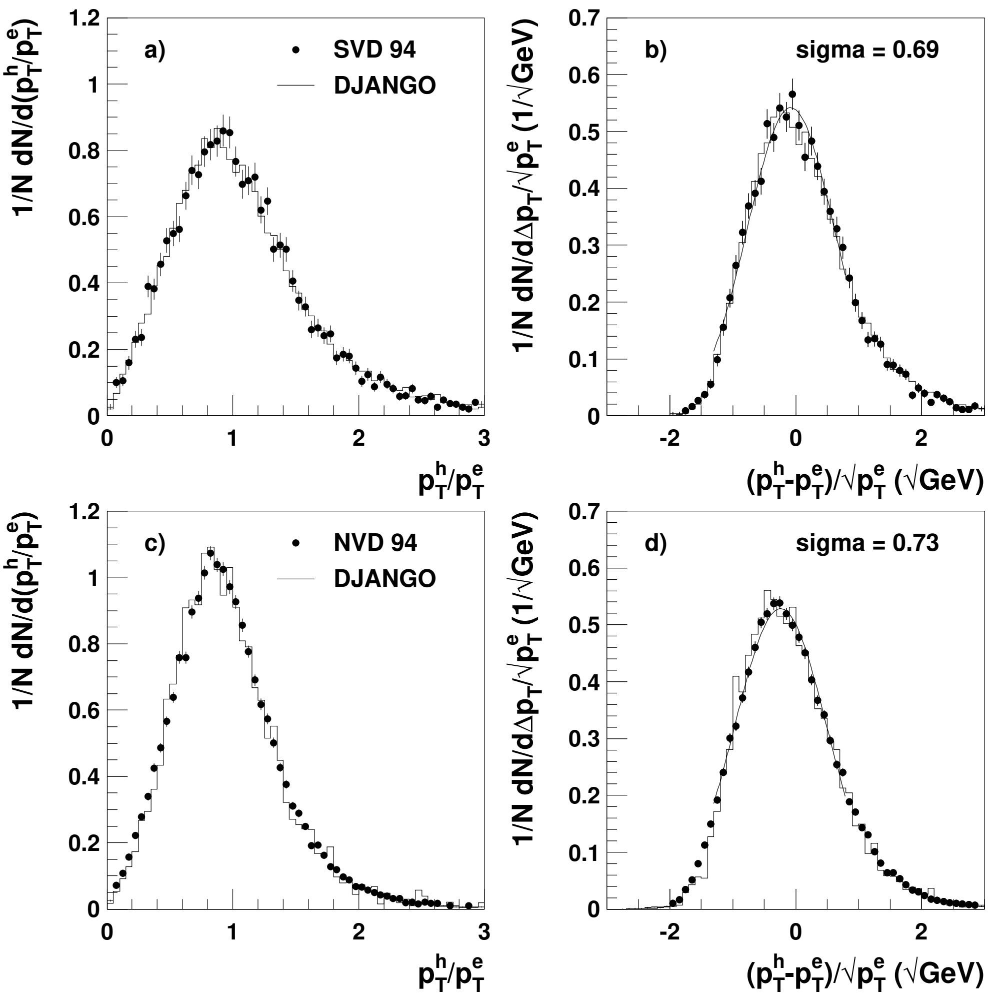

Abb. 4.13: *Überprüfung der hadronischen Energieskala und Kalorimeterauflösung anhand der p_T-Balance p_T^h/p_T^e (a),(c) und der Größe $(p_T^h - p_T^e)/\sqrt{p_T^e}$ (b),(d) für die Datensätze SVD und NVD 94.*

Auf der rechten Seite der Abbildung 4.13 ist die Verteilung der Größe $(p_T^h - p_T^e)/\sqrt{p_T^e}$, die ein Maß für die relative Energieauflösung der Kalorimeter darstellt, für SVD 94 und NVD 94 gezeigt. Die Differenz $(p_T^h - p_T^e)$ wird mit $1/\sqrt{p_T^e}$ skaliert, um dem typischen Auflösungsverhalten eines Kalorimeters Rechnung zu tragen. Unabhängig von der Energie ergibt sich für die mittlere, hadronische Energieauflösung ein Wert um die $70\%/\sqrt{p_T^e}$. Dieser Wert liegt über den in Kapitel 2.3.2 proklamierten 50% für den führenden Term A in Gleichung 2.1. Die derart ermittelte Auflösung stellt ein sehr gutes Ergebnis dar, da sich erstens p_T^h aus verschiedenen Energien und Winkeln zusammensetzt, und zweitens auch Pionen mit Energien unterhalb der hohen Teststrahlenergien eingehen, für die die Auflösung $50\%/\sqrt{E}$ ermittelt wurde. Schließlich wird, jedoch weniger bedeutsam als die zuvor genannten Effekte, auch die elektromagnetische Energieauflösung des BEMC von $10\%/\sqrt{E}$ in die Auflösung hineingefaltet.

4.6 Schnitte gegen diffraktiven Untergrund

Die in Kapitel 3.3.1 vorgestellten diffraktiven Ereignisse werden in der vorliegenden Analyse als Untergrund betrachtet, da auf einem Pomeronaustausch basierende, diffraktive Prozesse weder in den QCD-Rechnungen, noch in allen Monte Carlo-Modellen, mit denen der gemessene Energiefluß verglichen werden soll, berücksichtigt sind. In dieser Arbeit wird ein Ereignis diffraktiv genannt, wenn es im Vorwärtsbereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters $4,4° < \theta < 15°$ eine Energie E_{fwd} kleiner als 0,5 GeV deponiert und somit eine charakteristische Rapiditätslücke aufweist. Für generierte MC-Ereignisse wird die Vorwärtsenergie E_{fwd} sinngemäß aus den einzelnen Teilchenenergien berechnet.

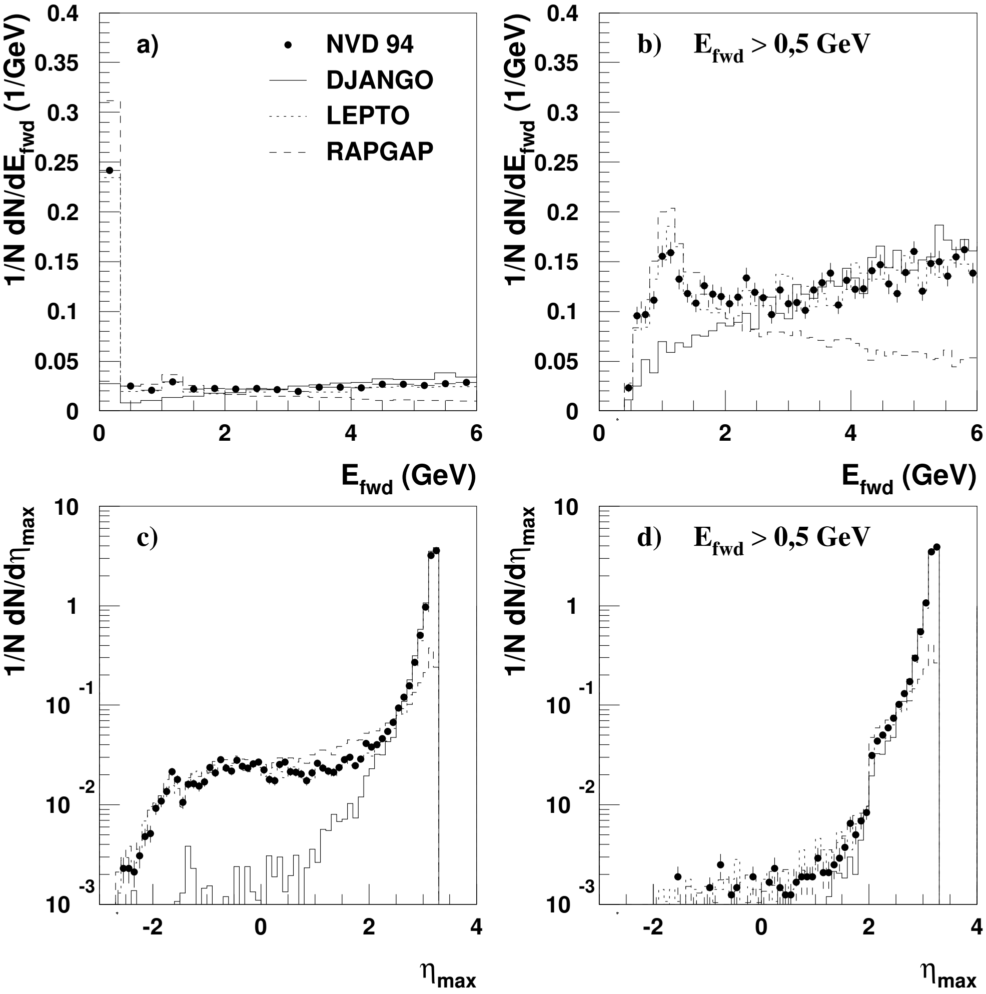

Abb. 4.14: *Reduktion diffraktiver Ereignisse mit dem Schnitt $E_{fwd} > 0,5$ GeV. Links sind die Verteilungen in den Variablen E_{fwd} (a) und η_{max} (c) vor Anwendung des E_{fwd}-Schnittes zu sehen. Rechts in (b) und (d) ist die Auswirkung des Schnittes auf die E_{fwd}- und die η_{max}-Verteilung dargestellt. Die DIS-Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert. Der diffraktive Untergrund (RAPGAP) ist relativ zu den DIS-Ereignissen normiert.*

Abbildung 4.14 zeigt links die anhand der bisher vorgestellten Kriterien selektierten Ereignisse als Funktion von E_{fwd} (a). Die gemessenen Datenpunkte NVD 94 weisen im Bereich $E_{fwd} < 0,5$ GeV eine enorme Überhöhung bezüglich der mit DJANGO simulierten Ereignisse auf. Diese Erhöhung wird mit dem Beitrag diffraktiver Ereignisse zum Datensatz identifiziert und von den Modellen LEPTO und RAPGAP[10], die beide Ereignisse mit einer Rapiditätslücke erzeugen, in gleicher Weise nachvollzogen. Die diffraktiven Untergrundereignisse können demnach mit dem Schnitt $E_{fwd} > 0,5$ GeV verworfen werden (b). In dem Bereich $0,5 < E_{fwd} < 2$ GeV verbleibt eine kleine Überhöhung an diffraktiven Ereignissen, die von LEPTO und RAPGAP schön beschrieben wird. Obwohl diese Untersuchung zeigt, daß der Schnitt $E_{fwd} > 2$ GeV optimal wäre, wird in Übereinstimmung mit der 1993 gewählten Selektion der Schnitt $E_{fwd} > 0,5$ GeV beibehalten.

Die Anwendung des Vorwärtsenergieschnittes kann mit Hilfe der Observablen η_{max} kontrolliert werden. η_{max} ist definiert als diejenige Pseudorapidität, bei der, ausgehend von der Protonflugrichtung, im LAr-Kalorimeter der erste Cluster mit einer Energie $E_{cl} > 0,4$ GeV gefunden wird. Die Auswirkung des E_{fwd}-Schnittes auf die η_{max}-Verteilung wird in Abbildung 4.14 unten illustriert. Die Datenpunkte mit $\eta_{max} < 2$ liegen um bis zu einer Dekade über den simulierten Ereignissen (c). Dieser Ausläufer zu kleinen Werten von η_{max} wird von LEPTO sogar noch besser nachvollzogen als von RAPGAP. Als DIS-Generator beschreibt LEPTO zudem die Datenpunkte mit $\eta_{max} > 2$. Der Überhang an diffraktiven Ereignissen mit großer Rapiditätslücke verschwindet nach Anwendung des physikalischen Schnittes $E_{fwd} > 0,5$ GeV (d).

Alternative Definition eines diffraktiven Ereignisses

Diffraktive Ereignisse können alternativ mittels der in Kapitel 3.3.1 eingeführten Variablen $x_{I\!P}$ und M_y definiert werden. Ein Ereignis heißt demnach diffraktiv, wenn $x_{I\!P} < 0,05$ und $M_y < 2$ GeV gilt. Für rekonstruierte Ereignisse wird diese Definition emuliert durch die sogenannte *Vorwärtsselektion*, die auf den vorderen Detektorkomponenten beruht. Die Vorwärtsselektion stellt folgende Anforderungen an ein rekonstruiertes diffraktives Ereignis:

- Die im Plug-Kalorimeter deponierte Gesamtenergie ist kleiner als 7,5 GeV.
- Die Anzahl der Trefferpaare in den ersten drei Ebenen des Vorwärts-Myonspektrometers ist kleiner als 2.
- Die Anzahl der Treffer im 1994 eingebauten Protonrest-Detektor (PT) ist 0.
- $\eta_{max} < 3,2$.
- Alle genannten Detektorkomponenten waren während der Datennahme voll funktionsfähig.

---

[10] Der mit RAPGAP simulierte Datensatz entspricht der 4-fachen integrierten Luminosität des Datensatzes NVD 94.

Der wesentliche Unterschied der beiden Definitionen für ein diffraktives Ereignis besteht in der geforderten Rapiditätslücke. Erstere Definition verlangt eine Rapiditätslücke im Bereich $1,8 < \eta < 3,3$, letztere außerhalb der Akzeptanz des LAr-Kalorimeters im Bereich $3,3 < \eta < 6$. Diese beiden Definitionen schließen sich nicht aus, etwa die Hälfte der beobachteten Ereignisse mit einer Rapiditätslücke genügt beiden Kriterien. Da die DIS-Selektion der 1993 aufgezeichneten Daten den Schnitt $E_{fwd} > 0,5$ GeV zur Unterdrückung diffraktiven Untergrundes benutzte, wurde dieses Kriterium zur besseren Vergleichbarkeit der Ergebnisse für die Analyse der Datensätze NVD 94 und SVD 94 beibehalten.

Der Verlauf von RAPGAP für $\eta_{max} > 2$ in Abbildung 4.14 (d) suggeriert einen verbleibenden diffraktiven Untergrund von 10%. Dies liegt daran, daß von RAPGAP auch DIS-ähnliche Ereignisse ohne Rapiditätslücke mit großen Werten von $x_{I\!P}$ ($x_{I\!P} < 1$) erzeugt werden; die Grenze zwischen diffraktiven und nicht-diffraktiven Ereignissen ist fließend und muß definiert werden [112]. Die Differenz der durch den E_{fwd}-Schnitt und die Vorwärtsselektion verworfenen Ereignisse kann als Maß für den verbleibenden Untergrund an Ereignissen mit Rapiditätslücke nach Anwendung des E_{fwd}-Schnittes angesehen werden. Er beträgt etwa 2%. In Tabelle 4.1 sind die Reduktionsfaktoren in Abhängigkeit der verwendeten Selektion dargestellt. Auffallend ist der hohe Anteil von Ereignissen mit einer Rapiditätslücke in HERWIG. In Kapitel 5.4 wird die zum E_{fwd}-Schnitt alternative Verwendung der Vorwärtsselektion zur Unterdrückung diffraktiver Ereignisse studiert.

	NVD 94	DJANGO	HERWIG	LEPTO	RAPGAP
E_{fwd}-Schnitt:	9%	1%	29%	8%	40%
Vorwärtsselektion:	11%	6%	18%	10%	90%

Tab. 4.1: *Als diffraktiv verworfene Ereignisse in Abhängigkeit des gewählten Selektionskriteriums in %.*

4.7 Transformation ins Schwerpunktsystem

Das hadronische Schwerpunktsystem (*center of mass system*, CMS) ist das gemeinsame Schwerpunktsystem des ausgetauschten Bosons und des Protons. Photon und Proton sind im CMS beide entlang der $z^\star$-Achse ausgerichtet. Im QPM-Modell fliegen nach dem Stoß das gestreute Quark und der Protonrest, ebenfalls auf der $z^\star$-Achse, in entgegengesetzter Richtung auseinander. Für eine Messung des transversalen Energieflusses im CMS müssen die in Kapitel 4.5 definierten Objekte aus dem Laborsystem in dieses Bezugssystem transformiert werden. Nachdem für jedes Ereignis der Summenvektor aus Boson und Proton $(k - k' + P)$ gebildet wurde, werden die Cluster, Spuren und Teilchen in das CMS mit $(k - k' + P) = 0$ transformiert.

In Abbildung 4.15 ist die Winkelverteilung der mit den Modellen ARIADNE und HERWIG generierten Hadronen im Laborsystem (a) und im hadronischen Schwerpunkt-

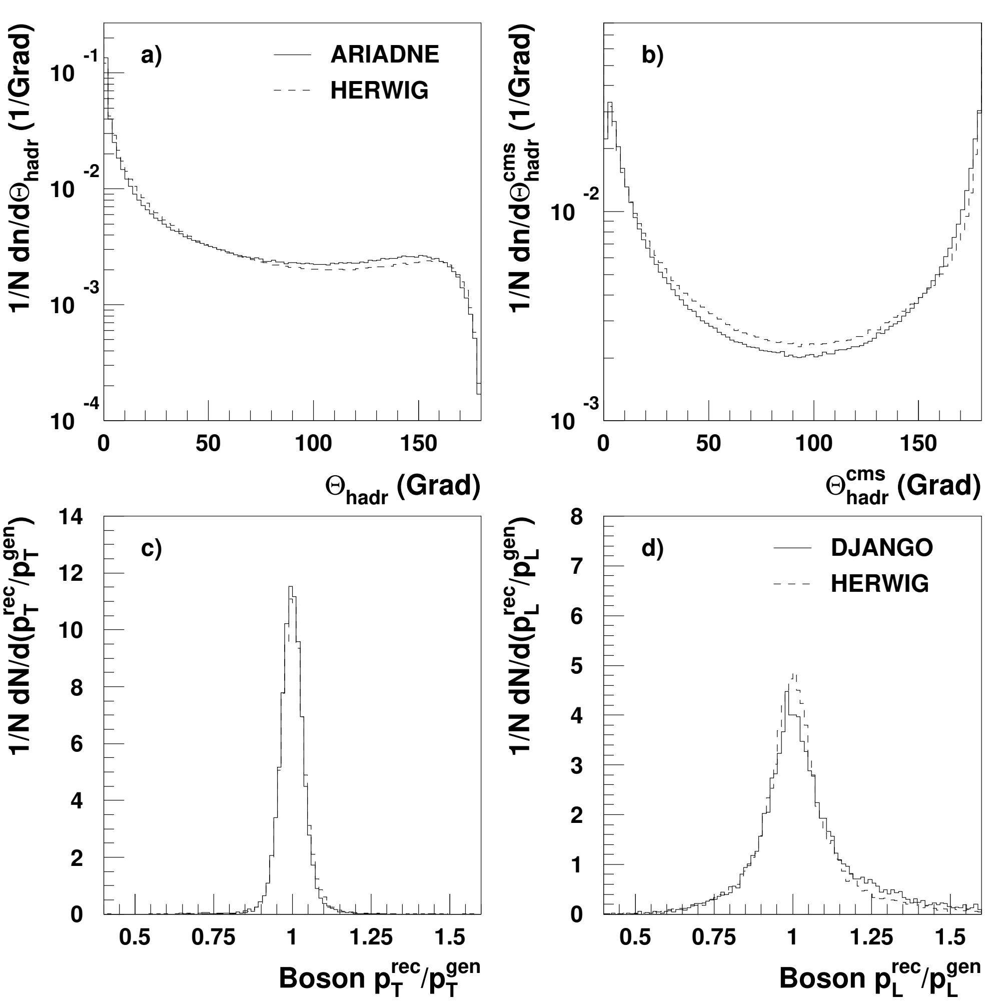

Abb. 4.15: *Winkelverteilung der generierten Hadronen im Laborsystem (a) und im hadronischen Schwerpunktsystem (b). Auflösung in der transversalen (c) und longitudinalen Komponente (d) des nach der Elektron-Methode rekonstruierten Bosons im Laborsystem.*

system (b) dargestellt. Im Laborsystem ist aufgrund der unterschiedlichen Strahlenergien der Teilchenfluß in Vorwärtsrichtung (kleine Winkel) viel größer als in Rückwärtsrichtung, während im CMS die Winkelverteilung im Mittel symmetrisch um $\theta_{CMS} = 90^\circ$ ist. Die hadronische Aktivität zwischen gestreutem Quark $\theta_{CMS} = 0^\circ$ und Protonrest[11] $\theta_{CMS} = 180^\circ$ ist auf Hadronisierungsbeiträge, die durch das gespannte Farbband modelliert werden, und auf die QCD-Abstrahlung von Partonen zurückzuführen.

Die experimentelle Bestimmung des Vierervektors des ausgetauschten Bosons führt zu einer begrenzten Auflösung in der transversalen und longitudinalen Komponente des rekonstruierten Bosons (Abbildung 4.15 unten). Wird das Boson nach der Elektron-Methode rekonstruiert, geht der Fehler $\delta E'_e$ in die Unsicherheiten δp_T und δp_L in gleicher

---

[11] Nach der gewählten Konvention fliegt das Proton im CMS in Richtung negativer Rapidität.

Weise ein, der Fehler $\delta\theta_e$ wirkt sich jedoch gemäß $\cos\theta_e\delta\theta_e$ auf die Transversalkomponente und gemäß $\sin\theta_e\delta\theta_e$ auf die Longitudinalkomponente aus. Dies hat zur Folge, daß die Auflösung in der transversalen Komponente für den selektierten θ_e-Bereich und die gegebenen Fehler $\delta E'_e$ und $\delta\theta_e$ etwa doppelt so gut ist (c) wie diejenige in der longitudinalen Komponente (d).

Der Einfluß der Unsicherheit in der Rekonstruktion des ausgetauschten Bosons auf den zu untersuchenden transversalen Energiefluß wird in Kapitel 5.6 zusammen mit anderen systematischen Effekten durch Vergleich mit dem idealen MC-Boson, das per definitionem genau auf der $z^\star$-Achse im CMS liegt, studiert.

<table>
<tr><th>verschobener Vertex
SVD</th><th>nomineller Vertex
NVD</th></tr>
<tr><td colspan="2">Rekonstruktionsschnitte</td></tr>
<tr><td colspan="2">$DCLBP < 4$ cm</td></tr>
<tr><td colspan="2">$ECRA < 4$ cm</td></tr>
<tr><td colspan="2">$15 < r_{BPC} < 60$ cm</td></tr>
<tr><td colspan="2">BPC: $|x| + |y| > 18$ cm</td></tr>
<tr><td></td><td>BPC: $|x|$ oder $|y| > 15$ cm</td></tr>
<tr><td>$36 < Z_{vtx} < 96$ cm</td><td>$-25 < Z_{vtx} < 35$ cm</td></tr>
<tr><td colspan="2">$\delta Z < 5$ cm</td></tr>
<tr><td colspan="2">$30 < E - p_z < 70$ GeV</td></tr>
<tr><td colspan="2">Clusterselektion:</td></tr>
<tr><td colspan="2">$4,4^\circ < \theta_{cl} < 174^\circ$</td></tr>
<tr><td colspan="2">$E_{cl} > 0.005$ GeV</td></tr>
<tr><td colspan="2">Spurselektion:</td></tr>
<tr><td colspan="2">Spur entspringt im Wechselwirkungspunkt (Vertex-Fit)</td></tr>
<tr><td colspan="2">$22^\circ < \theta_{tr} < 155^\circ$</td></tr>
<tr><td colspan="2">$p_{T,tr} < 10$ GeV</td></tr>
<tr><td colspan="2">Physikalische Schnitte</td></tr>
<tr><td colspan="2">Elektron-Methode, Σ-Methode</td></tr>
<tr><td>$164^\circ < \theta_e < 176^\circ$</td><td>$157^\circ < \theta_e < 173^\circ$</td></tr>
<tr><td colspan="2">$E'_e > 12$ GeV</td></tr>
<tr><td colspan="2">$W_e^2 > 4400$ GeV^2</td></tr>
<tr><td colspan="2">$W_h^2 > 4400$ GeV^2</td></tr>
<tr><td>$Q^2 < 20$ GeV^2</td><td>$Q^2 < 100$ GeV^2</td></tr>
<tr><td colspan="2">$E_{fwd} > 0,5$ GeV</td></tr>
<tr><td>5500 Ereignisse</td><td>63000 Ereignisse</td></tr>
</table>

Tab. 4.2: *Übersicht der Selektionskriterien für DIS-Ereignisse.*

4.8 Übersicht der Selektionskriterien

In Tabelle 4.2 sind abschließend alle Selektionskriterien und die Anzahl der selektierten Ereignisse im Überblick zusammengefaßt. Die Selektion des Datensatzes NVD 93 mit 8813 Ereignissen unterscheidet sich von der vorgestellten Selektion nur im geforderten Bereich für den Wechselwirkungspunkt ($\overline{Z} = -5$ cm). Die Lage der selektierten tiefunelastischen Ereignisse in dem von den Variablen x und Q^2 aufgespannten Phasenraum, ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Bei der in Kapitel 5.1 beschriebenen Aufteilung der kinematischen $x - Q^2$-Ebene werden die Ereignisse des Datensatzes SVD 94 nur für $Q^2 < 20$ GeV^2 berücksichtigt, da der Bereich höherer Q^2 durch den Datensatz NVD 94 mit sehr viel höherer Statistik bevölkert ist.

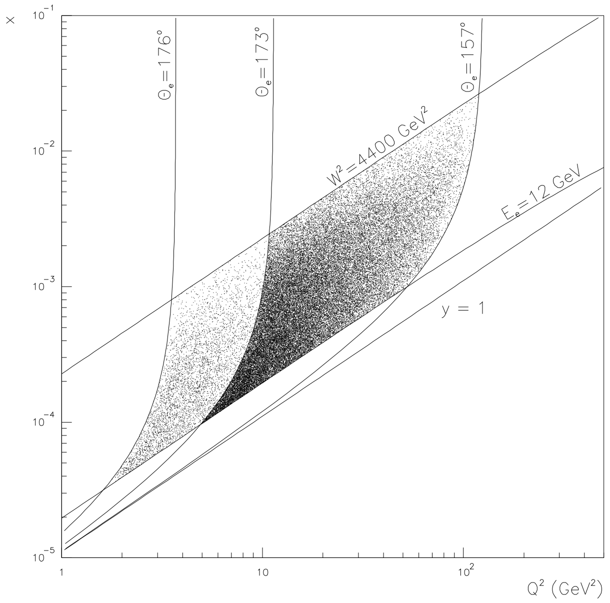

Abb. 4.16: *Selektierte DIS-Ereignisse in der kinematischen* $x - Q^2$*-Ebene.*

Kapitel 5

Die Messung des transversalen Energieflusses

QCD-Effekte in der tiefunelastischen ep-Streuung können anhand geeigneter Observablen des hadronischen Endzustandes studiert werden. Als vielversprechende Observablen gelten, wie in Kapitel 1.12 dargelegt wurde, der transversale Energiefluß $\frac{dE_T}{d\eta}$ sowie die Transversalenergie E_T in der zentralen Region des hadronischen Schwerpunktsystems $(-0,5 < \eta^\star < 0,5)$ als Funktion von x. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, diese Observablen zu messen und mit Vorhersagen von Rechnungen und verschiedener QCD-Modelle zu vergleichen. Zu diesem Zweck wird der Phasenraum der selektierten tiefunelastischen Ereignisse in geeignete x, Q^2-Bereiche aufgeteilt. Es folgt die Diskussion der an die gemessenen Größen angebrachten Korrekturen, um zu detektorunabhängigen Größen zu gelangen. Nach der Darstellung der auf Detektoreffekte korrigierten Verteilungen und deren Vergleich mit den in Kapitel 3 erläuterten Modellen werden abschließend die für die $\langle E_T \rangle$-Messung durchgeführten Studien zur Ermittlung des systematischen Fehlers erörtert.

5.1 Aufteilung der kinematischen Ebene

Die Wahl der zweidimensionalen Flächenelemente $\Delta x \Delta Q^2$ in der $x - Q^2$-Ebene unterliegt zwei Randbedingungen. Die Kantenlängen Δx und ΔQ^2 sollten größer als die Auflösungen σ_x und σ_{Q^2} sein, um Migrationen zwischen den x, Q^2-Bereichen einzuschränken:

$$\Delta x > \frac{\sigma_x}{x} \cdot \langle x \rangle \quad \text{und} \quad \Delta Q^2 > \frac{\sigma_{Q^2}}{Q^2} \cdot \langle Q^2 \rangle. \tag{5.1}$$

Zusätzlich sollten genügend Ereignisse in den einzelnen x, Q^2-Bereichen liegen, um zu große statistische Fehler zu vermeiden.

Ausgangspunkt der Unterteilung des Phasenraumes ist die Lage der selektierten Ereignisse in Abbildung 4.16. Da das Interesse insbesondere der x-Abhängigkeit des transversalen Energieflusses gilt, sollte für ein festes Q^2-Band die Zahl der Flächenelemente in x unter Berücksichtigung obiger Randbedingungen maximiert werden.

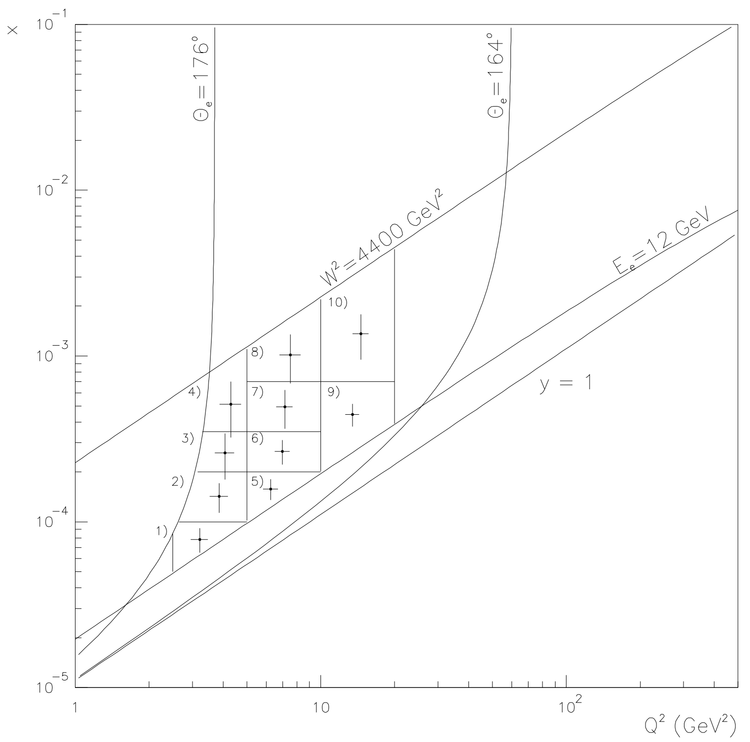

Abb. 5.1: *Aufteilung der kinematischen Ebene für den Datensatz SVD 94 in 10 Flächenelemente (1)-10)). Innerhalb der x, Q^2-Bereiche sind die Mittelwerte und Auflösungen in x und Q^2 für die selektierten Ereignisse skizziert.*

In den fünf Q^2-Bereichen $2,5 < Q^2 < 5$ GeV^2, $5 < Q^2 < 10$ GeV^2, $10 < Q^2 < 20$ GeV^2, $20 < Q^2 < 50$ GeV^2 und $50 < Q^2 < 100$ GeV^2 wurden 10 Flächenelemente für den Datensatz mit verschobenem Vertex (SVD 94, Abbildung 5.1) und 11 Flächenelemente für den Datensatz mit nominellem Vertex (NVD 94, Abbildung 5.2) gewählt. Die den Elementen zugeordneten Nummern steigen mit zunehmendem x und Q^2. Die Flächenelemente 9), 10), 11), 12) dienen dem Vergleich der Datensätze untereinander. Die für den Datensatz NVD 93 im Bereich $5 < Q^2 < 50$ GeV^2 gewählten 9 Elemente entsprechen den Elementen 11) - 19). In den Abbildungen 5.1 und 5.2 ebenfalls eingezeichnet sind die Mittelwerte $\langle x \rangle$ und $\langle Q^2 \rangle$ der selektierten Ereignisse sowie die mit DJANGO bestimmten Auflösungen σ_x und σ_{Q^2} gemäß

$$\frac{\sigma_x}{x} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{x_{i,rec}}{x_{i,gen}} - 1 \right)^2} \quad \text{und} \quad \frac{\sigma_{Q^2}}{Q^2} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{Q^2_{i,rec}}{Q^2_{i,gen}} - 1 \right)^2}, \tag{5.2}$$

wobei $x_{i,rec}$, $Q^2_{i,rec}$ die rekonstruierten und $x_{i,gen}$, $Q^2_{i,gen}$ die generierten Variablen des i-ten Ereignisses bezeichnen[1]. Die Mittelwerte in $\langle x \rangle$ und $\langle Q^2 \rangle$ und die Anzahl der Ereignisse im jeweiligen x, Q^2-Bereich können Tabelle 5.2 am Ende des Kapitels entnommen werden.

