Messung des transversalen Energieflusses bei hohem Q^2 mit dem H1-Detektor bei HERA

Diplomarbeit

Universität Hamburg
Fachbereich Physik
Max-Planck-Institut für Physik, München
Werner-Heisenberg-Institut

Guido Nellen

Hamburg
März 1999

Erklärung

Ich versichere, daß ich diese Diplomarbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das Ziel der Hochenergiephysik ist die Erforschung der elementaren Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen. Der derzeitige Erkenntnisstand über die Struktur der Materie und die vorhandenen, fundamentalen Kräfte wird durch das Standardmodell der Elementarteilchenphysik und die Gravitationstheorie beschrieben. Eine der fundamentalen Kräfte ist die starke Wechselwirkung, die im Rahmen des Standardmodells durch die Theorie der Quantenchromodynamik beschrieben wird.

Tiefunelastische Lepton-Nukleon-Streuexperimente sind ein wichtiges experimentelles Hilfsmittel, um Fragen zur Natur der starken Kraft zu klären. Mit dem HERA-Speicherring bei DESY besteht seit 1992 die Möglichkeit, Elektron- bzw. Positron-Proton-Streuexperimente mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \simeq 300$ GeV durchzuführen. Damit übertrifft die erreichte Schwerpunktsenergie frühere Lepton-Nukleon-Streuexperimente um eine Größenordnung und es ist möglich, mit HERA in einen neuen kinematischen Bereich vorzudringen. Das maximal mit dem Beschleuniger erreichbare Quadrat des Impulsübertrages liegt bei 10^5 GeV^2. Mit den Detektoren H1 und ZEUS sind Bjorken-x bis $x \simeq 10^{-5}$ zugänglich.

Tiefunelastische ep-Streuprozesse sind eine Klasse von Streureaktionen, die sich gut für den Vergleich von Theorie und Experiment eignen. Im Rahmen der QCD wird die Beschreibung dieser Streureaktionen in drei Bereiche aufgeteilt. Dies sind der harte Subprozeß (die niedrigsten Ordnungen der Störungstheorie), der mit Hilfe der entsprechenden Matrixelemente exakt beschreibbar ist, die Partonkaskade (die höheren Ordnungen der Störungstheorie), für die bisher nur Näherungsmodelle existieren, und die Hadronisation (die nicht mehr perturbativ beschreibbaren QCD-Effekte), für die nur phänomenologische Modelle existieren. Der harte Subprozeß und die Partonkaskade eignen sich, um die Aussagen der QCD zu überprüfen, da für beide Bereiche detaillierte Aussagen aus der Theorie ableitbar sind.

Die Messung des transversalen Energieflusses ergänzt Jetstudien. Während durch Jetstudien vor allen Dingen der harte Subprozeß überprüft werden kann, ist der Energiefluß als Observable sowohl auf die Eigenschaften des harten Subprozesses als auch auf die der Partonkaskade und der Hadronisierung sensitiv.

Im Zusammenhang mit der Partonkaskade ist insbesondere der bei HERA zugängliche Bereich $x < 10^{-3}$ interessant. Hier ist theoretisch ungeklärt, ob die Entwicklung der raumartigen Partonkaskade durch die BFKL- oder die DGLAP-Gleichungen zu beschreiben sind. Messungen von F_2 ergeben, daß die Verletzung der Skaleninvarianz durch die DGLAP-Gleichungen im gesamten, bei H1 zugänglichen kinematischen Bereich zufriedenstellend beschrieben werden kann [HA$^+$96]. Da die inklusive Messung von F_2, bei der über den hadronischen Endzustand integriert wird, jedoch nicht sehr sensitiv auf Unterschiede zwischen den beiden Entwicklungen ist, wurde der transversale Energiefluß nach Hinweisen auf ein BFKL-artiges Verhalten der Partonkaskade untersucht. Es wurden mögliche Hinweise auf ein solches Verhalten für $x < 10^{-3}$ und $Q^2 < 10$ GeV^2 gefunden [Hes96]. Dieses wichtige Resultat hängt jedoch von der Güte der zum Vergleich mit den Daten verwendeten Monte-Carlo-Generatoren ab.

Momentan stehen Monte-Carlo-Generatoren zur Verfügung, mit deren Hilfe sich die Konsequenzen einer auf den DGLAP-Gleichungen basierenden Partonkaskade untersuchen lassen. Da die Näherungen, auf denen die DGLAP-Gleichungen beruhen, für steigende Werte von x und Q^2 mit immer größerer Sicherheit angewandt werden dürfen, sollte sich die Beschreibung der Partonkaskade mit steigenden Werten von x und Q^2 verbessern. Eine Bestätigung dieses Sachverhalts würde die Glaubwürdigkeit der Monte-Carlo-Generatoren bei der Beschreibung einer DGLAP-artigen Partonkaskade untermauern. Generell stellt der Vergleich der Aussagen der verschiedenen Monte-Carlo-Generatoren mit dem Experiment im gesamten bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich einen empfindlichen Test für die Güte der in ihnen implementierten Modelle dar.

Die vorliegende Arbeit untersucht den transversalen Energiefluß für die ep-Streuung mit hohem Impulsübertrag ($Q^2 \geq 100$ GeV^2). Dazu wurden die mit dem H1-Detektor im Jahr 1996 aufgezeichneten tiefunelastischen Streuereignisse betrachtet. Dieser Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 8.2$ pb^{-1}. Es existieren Messungen von H1 für den Energiefluß im Bereich $10^{-5} < x < 10^{-2}$ und $Q^2 < 100$ GeV^2 [Hes96] aus den Jahren 1993 bzw. 1994 sowie für den in dieser Arbeit betrachteten Bereich $Q^2 > 100$ GeV^2 [Hei96] aus dem Jahr 1994. Aufgrund der höheren zur Verfügung stehenden Luminosität konnte jedoch eine Verbesserung der Messung gegenüber [Hei96] erzielt werden. Gleichzeitig ist es mit Hilfe der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Meßmethode [Krü98a] zum ersten Mal möglich, den Energiefluß auch für sehr hohe Werte von x und Q^2 im hadronischen Schwerpunktsystem zu messen. Die Messung in diesem Bezugssystem erleichtert die physikalische Interpretation der Ergebnisse .

Die vorliegende Arbeit ist in sieben Kapitel gegliedert. Das erste Kapitel enthält die theoretischen Grundlagen für die Beschreibung tiefunelastischer ep-Streuprozesse. Anschließend werden andere, für die vorgestellte Messung wichtige Konzepte eingeführt. Im zweiten Kapitel werden die Grundlagen der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Monte-Carlo-Generatoren erläutert. Das dritte Kapitel enthält eine Beschreibung des HERA-Speicherrings und des H1-Experiments, wobei insbesondere die für die vorgestellte Messung wichtigen Kalorimeter ausführlicher diskutiert werden. Das vierte Kapitel beschreibt die bei der Selektion der Daten angewandten Kriterien und stellt die für eine Rekonstruktion der kinematischen Variablen verwendeten Methoden vor. Im fünften Kapitel wird die Einteilung der verwendeten Meßintervalle ausführlich erläutert. Das sechste Kapitel beschreibt die Messung des transversalen Energieflusses im hadronischen Schwerpunktsystem sowie die bei der Korrektur der Daten auf Detektor- und Strahlungseffekte angewandten Methoden. Im siebten Kapitel schließlich werden die Ergebnisse der Messung diskutiert.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird eine Einführung in die Grundlagen der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung gegeben. Die dafür benötigten kinematischen Variablen werden definiert und der inklusive Wirkungsquerschnitt im Rahmen des Quark-Parton-Modells vorgestellt. Es folgt eine Diskussion verschiedener, im Rahmen dieser Arbeit wichtiger Aspekte der Theorie der Quantenchromodynamik (QCD). Der transversale Energiefluß wird eingeführt. Es folgt eine kurze Beschreibung radiativer Ereignisse. Diese können die Messung der kinematischen Variablen verschlechtern und Fehler bei der Lorentztransformation zwischen Laborsystem und hadronischem Schwerpunktsystem hervorrufen. Anschließend werden die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Bezugssysteme vorgestellt. Den Abschluß des Kapitels bildet die Diskussion einiger Eigenschaften der Lorentztransformation zwischen dem Labor- und dem hadronischen Schwerpunktsystem, da die Transformation zwischen diesen beiden Bezugssystemen für die vorliegende Arbeit von großer Bedeutung ist.

1.1 Tiefunelastische Elektron-Proton-Streuung

Grundsätzlich lassen sich zwei Arten von Streuprozessen unterscheiden. Bei einem *elastischen* Streuprozeß bleibt die gesamte kinetische Energie der Reaktion erhalten. Bei einem *unelastischen* Streuprozeß ist die kinetische Energie dagegen keine Erhaltungsgröße. Dieser Fall tritt ein, falls bei der Streureaktion innere Freiheitsgrade angeregt werden oder einer der Stoßpartner bei der Wechselwirkung in seine Konstituenten zerbricht.

Ein besonderer Fall der unelastischen ep-Streuung (Elektron-Proton-Streuung) ist die *tiefunelastische ep-Streuung*, abgekürzt DIS[1]. Dabei entsteht durch die Wechselwirkung eine Vielzahl von Teilchen. Als Kriterium für eine tiefunelastische ep-Streuung findet man

$$Q^2 \gg {M_p}^2. \tag{1.1}$$

Dabei ist Q^2 das Betragsquadrat des Viererimpulsübertrags (siehe Abschnitt 1.2) und M_p die Masse des Protons. Bei der tiefunelastischen ep-Streuung wird zwischen Reaktionen des neutralen Stroms (*neutral current, NC*) und denen des geladenen Stroms (*charged*

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

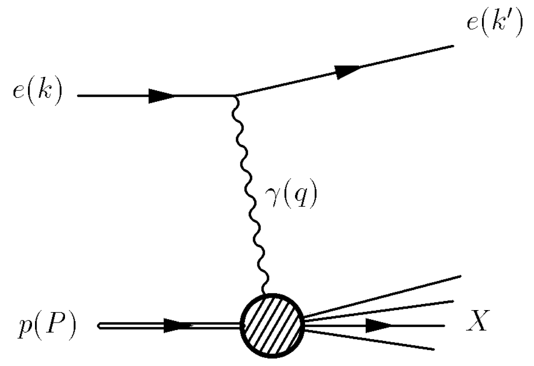

Abb. 1.1: Schematische Darstellung der tiefunelastischen ep-Streuung.

current, CC) unterschieden:

$$\begin{array}{lllll} \mathrm{NC-Ereignis:} & e^{\pm}(k)+p(P)\rightarrow & e^{\pm}(k') & +X, \\ \mathrm{CC-Ereignis:} & e^{\pm}(k)+p(P)\rightarrow & \overline{\nu}_e(k')\ \mathrm{bzw.}\ \nu_e(k') & +X. \end{array} \tag{1.2}$$

Hier bezeichnet X den hadronischen Endzustand, k, k' und P die Viererimpulse der jeweiligen Teilchen. Man spricht von einem NC-Ereignis, wenn das die Streuung vermittelnde virtuelle Boson keine elektrische Ladung trägt (γ, Z^0). Besitzt das ausgetauschte Boson dagegen eine elektrische Ladung (W^+, W^-), so handelt es sich um ein Ereignis des geladenen Stroms. Im Rahmen dieser Analyse werden NC-Streuereignisse mit $Q^2 > 100\ \mathrm{GeV}^2$ betrachtet.

1.2 Lorentzinvariante Variablen

Zur Beschreibung einer ep-Streureaktion werden üblicherweise lorentzinvariante Größen verwendet. Mit Hilfe des Viererimpulsübertrags q der Streureaktion

$$q = k - k' \tag{1.3}$$

sowie den Vierervektoren des einfallenden Elektrons k und Protons P können folgende skalare Größen definiert werden (das Zeichen $\simeq$ gilt im folgenden für den Fall, daß alle Massen vernachlässigbar sind):

- s, das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Gesamtsystems

  $$s = (P+k)^2 \simeq 4E_eE_p. \tag{1.4}$$

  Es ist E_e die Energie des einfallenden Elektrons und E_p die Energie des einfallenden Protons im Laborsystem.

- Q^2, das Betragsquadrat des Viererimpulsübertrags

  $$Q^2 = \ -q^2. \tag{1.5}$$

  Das Minuszeichen wird eingeführt, um eine positive Größe ($Q^2 \geq 0$) zu definieren, da für Streureaktionen $q^2 \leq 0$ gilt.

- x, die Bjorken-Skalenvariable

$$x = \frac{Q^2}{2\,P \cdot q} \qquad (0 \leq x \leq 1). \tag{1.6}$$

- y, eine weitere Skalenvariable

$$y = \frac{P \cdot q}{p \cdot k} \qquad (0 \leq y \leq 1). \tag{1.7}$$

- W^2, das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Systems X

$$W^2 = (P+q)^2 \quad , \qquad W^2 \simeq Q^2\,\frac{1-x}{x}. \tag{1.8}$$

Einige der oben definierten Variablen können speziell interpretiert werden:

- Im Ruhesystem des Protons gilt $y = \frac{E_e - E_e{}'}{E_e}$. Hier stellt y den Energieverlust des gestreuten Elektrons dar.
- In einem Bezugssystem, in dem der Transversalimpuls der Quarks gegenüber dem Impuls in Protonflugrichtung vernachlässigt werden kann (in den Rechnungen wird das *Infinite-Momentum-Frame*[2] verwendet), gilt für das an der Streuung beteiligte Quark vor der Streureaktion $\vec{p}_q = x\,\vec{P}$.
- Das virtuelle Photon γ^* kann als Sonde verstanden werden, welche die innere Struktur des Protons auflöst. Analog zu einem Mikroskop können Objekte bis zu der Größe der Compton-Wellenlänge des virtuellen Photons $\lambda_c \propto 1/\sqrt{Q^2}$ aufgelöst werden.

Nicht alle der eingeführten lorentzinvarianten Größen sind unabhängig voneinander. Es existiert die wichtige Beziehung

$$Q^2 \simeq x\,y\,s. \tag{1.9}$$

1.3 Der Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die ep-Streuung kann geschrieben werden als [HM84]

$$d\sigma \;=\; \frac{|\mathcal{M}|^2}{F} dLips. \tag{1.10}$$

$$\tag{1.11}$$

[2]Im Infinite-Momentum-Frame besitzt das Proton einen unendlichen Impuls. Das bei HERA verwendete Laborsystem entspricht näherungsweise diesem Bezugssystem.

Dabei ist F der Flußfaktor und $dLips$ der differentielle, lorentzinvariante Phasenraumfaktor. Für das Matrixelement $\mathcal{M}$ gilt

$$\mathcal{M} \propto \frac{1}{Q^2 + M_{Boson}^2}, \tag{1.12}$$

falls nur ein virtuelles Boson zwischen Elektron und Proton ausgetauscht wird. Dabei bezeichnet M_{Boson} die Masse des ausgetauschten Bosons. Da erst bei $Q^2 \simeq M_{Z^0}^2$ die Beiträge von γ- und Z^0-Austausch zum Wirkungsquerschnitt gleich groß sind, dominiert normalerweise der γ-Austausch die bei HERA beobachteten NC-Ereignisse. Aus diesem Grund kann der Z^0-Austausch im folgenden in guter Näherung vernachlässigt werden.

Vernachlässigen wir den Z^0-Austausch und aufgrund der Kleinheit von α_{QED}, des elektromagnetischen Kopplungsparameters, ebenso die Prozesse höherer Ordnung, so tauscht das Elektron mit dem Proton während der NC-Streureaktion nur ein virtuelles Photon aus (*1-Photon-Austausch-Näherung*). In diesem Fall läßt sich $|\mathcal{M}|^2$ als Produkt aus einem leptonischen und einem hadronischen Tensor schreiben. Gleichzeitig kann durch diesen Ansatz eine Mittelung des Matrixelements über die möglichen Spineinstellungen der Teilchen (z.B. bei unpolarisierten Elektronen) berücksichtigt werden. Damit läßt sich das Quadrat des Matrixelements ausdrücken als

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{Q^4} L^{\mu\nu}(k,q) \cdot W_{\mu\nu}(P,q). \tag{1.13}$$

Der leptonische Tensor $L^{\mu\nu}(k,q)$ ist exakt berechenbar[3]. Da das Proton nicht punktförmig ist, ist der hadronische Tensor $W_{\mu\nu}(P,q)$ nicht bekannt. Der hadronische Tensor kann nach Invarianten von P und q multipliziert mit skalaren Funktionen entwickelt werden. Berücksichtigt man die Stromerhaltung am hadronischen Vertex, die Paritätserhaltung der Wechselwirkung sowie die Tatsache, daß $L^{\mu\nu}$ ein symmetrischer Tensor ist, so reduziert sich die Anzahl der benötigten skalaren Funktionen von fünf auf zwei. Mit ihrer Hilfe kann der differentielle Wirkungsquerschnitt für die ep-Streuung angegeben werden zu

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^{\mp}p \to e^{\mp}X)}{dx\,dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{QED}^2}{Q^4 x}[xy^2 F_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2)]. \tag{1.14}$$

Die skalaren Funktionen F_1 und F_2 werden Strukturfunktionen genannt.

Aus Gl. 1.14 folgt kein Unterschied des NC-Wirkungsquerschnitts für Elektron-Proton und Positron-Proton-Streuung. Wird der Z^0-Austausch jedoch nicht länger vernachlässigt, so unterscheiden sich die beiden Wirkunsquerschnitte.

1.4 Das Quark-Parton-Modell

Das naive Quark-Parton-Modell (QPM) wurde Ende der 60er Jahre eingeführt. Im QPM besteht das Proton aus drei punktförmigen Quark-Konstituenten ($p \sim uud$, wobei u ein Up-Quark sowie d ein Down-Quark bezeichnet), den Valenz-Quarks, die zusammen die Quantenzahlen des Protons tragen. Die tiefunelastische ep-Streureaktion kann in diesem

[3] Bei Vernachlässigung des Z^0-Austauschs gilt [HM84] $L^{\mu\nu} = 2(k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu + \frac{1}{2}q^2 g^{\mu\nu})$.

Modell als elastische Streuung des Elektrons an einem der Protonkonstituenten verstanden werden, welche sich innerhalb des Protons wie quasi-freie Teilchen verhalten. Bei der Berechnung des Streuquerschnitts können insbesondere die Beiträge aller Partonen *inkohärent*, d.h. ohne Berücksichtigung der möglichen Interferenzterme addiert werden.

Im QPM gilt aufgrund der Spin-$\frac{1}{2}$-Eigenschaft der Partonen die Callan-Gross-Relation

$$F_2 = 2xF_1. \tag{1.15}$$

Die Bestätigung der Callan-Gross-Relation 1969 am DESY [A^+69] untermauerte den halbzahligen Parton-Spin[4].

Im QPM kann bei Verwendung der 1-Photon-Austausch-Näherung die Strukturfunktion F_2 mit Hilfe der Partondichte-Funktionen $f_q(x)$ ausgedrückt werden[5] zu

$$F_2(x) = x\Sigma_q {e_q}^2 \cdot f_q(x). \tag{1.16}$$

Die Summe ist über alle Quark und Antiquarksorten q zu erstrecken. Aus Gl. 1.15 und Gl. 1.16 folgt, daß die beiden Strukturfunktionen F_1 und F_2 nur von der Größe x abhängig sind, d.h. $F_{1,2}(x,Q^2) = F_{1,2}(x)$. Da x eine dimensionslose Größe ist, wird solch ein Verhalten der Strukturfunktionen auch Skaleninvarianz oder Bjorken-Scaling genannt.

Aus der Grundannahme des Quark-Parton-Modells, nach der sich die Partonen den Protonimpuls teilen, folgt, daß die Summe über alle Partonimpulse den Wert eins ergeben sollte:

$$\sum_q \int x\, f_q(x)\, dx = 1. \tag{1.17}$$

In den SLAC-Experimenten [Sch95] konnte jedoch ermittelt werden, daß Quarks und Antiquarks zusammen nur etwa die Hälfte des gesamten Protonimpulses tragen. Aus dieser Beobachtung wurde auf die Existenz weiterer Partonen geschlossen, an die das Elektron nicht direkt (d.h. durch den Austausch eines γ bzw. Z^0) zu koppeln vermag. Im Rahmen der QCD können diese Teilchen als Gluonen identifiziert werden.

1.5 Die Quantenchromodynamik

Der große Erfolg des QPM bei der Beschreibung der tiefunelastischen *ep*-Streuung hat seine Ursache in den besonderen Eigenschaften der Quark-Quark-Wechselwirkung. Diese Wechselwirkung, starke Kraft genannt, wird durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. In der QCD tragen die Quarks neben der elektrischen eine weitere, als Farbe bezeichnete Ladung. Im Gegensatz zu der *einen* elektrischen Ladung der QED gibt es in der QCD jedoch drei verschiedene Farbladungsarten[6].

[4]Für Spin-0 Partonen beispielsweise gilt $F_1 = 0$.

[5]Gl. 1.16 folgt aus $\frac{d^2\sigma_{QPM}}{dx\, dQ^2} = \Sigma_q f_q(x) \cdot d\sigma_{elastisch}/dQ^2 = \Sigma_q f_q(x) \cdot 4\pi\alpha/Q^4\ [1 + (1-y)^2]$. Mit $f_q(x)$ ist die Wahrscheinlichkeit gemeint, daß ein Parton der Sorte q den Impuls xP im Proton besitzt.

[6]Historisch wurde die Eigenschaft der Farbe zunächst als zusätzlicher Freiheitsgrad der Quarks eingeführt. Dieser Freiheitsgrad ist notwendig, da die Quarks des QPM aufgrund des halbzahligen Protonspins Fermionen sein müssen. Ohne ihn würden z.B. Zustände aus drei gleichen Quarks ($\Lambda^{++} \sim (uuu)$) mit den Quantenzahlen $J^P = 3/2^+$ die Fermistatistik verletzen.

Die starke Wechselwirkung besitzt acht verschiedene Austauschteilchen, die Gluonen genannt werden. Im Gegensatz zu der elektromagnetischen Kraft, deren Austauschteilchen (das Photon) keine elektrische Ladung trägt, besitzen die Gluonen eine Farbladung. Dies führt zu einer Reihe besonderer Eigenschaften der QCD. So können die Gluonen, da sie farbig sind, im Gegensatz zu den Photonen der Quantenelektrodynamik mit sich selber wechselwirken.

Die asymptotische Freiheit

Eine besondere Konsequenz der Tatsache, daß Gluonen selber eine Farbladung tragen, ist das Abfallen der effektiven Kopplungsstärke α_s der starken Kraft mit zunehmendem Wert von Q^2 (in der QED *steigt* die effektive Kopplungsstärke mit Q^2). Es gilt

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)} + \mathcal{O}(\frac{1}{\ln^2(Q^2/\Lambda^2)}). \tag{1.18}$$

Dabei bezeichnet Λ einen aus dem Experiment zu bestimmenden Parameter und n_f die Anzahl der aktiven Quarksorten[7]. Für $Q^2 \to \Lambda^2$ geht α_s gegen unendlich und spätestens hier versagt der störungstheoretische Ansatz, der zu Gl. 1.18 führte. Es müssen andere Methoden zur Beschreibung der Quark-Gluon-Wechselwirkung verwendet werden (*nichtperturbative QCD*). Für $Q^2 \to \infty$ gilt dagegen $\alpha_s \to 0$. Dieses Verhalten wird als asymptotische Freiheit bezeichnet und rechtfertigt nachträglich jene Annahme des QPM, nach der die Partonen (bei hohem Q^2) als quasifreie Teilchen mit dem Elektron wechselwirken. Aufgrund der Relation $\lambda_c = 1/\sqrt{Q^2}$ entspricht das Verhalten für große Werte von Q^2 dem Verhalten bei kleinen Abständen der Wechselwirkung.

Störungstheorie der QCD

Für $Q^2 \gg \Lambda^2$ ist aufgrund von Gl. 1.18 eine störungstheoretische Entwicklung des Wirkungsquerschnitts der Streuung möglich. Bei einer Berechnung der entsprechenden Matrixelemente treten allerdings Divergenzen auf. Solche Divergenzen sind ein Hinweis auf langreichweitige Aspekte der QCD, die durch den störungstheoretischen Ansatz möglicherweise nicht richtig beschrieben werden [ESW96]. Sie können allerdings im Rahmen der QCD durch ein Verfahren ähnlich der Renormierung beseitigt werden. Dazu werden die Infrarotdivergenzen in die Definition der Partondichten f_i aufgenommen, die daraufhin auch von Q^2 abhängen. Diese Abhängigkeit der Partondichten von Q^2 ist ein wesentlicher Unterschied zwischen der QCD und dem QPM.

Entwicklung der Partondichten

Für eine Berechnung des Wirkungsquerschnitts müssen die Partondichten $f_i(x, Q^2)$ bekannt sein. Ausgehend von den für ein bestimmtes $Q^2 = Q_0^2$ bestimmten Partondichten $f_i(x, {Q_0}^2)$ können im Rahmen der QCD mit Hilfe spezieller Entwicklungsgleichungen die Dichten für andere Werte von Q^2 berechnet werden. Zur Herleitung der unter-

[7] Eine Quarksorte f ist aktiv, falls $M_f^2 < Q^2$ gilt.

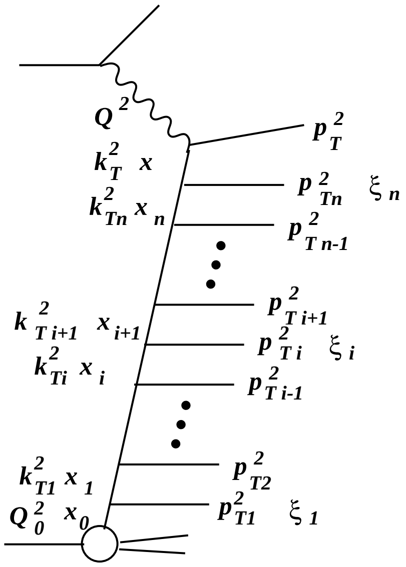

Abb. 1.2: Leiterdiagramm mit n Sprossen.

schiedlichen Entwicklungsgleichungen geht man von der störungstheoretischen Entwicklung des Matrixelementes aus. Bei entsprechender Eichung können die einzelnen Beiträge der Störungsreihe durch Leiterdiagramme dargestellt werden. Ein solches Diagramm ist in Abb. 1.2 dargestellt. Es stellen $k_{T,i}$ die Transversalimpulse der ausgetauschten, raumartigen Partonen entlang der Leiterseite und $p_{T,i}$ die Transversalimpulse der auslaufenden, zeitartigen Partonen dar. Entsprechend bezeichnen x_i und ξ_i die jeweiligen, auf den Protonimpuls skalierten, Longitudinalimpulse. Aufgrund der Viererimpulserhaltung an jedem inneren Vertex gilt $x_i > x_{i+1}$.

Je nach verwendeter Näherung für die Störungsreihe folgen aus der QCD unterschiedliche Entwicklungsgleichungen. Zwei Beispiele sind die DGLAP-Gleichungen und die BFKL-Gleichung, die im folgenden genauer vorgestellt werden.

Die DGLAP-Gleichungen

Die DGLAP[8]-Gleichungen haben die Form

$$\begin{aligned}
\frac{\triangle q_i(x,Q^2)}{\triangle \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{\triangle y}{y}\left[q_i(y,Q^2)P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y,Q^2)P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)\right], \\
\frac{\triangle g(x,Q^2)}{\triangle \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{\triangle y}{y}\left[\sum_i q_i(y,Q^2)P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(z,Q^2)P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)\right]. \qquad (1.19)
\end{aligned}$$

Dabei ist q_i die Quarkdichte (Valenz- und Seequarks sind zusammengefaßt) der Quarksorte i sowie g die Gluonendichte. Die in den Gleichungen auftauchenden Funktionen $P_{ij}(z)$ $(i,j = q,g)$ heißen Verzweigungsfunktionen und können als Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines bestimmten Partons entlang dem Leiterdiagramm interpretiert werden.