---

[1] Die Variablen $x_{i,gen}$, $Q^2_{i,gen}$ entsprechen der Kinematik am hadronischen Vertex.

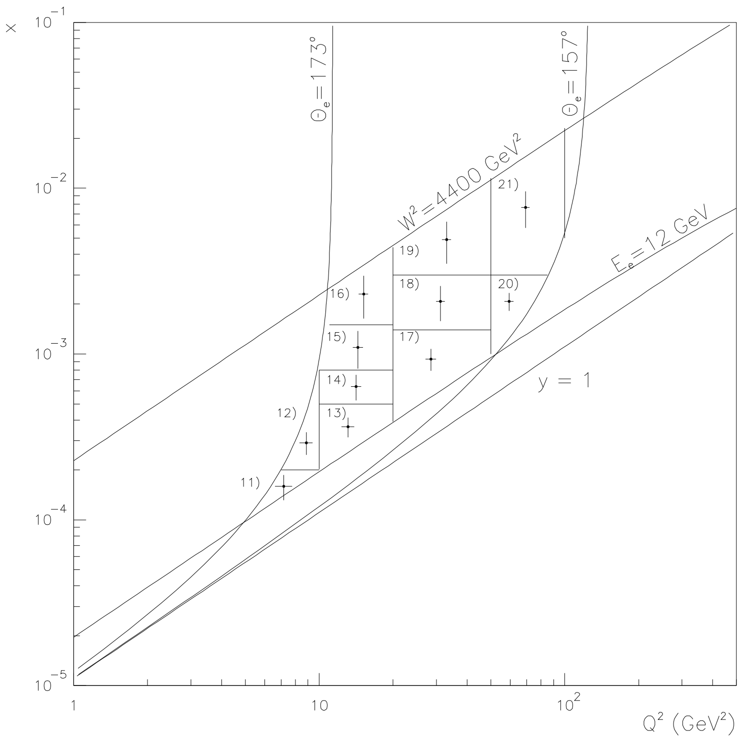

Abb. 5.2: *Aufteilung der kinematischen Ebene für den Datensatz NVD 94 in 11 Flächenelemente (11)-21)). Innerhalb der x, Q^2-Bereiche sind die Mittelwerte und Auflösungen in x und Q^2 für die selektierten Ereignisse skizziert.*

5.2 Korrekturen

5.2.1 Entfaltung detektorunabhängiger Größen

Aufgrund der begrenzten Akzeptanz und Auflösung des Detektors ist die Verteilung $g(x)$ einer physikalischen Variablen x im Regelfall nicht identisch mit der gemessenen Verteilung $r(y)$ des Detektorsignals y. Da die physikalische Variable x jedoch mit dem Signal y korreliert ist, kann die detektorunabhängige, *wahre* Verteilung $g(x)$ aus der gemessenen Verteilung $r(y)$ entfaltet werden. Für den Zusammenhang zwischen $g(x)$ und $r(y)$ wird die Integralgleichung

$$r(y) = \int A(x,y)g(x)dx + b(y) \tag{5.3}$$

angesetzt. Die Verteilung $b(y)$ berücksichtigt den Beitrag von Untergrundereignissen zur gemessenen Verteilung. In der Detektorfunktion $A(x,y)$ sind die Detektoreffekte Akzeptanz und Auflösung zusammengefaßt. Die Akzeptanz ist limitiert, da erstens die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis im Detektor nachzuweisen, ≤ 1 ist, und zweitens nicht alle erzeugten Teilchen im Detektor nachgewiesen werden. Die Auflösung ist aufgrund des Meßfehlers begrenzt. Werden die Verteilungen $r(y)$, $b(y)$ und $g(x)$ durch Histogramme mit n diskreten Intervallen Δx bzw. Δy approximiert, geht Gleichung 5.3 in die Matrixgleichung

$$r_j = \sum_i A_{ij} g_i + b_j \qquad (i, j = 1, ..., n) \tag{5.4}$$

über. Unter der Voraussetzung genügend groß gewählter Intervalle Δx, Δy sind die Migrationen zwischen den Intervallen klein und die Nebendiagonalelemente der Matrix A_{ij} verschwinden ($A_{ij} \approx 0$ für $i \neq j$). Die begrenzte Auflösung ist dann gegenüber der limitierten Detektorakzeptanz vernachlässigbar.

Die Akzeptanz für das i-te Intervall kann mit Hilfe von Monte Carlo-Ereignissen bestimmt werden. Auf die generierten Ereignisse werden die physikalischen Schnitte, auf die simulierten Ereignisse zusätzlich die Rekonstruktionsschnitte angewendet (vergl. Tabelle 4.2). Die Akzeptanz A_{ii} ist dann gegeben durch das Verhältnis aus der im i-ten Intervall generierten Größe zu der in demselben Intervall rekonstruierten Größe: $A_{ii} = r_i^{rec}/g_i^{gen}$. Werden weiterhin die selektierten Ereignisse als untergrundfrei angenommen, so vereinfacht sich Gleichung 5.4 zu

$$g_i = r_i \cdot \left(\frac{g_i^{gen}}{r_i^{rec}} \right) . \tag{5.5}$$

Die Korrektur der gemessenen, diskreten Verteilung r_i bezüglich der limitierten Detektorakzeptanz besteht demnach in der Multiplikation der Verteilung mit einer aus MC-Ereignissen gewonnenen Korrekturfunktion g_i^{gen}/r_i^{rec}. Diese Korrektur wird Faktormethode (*bin-by-bin correction*) genannt.

In der vorliegenden Analyse werden die Intervalle $\Delta x = \Delta y$ genügend groß gewählt, um die Faktormethode nach Gleichung 5.5 anwenden zu können. Kleine Nebendiagonalelemente der Matrix A_{ij} und damit kleine Migrationen zwischen den Intervallen werden von der Faktormethode näherungsweise berücksichtigt. Je größer die Migrationen sind, desto höher sind die Anforderungen an das für die Korrektur verwendete MC-Modell bezüglich der Beschreibung der unkorrigierten Verteilung. Sind die Migrationen zu groß ($\geq 40\%$ [113]), müssen die Nebendiagonalelemente explizit berücksichtigt werden, was den Einsatz komplexerer Entfaltungsmethoden erfordert [114]. Der in Kapitel 4 diskutierte, nach der Selektion tiefunelastischer Ereignisse verbliebene Untergrund an Photoproduktions- und diffraktiven Ereignissen beträgt wenige % und wird nicht, wie Gleichung 5.4 nahelegt, von der gemessenen Verteilung subtrahiert, sondern durch einen Beitrag zum systematischen Fehler berücksichtigt.

5.2.2 Die Korrektur des transversalen Energieflusses

In Abbildung 5.3 ist der mit den Kalorimeterclustern im Laborsystem gemessene, unkorrigierte transversale Energiefluß $\frac{1}{N}\frac{dE_T}{d\eta}$ für fünf verschiedene Q^2-Bereiche gezeigt (siehe Kapitel 5.1). Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen x, Q^2-Bereich normiert. Die Protonrichtung zeigt nach rechts in Richtung positiver Pseudorapidität η. Die Breite der η-Intervalle beträgt 0,5. Diese Wahl stellt sicher, daß

Migrationen zwischen den einzelnen Intervallen vernachlässigbar sind und die Korrektur mit einem multiplikativen Korrekturfaktor für jedes η-Intervall erlaubt ist. Die in [115] durchgeführten Studien mit simulierten Pionen fester Energie und bekannter Rapidität haben gezeigt, daß die Auflösung in der Rekonstruktion von η im Mittel besser als 0,15, im schlechtesten Fall (für $\eta > 2,75$) besser als 0,3 ist.

Mit zunehmendem x und damit höherem Impuls des einfallenden Quarks wird der Hadronjet, der dem gestreuten Quark zugeordnet wird, immer deutlicher sichtbar und hochenergetischer. Gleichzeitig wird das Quark, wie im Quark-Parton-Modell erwartet, unter zunehmend kleinerem Winkel, also zu größeren Rapiditäten hin gestreut, der Quarkjet *wandert* in Vorwärtsrichtung. Zwischen dem Quarkjet und dem Protonrest, der nicht nachgewiesen wird, wird ein Energieplateau von etwa 2 GeV pro Einheit Pseudorapidität beobachtet.

Die gemessenen Energieflüsse werden mit den MC-Modellen DJANGO und HERWIG nach der Detektorsimulation verglichen. In Vorwärtsrichtung wird mehr Transversalenergie gemessen als von beiden Modellen vorhergesagt. In der rückwärtigen Region bei kleinen x unterscheiden sich die Modelle in der Beschreibung des Quarkjets.

Korrektur auf Detektoreffekte

Die Korrektur auf Detektoreffekte für eine beliebige, gemessene Verteilung r erfolgt durch Bestimmung der Korrekturfunktion C_{DET}, die geschrieben werden kann als

$$C_{DET} = \frac{MC^{gen}}{MC^{rec}} \, . \tag{5.6}$$

MC^{gen} und MC^{rec} bezeichnen die mit dem jeweiligen MC-Generator (ohne QED-Abstrahlung) generierten und simulierten Verteilungen g und r.

Die mit den Modellen DJANGO (ohne QED-Abstrahlung) und HERWIG bestimmten Korrekturfunktionen für den transversalen Energiefluß sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Sie zeigen für zunehmende Rapidität eine fallende Tendenz. Die Tatsache, daß das BEMC für die Messung rückwärtig gestreuter Hadronen nur bedingt geeignet ist, führt in diesem Bereich, mit Ausnahme[2] der x, Q^2-Bereiche 4), 8), 16), 19) und 21), zu Korrekturfaktoren größer 1. In Vorwärtsrichtung hingegen sind die Faktoren kleiner 1, da durch Sekundärwechselwirkungen in dem inaktiven Material in Vorwärtsrichtung zusätzliche Energie im Flüssig-Argon-Kalorimeter deponiert wird. Der Übergangsbereich zwischen LAr-Kalorimeter und BEMC, der nur durch den elektromagnetischen Ring BBE abgedeckt ist, führt im Intervall $-1,5 < \eta < -1$ im Vergleich zu den Nachbarintervallen zu einem mitunter deutlich größeren Korrekturfaktor. Der erhöhte letzte Punkt der Korrekturfunktion im Intervall $3 < \eta < 3,5$ der Flächenelemente 13) - 21) korrigiert auf die limitierte Akzeptanz des LAr-Kalorimeters, die in Vorwärtsrichtung bei etwa $\eta = 3,2$ endet.

Die bei kleinen x auffallenden Modellunterschiede (beispielsweise in den Flächenelementen 5), 6) und 13)), weisen auf eine besonders im Zentralbereich bei $\eta \approx 0$ große Modellabhängigkeit der Korrektur hin, die in Kapitel 5.6 näher untersucht wird.

---

[2] Für sehr große x werden keine Hadronen ins BEMC gestreut.

Korrektur auf Detektor- und Strahlungseffekte

Mit Hilfe des Generators DJANGO kann der gemessene transversale Energiefluß gleichzeitig auf Detektor- und QED-Strahlungseffekte korrigiert werden (siehe Kapitel 3.2.3). Die kombinierte Korrektur erfolgt durch Bestimmung der Funktion

$$C_{DET+QED} = \frac{DJ^{gen}_{QED\ off}}{DJ^{rec}_{QED\ on}} \,. \tag{5.7}$$

Radiative Ereignisse mit QED-Abstrahlung ($QED\ on$) sind nur in der mit DJANGO simulierten Verteilung DJ^{rec} enthalten. Die generierte Verteilung DJ^{gen} basiert ausschließlich auf nicht-radiativen Ereignissen[3] ($QED\ off$).

Da das vom auslaufenden Elektron abgestrahlte Photon für den Großteil der radiativen Ereignisse gemeinsam mit dem Elektron im BEMC-Cluster nachgewiesen wird, faktorisieren die Detektor- und Strahlungskorrekturen nicht. Dennoch läßt sich über die Bildung des Verhältnisses der nach den Gleichungen 5.6 und 5.7 bestimmten Korrekturfunktionen die *effektive* Größe der radiativen Korrektur abschätzen gemäß

$$C^{eff}_{QED} = \frac{C_{DET+QED}}{C_{DET}}. \tag{5.8}$$

Abbildung 5.5 zeigt die ermittelte effektive Korrektur auf QED-Abstrahlungen C^{eff}_{QED}. Radiative Effekte wirken sich nur auf den rückwärtigen Bereich des Energieflusses im Laborsystem aus, die Korrekturfaktoren nehmen für zunehmende Q^2 zu. Im Vorwärtsbereich ($\eta > 2$) betragen die Korrekturen maximal 3%.

Im folgenden werden die gemessenen Verteilungen mit DJANGO in einem Schritt auf Detektoreffekte und radiative Effekte nach Gleichung 5.7 korrigiert, um die korrigierten Verteilungen mit den Vorhersagen der QCD-Modelle, die QED-Abstrahlungen nicht berücksichtigen, vergleichen zu können.

---

[3] Bei der Generierung von DJANGO-Ereignissen war die QED-Abstrahlung eingeschaltet, so daß die Unterscheidung von radiativen und nicht-radiativen Ereignissen durch einen Schnitt auf die Energie des abgestrahlten reellen Photons E_γ realisiert wurde (vergl. Kapitel 3.2.3). In dieser Näherung werden die virtuellen QED-Korrekturen, die klein sind, vernachlässigt.

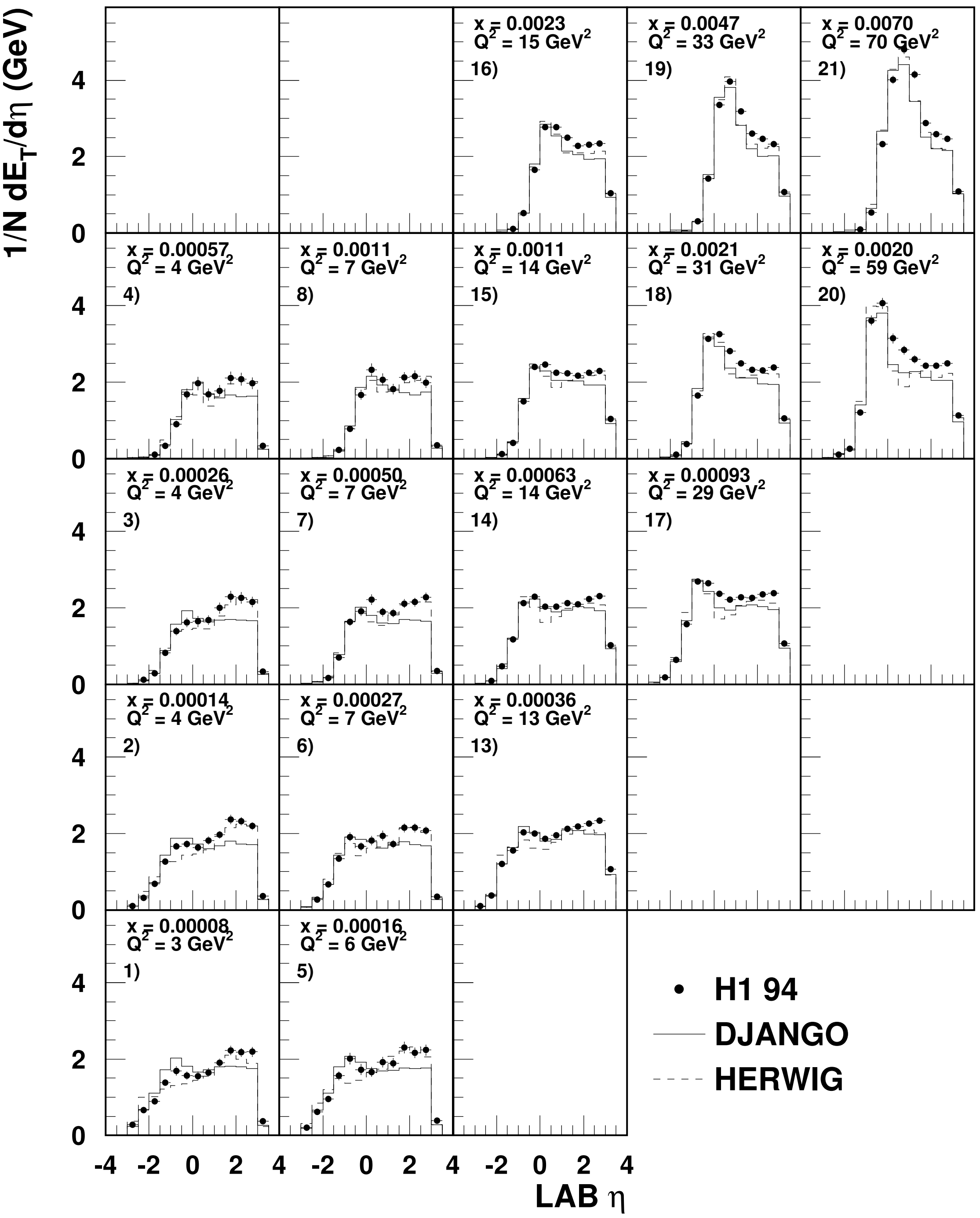

Abb. 5.3: *Der transversale Energiefluß im Laborsystem als Funktion der Pseudorapidität η für die Ereignisse mit verschobenem und nominellem Wechselwirkungspunkt in 17 verschiedenen x, Q^2-Bereichen $(2,5 < Q^2 < 100$ GeV$^2)$. Die unkorrigierten Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen x, Q^2-Bereich normiert. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt.*

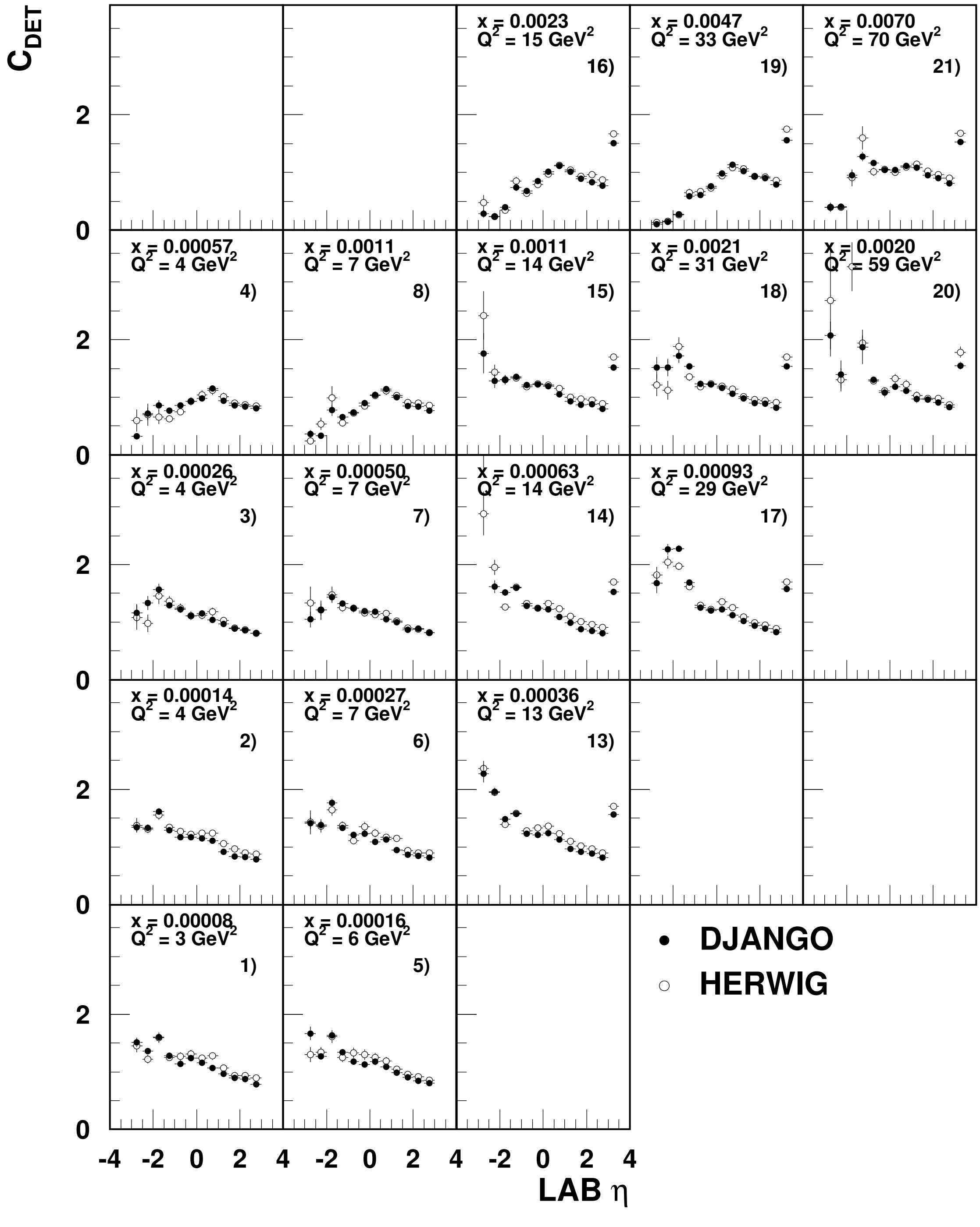

Abb. 5.4: *Korrekturfunktion für den transversalen Energiefluß im Laborsystem als Funktion der Pseudorapidität* η *in verschiedenen* x, Q^2*-Bereichen* $(2,5 < Q^2 < 100$ *GeV*$^2)$*. Dargestellt sind die anhand der Modelle DJANGO (ohne QED-Abstrahlung) und HERWIG bestimmten Korrekturfunktionen.*

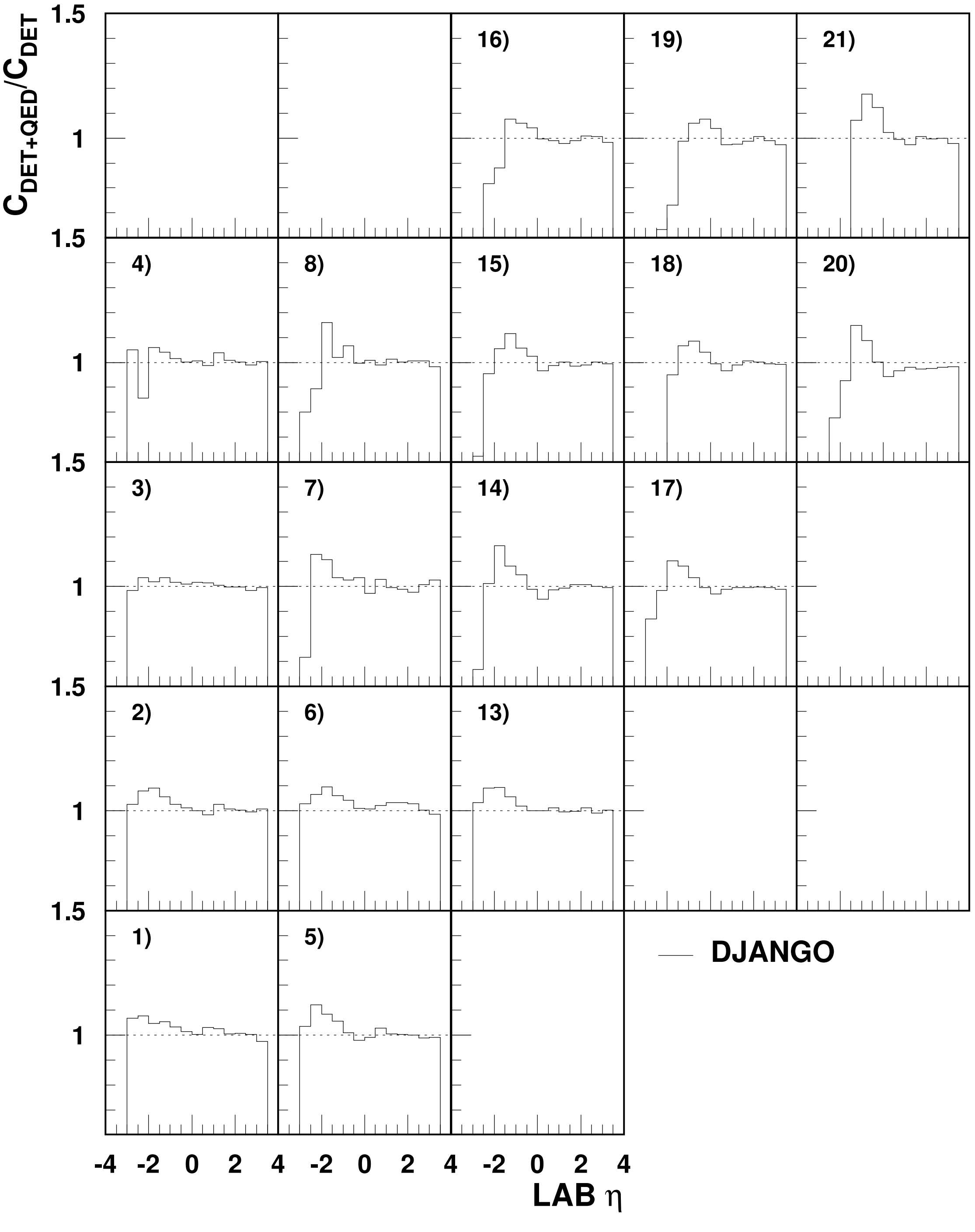

Abb. 5.5: *Mit DJANGO ermittelte effektive Korrekturfunktion für QED-Abstrahlung* C_{QED}^{eff} *als Funktion von* x *und* Q^2 *(*$2{,}5 < Q^2 < 100$ *GeV*^{2}*). Die Funktionen* C_{DET} *und* $C_{DET+QED}$ *sind in den Gleichungen 5.6 und 5.7 definiert.*

5.3 Energieflüsse in verschiedenen Bezugssystemen

5.3.1 Laborsystem

In den Abbildungen 5.6 und 5.7 ist der auf Detektoreffekte und radiative Effekte korrigierte transversale Energiefluß $\frac{1}{N}\frac{dE_T}{d\eta}$ im Laborsystem für alle 21 x, Q^2-Bereiche gezeigt. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen x, Q^2-Bereich normiert.

Für $Q^2 < 5$ GeV^2 zeigen die Energieflüsse ein nahezu konstantes Plateau von etwa 2 GeV, das auf Partonabstrahlung und Hadronisierung zurückzuführen ist. Die Breite des Plateaus, das zur rechten Seite hin durch die gegebene Detektorakzeptanz begrenzt ist, nimmt für abnehmendes x zu. Dies ist eine direkte Folge der mit kleinerem x zunehmenden invarianten Masse W, die den für QCD-Abstrahlung zur Verfügung stehenden Phasenraum bestimmt. Aus dem Plateau tritt mit zunehmendem x und Q^2 das Profil des Quarkjets immer deutlicher hervor. Mit zunehmendem x wird der Quarkjet mehr und mehr in Vorwärtsrichtung nachgewiesen und aufgrund des zunehmenden Q^2 auch hochenergetischer. Im x, Q^2-Bereich 21) mit $\langle Q^2 \rangle = 70$ GeV^2 erreicht das Jetprofil einen Maximalwert von 5 GeV pro Einheit Pseudorapidität.

Die Daten werden mit den Modellen ARIADNE, HERWIG und LEPTO verglichen. Der Energiefluß wird bei hohen Q^2 von allen drei Modellen in gleicher Weise beschrieben. Die Voraussagen der Modelle ARIADNE und LEPTO sind sehr ähnlich. Das in Abbildung 1.9 eingezeichnete Modell MEPS, das auf der älteren Version 6.1 des LEPTO-Generators basiert, war nicht in der Lage, den gemessenen Energiefluß im Vorwärtsbereich ($\eta > 1$) zu beschreiben. Nach der in Kapitel 3.2.1 skizzierten Weiterentwicklung des Generators zur Version 6.4 werden die Energieflüsse nun, insbesondere bei kleinen x, sehr gut reproduziert. HERWIG zeigt im Vergleich zu den beiden anderen Modellen bei kleinem x die größten Abweichungen. Das Modell HERWIG produziert bei kleinem x zu wenig Energie im Bereich des Quarkjets, in Vorwärtsrichtung beschreibt es die Daten hingegen besser als die anderen Modelle.

5.3.2 Hadronisches Schwerpunktsystem

In den Abbildungen 5.8 und 5.9 ist der korrigierte transversale Energiefluß $\frac{1}{N}\frac{dE_T}{d\eta^\star}$ im hadronischen Schwerpunktsystem für alle 21 x, Q^2-Bereiche gezeigt. Die Verteilungen sind ebenfalls auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen x, Q^2-Bereich normiert. Die Protonrichtung zeigt nun nach links in Richtung negativer Pseudorapidität $\eta^\star$.

Der Vergleich mit den QCD-Modellen offenbart den limitierten Akzeptanzbereich des Flüssig-Argon-Detektors im Vorwärtsbereich. Die Detektorakzeptanz reicht nicht über die zentrale Region zwischen Proton- und Quarkhemisphäre hinaus, sie endet für kleine x bei $\eta^\star \approx -1$, für große x bei $\eta^\star \approx -0,5$. Ein ähnlich ausgeprägter Quarkjet wie im Laborsystem wird im hadronischen Schwerpunktsystem nicht beobachtet, durch die

Transformation wird das Energieprofil des Jets verformt. Partonabstrahlungen und Hadronisierungseffekte führen im meßbaren $\eta^\star$-Bereich zu einem beinahe flachen Plateau mit einer Höhe von etwa 2 GeV pro Einheit Rapidität. Die Breite des Plateaus nimmt, wie im Laborsystem, für kleine x zu. Bei hohem Q^2 steigt der Energiefluß in Richtung der Quarkhemisphäre auf knapp 3 GeV pro Einheit Pseudorapidität an.

Große Modellunterschiede zeigen sich jenseits der Detektorakzeptanz für $\eta^\star < -1$, insbesondere HERWIG liegt in der Protonhemisphäre bei kleinen x unterhalb der beiden anderen Modelle. In der zentralen Region zeigt HERWIG bei kleinen x, entsprechend der Vorwärtsregion im Laborsystem, ein nach oben gewölbtes Plateau. Bei großen x und Q^2 hingegen unterschätzt HERWIG in der Quarkhemisphäre die gemessene Transversalenergie. LEPTO und ARIADNE weisen, wie schon im Laborsystem, einen ähnlichen Verlauf auf, nur bei großen x und Q^2 überschätzt LEPTO die gemessene Transversalenergie etwas. ARIADNE liefert im gesamten kinematischen Bereich die beste Beschreibung der gemessenen Energieflüsse.

5.3.3 Vergleich der Datensätze untereinander

Die selektierten Datensätze aus drei verschiedenen Datennahme-Perioden gestatten die Überprüfung der Konsistenz der Daten untereinander. Zu diesem Zweck wurde bei der Aufteilung der kinematischen Ebene der Überlapp der Datensätze mit nominellem und verschobenem Vertex ausgenutzt. In Abbildung 5.10 ist für 4 kinematisch eng beieinanderliegende Flächenelemente der Vergleich der auf den Datensätzen SVD und NVD 94 basierenden transversalen Energieflüsse gezeigt. Sowohl im Laborsystem als auch im hadronischen Schwerpunktsystem werden mit unterschiedlichen Wechselwirkungspunkten übereinstimmende Energieflüsse als Funktion der Pseudorapidität gemessen. Der leichte Unterschied im Mittelwert $\langle x \rangle$ führt zu einer sichtbaren Abweichung in der Lage des Quarkjets, deutlich zu erkennen im Vergleich der x, Q^2-Bereiche 10) und 15).

In Abbildung 5.11 ist für den Bereich $5 < Q^2 < 50$ GeV^2 der Vergleich der auf den Datensätzen NVD 93 und 94 basierenden transversalen Energieflüsse im CMS gezeigt. Innerhalb der Fehler stimmen die Messungen der Jahre 1993 und 1994 gut überein.

5.3.4 Energieflüsse mit Spuren

Eine interessante Untersuchung stellt die Überprüfung der Kalorimetermessung mit dem Spurkammersystem, das eine Impulsmessung geladener Spuren im Bereich $0,15 < p_T < 10$ GeV erlaubt, dar. Daher wurde der transversale Energiefluß im Bereich $-1,5 < \eta < 1,5$ alternativ zu den selektierten Kalorimeterclustern mit Spuren der zentralen Spurkammer gemessen[4]. Im Impulsbereich bis 10 GeV sollte das Spurkammersystem prinzipiell zur Überprüfung der Kalibration des Kalorimeters geeignet sein.