[8]Nach **D**okshitzer, **G**ribov, **L**ipatov, **A**ltarelli und **P**arisi.

Zur Herleitung der DGLAP-Gleichungen wird der Beitrag eines Leitergraphen der Ordnung n zum Matrixelement durch den in $\alpha_s \ln \frac{Q^2}{Q^0}$ führenden Term[9] approximiert. Da hier der Beitrag einer festen Ordnung zum Matrixelement durch den führenden Logarithmus genähert wird, spricht man auch von der *leading log approximation* (LLA). Anschließend werden die Beiträge aller Ordnungen im Matrixelement aufsummiert. Dieser Ansatz stellt eine sinnvolle Näherung dar, falls

$$\alpha_s(Q^2) \ll 1 \ , \ \alpha_s(Q^2) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \simeq 1 \text{ und } \alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \ll 1. \tag{1.20}$$

In der Approximation der Störungsreihe durch die in $\alpha_s \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}$ führenden Terme stammt der dominierende Anteil zum Wirkungsquerschnitt von Leitergraphen, bei denen es eine streng aufsteigende Ordnung in den Transversalimpulsen $k_{T,i}^2$ gibt, d.h. es gilt

$$Q_0{}^2 \ll ... \ll k_T, i^2 \ll k_T, i+1^2 \ll ... \ll Q^2. \tag{1.21}$$

Damit sind die Transversalimpulse der abgestrahlten Partonen $p_{T,i}$ ebenfalls streng geordnet.

Die BFKL-Gleichung

Die BFKL[10]-Gleichung kann, ähnlich wie die DGLAP-Gleichungen, aus der Störungsreihe abgeleitet werden. Als führender Logarithmus einer festen Ordnung wird hier jedoch der bezüglich $\alpha_s \ln \frac{1}{x}$ führende Term identifiziert und der Beitrag dieser Ordnung der Störungsreihe zum Matrixelement durch diesen Term approximiert. In dem bei der BFKL-Gleichung betrachteten Phasenraum sind die Longitudinalimpulse der Teilchen entlang der Leiterseite stark geordnet, d.h. es gilt $x_0 \ll ...x_i \ll x_{i+1} \ll ... \ll x$. Die Transversalimpulse k_{Ti} sind ungeordnet. Als Bedingungen für die Gültigkeit der BFKL-Gleichung findet man $\alpha_s(Q^2) \ll 1$, $\alpha_s(Q^2) \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \ll 1$ und $\alpha_s(Q^2) \ln \frac{1}{x} \simeq 1$.

1.6 Der transversale Energiefluß

Gegeben sei der Viererimpuls (E, p_x, p_y, p_z) eines Teilchens in einem Bezugssystem, dessen z-Achse parallel zum einlaufenden Proton verläuft. Die transversale Energie E_T und die Rapidität y sind dann definiert als

$$E_T = E \frac{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}}{p}, \tag{1.22}$$

$$\mathrm{y} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \operatorname{artanh} \frac{p_z}{E}. \tag{1.23}$$

[9] Für den bezüglich der Ordnung n führenden Term gilt $\propto (\alpha_s \ln \frac{Q^2}{Q^0})^n$. Für den nächstführenden Term gilt $\alpha_s^n (\frac{Q^2}{Q^0})^{n-1}$. Damit kann der nächstführende Term vernachlässigt werden, falls $\ln \frac{Q^2}{Q_0{}^2} \gg 1$ gilt.

[10] Nach **B**alitsky, **F**adin, **K**uraev und **L**ipatov.

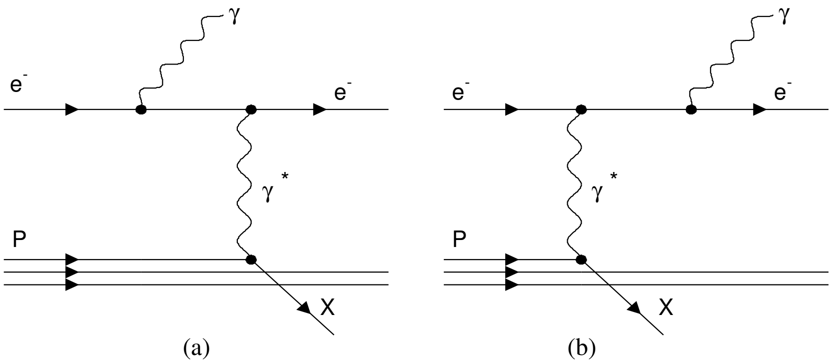

Abb. 1.3: Graphische Darstellung der ISR (a) bzw. FSR (b)

Die Rapidität transformiert sich bei einem Lorentzboost mit Boostparameter β entlang der z-Achse wie

$$\mathrm{y} \rightarrow \mathrm{y}\,' = \mathrm{y} - \mathrm{artanh}\ \beta. \tag{1.24}$$

Die Pseudorapidität η ergibt sich aus der Rapidität y bei Vernachlässigung der Teilchenmasse. Sie kann durch den Winkel θ zwischen der z-Achse des verwendeten Koordinatensystems und dem Teilchenimpuls ausgedrückt werden:

$$\eta \;=\; \frac{1}{2}\ln\left(\frac{p+p_z}{p-p_z}\right) \;=\; -\ln\tan\left(\frac{\theta}{2}\right). \tag{1.25}$$

Wir betrachten im folgenden $\frac{1}{N}\frac{dE_T}{d\eta}$, die auf die Anzahl N der Ereignisse normierte transversale Energie des hadronischen Endzustandes als Funktion von η, den sogenannten Energiefluß.

1.7 Radiative Ereignisse

Bisher wurde die *ep*-Streuung nur in niedrigster Ordnung der Quantenelektrodynamik diskutiert und der Wirkungsquerschnitt für diesen Fall (Born-Wirkungsquerschnitt) angegeben. In höherer Ordnung der QED müssen zwei Effekte berücksichtigt werden. Zum einen ergeben sich durch die Existenz von Feynmangraphen mit zusätzlichen virtuellen Schleifen Korrekturen zum Born-Wirkungsquerschnitt. Zum anderen kann es zur Abstrahlung reeller Photonen vom leptonischen oder hadronischen Vertex kommen. Solche Ereignisse heißen auch *radiative Ereignisse*. In erster Ordnung QED wird nur ein Photon abgestrahlt:

$$e^-(k) + p(P) \rightarrow e^-(k') + \gamma + X.$$

Bei radiativen Ereignissen unterscheidet man zwischen ISR (*initial state radiation*) und FSR (*final state radiation*), je nachdem, ob das Photon vor oder nach dem "harten Vertex" abgestrahlt worden ist[11]. Da der Wirkungsquerschnitt der Abstrahlung reeller Photonen

[11]Eigentlich ist die Frage, ob ein Photon vor oder nach dem harten Vertex abgestrahlt wurde (also die Frage, welcher der zwei möglichen Feynmangraphen in Abb. 1.3 den Prozeß beschreibt) unsinnig.

umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des abstrahlenden Teilchens ist [Ber92], ist die Photonabstrahlung von der hadronischen gegenüber der Abstrahlung von der leptonischen Seite stark unterdrückt. Damit ist auch die Interferenz zwischen beiden Prozessen unterdrückt, und man kann sich bei der Diskussion auf den Fall beschränken, in dem das Photon vom Elektron abgestrahlt wurde. Zur Bestimmung der kinematischen Variablen bei radiativen Ereignissen kann als einfachste Möglichkeit der (unveränderte) hadronische Vertex verwendet werden. Wird das Lepton zur Bestimmung der kinematischen Variablen benutzt, können die in Abschnitt 1.2 eingeführten Formeln verwendet werden, falls die dortige Definition von q ersetzt wird durch

$$q \;=\; k - \; k' - \; p_\gamma \; . \tag{1.26}$$

1.8 Verwendete Bezugssysteme

Das Laborsystem

Das Laborsystem (gelegentlich abgekürzt mit *LAB*) ist das Standardkoordinatensystem von H1, bei dem die z-Achse in Richtung des einlaufenden Protons, die x-Achse in Richtung des Mittelpunktes des HERA-Ringes und die y-Achse senkrecht dazu in Richtung der Erdoberfläche weist. Soweit nicht anders erwähnt, sind die physikalischen Größen bezüglich des Laborsystems angegeben.

Das LAB2-System

Im folgenden wird alternativ zu der oben beschriebenen Wahl der Koordinatenachsen ein zweites Koordinatensystem im Labor, LAB2 genannt, verwendet. Es besitzt den gleichen Ursprung und die gleiche z-Achse wie das üblicherweise verwendete Laborsystem. Der einzige Unterschied zum Laborsystem besteht in der Forderung, daß das gestreute Elektron in diesem Koordinatensystem einen Polarwinkel $\phi_e = 0°$ besitzt und somit in der x-z-Ebene liegt.

Das hadronische Schwerpunktsystem

Für die Darstellung des Energieflusses wird in dieser Analyse das hadronische Schwerpunktsystem verwendet (abgekürzt *hCMS* für *hadronic Center of Mass System*). Werden physikalische Größen im folgenden bezüglich des hCMS angegeben, sind sie mit einem * gekennzeichnet. Das hCMS ist das Ruhesystem des hadronischen Endzustandes X. Damit gilt

$$X^* = P^* + q^* \;\; = \;\; (W, 0, 0, 0). \tag{1.27}$$

Nur beide Prozesse gemeinsam sind meßbar (die Wahrscheinlichkeitsamplituden beider Prozesse werden addiert). Um trotzdem zu einer Unterscheidung zu kommen (motiviert durch das Auftreten von kollinearen Divergenzen bei den Beiträgen der einzelnen Graphen zu dem Gesamtprozeß), definiert man als ISR all jene Ereignisse, bei denen das Photon kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlt wird. Entsprechend kennzeichnet der Begriff FSR Ereignisse, bei denen das Photon kollinear zum auslaufenden Elektron abgestrahlt wird. Es ist klar, daß damit die Frage, ob das Photon vor oder nach dem harten Vertex abgestrahlt wird, nur in diesem Sinne gemeint ist.

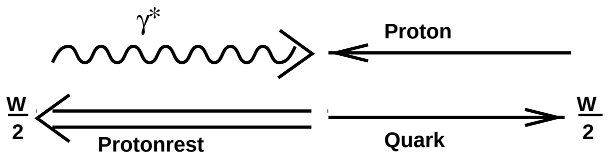

Abb. 1.4: Darstellung der Situation im hadronische Schwerpunktsystem für das QPM.

Durch Forderungen an die Transformation spezieller Vierervektoren wird ein Koordinatensystem im hCMS festgelegt. Man verlangt, daß

- $\vec{P}^*$, der Impuls des einlaufenden Protons, im hCMS parallel zur negativen z-Achse liegt
- $\vec{k^*}'$, der Impuls des gestreuten Elektrons, im hCMS in der $x-z$-Ebene liegt

Nach Gleichung 1.27 ist das hCMS gleichzeitig das Schwerpunktsystem von Proton und virtuellem Photon. Im QPM folgt daraus für das gestreute Quark bzw. den Protonrest die in Abb. 1.4 dargestellte Situation.

Das Breitsystem

Das Breitsystem (abgekürzt BF für *Breit Frame*) wird charakterisiert durch die Bedingung, daß das virtuelle Photon hier den Viererimpuls $q = (0,0,0,-Q)$ besitzt. Im QPM besitzt das gestreute Quark den Impuls $p_i = (0,0,0,Q/2)$ vor und den Impuls $p_f = (0,0,0,-Q/2)$ nach der Streuung. Die Transformation zwischen hCMS und Breitsystem ist einfach. Sie besteht aus einem Lorentzboost entlang der z-Achse[12]. Der Boostparameter β hängt von dem jeweils betrachteten Ereignis ab.

1.9 Die Transformation in das hadronische Schwerpunktsystem

Da die Transformation zwischen Laborsystem und hadronischem CMS in dieser Arbeit von Bedeutung ist, sollen hier einige ihrer Eigenschaften vorgestellt werden.

Aufgrund der in Abschnitt 1.4 definierten Wahl des Koordinatensystems im hCMS (es genügt schon die Forderung, daß $\vec{P}^*$ parallel zur z-Achse verlaufen soll) ist die Lorentztransformation zwischen Laborsystem und dem hadronischen CMS *kein* reiner Lorentzboost, sondern sie besteht aus Boost und einer anschließenden Rotation. Damit verliert die Rapidität ihr einfaches Transformationsverhalten bei dem Übergang zwischen beiden Bezugssystemen, d.h. Gl. 1.24 gilt bezüglich dieser Transformation nicht. Im folgenden Abschnitt wird dieser Sachverhalt ausführlicher untersucht.

An dieser Stelle sollen die Eigenschaften des bei der Transformation verwendeten Lorentzboostes genauer untersucht werden. Ein Lorentzboost wird beschrieben durch den

[12] Dazu müssen die Koordinatenachsen des Breitsystems so gewählt werden, daß - wie im Fall des hCMS - der Impuls des einfallenden Protons entlang der negativen z-Achse und der Impuls des gestreuten Elektrons in der x-z-Ebene verläuft.

Boost-Parameter $\vec{\beta}$, wobei die Raumrichtung von $\vec{\beta}$ der Richtung des Boostes entspricht und $\beta = v/c$ gilt. Für die Transformation des Vierervektors p in den Vierervektor p' des transformierten Inertialsystems gilt insbesondere

$$p'_\perp \quad = \quad p_\perp, \tag{1.28}$$

wobei $p_\perp$ den zu $\vec{\beta}$ senkrecht verlaufenden Impulsanteil bezeichnet. Aus der Definition des hadronischen Schwerpunktsystems folgen die Richtung und Größe des Lorentzboostes, der für die Transformation in das hCMS gebraucht wird. Das hCMS ist das Schwerpunktsystem des Vierervektors X. Aus der Bedingung $X = P + q$ folgt[13]

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{P} + \vec{q}}{E_p + E_{\gamma^*}} \ . \tag{1.29}$$

Vernachlässigen wir an dieser Stelle radiative Ereignisse, so gilt $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$. In diesem Fall liegt $\vec{\beta}$ in der von dem einlaufenden und dem gestreuten Elektron aufgespannten Ebene (der Impulsvektor des einfallenden Protons liegt stets in der gleichen Ebene wie der Impuls des einlaufenden Elektrons). Im folgenden wird das LAB2-Koordinatensystems statt des üblichen Laborsystems verwendet, um einige Details der Lorentztransformation zu diskutieren. Der Grund ist, daß die x-z-Ebene dieses Koordinatensystems der von dem einlaufenden und dem gestreuten Elektron aufgespannten Ebene entspricht. Da $\vec{\beta}$ somit ebenfalls in der $x-z$-Ebene liegt, gilt für dieses Koordinatensystem $p'_y = p_y^{\mathrm{LAB2}}$, d.h. die y-Komponenten der Teilchenimpulse bezüglich des LAB2 wird durch den Lorentzboost nicht verändert. Somit gilt für das einlaufende und das gestreute Elektron $p'_y(k,k') = p_y^{\mathrm{LAB2}}(k,k') = 0$, d.h. sie liegen auch im geboosteten Bezugssystem wieder in der x-z-Ebene. Damit ist eine der Bedingung an die Achsenwahl im hCMS automatisch erfüllt. Es gilt auch für das einlaufende Proton $p'_y(P) = p_y^{\mathrm{LAB2}}(P) = 0$ und somit liegt es ebenfalls in der x-z-Ebene des geboosteten Systems. Damit muß das Proton nur noch innerhalb der x-z-Ebene verdreht werden, damit sein Impuls parallel zur negativen z-Achse verläuft und auch die zweite Bedingungen an die Achsenwahl im hCMS erfüllt ist. Die Achse der dazu benötigten Rotation verläuft parallel zur y-Achse des geboosteten Bezugsystems, d.h. durch diese Rotation wird die y-Komponente der Teilchenimpulse wiederum nicht verändert. Somit gilt für die vollständige Lorentztransformation zwischen dem LAB2 und dem hadronischen Schwerpunktsystem

$${p_y}^{\mathrm{hCMS}} = {p_y}^{\mathrm{LAB2}}. \tag{1.30}$$

Diese Relation werden wir in Abschnitt 6.4 ausnutzen. Für radiative Ereignisse ist sie nicht mehr exakt gültig. Da radiativ abgestrahlte Photonen jedoch sehr häufig nur einen kleinen Winkel zum einlaufenden oder dem gestreuten Elektron aufweisen, liegt der Viererimpuls des virtuellen Photons q und damit $\vec{\beta}$ auch in diesen Fällen in guter Näherung in der x-z-Ebene des LAB2. Somit bleibt Gl. 1.30 näherungsweise erfüllt, d.h. es gilt ${p_y}^{\mathrm{hCMS}} \simeq {p_y}^{\mathrm{LAB2}}$.

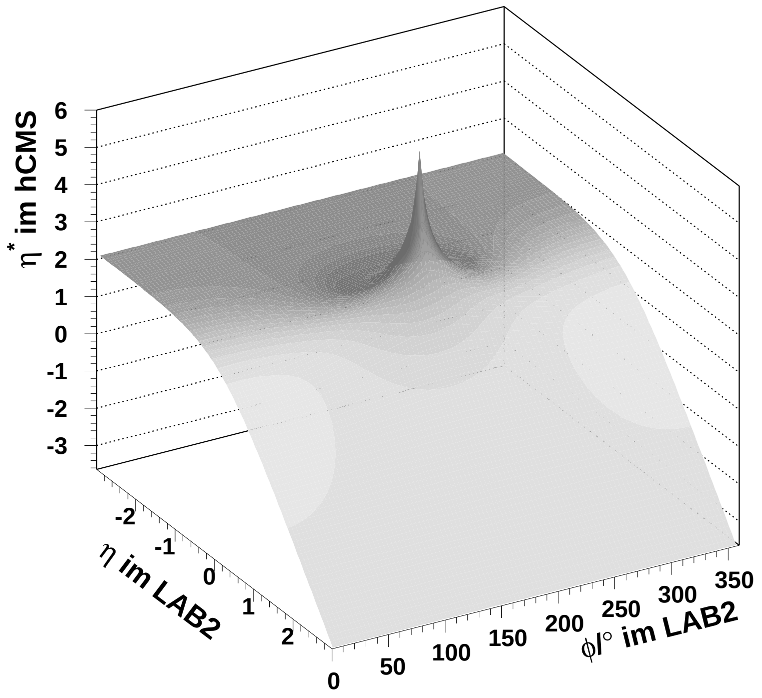

Abb. 1.5: Darstellung der Abbildung $\eta \to \eta^*_{x,Q^2}(\eta,\phi)$ für ein Ereignis mit $x = 0.02$ und $Q^2 = 500\ \mathrm{GeV}^2$.

Auswirkung der Transformation auf die Pseudorapidität

Durch das Auftreten der Rotation bei der Lorentztransformation zwischen Laborsystem und CMS verliert die Pseudorapidität ihr einfaches Transformationsverhalten bei dem Übergang zwischen beiden Bezugssystemen. Es ergibt sich der komplizierte Zusammenhang

$$\eta \to \eta^* \quad = \eta^*_q(\eta, \phi, p/E, m). \tag{1.31}$$

Hier ist q der Viererimpuls des zwischen Elektron und Proton ausgetauschten virtuellen Photons. Die Größen η, ϕ, p/E und m beziehen sich auf das jeweils zu transformierende Teilchen. Vernachlässigen wir die Komplikationen bei radiativen Ereignissen, so gilt bei Verwendung des LAB2 $\eta^* = \eta^*_{x,Q^2}(\eta_{\mathrm{LAB2}}, \phi_{\mathrm{LAB2}}, p/E, m)$. Dabei gilt $\eta_{\mathrm{LAB2}} = \eta_{LAB}$ aufgrund der Definition beider Bezugssysteme. Vernachlässigen wir auch die Teilchenmasse, so ergibt sich für die Pseudorapidität im hCMS der Zusammenhang

$$\eta^* \quad = \eta^*_{x,Q^2}(\eta_{\mathrm{LAB2}}, \phi_{\mathrm{LAB2}}) \tag{1.32}$$

$$= -\frac{1}{2}\ln\frac{1}{W^2}\left(4E_e^2 y^2 e^{2\eta_{\mathrm{LAB2}}} + 4E_e y\,|q_T|\cos\phi_{LAB2}\,e^{\eta_{\mathrm{LAB2}}} + q_T^2\right)\,. \tag{1.33}$$

Die Größe q_T bezeichnet den Transversalimpuls des virtuellen Photons im Laborsystem. Es gilt

$$q_T = \sqrt{Q^2(1-y)}. \tag{1.34}$$

[13]Um in das Schwerpunktsystems des Vierervektors $x = (E, \vec{p})$ zu gelangen, ist ein Boost mit dem Parameter $\vec{\beta} = \vec{p}/E$ nötig.

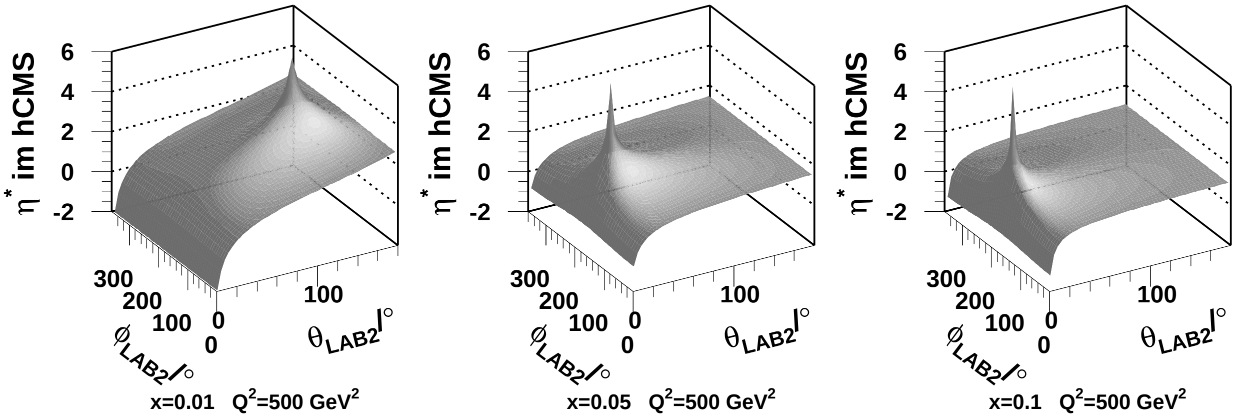

Abb. 1.6: Darstellung der Abbildung $\eta^*_{x,Q^2}(\theta,\phi)$ für verschiedene Werte von x und Q^2.

Die Verlauf der Funktion $\eta^*_{x,Q^2}(\eta_{\mathrm{LAB2}},\phi_{\mathrm{LAB2}})$ ist in Abb. 1.5 für ein Ereignis mit $x = 0.02$ und $Q^2 = 500\ \mathrm{GeV}^2$ angegeben. Betrachtet man Gl. 1.33 genauer, so findet man insbesondere

$$\eta^* \to \infty\ ,\quad \text{für}\ \ \phi_{LAB2} \to 180^o\ \ \text{und}\ \ \eta \to \ln \frac{q_T}{2E_e y}\ . \tag{1.35}$$

Diese Polstelle überrascht nicht. So besitzt die Pseudorapidität im Laborsystem ebenfalls Polstellen ($\eta^* \to \infty$, für $\theta \to 0°$ bzw. $\theta \to 180°$). Da im Laborsystem keine Teilchen unter diesen Winkeln nachgewiesen werden können (aufgrund des toten Bereichs im Detektor, den das Strahlrohr darstellt), fallen diese Polstellen zunächst nicht weiter ins Gewicht. Im hCMS stellt sich die Situation anders dar. Da hier die positive z-Achse durch das gestreute Quark gegeben ist, liegt die mit dieser Raumrichtung assoziierte Polstelle in einem durch den Detektor ausmeßbaren Bereich. In der Tat beschreibt Gl. 1.35 gerade die Raumrichtung des gestreuten Quarks.

Durch die Polstelle der Abbildung $\eta \to \eta^*$ werden theoretisch beliebig hohe Werte von η^* der Messung zugänglich. In der Praxis gibt es aufgrund der experimentellen Auflösung Grenzen für ein maximal meßbares η^*. Jenseits dieser Grenzen führen kleine Fehler bei der Bestimmung von θ bzw. ϕ des interessierenden Teilchens zu einer sehr großen Variation von η^* (im schlimmsten Fall wird ein endlicher Wert von η^* durch die Messung zu unendlich verschmiert). Um ein Gefühl für die Form der Polstelle und ihre Position im Detektor zu vermitteln, wurde in Abb. 1.6 die Funktion $\eta^*_{x,Q^2}(\theta,\phi)$ für verschiedene Werte von x und Q^2 dargestellt. Sie hat gegenüber der Funktion $\eta^*_{x,Q^2}(\eta,\phi)$ den Vorteil, daß ihre Variablen beide sehr detektornah sind, und man somit einen besseren Eindruck der Auswirkung der Detektorauflösung erhält. Deutlich zu erkennen ist das Wandern der Polstelle in θ für unterschiedliche Werte von x und Q^2, was nach dem oben gesagten der Variation des θ-Winkels des gestreuten Quarks mit diesen Größen entspricht.

Kapitel 2

Die Monte-Carlo-Modelle

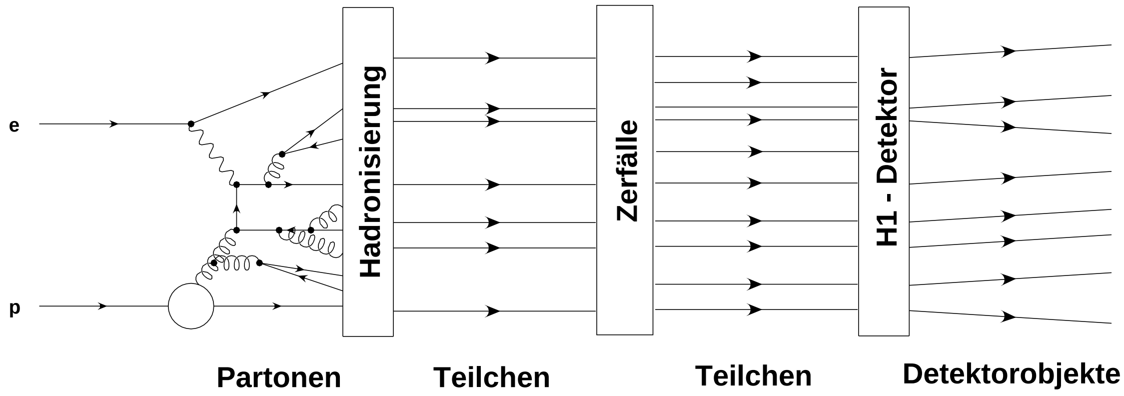

Abb. 2.1: Dargestellt sind die verschiedenen Schritte der MC-Ereignissimulation. Mit Hilfe eines Ereignisgenerators werden die physikalischen Prozesse bis zur Hadronbildung simuliert. Anschließend werden die erzeugten Detektorsignale nachgebildet. Aus diesen Detektorsignalen wird dann mit Hilfe der Rekonstruktionssoftware das ursprünglich vorhandene Ereignis bestimmt.

2.1 Die Grundsätze der Ereignissimulation

Für den Vergleich zwischen Messung und theoretischem Modell werden heutzutage Monte-Carlo-Generatoren verwendet. Dies sind Computerprogramme, welche die im Experiment beobachteten Streureaktionen detailliert simulieren. Die Bezeichnung dieser Ereignissimulationen als Monte-Carlo-Generatoren stammt daher, daß diese Programme den konkreten Wert einer physikalischen Observablen unter Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeitsverteilung dieser Observablen mit Hilfe von Zufallszahlen "erwürfeln". MC-Generatoren werden verwendet, da die für den Vergleich von Experiment und Theorie benötigten analytischen Rechnungen aufgrund der Komplexität der physikalischen Prozesse oft undurchführbar sind. Hinzu kommt, daß auch das genaue Ansprechverhalten des Detektors in Rechnungen praktisch nur mit Hilfe der MC-Methode berücksichtigt werden kann.

Die Simulation eines ep-Streuereignisses mit Hilfe der MC-Modelle wird hier in fünf verschiedene Schritte eingeteilt. Die ersten vier Schritte bilden den sogenannten Ereignis-

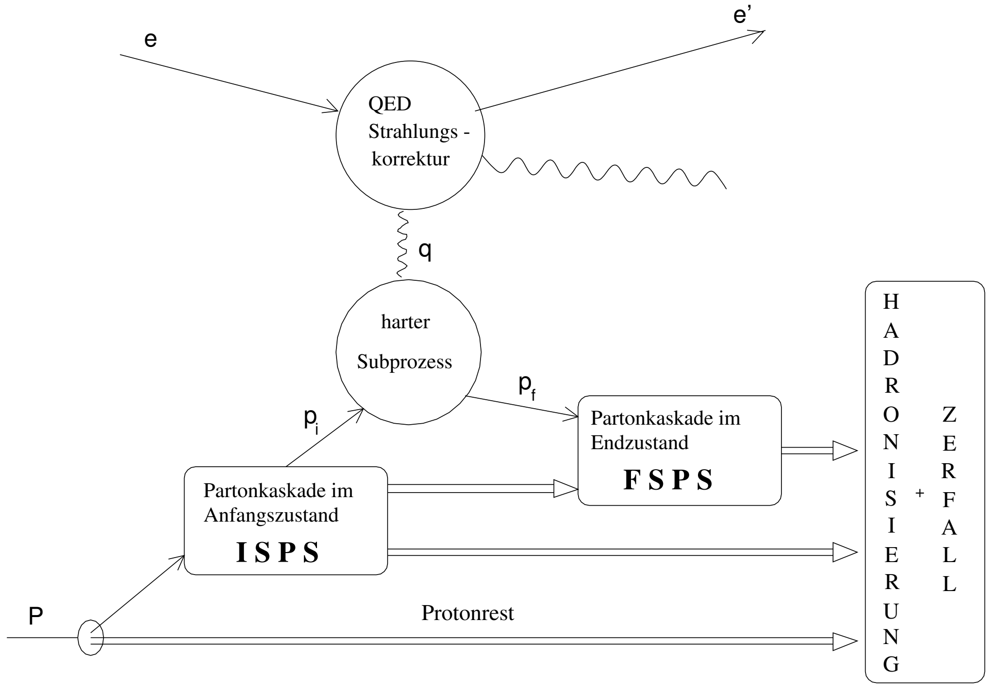

Abb. 2.2: Schematische Darstellung der Simulation tiefunelastischer Ereignisse mit Hilfe eines Ereignisgenerators.

bzw. MC-Generator. Mit seiner Hilfe wird der Endzustand der ep-Streureaktion in allen Details generiert. Den letzten Schritt stellt die Detektorsimulation dar. Sie bildet das Ansprechverhalten des Detektors auf das von dem Ereignisgenerator vorgegebene Teilchenspektrum nach, indem sie die Detektorsignale simuliert. Aus diesen Detektorsignalen wird anschließend wieder das ursprünglich vorhandene Ereignis rekonstruiert. Die Ereignisrekonstruktion geschieht dabei durch das gleiche Programm (H1REC), das auch im Fall einer tatsächlichen Messung verwendet wird. Die fünf Schritte sind im einzelnen:

1. Simulation des leptonischen Vertex:
   Bei der Simulation des leptonischen Vertex werden von einigen MC-Generatoren QED-Prozesse höherer Ordnung, die sogenannten Strahlungskorrekturen, berücksichtigt. QED-Prozesse höherer Ordnung umfassen beispielsweise die Abstrahlung reeller Photonen. Gleichzeitig müssen Feynman-Graphen mit zusätzlichen inneren Schleifen berücksichtigt werden.

2. Simulation des harten Subprozesses:
   Der harte Subprozeß umfaßt bei den typischerweise verwendeten Generatoren die Modellierung aller QCD-Prozesse bis zur 1. Ordnung in α_S. Die Unterscheidung im Rahmen der MC-Generatoren zwischen dem harten Subprozeß und der daran anschließenden Partonkaskade ist "technischer" Natur. Die Generatoren sind in der Lage, den harten Subprozeß durch Berechnung der entsprechenden QCD-Matrixelemente nahezu exakt zu simulieren, während die Modellierung von QCD-Prozessen höherer Ordnung, d.h. die Partonkaskade, mit Hilfe von Näherungen geschieht. Da die Simulation des harten Subprozesses nahezu exakt geschieht, sollten sich die

betrachteten Ereignisgeneratoren bei diesem Schritt kaum unterscheiden.

3. Simulation der Partonkaskade:
   Die Partonkaskade modelliert den Einfluß perturbativ beschreibbarer QCD-Prozesse höherer Ordnung in α_S auf den Streuendzustand. Aufgrund der Größe des starken Kopplungsparameters α_s können diese Prozesse nicht vernachlässigt werden. Da die Modellierung der Partonkaskade mit Hilfe verschiedener theoretischer Näherungen möglich ist, kommt es bei diesem Schritt zu Unterschieden zwischen den verschiedenen Ereignisgeneratoren.

4. Simulation der Hadronisierung:
   Dieser Schritt modelliert den Einfluß aller störungstheoretisch nicht beschreibbaren QCD-Prozesse auf den Endzustand der Streureaktion. Die Trennung in perturbative und nichtperturbative Phase erfolgt dabei mit Hilfe des Viererimpulsquadrates der auslaufenden Partonen, denn nichtperturbative Prozesse spielen erst bei kleinen Viererimpulsquadraten eine Rolle. Dieser Schritt überführt die Partonen, die keine im Experiment beobachtbaren Objekte darstellen, in die im Experiment beobachtbaren Hadronen. Da sich die Beschreibung der nichtperturbativen Phase theoretisch als sehr schwierig erweist, sind die in den MC-Generatoren verwendeten Ansätze phänomenologischer Natur und können sich von Generator zu Generator unterscheiden.

5. Simulation des Detektors:
   Das Detektorverhalten wird mit Hilfe des Programms H1SIM modelliert[1]. H1SIM verwendet das Programmpaket GEANT [B+87], das die Wechselwirkungsprozesse im Detektormaterial beschreibt und dazu eine detaillierte Beschreibung der Geometrieund der verwendeten Materialien des H1-Detektors verwendet.

In dieser Arbeit werden drei verschiedene MC-Ereignisgeneratoren genauer betrachtet. Dies sind DJANGO/LEPTO [Ing97] DJANGO/ARIADNE [Lön92] und HERWIG [M+92]. Die die verschiedenen Ereignisgeneratoren charakterisierenden Schritte der MC-Simulation sollen im folgenden genauer vorgestellt werden.

2.2 Der leptonische Vertex

Der leptonische Vertex kann von den MC-Generatoren mit und ohne Berücksichtigung von QED-Prozessen höherer Ordnung, d.h. mit und ohne Berücksichtigung von QED-Strahlungskorrekturen, beschrieben werden. Die MC-Generatoren DJANGO/LEPTO und DJANGO/ARIADNE berücksichtigen die mögliche Abstrahlung eines reellen Photons vom leptonischen Vertex sowie den Einfluß sämtlicher Ein-Schleifen-Korrekturen. Die entsprechenden Feynmangraphen sind in Abb. 2.3 dargestellt.

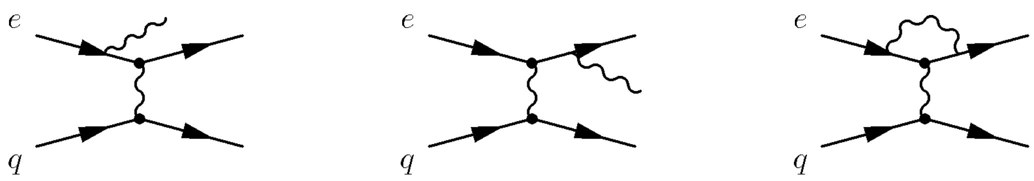

Abb. 2.3: Dargestellt sind die QED-Strahlungskorrekturen, soweit sie Eingang in die untersuchten MC-Generatoren finden. Neben der Abstrahlung eines reellen Photons (links und mitte) sind dies virtuelle Ein-Schleifen-Korrekturen (rechts).

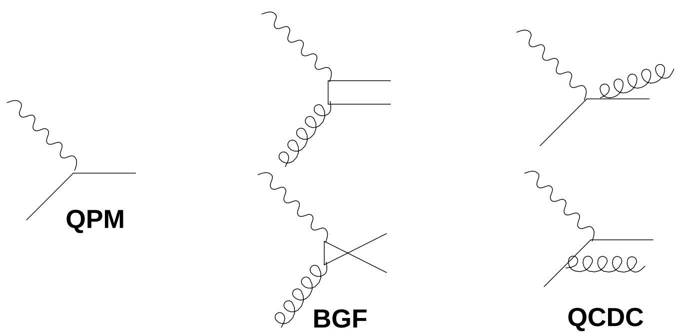

Abb. 2.4: Dargestellt sind die Feynman-Graphen jener physikalischen Prozesse, die von den in der vorliegenden Arbeit untersuchten MC-Generatoren exakt beschrieben werden können (siehe Text).

2.3 Der harte Subprozeß

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten MC-Generatoren sind in der Lage, QCD-Prozesse bis zur 1. Ordnung in α_S mit Hilfe der entsprechenden Matrixelemente exakt zu beschreiben. Die Beschreibung von Prozessen höherer Ordnung sollte in Zukunft durch verbesserte Generatoren möglich sein.

Bei einer Beschreibung bis zur 1. Ordnung in α_S handelt es sich bei dem harten Subprozeß um einen der drei folgenden physikalischen Prozesse: den elastischen Quarkstoß des QPM, einen QCD-Compton-Prozeß (QCDC), bei dem das an der Reaktion beteiligte Quark ein zusätzliches Gluon abstrahlt, oder den Boson-Gluon-Fusion-Prozeß (BGF), bei dem sich ein Gluon und das virtuelle Photon in ein Quark-Antiquarkpaar umwandeln. Die Feynmangraphen der drei Prozesse sind in Abb. 2.4 dargestellt.

Bei einer Beschreibung der Prozesse mit Hilfe der Matrixelemente treten jedoch für den QCDC- und den BGF-Prozeß Probleme auf, da die entsprechenden Matrixelemente Divergenzen enthalten. Diese Divergenzen können zwar im Rahmen der vollständigen Theorie beseitigt werden[2], aber da die Matrixelemente in den Generatoren "allein" betrachtet werden, stellen diese Divergenzen ein Problem dar.

Das weitere Vorgehen der MC-Generatoren soll beispielhaft anhand von LEPTO [Ing97]

[1]Neben dieser zeitaufwendigen, detailgetreuen Simulation des Detektors existiert auch die etwa um den Faktor 10 schnellere, dafür aber weniger detaillierte Detektorsimulation H1FAST [Kuh92].

[2]Sie werden durch virtuelle Korrekturen höherer Ordnung, d.h. Feynmangraphen mit zusätzlichen inneren Schleifen aufgehoben oder können in die Partondichten absorbiert werden.

erläutert werden. Dazu müssen zunächst die auftretenden Divergenzen diskutiert werden. Wir führen zunächst die Größen

$$x_p = \frac{x}{\xi} \ , \ z_q = \frac{P \cdot p_{\mathrm{Quark}}}{P \cdot q} \tag{2.1}$$

ein. Es ist ξ der Impulsanteil des einlaufenden Partons (Quark oder Gluon) am Protonimpuls, p_{Quark} der Viererimpuls des auslaufenden Quarks sowie x die Bjorken-Skalenvariable, P der Proton-Viererimpuls und q der Impuls des virtuellen Photons. x_p und z_q können Werte aus dem Intervall [0;1] annehmen. Die Wirkungsquerschnitte für den QCDC- bzw. den BGF-Prozeß divergieren nun gemäß

$$\sigma_{QCDC} \propto \frac{1}{(1-x_p)(1-z_q)} \ , \ \sigma_{BGF} \propto \frac{1}{z_q(1-z_q)} \tag{2.2}$$

In den MC-Generatoren werden diese Divergenzen dadurch "umgangen", daß der Phasenraum der möglichen Endzustände des Prozesses eingeschränkt wird, d.h. die Generatoren erzeugen nur Endzustände außerhalb der Bereiche um $z_q = 1$ bzw. $z_q = 0$ und $x_p = 1$. In diesem Fall müssen die mit den Prozessen zusammenhängenden Integrale nicht über den divergenten Bereich erstreckt werden, und die Rechnung bleibt endlich.

Im sogenannten $z\hat{s}$-Schema wird die nötige Phasenraumbeschränkung mit Hilfe der Größen z_q und $\hat{s}$ durchgeführt. Hier ist $\hat{s}$ das Quadrat der invarianten Masse der beiden Partonen im Endzustand d.h. für den BGF-Prozeß gilt ŝ= $(p_{\mathrm{Quark}} + p_{\mathrm{Antiquark}})^2$. Die Generatoren erzeugen in diesem Schema nur Endzustände, welche die Bedingungen

$$z_{\mathrm{q,min}} < z_{\mathrm{q}} < 1 - z_{\mathrm{q\ min}} \text{ und } \hat{s} > \hat{s}_{\mathrm{min}}. \tag{2.3}$$

erfüllen. Die üblicherweise verwendeten Schnittgrenzen sind $\hat{s}_{\mathrm{min}} = 1$ GeV^2 und $z_{\mathrm{q,min}} = 0.01$. Aufgrund der Relation $\hat{s} = Q^2(1/x_p - 1)$, beinhaltet der Schnitt auf $\hat{s}$ einen Schnitt auf ein maximales x_p.

Nach der Berechnung der Wirkungsquerschnitte $d\sigma_{QCDC}/dxdQ^2$ und $d\sigma_{BGF}/dxdQ^2$, können die Wahrscheinlichkeiten für die beiden Prozesse bestimmt werden. Dazu werden die gefundenen Wirkungsquerschnitte durch $d\sigma/dxdQ^2$ (Gl. 1.14) geteilt. Das Ergebnis ist die Wahrscheinlichkeit des jeweiligen Prozesses. Die Wahrscheinlichkeit für einen QPM-Prozeß ergibt sich dann zu $P_{QPM}(x, Q^2) = 1 - P_{QCDC}(x, Q^2) - P_{BGF}(x, Q^2)$. Mit Hilfe dieser Wahrscheinlichkeiten wird von den MC-Generatoren zunächst entschieden, welcher der drei Prozesse vorliegt. Anschließend werden die Details dieses Prozesses mit Hilfe des Matrixelementes generiert.

2.4 Die Partonkaskade

Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Generatoren verwenden zwei Näherungsmodelle, um die Partonkaskade zu simulieren. Dies sind das Partonschauer-Modell und das Farbdipol-Modell, die beide im folgenden vorgestellt werden.

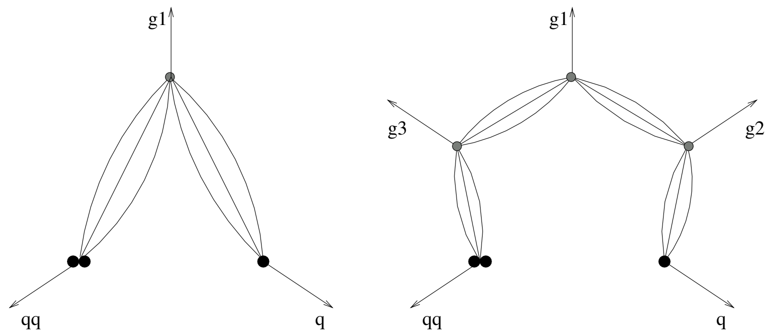

Abb. 2.5: Dargestellt ist die Gluonenabstrahlung im Farbdipol-Modell. Linkes Bild: Der zwischen gestreutem Quark und Protonrest gespannte Farbdipol hat ein erstes Gluon abgestrahlt, das mit gestreutem Quark und Protonrest je einen neuen Farbdipol bildet. Rechtes Bild: Diese beiden Farbdipole haben ebenfalls je ein Gluon abgestrahlt und mit diesen Gluonen weitere Dipole gebildet.

Das Partonschauer-Modell

Das Partonschauer-Modell [BS88, BSI87] basiert auf den DGLAP-Gleichungen (siehe Abschnitt 1.5), die selber eine Näherung der gesamten QCD-Störungsreihe darstellen. Die Partonkaskade faktorisiert hier in eine Serie von Einzelabstrahlungen, charakterisiert durch die grundlegenden Verzweigungsprozesse $q \to qg$, $g \to gg$ und $g \to q\overline{q}$. Die Partonkaskade wird im Partonschauer-Modell, ausgehend von dem Vertex des harten Subprozesses, in zwei Anteile aufgeteilt. Zum einen kann das einlaufende Parton vor diesem Vertex Gluonen abstrahlen (ISPS[3]). Zum anderen können die auslaufenden Partonen nach diesem Vertex ebenfalls Gluonen abstrahlen (FSPS[4]). Im ISPS wächst die raumartige Virtualität des einlaufenden Partons ($m^2 < 0$) durch die Abstrahlung von Gluonen sukzessive an. Der höchste Wert wird am Photon-Vertex erreicht und entspricht dem Impulsübertrag Q^2. Im FSPS nimmt die raumartige Virtualität durch die Gluonenabstrahlung sukzessive wieder ab. In den Generatoren wird der ISPS üblicherweise durch eine Rückwärtsentwicklung ausgehend vom harten Vertex erzeugt. Die Entwicklung bricht ab, sobald die Virtualität des einlaufenden Partons einen vom Generator gewählten Minimalwert unterschreitet. Der FSPS wird modelliert, indem das auslaufende Parton solange weiter Gluonen abstrahlt bzw. abgestrahlte Gluonen solange gemäß den Verzweigungsfunktionen weiter aufgeteilt werden, bis die Virtualitäten aller vorhandenen Partonen unterhalb der Grenze von $m^2 \approx 1\ \mathrm{GeV}^2$ liegen. Anschließend werden alle Partonen auf die Massenschale angehoben. Bei der Umsetzung des Partonschauers in den MC-Generatoren muß berücksichtigt werden, daß das bei der Simulation des harten Subprozesses verwendete Matrixelement bereits einen Teil der Partonkaskade darstellt. Diese Berücksichtigung geschieht in den Generatoren durch das sogenannte *Matching* von Matrixelement und Partonschauer.

Das Farbdipol-Modell

Das Farbdipol-Modell (CDM[5] [GP88, Gus86, AGLP89]) modelliert die Partonkaskade mit Hilfe einer Kette strahlender Farbdipole. Ein solcher Dipol wird durch das Farbfeld zweier auseinanderstrebender Partonen erzeugt, falls eines der Partonen eine Farbe und das andere die dazugehörige Antifarbe trägt. Das durch diese Teilchen erzeugte Feld läßt sich als ein zwischen den Ladungsträgern gespanntes Farbband (String) veranschaulichen.

Im Rahmen des Farbdipolmodells bilden zunächst das gestreute Quark und der Protonrest (als Diquark) einen Dipol. Dieser kann ein Gluon abstrahlen, welches dann zusammen mit dem gestreuten Quark und dem Protonrest je einen neuen Farbdipol bildet[6]. Diese Dipole können wiederum Gluonen abstrahlen und mit den abgestrahlten Gluonen neue Dipole bilden. Der Prozeß wird solange fortgesetzt, bis der Transversaleimpuls des abgestrahlten Gluons eine festgesetzte Schwelle unterschreitet (typischerweise 1 GeV). In diesem Fall bildet das abgestrahlte Gluon im CDM-Modell keine weiteren Dipole mehr. Die auf diese Weise entstehende Dipolkette ist in Abbildung 2.5 skizziert. Die Abstrahlung der einzelnen Dipole wird im CDM-Modell als unabhängig voneinander angenommen.

Nach diesem kurzen Überblick sollen einige Details des CDM-Modells erläutert werden. Für die Emission eines Gluons von einem Farbdipol gilt im Schwerpunktsystem des Dipols der Wirkungsquerschnitt[7] [GP88]

$$d\sigma = \frac{N_C \alpha_s}{4\pi^2} \frac{dp_T^2}{p_T^2} dy\, d\phi. \tag{2.4}$$

Die z-Achse des Schwerpunktsystems liegt in diesem Fall parallel zur Verbindungslinie der beiden Farbladungen. Es ist N_C die Anzahl der QCD-Farbladungen, y die Rapidität, p_T der transversale Impuls und ϕ der Azimutwinkel des abgestrahlten Gluons. Aufgrund der Kinematik ist der Phasenraum des abgestrahlten Gluons begrenzt. Es gilt[8]

$$|\mathrm{y}| \leq \log \frac{\sqrt{s}}{p_T} \; . \tag{2.5}$$

In Abb. 2.6 ist der zugängliche Bereich des Phasenraumes für die abgestrahlten Gluonen dargestellt. Aufgrund der Kinematik müssen die Transversalimpulse p_T, i der abgestrahlten Gluonen bei jeder sukzessiven Abstrahlung kleiner werden.

Für ep-Streuereignisse besteht der Dipol aus dem gestreuten Quark und dem Protonrest. Das Schwerpunktsystem des Dipols ist hier das hCMS, d.h. es gilt $\sqrt{s} = W$. Da

[3] **I**nitial **S**tate **P**arton **S**hower

[4] **F**inal **S**tate **P**arton **S**hower

[5] **C**olor **D**ipol **M**odel

[6] In diesem Fall liegt ein QCDC-Prozeß vor. Da die MC-Generatoren diesen Prozeß mit Hilfe des Matrixelements exakt beschreiben, wird die Dipolnäherung an dieser Stelle noch nicht angewandt. Die auf den QCDC-Prozeß folgende Abstrahlung wird dann allerdings mit Hilfe der Dipolformel simuliert.

[7] Für die Herleitung wird der Prozeß $e^+e^- \to q\overline{q}g$ betrachtet. Der obige Wirkungsquerschnitt ergibt sich im Grenzfall weicher Gluonen, d.h. falls die Energie der abgestrahlten Gluonen nicht zu groß wird. Das Schwerpunktsystem des Dipols ist bei dieser Reaktion das $q\overline{q}$-Schwerpunktsystem.

[8] Durch die Abstrahlung geht das Schwerpunktsystem für Farbteilchen und Antifarbteilchen in das Schwerpunktsystem für Farbteilchen, Antifarbteilchen und abgestrahltes Gluon über. Hier gilt für alle drei Teilchen $E \leq \sqrt{s}/2$. Für masselose Teilchen gilt $E = P_T \cosh \mathrm{y} = P_T/2\ (e^{\mathrm{y}} + e^{-\mathrm{y}}) \approx P_T/2\ e^{-|\mathrm{y}|}$. Somit gilt $P_T < E < \sqrt{s}\ e^{-|\mathrm{y}|}$ für masselose Teilchen.

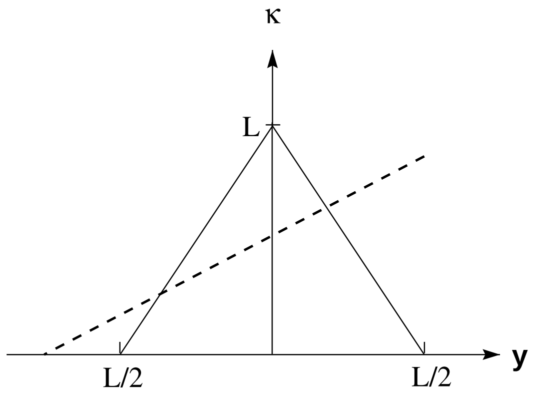

Abb. 2.6: Darstellung des zugänglichen Phasenraums für das in der Dipolnäherung emittierte Gluon. Der Phasenraum ist durch das abgebildete Dreieck begrenzt, wobei $\kappa = \ln(P_T^2/\lambda^2)$ der auf einen minimalen Wert λ skalierte Transversalimpuls des abgestrahlten Gluons und y seine Rapidität bezeichnet. Die Höhe des eingezeichneten Dreiecks beträgt in diesem Fall $L = \ln(W^2/\lambda^2)$. Der Bereich oberhalb der gestrichelten Linie ist nicht länger zugänglich, wenn der Phasenraumschnitt aufgrund der endlichen Ausdehnung des Protonrestes angewandt wird (siehe Text).

der Protonrest keine punktförmige Farbladung sondern ein ausgedehntes Objekt darstellt, muß allerdings Gl. 2.4 abgeändert werden.

In erster Näherung besteht der Protonrest aus den zwei Valenzquarks und dem zwischen ihnen aufgespannten Farbfeld, das die Form eines engen Feldschlauchs zwischen den Farbladungen besitzt. Aus der Elektrodynamik weiß man, daß sich bei Antennen mit einer endlichen Ausdehnung die Abstrahlung verschlechtert, falls die Ausdehnung der Antenne die Wellenlänge der abgestrahlten elektromagnetischen Welle überschreitet. Analog dazu trägt für kleine Wellenlängen der abgestrahlten Gluonen nur ein Teilbereich des Protonrestes zur Dipolstrahlung bei.

Wichtig bezüglich der Dipolformel ist dabei die Energie des beitragenden Protonbereichs. Es sei $a(p_T)$ der Energieanteil des beitragenden Protonbereichs an der gesamten Energie des Protonrestes. Der Parameter p_T gibt die Abhängigkeit des beitragenden Bereichs von dem Transversalimpuls des abgestrahlten Gluons wieder. In diesem Fall existiert neben Gl. 2.4 eine weitere Beschränkung für den Phasenraum des abgestrahlten Gluons:

$$P_T < \frac{W\ a(P_T)}{e^{\mathrm{y}}\ a(P_T) + e^{-\mathrm{y}}} \ . \tag{2.6}$$

Wie ist $a(p_T)$ genau beschaffen? An der Abstrahlung von Gluonen mit Transversalimpuls P_T sollte nur ein Teilbereich des Protonrestes mit einer transversalen Ausdehnung $\approx \pi/p_T$ [AGLP89] teilnehmen. Geht man von der String-Form des Protonrestes und von einer gleichmäßigen Verteilung der Energie entlang des Strings aus, so gilt

$$a(P_T) = \mu/P_T \ , \tag{2.7}$$

wobei μ die Gesamtlänge des Strings widerspiegelt und von Größenordnung 1 fm^{-1} sein sollte. Der aus Gleichung 2.7 resultierende Phasenraumschnitt ist in Abb. 2.6 als gestrichelte Linie dargestellt.

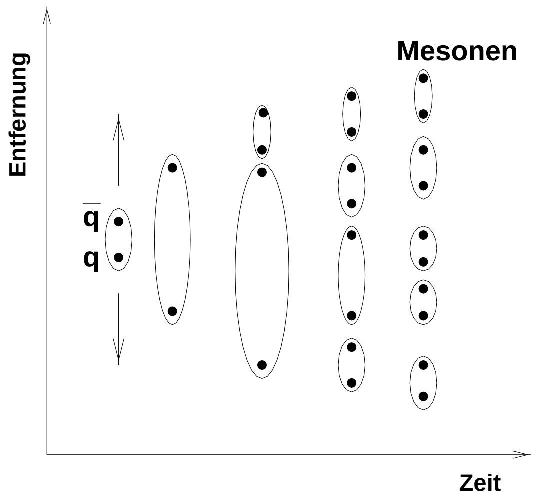

Abb. 2.7: Darstellung des Hadronisierungsprozesses im Lund-Stringmodell. Die zwischen den Farbladungsträgern gespannten Farbbänder (hier zwischen Quark q und Antiquark $\overline{q}$) zerreißen unter Erzeugung weiterer $q\overline{q}$-Paare (weitere Erläuterungen siehe Text).

Die Dipolformel inklusive des Phasenraumschnittes kann mit dem QCDC-Matrixelement verglichen werden, denn beide sollten für diesen Prozeß die gleichen Aussagen liefern. Ein Vergleich zeigt, daß der harte Schnitt entsprechend Gleichung 2.6 durch eine Unterdrückung der Gluonenabstrahlung $\propto 1/p_T^2$ oberhalb der Grenze ersetzt werden sollte.