---

[4] Die Selektionskriterien für Cluster und Spuren wurden in Kapitel 4.5 vorgestellt.

In Abbildung 5.12 ist das Verhältnis beider Messungen des Energieflusses für $5 < Q^2 < 100$ GeV^2 gezeigt. Abgesehen von den Randpunkten außerhalb des Bereichs $-1 < \eta < 1$ liegt das Verhältnis in einen schmalen Band um etwa 0,7. Das entspricht dem Wert $\frac{2}{3}$, dem Verhältnis von geladenen Pionen, die mit der Spurkammer nachgewiesen werden, zu allen Pionen. Der linke Randpunkt liegt deutlich höher als 0,7, da das η-Intervall $-1.5 < \eta < -1$ im Bereich des BBE liegt. Das elektromagnetische Kalorimeterrad BBE mißt aufgrund seines reduzierten Hadronnachweises tendentiell zu wenig Energie, was sich auch in dem erhöhten Korrekturfaktor in Abbildung 5.4 äußert. Der rechte Randpunkt liegt deutlich unterhalb 0,7, da das η-Intervall $1 < \eta < 1,5$ über die Akzeptanzgrenze des zentralen Spurkammersystems von 20° hinausreicht und weniger Spureinträge als Clustereinträge enthält.

Das gemessene Verhältnis aus Spuren und Clustern wird verglichen mit dem auf simulierten MC-Ereignissen basierenden Verhältnis. DJANGO liegt im Bereich kleiner x tendentiell unterhalb von LEPTO und den Daten. Die Abweichung der Modelle untereinander ist zum Teil auf unterschiedliche Teilchenmultiplizitäten zurückzuführen, wie in Kapitel 5.6 gezeigt wird. Des weiteren enthält nur das Modell DJANGO radiative Ereignisse. Die maximale Abweichung der Modelle von den Daten beträgt etwa 5%. Das bedeutet, daß die mit Spuren und Clustern gemessenen Energieflüsse nach der Korrektur auf Detektoreffekte bis auf 5% übereinstimmen. Dieser Wert entspricht der Unsicherheit in der Kalibration des Kalorimeters. Die Messung mit dem Spurkammersystem verbessert somit zwar nicht die Kalibration, jedoch bestätigt sie in beeindruckender Weise die Kalorimetermessung mit einem vom Kalorimeter unabhängigen Detektor.

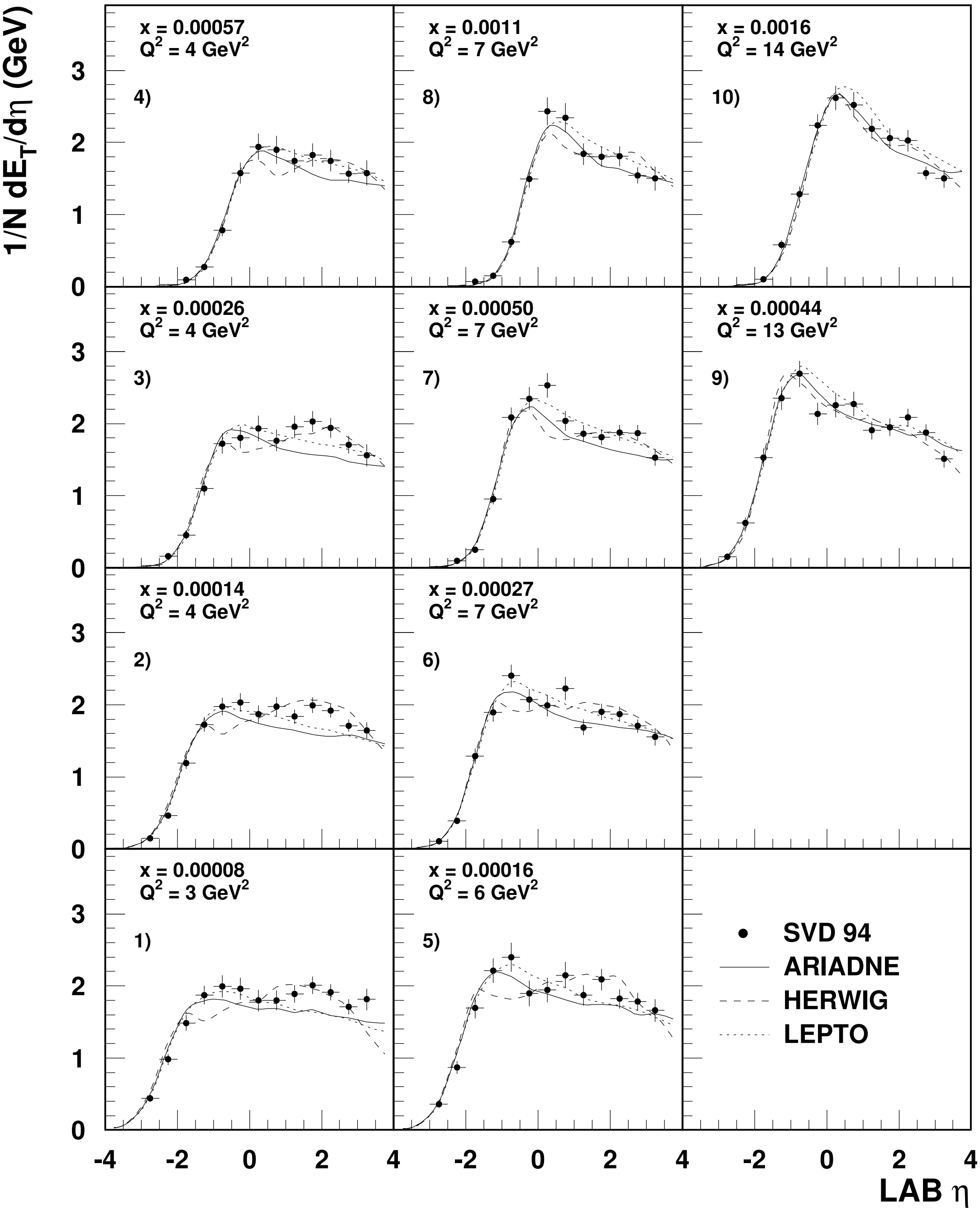

Abb. 5.6: *Der transversale Energiefluß im Laborsystem als Funktion der Pseudorapidität η für die Ereignisse mit verschobenem Wechselwirkungspunkt (SVD 94) in 10 verschiedenen x, Q^2-Bereichen ($2,5 < Q^2 < 20$ GeV^2). Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen x, Q^2-Bereich mit den angegebenen Mittelwerten x und Q^2 normiert. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt. Die Daten werden mit verschiedenen QCD-Modellen verglichen.*

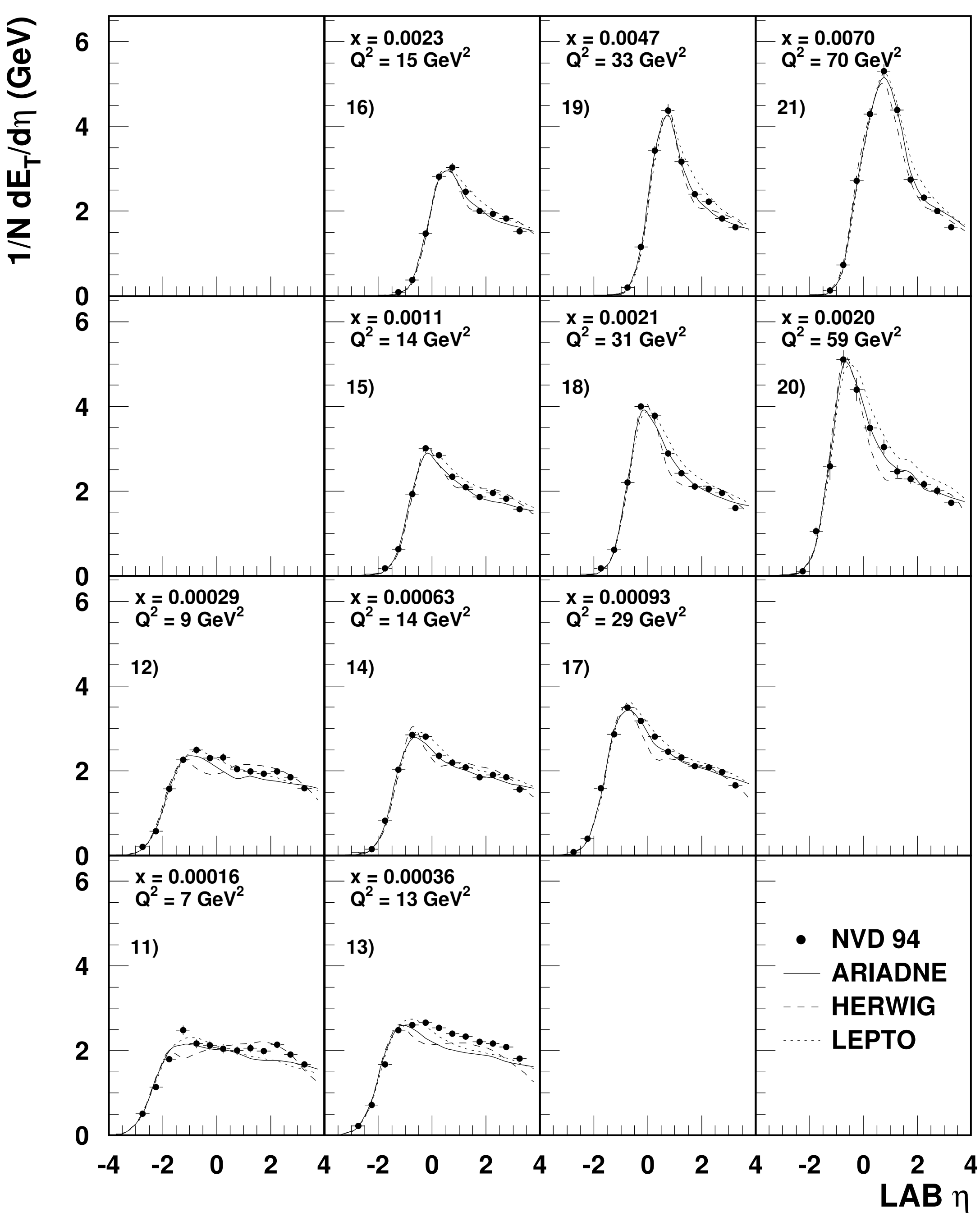

Abb. 5.7: *Der transversale Energiefluß im Laborsystem als Funktion der Pseudorapidität η für die Ereignisse mit nominellem Wechselwirkungspunkt (NVD 94) in 11 verschiedenen x, Q^2-Bereichen ($5 < Q^2 < 100$ GeV^2). Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen x, Q^2-Bereich mit den angegebenen Mittelwerten x und Q^2 normiert. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt. Die Daten werden mit verschiedenen QCD-Modellen verglichen.*

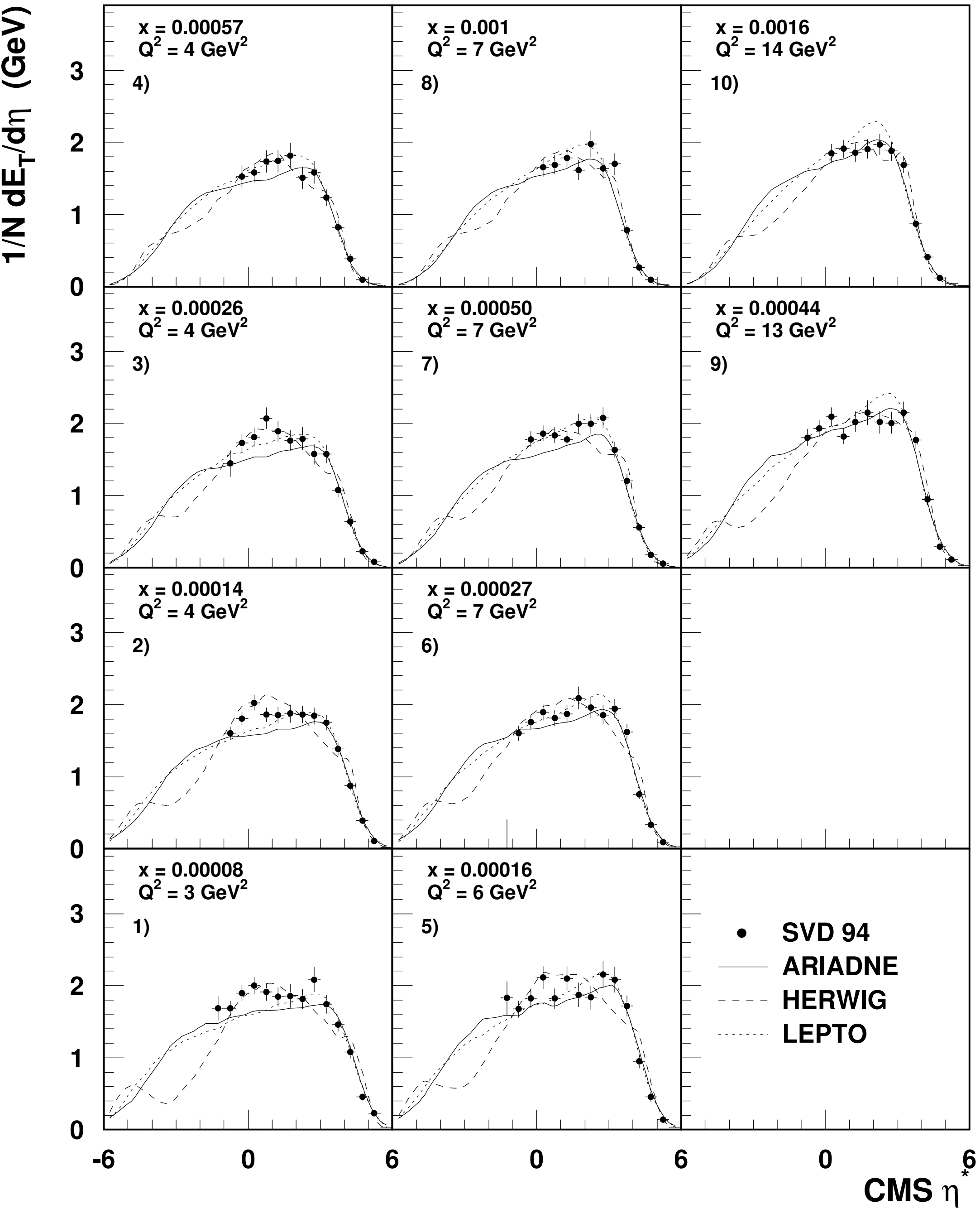

Abb. 5.8: *Der transversale Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem als Funktion der Pseudorapidität η^* für die Ereignisse mit verschobenem Wechselwirkungspunkt (SVD 94) in 10 verschiedenen x, Q^2-Bereichen ($2,5 < Q^2 < 20$ GeV^2). Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen x, Q^2-Bereich normiert. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt. Die Daten werden mit verschiedenen QCD-Modellen verglichen.*

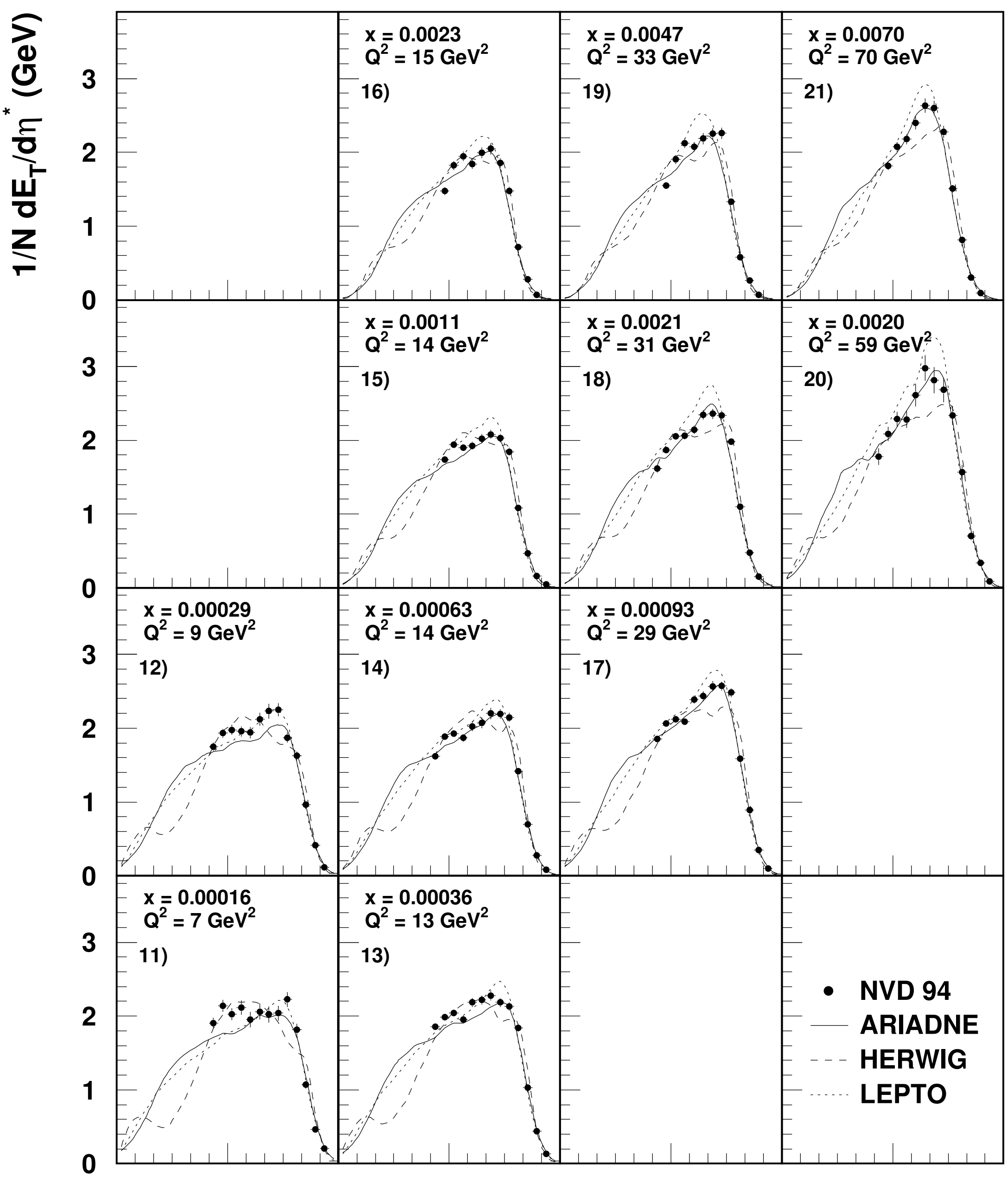

Abb. 5.9: *Der transversale Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem als Funktion der Pseudorapidität η^* für die Ereignisse mit nominellem Wechselwirkungspunkt (NVD 94) in 11 verschiedenen x, Q^2-Bereichen ($5 < Q^2 < 100$ GeV^2). Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen x, Q^2-Bereich normiert. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt. Die Daten werden mit verschiedenen QCD-Modellen verglichen.*

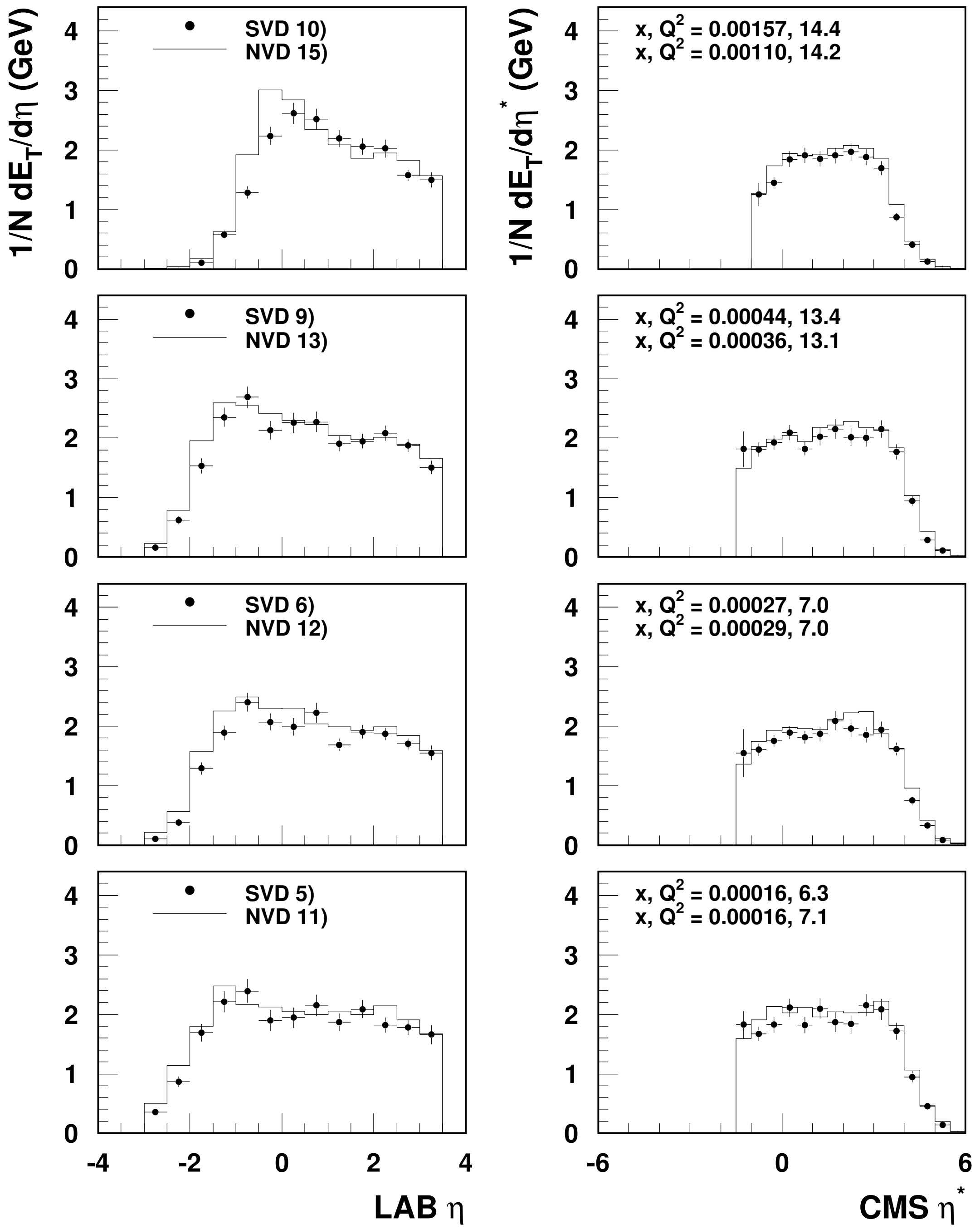

Abb. 5.10: *Der transversale Energiefluß für die Datensätze SVD und NVD 94 in 4 x, Q^2-Bereichen. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen x, Q^2-Bereich normiert. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt.*

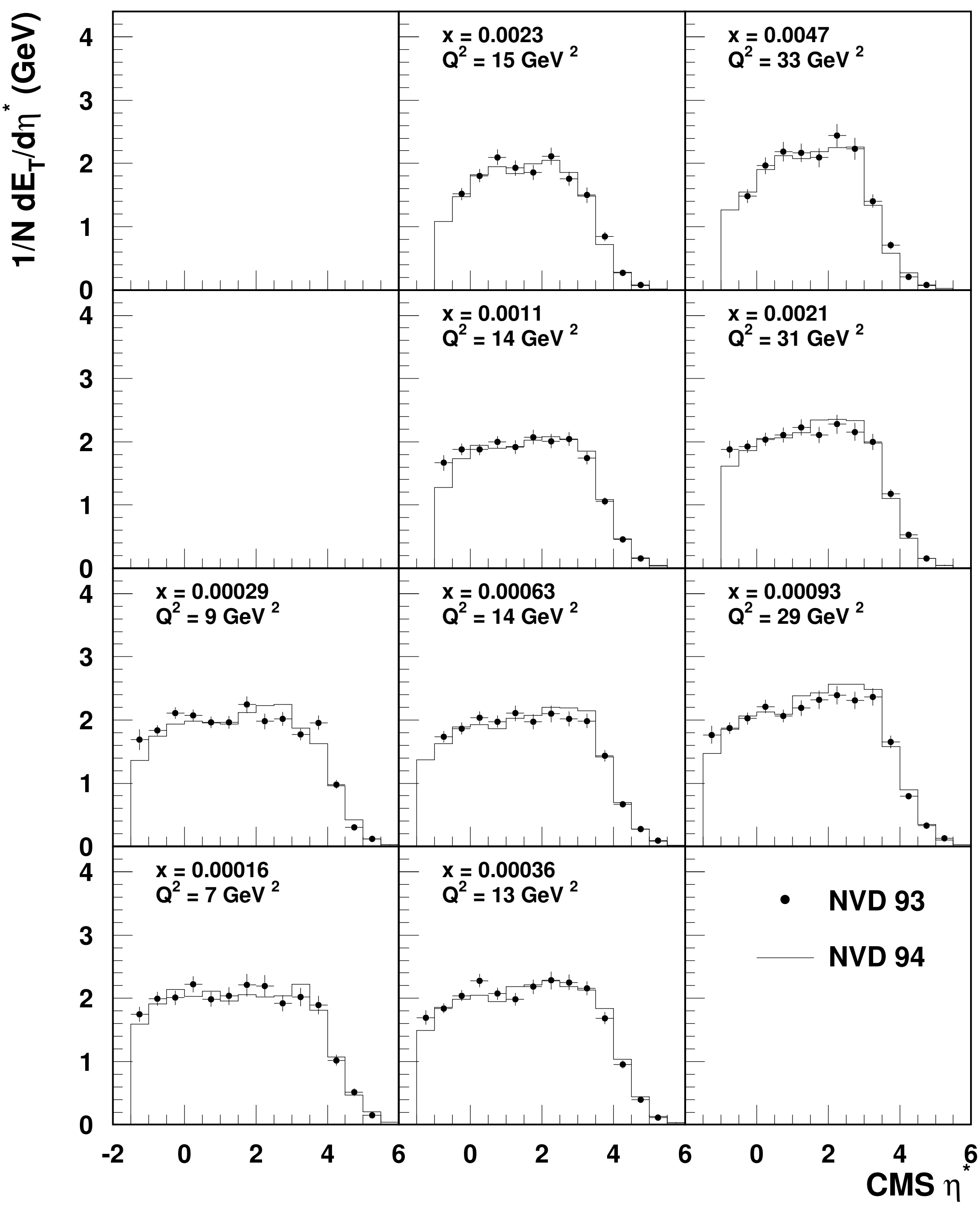

Abb. 5.11: *Der transversale Energiefluß für die 1993 und 1994 aufgezeichneten Daten im Bereich* $5 < Q^2 < 50$ *GeV*^{2}. *Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen* x, Q^2*-Bereich normiert. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt.*

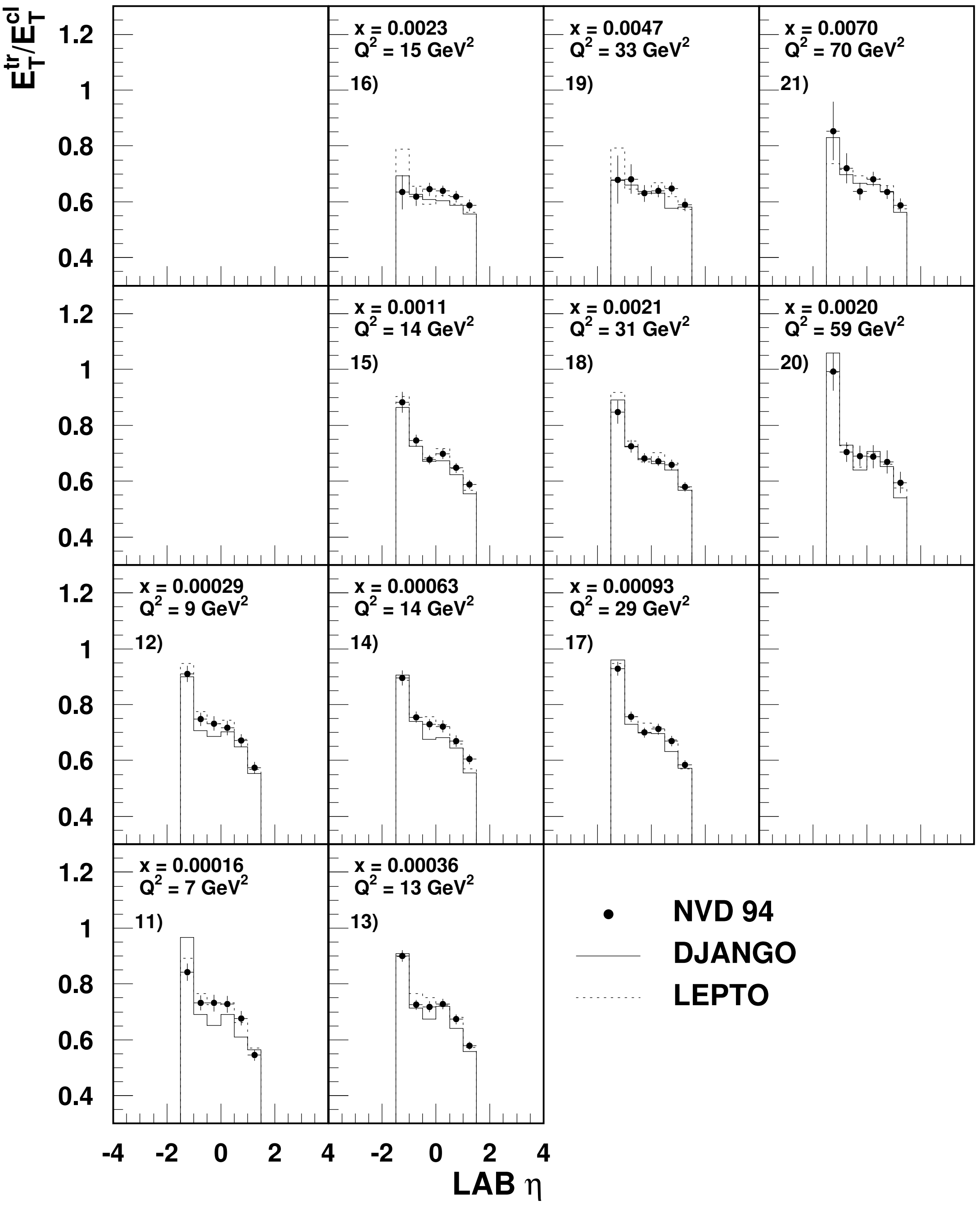

Abb. 5.12: *Verhältnis des mit geladenen Spuren und Kalorimeterclustern gemessenen, unkorrigierten transversalen Energieflusses im Bereich* $-1,5 < \eta < 1,5$ *als Funktion von* x *und* Q^2. *Die Daten werden mit den Simulationen DJANGO und LEPTO verglichen.*

5.4 Mittlere Transversalenergie in der zentralen Region als Funktion von x

Wie in Kapitel 1.12 dargelegt wurde, ist für die Untersuchung der Entwicklung von E_T mit x und Q^2 die zentrale Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ im hadronischen Schwerpunktsystem von besonderem Interesse, da sie noch innerhalb der Akzeptanz des Flüssig-Argon-Kalorimeters liegt und für sie numerische Rechnungen auf Basis der GLAP- und BFKL-Entwicklung zu unterschiedlichen Vorhersagen führen.

Als Observable wird die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der zentralen $\eta^\star$-Region des hadronischen Schwerpunktsystems wie folgt definiert:

$$\langle E_T \rangle = \frac{1}{N} \int_{-0,5}^{0,5} \frac{dE_T}{d\eta^\star} d\eta^\star \tag{5.9}$$

N bezeichnet die Anzahl der selektierten Ereignisse im jeweiligen x, Q^2-Bereich. Abbildung 5.13 zeigt für fünf verschiedene Werte von Q^2 die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ als Funktion von x. Die Messung ist quantitativ in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der Größenordnung von 1,5 - 2,1 GeV nimmt für wachsendes Q^2 leicht zu. Für festes Q^2 und um knapp eine Dekade zunehmendes x fällt $\langle E_T \rangle$ um 15 - 25%. Dieses Verhalten in x entspricht der Vorhersage einer BFKL-Rechnung, die in Kapitel 6.1 vorgestellt und diskutiert wird.