2.5 Die Hadronisierung

Die in dieser Arbeit betrachteten Ereingnisgeneratoren verwenden zur Simulation der Hadronisierung zwei verschiedene phänomenologische Modelle, das Lund-Stringmodell und die Cluster-Fragmentation. Beide Modelle werden im folgenden vorgestellt.

Das Lund-Stringmodell

Das Stringmodell [AGIS83, AGS83, Sjö94] geht von dem zwischen Quark q und Antiquark $\overline{q}$ herrschenden Farbfeld aus, das die Form eines dünnen Farbschlauchs zwischen den beiden Farbladungen annimmt und deshalb String genannt wird. Die in diesem Farbfeld gespeicherte Energie wächst mit der Länge des Farbschlauchs an. Bewegen sich Quark und Antiquark auseinander, so erhöht sich die in ihrem Farbfeld gespeicherte Energie. Ab einem Abstand der beiden Teilchen in der Größenordnung von einem Femtometer ist es energetisch von Vorteil, wenn sich im Bereich zwischen ihnen ein neues $q\overline{q}$-Paar bildet und sich der ursprüngliche Farbschlauch in zwei kürzere Teilschläuche aufteilt. Da die Teilchen an den Enden der neu entstandenen Farbschläuche wiederum auseinanderlaufen, wiederholt sich der obige Prozeß solange, bis ihre Bewegungsenergie nicht mehr ausreicht, die Farbschläuche bis zum Zerreißen zu "dehnen". In diesem Fall kombinieren die durch einen Farbschlauch verbundenen $q\overline{q}$-Paare zu Hadronen. In Abb. 2.7 ist die im Stringmodell betrachtete Prozeßkette dargestellt. Für die entstandenen instabilen Teilchen wird der Zerfall mit Hilfe der bekannten Lebensdauern und Verzweigungsverhältnisse in einem weiteren Schritt simuliert.

Sind Gluonen im Rahmen der durch Matrixelement und Partonkaskade beschriebenen perturbativen Prozesse entstanden, gestaltet sich die Ausbildung des Farbstrings komplexer [Sjö90]. Da Gluonen zwei Farbladungen tragen, sind sie stets mit zwei Farbstrings verbunden. Im Rahmen einer Quark-Antiquark-Gluon-Konfiguration geschieht diese Verbindung auf eine Art, bei der das Gluon einen Knick (*kink*) in dem ursprünglich zwischen Quark und Antiquark verlaufenden String verursacht. Dieser Knick kann als angeregter Zustand des ursprünglichen Farbstrings verstanden werden.

Das SCI-Konzept

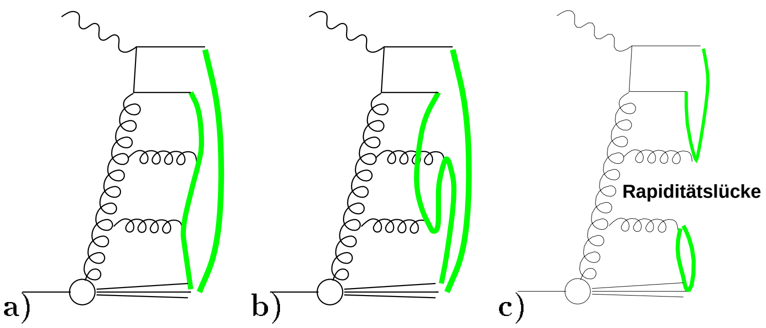

Abb. 2.8: Darstellung der Stringkonfiguration ohne (a) und bei Berücksichtigung des SCI-Mechanismus, durch den sich die Länge der einzelnen Strings erhöhen kann (b), oder Ereignisse mit einer Rapiditätslücke erzeugt werden können (c).

Der SCI[9]-Mechanismus stellt eine mögliche Ergänzung zum ursprünglichen Lund--Stringmodell dar. Es beruht auf dem Austausch weicher (d.h. niederenergetischer) Gluonen zwischen den nach der perturbativen Phase vorhandenen Partonen. Diese Gluonen ändern die Viererimpulse der Partonen nur in vernachlässigbarem Maße, können aber zu einer Vertauschung der Farbladungen unter den Partonen führen. Die SCI wird mit folgendem Ansatz berücksichtigt: Alle nach der perturbativen Phase vorhandenen Partonen inklusive der Partonen des Protonrestes können paarweise ihre Farbladung mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit austauschen. In Abb. 2.8 werden die Auswirkungen der SCI auf die sich ausprägende Stringkonfiguration dargestellt. Der SCI-Mechanismus hat zwei wichtige Konsequenzen. Auf der einen Seite können durch die Farbrotation Stringkonfigurationen erzeugt werden, bei der sich die Gesamtlänge aller erzeugten Strings gegenüber dem Lund-Modell ohne den SCI-Mechanismus erhöht hat (siehe Abb. 2.8b). Der Zerfall dieser längeren Strings führt anschließend zu einer erhöhten transversalen Energie des hadronischen Endzustandes. Auf der anderen Seite kann mit Hilfe des SCI-Modells das Zustandekommen von diffraktiven Ereignissen, d.h. von Ereignissen mit einer Lücke bezüglich der Rapidität der erzeugten Teilchen, erklärt werden. In Abbildung 2.8c ist das Zustandekommen eines solchen diffraktiven Ereignisses dargestellt.

[9] **S**oft **C**olour **I**nteraction

Das Cluster-Fragmentationsmodell

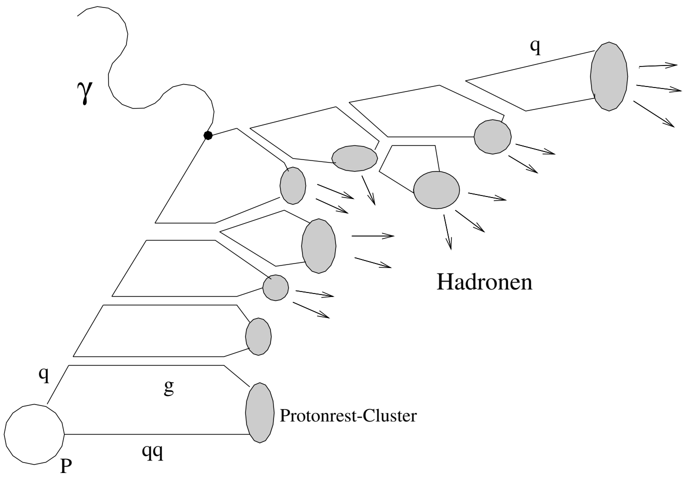

Abb. 2.9: Darstellung des Cluster-Fragmentationsmodells. Da Gluonen zwei Farbladungen - Farbe und Antifarbe - tragen, werden sie durch Doppellinien wiedergegeben.

Das Modell der Cluster-Fragmentation beruht auf der Idee des "Preconfinement" [AV79, BCM79, MTV80], d.h. der Tendenz farbverbundener Partonen am Ende der perturbativ beschreibbaren Phase im Orts- und im Impulsraum nahe beieinander zu liegen. Im Rahmen dieses Modells werden zunächst alle am Ende der störungstheoretisch beschreibbaren Phase vorhandenen Gluonen nichtperturbativ in Quark-Antiquark-Paare überführt. Dicht beieinanderliegende Quarks bzw. Antiquarks werden dann zu Farbsinglets, den sogenannten *Clustern*, kombiniert. Diese Cluster zerfallen anschließend nichtperturbativ entsprechend dem zur Verfügung stehenden Phasenraum in Hadronen. Dabei zerfällt ein Cluster mit nicht zu großer Masse üblicherweise in ein bis zwei Hadronen. In Abb. 2.9 sind die Grundzüge dieses Modells dargestellt. Der Zerfall instabiler Teilchen wird dann in einem letzten Schritt simuliert.
Ein Vorteil des Cluster-Fragmentationsmodells ist die relativ geringe Anzahl freier Parametern, die für eine Anpassung des Modells an das Experiment zur Verfügung stehen.

2.6 Die verwendeten Monte-Carlo-Programme

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden drei verschiedene MC-Generatoren genauer betrachtet. Die Eigenschaften dieser drei Programme sollen im folgenden übersichtsartig vorgestellt werden:

1. DJANGO/LEPTO
   Dieser Ereignisgenerator modelliert den harten Subprozeß durch die Matrixelemente der QCD-Prozesse 0. und 1. Ordnung in α_S. Es werden Strahlungskorrekturen am leptonischen Vertex in Form von virtuellen Ein-Schleifen-Korrekturen und der möglichen Abstrahlung eines reellen Photons berücksichtigt. Die Partonkaskade wird mit Hilfe des Partonschauermodells und die Hadronisation durch das Lund-Stringmodell simuliert.

Der in dieser Arbeit betrachtete MC-Generator DJANGO/LEPTO verwendet DJANGO [SS92] in Programmversion 6.2, um die Programmpakete HERACLES, Version 4.4 [KSM92] , LEPTO, Version 6.5 [Ing97] und JETSET, Version 7.4 [SB87] zu verbinden. Mit Hilfe von HERACLES werden die Strahlungskorrekturen am leptonischen Vertex berücksichtigt. LEPTO beschreibt das Matrixelement und die Partonkaskade im Partonschauermodell. JETSET [SB87] simuliert die Hadronisation mit Hilfe des Lund-Stringmodells. Es ist möglich DJANGO/LEPTO so zu betreiben, daß Strahlungskorrekturen nicht mehr berücksichtigt werden. In diesem Fall wird der Generator in den nachfolgenden Kapiteln als LEPTO bezeichnet.

2. DJANGO/ARIADNE
   Dieser Ereignisgenerator unterscheidet sich von DJANGO/LEPTO in der Modellierung des Matrixelementes und der Partonkaskade.
   Dazu werden mit Hilfe von DJANGO, Version 6.2 die Programmpakete HERACLES, Version 4.4, ARIADNE [Ing97], Version 4.08 bzw. Version 4.10 und JETSET, Version 7.4 verbunden. Wird DJANGO/ARIADNE ohne eine Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen am leptonischen Vertex betrieben, wird der Generator im folgenden als ARIADNE bezeichnet.

3. HERWIG
   Der MC-Generator HERWIG [M$^+$92], Version 5.8 bzw. Version 5.9 modelliert den harten Subprozeß ähnlich wie die Generatoren DJANGO/LEPTO und DJANGO/ ARIADNE mit Hilfe der Matrixelemente für QCD-Prozesse 0. und 1. Ordnung in α_S. Die Partonkaskade wird mit Hilfe des Partonschauermodells beschrieben, die Hadronisierung mit Hilfe des Cluster-Fragmentationsmodells. HERWIG verwendet zur Beschreibung von Matrixelement und Partonschauer Programmroutinen, die unabhängig von den in LEPTO verwendeten Routinen sind.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden zunächst die MC-Generatoren LEPTO 6.5, ARIADNE 4.08 und HERWIG 5.8 mit dem gemessenen Energiefluß verglichen (siehe Abschnitt 6.6). Da diese Generatoren die Daten nicht gut beschreiben, werden Veränderungen an den Modellen vorgenommen (siehe Abschnitt 7.3). Mit den Generatoren LEPTO 6.5 (ohne SCI), ARIADNE 4.10 und HERWIG 5.9 (tuned) ist nun eine zufriedenstellende Beschreibung Daten möglich.

Die in den MC-Generatorprogrammen verwendeten Partondichtefunktionen entsprechen der MRS(H)[10]-Parametrisierung. Tabelle 2.1 faßt die Eigenschaften der verschiedenen MC-Generatoren zusammen.

[10]Für die MRS(H)-Parametrisierung wurden die freien Parameter der MRS-Parametrisierung der Partondichten [MRS93] an die HERA-Daten angepaßt.

	DJANGO/LEPTO	DJANGO/ARIADNE	HERWIG
QED-Korrekturen	ja	ja	nein
Harter Subprozeß	ME	ME	ME
Partonkaskade	PS	CDM	PS
Fragmentationsmodell	String	String	Cluster
Partondichtefunktionen	MRS(H)	MRS(H)	MRS(H)
Verwendete Version	DJANGO 6.2 LEPTO 6.5	DJANGO 6.2 ARIADNE 4.08 bzw. ARIADNE 4.10	HERWIG 5.8 bzw. HERWIG 5.9

Tab. 2.1: Eigenschaften der drei im Rahmen dieser Arbeit betrachteten MC-Generatorprogramme. ME steht für die Verwendung von Matrixelementen, die QCD-Effekte bis zur 1. Ordnung in α_S beschreiben, PS für das Partonschauermodell, CDM für das Farbdipolmodell, String für das Lund-Stringmodell und Cluster für das Cluster-Fragmentationsmodell.

Kapitel 3

HERA und das H1-Experiment

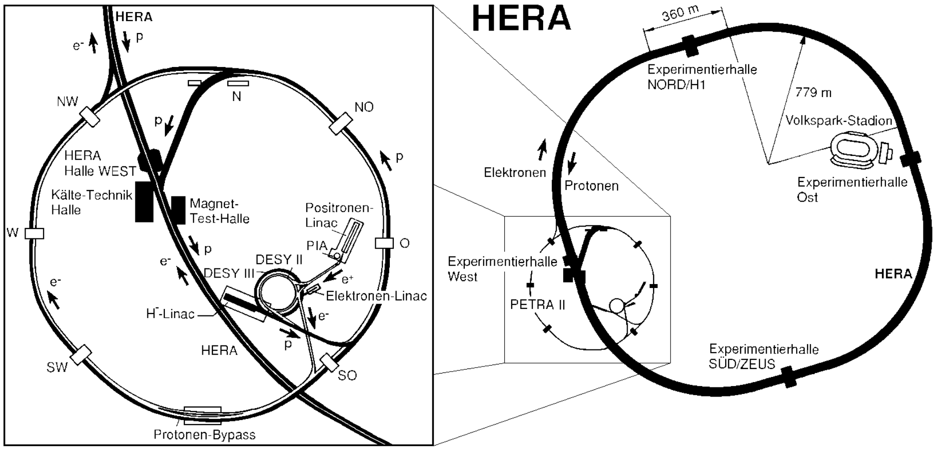

Abb. 3.1: Der HERA-Ring mit seinen Vorbeschleunigeranlagen und den vier Experimentierhallen.

Die Messung des transversalen Energieflusses geschieht in dieser Arbeit mit Hilfe des H1-Detektors am Speicherring HERA. Nach einem kurzen Überblick über die HERA-Anlage wird der H1-Detektor vorgestellt. Anschließend werden die für die vorgestellte Messung sehr wichtigen Kalorimeter detaillierter besprochen. Den Abschluß des Kapitels bildet eine Beschreibung des Datennahmesystems von H1, durch das der Detektor ausgelesen und Untergrund unterdrückt wird.

3.1 Der Speicherring HERA

Experimentelle Hochenergiephysik wird am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg seit 1964 betrieben, als der erste Beschleuniger, ein Elektronen-Synchrotron, seinen Betrieb aufnahm. Um zu höheren Energien zu gelangen, wurden in den folgenden Jahren weitere Beschleuniger-Anlagen gebaut. Die Elektron-Positron-Speicherringe

HERA-Parameter		Design e^+	Design p	1996 e^+	1996 p
Strahlenergie	[GeV]	30.0	820	27.5	820
Schwerpunktsenergie	[GeV]	314		300	
mittlerer Strahlstrom	[mA]	58	163	21	60
Teilchenpakete		210	210	175	175
Maximale Luminosität $\mathcal{L}$	[μb s^{-1}]	15		8.4	
$\int \mathcal{L}$ dt (HERA geliefert)	[pb^{-1}/Jahr]	100		13.3	
$\int \mathcal{L}$ dt (H1 aufgezeichnet)	[pb^{-1}/Jahr]	100		8.9	

Tab. 3.1: Einige Parameter des Speicherrings HERA für die Datennahmeperioden 1996 im Vergleich zu den Designwerten.

DORIS und PETRA wurden 1974 bzw. 1978 fertiggestellt. Sie lieferten wichtige Beiträge zur Elementarteilchenphysik, insbesondere durch die Entdeckung der Gluonen in 3-Jet-Ereignissen bei PETRA. Im Zeitraum 1984-1990 wurde der Beschleuniger HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) gebaut. Diese neue Anlage wird seit 1992 erfolgreich betrieben.

Bei HERA handelt es sich um zwei Speicherringe mit 6.3 km Umfang, in denen Elektronen (in den Jahren 1994-1997 Positronen) und Protonen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Abb. 3 gibt eine Übersicht über die Anlage. HERA wird über eine Kette von sieben Vorbeschleunigern, die zum Teil aus den umgebauten Beschleunigern DESY und PETRA besteht, mit Elektronen und Protonen versorgt.

Proton und Elektronen umlaufen HERA in entgegengesetzter Richtung. Die Teilchen sind dabei zu Paketen gebündelt. Es werden ungefähr 200 Teilchenpakete verwendet. Der zeitlichen Abstand zwischen den Paketdurchdringungen (*bunch crossing*) beträgt 96 ns.

Bei HERA gibt es zur Zeit vier Experimentierstellen. An zwei Stellen werden Elektron- und Protonstrahl zur Kollision gebracht. Dort stehen die Experimente H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd). An den zwei anderen Stellen durchdringen sich die Strahlen nicht. Die Fixed-Target-Experimente HERMES (Halle Ost) und HERA-B (Halle West) nutzen jeweils nur den Elektron- bzw. Protonstrahl. HERMES erforscht die Spin-Struktur des Nukleons. Das noch im Aufbau befindliche Experiment HERA-B soll die CP-Verletzung im System der B-Mesonen ausmessen.

Eine wichtige Kenngröße eines Beschleunigers ist die Luminosität $\mathcal{L}$, da sie die Anzahl der im Experiment beobachtbaren Reaktionen eines physikalischen Prozesses bestimmt. Es sei N die Ereigniszahl, σ der Wirkungsquerschnitt des betrachteten Prozesses und t die Zeit, dann gilt

$$\frac{N}{t} = \mathcal{L} \cdot \sigma. \tag{3.1}$$

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Daten stammen aus dem Jahr 1996. In Tab. 3.1 sind wichtige Kenngrößen für HERA aus diesem Jahr zusammengefaßt.

3.2 Der H1-Detektor

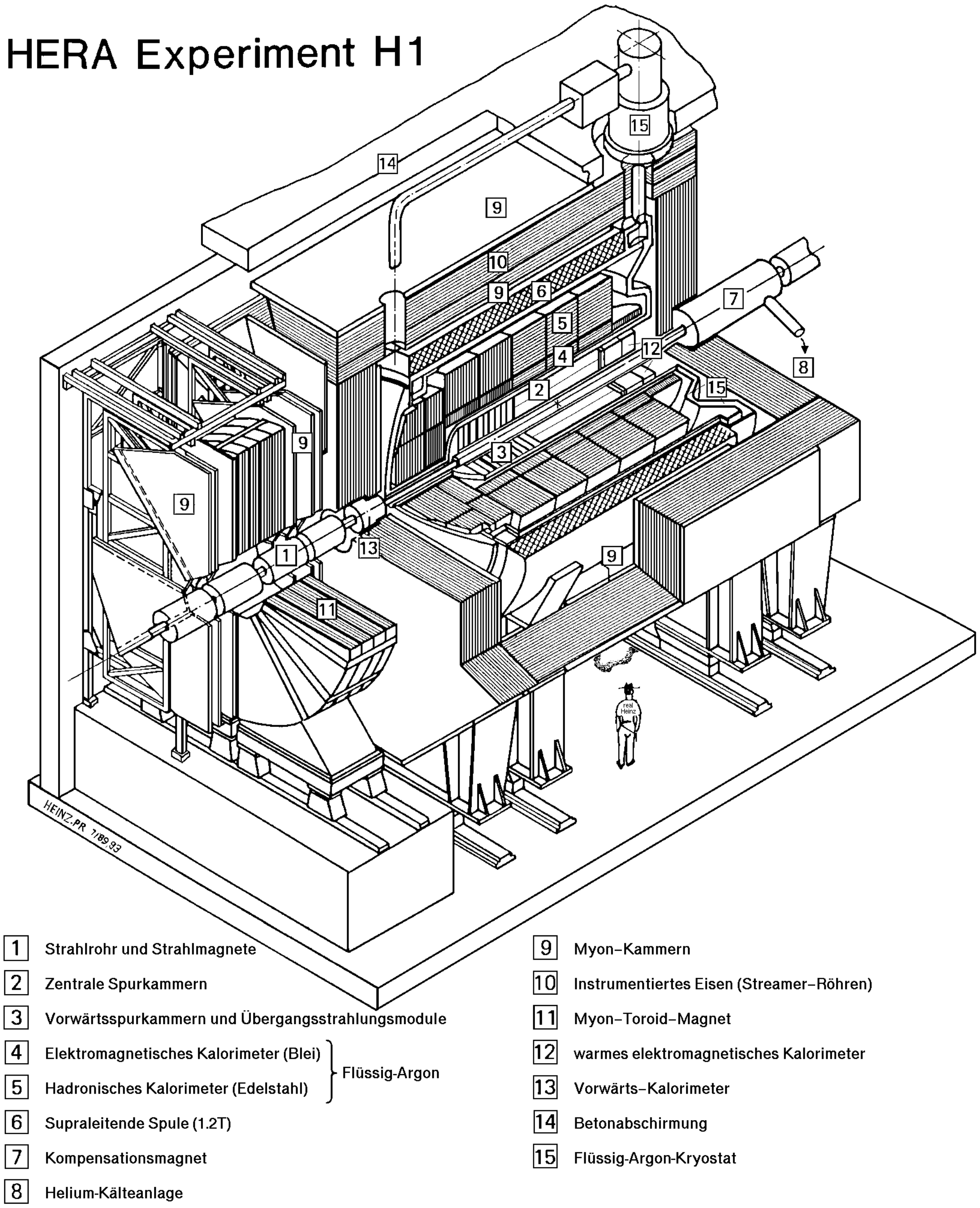

Abb. 3.2: Schematische Darstellung des H1-Detektors

Die hochenergetischen Elektron-Proton-Stöße bei HERA erzeugen Endzustände, die aus vielen Teilchen bestehen. Diese Teilchen werden von H1 nachgewiesen. Bei der Konstruktion von H1 wurden die unterschiedlichen Energien des Elektron- und des Protonstrahls berücksichtigt. Durch diesen Energieunterschied ist das Laborsystem nicht das Schwerpunktsystem der Streureaktion und aus Gründen der Impulserhaltung die mittlere Energie- und Teilchendichte in Vorwärtsrichtung höher. Um dieser bevorzugten Raumrichtung Rechnung zu tragen, besitzt der H1-Detektor einen asymmetrischen Aufbau.

Eine graphische Darstellung des Detektoraufbaus liefert Abb. 3.2. Im Strahlrohr $\boxed{1}$ kreuzen sich Positron- und Protonstrahl. Der nominelle Wechselwirkungspunkt (WWP) ist in der Graphik durch ein kleines Kreuz angegeben. An das Strahlrohr grenzen zunächst die zwei Silizium-Vertex-Detektoren CST (Central Silicon Tracker) und BST (Backward Silicon Tracker), welche die Vermessung schneller Teilchenzerfälle erleichtern. Strahlrohr und Vertexdetektoren werden vom zentralen Spurkammersystem CTD (Central Track Detector) umschlossen $\boxed{2}$. Es wird in Vorwärtsrichtung durch die Vorwärtsspurkammern FTD (Forward Track Detector) $\boxed{3}$ und in Rückwärtsrichtung durch die BDC (Backward Drift Chamber) ergänzt. Die gesamten Spurkammern werden von einem System aus Kalorimetern umschlossen. Es besteht aus dem rückwärtigen Kalorimeter SpaCal (Spaghetti Calorimeter) $\boxed{12}$, dem Flüssig-Argon-Kalorimeter LAr (Liquid Argon) mit seinem elektromagnetischen $\boxed{4}$ und hadronischen Teil $\boxed{5}$ sowie einem kleinen Kalorimeter in Vorwärtsrichtung, dem PLUG $\boxed{13}$. Das gesamte LAr-Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten $\boxed{15}$, der für die thermische Isolierung sorgt. Der Kryostat wird von einer supraleitenden Spule umschlossen $\boxed{6}$, die ein Magnetfeld von 1.16 Tesla parallel zur Strahlrichtung erzeugt. Durch die Lage der Spule außerhalb des Kalorimeters wird die Kalorimetermessung nicht durch das passive Spulenmaterial verschlechtert. Das die Spule umschließende Eisenjoch $\boxed{10}$ dient zur Rückführung des magnetischen Flusses und ist mit Streamerkammern ausgestattet. Die Streamerkammern dienen zusammen mit dem Eisen als weiteres Kalorimeter, genannt TC (Tail Catcher). An Ober- und Unterseite des Eisenjochs sind weitere Streamerkammern angebracht $\boxed{9}$. Sie dienen dem Nachweis und der Vermessung von Myonen und werden zentrales Myonensystem genannt. In Protonrichtung folgt nach dem Eisen das vordere Myonensystem. Es besteht aus einem Toroidmagneten $\boxed{11}$ umgeben von Driftkammern $\boxed{9}$ und dient dem Nachweis und der Energiemessung von Myonen bis zu sehr hohen Teilchenenergien.

Das Flugzeitsystem ToF (Time of Flight) besteht aus Szintillationszählern, die sich im Bereich des PLUG-Kalorimeters, des vorderen Myonensystems und zwischen Eisenjoch und dem ersten, rückwärtigen Magneten befinden. Hinzu kommen die zwei sogenannten Veto-Wände, die in rückwärtiger Richtung 3 bzw. 5 Meter hinter dem Eisenjoch angebracht sind. Hauptaufgabe der Veto-Wände und des ToF ist die Untergrundunterdrückung. Das ToF erkennt, ob Teilchen den Detektor von außen nach innen oder von innen nach außen durchdringen und kann z.B. zur Unterdrückung von Strahl-Gas-Ereignissen (siehe Abschnitt 3.4) verwendet werden.

Räumlich getrennt von dem zentralen Detektor befindet sich das Luminositätssystem, das aus dem Elektron-Tagger ET und dem Photondetektor PD besteht. Es dient der Messung von unter kleinen Winkeln gestreuten Elektronen in Koinzidenz mit kollinear zum einfallenden Elektron abgestrahlten Photonen. Da die Rate dieser Ereignisse hoch ist, kann aus ihr die Luminosität "online" bestimmt werden.

3.3 Die Kalorimeter

Mit Hilfe der Kalorimeter wird die Teilchenenergie bestimmt. Dazu wird die von einem Teilchen in dem Kalorimetermaterial deponierte Energie gemessen. Besitzt das einfallende

Teilchen eine Energie unter 1 TeV, so geschieht diese Deposition durch elektromagnetische und starke Prozesse [FW89]. Die schwache Wechselwirkung kann vernachlässigt werden.

Grundprinzip der Kalorimetermessung ist der Teilchenschauer, bei dem ein einfallendes Teilchen eine Kaskade sekundärer Schauerteilchen erzeugt. In der Praxis unterscheidet man zwischen elektromagnetischem und hadronischem Schauer.

Dem elektromagnetischen Schauer liegt allein die elektromagnetische Wechselwirkung zugrunde. Die beteiligten Prozesse sind der Paarbildungsprozeß ($\gamma \to e^+e^-$) und Bremsstrahlungsprozeß ($e^\pm \to e^\pm + \gamma$). Der Schauer bricht ab, wenn der Energieverlust eines Teilchens durch Ionisation etwa gleich dem Energieverlust durch Bremsstrahlung ist. Ein Maß für die longitudinale Ausdehnung des Schauers ist die Strahlungslänge[1] X_0. Die transversale Ausdehnung eines Schauers, die durch Vielfachstreuung niederenergetischer Elektronen bzw. Positronen in dem Coulombfeld der Atomkerne entsteht, wird durch den Moliere-Radius[2] R_M charakterisiert. Die Quelle hadronischer Schauer sind einfallende Hadronen. In diesem Fall spielen überwiegend starke Prozesse (inelastische Kernstöße) eine Rolle bei der Schauerbildung. Ein Maß für die longitudinale Ausdehnung des hadronischen Schauers ist die nukleare Wechselwirkungslänge λ. Da sie in der Regel einen deutlich höheren Wert als X_0 hat, müssen hadronische Kalorimeter räumlich tiefer gebaut werden als entsprechende elektromagnetische Kalorimeter. Die transversale Schauerausdehnung ist ebenfalls durch die nukleare Wechselwirkungslänge charakterisiert[3].