Die in Abbildung 5.13 eingezeichnete Unsicherheit in der $\langle E_T \rangle$-Messung setzt sich aus einem statistischen und einem systematischen Fehlerbeitrag zusammen. Der statistische Fehler ist für den Datensatz SVD 94 knapp doppelt so groß wie für den Datensatz NVD 94. Die Bestimmung des systematischen Fehlers wird ausführlich in Kapitel 5.6 diskutiert.

Auch die Observable $\langle E_T \rangle$ offenbart bei kleinen x und Q^2 die größten Modellunterschiede. ARIADNE zeigt für alle Q^2 ein den Daten ähnliches Verhalten: fallendes $\langle E_T \rangle$ mit zunehmendem x. Auf einem um 15% höheren Niveau zeigen für $Q^2 > 10$ GeV^2 auch LEPTO und HERWIG dieses Verhalten, jedoch geht LEPTO für $Q^2 < 10$ GeV^2 und HERWIG für $Q^2 < 5$ GeV^2 in einen flachen Verlauf über.

Vergleich der 1993 und 1994 aufgezeichneten Daten

In Abbildung 5.14 ist die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ für die beiden Datensätze NVD 93 und 94 dargestellt. Der statistische Fehler konnte im Jahr 1994 im Vergleich zum Vorjahr in etwa halbiert werden. Für eine konservative Abschätzung des systematischen Fehlers wurden im Vergleich zum Vorjahr zusätzliche Fehlerquellen untersucht (vergl. Kapitel 5.6). Innerhalb der Fehler stimmen auch die $\langle E_T \rangle$-Messungen der Jahre 1993 und 1994 sehr gut überein.

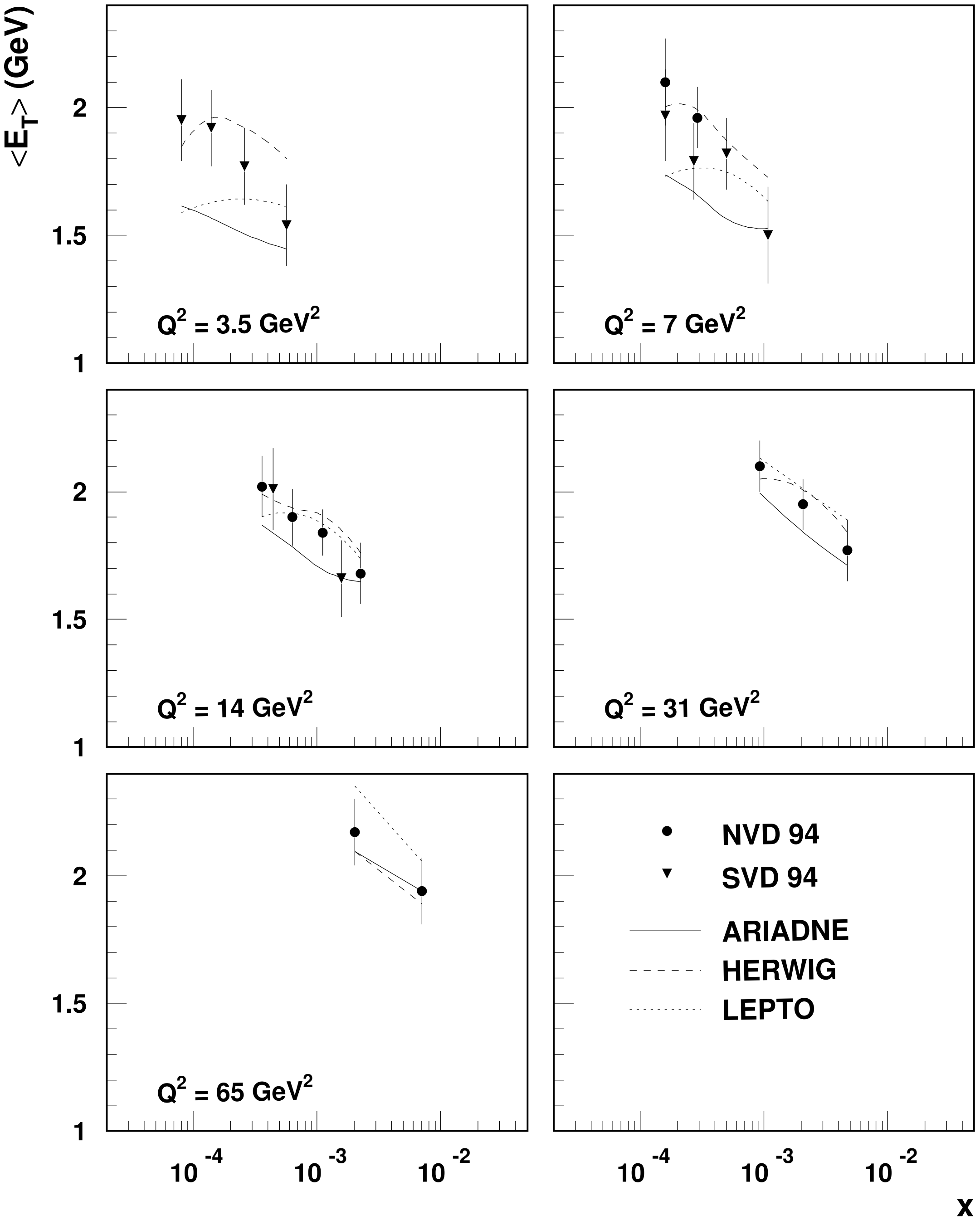

Abb. 5.13: *Mittlere Transversalenergie* $\langle E_T \rangle$ *im hadronischen Schwerpunktsystem als Funktion von* x *für 5 verschiedene Werte von* Q^2. $\langle E_T \rangle$ *ist in der zentralen Region* $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ *gemessen und auf Detektoreffekte korrigiert. Die statistischen und systematischen Fehler sind quadratisch addiert. Eine* x*-unabhängige Skalenunsicherheit von 8% ist im Fehler nicht berücksichtigt. Die Daten werden mit verschiedenen QCD-Modellen verglichen.*

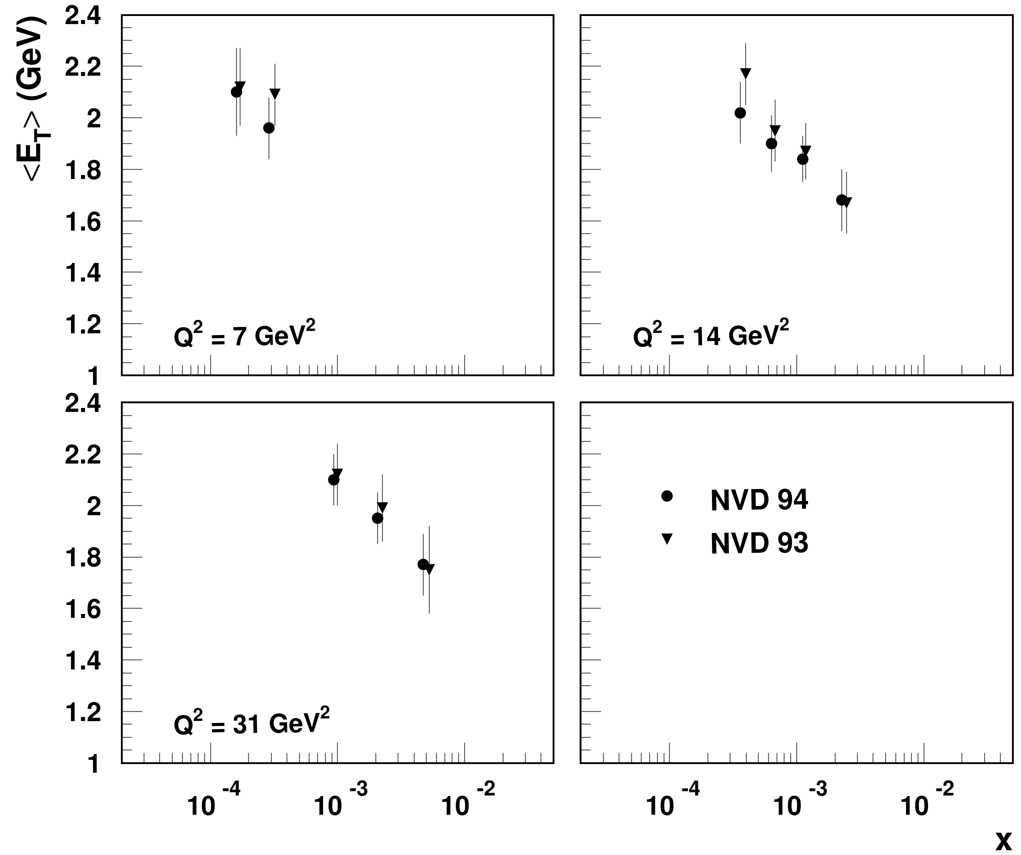

Abb. 5.14: *Mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ im hadronischen Schwerpunktsystem als Funktion von x für die 1993 und 1994 aufgezeichneten Daten. $\langle E_T \rangle$ ist in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ gemessen und auf Detektoreffekte korrigiert. Die statistischen und systematischen Fehler sind quadratisch addiert. Die Meßpunkte NVD 93 sind für die bessere Vergleichbarkeit der Fehler minimal zu größeren Werten von x verschoben.*

Alternative Bestimmung der Observablen $\langle E_T \rangle$

Die Observable $\langle E_T \rangle$ kann in Abhängigkeit der Selektion und des Meßbereichs auf verschiedene Weisen definiert werden. Zu diesem Zweck wurden drei Modifikationen der Ereignisselektion untersucht:

- Verzicht auf die Anwendung des E_{fwd}-Schnittes. Der Datensatz **all DIS** enthält Ereignisse mit Rapiditätslücke (vergl. Kapitel 4.6).
- Unterdrückung diffraktiver Ereignisse mit der Vorwärtsselektion anstelle des E_{fwd}-Schnittes: **fwd sel** (vergl. Kapitel 4.6).
- Verschiebung der zentralen Region um eine halbe Einheit Pseudorapidität in Richtung des Quarkjets unter Beibehaltung des E_{fwd}-Schnittes: $\mathbf{0} < \eta^\star < \mathbf{1}$.

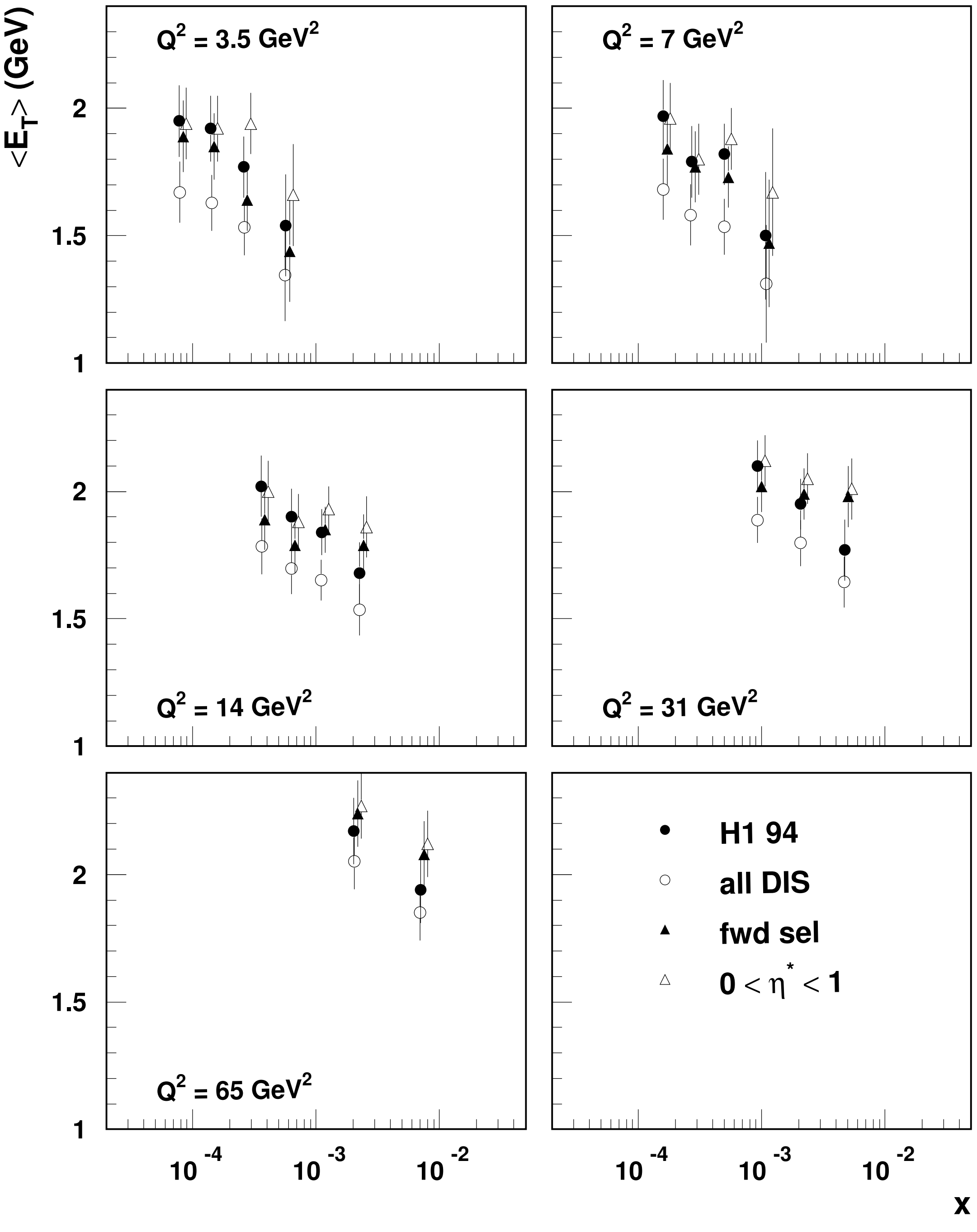

Abb. 5.15: *Mittlere Transversalenergie* $\langle E_T \rangle$ *im hadronischen Schwerpunktsystem für unterschiedlich selektierte Ereignisse. Die nach Anwendung des* E_{fwd}*-Schnittes gemessene Observable* $\langle E_T \rangle$ *(***H1 94***) wird verglichen mit der durch den Verzicht des* E_{fwd}*-Schnittes (***all DIS***), der durch Anwendung der Vorwärtsselektion (***fwd sel***) und der durch Verschiebung des* $\eta^\star$*-Intervalles (*$\mathbf{0} < \eta^\star < \mathbf{1}$*) modifizierten Observablen. Die statistischen und systematischen Fehler sind quadratisch addiert. Eine* x*-unabhängige Skalenunsicherheit von 8% ist im Fehler nicht berücksichtigt. Die einzelnen Meßpunkte sind für die bessere Vergleichbarkeit der Fehler gegenüber den Punkten* **H1 94** *minimal in* x *verschoben.*

Das Ergebnis dieser Modifikationen ist in Abbildung 5.15 dargestellt. Ohne Anwendung des E_{fwd}-Schnittes liegt die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ aller DIS-Ereignisse (**all DIS**) um $0,2 - 0,3$ GeV tiefer als nach der ursprünglichen Definition (**H1 94**). Das Verhalten mit abnehmendem x ist unverändert. Die Observable $\langle E_T \rangle$ ist natürlich sehr sensitiv auf die Anzahl diffraktiver Ereignisse, die sich durch mangelnde hadronische Aktivität im Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters auszeichnen. Die Differenz von $0,2 - 0,3$ GeV entspricht etwa 10% der gemessenen Transversalenergie; in der gleichen Größenordnung liegt die Anzahl der mit dem E_{fwd}-Schnitt als diffraktive Ereignisse verworfenen DIS-Ereignisse (9%, siehe Tabelle 4.1).

Nach der Vorwärtsselektion (**fwd sel**) anstelle des E_{fwd}-Schnittes nimmt die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ mit abnehmendem x etwas weniger signifikant zu als nach der ursprünglichen Definition.

Die Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ für $\mathbf{0} < \eta^\star < \mathbf{1}$ liegt generell etwas höher als für $-0,5 < \eta^\star < 0,5$. Dieses Resultat wird erwartet, da der transversale Energiefluß in Richtung des Quarkjets leicht ansteigt (vergl. Abbildungen 5.8 und 5.9), und bestätigt, wie sensibel die Messung auf eine Variation des Rapiditätsintervalls in Richtung der Quarkhemisphäre ist. Aufgrund der limitierten Akzeptanz des LAr-Detektors kann eine über $\eta^\star = -0,5$ hinausgehende Messung der Protonhemisphäre entweder durch Einsatz des Plug-Kalorimeters [73] oder durch Verschiebung des nominellen Wechselwirkungspunktes in Elektronrichtung erreicht werden.

5.5 Energieverteilungen

Nachdem die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ bestimmt wurde, ist es interessant zu fragen, aus welchen Energien sich die gemittelte Größe $\langle E_T \rangle$ zusammensetzt, und auf welche QCD-Prozesse - perturbative Partonabstrahlung oder Hadronisierungseffekte - diese Energien zurückzuführen sind. Monte Carlo-Studien haben gezeigt, daß insbesondere das Verhalten des hochenergetischen Ausläufers der E_T-Verteilung mit abnehmendem x sensitiv auf die zugrundeliegende Partondynamik ist [116].

Die *E_T-Verteilung* $\frac{1}{N}\frac{dN}{dE_T}$ gibt die Häufigkeit an, mit der in einem Ereignis ein bestimmtes E_T in der zentralen Region beobachtet wird. In Abbildung 5.16 ist links die unkorrigierte E_T-Verteilung für drei verschiedene Werte von x im Bereich $20 < Q^2 < 50$ GeV^2 zu sehen. Bei kleinem x finden sich im E_T-Spektrum mehr hochenergetische Ereignisse. Der Mittelwert der Verteilung ist, entsprechend der Messung des mittleren $\langle E_T \rangle$ in Abbildung 5.13, größer als bei hohem x.

Die Datenpunkte werden mit den Modellen DJANGO und HERWIG nach der Detektorsimulation verglichen. Im niederenergetischen Bereich ($E_T < 2$ GeV) überschätzt DJANGO die gemessene E_T-Verteilung, im höherenergetischen Bereich ($E_T > 2$ GeV) produziert DJANGO hingegen weniger Ereignisse. HERWIG liefert eine zufriedenstellende Beschreibung der Daten.

Ist es möglich, die E_T-Verteilung auf Detektoreffekte zu korrigieren? Mit Hilfe der Monte Carlo-Simulation DJANGO, mit der korrigiert werden soll, wird die Korrelation zwischen generiertem und nach der Detektorsimulation rekonstruiertem E_T untersucht, um Aufschluß über die Migrationen in E_T zu erhalten (Abbildung 5.16 rechts).

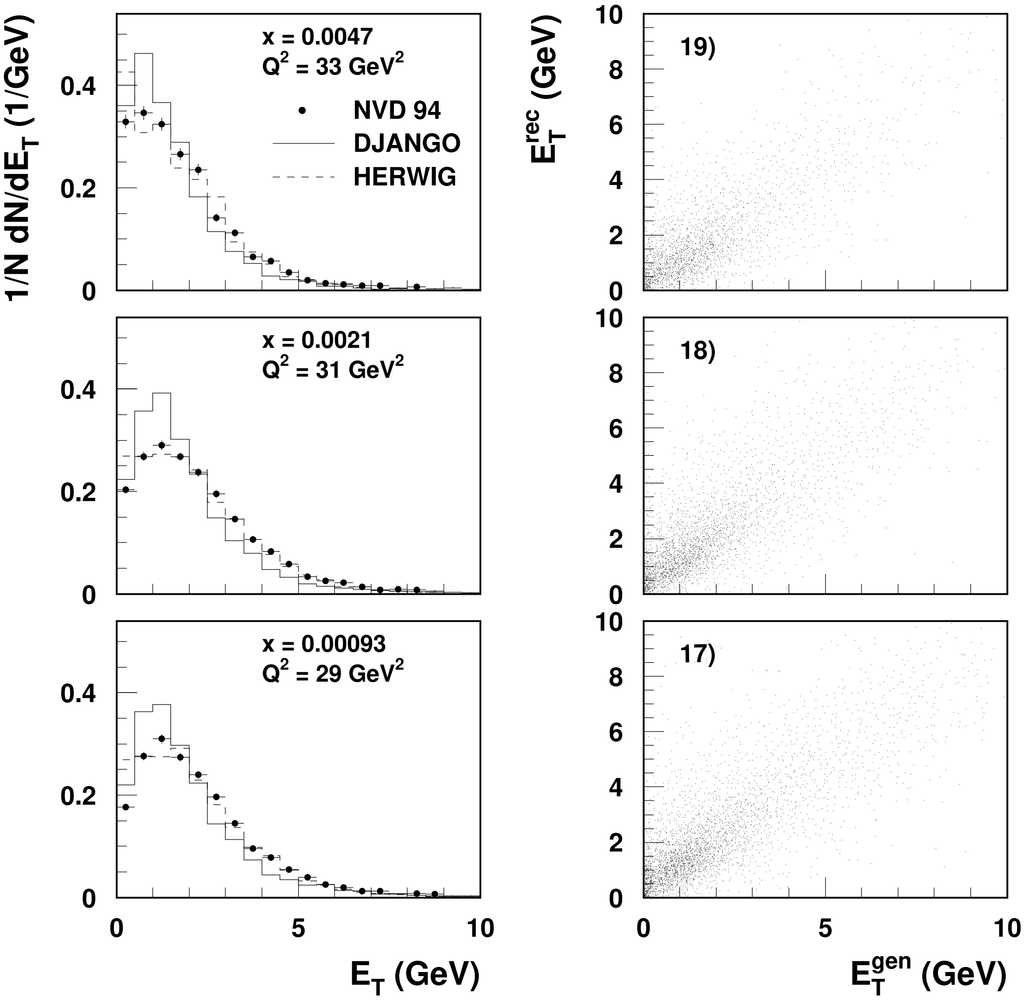

Abb. 5.16: *Unkorrigierte E_T-Verteilung für drei verschiedene Werte von x im Bereich $20 < Q^2 < 50$ GeV^2 im Vergleich mit DJANGO und HERWIG (links) und mit DJANGO bestimmte Korrelation zwischen generierter Transversalenergie E_T^{gen} und rekonstruierter Transversalenergie E_T^{rec} (rechts). E_T ist in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ des hadronischen Schwerpunktsystems gemessen.*

Es zeigt sich, daß die Wahl der E_T-Intervalle in Abbildung 5.16 ($\Delta E_T = 0,5$ GeV) viel zu fein ist in Anbetracht der schlechten Auflösung. Die Wahl der E_T-Intervalle muß diesen beträchtlichen Migrationen in E_T einerseits, und der abnehmenden Statistik im Ausläufer der E_T-Verteilung andererseits Rechnung tragen. Um die in Kapitel 5.2 erläuterte Entfaltung der detektorunabhängigen Observablen nach der Faktormethode anwenden zu können, sollte für mindestens 60% der Ereignisse die innerhalb eines E_T-Intervalls generierte Transversalenergie auch in demselben E_T-Intervall rekonstruiert werden [113]:

$$\frac{N_{rec}}{N_{gen}}(\Delta E_T) > 0.6, \tag{5.10}$$

wobei N_{gen} die Anzahl der Ereignisse mit $E_T^{gen} \in \Delta E_T$ und N_{rec} die Anzahl der Ereignisse mit der Eigenschaft $E_T^{rec} \in \Delta E_T$ und $E_T^{gen} \in \Delta E_T$ bezeichnet.

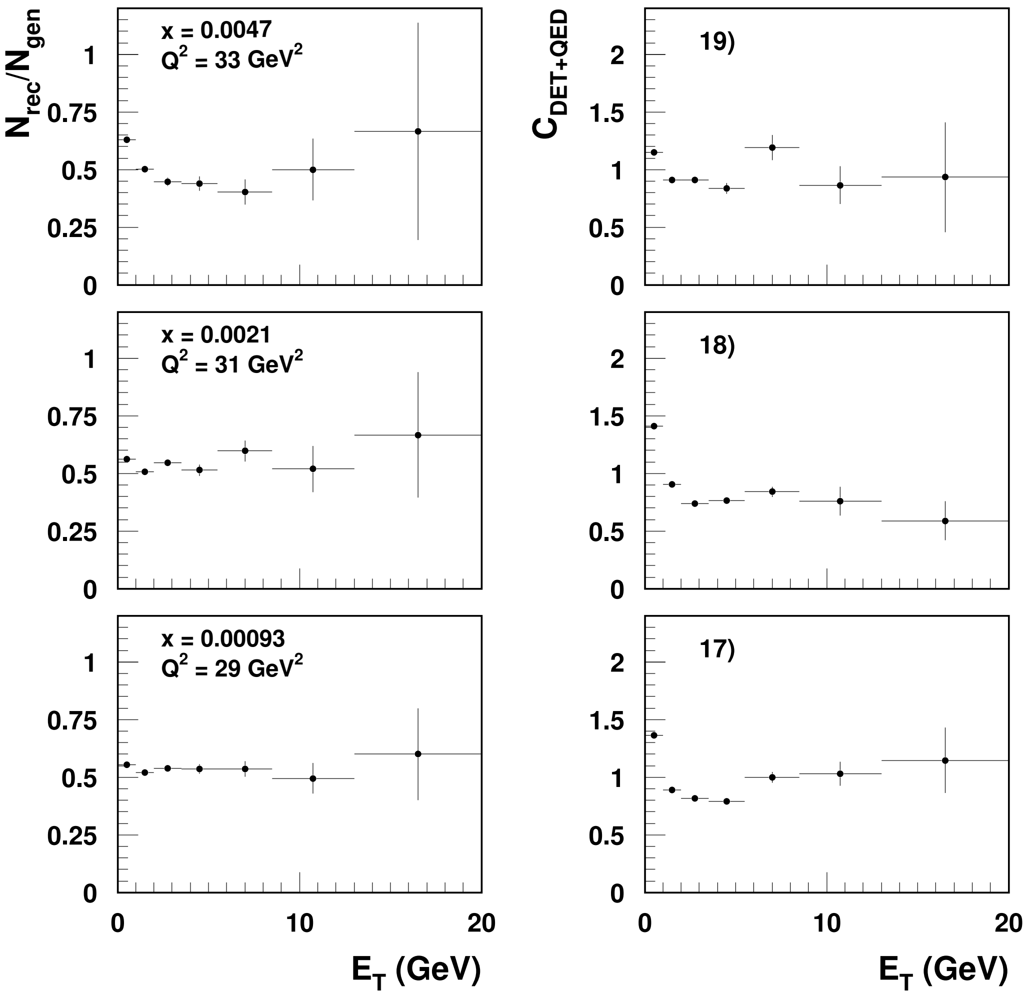

Abb. 5.17: *Rekonstruktionseffizienz* $\frac{N_{rec}}{N_{gen}}$ *als Funktion von* E_T *für die optimierte Wahl der* E_T*-Intervalle (links) und Korrekturfunktion der* E_T*-Verteilung (rechts) für drei verschiedene Werte von* x *im Bereich* $20 < Q^2 < 50$ *GeV*^{2}. E_T *ist in der zentralen Region* $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ *des hadronischen Schwerpunktsystems gemessen.*

In Abbildung 5.17 links ist die Rekonstruktionseffizienz $\frac{N_{rec}}{N_{gen}}$ als Funktion von E_T für die optimierte Wahl der E_T-Intervalle variabler Breite dargestellt. Die Bedingung 5.10 konnte nicht ganz erfüllt werden, im x, Q^2-Bereich 19) sinkt die Rekonstruktionseffizienz bis auf 40%. In den übrigen x, Q^2-Bereichen liegt sie über 50%, so daß die E_T-Verteilungen mit dieser Intervall-Einteilung auf Detektoreffekte korrigiert werden.

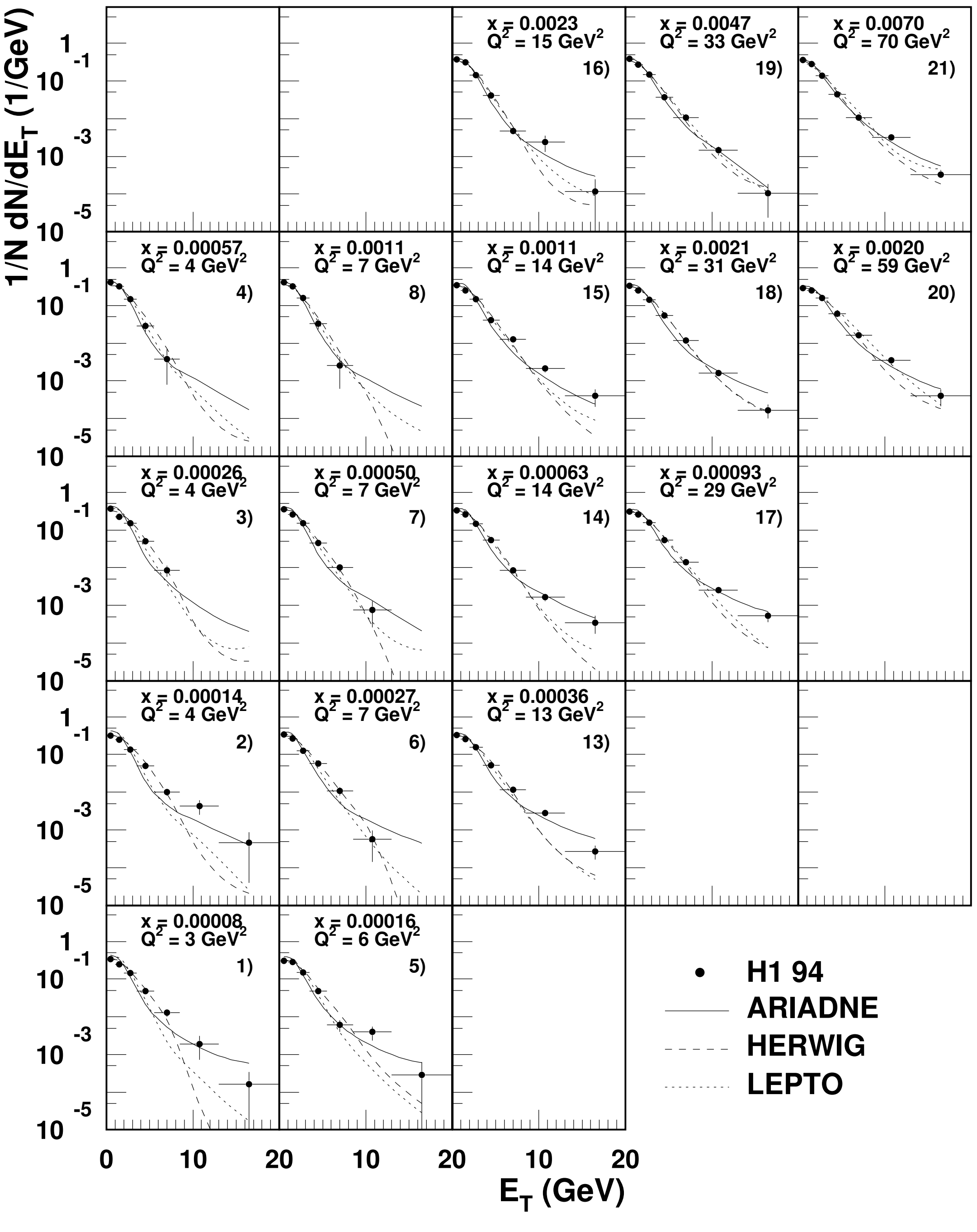

Abb. 5.18: *E_T-Verteilungen für die Daten mit verschobenem und nominellem Wechselwirkungspunkt in 17 verschiedenen x, Q^2-Bereichen ($2,5 < Q^2 < 100$ GeV^2). E_T ist die gemessene und auf Detektoreffekte korrigierte Transversalenergie in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ des hadronischen Schwerpunktsystems. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen x, Q^2-Bereich normiert. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt.*

Die resultierenden Korrekturfunktionen $C_{DET+QED}$ für den Bereich $20 < Q^2 < 50$ GeV^2 sind in Abbildung 5.17 rechts zu sehen, die Korrektur beträgt maximal 40%.

Abbildung 5.18 zeigt die auf Detektoreffekte korrigierten E_T-Spektren als Funktion von x und Q^2 sowie den Vergleich mit den QCD-Modellen. Es wurde eine logarithmische Skala gewählt, um die hochenergetischen Ausläufer der E_T-Spektren studieren zu können. Die begrenzte Statistik erlaubte eine visuelle Begutachtung der Ereignisse des Datensatzes NVD 94 mit $E_T > 20$ GeV. Es konnte kein einziges Untergrundereignis identifiziert werden, die meisten der untersuchten Ereignisse sind 2-Jet-Ereignisse mit einem schönen hochenergetischen Jet in Vorwärtsrichtung [117]. Die kleine Statistik des Datensatzes SVD 94 äußert sich in fehlenden hochenergetischen Datenpunkten (x, Q^2-Bereiche 1) bis 8)).