Bei H1 werden in großem Umfang Sampling-Kalorimeter eingesetzt. Sie bestehen aus zwei verschiedenen Materialschichten, die in Lagen angeordnet sind. Im Absorbermaterial finden die schauerbildenden Prozesse statt, während das aktive Material dem Nachweis der deponierten Energie dient. Aus der Gesamtsumme bzw. aus der Verteilung der im aktiven Material deponierten Energie kann die Energie des Primärteilchens bestimmt werden. Falls sich, wie bei einem nichtkompensierenden Kalorimeter der Fall, das Verhältnis von deponierter zu primärer Energie bei einem elektromagnetischen und einem hadronischen Schauer unterscheidet, muß bei Rekonstruktion der Primärenergie zwischen beiden Schauerarten unterschieden werden.

Die Energieauflösung eines Kalorimeters läßt sich allgemein schreiben als [Bor92]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2}. \tag{3.2}$$

Der sogenannte Samplingterm $A/\sqrt{E}$ enthält die Auswirkung statistischer Fluktuationen der Teilchenzahl eines Schauers. Der Term B/E beschreibt den Einfluß des elektronischen Rauschens. Der Term C enthält alle sonstigen energieabhängigen Effekte wie Leckverluste (d.h. die Teilchen wurden im Kalorimeter nicht vollständig abgebremst und

[1] Die Strahlungslänge X_0 ist die mittlere Weglänge, nach der die Energie eines Elektrons durch Bremsstrahlungsprozesse auf den Anteil $1/e$ abgesunken ist. Ein Photon erzeugt in einer Materialschicht der Dicke X_0 mit einer Wahrscheinlichkeit von 54% ein e^+e^--Paar.

[2] In einem Zylinder mit Radius R_M ($2R_M$) um die Schauerachse wird 90 % (95 %) der Schauerenergie deponiert. Es gilt $R_M = 21.1\text{MeV}/E_c \cdot X_0$. E_c ist eine Materialkonstante ($E_c = 6.9$ MeV für Blei) und bezeichnet die Teilchenenergie, bei der der Energieverlust durch Ionisation dem Verlust durch Bremsstrahlungsprozesse entspricht.

[3] 95 % der Energie des einfallenden Hadrons werden in einem Radius von $R_{95\%} \approx \lambda$ um die Schauerachse deponiert [FW89].

Detektor	X_0	λ	Kalibration $\Delta E/E$ (%)	Akzeptanz [°]	A [%$\sqrt{\text{GeV}}$]	B [%GeV]	C [%]
LAr el.	20-30	1-1.5	3	$4 < \theta < 154$	12†	15†	1†
LAr had.	80-120	4.5-8	4	$4 < \theta < 138$	50‡	75‡	2‡
SpaCal el.	28	1	-	$153 < \theta < 177.5$	7†	-	1†
SpaCal had.	29	1	-	$160 < \theta < 178$	-	56 ‡ $*$	-
Plug	44	4	-	$0.7 < \theta < 3.3$	110	-	-
Eisen	43	4.5	-	$6 < \theta < 172$	100	-	-
ET	21.5	-	≤ 1	$179.7 < \theta$	10	-	1
PD	21.5	-	≤ 1	$179.95 < \theta$	10	-	1

Tab. 3.2: Technische Parameter und bisher erreichte Kalibrationsgenauigkeiten der H1-Kalorimeter nach [HA$^+$97a], [H1 96]. Der Polarwinkel θ bezieht sich auf den nominellen Wechselwirkungspunkt. Die Parameter A, B und C bestimmen die Energieauflösung nach: $\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E} + \frac{B^2}{E^2} + C^2}$ (E in GeV).
† em. Auflösung, ‡ had. Auflösung, $*$ Auflösung des gesamten SpaCals (em. und had. Sektion)

haben somit nur einen Teil ihrer Bewegungsenergie dort deponiert) oder die Auswirkung von insensitivem Kalorimetermaterial. Die obige Formel ist gültig, wenn die drei Beiträge statistisch unabhängig voneinander sind.

Tab. 3.2 faßt die technischen Eigenschaften der bei H1 verwendeten Kalorimeter sowie die bisher erreichten Kalibrationsgenauigkeiten zusammen.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr)

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter deckt von allen bei H1 verwendeten Kalorimetern den größten Raumbereich ab. Es wurde in dieser Analyse zusammen mit dem SpaCal zur Messung des Energieflusses eingesetzt. Für die Messung ist das LAr von entscheidender Bedeutung, da die Teilchen des hadronischen Endzustandes, die mit dem SpaCal vermessen werden, nur einen kleinen Beitrag zu dem transversalen Energiefluß leisten. Das LAr ist ein nichtkompensierendes Sampling-Kalorimeter. Es besteht aus acht selbsttragenden Rädern (*wheels*) entlang der Strahlachse, die selber (bis auf ein Rad) aus einem fein segmentierten elektromagnetischen und aus einem grober segmentierten hadronischen Modul bestehen. Die Bezeichnungen der einzelnen Module sind Abb. 3.3 zu entnehmen. IF und OF stehen für *inner forward* und *outer forward*. FB, CB und BB sind Abkürzungen für *forward barrel*, *central barrel* und *backward barrel*. Der letzte Buchstabe eines Modulnamens unterscheidet zwischen elektromagnetischem (E) und hadronischem (H) Kalorimeterteil. Das dritte bis achte Rad in Vorwärtsrichtung (d.h. von FB bis BBE) besteht aus jeweils acht Oktanten (*stacks*). Die beiden ersten Räder sind ebenfalls in acht Oktanten aufgeteilt, bestehen aber mechanisch aus zwei Halbrädern. Jeder Oktant ist in 4, 8 oder 16 einzelne ϕ-Segmente aufgeteilt, je nachdem in welchem Bereich des Kalorimeters er sich befindet und ob es sich um den elektromagnetischen (mit feinerer Segmentierung) oder den hadronischen Teil des Kalorimeters handelt. Abb. 3.4 zeigt die ϕ-Segmentierung

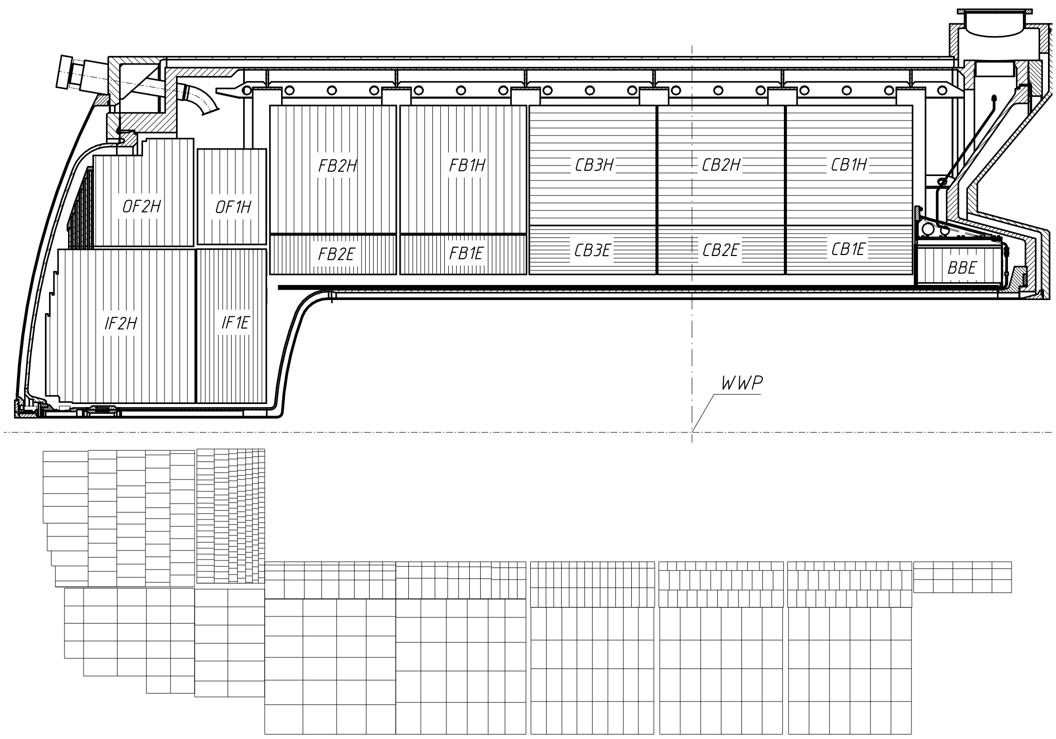

Abb. 3.3: Seitenansicht des Flüssig-Argon-Kalorimeters. Eingezeichnet ist der nominelle Wechselwirkungspunkt WWP. Die obere Bildhälfte stellt die Ausrichtung der Absorberplatten in den verschiedenen Kalorimetermodulen dar. In der unteren Hälfte sind die einzelnen Kalorimeterzellen eingezeichnet.

des CB1-Rades. Durch konstruktionsbedingte Spalten (ϕ-*cracks*) zwischen den Oktanten werden die elektronischen Signale aus dem Kalorimeter herausgeführt.

Die aktiven Schichten des Kalorimeters bilden Flüssig-Argon-Ionisationskammern, die als 2.4 mm große Lücken (*gaps*) zwischen den Absorberplatten realisiert sind. An die Gaps wird eine Hochspannung von 1500 V angelegt. Bei der räumlichen Anordnung der Schichten aus Absorber und aktivem Material im Kalorimeter wurde darauf geachtet, daß Teilchen, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt ausgehen, stets unter einem Winkel von mehr als 45° in die Schichten eindringen. Damit wird die Energiemessung verbessert. Die Anordnung der Absorberschichten ist in Abb. 3.3 dargestellt.

Im elektromagnetischen Teil werden 2.4 mm dicke Bleiplatten als Absorbermaterial verwendet, da das Blei durch seine kleine Strahlungslänge eine kompakte Bauweise erlaubt. Die gesamte elektromagnetische Sektion hat vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen je nach Rad eine Tiefe von 20-30 Strahlungslängen. Der Name der Kalorimetersektion erklärt sich dadurch, daß elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen (d.h $e^{\pm}$ und Photonen) in ihr fast immer absorbiert werden. Im hadronischen Teil des Kalorimeters werden 16 mm dicke Edelstahlplatten als Absorbermaterial verwendet, da das Eisen aufgrund seiner mechanischen Stabilität den selbsttragenden Aufbau der Räder ermöglicht und im Vergleich zu dem im elektromagnetischen Teil verwendeten Blei eine ähnlich große nukleare Wechselwirkungslänge aufweist. Die Tiefe von elektromagnetischer und hadronischer

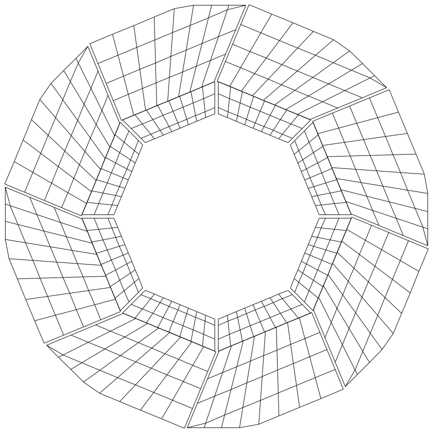

Abb. 3.4: xy-Ansicht des CB1-Ringes im LAr-Kalorimeter

Sektion zusammen beträgt zwischen 4.5 und 8 nuklearen Wechselwirkungslängen.

Die feine Segmentierung des Kalorimeters in Zellen, lateral und in der Tiefe, entsteht durch die Aufteilung der auf das Absorbermaterial aufgeklebten Ausleseplatten in einzelne Flächenstücke (sogenannte *pads*). Verschiedene Pads werden (in der Tiefe) zu einzelnen Segmenten aufsummiert, die dann getrennt ausgelesen werden können. Die Größe dieser Flächen variiert zwischen 3 x 3 cm^2 und 5 x 5 cm^2 in der elektromagnetischen sowie zwischen 8 x 8 cm^2 und 15 x 15 cm^2 in der hadronischen Sektion. Es gibt insgesamt ca. 45000 Zellen.

Hochenergetische Teilchen deponieren im allgemeinen Energie in mehreren Kalorimeterzellen. Deshalb faßt ein Cluster-Algorithmus die Energie räumlich benachbarter Kalorimeterzellen zusammen. Der dafür verwendete Algorithmus wurde auf die Zusammenfassung aller Zellen eines elektromagnetischen Schauers optimiert. In der Rekonstruktion erzeugen hadronische Schauer deshalb üblichweise mehrere Kalorimeter-Cluster.

Da das LAr ein nichtkompensierendes Kalorimeter ist, liefern Elektronen und Hadronen gleicher Energie eine unterschiedliche Signalhöhe (Elektronen erzeugen ein etwa dreimal höheres Kalorimetersignal als Hadronen). Die feine Segmentierung des Kalorimeters erlaubt jedoch eine Unterscheidung von hadronischem und elektromagnetischem Schauer anhand der unterschiedlichen Energiedichten der durch beide Schauerarten im Kalorimeter deponierten Energie. Anschließend kann in der Rekonstruktion die Kompensation durch ein Gewichtungsverfahren erreicht werden.

Die Kalibration und die Bestimmung der Energieauflösung des Kalorimeters für Elektronen bzw. Hadronen wurde zunächst mit Hilfe von Teststrahlmessungen durchgeführt.

Seit dem Betrieb von HERA wurden beide durch die Analyse der mit H1 gemessenen Ereignisse überprüft und korrigiert. Für hohe Elektronenergien ist eine Überprüfung der elektromagnetischen Kalibration beispielsweise durch den Vergleich von Elektron- und Doppelwinkelmethode bei der Bestimmung der kinematischen Variablen möglich (die Elektron-Methode wird in Abschnitt 4.2 eingeführt). Die hadronische Kalibration kann durch die Einhaltung der Transversalimpulsbalance bei NC-Streuereignissen überprüft werden, da das gestreute Elektron in diesem Fall den gesamten hadronischen Endzustand balancieren muß.

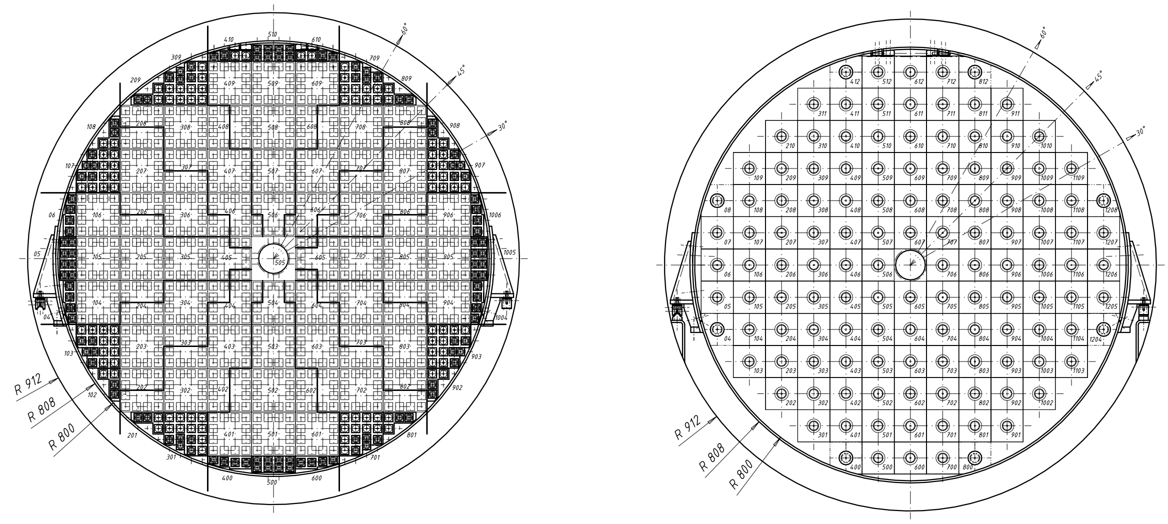

Abb. 3.5: xy-Ansicht des elektromagnetischen Teils (links) bzw. des hadronischen Teils (rechts) des SpaCals. Dargestellt sehen sind die einzelnen Kalorimeterzellen.

Das rückwärtige Kalorimeter SpaCal

Das rückwärtige SpaCal-Kalorimeter wurde neben dem LAr-Kalorimeter in dieser Analyse für die Messung des transversalen Energieflusses verwendet. Es ist ein sogenanntes Spaghetti-Kalorimeter und besteht aus einer Matrix aus Blei als Absorber und darin eingebetteten szintillierenden Fasern als aktivem Material. Die Fasern werden auf Lichtmischern gebündelt und das Szintillatorlicht dann mit Hilfe von Photomultipliern gemessen. Das SpaCal grenzt in rückwärtiger Richtung an die BDC und deckt den gleichen Raumwinkel wie diese Driftkammer ab. Es besteht wie das LAr aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil, die sich im Blei-Faser-Verhältnis, in der Dicke der Fasern und in der Zellgröße unterscheiden.

Der elektromagnetische Teil besteht aus 1192 Zellen mit einer Fläche von jeweils 4.05 x 4.05 cm^2. Aufgrund der feinen Granularität der Zellen ist eine gute Ortsauflösung und eine gute Trennung von elektromagnetischem und hadronischem Schauer gegeben. Im elektromagnetischen Teil ist das Blei-Faser-Verhältnis kleiner, da der größere Faseranteil die Energiemessung verbessert. Der hadronische Teil besteht aus 136 Zellen mit einer Fläche von jeweils 12 x 12 cm^2. Der elektromagnetische und der hadronische Teil des SpaCals haben eine Tiefe von 28 bzw. 29 Strahlungslängen sowie von jeweils ungefähr einer nuklearen Wechselwirkungslänge.

3.4 Das Datennahmesystem

Alle 96ns durchdringen sich bei HERA ein Elektron- und Protonstrahlpaket an den Wechselwirkungspunkten und es kann zu ep-Streuereignissen kommen. Die physikalisch interessierenden Ereignisse werden jedoch von einer sehr hohen Rate an Untergrundereignissen überlagert. Die Rate der Untergrundereignisse liegt um etliche Größenordnungen über der

Rate der interessierenden tiefunelastischen Streureaktionen.

Die Untergrundereignisse lassen sich in folgende Klassen einteilen:

1. **Strahl-Restgas-Ereignisse** entstehen, wenn die Protonen des Protonstrahls mit Restgasatomen im Strahlrohr wechselwirken.

2. **Protonenstrahl-Strahlrohrwand-Ereignisse** enstehen, wenn die Protonen des Protonstrahls mit dem Strahlrohr wechselwirken. Strahl-Gas- bzw. Strahl-Wand-Ereignisse stellen die dominierenden Untergrundreaktionen dar. Sie können durch das ToF erkannt werden, wenn der Ausgangspunkt der Reaktion außerhalb der Wechselwirkungszone liegt.

3. **Synchrotronstrahlung** ensteht, da die Elektronen bzw. Positronen kurz vor dem Eintritt in den H1-Detektor stark abgelenkt und fokussiert werden und deswegen hier besonders stark Synchrotronstrahlung abstrahlen.

4. Die **kosmische Strahlung** stellt jene Myonen der kosmischen Höhenstrahlung dar, die in der Lage sind bis in die H1-Experimentierhalle vorzudringen.

5. **Halo-Myonen** sind Myonen, die bei Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Ereignissen weit außerhalb des H1-Detektors entstehen. Die so erzeugten Myonen bewegen sich parallel zur Protonenstrahlrichtung.

Technisch ist es nicht möglich und auch nicht wünschenswert, den Detektor mit der Rate der Untergrundereignisse auszulesen. Die maximal mögliche Aufzeichungsrate liegt bei etwa 10 Hz (dies entspricht einem Datendurchsatz von 1.2 Mb/s). Mit Hilfe eines Triggersystems werden deshalb die beobachteten Ereignisse online klassifiziert und nur die physikalisch interessanten Ereignisse ausgelesen sowie auf Band gespeichert. H1 besitzt ein vierstufiges Triggersystem (L1-L4). Hat eine Stufe das Ereignis akzeptiert, wird die nächste Stufe aktiviert, ansonsten wird das Ereignis verworfen. Erst wenn das Ereignis auf der vierten Triggerstufe akzeptiert wurde, wird es auf Band gespeichert. Die vier verwendeten Triggerstufen sind:

Level 1

Der Level-1-Trigger besteht aus maximal 196 verschiedenen Triggerelementen (TE), die jeweils Informationen aus den verschiedenen Detektor-Komponenten von H1 verwenden. Einzelne Triggerelemente für das LAr-Kalorimeter sind beispielsweise die summierte transversale Energie im Kalorimeter bzw. die summierte Energie im IF-, FB- oder CB-Bereich des Kalorimeters. Aus diesen Triggerelementen werden in der zentralen Triggerlogik durch logische Verknüpfungen bis zu 128 Subtrigger kombiniert.

Da die Information der einzelnen Triggerelemente erst nach einer gewissen Zeit zur Verfügung steht, kann die Entscheidung der Triggerstufe 1 bis zu 2.4 μs dauern. Um trotzdem keine Totzeit des Triggers zu erzeugen, werden die Triggersignale bei jeder Paketdurchdringung in einer *Pipeline* zwischengespeichert[4]. Sind die Kriterien mindestens

[4] Diese Pipeline hat je nach Triggerelement eine Kapazität von 27 bis 35 Plätzen, da das ursprüngliche Signal nach der Triggerentscheidung noch aus der Pipeline auslesbar sein muß und es einige Zeit dauert, die Pipeline nach einer positiven Entscheidung anzuhalten.

eines der Subtrigger erfüllt, wird die Pipeline angehalten, die zweite Triggerstufe aktiviert und erst jetzt entsteht Totzeit im Trigger. Durch die erste Triggerstufe wird die Ereignisrate im Detektor von 100 kHz auf 5 kHz reduziert.

Level 2

Auf dieser Triggerstufe werden die Informationen der Triggerelemente zu komplexeren Zusammenhängen verknüpft. Dazu werden sowohl konventionelle Elektronik als auch neuronale Netze verwendet. Aus der Forderung von maximal 10% Totzeit bei Designluminosität ergibt sich eine Verarbeitungszeit von maximal 20 μs.

Level 3

Diese Stufe existiert bisher nicht[5].

Level 4

Die Stufe 4 besteht aus einer Prozessor-Farm mit 36 Mikroprozessoren. Ihr stehen im Gegensatz zu den anderen Triggerstufen nicht mehr nur die Triggerelemente, sondern stattdessen die vollständigen Informationen aller Detektorkomponenten für die Entscheidungsfindung zur Verfügung. Diese wird von den Prozessoren zu einer vereinfachten Ereignisrekonstruktion verwendet. Dadurch stehen präzisere Informationen, z.B. über Vertexposition oder Clusterenergien, zur Verfügung. Bei positiver Triggerentscheidung wird die Ereignisinformation dann in Form von sogenannten Rohdaten auf Magnetbändern gespeichert.

Ereignisrekonstruktion und Klassifizierung

Aus den aufgezeichneten Rohdaten wird mit Hilfe des Programmes H1REC das Ereignis vollständig rekonstruiert. Gleichzeitig werden die rekonstruierten Ereignisse in physikalische Klassen eingeteilt, um die Handhabung der riesigen, aufgezeichneten Datenmenge zu erleichtern. Die Definitionen der einzelnen Klassen werden von den physikalischen Arbeitsgruppen, die mit ihnen arbeiten, formuliert.

Gehört das aufgezeichnete Ereignis einer der verwendeten Klassen an, so wird das Ergebnis der Rekonstruktion als POTs[6] allgemein zugänglich abgespeichert. Eine komprimierte Form der POTs, die DSTs[7], werden auf Festplatte gespeichert und dienen als Ausgangspunkt der weiteren Physikanalyse.

Da verschiedene Meßfehler des H1-Detektors, wie z.B. fehlerhafte Kalibration, erst einige Zeit nach Erstellung der POTs bekannt werden, werden die Rohdaten ebenfalls dauerhaft gespeichert und können im sogenannten Reprocessing erneut zu POTs und DSTs verarbeitet werden.

[5] Hier soll ein Mikroprozessor die Signale der Triggerelemente mit Hilfe von Algorithmen in den üblichen Hochsprachen analysieren. Die maximalen Verarbeitungszeit beträgt 800 μs.

[6] **P**roduction **O**utput **T**ape.

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

Kapitel 4

Selektion der Daten

Für die Messung des Energieflusses wird in der vorliegenden Arbeit eine spezielle Selektion tiefunelastischer Ereignisse verwendet. Dieses Kapitel beschreibt die Kriterien, die der erfolgten Auswahl der Daten zugrunde liegen.

Zunächst wird der für diese Arbeit als Ausgangspunkt dienende Datensatz, die *high-Q^2-preselection* aus dem Jahre 1996, vorgestellt. Es werden die Kriterien erläutert, die für die Aufnahme eines Ereignisses in diesen Datensatz erfüllt sein müssen. Die weitere Selektion der Daten beruht in starken Maße auf den mit verschiedenen Methoden rekonstruierten kinematischen Variablen eines Ereignisses. Aus diesem Grund werden zunächst die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Rekonstruktionsmethoden vorgestellt. Anschließend werden die angewandten Analyseschnitte und ihrer Wirkungsweise ausführlich diskutiert. Für die Einteilung der Daten in x-Q^2-Intervalle müssen beide Größen für jedes Streuereignis rekonstruiert werden. Aus diesem Grund werden die Auflösungen von x und Q^2 für verschiedene Rekonstruktionsmethoden nach Anwendung aller Analyseschnitte untersucht und Gründe für die Wahl der Elektron-Methode angegeben. Den Abschluß des Kapitels bildet ein Vergleich der selektierten Daten mit den zur Datenkorrektur verwendeten MC-Generatoren. Die erreichte gute Übereinstimmung bezüglich wichtiger physikalischer Observablen ist Voraussetzung für die Korrektur der Daten mit Hilfe der Generatoren und für die Gültigkeit der in dieser Arbeit durchgeführten MC-Studien.

4.1 Verwendeter Datensatz

Als Ausgangspunkt für diese Arbeit wurde eine spezielle Vorauswahl aller im Jahr 1996 mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Positron-Proton-Streuereignisse verwendet. Die integrierte Luminosität dieses Datensatzes beträgt

$$\mathcal{L}_{int} = 8.2 \text{ pb}^{-1} \tag{4.1}$$

und ist damit nur geringfügig kleiner als die gesamte im Jahr 1996 vom H1-Detektor aufgezeichnete integrierte Luminosität[1]. Ziel der Vorauswahl war es, alle aufgezeichneten

[1] Der Unterschied entsteht durch die Anforderungen der High-Q^2-Preselection an die Anzahl funktionsbereiter Detektorkomponenten. Dadurch sinkt die effektive Meßzeit des Detektors und somit die aufgezeichnete integrierte Luminosität. Die gesamte von H1 im Jahr 1996 aufgezeichnete integrierte Luminosität beträgt $\mathcal{L}_{int} = 8.9 \text{ pb}^{-1}$.

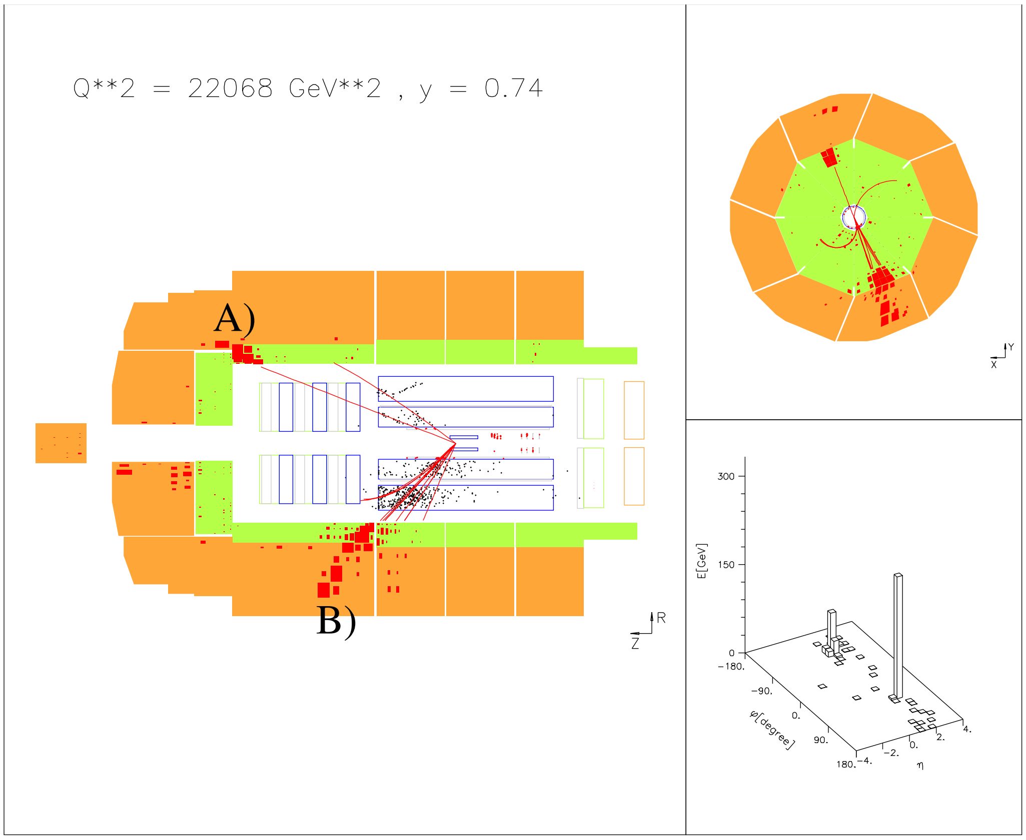

Abb. 4.1: Darstellung eines tiefunelastischen NC-Ereignisses im H1-Detektor. Zu erkennen sind das gestreute Elektron A) und der Jet des gestreuten Quarks B).

NC-Streuereignisse mit hohem Q^2 ($Q^2 \geq 100$ GeV^2) aus der gesamten Datenmenge des Jahres 1996 herauszufiltern. Dies führt zu zwei Anforderungen an die Vorauswahl:

- Es müssen die NC- von den CC-Streuereignissen getrennt werden. Dies ist in der Praxis nicht allzu schwierig, da sich NC-Ereignisse im Experiment durch die Balance der Transversalimpulse von gestreutem Elektron und hadronischem Endzustand auszeichnen. Bei CC-Streuereignissen erzeugt der Verlust des gestreuten Neutrinos bei der Messung dagegen eine Verletzung dieser Transversalimpulsbalance.

- Es müssen die Ereignisse mit einem hohen Wert der Variable Q^2 erkannt werden. Auch dies kann experimentell leicht verwirklicht werden. Durch die Forderung, das gestreute Elektron im LAr-Kalorimeter nachzuweisen, wird $Q^2 > 100\ GeV^2$ automatisch erfüllt. Ein mögliches Problem ist allerdings die korrekte Identifikation des gestreuten Elektrons, da viele Teilchen des hadronische Endzustandes ebenfalls in das LAr-Kalorimeter gelangen und dort Signale erzeugen. Im Experiment wird das gestreute Elektron im Kalorimeter allerdings gut erkannt, da es üblicherweise nur einen Kalorimeter-Cluster erzeugt und dieser Cluster besondere Eigenschaften aufweist. Der Elektron-Cluster besitzt im Vergleich mit zu übrigen Kalorimeter-Clustern die größte transversale Energie, da der Transversalimpuls des gestreuten Elektrons den gesamten Transversalimpuls aller Teilchen des hadronischen Endzustandes balancieren muß. Gleichzeitig weist er die für elektromagnetische Schauer typischen Attribute auf, d.h. er ist kompakt, liegt größtenteils im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters und besitzt einen frühen Schauerstart.

Die genauen Kriterien für eine Berücksichtigung in der Vorauswahl waren:

1. Das Ereignis gehört der Klasse 9 an.

   In diese Klasse fallen die Streuereignisse des neutralen Stroms, bei denen das gestreute Elektron im LAr-Kalorimeter nachgewiesen wurde. Im einzelnen müssen folgende Bedingungen erfüllt sein, damit ein Ereignis der Klasse 9 angehört:

   (a) Die vektorielle Summe der Transversalimpulse sämtlicher Kalorimeterzellen muß unter 40 GeV liegen. Da sich das gestreute Elektron und der hadronische Endzustand im Fall eines NC-Streuereignisses bezüglich des Transversalimpuls balancieren, sollte diese Summe bei Vernachlässigung der Meßfehler den Wert Null ergeben.

   (b) Es werden die Kalorimeter-Cluster betrachtet, deren Energie mindestens zur Hälfte aus dem elektromagnetischen Teil des Kalorimeters stammt. Von diesen muß der Cluster mit der größten transversalen Energie (der Elektronkandidat) eine transversale Energie von mindestens 5 GeV (für $\theta'_e > 45°$) bzw. 8 GeV sowie einen Polarwinkel im Bereich $10° \leq \theta'_e \leq 160°$ besitzen.

   (c) Der Elektronkandidat liegt nicht in der Nähe der Verbindungslinie zweier Cluster des instrumentierten Eisens, denn in diesem Fall ist er vermutlich - genauso wie diese beiden Cluster - durch ein Myon der kosmischen Höhenstrahlung erzeugt worden.

   (d) Es wird ein zylindrischer Bereich des LAr-Kalorimeters betrachtet. Die Achse des Zylinders verläuft parallel zum Strahlrohr durch den Elektronkandidaten und das gesamte Kalorimeter. Der Durchmesser des Zylinders beträgt 50 cm. Außerhalb dieses Zylinders muß die im Kalorimeter deponiert Energie mindestens 10 GeV betragen. Damit soll verhindert werden, daß der Elektronkandidat durch ein Strahlhalo-Myon erzeugt wurde.

2. Die Datenqualität wurde als *Good* bzw. *Medium Run* eingestuft.
   Diese Einstufung richtet sich nach Art und Anzahl der funktionsbereiten Detektorkomponenten während der Datennahme. Das Prädikat "Good Run" zeigt an, daß alle Hauptkomponenten des Detektors einsatzbereit waren[2]. "Medium Run" bezeichnet eine Datennahme, bei der eine oder mehrere Hauptkomponenten bzw. mehrere Nebensysteme des Detektors nicht einsatzbereit waren. Dies ist insbesondere in Abgrenzung von dem Prädikat "Bad Run" zu sehen. Es wird vergeben, wenn eine der folgenden Komponenten nicht funktionsfähig war: CJC1 und CJC2, LAr, SpaCal oder Luminositätsdetektor.

[2]Hauptkomponenten in diesem Sinne sind: Forward Tracker, Central Tracker, BDC, LAr-Kalorimeter, SpaCal, Myonenkammern und Luminositätsdetektor.

3. Die Hochspannungsbits der CJCs waren gesetzt.
   Gegenüber der Klassifikation als Good bzw. Medium Run wird weiterhin verlangt, daß die beiden zentralen Driftkammern einsatzbereit waren.

4. Ein Elektronkanditat wurde gefunden.
   Der Algorithmus QESCAT, der zur Identifikation des gestreuten Elektrons bzw. Positrons entwickelt wurde, muß bei Betrieb mit den eingebauten Voreinstellungen einen Elektronkandidaten gefunden haben.

5. Ein zentraler Vertex wurde gefunden.
   Damit werden Untergrundereignisse unterdrückt.

4.2 Methoden zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Die Ereignisse der High-Q^2-Preselection werden im Rahmen dieser Arbeit durch zusätzliche Analyseschnitte einer weiteren Datenselektion unterworfen. Die dazu angewendeten Analyseschnitte beruhen in starken Maße auf den mit Hilfe verschiedener Methoden rekonstruierten kinematischen Variablen eines Ereignisses. Deshalb werden in diesem Abschnitt zunächst die drei Rekonstruktionsmethoden vorgestellt, die im folgenden zur weiteren Selektion der Daten verwendet werden. Dies sind die Elektron-Methode, die Jacquet-Blondel-Methode und die Σ-Methode. Die größte Bedeutung kommt dabei der Elektron-Methode zu, da mit ihrer Hilfe auch die kinematischen Variablen x, Q^2 eines Ereignisses rekonstruiert werden.

Ein wichtiger Gesichtspunkt der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden für diese Arbeit sind die Fehler, die bei der Rekonstruktion von x und Q^2 im Falle eines radiativen Ereignisses entstehen. Aus diesem Grund werden sie insbesondere im Fall der Elektron-Methode ausführlicher diskutiert.

Die Elektron-Methode

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen erfolgt hier über die Messung des gestreuten Elektrons. Dazu müssen Streuenergie E'_e und der Streuwinkel θ'_e des Elektrons bestimmt werden. Unter Vernachlässigung der Elektronmasse gilt

$$y_{el} = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1 - \cos\theta'_e) \ , \tag{4.2}$$

$$Q^2_{el} = 2E_e E'_e(1 + \cos\theta'_e) \ , \tag{4.3}$$

$$x_{el} = \frac{{Q_{el}}^2}{y_{el} s} . \tag{4.4}$$

Ein Fehler bei der Energiemessung $\delta E'_e$ bzw. bei der Winkelmessung $\delta\theta'_e$ des gestreuten Elektrons überträgt sich auf y und Q^2. Mit dem Symbol $\oplus$ für die quadratische Addition[3]

[3]Es ist $A \oplus B := \sqrt{A^2 + B^2}$.

der Fehlerterme gilt

$$\frac{\delta y_{el}}{y_{el}} = \frac{y_{el}-1}{y_{el}}\frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \frac{1-y_{el}}{y_{el}} \cot\frac{\theta'_e}{2} \cdot \delta\theta'_e \;, \tag{4.5}$$

$$\frac{\delta Q^2_{el}}{Q^2_{el}} = \frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \tan\frac{\theta'_e}{2} \cdot \delta\theta'_e \;. \tag{4.6}$$

Die Elektron-Methode stellt grundsätzlich eine sehr genaue Methode für Rekonstruktion der kinematischen Variablen dar. Sie besitzt jedoch zwei Schwächen, die im folgenden diskutiert werden sollen.

Aufgrund des Faktors $\frac{1}{y_{el}}$ in Gl. 4.6 nimmt die Genauigkeit, mit der die kinematischen Variablen durch die Elektron-Methode bestimmt werden können, mit y_{el} ab. Für sehr kleine y-Werte ($y_{el} < 0.05$) wird die Elektron-Methode daher unbrauchbar.

Ein weiteres Problem der Elektron-Methode sind relativ große Fehler bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen im Falle radiativer Ereignisse. Der Fehler entsteht, wenn das abgestrahlte Photon als solches nicht explizit erkannt wird oder entlang des Strahlrohrs verlorengeht. Die fehlende Berücksichtigung des abgestrahlten Photons bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen führt zu einer symmetrischen Verschmierung von Q^2_{el}, während y_{el} (bzw. x_{el}) systematisch zu klein (bzw. groß) rekonstruiert werden [Wob95]. Vernachlässigt man die Detektoreffekte, so gilt im Falle eines nicht berücksichtigten radiativen Photons

$$y_{el} = y_{wahr} + E_\gamma(1-cos\theta_\gamma)/2E_e \;. \tag{4.7}$$

Dabei sind E_γ und θ_γ die Energie und der Polarwinkel des abgestrahlten Photons. Die Verschiebung zu großen Werten von y_{el} ist um so ausgeprägter, je mehr Energie das abgestrahlte Photon besitzt. Bei fester Photonenergie ist sie besonders hoch für ISR-Ereignisse. Dies läßt sich nutzen, um solche Ereignisse zu erkennen. Im Vergleich zu ISR stellt FSR im Experiment ein geringeres Problem dar, da das abgestrahlte Photon bei der Rekonstruktion üblicherweise gemeinsam mit dem Elektron zu einem Cluster zusammengefaßt wird. Somit wird bezüglich Gl. 1.26 die Energiekomponente von q richtig rekonstruiert, ohne daß das abgestrahlte Photon erkannt wurde. Der Fehler bezüglich der genauen Raumrichtung von $\vec{q}$ kann dann in guter Näherung vernachlässigt werden.

Die Jacquet-Blondel-Methode

Diese Methode verwendet zur Bestimmung der kinematischen Variablen die Information des hadronischen Endzustandes. Die Rekonstruktionsvorschrift nach der Jacquet-Blondel-Methode [JB79] lautet

$$y_{jb} = \frac{(E-P_z)_{Hadr.}}{2E_e} \;, \tag{4.8}$$

$$Q^2_{jb} = \frac{(\sum_h p_x)^2 + (\sum_i p_y)^2}{1-y_{jb}} \;, \tag{4.9}$$

$$x_{jb} = \frac{{Q_{jb}}^2}{y_{jb} s} \;. \tag{4.10}$$

Dabei ist $(E-P_z)_{Hadr.}$ gegeben durch

$$(E-P_z)_{Hadr.} := \sum_h (E_h - p_{z,h}) \ , \tag{4.11}$$

wobei sich die Summe über alle Teilchen des hadronischen Endzustandes erstreckt. Die Jacquet-Blondel-Methode besitzt zwei Vorteile gegenüber der Elektron-Methode.

Zum einen ist bei kleinen Werten von y (eine sinnvolle Grenze stellt $y < 0.05$ dar) mit ihrer Hilfe eine wesentlich genauere Rekonstruktion der kinematischen Variablen als mit Hilfe der Elektron-Methode möglich. Zum anderen verursachen radiative Ereignisse nur relativ kleine Fehler bezüglich der Rekonstruktion der kinematischen Variablen, wenn die Jacquet-Blondel-Methode verwendet wird. Die Abstrahlung reeller Photonen vom hadronischen Vertex kann ja in guter Näherung vernachlässigt werden (siehe Abschnitt 1.3), so daß bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit Hilfe des hadronischen Vertex - und nichts anderes stellt die Jacquet-Blondel-Methode dar - theoretisch zunächst keine Fehler entstehen.

Die Σ-Methode

Diese Methode [BB94] verwendet zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen das gestreute Elektron und den hadronischen Endzustand. Sie nutzt damit effektiv die Redundanz der Messung aus. Die Gleichungen lauten

$$y_\Sigma = \frac{(E-P_z)_{Hadr.}}{(E-P_z)_{Hadr.} + E'_e(1-\cos\theta_e)}, \tag{4.12}$$

$$Q^2_\Sigma = \frac{E'^2_e \sin^2\theta_e}{1-y_\Sigma}, \tag{4.13}$$

$$x_\Sigma = \frac{{Q_\Sigma}^2}{y_\Sigma s}. \tag{4.14}$$

Der Name der Σ-Methode entstammt der ausgiebigen Verwendung der Größe $(E-P_z)_{Hadr.}$ in den Rekonstruktionsgleichungen. Diese Größe wird üblicherweise mit Σ bezeichnet.

Mit der Σ-Methode wird versucht, die hohe Präzision der Elektron-Methode im Bereich $y > 0.05$ mit den kleineren Fehlern der Jacquet-Blondel-Methode bei radiativen Ereignisses zu verbinden. Sie erreicht in dem in dieser Arbeit betrachteten kinematischen Bereich eine ähnlich gute Auflösung wie die Elektron-Methode und stellt damit - im Gegensatz zur Jacquet-Blondel-Methode - eine echte Alternative für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen dar. Der genaue Vergleich zwischen Σ- und Elektron-Methode wird in Abschnitt 4.4 durchgeführt.

4.3 Die verwendeten Selektionsschnitte

Die Ereignisse der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Vorauswahl werden in einem zweiten Schritt speziellen Analyseschnitten unterworfen. Dies geschieht aus zwei Gründen. Auf der einen Seite kann durch diese Schnitte eine Verbesserung der Datenqualität erreicht werden.

Der Untergrund kann besser unterdrückt und besonders schlecht rekonstruierte Ereignisse können verworfen werden. Auf der anderen Seite definieren die verwendeten Schnitte den betrachteten kinematischen Bereich. Dies ist sinnvoll, da sich die den beobachteten Ereignissen zugrundeliegende Physik je nach betrachtetem kinematischen Bereich stark verändern kann.

Die verwendeten Analyseschnitte lassen sich in zwei Klassen einteilen.

- Die *physikalischen Schnitte*[4] können auf Daten bzw. MC-Ereignisse in gleicher Form angewandt werden, da sie z.B. Bereiche innerhalb der kinematischen Ebene definieren. Damit sind sie insbesondere auch auf MC-Ereignisse, die keine Detektorsimulation durchlaufen haben (generierte MC-Ereignisse), und auf analytische Rechnungen von Theoretikern anwendbar.

- Die *Rekonstruktionsschnitte* wirken im Gegensatz zu den kinematischen Schnitten auf Meßgrößen, die erst durch die Existenz des Detektors und der damit verbundenen Meßfehler definierbar werden. Aus diesem Grund sind sie auf generierte MC-Ereignisse nicht anwendbar.

Die physikalischen Schnitte definieren den betrachteten Phasenraum und damit die interessierende Physik, während die Rekonstruktionsschnitte nur einer Verbesserung der Datenqualität dienen. Da die Datenqualität jedoch je nach betrachtetem kinematischen Bereich variiert, erhöhen auch einige physikalische Schnitte die Datenqualität. Sollen theoretische Rechnungen mit den auf Detektoreffekte korrigierten Daten verglichen werden, so müssen unbedingt die angewandten physikalischen Schnitte berücksichtigt werden. Den Einfluß der Rekonstruktionsschnitte sollte die Korrektur dagegen beseitigt haben.

Die in der vorliegenden Arbeit angewandten Analyseschnitte werden im folgenden kurz aufgelistet und anschließend ausführlich vorgestellt.

Physikalische Schnitte

- $Q^2 \geq 100$ GeV^2

- $W^2 \geq 4400$ GeV^2

- $y \leq 0.6$

- $E_{forward} > 0.5$ GeV

- $12^\circ \leq \theta'_e \leq 150^\circ$

[4]Dies sind in dieser Arbeit im wesentlichen Schnitte innerhalb der kinematischen Ebene. Mit dem Schnitt auf $E_{forward}$ wird jedoch auch ein Phasenraumschnitt außerhalb der x-Q^2-Ebene durchgeführt. Um solche Phasenraumschnitte von den Rekonstruktionsschnitten zu trennen, wurde die Bezeichnung "physikalische Schnitte" eingeführt.

Rekonstruktionsschnitte

- $4.4^\circ \ \leq \ \theta_{\text{cluster}} \ \leq \ 174^\circ$
- $|Z_{vtx} - \overline{Z}| < 30$ cm
- $40 \text{ GeV} \ < \ E - P_z \ < \ 60 \text{ GeV}$
- ${W^2}_{el} \ \geq \ 4400 \text{ GeV}^2 \ \ , \ \ {W^2}_{jb} \ \geq \ 4400 \text{ GeV}^2$
- $0.5 \leq y_{bal} \leq 1.3$
- "Elektron-Σ-Intervallgleichheit", d.h.[5]
  (x-Q^2-Intervall Nr.)$_\Sigma$ = (x-Q^2-Intervall Nr.)$_{el}$

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen erfolgt durch die Elektron-Methode.

Der Schnitt auf Q^2

$$Q^2 \ \geq \ 100 \text{ GeV}^2 \tag{4.15}$$

Dieser Schnitt wurde eingeführt, um die in dieser Arbeit durchgeführte Messung des transversalen Energieflusses von früheren Messungen abzugrenzen, die den Energiefluß im Bereich $Q^2 < 100$ GeV^2 untersucht haben [Hes96, HA$^+$95]. Gleichzeitig entspricht der Schnitt auf $Q^2 \geq 100$ GeV^2 recht genau der Forderung, das gestreute Elektron im LAr-Kalorimeter nachzuweisen.

Der Schnitt auf die hadronische Schwerpunktsenergie

$$W^2 \ \geq \ 4400 \text{ GeV}^2 \tag{4.16}$$

Dieser Schnitt soll eine ausreichende hadronische Aktivität im Detektor gewährleisten, so daß ein deutliches Meßsignal für den hadronischen Endzustand vorliegt. Darüber hinaus entspricht er (bis auf den Bereich sehr hoher Werte von Q^2) einem Schnitt auf $y \geq 0.05$. Dies ist wichtig, unterhalb dieses Wertes von y_{el} die Elektron-Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen unbrauchbar wird (siehe Abschnitt 4.2). Zur Sicherheit gegen Rekonstruktionsfehler wird dieser Schnitt auf ein mittels Elektron- und Jacquet-Blondel-Methode rekonstruiertes W ausgeführt.

Der Schnitt auf y

$$y \ \leq \ 0.6 \tag{4.17}$$

Dieser Schnitt dient als Schnitt auf y_{el} einer Verbesserung der Datenqualität. Am wichtigsten ist in diesem Zusammenhang die mit seiner Hilfe erreichte Unterdrückung des

[5] Dieser Schnitt wird in Abschnitt 4.3 genauer vorgestellt.

Untergrundes aus Photoproduktionsereignissen ($Q^2 = 0 \Leftrightarrow \theta'_e = 180°$). Zusätzlich unterdrückt ein Schnitt auf hohe Werte von y_{el} radiative Ereignisse. Ein dritter Grund für die Verwendung einer oberen Schnittgrenze bezüglich y_{el} ist die Tatsache, daß die Größen $E - P_z$ und y_{bal} bei Ereignissen mit hohen y-Werten schlecht rekonstruiert werden. Beide dienen der Unterdrückung von Untergrund und wirken dabei um so effektiver, je genauer sie rekonstruiert werden, wenn kein Untergrundereignis vorliegt. Der Schnitt auf y_{el} steigert somit die Effizienz dieser beiden Schnitte bei der Untergrundunterdrückung.

Da die wichtigste Aufgabe des y_{el}-Schnittes die Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrundes darstellt, soll dieser Untergrund im folgenden kurz thematisiert werden.

Das wahre Elektron entweicht bei Photoproduktionsreaktionen stets entlang des Strahlrohrs aus dem Detektor. Wird ein Teilchen des hadronischen Endzustandes fälschlicherweise als Elektron identifiziert, so können bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen x und Q^2 große Fehler auftreten. So ist es möglich, daß eine Photoproduktionsreaktion versehentlich als eine tiefunelastische Streuung klassifiziert werden kann. Solche schlecht rekonstruierten Photoproduktionsereignisse bilden den hier angesprochenen Photoproduktionsuntergrund. Der Untergrund aus Photoproduktionsreaktionen muß beachten werden, da ihr Wirkungsquerschnitt hoch ist ($\sigma_{Photoprod.} \approx 160\mu$b [Bec96]). Der gesamte Wirkungsquerschnitt für eine tiefunelastische Streureaktion innerhalb der in dieser Analyse betrachteten kinematischen Grenzen ist deutlich kleiner ($\sigma_{Analyse} \simeq 1$ nb). Zwar sinkt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photoproduktionsereignis fälschlicherweise als NC-Ereignis rekonstruiert wird, deutlich mit Q^2. Aber auch der NC-Wirkungsquerschnitt sinkt mit Q^2, so daß der Photoproduktionsuntergrund für Ereignisse mit hohem Q^2 nicht automatisch vernachlässigt werden kann. Die Wirksamkeit des y_{el}-Schnittes bei der Unterdrückung des Photoproduktionsuntergrundes konnte im Bereich 150 GeV$^2 \leq Q^2 \leq 5000$ GeV^2 demonstriert und der verbleibende Untergrund zu $0.5\% \pm 0.2\%$ abgeschätzt werden [Lip96].

Der Schnitt auf die Vorwärtsenergie

$$E_{forward} \; > \; 0.5 \text{ GeV} \tag{4.18}$$

Die Vorwärtsenergie $E_{forward}$ ist definiert als Summe über die Energien all jener Teilchen des Endzustandes der Streureaktion, die einen Polarwinkel im Bereich $4.4° < \theta_{Teilchen} < 15°$ besitzen. Die Einführung dieser Größe wird motiviert durch den Versuch, Ereignisse, die eine deutliche Rapiditätslücke im Vorwärtsbereich des Detektors aufweisen[6], in der Analyse nicht zu betrachten, da die ihnen zugrunde liegende Physik in einigen MC-Generatoren nicht ausreichend berücksichtigt worden ist. Werden alle übrigen in dieser Arbeit verwendeten Analyseschnitte angewandt, so verwirft der Schnitt auf $E_{forward}$ etwa 1.7 % der Ereignisse.

Der Schnitt auf den Winkel des Elektrons

$$12° \; \leq \; \theta'_e \; \leq \; 150° \tag{4.19}$$

[6]Solche Ereignisse bezeichnet man als diffraktive Ereignisse. Sie entstehen, wenn nach der Partonkaskade keine Farbverbindung zwischen den vorhandenen Partonen und dem Protonrest besteht. Dies läßt sich durch den Austausch eines farbneutralen Objektes, zum Beispiel eines Pomerons, beschreiben.

Der Schnitt wird eingeführt, um für den Nachweis des gestreuten Elektrons nur das LAr-Kalorimeter zu verwenden. Er gibt die geometrische Anordnung des Kalorimeters im Detektor wieder. Für diesen Schnitt gibt es zwei Gründe. Einerseits wird so die Anzahl der verwendeten Detektorelemente klein gehalten und dadurch die Analyse vereinfacht. Andererseits läßt sich durch den Schnitt der Übergangsbereich zwischen LAr-Kalorimeter und SpaCal vermeiden, in dem sich die Meßgenauigkeit wegen des höheren Anteils inaktiven Materials verschlechtert. Im Vergleich zu der Forderung $Q^2 > 100\ \mathrm{GeV}^2$ führt der Winkelschnitt zu dem Verlust von etwa einem Fünftel der Ereignisse in den in dieser Analyse verwendeten x-Q^2-Intervallen Nr. 1-3 (siehe Kapitel 5). Da diese Intervalle viele Ereignisse enthalten, ist dies nicht weiter bedenklich.

Der Schnitt auf die Clusterwinkel

$$4.4^\circ \ \leq \ \theta_{cluster} \ \leq \ 174^\circ \tag{4.20}$$

Diese Winkel liegen in der Nähe des Bereiches, in dem der Detektor an das Strahlrohr angrenzt. Aufgrund von Teilverlusten der von einem Teilchen ausgelösten Teilchenschauer entlang des Strahlrohrs treten dort bei der Rekonstruktion größere Fehler auf. Der Bereich um das Strahlrohr wird durch diesen Schnitt ausgeschlossen.

Der Schnitt auf Z_{vtx}

$$|Z_{vtx} - \overline{Z}| < 30\mathrm{cm} \tag{4.21}$$

Die z-Komponente Z_{vtx} des aus sämtlichen Spuren rekonstruierten zentralen Wechselwirkungspunktes (Vertex) eines Ereignisses soll nicht mehr als 30 cm von der mittleren Vertexposition $\overline{Z}$ entfernt sein. Die mittlere Vertexposition entspricht im Jahr 1996 dem nominellen Wechselwirkungspunkt. Dieser Schnitt weist Untergrund aus kosmischen Myonen zurück. Gleichzeitig unterdrückt er Strahl-Gas-Wechselwirkungen, die innerhalb des Detektors stattfinden und deshalb nicht von den Veto-Wänden verworfen werden.