Von den drei Modellen beschreibt im gesamten kinematischen Bereich wieder ARIADNE die Daten am besten. Für hohe x und Q^2 gelingt dies auch den Modellen HERWIG und LEPTO. Für abnehmendes x und Q^2 enthalten die hochenergetischen Ausläufer der E_T-Spektren von HERWIG und LEPTO zunehmend weniger Ereignisse; die Spektren werden *weicher*. Die größten Abweichungen der beiden Modelle von den Daten und von ARIADNE finden sich im Bereich sehr kleiner x und Q^2. Dieser Effekt entspricht der Erwartung für Partonschauer-Modelle mit in k_T geordneten Partonenabstrahlungen, wie LEPTO und HERWIG, die auf der GLAP-Entwicklung von Partondichten basieren [116]. ARIADNE, mit in k_T ungeordneten Partonen, zeigt das entgegengesetzte Verhalten. Für festes Q^2 enthält der hochenergetische Ausläufer des E_T-Spektrums mit abnehmendem x zunehmend mehr Ereignisse, das Spektrum wird *härter*.

Welches Verhalten als Funktion von x bzw. Q^2 zeigen die Daten? In Abbildung 5.19 ist für festes Q^2 das korrigierte E_T-Spektrum bei hohem und niedrigem x dargestellt. Die gemessenen E_T-Spektren sind bei kleinem x, in Übereinstimmung mit der Vorhersage von ARIADNE, etwas härter. Abschließend sind in Abbildung 5.20 die E_T-Verteilungen bei festem x für je zwei Werte von Q^2 gezeigt. Tendentiell sind die Verteilungen bei höherem Q^2 härter. Allerdings ist die vorhandene Statistik, vor allem im hochenergetischen Ausläufer der E_T-Verteilungen, für konkrete Schlußfolgerungen bei weitem nicht ausreichend. Der Gesamtfehler wird bei hohen Energien vom statistischen Fehler dominiert. Ebenso ist eine größere Reichweite in x (bei festem Q^2) und in E_T für eine Interpretation der Messung sicherlich wünschenswert (vergl. Kapitel 6.1).

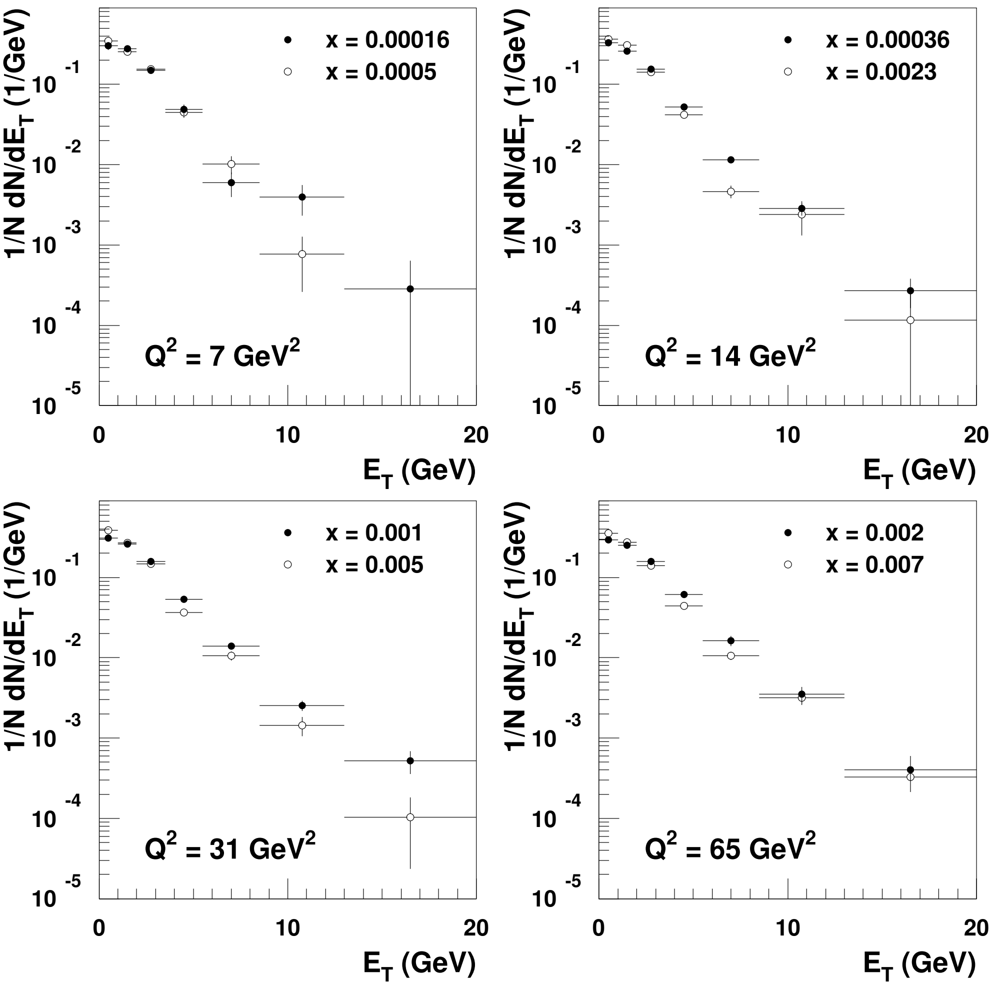

Abb. 5.19: *E_T-Spektrum bei hohem und niedrigem x für 4 Q^2-Bereiche. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt.*

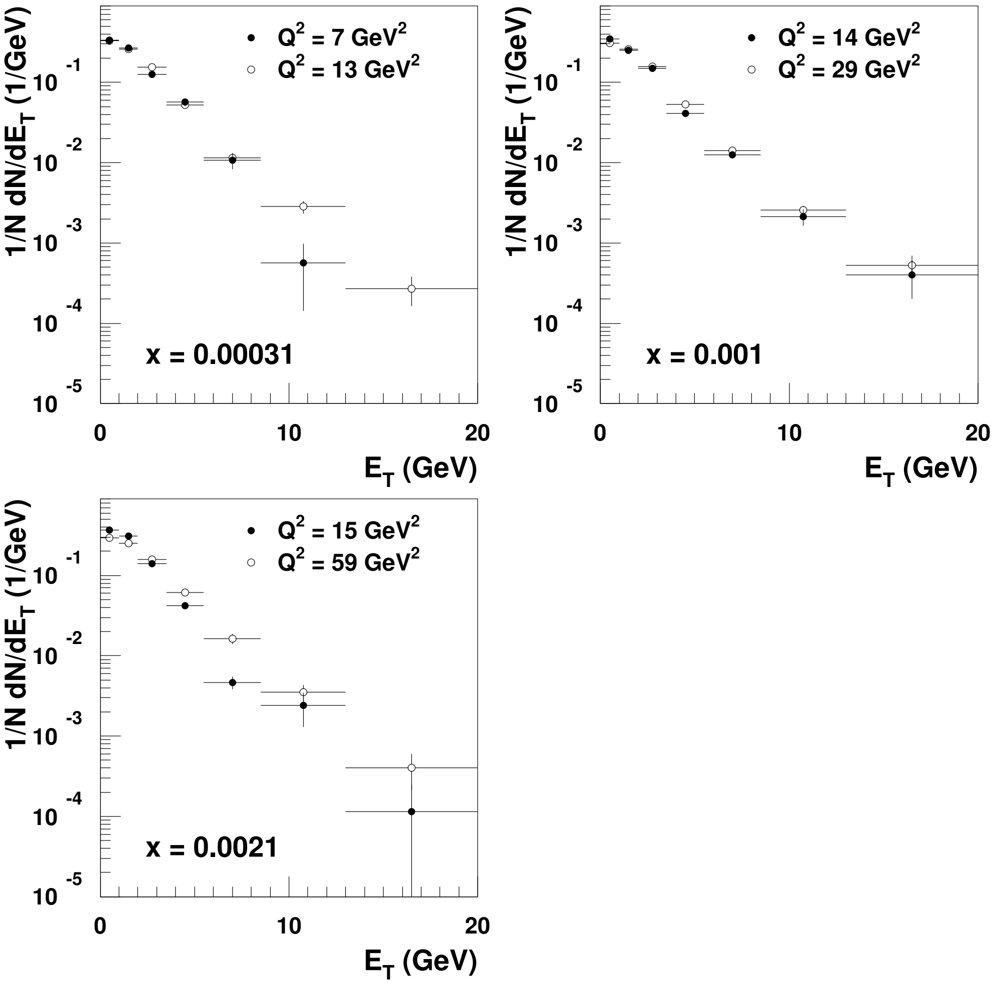

Abb. 5.20: *E_T-Spektrum bei hohem und niedrigem Q^2 für 3 x-Bereiche. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt.*

5.6 Systematik

Für die in Kapitel 5.4 vorgestellte $\langle E_T \rangle$-Messung wurden mehrere systematische Studien durchgeführt. Der systematische Fehler der $\langle E_T \rangle$-Messung kann aufgeteilt werden in eine x-unabhängige Skalenunsicherheit, die keinen Einfluß auf den Verlauf von $\langle E_T \rangle$ als Funktion von x hat, und einen kinematikabhängigen Fehler. Es wurden folgende Fehlerquellen für die Messung der mittleren Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ als Funktion von x untersucht[5]:

- **HS**: Kalibration der hadronischen Skala des LAr-Kalorimeters
- **BE**: Kalibration des BEMC
- **SM**: Verwendete Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen
- **TR**: Transformation ins hadronische Schwerpunktsystem CMS
- **MC**: Verwendetes Monte Carlo-Modell für die Korrektur auf Detektoreffekte
- **SF**: Strukturfunktion im Monte Carlo-Modell
- **GC**: Verwendetes Modell zur Simulation hadronischer Schauer im Kalorimeter
- **BP**: Simulation des Strahlrohres in Vorwärtsrichtung
- **GP**: Verbliebener Photoproduktions-Anteil
- **RG**: Verbliebener diffraktiver Anteil

HS: Die globale Unsicherheit in der hadronischen Skala des Flüssig-Argon-Kalorimeters beträgt 5% (vergl. Kapitel 4.5). Diese Unsicherheit besteht in allen kinematischen Bereichen, sie geht daher in die x-unabhängige Skalenunsicherheit ein.

BE: Die Unsicherheit in der Kalibration des rückwärtigen Kalorimeters BEMC für Elektronen beträgt für die 1994 aufgezeichneten Daten 1%. Diese Unsicherheit hat über die Energie des gestreuten Elektrons direkten Einfluß auf die für ein Ereignis nach der Elektron-Methode rekonstruierten kinematischen Variablen. Die Variation der BEMC-Energieskala um 1% führt zu einer x-abhängigen Änderung in $\langle E_T \rangle$ von 1 - 3%.

Aufgrund der ungenügenden Tiefe des BEMC für hadronische Schauer und zur Kompensation des effektiven e/π-Signalverhältnisses wurde der Skalierungsfaktor 1,6 für hadronische Energien eingeführt (siehe Kapitel 2.7). Da zur Messung von $\langle E_T \rangle$ nur das LAr-Kalorimeter benutzt wurde, wirkt sich die Unsicherheit in der Messung hadronischer Energien im Rückwärtsbereich jedoch nur bei Verwendung der Jacquet-Blondel- und Σ-Methode zur Rekonstruktion der Kinematik auf die Observable $\langle E_T \rangle$ aus.

---

[5] Den einzelnen Fehlerquellen wurden zwei fettgedruckte Großbuchstaben als Kürzel zugeordnet.

SM: Um die Abhängigkeit der Observablen $\langle E_T \rangle$ von der verwendeten Kinematik-Methode zu überprüfen, wurde alternativ zur Elektron-Methode die Σ-Methode verwendet (siehe Kapitel 4.3). Die Σ-Methode weist im Vergleich zur Jacquet-Blondel-Methode eine bessere Auflösung σ_x bei kleinen x auf und ist weniger abhängig von der Kalibration des LAr-Kalorimeters. Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der Σ-Methode anstelle der Elektron-Methode führt, abgesehen vom x, Q^2-Bereich 8), zu einer x-abhängigen Änderung in $\langle E_T \rangle$ um bis zu 3%. Im x, Q^2-Bereich 8) beträgt die Änderung 10%,

TR: Wie in Kapitel 4.7 festgestellt wurde, besteht aufgrund der begrenzten Auflösungen $\delta\theta$ und $\delta E'_e$ eine Unsicherheit in der Rekonstruktion des Vierervektors des ausgetauschten Bosons, das für die Lorentztransformation ins hadronische Schwerpunktsystem benutzt wird. Obwohl die Monte Carlo-Simulation DJANGO die begrenzte Auflösung nachvollzieht, wird der Einfluß dieser Unsicherheit auf die $\langle E_T \rangle$-Messung überprüft, indem das ideale Boson des Generators für die Transformation verwendet wird. Die resultierende Änderung in $\langle E_T \rangle$ beträgt maximal 3%. Da das Monte Carlo-Modell die Auflösung mit einer maximalen Abweichung von 10% beschreibt, ist die ermittelte Unsicherheit in der Transformation für die $\langle E_T \rangle$-Messung mit 0,3% vernachlässigbar.

MC: Die Korrektur auf Detektoreffekte ist abhängig vom gewählten Monte Carlo-Modell. Prinzipiell kann jedes Modell verwendet werden, das die gemessenen und in den Kapiteln 4 und 5 vorgestellten Verteilungen beschreibt. Aus dem Vergleich verschiedener Monte Carlo-Modelle kann die Modellabhängigkeit der Korrektur abgeschätzt werden. Zu diesem Zweck wurden alternativ zu DJANGO Studien mit LEPTO und HERWIG durchgeführt. Zu beachten ist hierbei, daß der Vergleich mit DJANGO nur dann konsistent ist, wenn die Korrekturfunktionen C_{DET} nach Gleichung 5.6 mit DJANGO-Ereignissen ohne QED-Abstrahlung bestimmt werden.

Der Vergleich von DJANGO und HERWIG in Abbildung 5.4 offenbart, daß bei kleinem x und Q^2 Unterschiede von teilweise über 10% in den Korrekturfunktionen für den Energiefluß im Laborsystem auftreten. In Abbildung 5.21 sind für die x, Q^2-Bereiche 11) bis 14) ($Q^2 < 20$ GeV^2 und $x < 0,0005$) die Korrekturfunktionen dreier Modelle für den Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem gezeigt. Auch in diesem System finden sich große Modellunterschiede zwischen DJANGO und HERWIG. Die zusätzlich dargestellte LEPTO-Korrekturfunktion liegt in der zentralen Region nahe bei der DJANGO-Korrektur. Um ein tieferes Verständnis der Abweichung der Korrekturfunktionen voneinander zu gewinnen, wurden detaillierte Studien mit den Ereignissen des Datensatzes NVD 94 durchgeführt, für die die Modellunterschiede auffallend groß sind, also im Bereich $Q^2 < 20$ GeV^2 und $x < 0,0005$.

In Abbildung 5.22 sind verschiedene Clustereigenschaften für den interessierenden Bereich $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ dargestellt. Die Verteilung der Cluster-Transversalenergie $E_{T,cl}$ fällt noch in stärkerem Maße als in Abbildung 4.10 ab, da die Transversalkomponenten in der Vorwärtsregion des Detektors klein sind (a). Das Spektrum wird vom Modell DJANGO am besten beschrieben, dasjenige von HERWIG und LEPTO ist bedeutend weicher. Die gemessene Verteilung der über den Bereich $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ summierten

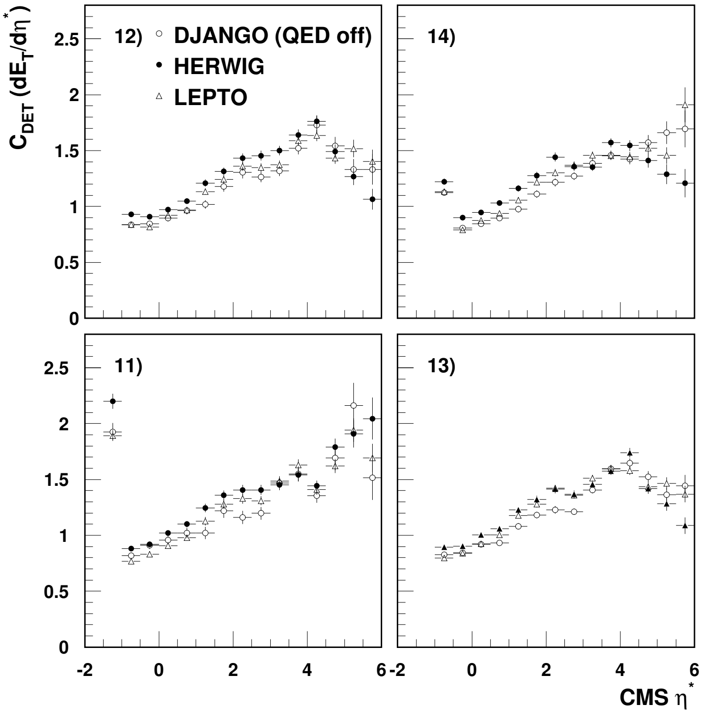

Abb. 5.21: *Korrekturfunktion im hadronischen Schwerpunktsystem nach DJANGO, HERWIG und LEPTO für die x, Q^2-Bereiche 11) bis 14) (Q^2 < 20 GeV^2 und $x < 0,0005$).*

Energie E_T^{rec} hingegen wird von HERWIG am besten beschrieben (b) (vergl. Abbildung 5.16 (links)). Allerdings sind die Migrationen in E_T^{rec}, wie bereits dargelegt wurde (siehe Abbildung 5.16 (rechts)), für diese Verteilung sehr groß. DJANGO produziert mehr Ereignisse mit Energien $E_T^{rec} < 2$ GeV und weniger Ereignisse mit $E_T^{rec} > 2$ GeV. Die Multiplizitätsverteilung n_{cl} sieht derjenigen in Abbildung 4.10 sehr ähnlich (c). DJANGO produziert im Mittel weniger Cluster als die anderen beiden Modelle, die näher an den Daten liegen. Schließlich ist in (d) die mittlere Energie pro Cluster E_T^{rec}/n_{cl} in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ gezeigt. Diese Verteilung wird vom Modell LEPTO am besten beschrieben.

Die gezeigten Verteilungen werden mit unterschiedlicher Qualität durch die verschiedenen Modelle beschrieben, sie sprechen keinem der Modelle eine eindeutige Präferenz aus. Die Frage, woher die großen Unterschiede in den Korrekturfunktionen kommen, ist nach wie vor offen. Einen wichtigen Hinweis auf eine mögliche Ursache für die Modellabhängigkeit der Korrektur lieferte die Beobachtung, daß das Ansprechverhalten des LAr-Kalorimeters sehr sensibel auf die mittlere Energie pro Teilchen ist [118]. Aus diesem Grund wurden neben den Studien mit Clustern Monte Carlo-Studien mit Teilchen im Zentralbereich $-1 < \eta < 1$ des Laborsystems durchgeführt. Der Zentralbereich wurde gewählt, um die Resultate für Teilchen mit den Spuren des zentralen Spurkammersystems überprüfen zu können. Die Spurmultiplizität eines Ereignisses zeigt eine wesentlich bessere Korrelation mit der Teilchenmultiplizität als die Clustermultiplizität (vergl. Abbildungen 4.10 bis 4.12).

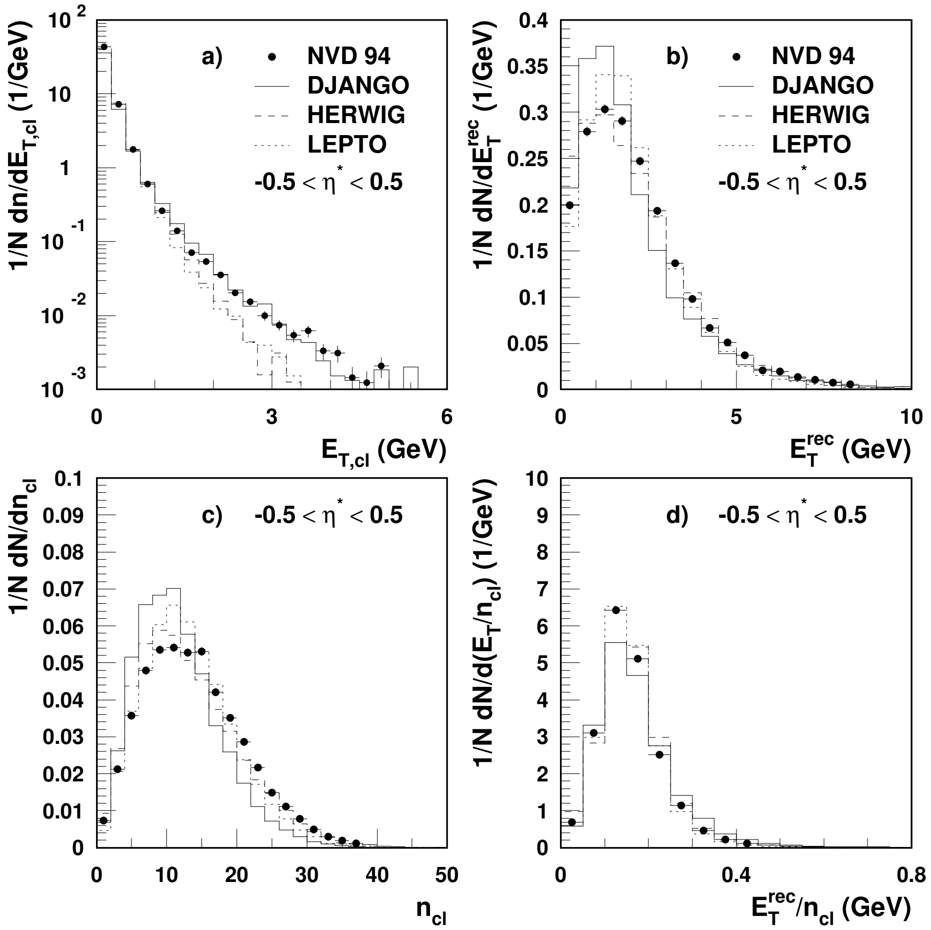

Abb. 5.22: *Verteilung der Transversalenergie* $E_{T,cl}$ *aller Kalorimetercluster in der zentralen Region* $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ *des hadronischen Schwerpunktsystems (a), Verteilung der über* $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ *summierten Energie* E_T^{rec} *(b), Multiplizitätsverteilung* n_{cl} *(c) und mittlere Energie pro Cluster* E_T^{rec}/n_{cl} *in der zentralen Region* $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ *(d). Es wurden nur Ereignisse mit* $Q^2 < 20$ *GeV*^{2} *und* $x < 0,0005$ *verwendet.*

Die durchgeführten MC-Studien haben bestätigt, daß zunehmende Energien pro Teilchen abnehmende Korrekturfaktoren E_T^{gen}/E_T^{rec} bedingen (Abbildung 5.23). Dieser Effekt wird erwartet, da die Nachweiswahrscheinlichkeit des LAr-Kalorimeters für Teilchen mit zunehmender Teilchenenergie zunimmt [118], und der Verlust niederenergetischer Teilchen zu verminderten Werten E_T^{rec} und erhöhten Korrekturfaktoren E_T^{gen}/E_T^{rec} führt. Das Modell DJANGO produziert aufgrund der geringeren Teilchenmultiplizität im Mittel höherenergetische Teilchen als LEPTO und HERWIG. Dies führt zu kleineren Korrekturfaktoren, wie Abbildung 5.23 illustriert.

Um Aufschluß darüber zu erhalten, welches der Modelle nun die den Daten entsprechende mittlere Teilchenenergie aufweist, wurde die Untersuchung mit simulierten und gemessenen Spuren wiederholt. In Abbildung 5.24 ist das Resultat dargestellt. Im betrachteten Bereich $Q^2 < 20$ GeV^2 und $x < 0,0005$ sind die Energieverteilungen im Zentralbereich $-1 < \eta < 1$ für alle Modelle ähnlich und vergleichbar mit den gemessenen Spuren (a). Die gemessene Verteilung der mittleren Transversalenergie pro Spur

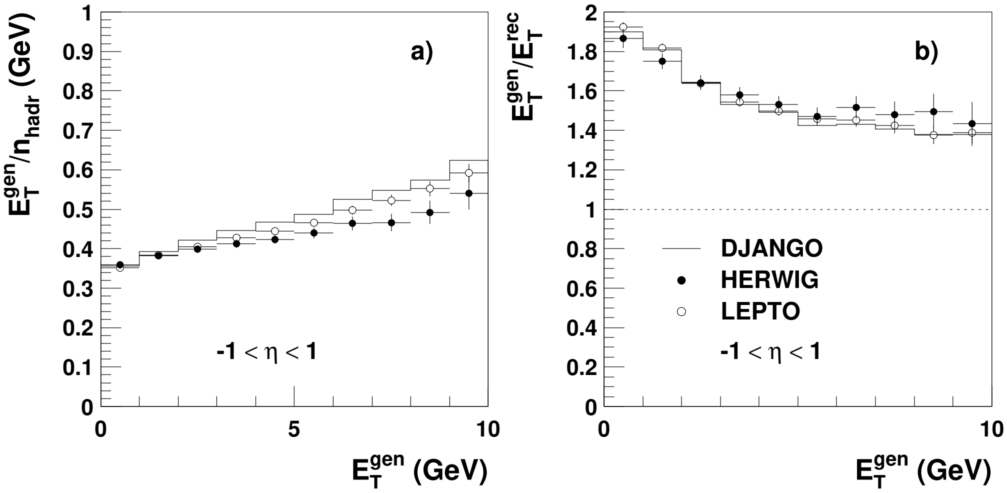

Abb. 5.23: *Mittlere Energie* E_T^{gen}/n_{hadr} *der von den Modellen DJANGO, HERWIG und LEPTO generierten Teilchen, die in den Zentralbereich* $-1 < \eta < 1$ *des Laborsystems fliegen (a), und Korrekturfaktor* E_T^{gen}/E_T^{rec} *für den Zentralbereich* $-1 < \eta < 1$ *als Funktion von* E_T^{gen} *(b). Es wurden nur Ereignisse mit* $Q^2 < 20$ *GeV*^{2} *und* $x < 0,0005$ *verwendet.*

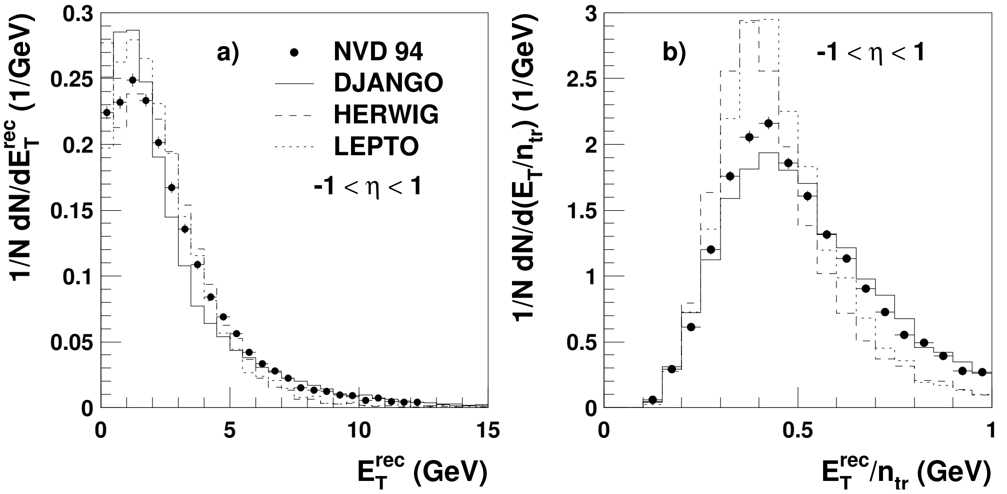

Abb. 5.24: *Summierte* E_T^{rec}*-Verteilung der Spuren im Zentralbereich* $-1 < \eta < 1$ *des Laborsystems (a) und Verteilung der mittleren Transversalenergie pro Spur* E_T^{rec}/n_{hadr} *(b). Es wurden nur Ereignisse mit* $Q^2 < 20$ *GeV*^{2} *und* $x < 0,0005$ *verwendet.*

E_T^{rec}/n_{tr} (b) favorisiert jedoch eindeutig das Modell DJANGO. HERWIG produziert, noch in stärkerem Maße als LEPTO, mehr Ereignisse mit $E_T^{rec}/n_{tr} < 0.5$ GeV und weniger Ereignisse mit $E_T^{rec}/n_{tr} > 0.5$ GeV.

Die durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, daß die beobachtete Diskrepanz in den mit HERWIG und DJANGO bestimmten Korrekturfaktoren vielleicht nicht ausschließlich, jedoch zum Teil auf die unterschiedliche Energie pro Teilchen zurückgeführt werden kann. Ursache hierfür könnten die unterschiedlichen Hadronisierungsmodelle in den Generatoren sein. Eine vollständige Aufklärung der Gründe für die große

Modellabhängigkeit der Korrektur gelang jedoch nicht, so daß für eine konservative Fehlerbetrachtung, die hier vorgenommen werden soll, die Abweichung von HERWIG bezüglich DJANGO und LEPTO nicht vernachlässigt, sondern in einen x-unabhängigen und einen x-abhängigen Anteil aufgespalten wird.

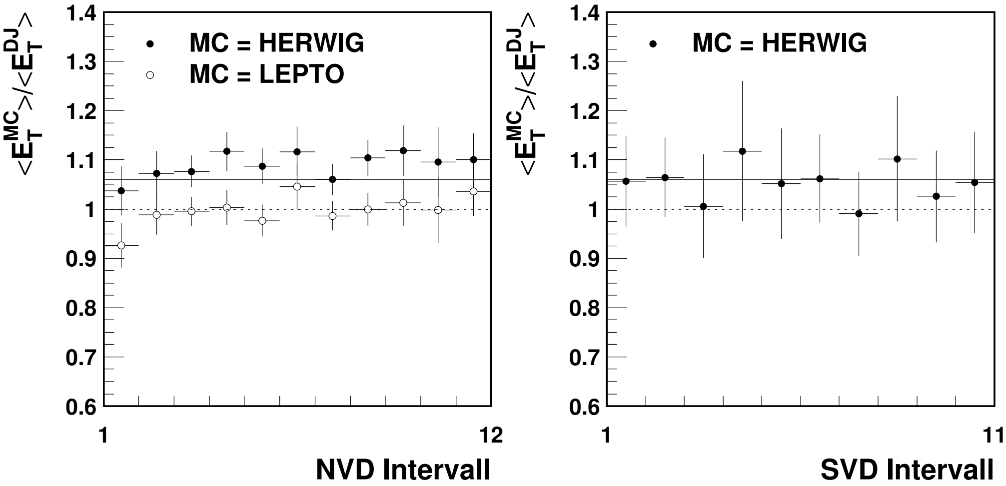

Abb. 5.25: *Verhältnis der mit HERWIG bzw. LEPTO korrigierten mittleren Transversalenergie* $\langle E_T \rangle$ *zu der mit DJANGO korrigierten Transversalenergie für 11* x, Q^2*-Bereiche des Datensatzes NVD 94 (links) und 10* x, Q^2*-Bereiche des Datensatzes SVD 94 (rechts).* $\langle E_T \rangle$ *ist die mittlere Transversalenergie in der zentralen Region* $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ *des hadronischen Schwerpunktsystems.*

Abbildung 5.25 zeigt das Verhältnis der jeweils mit dem Modell HERWIG bzw. LEPTO korrigierten Transversalenergie $\langle E_T^{MC} \rangle$ relativ zu der mit DJANGO korrigierten Transversalenergie $\langle E_T^{DJ} \rangle$ als Funktion des kinematischen Intervalls. Die Korrektur auf Detektoreffekte mit LEPTO (links) weicht nur leicht von der mit DJANGO erzielten Korrektur ab. Die Korrektur mit HERWIG führt zu einem ganz ähnlichen kinematikabhängigen Verhalten, jedoch auf einem im Mittel 10% höheren $\langle E_T \rangle$-Niveau. Für den Datensatz SVD 94 (rechts) liegt HERWIG im Mittel etwas näher an DJANGO, allerdings mit einem größeren statistischen Fehler behaftet.

Für den x-unabhängigen Anteil des systematischen Fehlers werden 6% gewählt, dies ist der auf Basis beider Datensätze SVD und NVD 94 bestimmte Mittelwert der Verteilung von HERWIG in Abbildung 5.25. Der x-abhängige Fehler ergibt sich dann aus der mittleren Streuung der HERWIG-Punkte um die 6%-Linie. Er beträgt 4%.

SF: Die Wahl einer anderen Partondichte-Funktion für die Generierung von Monte Carlo-Ereignissen kann einen Einfluß auf den transversalen Energiefluß haben. Studien mit der Parametrisierung MRSH anstelle von GRV haben jedoch gezeigt, daß dieser Effekt klein (etwa 2%) und unabhängig von x und Q^2 ist. Die Abhängigkeit der Messung von der gewählten Parametrisierung für die Monte Carlo-Modelle kann demnach in die x-unabhängige Skalenunsicherheit absorbiert werden.

GC: Die H1-Detektorsimulation enthält standardmäßig das Programm GHEISHA für die Simulation der hadronischen Schauerentwicklung in den Kalorimetern. Eine Alternative bietet das Programm CALOR, dessen Vorhersage für den transversalen Energiefluß im Rahmen der Systematik studiert wurde.

Vorab wird anhand der p_T-Impulserhaltung untersucht, ob die Verwendung von CALOR einen Einfluß auf die Kalibration des Kalorimeters hat. In Abbildung 5.26 ist die p_T-Balance für beide Modelle dargestellt. Bezüglich der mit GHEISHA bestimmten Verteilung ist die Verteilung mit CALOR um 3% nach links verschoben. Daraus folgt, sollte das Paket CALOR in der Detektorsimulation verwendet werden, daß die hadronische Energieskala des Flüssig-Argon-Kalorimeters für die Daten nicht mit einem Faktor 1,04, sondern nur mit einem Faktor 1,01 reskaliert werden müßte, um Übereinstimmung mit der Simulation zu erzielen (vergl. Kapitel 4.5).

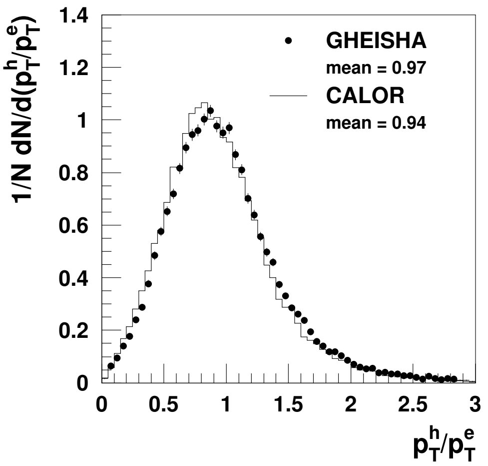

Abb. 5.26: *p_T-Balance zwischen gestreutem Elektron und hadronischem Endzustand für die Modelle GHEISHA und CALOR.*

In Abbildung 5.27 oben links ist das Verhältnis der mit CALOR und GHEISHA gewonnenen Korrekturfunktionen für den über den gesamten kinematischen Bereich gemittelten Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem dargestellt. Relativ zu GHEISHA zeigt CALOR eine deutliche, als Funktion von $\eta^\star$ um Null oszillierende Abweichung. In der zentralen Region bei $\eta^\star \approx 0$ liegt die Transversalenergie bei Verwendung von CALOR um einige % tiefer als mit GHEISHA. In Abbildung 5.27 oben rechts sind die Abweichungen in der Observablen $\langle E_T \rangle$ (in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$) für die 11 kinematischen NVD-Intervalle dargestellt. Die beobachtete mittlere Abweichung zwischen CALOR und GHEISHA beträgt -3%. Dieser Wert entspricht gerade der ermittelten 3%igen Verschiebung der p_T-Balance, die durch Reskalierung der hadronischen Skala kompensiert würde. Eine Abhängigkeit von x und Q^2 ist bei der gegebenen Statistik schwer auszumachen. Dennoch wird, zumal die Studie nur für den Datensatz NVD 94 durchgeführt wurde, für den x-abhängigen systematischen Fehler die mittlere Streuung der CALOR-Punkte angenommen. Die Unsicherheit in der Schauersimulation beträgt demnach 3%.

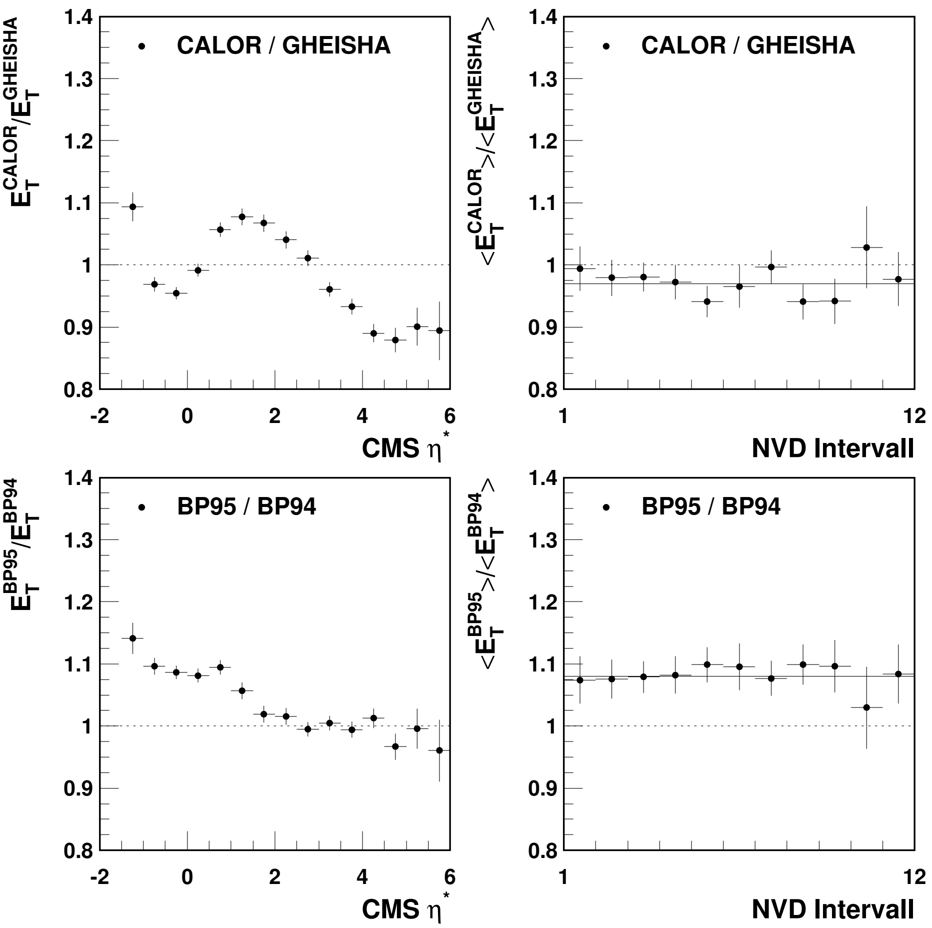

Abb. 5.27: *Vergleich der Schauersimulationspakete CALOR und GHEISHA (***GC***, oben) und der unterschiedlichen Strahlrohrsimulationen für die Jahre 1994 und 1995 (***BP***, unten) in ihrer Auswirkung auf den transversalen Energiefluß im CMS (links) und die mittlere Transversalenergie* $\langle E_T \rangle$ *(rechts).* $\langle E_T \rangle$ *ist in der zentralen Region* $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ *gemessen.*

BP: Für die Energiemessung im Vorwärtsbereich des Detektors ist eine korrekte Simulation des inaktiven Materials in Vorwärtsrichtung, das zu sekundären Wechselwirkungen und der Streuung von Teilchen in das Flüssig-Argon-Kalorimeter führt, wünschenswert. Die Tatsache, daß der gemessene, unkorrigierte Energiefluß um 5 - 10% oberhalb der MC-Vorhersage liegt (siehe Abbildung 5.3), könnte von einer fehlerhaften Beschreibung des Materials in Vorwärtsrichtung herrühren. Um die Größenordnung dieser Unsicherheit abzuschätzen, wurden die unterschiedlichen Simulationen der Vorwärtsregion des Strahlrohres für die Jahre 1994 und 1995 in ihrem Einfluß auf die Energiemessung verglichen[6].

---

[6] Das Strahlrohr des H1-Detektors wurde 1995 für den Einbau der Siliziumdetektoren modifiziert. Für die Situation der Jahre 1993 und 1994 braucht nur der Collimator C4 simuliert zu werden. 1995 befindet sich weit mehr inaktives Material in Vorwärtsrichtung, neben den Kollimatoren C4 und C5 eine Vakuumpumpe und mehrere Blenden gegen Synchrotronstrahlung.

Abbildung 5.27 zeigt unten links den resultierenden Unterschied des über den gesamten kinematischen Bereich gemittelten transversalen Energieflusses in Abhängigkeit der verwendeten Strahlrohrsimulation. Wie erwartet, ist ein Effekt nur in der zentralen Region des hadronischen Schwerpunktsystems zu beobachten. Schließlich sind unten rechts die Abweichungen in der Observablen $\langle E_T \rangle$ für die 11 kinematischen NVD-Intervalle dargestellt. Im Mittel liefert die 1995er Strahlrohrsimulation anstelle der 1994er eine um 8% höhere Vorhersage für $\langle E_T \rangle$. Eine Abhängigkeit von x und Q^2 kann bei der gegebenen Statistik nicht festgestellt werden. Die Untersuchung bestätigt die Notwendigkeit einer detailgetreuen Simulation jeglichen inaktiven Materials auch außerhalb der LAr-Akzeptanz für kalorimetrische Energiemessungen in Vorwärtsrichtung. Da die modifizierte Strahlrohrsimulation einen Extremfall darstellt, wird für die Unsicherheit in der korrekten Simulation inaktiven Materials ein Beitrag von 2% zur x-unabhängigen Skalenunsicherheit angesetzt.

GP: Der nach der Selektion tiefunelastischer Ereignisse verbliebene Anteil von Photoproduktionsereignissen (γp-Ereignissen) wurde mit dem Monte Carlo-Modell PHOJET abgeschätzt. Für festes Q^2 wird Photoproduktionsuntergrund nur in den x, Q^2-Bereichen bei großem y erwartet, da er mit steigender Energie des gestreuten Elektrons verschwindet (siehe Abbildungen 4.2 und 4.3).

In Abbildung 5.28 ist links für den x, Q^2-Bereich 1) der mittlere transversale Energiefluß der simulierten, nach der Selektion verbleibenden Photoproduktionsereignisse im Vergleich zum gemessenen Energiefluß zu sehen. Mit abnehmender Pseudorapidität zeigt die Transversalenergie einen ansteigenden Verlauf. Zur Observablen $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ liefern γp-Ereignisse etwa denselben Beitrag wie tiefunelastische Ereignisse. Dies gilt für alle x, Q^2-Bereiche, in denen Photoproduktionsuntergrund vorhanden ist. Der systematische Fehler für Photoproduktionsuntergrund, der maximal 3% beträgt, wird gemäß

$$\delta_{\gamma p} = \frac{N_{\gamma p} \cdot (\langle E_T^{DIS} \rangle - \langle E_T^{\gamma p} \rangle)}{N_{DIS} \cdot \langle E_T^{DIS} \rangle} \qquad \text{(in \%)} \qquad (5.11)$$

bestimmt. N_{DIS} ist die Anzahl der selektierten tiefunelastischen Ereignisse im jeweiligen x, Q^2-Bereich und $N_{\gamma p}$ die mit Hilfe von PHOJET ermittelte Anzahl von γp-Ereignissen, die die Selektionskriterien für DIS-Ereignisse erfüllen.

RG: Der Schnitt auf die Vorwärtsenergie verwirft Ereignisse mit einer großen Rapiditätslücke. In Kapitel 4.6 wurde der nach der Selektion verbliebene Untergrund an Ereignissen diffraktiver Natur zu etwa 2% abgeschätzt. In Abbildung 5.28 ist rechts für den x, Q^2-Bereich 13) der mittlere, transversale Energiefluß eines mit RAPGAP simulierten Ereignisses im Vergleich zum gemessenen Energiefluß zu sehen. In der zentralen Region wird nur etwa 70% der Transversalenergie von DIS-Ereignissen ohne Rapiditätslücke erzeugt. Generell führt der Untergrund an diffraktiven Ereignissen, unabhängig von x, zu einer Erniedrigung der Transversalenergie in der zentralen Region des hadronischen Schwerpunktsystems. Der Beitrag von 2% zum systematischen Fehler wird daher in der x-unabhängigen Skalenunsicherheit absorbiert.

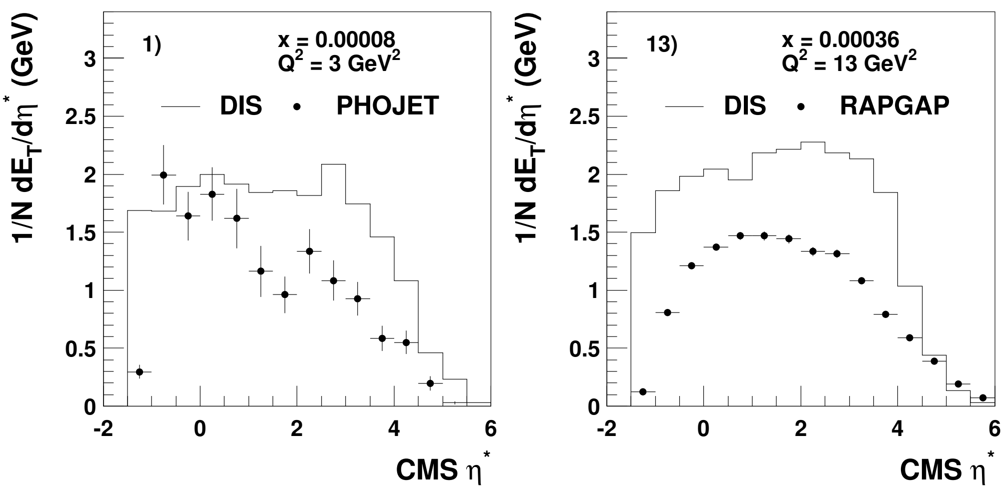

Abb. 5.28: *Energiefluß der Photoproduktionsereignisse (links) sowie der diffraktiven Ereignisse (rechts) nach Anwendung der Selektionskriterien für DIS-Ereignisse. Photoproduktionsereignisse weisen in der zentralen Region* $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ *im Mittel ebensoviel Transversalenergie auf wie DIS-Ereignisse, diffraktive Ereignisse hingegen nur etwa halbsoviel. Die Verteilungen sind auf die Zahl* N *der in dem jeweiligen* x, Q^2*-Bereich selektierten Untergrund- bzw. DIS-Ereignisse normiert.*

Fehlerrechnung:

Der systematische Fehler wird in einen x-abhängigen Fehler und eine x-unabhängige Skalenunsicherheit aufgespalten. Die einzelnen Beiträge zum x-abhängigen Fehler sind in Tabelle 5.1 als Funktion von x und Q^2 aufgelistet. Den größten Beitrag zum systematischen Fehler liefert die Modellabhängigkeit der Detektorkorrektur mit einem 4%igen x-abhängigen und einem 6%igen x-unabhängigen Fehler. Sowohl der gesamte x-abhängige Fehler als auch die Skalenunsicherheit ergeben sich durch quadratische Summation der voneinander unabhängigen, relativen Einzelbeiträge gemäß

$$\delta_{syst}^{gesamt} = \sqrt{\sum_i {\delta_{syst}^i}^2} \; . \tag{5.12}$$

Der systematische Fehler wurde im Vorjahr zu klein abgeschätzt. Zum einen wurde im Vorjahr die Modellabhängigkeit der Messung mit den Modellen LEPTO und ARIADNE bestimmt und die festgestellte, geringere Diskrepanz zu einem erheblichen Teil in der x-unabhängigen Skalenunsicherheit absorbiert. Zum anderen wurden für die auf den Datensätzen SVD und NVD 94 beruhende $\langle E_T \rangle$-Messung mit der Verwendung von CALOR anstelle von GHEISHA (**GC**) und der Simulation des 1995 eingebauten Strahlrohres (**BP**) zusätzliche Fehlerquellen studiert.

Die x-unabhängige Skalenunsicherheit beträgt 8%, die beitragenden Fehlerquellen sind **HS** (5%), **SF** (2%), **MC** (6%), **RG** (2%) und **BP** (2%). Für die auf dem Datensatz NVD 93 beruhende $\langle E_T \rangle$-Messung betrug die Skalenunsicherheit 9%.

Systematische Fehlerbeiträge zur Messung von $\langle E_T \rangle$									
				δ^i_{syst}					δ^{gesamt}_{syst}
Bin-Nr.	$\langle Q^2 \rangle$	$\langle x \rangle$	$\langle E_T \rangle$	**BE**	**SM**	**MC**	**GP**	**GC**	
	(GeV^2)	(10^{-3})	(GeV)	(%)					(%)
Daten mit verschobenem Vertex									
1)	3.2	0.08	1.95	1	3	4	2	3	6
2)	3.8	0.14	1.92	2	2	4	1	3	6
3)	3.9	0.26	1.77	1	0	4	0	3	5
4)	4.2	0.57	1.54	1	4	4	0	3	7
5)	6.3	0.16	1.97	2	0	4	1	3	6
6)	7.0	0.27	1.79	2	1	4	0	3	6
7)	7.0	0.50	1.82	2	3	4	0	3	6
8)	7.3	1.08	1.50	3	10	4	0	3	11
9)	13.4	0.44	2.01	1	0	4	1	3	5
10)	14.4	1.57	1.66	4	4	4	0	3	7
Daten mit nominellem Vertex									
11)	7.1	0.16	2.10	1	3	4	3	3	7
12)	8.9	0.29	1.96	1	0	4	0	3	5
13)	13.1	0.36	2.02	1	1	4	3	3	6
14)	14.1	0.63	1.90	1	0	4	1	3	5
15)	14.1	1.11	1.84	1	1	4	0	3	5
16)	14.9	2.26	1.68	1	2	4	0	3	6
17)	28.8	0.93	2.10	1	1	4	1	3	5
18)	31.2	2.07	1.95	1	0	4	0	3	5
19)	33.2	4.72	1.77	2	1	4	0	3	6
20)	59.4	2.03	2.17	1	1	4	-1	3	5
21)	70.2	7.04	1.94	4	3	4	0	3	7

Tab. 5.1: *Einzelne Fehlerbeiträge zum systematischen Gesamtfehler von $\langle E_T \rangle$ als Funktion von x und Q^2. $\langle E_T \rangle$ ist in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ des hadronischen Schwerpunktsystems gemessen. Die systematischen Fehlerquellen sind zu Beginn des Kapitels 5.6 definiert. Der Gesamtfehler ergibt sich durch quadratische Addition der Einzelfehler. Im systematischen Fehler nicht enthalten ist eine x-unabhängige Skalenunsicherheit von 8%.*

In den Abbildungen 5.6 bis 5.11 für die korrigierten transversalen Energieflüsse sind nur die statistischen Fehler gezeigt. Die in diesem Kapitel aufgeführten Fehlerquellen wurden auch in ihrem Einfluß auf die Messung des transversalen Energieflusses studiert. Bis auf die Untersuchung **GC**, die eine bis zu 10% betragende, sinusförmige Variation des Energieniveaus bei Verwendung von CALOR zu Tage brachte, sind die untersuchten Effekte von geringem Einfluß auf unterschiedliche η- bzw. $\eta^\star$-Bereiche des Energieflusses. Da zudem, wie Tabelle 5.1 zeigt, der summierte x-abhängige Fehler (abgesehen vom x, Q^2-Bereich 8) nur in geringem Maße von x abhängt, wird der systematische Fehler für den Energiefluß mit 11% abgeschätzt. Dieses Fehlerband setzt sich zusammen aus dem summierten x-abhängigen Fehler (7%, Tabelle 5.1) und der 8%igen Skalenunsicherheit. Es ist ausreichend breit, um den höheren Fehler des x, Q^2-Bereichs 8) sowie die Variation des Energieniveaus bei Verwendung von CALOR aufzunehmen.

Ein separate Analyse des systematischen Fehlers für die E_T-Verteilungen wurde nicht durchgeführt, da die interessierenden, hochenergetischen Ausläufer der Verteilungen (siehe Abbildungen 5.18 bis 5.20) vom statistischen Fehler dominiert sind.

Messung der mittleren Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ im zentralen Bereich $-0,5 < \eta^\star < 0,5$									
Bin- Nr.	Q^2	x	$\langle Q^2 \rangle$	$\langle x \rangle$	$\langle E_T \rangle$	Fehler δ_{stat}	 δ_{syst}	Ereignisse pro Bin	BFKL
	(GeV^2)	(10^{-3})	(GeV^2)	(10^{-3})	(GeV)	(GeV)	(GeV)		(GeV)
Daten mit verschobenem Vertex 1994									
1)	2.5-5	0.05-0.1	3.2	0.08	1.95	0.11	0.11	630	1.85
2)	2.5-5	0.1-0.2	3.8	0.14	1.92	0.09	0.11	830	1.68
3)	2.5-5	0.2-0.35	3.9	0.26	1.77	0.12	0.09	410	1.47
4)	2.5-5	0.35-1.0	4.2	0.57	1.54	0.13	0.11	280	1.25
5)	5-10	0.1-0.2	6.3	0.16	1.97	0.13	0.12	440	1.77
6)	5-10	0.2-0.35	7.0	0.27	1.79	0.10	0.10	660	1.64
7)	5-10	0.35-0.7	7.0	0.50	1.82	0.10	0.11	620	1.47
8)	5-10	0.7-2.0	7.3	1.08	1.50	0.11	0.16	360	1.24
9)	10-20	0.2-0.7	13.4	0.44	2.01	0.12	0.10	630	1.72
10)	10-20	0.7-5.0	14.4	1.57	1.66	0.10	0.11	610	1.20
Daten mit nominellem Vertex 1994									
11)	5-10	0.1-0.2	7.1	0.16	2.10	0.08	0.14	4340	
12)	6-10	0.2-0.5	8.9	0.29	1.96	0.06	0.10	5360	
13)	10-20	0.2-0.5	13.1	0.36	2.02	0.04	0.12	9580	
14)	10-20	0.5-0.8	14.1	0.63	1.90	0.05	0.09	6920	
15)	10-20	0.8-1.5	14.1	1.11	1.84	0.04	0.09	7570	
16)	10-20	1.5-4.0	14.9	2.26	1.68	0.05	0.10	4450	
17)	20-50	0.5-1.4	28.8	0.93	2.10	0.04	0.10	8440	
18)	20-50	1.4-3.0	31.2	2.07	1.95	0.04	0.10	7020	
19)	20-50	3.0-10	33.2	4.72	1.77	0.05	0.10	3870	
20)	50-100	0.8-3.0	59.4	2.03	2.17	0.08	0.11	1770	
21)	50-100	3.0-20	70.2	7.04	1.94	0.05	0.13	3450	
Daten mit nominellem Vertex 1993									
11)	5-10	0.1-0.2	6.8	0.16	2.12	0.14	0.06	700	1.82
12)	6-10	0.2-0.5	8.6	0.30	2.09	0.10	0.07	1130	1.69
13)	10-20	0.2-0.5	13.1	0.37	2.17	0.09	0.07	1240	1.77
14)	10-20	0.5-0.8	14.2	0.63	1.95	0.09	0.06	1040	1.68
15)	10-20	0.8-1.5	14.0	1.10	0.87	0.08	0.03	1080	1.57
16)	10-20	1.5-4.0	14.5	2.30	0.67	0.09	0.05	720	
17)	20-50	0.5-1.4	28.8	0.93	2.12	0.09	0.06	1220	
18)	20-50	1.4-3.0	30.9	2.10	1.99	0.10	0.05	1100	
19)	20-50	3.0-10	32.6	4.90	1.75	0.11	0.07	610	

Tab. 5.2: *Mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ als Funktion der Mittelwerte $\langle x \rangle$ und $\langle Q^2 \rangle$ in 21 verschiedenen x, Q^2-Bereichen (Bins), systematischer und statistischer Fehler, sowie Anzahl der Ereignisse pro Bin. Im systematischen Fehler nicht enthalten ist eine x-unabhängige Skalenunsicherheit von 8%. Ebenfalls angegeben ist die Vorhersage der BFKL-Rechnung für Partonen, die für $Q^2 < 20$ GeV^2 und $x < 0,002$ gemäß [50] durchgeführt wurde.*

Kapitel 6

Diskussion und Ausblick

Die experimentelle Messung macht eine Aussage über die Natur, wie sie uns *erscheint*, und nicht darüber, wie sie an sich sein mag. Sollen anhand von experimentellen Befunden Aussagen über die Konstituenten der Materie, Quarks und Gluonen, gewonnen werden, gesellt sich zur fundamentalen Tatsache, daß jede Messung vom Meßinstrument beeinflußt ist, ein weiteres Problem. Aufgrund des asymptotischen Charakters der Feldtheorie QCD sind die Konstituenten selbst nicht frei beobachtbar. Der beobachtete Endzustand besteht, von den Leptonen einmal abgesehen, aus zusammengesetzten Hadronen. Welche über die reine Messung hinausgehenden Schlußfolgerungen im Sinne der im ersten Kapitel dargelegten Motivation gezogen werden können, wird anhand verschiedener Szenarien diskutiert. Eingesetzte Methoden zum tieferen Verständnis der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse sind der Vergleich der Messung mit Monte Carlo-Modellen einerseits, und mit QCD-Rechnungen andererseits.

6.1 Interpretation der Ergebnisse

Betonung der Messung

Den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bildet die Messung der Transversalenergie. Monte Carlo-Simulationen stehen im Dienste der Messung, sie dienen der Bestimmung und Korrektur des Einflusses des Meßinstrumentes. Dies gelingt umso besser, je genauer die unkorrigierten Verteilungen von den Modellen beschrieben werden. Die Messung des transversalen Energieflusses und der Transversalenergie in der zentralen Region als Funktion von x und Q^2 liefert sowohl für das Verständnis des Detektors als auch für Entwicklung und Verbesserung der Modelle einen wichtigen Beitrag.

Die auf den 1993 aufgezeichneten, tiefunelastischen Ereignissen basierende Messung dieser E_T-Observablen wurde gemeinsam mit Studien zur Jetproduktion in der Vorwärtsregion des Detektors [119] im Juni 1995 von der H1-Kollaboration publiziert [4]. Mit den 1994 aufgezeichneten Ereignissen konnten die Resultate des Vorjahres mit geringerer statistischer Unsicherheit reproduziert werden (siehe Abbildungen 5.11 und 5.14). Durch die zusätzliche Analyse der Ereignisse mit verschobenem Wechselwirkungspunkt wurde der Q^2-Bereich bis hinunter zu $Q^2 = 3$ GeV^2 erweitert.

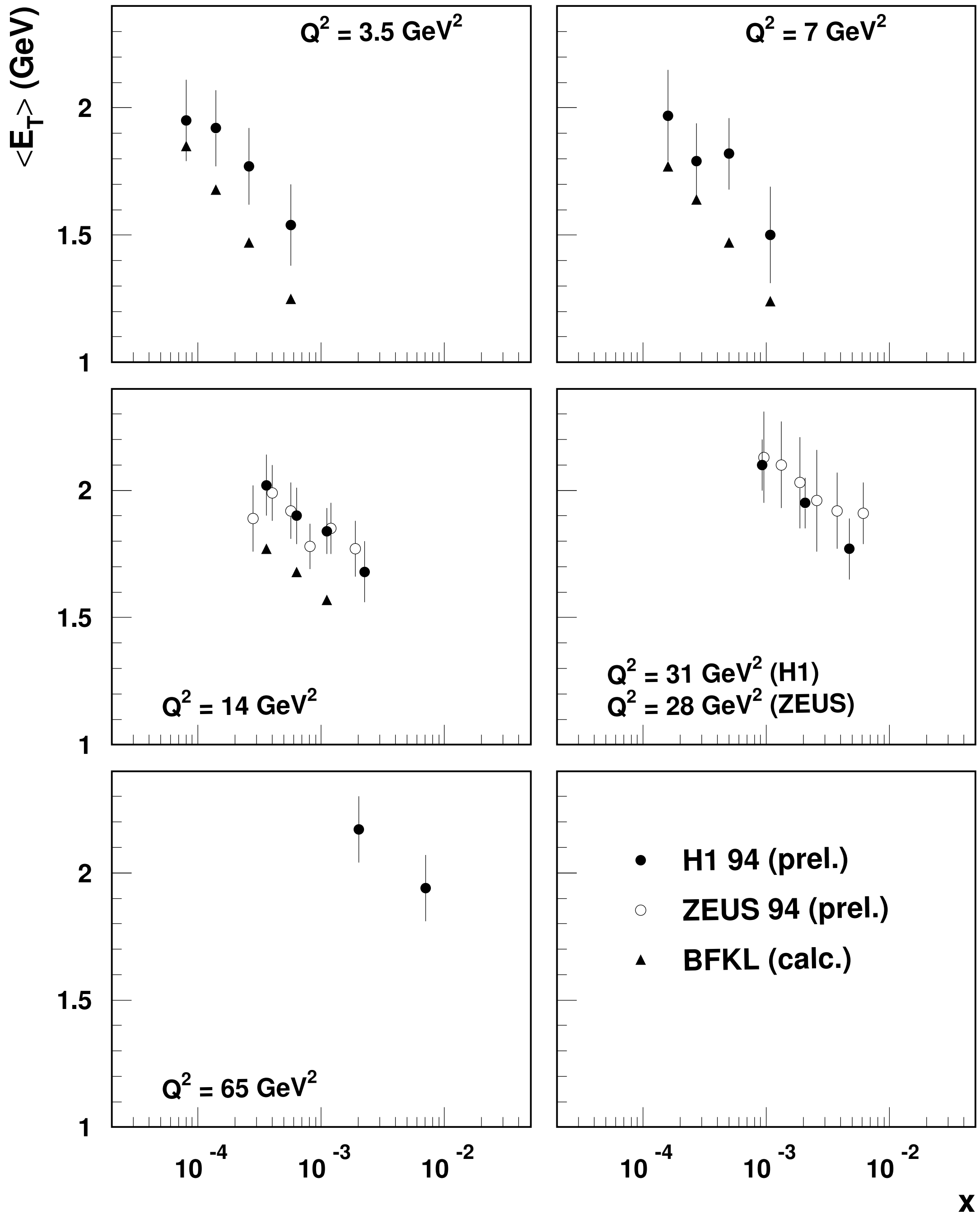

Abb. 6.1: *Vergleich der $\langle E_T \rangle$-Messung von H1 mit ZEUS. $\langle E_T \rangle$ ist in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ des hadronischen Schwerpunktsystems gemessen. Die statistischen und systematischen Fehler sind quadratisch addiert. Die x-unabhängige Skalenunsicherheit von 8% ist in den Fehlern der H1-Messung nicht enthalten. Daneben ist die Vorhersage der BFKL-Rechnung für $Q^2 < 20$ GeV^2 und $x < 0,002$ eingetragen.*

Zusätzlich zur Messung der transversalen Energieflüsse hat ZEUS vorläufige Ergebnisse für $\langle E_T \rangle$ vorgestellt [120]. Die Resultate beider Experimente sind in Abbildung 6.1 vergleichend dargestellt. Im Rahmen der Fehler stimmen für $Q^2 = 14$ GeV^2 und $Q^2 = 31$ GeV^2 sowohl die absolute Höhe als auch die ermittelte x-Abhängigkeit von $\langle E_T \rangle$ in beeindruckender Weise überein[1]. Die Fehler der ZEUS-Datenpunkte enthalten die Unsicherheit in der Kalibration des Kalorimeters, wohingegen die Skalenunsicherheit von 8% in den H1-Fehlern nicht enthalten ist.

Vergleich der Messung mit QCD-Modellen

Über die Detektorkorrektur der Daten hinaus spielen QCD-Modelle eine wichtige Rolle im Verständnis der den beobachteten Phänomenen zugrundeliegenden physikalischen Prozesse. Modellvorhersagen müssen sich dem Vergleich mit gemessenen Verteilungen stellen. Festgestellte Abweichungen können Anlaß zur Entwicklung weitergehender Modellannahmen bzw. zur Variation bestimmter Modellparameter geben oder das Modell grundsätzlich in Frage stellen. Mit dieser Intention wurden die gemessenen Verteilungen mit den Vorhersagen der drei Modelle ARIADNE, HERWIG und LEPTO verglichen (siehe Kapitel 3).

HERWIG und LEPTO sind Partonschauer-Modelle auf Basis der GLAP-Entwicklungsgleichungen. Höhere Ordnungen in α_s werden durch die führenden Logarithmus-Terme $(\alpha_s \log \frac{Q^2}{Q_0^2})^n$ berücksichtigt. Die Transversalimpulse k_T der Leiterpartonen sind streng geordnet. In ARIADNE sind höhere Ordnungen durch Gluonabstrahlung nach dem Farbdipol-Modell realisiert, mit im Transversalimpuls k_T ungeordneten Partonen.