Der Schnitt auf $E - P_z$

$$40\ \mathrm{GeV} \ < \ E - P_z \ < \ 60\ \mathrm{GeV} \tag{4.22}$$

Dieser Schnitt dient der Unterdrückung radiativer Ereignisse sowie von Photoproduktionsereignissen und strahlinduziertem Untergrund.

Die Größe $E - P_z$ ist definiert als

$$E - P_z := \sum_i (E_i - p_{z,i}) = (E - P_z)_{Hadr.} + E'_{el} - p'_{z,el} \ , \tag{4.23}$$

wobei die Summe über alle Teilchen des Endzustandes einschließlich des gestreuten Elektrons zu erstrecken ist. Im Experiment wird die Summe über die Teilchen durch die Summe über alle vorhandenen Kalorimeter-Cluster ersetzt. Bei Vernachlässigung aller Meßfehler und Nachweis aller Teilchen gilt die Beziehung[7]

$$E - P_z = 2E_e. \tag{4.24}$$

Aufgrund von Meßfehlern - verursacht beispielsweise durch Teilchen, die den Detektor verlassen ohne ein Signal zu erzeugen - kommt es in der Praxis zu Abweichungen von Gl. 4.24. Die Größe $E - P_z$ ist so konstruiert, daß der Verlust des Signals von Hadronen des Protonrestes, die etwa entlang des vorwärtigen Strahlrohrs aus dem Detektor entkommen können, die rekonstruierte Größe kaum ändert. Für diese Teilchen gilt $E \simeq p_z$ und ihr Beitrag zur Summe ist somit klein. Der Verlust des Signals von Teilchen mit Energie E_j, die den Detektor in der Nähe des rückwärtigen Strahlrohrs verlassen ändert die rekonstruierte Größe dagegen um $\approx 2E_j$. Die Größe $E - P_z$ ist damit sensitiv auf Teilchenverluste entlang des rückwärtigen Strahlrohrs.

Mit Hilfe der unteren Schnittgrenze für $E - P_z$ können Photoproduktionsereignisse unterdrückt werden, da in diesem Fall das gestreute Elektron entlang des Strahlrohrs aus dem Detektor entkommt und $E - P_z$ um den Betrag $2E'_e$ zu klein rekonstruiert wird. ISR-Ereignisse können ebenfalls unterdrückt werden. Hier verschwindet das abgestrahlte Photon, über das in Gl. 4.24 ebenfalls zu summieren ist, im Strahlrohr und es entsteht ein Fehler von $\approx 2E_\gamma$. Die untere Grenze des $E - P_z$-Schnittes unterdrückt somit diese beiden Ereignisklassen. Die obere Schnittgrenze dient der Unterdrückung strahlinduzierten Untergrundes, da $E - P_z$ im Falle solcher Ereignisse im Prinzip beliebige Werte annehmen kann. Da die Energien der Teilchen des hadronischen Endzustandes - aufgrund der im Vergleich zum Elektron kleinen Teilchenenergien und der schlechten Kalorimeterauflösung für Hadronen - nur schlecht meßbar sind, kann $E - P_z$ auch bei normalen NC-Ereignissen deutlich von dem Wert $2E_e$ abweichen. Die Grenzen für den Schnitt müssen deshalb relativ weit gefaßt werden.

Bei H1 häufig verwendete Schnittgrenzen sind $30\ \text{GeV} < E - P_z < 70\ \text{GeV}$. Es ist möglich, eine verbesserte Unterdrückung radiativer Ereignisse zu erreichen, wenn der angewandte Schnittbereich weiter eingeengt wird, wie in Abb.4.2 zu sehen ist. Dargestellt ist die Schnittgröße $E - P_z$ im Vergleich zu der mit Hilfe eines MC-Generators ermittelten Energie des abgestrahlten Photons. Für die Darstellung werden nur die generierten MC-Größen betrachtet. Einem Ereignis wird eine Photonenergie von null zugewiesen, falls der Winkel des abgestrahlten Photons zum gestreuten Elektron weniger als sieben Grad beträgt, oder falls das betrachtete Ereignis kein solches Photon besitzt. Die Winkel-Bedingung modelliert die Ereignisrekonstruktion bei H1, die FSR-Photonen mit einem kleinen Winkel zum gestreuten Elektron häufig mit dem gestreuten Elektron zu einem Cluster zusammengefaßt. Obwohl das Photon in diesem Fall nicht erkannt wurde, entsteht bei Rekonstruktion der kinematischen Variablen nur ein kleiner Fehler. Diese Ereignisse müssen somit nicht durch den hier interessierenden Schnitt verworfen werden. Die Energie des abgestrahlten Photons erscheint als geeignete Observable, um die Wirksamkeit eines Schnittes gegen radiative Ereignisse zu demonstrieren, da der Fehler bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit der Energie des Photons wächst.

[7]Dies folgt aus $E-P_z = \sum_{Endzust.}(E_i - p_{z,i}) = \sum_{Anf.zust.}(E_i - p_{z,i}) = (E-p_z)_P + (E-p_z)_e \overset{LAB}{=} 2E_e$.

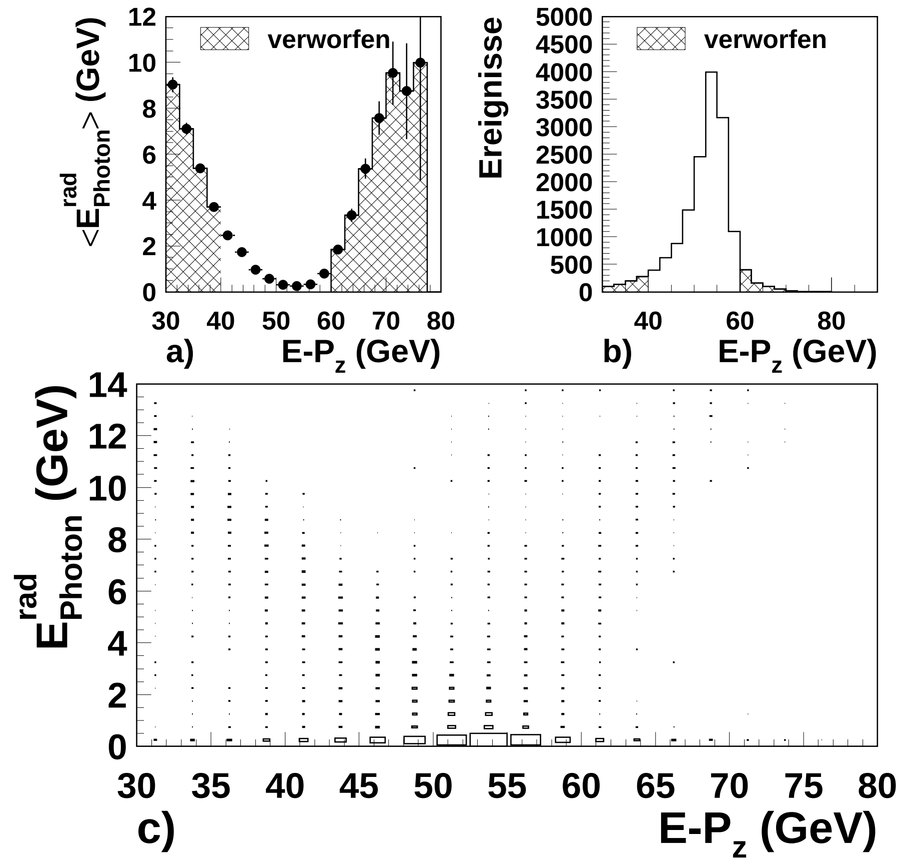

Abb. 4.2: Dargestellt sind die Auswirkungen der verwendeten Schnittgrenzen auf $E - P_z$ bezüglich der Energie der radiativ abgestrahlten Photonen. In a) ist die mittlere Photonenergie in Abhängigkeit von $E - P_z$ dargestellt. b) zeigt die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von $E - P_z$. In Abbildung c) entspricht die Kästchengröße der Anzahl an Ereignissen, die gleichzeitig einen bestimmten Wert von $E - P_z$ und eine bestimmte Energie des abgestrahlten Photons aufweisen. Bezüglich der Darstellungen wurden die Auswirkungen alle in dieser Arbeit verwendeten Analyseschnitte bis den Schnitt auf y_{bal} und die Elektron-Σ-Intervallgleichheit berücksichtigt. Die Energie der radiativ abgestrahlten Photonen wurde auf besondere Weise bestimmt, um den Details der Ereignisrekonstruktion bei H1 besser zu entsprechen (siehe Text).

Interessanterweise erhöht sich der Anteil solcher Ereignisse auch für $E - P_z > 2E_e$. Um dies zu verstehen, werden Details der Ereignisrekonstruktion bei H1 benötigt. Wichtig ist die Rekonstruktion der Teilchenenergien im SpaCal-Kalorimeter. Von den Teilchen, die in das rückwärtige Kalorimeter gelangen, wird in der Rekonstruktion angenommen, daß es sich um Teilchen des hadronischen Endzustandes handelt (das Elektron wurde ja bei den hier verwendeten Ereignissen schon im LAr-Kalorimeter gefunden). Die gemessene Energie wird deshalb mit einem Faktor f (für MC-Ereignisse wird $f = 1.5$ verwendet) multipliziert, um die geringe Tiefe des Kalorimeters bezüglich der nuklearen Wechselwirkungslänge und den damit verbundenen Verlust eines Teils des Teilchenschauers auszugleichen. Mit diesem Faktor wird fälschlicherweise auch die Energie

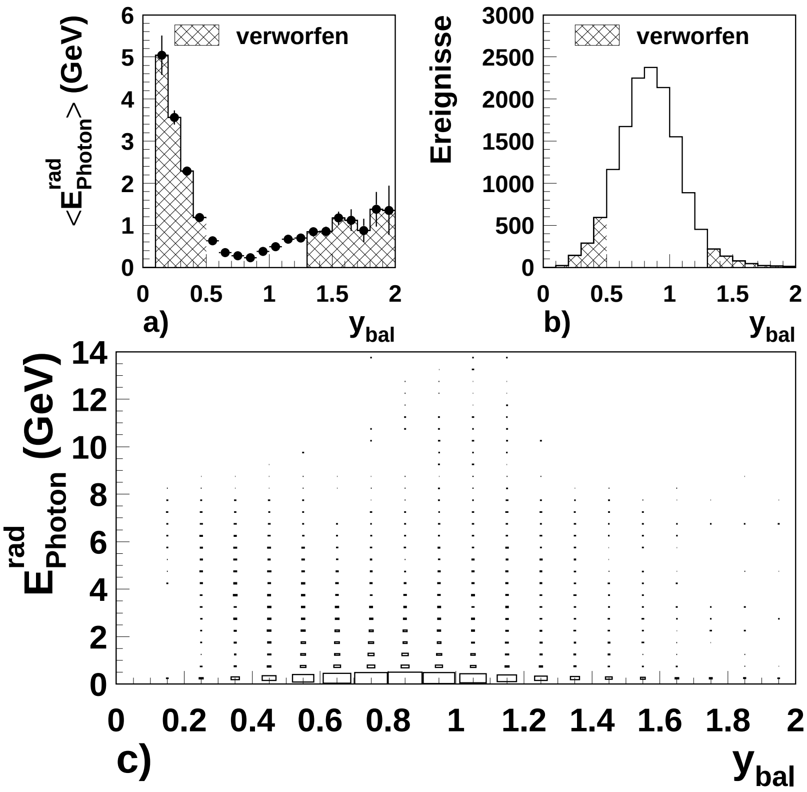

Abb. 4.3: Dargestellt sind die Auswirkungen der angewandten Schnittgrenzen auf y_{bal} bezüglich der Energie der radiativ abgestrahlten Photonen. In a) ist die mittlere Photonenergie in Abhängigkeit von y_{bal} dargestellt. b) zeigt die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von y_{bal}. In Abbildung c) entspricht die Kästchengröße der Anzahl an Ereignissen, die gleichzeitig einen bestimmten Wert von y_{bal} und eine bestimmte Energie des abgestrahlten Photons aufweisen. Bezüglich der Darstellungen wurden die Auswirkungen aller in dieser Analyse verwendeten Schnitte bis den Schnitt auf die Elektron-Σ-Intervallgleichheit berücksichtigt. Die Energie der radiativ abgestrahlten Photonen wurde auf besondere Weise bestimmt, um den Details der Ereignisrekonstruktion bei H1 besser zu entsprechen (siehe Text).

eines Photons im SpaCal korrigiert und deswegen deutlich zu groß rekonstruiert. Werden die Hadronen ansonsten exakt rekonstruiert, entsteht bei ISR-Ereignissen der Fehler $(E - P_z)_{rek.} \simeq (E - P_z)_{wahr} + (f - 1)2E_\gamma$. Somit können mit der oberen Schnittgrenze radiative Ereignisse verworfen werden, bei denen das abgestrahlte Photon in das SpaCal gelangt und eine hohe Energie besitzt.

Der Schnitt auf die y-Balance

$$0.5 \leq y_{bal} = \frac{y_{jb}}{y_{el}} \leq 1.3 \tag{4.25}$$

Dieser Schnitt dient zur Unterdrückung von radiativen Ereignissen. Seine Wirksamkeit wird in Abb. 4.3 demonstriert.

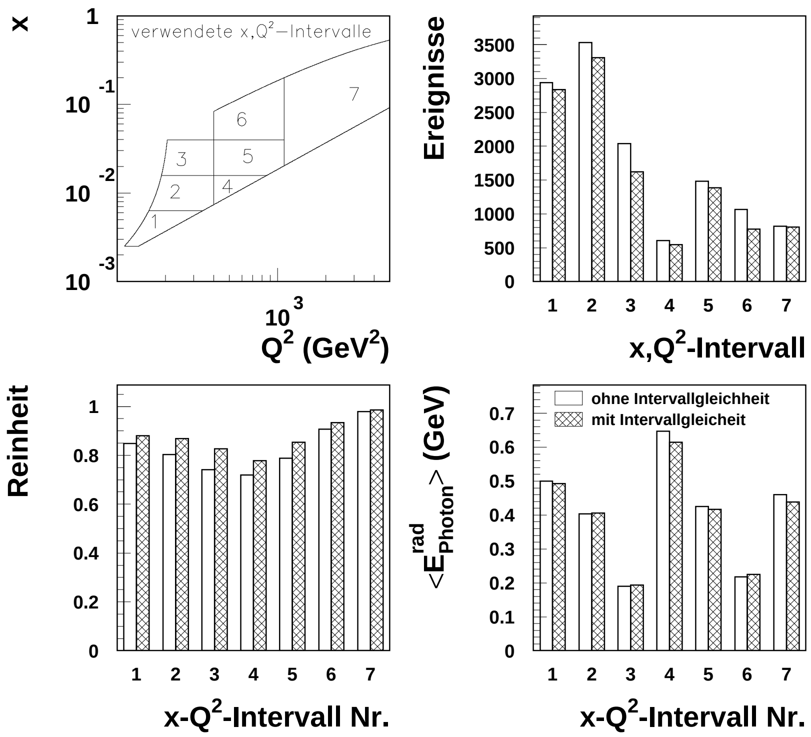

Abb. 4.4: Dargestellt sind die Auswirkungen des Schnittes auf die Elektron-Σ-Intervallgleichheit bezüglich der Ereignisanzahl, der Reinheit und der mittleren Energie eines radiativ abgestrahlten Photons in den sieben verwendeten x-Q^2-Intervallen. Es wurden alle übrigen in dieser Analyse verwendeten Schnitte berücksichtigt.

Die Wirkungsweise der unteren Grenze erklärt sich, wenn man bei radiativen Ereignissen die Auswirkung der fehlenden Photon-Identifikation auf die Meßgrößen y_{el} und y_{jb} betrachtet.

Nach Gl. 4.7 wird y_{el} bei fehlender Photon-Identifikation stets zu groß rekonstruiert, so daß $y_{el} > y_{wahr}$ ist. Die Folgen für y_{jb} hängen dagegen davon ab, ob das abgestrahlte Photon unerkannt entlang des Strahlrohrs aus dem Detektor entkommen kann. Entkommt das Photon, gilt $y_{jb} \simeq y_{wahr}$ und somit $y_{bal} < 1$. Entkommt das abgestrahlte Photon nicht, wird es, da es ja nicht gesondert erkannt wurde, dem hadronischen Endzustand zugerechnet. Interssanterweise hat der dadurch verursachte Fehler bei Vernachlässigung der Detektorauflösung exakt die gleiche Größe wie der Fehler bezüglich y_{el}, d.h. $y_{jb} \simeq y_{el} > y_{wahr}$. Damit eignet sich der Schnitt auf y_{bal} zunächst nur zur Identifikation von ISR-Ereignissen. Die untere Schnittgrenze dient der Unterdrückung solcher Ereignisse.

Die Wirkungsweise der oberen Schnittgrenze erklärt sich wie bei dem $E - P_z$-Schnitt aus der Energierekonstruktion im SpaCal-Kalorimeter. Der pauschale Skalierungsfaktor f für alle im rückwärtigen Kalorimeter gemessenen Energien führt zu $y_{bal} \simeq 1 + ((f - 1)E_\gamma/E_e)/y_{el} > 1$. Aus diesem Grund können radiative Ereignisse auch durch eine obere Schnittgrenze auf y_{bal} unterdrückt werden.

Der Schnitt auf die Elektron-Σ-Intervallgleichheit

$$(x\text{--}Q^2\text{--Intervall Nr.})_\Sigma = (x\text{--}Q^2\text{--Intervall Nr.})_{el} \tag{4.26}$$

Der Schnitt hilft, die Reinheit (auch Purity genannt - sie wird in Kapitel 5 eingeführt) der verwendeten x-Q^2-Intervalle zu erhöhen, wie aus Abb. 4.4 zu erkennen ist. Erst eine hohe Reinheit der verwendeten Meßintervalle gestattet die Korrektur der Daten mit Hilfe der Faktormethode (siehe Abschnitt 6.5). Für den Schnitt auf die Elektron-Σ-Intervallgleichheit wird verlangt, daß die mit Hilfe der Σ- und der Elektron-Methode rekonstruierten kinematischen Variablen x und Q^2 zu dem gleichen x-Q^2-Intervall führen. Insgesamt sind für die in dieser Arbeit betrachteten Ereignisse sieben solcher Intervalle definiert (siehe Abschnitt 5.2). Damit nutzt der Schnitt die Redundanz der Messung, bei der die kinematischen Variablen aus dem gestreuten Elektron oder dem hadronischen Endzustand bestimmt werden können. Der Anteil der verworfenen Ereignisse pro Intervall übersteigt in keinem Fall 1/5 der ursprünglichen Ereignismenge. Interessanterweise gelingt durch den Schnitt auf die Elektron-Σ-Intervallgleichheit keine weitere Verbesserung bei der Unterdrückung radiativer Ereignisse.

4.4 Die Auflösung der rekonstruierten kinematischen Variablen

Um einen Eindruck von der Genauigkeit der verschiedenen Methoden bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen zu erhalten, werden sie in Abb. 4.5 und 4.6 genauer untersucht. Dargestellt sind die Auflösungen für x und Q^2 für Ereignisse, die alle die in dieser Analyse angewandten Selektionschnitte passiert haben. Gut zu erkennen ist, daß die Elektron- und die Σ-Methode bei der Rekonstruktion der kinematischen Variablen in etwa gleich gute Ergebnisse erzielen. Die Elektron-Methode besitzt eine bessere Auflösung für Q^2, während die Σ-Methode eine bessere Auflösung für x besitzt. Ein weiterer Vorteil der Σ-Methode ist die höhere Unempfindlichkeit gegen radiative Ereignisse. Dies ist in Abb. 4.5 gut zu erkennen, in der die Form der Verteilung x_{rec}/x_{gen} bei der Σ-Methode deutlich besser einer Gaußkurve entspricht. Bei der Elektron-Methode sind im Vergleich zu einer reinen Gaußkurve etwas zu viel Ereignisse im Bereich $x_{rec}/x_{gen} < 1$ und etwas zu wenig im Bereich $x_{rec}/x_{gen} > 1$ vorhanden. Dies entspricht den Erwartungen, da bei radiativen Ereignissen x_{el} systematisch zu klein rekonstruiert wird. Die Methode von Jacquet-Blondel liefert im Vergleich zur Elektron- und der Σ-Methode deutlich schlechtere Auflösungen.

In dieser Analyse wird zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen die Elektron-Methode verwendet. Dies geschieht aus zwei Gründen. Auf der einen Seite gibt es keine Rekonstruktionsmethode mit deutlich besserer Auflösung. Auf der anderen Seite ist die Elektron-Methode eine “überschaubare” Rekonstruktionsmethode, da hier nur das gestreute Elektron gemessen wird. Dies hat Vorteile, wenn es um die Abschätzung der systematischen Fehler geht.

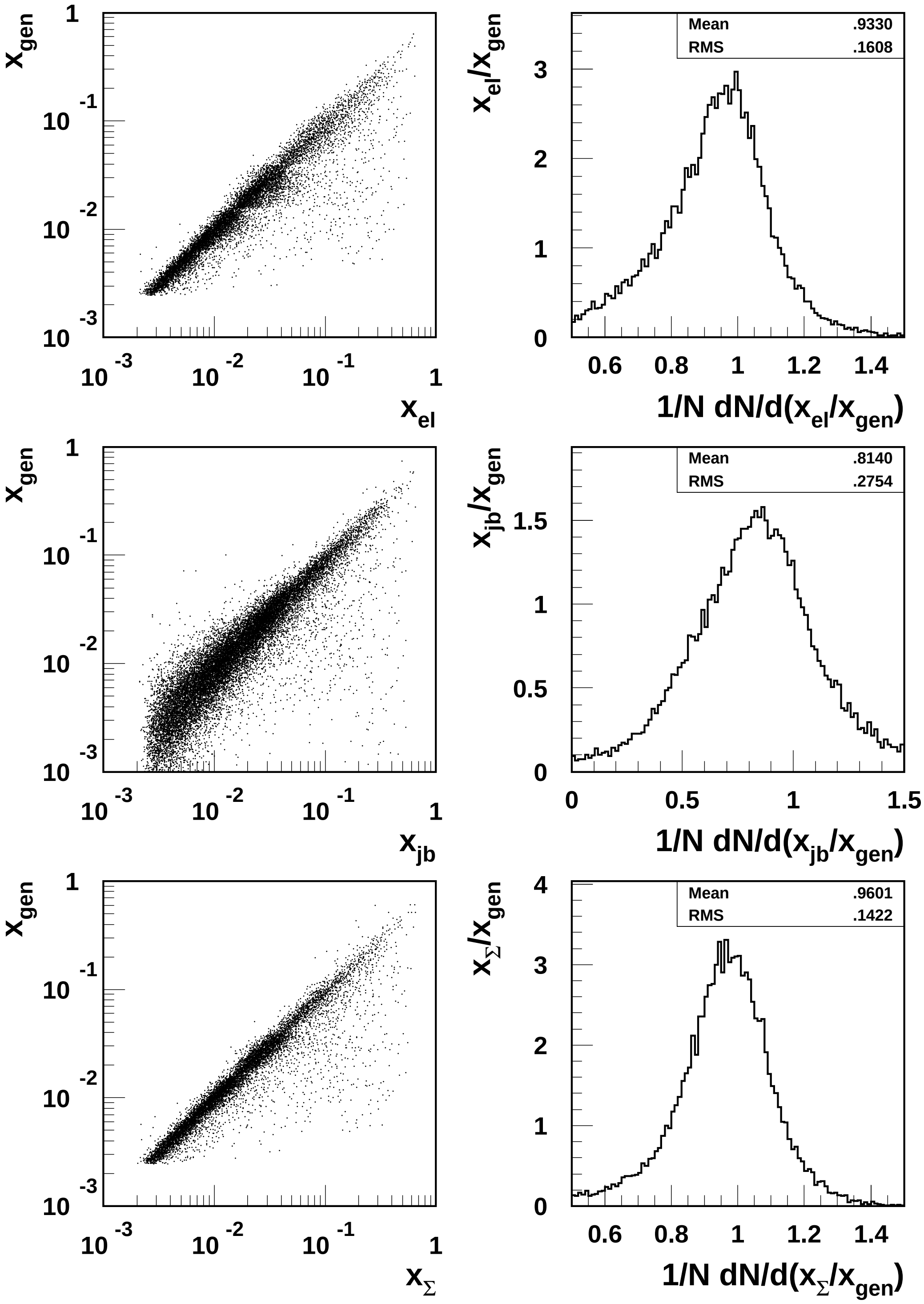

Abb. 4.5: Mit Hilfe von DJANGO/ARIADNE 4.08 wurde die Rekonstruktion der kinematischen Variable x durch verschiedene Rekonstruktionsmethoden untersucht. Dargestellt sind die Elektron-Methode, die Methode von Jacquet-Blondel und die Σ-Methode.

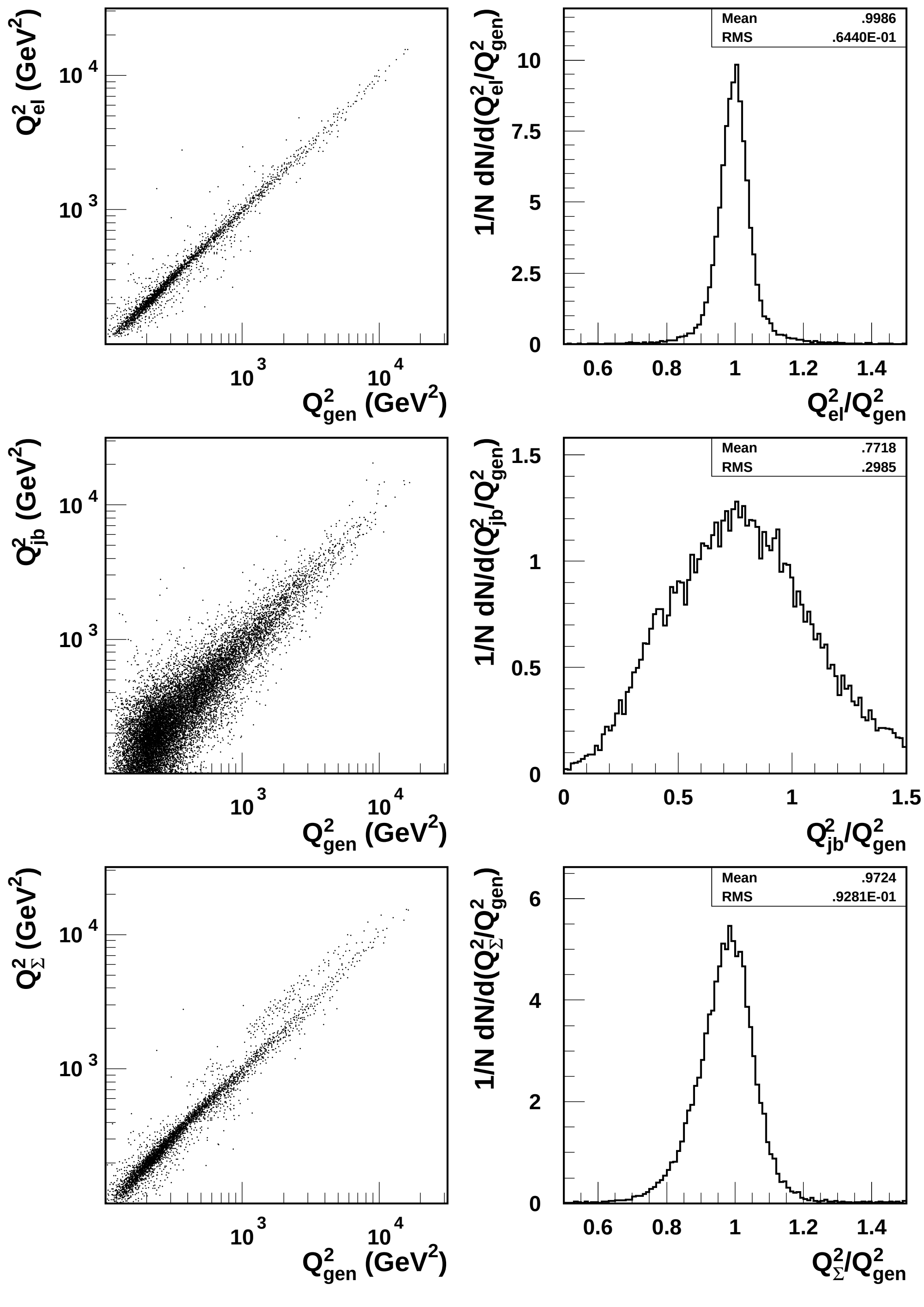

Abb. 4.6: Mit Hilfe von DJANGO/ARIADNE 4.08 wurde die Rekonstruktion der kinematischen Variable Q^2 durch verschiedene Rekonstruktionsmethoden untersucht. Dargestellt sind die Elektron-Methode, die Methode von Jacquet-Blondel und die Σ-Methode.