In der Veröffentlichung [4] wurden die Energieflüsse verglichen mit den Monte-Carlo Modellen LEPTO (MEPS, Version 6.1) und ARIADNE (CDM, Version 4.03). Wie Abbildung 6.2 illustriert, war die ältere LEPTO-Version bei kleinem x nicht in der Lage, den gemessenen und von ARIADNE bis auf den Bereich des Quarkjets schön beschriebenen transversalen Energiefluß zu reproduzieren. Zudem lieferte LEPTO für die x-Abhängigkeit von $\langle E_T \rangle$ im zentralen Bereich eine den Daten und ARIADNE entgegengesetzte Steigung: fallendes $\langle E_T \rangle$ mit abnehmendem x.

Innerhalb und außerhalb der H1-Kollaboration (z.B. [122]) wurde eine heftige Diskussion darüber geführt, ob diese Beobachtungen als Hinweis auf den begrenzten Gültigkeitsbereich der GLAP-Evolutionsgleichungen gewertet werden konnten. Natürlich konnte nicht ausgeschlossen werden, daß verbesserte LEPTO-Versionen in der Lage sind, die beobachteten Phänomene zu beschreiben. In der Tat zeigen die relevanten Abbildungen 5.6 - 5.9 und 5.13, daß die gravierenden Modellunterschiede zwischen LEPTO und ARIADNE durch die Weiterentwicklung der Generatoren verschwunden sind. Die wesentlichen Erweiterungen des LEPTO-Generators von der Version 6.1 zur Version 6.4 sind die modifizierte Bestimmung des Abschneideparameters m^2_{min}, die modifizierte Behandlung der durch die Aufspaltung eines weichen Gluons erzeugten Seequarks bei kleinen x und der neu eingeführte Mechanismus der *soft colour interactions* (siehe Kapitel 3.2.1)[2].

---

[1] Die ZEUS-Punkte mit $Q^2 = 7$ GeV^2 stehen für einen Vergleich mit H1 noch nicht zur Verfügung.

[2] Der Einfluß der einzelnen Modifikationen auf verschiedene Observablen des hadronischen Endzu-

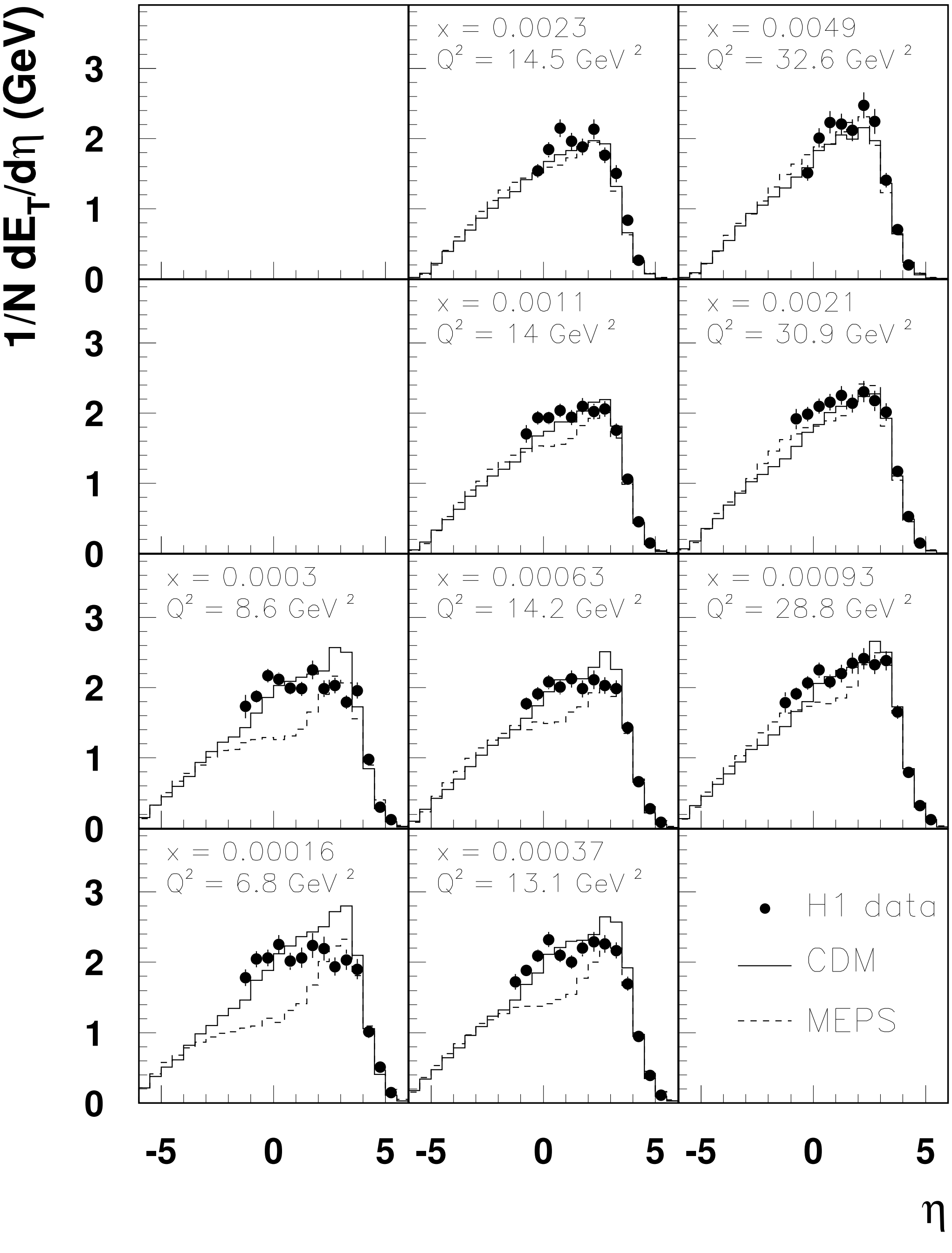

Abb. 6.2: *Der transversale Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem als Funktion der Pseudorapidität η für die 1993 aufgezeichneten Ereignisse mit nominellem Wechselwirkungspunkt (NVD 93) in 9 verschiedenen x, Q^2-Bereichen ($5 < Q^2 < 50$ GeV^2). Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse N im jeweiligen x, Q^2-Bereich normiert. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt. Die Daten werden mit den QCD-Modellen LEPTO (MEPS, Version 6.1) und ARIADNE (CDM, Version 4.03) verglichen.*

---

standes wird detailliert in [121] untersucht.

Dennoch zeichnen sich im Bereich sehr kleiner Q^2 und x erneut Modellunterschiede ab. HERWIG und LEPTO zeigen einen flacheren Verlauf für die x-Abhängigkeit von $\langle E_T \rangle$.

Der Beitrag der Hadronisierung zu $\langle E_T \rangle$

QCD-Modelle bieten die Möglichkeit, eine Vorstellung darüber zu gewinnen, inwieweit die beobachtete Transversalenergie im zentralen Bereich auf Partonabstrahlung oder Hadronisierungseffekte zurückzuführen ist. In Abbildung 6.3 ist die mittlere Transversalenergie für die drei Modelle ARIADNE, HERWIG und LEPTO vor der Hadronisierung auf Parton-Niveau und nach der Hadronisierung auf Hadron-Niveau gezeigt.

ARIADNE weist einen in etwa konstanten Beitrag der Hadronisierung von 0,5 - 0,6 GeV zur Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ (Abstand der durchgezogenen Linien) auf. Auch vor der Hadronisierung zeigt das partonische $\langle E_T \rangle$ einen mit zunehmendem x fallenden Verlauf.

HERWIG und LEPTO zeigen ein ganz anderes Verhalten. Der Beitrag der Hadronisierung gemäß dieser beiden Modelle beträgt 1 - 1,5 GeV, das sind bei kleinen Q^2 bis zu 80% der gesamten Transversalenergie. Zudem ist der Hadronisierungsbeitrag nicht unabhängig von x. Die x-Abhängigkeit des partonischen $\langle E_T \rangle$ unterscheidet sich von der ARIADNE-Vorhersage signifikant. Die Partonen von HERWIG (untere gestrichelte Linie) zeigen mit zunehmendem x für alle Q^2 einen leicht ansteigenden Verlauf. Das Verhalten der Partonen von LEPTO in x ist sogar stark abhängig vom jeweiligen Q^2. Für hohe Q^2 zeigen die Partonen von LEPTO (untere gepunktete Linie) mit zunehmendem x einen fallenden, für niedrige Q^2 ($Q^2 < 20$ GeV^2) jedoch, analog zu HERWIG, einen leicht ansteigenden Verlauf. Diese Beobachtung ist konsistent mit der in Abbildung 1.10 für GLAP-basierte Partonschauer-Modelle dargestellten Erwartung bezüglich Höhe und qualitativem Verlauf der mittleren Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ mit abnehmendem x.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Partonschauer-Modelle LEPTO und HERWIG, die auf der GLAP-Entwicklung beruhen, ihre Übereinstimmung mit den Daten erstens durch einen großen und zweitens durch einen x-abhängigen Beitrag der Hadronisierung zur Transversalenergie erzielen. Dies gilt für beide verwendeten Hadronisierungsmodelle, das Lund-String-Modell und das Cluster-Fragmentationsmodell. ARIADNE hingegen zeigt - ganz im Sinne der lokalen Parton-Hadron-Dualität (siehe Kapitel 3.1) - daß die Observablen des hadronischen Endzustandes mittels eines charakteristischen, (beinahe) kinematikunabhängigen Hadronisierungsbeitrages in diejenigen des partonischen Endzustandes überführt werden können.

Vergleich mit BFKL-Rechnungen

Mit der Kenntnis des Beitrages durch Hadronisierungseffekte gemäß verschiedener Modelle kann ein Vergleich der Messung mit numerischen Rechnungen für Partonen gewagt werden. Ebenfalls eingezeichnet in Abbildung 6.1 sind die Resultate der BFKL-Rechnung, die für $Q^2 < 20$ GeV^2 und $x < 0,002$ unter den kinematischen Randbedingungen der vorliegenden Analyse durchgeführt wurden [50, 30].

Die BFKL-Rechnung sagt, in Übereinstimmung mit den Daten in Abbildung 5.13, ein deutlich abfallendes $\langle E_T \rangle$ mit zunehmendem x vorher. Zudem liegt die Rechnung um

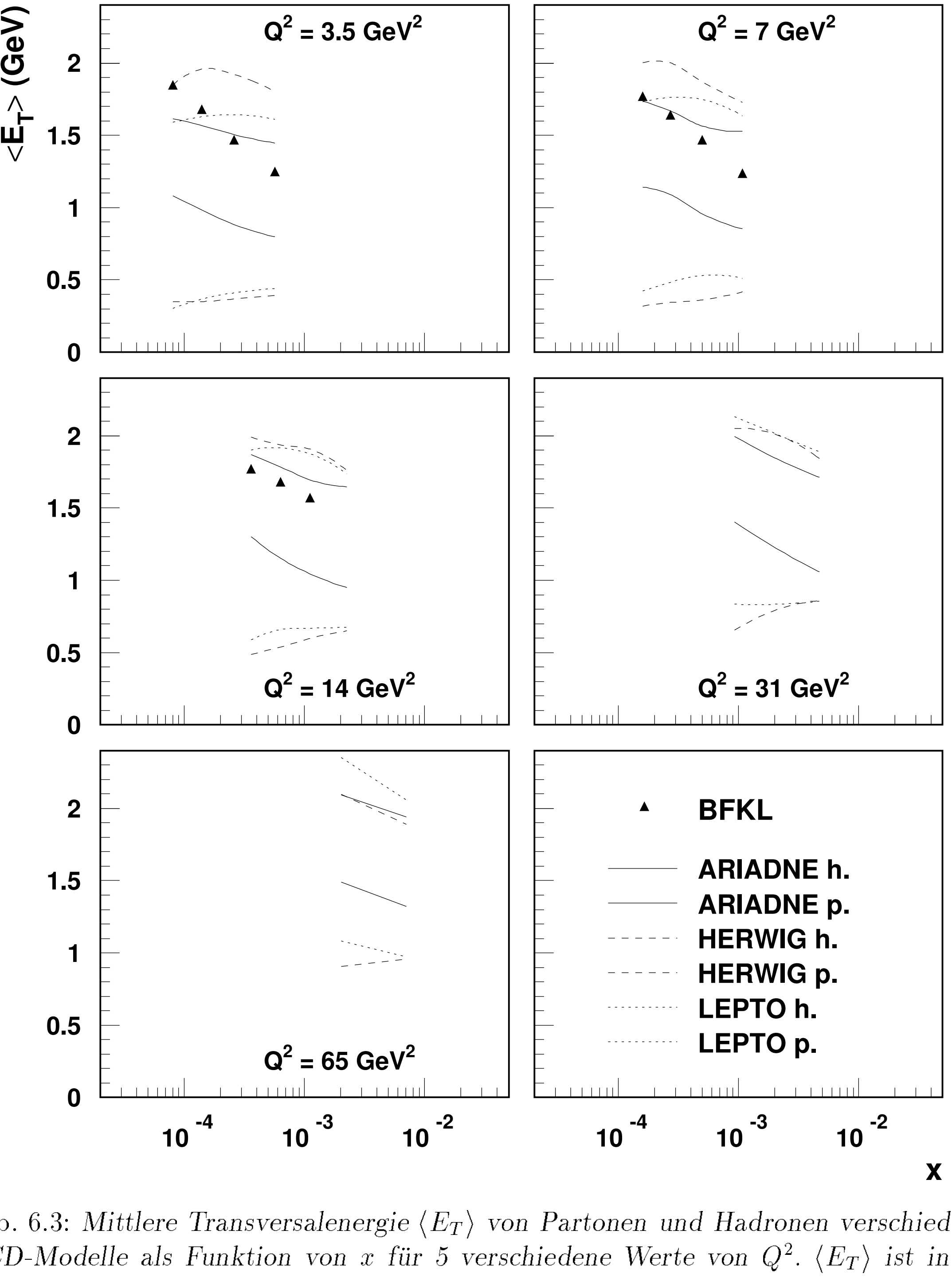

Abb. 6.3: *Mittlere Transversalenergie* $\langle E_T \rangle$ *von Partonen und Hadronen verschiedener QCD-Modelle als Funktion von* x *für 5 verschiedene Werte von* Q^2. $\langle E_T \rangle$ *ist in der zentralen Region* $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ *des hadronischen Schwerpunktsystems gemessen. Die jeweils untere Linie eines Linientyps (p.) bezeichnet die Energie der Partonen vor der Hadronisierung, die obere Linie (h.) die Energie der Hadronen. Zum Vergleich ist die Vorhersage der BFKL-Rechnung für* $Q^2 < 20$ *GeV*^{2} *und* $x < 0,002$ *nach [50] eingetragen.*

einen konstanten Betrag von etwa 0,2 - 0,3 GeV unterhalb der Messung. Demzufolge ist nicht nur die x-Abhängigkeit der gemessenen mittleren Transversalenergie $\langle E_T \rangle$, sondern auch die absolute Höhe unter der Annahme eines konstanten Beitrages der Hadronisation, wie er in etwa vom Modell ARIADNE gezeigt wird, in Einklang mit der BFKL-Rechnung. Die Abschätzung des Hadronisierungsbeitrages mit ARIADNE scheint gerechtfertigt, da dieses Modell das BFKL-ähnlichste Modell mit in k_T ungeordneten Partonen ist.

Die Transversalenergie als Funktion von Q^2 und Vergleich mit Photoproduktion

In Anlehnung an die Selektion von tiefunelastischen Ereignissen in der H1-Veröffentlichung [128], die sich dem Vergleich von tiefunelastischer Streuung ($\gamma^\star p$) mit Photoproduktion (γp) widmet, wurde der transversale Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem als Funktion von Q^2 untersucht. Im Unterschied zu der in dieser Arbeit durchgeführten Selektion wurde für die Selektion von Photoproduktionsereignissen der kinematische Bereich auf $0,3 < y_e < 0,5$ beschränkt, was einer mittleren $\gamma^\star p$-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} = W \approx 185$ GeV entspricht. Des weiteren wurde auf den E_{fwd}-Schnitt verzichtet, Ereignisse mit Rapiditätslücke werden also nicht unterdrückt. In Abbildung 6.4 ist das Resultat für den nach dieser modifizierten Selektionsvorschrift als Funktion von Q^2 gemessenen Energiefluß von DIS- und γp-Ereignissen im CMS dargestellt. Die Protonrichtung zeigt in Richtung negativer Pseudorapidität. Der im Q^2-Bereich $2,5 < Q^2 < 100$ GeV^2 gemessene und auf Detektoreffekte korrigierte Energiefluß wird mit Daten bei hohem Q^2 ($Q^2 = 520$ GeV^2, H1 93) und mit Photoproduktion ($Q^2 = 0$ GeV^2, H1 93) verglichen[3]. Gezeigt sind nur die statistischen Fehler, der systematische Fehler für Photoproduktion und DIS bei $Q^2 = 520$ GeV^2 beträgt 9% [128] und liegt damit in derselben Größenordnung wie der in Kapitel 5.6 bestimmte Fehler. Eine auffällige Q^2-Abhängigkeit wird nur in der sogenannten Fragmentationsregion des Photons ($1 < \eta^\star < 3,5$) beobachtet, nicht jedoch in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$. Für $0 \leq Q^2 < 10$ GeV^2 ist auch in der Fragmentationsregion des Photons die Q^2-Abhängigkeit der Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ gering.

Abbildung 6.5, in der die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ und in der Fragmentationsregion $2 < \eta^\star < 3$ als Funktion von Q^2 aufgetragen ist, verdeutlicht diesen Sachverhalt. In der zentralen Region (gefüllte Symbole) beträgt die mittlere Transversalenergie für DIS und Photoproduktion, beinahe unabhängig von Q^2, etwa 2 GeV. Dieses *scaling* der zentralen Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in Q^2 wird in einem großen Bereich $0 \leq Q^2 < 1000$ für Photoproduktion und DIS gleichermaßen beobachtet. In der Fragmentationsregion des Photons (offene Symbole) ist eine deutliche Zunahme der Transversalenergie für $Q^2 > 10$ GeV^2 zu verzeichnen.

Diese Beobachtungen können wie folgt veranschaulicht werden. Das Photon fluktuiert in einen $q\bar{q}$-Zustand, in dem es für eine Zeit τ verbleibt. Die Zeit τ ergibt sich aus der Heisenberg'schen Energieunschärfe der Fluktuation und entspricht für $x = 10^{-3}$

---

[3] Der Energiefluß für $Q^2 = 14$ GeV^2 liegt sehr nahe am Energiefluß für $Q^2 = 7$ GeV^2, der besseren Übersichtlichkeit halber wurde er nicht eingezeichnet.

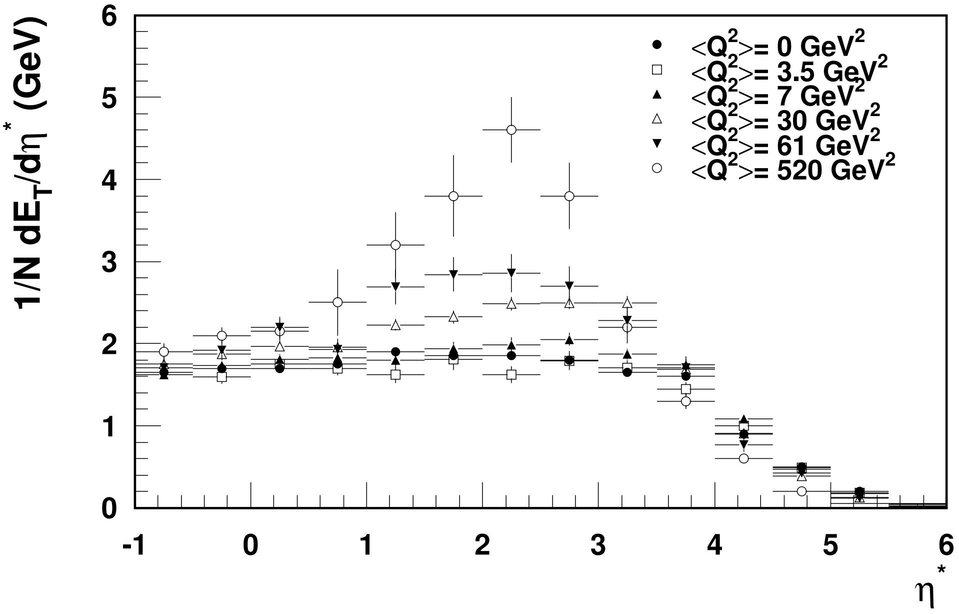

Abb. 6.4: *Transversaler Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem als Funktion von* Q^2. *Zum Vergleich ist die Messung des Energieflusses bei* $Q^2 = 520$ *GeV*^{2} *und für Photoproduktionsereignisse mit* $Q^2 = 0$ *GeV*^{2} *eingetragen. Die Punkte der Photoproduktion und bei* $Q^2 = 520$ *GeV*^{2} *sind [128] entnommen. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt.*

einer Flugstrecke des $q\bar{q}$-Systems von etwa 200 fm. Im Ruhesystem des Protons, das eine Ausdehnung von etwa 1 fm hat, wird die Proton-Photon-Streuung aufgefaßt als die Auflösung der partonischen Struktur des Photons mit dem Proton als Sonde. In der Fragmentationsregion des Photons ist die Transversalenergie der Hadronen sensitiv auf die Virtualität des Photons (sofern $Q^2 > 10$ GeV^2 ist). Die Information über die Virtualität des Photons geht jedoch für zunehmend kleinere Werte von $\eta^\star$ durch Partonabstrahlungen verloren, bis sie in der zentralen Region des CMS keinen Einfluß mehr auf die Transversalenergie der Hadronen hat[4].

Die Tatsache, daß auch in der Fragmentationsregion des Photons die produzierte Transversalenergie für $Q^2 < 10$ GeV^2 beinahe unabhängig von Q^2 ist, bietet einen Ansatzpunkt, die in QCD-Störungstheorie berechenbaren Eigenschaften des hadronischen Endzustandes auf die mit störungstheoretischen Methoden bis dato nicht zugängliche *VDM-Region* zu übertragen.

---

[4] Zunehmend kleinere Werte von $\eta^\star$ entsprechen einem *Hinabklettern* der Leiter in Abbildung 1.6 vom Photon-$q\bar{q}$-Vertex aus.

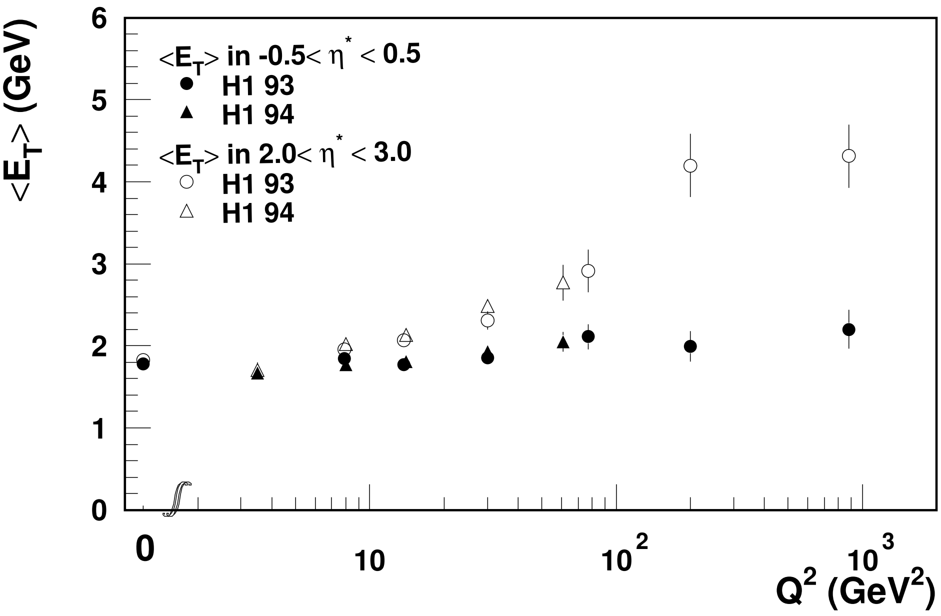

Abb. 6.5: *Mittlere Transversalenergie* $\langle E_T \rangle$ *als Funktion von* Q^2. $\langle E_T \rangle$ *ist in der zentralen Region* $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ *des hadronischen Schwerpunktsystems sowie in der Fragmentationsregion des Photons* $2 < \eta^\star < 3$ *gemessen. Die Transversalenergie für Photoproduktionsereignisse mit* $Q^2 = 0$ *GeV*^{2} *ist ebenfalls eingetragen. Nur die statistischen Fehler sind gezeigt.*

$\langle E_T \rangle$ als Funktion von W

In Abbildung 6.5 weist die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region des hadronischen Schwerpunktsystems (gefüllte Symbole) ein noch universelleres, von der partonischen Struktur der kollidierenden Teilchen unabhängiges Verhalten auf. Daher ist es interessant, die $\langle E_T \rangle$-Messung mit Resultaten hochenergetischer Hadron-Hadron-Streuung zu vergleichen. In Abbildung 6.6 ist die Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region des CMS für DIS, Photoproduktion, pp- und $p\bar{p}$-Wechselwirkungen als Funktion von W ($= \sqrt{s}$ in Hadron-Hadron-Kollisionen) aufgetragen. $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region wächst mit zunehmendem W beinahe linear an. Sowohl die W-Abhängigkeit der $\langle E_T \rangle$-Messung für DIS mit einem mittleren Q^2 von 25 GeV^2 als auch der Datenpunkt der Photoproduktion bei $W = 185$ GeV fügen sich gut in die Interpolation zwischen Messungen aus hochenergetischen pp- und $p\bar{p}$-Kollisionen ein [129, 130]. Diese Beobachtung liefert eine weitere Bestätigung dafür, mit dem Ansatz der partonischen Struktur des Photons sowohl den Übergangsbereich zwischen der perturbativen und nichtperturbativen Q^2-Region, als auch $\gamma^\star p$-Wechselwirkungen in Analogie mit γp- und Proton-Proton-Wechselwirkungen auf einer universellen Basis beschreiben zu können.

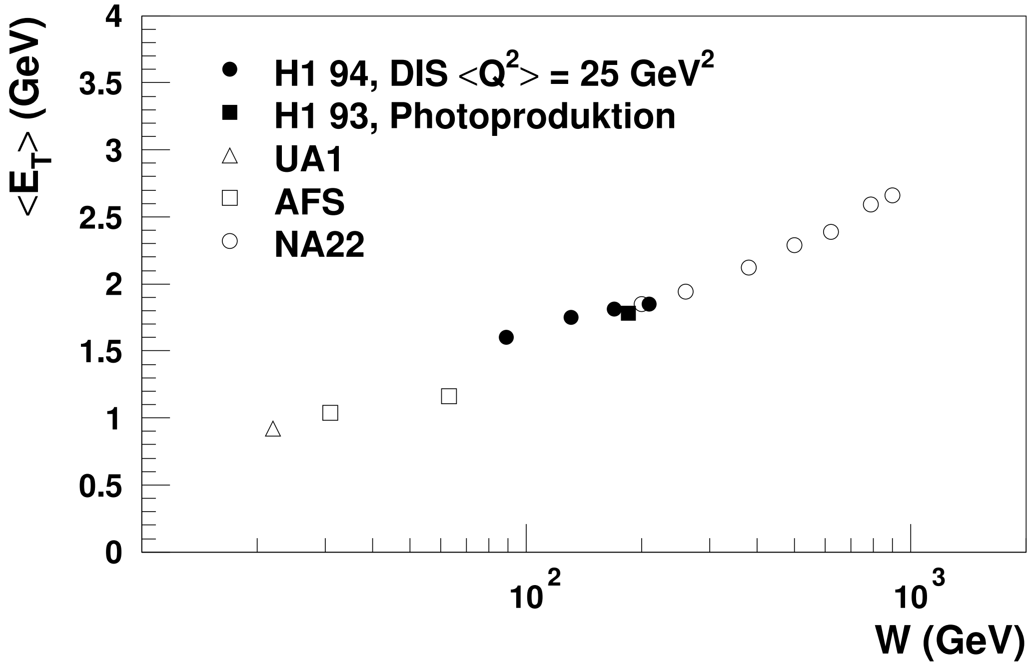

Abb. 6.6: *Mittlere Transversalenergie* $\langle E_T \rangle$ *als Funktion von* W. $\langle E_T \rangle$ *ist in der zentralen Region* $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ *des hadronischen Schwerpunktsystems gemessen. Die DIS-Daten bei einem mittleren* Q^2 *von 25 GeV*^{2} *werden mit Photoproduktionsdaten* ($Q^2 = 0$ *GeV*^{2}) *und mit Daten der Hadron-Hadron-Streuexperimente UA1* ($p\bar{p}$)*, NA22 und AFS* (pp)*, die [128] entnommen sind, verglichen.*

Bewertung

Der transversale Energiefluß und die Produktionsrate von Jets in Vorwärtsrichtung des Detektors [4, 119] sind diejenigen Observablen des hadronischen Endzustandes, die auf der Suche nach neuen QCD-Effekten zuerst untersucht wurden. Abgesehen von ihrem Wert für das Verständnis des Detektors und die Entwicklung von Monte Carlo-Generatoren, liefert die Messung dieser beiden Observablen die bisher einzigen Hinweise auf eine BFKL-typische QCD-Dynamik.

- Sowohl die x-Abhängigkeit als auch die absolute Höhe der gemessenen mittleren Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ ist unter der Annahme eines konstanten Beitrages der Hadronisation verträglich mit der numerischen BFKL-Vorhersage.

- Auch die beobachtete Produktionsrate von Jets in Vorwärtsrichtung als Funktion von x stimmt mit den auf der BFKL-Entwicklung basierenden Erwartungen überein [45, 46].

Bei der physikalischen Interpretation dieser Messungen müssen jedoch folgende Schwierigkeiten berücksichtigt werden:

Die experimentellen Probleme in der Messung von $\langle E_T \rangle$ und ihrer physikalischen Interpretation liegen zum einen in der in Richtung des Protonrestes begrenzten Detektorakzeptanz, zum anderen in dem limitierten x-Bereich für festes Q^2. Ersteres Defizit wird entweder durch Einbeziehung des Plug-Kalorimeters in Vorwärtsrichtung [73] oder durch Verschiebung des nominellen Wechselwirkungspunktes in Elektronrichtung gemindert. Die Erweiterung des bisher (für festes Q^2) maximal vier x-Intervalle umfassenden x-Bereichs ist, neben einer Erhöhung der Schwerpunktsenergie s, durch Verschiebung des E'_e-Schnittes bzw. des W^2-Schnittes zu kleineren Werten möglich. Das im Jahre 1995 zum Einsatz kommende neue SPACAL-Kalorimeter bietet hierfür die besten Voraussetzungen (vergl. Kapitel 6.2).

Das Hauptproblem für die physikalische Interpretation der gemessenen Transversalenergie sind jedoch Hadronisierungseffekte. Für einen Vergleich der Messung mit theoretischen Vorhersagen, sei es in Form analytischer Gleichungen oder numerischer Rechnungen, müssen gewisse Annahmen über den Beitrag der Hadronisierung zur gemessenen Observablen gemacht werden. QCD-Modelle bieten hierbei eine Orientierungshilfe, jedoch lassen die großen Unterschiede ihrer Vorhersagen für diesen Beitrag keine eindeutigen Schlußfolgerungen zu, zumal die Unterschiede nicht allein auf das verwendete Hadronisierungsmodell reduziert werden können.

Zudem sind auch theoretische Schwierigkeiten in der Durchführung der Rechnung zu erwähnen. Die in einem gewissen Wertebereich liegenden Transversalimpulse k_T der abgestrahlten Partonen können mitunter sehr kleine Werte annehmen. In diesem sogenannten *infraroten* Bereich ist es fraglich, ob die Observable $\langle E_T \rangle$ in störungstheoretisch einwandfreier Weise berechnet wurde [124]. Diese Schwierigkeit wird bei der Analyse der hochenergetischen Ausläufer der E_T-Verteilung (siehe Abbildung 5.18) umgangen. Daher erscheint diese Observable für die Suche nach neuen QCD-Effekten sehr interessant, zumal sich bei kleinen x größere Modellunterschiede andeuten. Die Interpretation der E_T-Verteilung und ihrer hochenergetischen Ausläufer profitiert sicherlich von einem erweiterten x-Bereich und kleineren statistischen Fehlern.

Des weiteren ist es wünschenswert, die in Abbildung 1.10 vorgestellte GLAP-Rechnung, die ein mit abnehmendem x in der Höhe abnehmendes E_T-Plateau vorhersagt, auf Basis einer exakten Matrixelemente-Rechnung zu wiederholen [125]. Schließlich besteht eine Ungewißheit bezüglich der Größenordnung der Korrekturen höherer Ordnungen in α_s. Rechnungen mit MEPJET [126] zwecks Abschätzung dieser Korrekturen höherer Ordnung für die Observable $\langle E_T \rangle$ werden daher in Kürze durchgeführt [127].

Auch aus der beobachteten zunehmenden Vorwärts-Jetrate für abnehmendes x kann bisher aufgrund der geringen Statistik, möglicher Migrationen in x und anderen Hadronisierungseffekten keine eindeutige Schlußfolgerung gezogen werden. Allerdings wird erwartet, daß die Analyse von Jets in Vorwärtsrichtung weniger unter Hadronisierungseffekten leidet als die Messung der Transversalenergie [123, 131].

6.2 Ausblick

Zum Ende der Datennahmeperiode 1994 wurde, neben dem Einbau der Siliziumdetektoren CST und BST nahe am Wechselwirkungspunkt, ein umfangreiches Programm zur Umgestaltung des rückwärtigen Detektorbereichs umgesetzt. BPC, BEMC und ToF mußten der rückwärtigen Driftkammer BPC und dem *Spaghetti-Kalorimeter* SPACAL weichen. Das SPACAL [71] ist ein neuartiges, für H1 entwickeltes Sampling-Kalorimeter mit einer elektromagnetischen und einer hadronischen Sektion. Der Name resultiert aus dem Aufbau der Basismodule. Szintillierende Fasern mit einem Durchmesser von 0,5 mm sind zwischen Bleiplatten eingebettet. Die feine Segmentierung führt zu einer erheblich besseren Ortsauflösung. Der Schauerschwerpunkt kann mit einer Genauigkeit von wenigen Millimetern rekonstruiert werden (vergl. BEMC: $\simeq$ 1 cm). Das in den Modulen von einem Teilchen erzeugte Licht wird mit magnetfeldtauglichen Photomultipliern ausgelesen. Die mit den schnellen Signalen der Photomultiplier erreichte Zeitauflösung von 1 ns ermöglicht die Erkennung des strahlinduzierten Untergrundes und erlaubt damit den Verzicht auf das ToF zugunsten der hadronischen Sektion des SPACAL. Die Energieauflösung $\sigma_E/E \simeq 0,07/\sqrt{E[GeV]} \oplus 0,01$ konnte ebenfalls erheblich verbessert werden.

Durch den zusätzlichen Einbau des modifizierten Strahlrohres (vergl. Kapitel 5.6) mit einem kleineren Durchmesser in Rückwärtsrichtung wurde - und dies ist wohl die für die Messung des transversalen Energieflusses wesentliche Verbesserung - der geometrische Akzeptanzbereich zu größeren Streuwinkeln θ erweitert. Streuereignisse mit nominellem Wechselwirkungspunkt werden mit einem Streuwinkel $\theta < 177,5°$, Ereignisse mit verschobenem Vertex sogar mit $\theta < 178,5°$ gemessen. Mit dem Datensatz der im Jahre 1995 aufgezeichneten tiefunelastischen Ereignisse mit verschobenem Vertex und aufgrund der mit dem SPACAL und der BDC verbesserten Elektronerkennung (verbesserte e/π-Separation und Hadronmessung) wird der kinematische Bereich bis hinunter zu $Q^2 \approx 0,5$ GeV^2 und $x \approx 10^{-6}$ mit einer um den Faktor 3 erhöhten Statistik[5] zugänglich.

Eine zweite experimentelle Verbesserung ist das geplante Modifikationsprogramm der analogen Flüssig-Argon-Kalorimeter und -Trigger Elektronik [132]. Für die Winterpause 1996/97 ist die Bestückung der hochkapazitiven, elektromagnetischen Kalorimeterzellen[6] des zentralen Bereichs (CB und FB) mit neuen rauscharmen Vorverstärkern vorgesehen. Geprüft werden soll weiterhin die Bestückung aller Barrel-Kanäle ($\approx$ 20000). Die erreichte Rauschunterdrückung um einen Faktor 1,8 in der elektromagnetischen, und um einen Faktor 1,4 in der hadronischen Sektion kann in zweifacher Weise genutzt werden. Bei gleichbleibenden Triggerschwellen wird die Triggerrate um etwa einen Faktor 10^{-3} reduziert. Mit erniedrigten Triggerschwellen können interessante ep-Ereignisse bei unveränderter Triggerrate wesentlich effizienter erkannt werden.

Doch nicht nur der LAr-Trigger profitiert von dieser Maßnahme. Durch das Herabsetzen der Rauschschwellen wird die Ansprechwahrscheinlichkeit des Kalorimeters für nieder-

---

[5] Die integrierte Luminosität beträgt 150 nb^{-1}.

[6] Es handelt sich hierbei um etwa 10000 Zellen mit einer Kapazität $C_i > 5$ nF.

energetische Teilchen um denselben Faktor erhöht. Diese Maßnahme verbessert die Energiemessung der zahlreichen niederenergetischen Teilchen und eröffnet die Möglichkeit, die Abhängigkeit der Korrektur von der Teilchenmultiplizität und damit den dominierenden Beitrag zum systematischen Fehler zu verringern (siehe Kapitel 5.6). Um die neuen Vorverstärker zu testen, wurden in der Winterpause 1995/96 960 Kanäle des elektromagnetischen Kalorimeterrades BBE umgerüstet.

Im Wissen um die experimentellen und theoretischen Schwierigkeiten bei der Interpretation der vorgestellten Messungen kann zusammenfassend festgestellt werden, daß die derzeit einzigen Hinweise für eine BFKL-typische QCD-Dynamik aus gemessenen Observablen des hadronischen Endzustandes stammen. Diese Tatsache hat zur Untersuchung der Bedeutung anderer Variablen des Endzustandes ermuntert. Zu nennen ist hier die Analyse der p_T-Spektren geladener Teilchen [116], die in Kürze von der H1-Kollaboration veröffentlicht wird. Weiterhin gelten als für das Studium der Partondynamik interessante Observablen Energie-Energie-Korrelationen [133], Jetraten in Vorwärtsrichtung [123] und Jetwinkel-Asymmetrien [27].

Die H1-Kollaboration plant, die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse gemeinsam mit der Messung des transversalen Energieflusses bei hohen Q^2 [134] und der Energie-Energie-Korrelationen [135] - unter Einbeziehung erster mit dem Plug-Kalorimeter erzielter Resultate [73] - zu veröffentlichen.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Transversalenergie E_T des hadronischen Endzustandes in tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuung als Funktion der Pseudorapidität η im kinematischen Bereich $10^{-5} < x < 10^{-2}$ und $2,5 < Q^2 < 100$ GeV^2 gemessen. Zu diesem Zweck wurden Datensätze mit tiefunelastischen Ereignissen selektiert, die in den Datennahmeperioden 1993 und 1994 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Die Daten des Jahres 1994 mit nominellem Wechselwirkungspunkt entsprechen einer integrierten Luminosität von 2,7 pb^{-1}. Zudem wurden Ereignisse mit einem um 67 cm in Protonrichtung verschobenen Wechselwirkungspunkt mit einer integrierten Luminosität von 58 nb^{-1} analysiert, um zu kleineren Werten in x und Q^2 zu gelangen. Die Ereigniskinematik wird nach der Elektron-Methode aus Energie und Streuwinkel des in das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter BEMC gestreuten Elektrons rekonstruiert. Die Messung des transversalen Energieflusses basiert auf den Vierervektoren der Kalorimetercluster im Flüssig-Argon-Kalorimeter und im BEMC. Die Kalorimeter überdecken gemeinsam den Akzeptanzbereich $-3 < \eta < 3,5$. Photoproduktionsuntergrund wurde mit geeigneten Schnitten bis auf 3% reduziert. Diffraktive Ereignisse mit einer Rapiditätslücke im Vorwärtsbereich des Detektors wurden mit dem E_{fwd}-Schnitt ausgeschlossen.

Im Detail wurden folgende Observablen des hadronischen Endzustandes in 21 verschiedenen kinematischen Bereichen, in denen die mittleren Werte für x und Q^2 $0,00008 < \langle x \rangle < 0,007$ und $3,2 < \langle Q^2 \rangle < 70$ GeV^2 betragen, gemessen: Der transversale Energiefluß im Laborsystem und im hadronischen Schwerpunktsystem als Funktion der Pseudorapidität, die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region $-0,5 < \eta^\star < 0,5$ des hadronischen Schwerpunktsystems als Funktion von x für festes Q^2 sowie die E_T-Verteilung in derselben Zentralregion.

Die gemessenen Verteilungen wurden mit dem Monte Carlo-Modell DJANGO 6.0 auf Detektoreffekte und QED-Strahlungseffekte korrigiert und mit den Vorhersagen der Monte Carlo-Generatoren LEPTO 6.4, ARIADNE 4.08 und HERWIG 5.8 verglichen. Der transversale Energiefluß wird von allen drei Modellen mit kleinen Unterschieden gut beschrieben. Die Kalorimetermessung wurde mit Spuren geladener Teilchen, den 1993 erhaltenen Resultaten und mit einem Vergleich der Datensätze mit unterschiedlichem Wechselwirkungspunkt untereinander überprüft. Die mittlere Transversalenergie $\langle E_T \rangle$ in der zentralen Region liegt bei etwa 2 GeV pro Einheitsintervall Pseudorapidität und steigt mit abnehmendem x an. Ein Vergleich mit vorläufigen Resultaten von ZEUS zeigt sehr gute Übereinstimmung. Das gemessene x-Verhalten wird von den Modellen reproduziert, allerdings zeichnet sich für $Q^2 < 10$ GeV^2 ein flacherer Verlauf in x für die Modelle LEPTO und HERWIG ab.

Hadronisierungseffekte stellen bei der physikalischen Interpretation der $\langle E_T \rangle$-Messung bezüglich der zugrundeliegenden QCD-Partondynamik - neben der begrenzten Detektorakzeptanz und dem limitierten x-Bereich für festes Q^2 - das Hauptproblem dar. Um die Messung mit einer für $Q^2 < 20$ GeV^2 und $x < 0,002$ nach [50] durchgeführten BFKL-Rechnung für Partonen vergleichen zu können, wurde der Beitrag von Hadronisierungseffekten zur gemessenen Transversalenergie mit den genannten Modellen abgeschätzt. Dabei offenbarten sich große Modellunterschiede. ARIADNE, das die gemessene Verteilung am besten beschreibt, weist einen konstanten, von x beinahe unabhängigen Niveauunterschied von 0,5 - 0,6 GeV zwischen Partonen und Hadronen aus. Bei LEPTO und HERWIG hingegen stammen bis zu 80% der Transversalenergie aus der Hadronisierungsphase der Partonen. Die Partonschauer-Modelle LEPTO und HERWIG, die auf der GLAP-Entwicklung beruhen, erzielen ihre Übereinstimmung mit den Daten also durch einen großen und zudem x-abhängigen Beitrag der Hadronisierung zur Transversalenergie. Unter der Annahme eines konstanten Beitrages der Hadronisation, wie er in etwa von dem Modell ARIADNE gezeigt wird, ist die Messung von $\langle E_T \rangle$ als Funktion von x in Einklang mit der BFKL-Rechnung.

Die Messung von $\langle E_T \rangle$ im hadronischen Schwerpunktsystem als Funktion von W für tiefunelastische Ereignisse ($\gamma^\star p$) und für Photoproduktion (γp) fügt sich gut in die Interpolation zwischen Messungen aus hochenergetischen pp- und $p\bar{p}$-Kollisionen ein. Diese Beobachtung liefert einen Hinweis dafür, daß mit dem Ansatz der partonischen Struktur des Photons $\gamma^\star p$-Wechselwirkungen in Analogie zu γp- und pp-Wechselwirkungen auf einer universellen Basis beschrieben werden können.

Um theoretische Schwierigkeiten bei der Berechnung kleiner Transversalenergien in der infraroten Region zu umgehen, wurden die hochenergetischen Ausläufer der E_T-Verteilung untersucht. Insbesondere bei kleinen x produzieren die Partonschauer-Modelle LEPTO und HERWIG zu wenig Ereignisse mit $E_T > 10$ GeV. ARIADNE hingegen liefert eine gute Beschreibung der Messung, für die bei kleinen x eine größere Statistik sicherlich wünschenswert ist.

Literaturverzeichnis

[1] O. Nachtmann; Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik, Vieweg, Braunschweig 1986.

[2] F. Halzen, A. D. Martin; Quarks and Leptons, John Wiley & Sons, New York 1984.

[3] J. Gayler; Selected Topics of Deep Inelastic Scattering from the Sixties to HERA, DESY 95-140, Hamburg 1995.

[4] H1 Collaboration (S. Aid et al.); Transverse Energy and Forward Jet Production in the Low x Regime at HERA, Phys. Lett. B356, (1995) 118.

[5] Particle Data Group (M. Aguilar-Benitez et al.); Review of Particle Properties, Phys. Rev. D50, (1994) 1173.

[6] A. H. Compton; Phys. Rev. 21, (1923) 483.

[7] R. P. Feynman; Phys. Rev. Lett. 50, (1969) 1415.

[8] J. D. Bjorken, E. A. Paschos; Phys. Rev. 185, (1969) 1975.

[9] CTEQ Collaboration (R. Brock et al.); Handbook of Perturbative QCD, 1993.

[10] J. D. Bjorken; Phys. Rev. 179, (1969) 1547.

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

[12] C. G. Jr. Callan, D. G. Gross; Phys. Rev. Lett. 22, (1969) 156.

[13] W. Albrecht et al.; Contributed Paper to the 4^{th} International Symposium on Electron and Photon Interactions (ISEPI), Liverpool, 1969, DESY 69-46, Hamburg 1969;
R. E. Taylor; Proc. ISEPI, (1969) 251.

[14] C. Llewellyn Smith; Nucl. Phys. B17, (1979) 277;
D. H. Perkins; Proc. ISEPI, (1975) 571.

[15] CDHS Collaboration (H. Abramovicz et al.); Z. Phys. C17, (1983) 283.

[16] G. Morpurgo; Acta Physica Austriaca, Suppl. 21, (1979) 5.

[17] G. t'Hooft; Nucl. Phys. B33, (1971) 173.

[18] E. Lohrmann; Einführung in die Elementarteilchenphysik, Teubner Verlag, Stuttgart 1990;
E. Lohrmann; Hochenergiephysik, Teubner Verlag, Stuttgart 1986.

[19] W. A. Bardeen, A. J. Buras, D. W. Duke, T. Muta; Phys. Rev. D18, (1978) 3998.

[20] S. Coleman, D. J. Gross; Phys. Rev. Lett. 31, (1973) 851.

[21] D. J. Fox et al., Phys. Rev. Lett. 33, (1974) 1504;
Y. Watanabe et al., Phys. Rev. Lett. 35, (1975) 898.

[22] BCDMS Collaboration (A. C. Benvenuti et al.); Phys. Lett. B223, (1989) 485;
NMC Collaboration (P. Amaudruz et al.); Phys. Lett. B295, (1992) 159;
NMC Collaboration (M. Arneodo et al.); Phys. Lett. B364, (1995) 107.

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

[24] G. Altarelli, G. Parisi; Nucl. Phys. 126, (1977) 297.

[25] Yu. L. Dokshitzer; Sov. Phys. JETP 46, (1977) 641.

[26] A. D. Martin; Structure Functions and Small x Physics, Lectures given at 21^{st} International Meeting on Fundamental Physics: Physics at HERA, Madrid 1993, DTP/93/66, Durham 1993.

[27] A. D. Martin; Low x Phenomena, Contributed to 27^{th} International Conference on High Energy Physics (ICHEP), Glasgow 1994, DTP/94/76, Durham 1994.

[28] J. Bartels and J. Feltesse, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hamburg 1991, Hrsg. W. Buchmüller and G. Ingelman, Vol. 1, 131;
E. M. Levin, Proc. QCD – 20 Years Later, Aachen 1992, Hrsg. P. M. Zerwas, H. A. Kastrup, Vol. 1, 310.

[29] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, V. S. Fadin; Sov. Phys. JETP 45, (1972) 199;
Y. Y. Balitsky, L. N. Lipatov; Sov. J. Nucl. Phys. 28, (1978) 282.

[30] P. J. Sutton; Persönliche Mitteilung.

[31] A. H. Mueller; Deep Inelastic Scattering and Small x Physics, Columbia preprint CU-TP-658, Fermilab Library only, 1994.

[32] J. Bartels, H. Lotter; A Note on the BFKL Pomeron and the 'HOT SPOT' Cross-Section, Phys. Lett. B309, (1993) 400.

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

[34] L. V. Gribov, E. M. Levin, M. G. Ryskin; Phys. Rep. 100, (1983) 1.

[35] A. H. Mueller; Hard Processes in QCD, Nucl. Phys. B282, (1987) 727.

[36] A. J. Askew et al.; QCD Predictions for Deep Inelastic Structure Functions at HERA, Phys. Rev D47, (1993) 3775.

[37] H1-Collaboration (I. Abt et al.); Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low-x Region at HERA, Nucl. Phys. B407, (1993) 515;
H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); Nucl. Phys. B439, (1995) 471.

[38] ZEUS-Collaboration (M. Derrick et al.); Phys. Lett. B316, (1993) 412;
ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.); Z. Phys. C65, (1995) 379.

[39] J. Kwieciński, A. D. Martin, P. J. Sutton and K. Golec-Biernat; QCD Predictions for the Transverse Energy Flow in Deep Inelastic Scattering in the HERA Small x Regime, Phys. Rev. D50, (1994) 217.

[40] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts; New Information of Parton Distributions, Phys. Rev. D47, Number 3, (1993) 867;
A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling; Phys. Lett. B306 (1993) 145;
A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts; Proceedings of the Workshop on Quantum Field Theory: Theoretical Aspects of High Energy Physics, Hrsg. B. Geyer, E. M. Ilgenfritz, 1993, 11.

[41] M. Glück, E. Reya, A. Vogt; Radiatively Generated Parton Distributions for High Energy Collisions, Z. Phys. C - Particles and Fields 48, (1990) 471;
M. Glück, E. Reya, A. Vogt; Comparing Radiatively Generated Parton Distributions with Recent Measurements of $F_2(x, Q^2)$ in the Small x Region, Phys. Lett. B306, (1993) 145.

[42] H1-Collaboration (S. Aid et al.); A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HERA, DESY 96-039, Hamburg 1996.

[43] A. J. Askew, J. Kwieciński, A. D. Martin, P. J. Sutton; Phys. Lett. B325, (1994) 212.

[44] G. Marchesini, B. R. Webber; Nucl. Phys. B349, (1991) 617.

[45] A. H. Mueller; Jets at LEP and HERA, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 18C (1990) 125; J. Phys. G17, (1991) 1443.

[46] J. Kwieciński, A. D. Martin, P. J. Sutton; Phys. Rev. D46, (1992) 921.

[47] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); Phys. Lett. B298, (1993) 469.

[48] ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.); Z. Phys. C59, (1993) 231;
O. Deppe; Messung des hadronischen Energieflusses in der tiefunelastischen ep-Streuung; DESY F35D-94-05, Hamburg 1994.

[49] H1 Collaboration (I. Abt et al.); Energy Flow and Charged Particle Spectra in Deep Inelastic Scattering at HERA, Z. Phys. C63, (1994) 377.

[50] K. Golec-Biernat, J. Kwieciński, A. D. Martin and P. J. Sutton; Transverse Energy Flow at HERA, Phys. Lett. B335, (1994) 220.

[51] H1 Collaboration (I. Abt et al.); The H1 Detector at HERA, DESY-93-103, Hamburg 1993;
H1 Collaboration; The H1 Detector ar HERA, DESY H1-96-01, Hamburg 1996.

[52] ZEUS Collaboration; The Zeus Detector: Technical Proposal, DESY-HERA-ZEUS-1, Hamburg 1986.

[53] HERMES Collaboration; A Proposal to Measure the Spin Dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at Hera, DESY–PRC 90-01, Hamburg 1990.

[54] HERA-B Collaboration; HERA-B: An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring, DESY–PRC 93-04, Hamburg 1993.

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

[56] DESY - Zahlen und Fakten, DESY, Hamburg 1992.

[57] D. H. Perkins; Introduction to High Energy Physics, Third Edition, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1987

[58] R. Gerwin; HERA's Herausforderung, DESY, Hamburg 1992.

[59] B. H. Wijk; HERA Status, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hamburg 1991, Hrsg. W. Buchmüller und G. Ingelmann, Vol.1, 1.

[60] W. Bialowons; Ein Jahr HERA Luminositätsbetrieb - Erfahrungen und Verbesserungen, Innerbetriebliche Fortbildung, DESY, Hamburg 1993.

[61] K. Kleinknecht; Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag, Stuttgart 1987.

[62] K. Borras; Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon Kalorimeters im H1-Detektor; Dissertation, Universität Dortmund, 1992.

[63] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu et al.); The H1 Liquid Argon Calorimeter System, Nucl. Instr. and Meth. A336, (1993) 460.

[64] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu et al.); Beam Tests and Calibration of the H1 Liquid Argon Calorimeter with Electrons, Nucl. Instr. and Meth. A350, (1994) 57.

[65] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu et al.); Nucl. Instr. and Meth. A336, (1993) 499.

[66] J. Gayler; Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter, Proceedings of the 3^{rd} International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Corpus Christi, Texas 1992, 701.

[67] J. Gayler; Protokoll des Escale-Meetings vom 15. Januar 1996, Persönliche Mitteilung.

[68] H1 BEMC Group (J. Ban et al); The H1 Backward Calorimeter BEMC and its Inclusive Electron Trigger, DESY 95-177, Hamburg 1995.

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

[70] C. Brune, U. Hölzke, K. Meier; BEMC Calibration 1993, H1-04/94-352, DESY, Hamburg 1994.

[71] H1 Collaboration; Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detector, DESY–PRC 93-02, Hamburg 1993;
Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detector, DESY 95-165, Hamburg 1995;
H1 Backward Upgrade with a SPACAL Calorimeter: the Hadronic Section, DESY 96-013, Hamburg 1996.

[72] W. Hildesheim, V. Riech, M. Seidel; The Plug Calorimeter User Guide, H1-08/94-372, DESY, Hamburg 1994;
E. Panaro, M. Krueger, M. Seidel; Calibration of the H1-Plug Calorimeter and Comparison of Data with Monte Carlo Simulations, H1-09/95-455, DESY, Hamburg 1995.

[73] E. Panaro; Dissertation in Vorbereitung, Universität Hamburg.

[74] K. Borras; The Performance of the H1 Calorimeters, Beijing Calorimetry Symposium 1994, DESY 95-067, Hamburg 1995.

[75] K. Müller; Measurement of the Proton Structure Function F_2 at Low Bjorken x at the H1 Experiment; Dissertation, Universität Zürich, 1994.

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

[77] E. Elsen; The H1 Trigger and Data Acquisition System, DESY 93-262, Hamburg 1993. Proceedings of the International Symposium on Electronic Instrumentation in Physics, Dubna 1991.

[78] T. Carli et al.; Performance of the LAr Trigger in 1994; Contribution to the International Europhysics Conference on HEP, Brüssel, 1995, H1-07/95-445, DESY, Hamburg 1995.

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

[80] R. Prosi; The 1993 L4 Filter Farm Selection Algorithm, H1-03/95-432, DESY, Hamburg 1995.

[81] A. Babaev; Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter, H1-12/94-413, DESY, Hamburg 1994.

[82] H. P. Wellisch, J. P. Kubenka, H. Oberlack, P. Schacht; Hadronic Calibration of the H1–LAr Calorimter using Software Weighting Techniques, DESY 94-346, Hamburg 1994.

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

[84] R. Barlow; Jets in High Energy Interactions, MAN-HEP-93-05, Rept. Prog. Phys. 56, (1993) 1067.

[85] OPAL Collaboration (G. Alexander et al.); Phys. Lett. B264 (1991) 467.

[86] Y. L. Dokshitzer et al.; Z. Phys. C55, (1992) 107.

[87] T. Sjöstrand; Comp. Phys. Comm. 39, (1986) 347;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson; Comp. Phys. Comm. 43, (1987) 367;
T. Sjöstrand; CERN-TH-6488-92.

[88] B. R. Webber; Nucl. Phys. B238, (1984) 492.

[89] G. Ingelman; Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hamburg 1992, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, Vol.3, 1366.

[90] G. Ingelman, J. Rathsman, A. Edin; LEPTO Version 6.4 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering, Draft 19-DEC-1995.

[91] T. Sjöstrand, M. Bengtsson; The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation, JETSET, Computer Phys. Comm. 43, (1987) 367.

[92] L. Lönnblad; A Program for Simulation of QCD-Cascades Implementing the Colour Dipole Model, Computer Phys. Comm. 71, (1992) 15.

[93] G. Gustafson, Ulf Petterson; Nucl. Phys. B306, (1988);
G. Gustafson; Phys. Lett. B175, (1986) 453;
B. Andersson, G. Gustafson, L. Lönnblad, Ulf Petterson; Z. Phys. C43, (1989) 625.

[94] L. Lönnblad; Z. Phys. C65, (1995) 285;
A. H. Mueller; Nucl. Phys. B415, (1994) 373;
L. Lönnblad; CERN-TH/95-95.

[95] G. A. Schuler, H. Spiesberger; Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Vol.3, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hamburg 1992, 1419.

[96] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.-J. Möhring; Computer Phys. Comm. 69, (1992) 155.

[97] M. W. Krasny, W. Placzek, H. Spiesberger; Determination of the Longitudinal Structure Function at HERA from Radiative Events, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hamburg 1991, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, Vol.1, 171.

[98] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour and L. Stanco; Computer Phys. Comm. 67, (1992) 465.

[99] G. Marchesini, B. R. Webber; Nucl. Phys. B310, (1988) 461.

[100] R. Engel, A. Rostovtsev; PHOJET - A Monte Carlo Event Generator for Photoproduction, DESY 95-420, Hamburg 1995.

[101] J. J. Sakurai; Ann. Phys. 11, (1960) 1;
M. Gell-Mann, F. Zachariasen; Phys. Rev. 124, (1961) 953.

[102] ZEUS Collaboration (M. Derrick et al.); Phys. Lett. B315, (1993) 481;
H1 Collaboration (T. Ahmed et al.); Nucl. Phys. B429, (1994) 477.

[103] H. Jung; Hard Diffractive Scattering in High Energy ep Collisions and the Monte Carlo Generator RAPGAP, DESY 93-182, Hamburg 1993.

[104] R. Brun et al.; GEANT3 User's Guide, 1987, CERN DD/EE/84-1.

[105] M. Kuhlen; The Fast H1 Detector Monte Carlo, Proceedings of the 26^{th} International Conference on High Energy Physics, Vol.II, Dallas, Texas 1992, 1787;
S. Peters; Die parametrisierte Simulation elektromagnetischer Schauer, Dissertation, Universität Hamburg, 1992;
M. Rudowicz; Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor, Dissertation, Universität Hamburg, 1992.

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

[107] U. Bassler et al.; Run Selection for the H1 1993 F_2 Analysis, H1-02/95-428, DESY, Hamburg 1995.

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

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

[110] U. Bassler, G. Bernardi; On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: The Sigma Method, DESY-94-231, Hamburg 1994.

[111] S. Bentvelsen, J. Engelen and P. Kooijman; Reconstruction of (x, Q^2) and Extraction of Structure Functions in Neutral Current Scattering at HERA, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hamburg 1991, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, Vol.1, 23;
K.C. Hoeger; Measurement for x, y, Q^2 in Neutral Current Events, (ebd.) 43.

[112] H. Jung; Persönliche Mitteilung.

[113] OPAL Collaboration (M. Z. Akrawy et al.); Z. Phys. C47, (1990) 505.

[114] V. Blobel; Unfolding Methods in High-Energy Physics Experiments; DESY 84-118, Hamburg 1984.

[115] P. Lanius; The Hadronic Final State in Deep Inelastic Scattering at HERA, MPI-PhE/94-26, München 1994, Dissertation, Universität Hamburg, 1994.

[116] M. Kuhlen; A New Method to Probe the Low x Parton Dynamics at HERA, MPI-PhE/96-10, München 1996.

[117] J. Ebert; Persönliche Mitteilung.

[118] N. Tobien; Das Ansprechverhalten des H1-Flüssigargon-Kalorimeters auf niederenergetische Hadronen, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1996.

[119] J. Kurzhöfer; Studien zur Jetproduktion in der Vorwärtsregion des H1-Detektors bei kleinen x_B in der tiefinelastischen Streuung, Dissertation, Dortmund 1995.

[120] C. Eddelbüttel; Hadronische Energieflußverteilungen in der tiefunelastischen ep-Streuung, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1996;
N. Pavel; Persönliche Mitteilung.

[121] R. Mohr; Laborbericht und Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hamburg, 1996.

[122] M. Kuhlen; Workshop on DIS and QCD, Paris, Hrsg. J. F. Laporte, Y. Sirois, Paris 1995.

[123] G. Contreras; Dissertation in Vorbereitung, Universität Dortmund.

[124] J. Bartels, H. Lotter; Phys. Lett. B309, (1993) 400.

[125] J. Bartels; Persönliche Mitteilung.

[126] E. Mirkes, D. Zeppenfeld; Dijet Production at HERA in Next-to-leading Order, TTP-95-42, MAD-PH-95-916, 1995.

[127] M. Weber; Persönliche Mitteilung.

[128] H1 Collaboration (S. Aid et al.); Comparison of Deep Inelastic Scattering with Photoproduction Interactions at HERA, DESY 95-156, Hamburg 1995.

[129] UA1 Collaboration (C. Albajar et al.); Nucl. Phys. B335, (1990) 261.

[130] A. De Roeck, Inclusive Particle Production in Hadron-Proton Interactions at 250 GeV/c, Dissertation, Antwerpen 1988.

[131] G. Grindhammer; Persönliche Mitteilung.

[132] A. Babaev et al.; Proposal to Upgrade the LAr Calorimeter and Trigger Electronics, H1-01/96-470 und PRC - 96/03, DESY, Hamburg 1996.

[133] G. Ingelmann; Persönliche Mitteilung.

[134] B. Heinemann; Messung des transversalen Energieflusses bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor bei HERA, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hamburg, 1996.

[135] T. Carli; Persönliche Mitteilung.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Zum Abschluß möchte ich mich bei allen bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen meiner Doktorarbeit beigetragen haben.

Stellvertretend für das Direktorium des Max-Planck-Institutes für Physik in München danke ich Herrn Prof. Dr. Gerd Buschhorn für die Ermöglichung der Forschungstätigkeit innerhalb der H1-Kollaboration und sein Interesse an meiner Arbeit.

Dem Direktorium des DESY danke ich *als Münchner* für die gastliche Aufnahme in Hamburg.

Mein Dank gebührt allen Mitgliedern der H1-Kollaboration sowie der HERA-Maschinengruppe, ohne deren Einsatz die Arbeit nicht hätte entstehen können.

Frau Prof. Dr. Beate Naroska und Herrn Prof. Dr. Friedrich-W. Büßer danke ich sehr für die Betreuung meiner Forschungsarbeit und die Begutachtung der Dissertation.

Herzlich möchte ich mich bei den Mitgliedern der MPI-Arbeitsgruppe bedanken für das angenehme Arbeitsklima und die lebhaften und äußerst fruchtbaren Diskussionen. Insbesondere möchte ich Dr. Michael Kuhlen danken für die intensive Zusammenarbeit und die kompetente Klärung so mancher Frage. Dr. Günter Grindhammer und Dr. Tancredi Carli danke ich sehr für die Unterstützung und das Korrekturlesen der Dissertation.

Bei Dr. Jörg Gayler und Dr. Hubert Spiesberger möchte ich mich ebenfalls herzlich für ihre Hilfsbereitschaft bedanken.

Mein besonderer Dank gilt meinen Freunden und Kollegen Robert Buchholz, Konrad Flamm, Wolfgang Hildesheim, Sebastian Reinshagen, Frank Lehner, Rainer Barschke, Nicolai Tobien, Joachim Stier, Lionel Moyat, Frank Botterweck, Renate Mohr, Beate Heinemann, Enrico Panaro und Marc Weber für die schöne Zeit am DESY.

Meiner Familie danke ich für den immerwährenden Rückhalt während meiner gesamten Ausbildung.

Isabel danke ich von Herzen für die liebevolle Begleitung.