4.5 Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Generatoren

Viele Fragen der experimentellen Meßgenauigkeit werden mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien untersucht. Geht es um die Wirksamkeit der angewandten Analyseschnitte bei der Zurückweisung von Untergrund, die Genauigkeit mit der eine physikalische Observable rekonstruiert werden kann oder um die Korrektur der Daten auf Detektoreffekte, meistens erfolgt die Antwort auf solche Fragen mit Hilfe eines MC-Generators. Damit geraten die verwendeten Generatoren in eine zwiespältige Rolle. Auf der einen Seite benutzt man ihre Aussagen, auf der anderen Seite sucht man gerade nach Abweichungen, um die Theorie weiterzuentwickeln. Diese Vorgehensweise ist natürlich nur dann sinnvoll, wenn die verwendeten Generatoren die physikalische Realität *hinreichend genau* beschreiben. Damit wird es wichtig, eine solche hinreichende Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Generatoren in der Praxis auch tatsächlich nachzuweisen, da sonst die in einer Analyse verwendeten MC-Studien in ihren Aussagen zweifelhaft werden.

Es ist sinnvoll die Daten mit den MC-Generatoren *nach Anwendung aller Analyseschnitte* zu vergleichen, da durch die Schnitte erst der betrachtete kinematische Bereich gegeben ist, und es im Prinzip ausreicht, wenn die Generatoren diesen Bereich hinreichend genau beschreiben. Im folgenden wird ein solcher Vergleich der Daten mit den für MC-Studien und zur Datenkorrektur verwendeten Generatoren, DJANGO6.2/LEPTO 6.5 und DJANGO/ARIADNE 4.08, unternommen. Die Ergebnisse sind in 4.5 und Abb. 4.5 dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Generator ist zufriedenstellend. Auffällig ist jedoch, daß DJANGO/LEPTO 6.5 die mittlere Anzahl der Cluster im LAr-Kalorimeter leicht überschätzt. DJANGO/ARIADNE 4.08 reproduziert den Mittelwert dagegen sehr genau, überschätzt allerdings leicht die Breite der Verteilung. Für HERWIG erfolgt kein Vergleich mit den Daten, da dieser MC-Generator nicht für MC-Studien bzw. die Korrektur der Daten verwendet wird. Der Grund ist, daß HERWIG die zu einem Verständnis der Daten wichtigen QED-Strahlungskorrekturen nicht berücksichtigt.

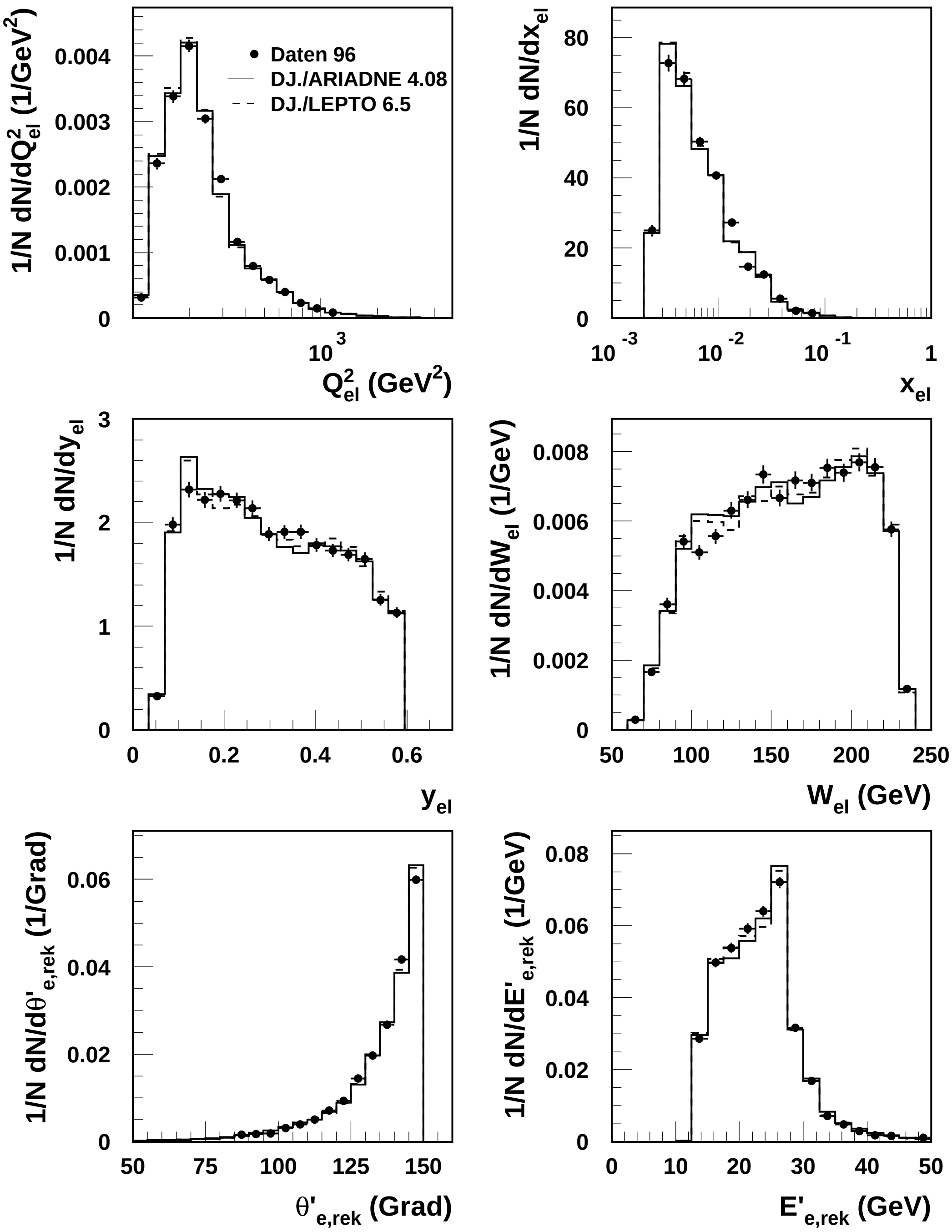

Abb. 4.7: Vergleich der Daten mit den zur Datenkorrektur verwendeten MC-Generatoren in Bezug auf wichtige kinematische Variablen. Die dargestellten Variablen sind mit Hilfe der Elektron-Methode rekonstruiert worden. Es wurden alle in dieser Analyse verwendeten Schnitte berücksichtigt. N bezeichnet die Anzahl der gemessenen Ereignisse. Die gezeigten Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

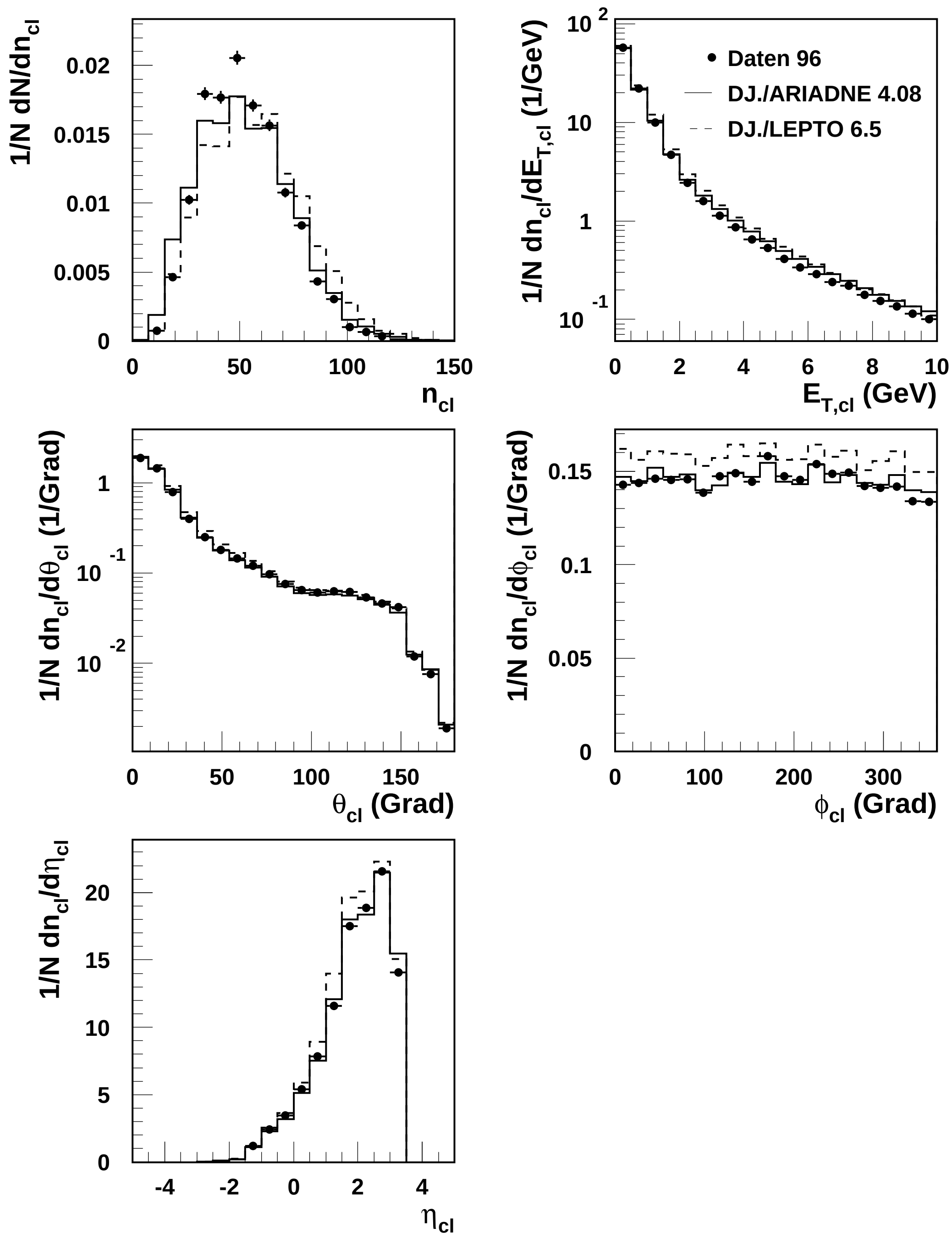

Abb. 4.8: Vergleich der Daten mit den zur Datenkorrektur verwendeten MC-Generatoren in Bezug auf wichtige Cluster-Eigenschaften. Es wurden alle in dieser Analyse verwendeten Schnitte berücksichtigt. n_{cl} steht für die Anzahl der Kalorimetercluster, θ_{cl} und ϕ_{cl} für ihre Winkel im Laborsystem, $E_{T,cl}$ für die transversale Energie der Cluster und η_{cl} für ihre Pseudorapidität. Die Verteilungen sind auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

Kapitel 5

Die verwendeten Meßintervalle

Der transversale Energiefluß wird in dieser Arbeit in Abhängigkeit von den kinematischen Variablen x und Q^2 betrachtet. Zu diesem Zweck werden verschiedene x-Q^2-Meßintervalle in der kinematischen Ebene definiert und der Energiefluß in diesen Intervallen betrachtet. Da der Energiefluß definiert ist als $dE_T/d\eta^*$, muß der Wertebereich der Observablen η^* (die Pseudorapidität im hCMS) für die Messung ebenfalls in diskrete Meßintervalle eingeteilt werden.

Dazu werden zunächst die beiden Gesichtspunkte vorgestellt, die bei Festlegung der Intervallgrenzen zu berücksichtigen sind. Anschließend werden die verwendeten x- und Q^2-Intervallgrenzen erläutert. Die Einteilung der η^*-Intervallgrenzen bedarf einer ausführlicheren Diskussion. Ausgangspunkt für die Einteilung bildet eine Studie der x-Q^2-η^*-Intervallreinheiten, deren Grundlagen zunächst skizziert werden. Da diese Studie mit der Information, die durch die MC-Simulation zur Verfügung steht, nicht durchgeführt werden kann, wird ein Modell für die Winkelauflösung der Hadronen im Kalorimeter entwickelt. Mit Hilfe des Modells können die Intervallreinheiten durch die MC-Simulation bestimmt werden. Um zu verstehen, welche Meßfehler die Intervallreinheiten deutlich verschlechtern, wird der Einfluß der verschiedenen Meßfehler auf die Reinheiten genauer untersucht. Zum Abschluß des Kapitels wird die bei der Messung verwendete Einteilung der η^*-Intervallgrenzen zusammen mit den entsprechenden Intervallreinheiten vorgestellt.

5.1 Gesichtspunkte bei der Wahl der x-Q^2- und η^*-Intervallgrenzen

Bei der Festlegung der genauen x-Q^2- und η^*-Intervallgrenzen sind zwei Gesichtspunkte zu berücksichtigen:

- Statistische Fehler
- Migrationen zwischen den einzelnen Meßintervallen

Die statistischen Fehler dürfen bei der verwendeten Einteilung der Intervallgrenzen nicht zu hoch ausfallen, da sie den Fehler der Messung vergrößern. Die Migrationen zwischen den einzelnen Meßintervallen dürfen nicht zu groß werden, da in diesem Fall die einfache

Faktormethode (siehe Abschnitt 6.5) nicht länger zur Datenkorrektur verwendet werden kann. Beide Gesichtspunkte werden im folgenden ausführlicher diskutiert.

Statistische Fehler

Werden bei der Messung diskrete η^*-Intervalle verwendet, kann für jedes η^*-Intervall $\Delta\eta_i^*$ die Meßgröße

$$(\Delta E_T/\Delta\eta^*)_i = \sum_{\substack{\text{alle Teilchen } j \text{ des hadr. Endzust.} \\ \text{mit } \eta_j^* \subset \Delta\eta_i^*}} E_{T,j} \tag{5.1}$$

definiert werden. Dabei bezeichnet $E_{T,j}$ die transversale Energie des jeweiligen Teilchens im hCMS. Die Messung des transversalen Energieflusses für ein Ereignis entspricht dann der gleichzeitigen Messung aller einzelnen Meßgrößen $(\Delta E_T/\Delta\eta^*)_i$. Deswegen stellt die Messung des Energieflusses eines Ereignisses im Rahmen der statistischen Fehler *eine* Einzelmessung dar. Wir gehen im folgenden von einer gaußförmigen Verteilung der Meßwerte von $(\Delta E_T/\Delta\eta^*)_i$ um den Mittelwert aus.

Bei einer gaußförmigen Wahrscheinlichkeitsverteilung der Größe x mit der Verteilungsbreite σ_{wahr} gilt, daß der statistische Fehler des Mittelwertes Δx bei N Einzelmessungen

$$\Delta x = \frac{1}{\sqrt{N}}\,\sigma(x)\ ,\ \text{mit}\ \ \sigma(x) = \sqrt{\frac{N}{N-1}(\langle x^2\rangle - \langle x\rangle^2)} \tag{5.2}$$

beträgt, wobei $\langle\rangle$ den über alle Einzelmessungen gemittelten Wert der Größe in Klammern bezeichnet. $\sigma(x)$ ist der Schätzwert für die Breite σ_{wahr} der Verteilung. Der Fehler des Mittelwertes in einem Meßintervall wächst also mit der Breite der betrachteten Verteilung, sinkt jedoch mit der Anzahl der Einzelmessungen $\propto 1/\sqrt{N}$.

Betrachten wir ein vorgegebenes x-Q^2-Intervall. Der statistische Fehler des gemessenen transversalen Energieflusses im η^*-Intervall i ist durch Gl. 5.2 gegeben, wobei x durch $(\Delta E_T/\Delta\eta^*)_i$ zu ersetzen ist. Die Anzahl der Einzelmessungen N entspricht der Ereignisanzahl in dem betrachteten x-Q^2-Intervall (d.h. sie entspricht *nicht* der Anzahl der Hadronen, die in dem betrachteten η^*-Intervall gemessen werden). Aus diesem Grund sollte die Einteilung der x-Q^2-Meßintervalle so erfolgen, daß in jedes der verwendeten Intervalle genügend Ereignisse hineinfallen.

Migrationen zwischen den einzelnen Meßintervallen

Die Migrationen zwischen den Meßintervallen sollten klein sein, damit die Faktormethode zur Korrektur der Daten auf Detektoreffekte verwendet werden kann. Werden die kinematischen Variablen eines Ereignisses falsch rekonstruiert, so kann es zu Migrationen zwischen den verwendeten x-Q^2-Intervallen kommen. Ebenso kommt es aufgrund von Meßfehlern zu Migrationen einzelner Teilchen zwischen den verwendeten η^*-Intervallen. Um die Anwendbarkeit der Faktormethode zu verifizieren, müssen deshalb Migrationen zwischen den einzelnen x-Q^2-η^*-Intervallen untersucht werden.

In der Praxis werden zwei verschiedenen Kriterien verwendet, um kleine Migrationsraten zwischen den Meßintervallen zu garantieren:

x-Q^2-Intervall Nr.	x-Q^2-Intervallgrenzen			
	x_{min}	x_{max}	Q^2_{min}	Q^2_{max}
1	0.00251 †	0.00631†	‡	400†
2	0.00631	0.0158†	‡	400†
3	0.0158	0.0398†	‡	400
4	‡	0.0158†	400	1100†
5	0.0158 †	0.0398	400	1100†
6	0.0158	‡	400†	1100
7	‡	‡	1100	‡

†: Die Intervallgrenze wird von den Analyseschnitten mitbestimmt
‡: Die Intervallgrenze wird vollständig von den Analyseschnitten bestimmt

Tab. 5.1: Tabelle der verwendeten x-Q^2-Intervallgrenzen.

- Betrachtet werden die Observablen, deren Wertebereich bei der Messung in diskrete Meßintervalle eingeteilt wird. Für jede dieser Observablen wird verlangt, daß die experimentelle Auflösung σ_x kleiner als die entsprechende Intervallbreite Δx ist. Für diese Observablen gilt somit

$$\Delta x > \sigma_x. \tag{5.3}$$

- Alternativ kann verlangt werden, daß die Reinheit P (Purity) der verwendeten Meßintervalle hoch ist. Die Reinheit eines Intervalls gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß eine zu dem Intervall beitragende Messung auch in Wahrheit in dieses Intervall gehört. Mit Hilfe der MC-Simulation kann die Reinheit leicht angegeben werden. Es gilt

$$P = \frac{N_{\mathrm{rek-wahr}}}{N_{\mathrm{rek}}}, \tag{5.4}$$

wobei $N_{\mathrm{rek-wahr}}$ die Anzahl an Ereignissen oder Teilchen bezeichnet, die nach der Rekonstruktion *und* in Wahrheit, d.h. vor der Rekonstruktion und Detektorsimulation, in ein und dasselbe Meßintervall hineinfallen. N_{rek} bezeichnet dagegen die Zahl aller Ereignisse, die nach der Rekonstruktion in das betrachtetet Meßintervall hineinfallen. Als unterer Grenzwert für die Reinheit wird häufig entsprechend der OPAL-Methode [OA$^+$90] gefordert:

$$P \geq 0.6\ . \tag{5.5}$$

5.2 Einteilung der kinematischen Ebene in Meßintervalle

Die kinematische Ebene wurde in sieben x-Q^2-Intervalle aufgeteilt. Diese Aufteilung wird in Abb. 5.1 graphisch dargestellt und in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Sie entspricht weitgehend der in [Hei96] vorgeschlagenen Intervalleinteilung. Der verwendete Datensatz von

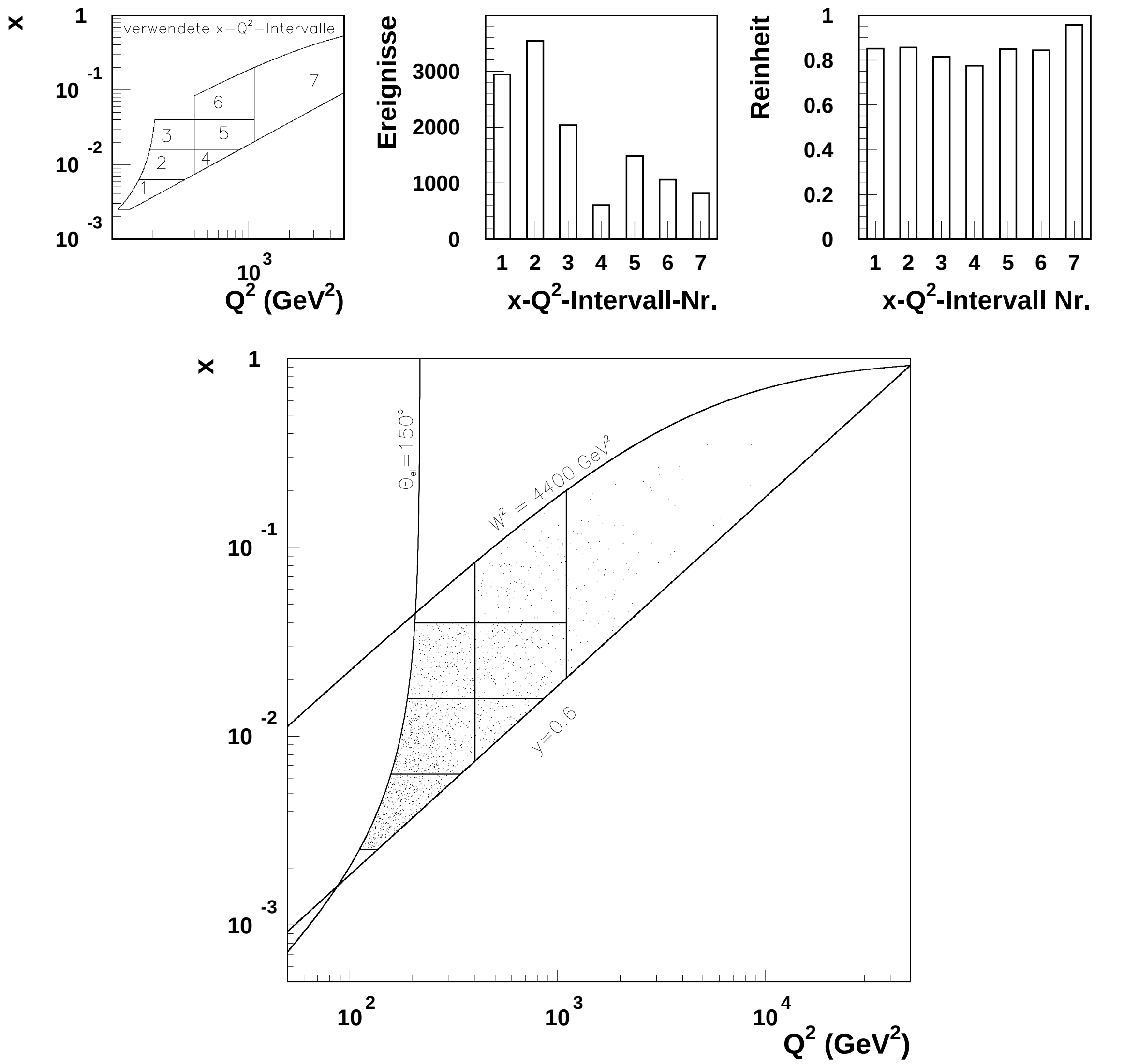

Abb. 5.1: Dargestellt sind die Eigenschaften der sieben verwendeten x-Q^2-Meßintervalle nach Anwendung aller Analyseschnitte. Im oberen Teil der Abbildung wird die verwendete Numerierung der x-Q^2-Intervalle angegeben und für jedes Intervall die Intervallreinheit und die Ereignisanzahl dargestellt. Um einen Eindruck für die Ereignisdichte in den verschiedenen Intervallen zu vermitteln, wurde in der unteren Abbildung die x-Q^2-Ebene dargestellt und ein willkürlich bestimmter Teil der in dieser Analyse betrachteten Ereignisse als Punkte in diese Ebene eingetragen.

1996 umfaßt ungefähr 11000 Ereignisse. Wie in Abb. 5.1 zu sehen, variieren die Ereigniszahlen bei der angewandten Aufteilung zwischen 600 und 3600 Ereignissen. Aufgrund der gewählten Aufteilung liegen die statistischen Fehler in keinem der verwendeten x-Q^2-η^*-Intervalle deutlich über den jeweiligen systematischen Fehlern (siehe Abschnitt 6.6).

5.3 Festlegung der η^*-Meßintervalle

Grundlage für die in dieser Arbeit verwendeten η^*-Meßintervalle bildet eine Studie der x-Q^2-η^*-Intervallreinheiten. Eine solche Studie ist notwendig, da aufgrund der komplizierten Natur der Lorentztransformation zwischen dem Laborsystem und dem hCMS eine für das Laborsystem angegebene Einteilung der η-Intervallgrenzen für die Darstellung des Energieflusses im hCMS nicht übernommen werden kann[1].

Die Reinheit der x-Q^2-η^*-Intervalle wird im Rahmen dieser Studie mit Hilfe der MC-Simulation bestimmt. Die Größen $N_{\text{rek}-\text{wahr}}$ und N_{rek} in Gl. 5.4 beziehen sich in diesem Fall auf die Teilchen des hadronischen Endzustandes. Da der Beitrag der einzelnen Teilchen zum gemessenen transversalen Energiefluß stark variiert (je höher der Teilchenimpuls, um so größer der Beitrag), werden die einzelnen Teilchen bei der Bestimmung der Intervallreinheiten mit ihrer jeweiligen transversalen Energie im hadronischen CMS gewichtet, d.h. es werden bezüglich Gl. 5.4 die Ersetzungen vorgenommen:

$$N_{\text{rek}} \to \sum_{i=1}^{N_{\text{rek}}} E_{T,i} \quad \text{und} \quad N_{\text{rek}-\text{wahr}} \to \sum_{j=1}^{N_{\text{rek}-\text{wahr}}} E_{T,j}. \tag{5.6}$$

Bei der Bestimmung der x-Q^2-η^*-Intervallreinheiten mit Hilfe von MC-Simulation stellt sich ein besonderes Problem. Für die Pseudorapidität im hCMS gilt Gl. 1.31, d.h. $\eta^* = \eta^*(q, \theta_H, \phi_H, p_H/E_H, m_H)$. Dabei bezeichnet q den Viererimpuls des zwischen Elektron und Proton ausgetauschten virtuellen Photons. θ_H, ϕ_H, p_H, E_H und m_H bezeichnen Polarwinkel, Azimutwinkel, Impuls, Energie und Masse des Teilchens des hadronischen Endzustandes, dessen Pseudorapidität betrachtet wird. Soll die Intervallreinheit mit Hilfe der MC-Simulation bestimmt werden, so müssen dazu die wahren und die rekonstruierten Werte von q, ϕ_H, p_H, E_H und m_H korreliert werden können. Mit Hilfe der MC-Simulation ist es einfach, q_{rec} und q_{wahr} zu korrelieren. Für die Meßgrößen eines Teilchens des hadronischen Endzustandes ist dies nicht der Fall. Hier besteht die Information, die im Rahmen der Ereignissimulation zur Verfügung steht, aus den generierten Teilchen und den rekonstruierten Kalorimeterclustern. Damit ist die Korrelation zwischen generierten und rekonstruierten Teilchengrößen nicht möglich: Auf der einen Seite erzeugt ein nach der Streureaktion vorhandenes Hadron üblicherweise mehrere Kalorimetercluster. Auf der anderen Seite können mehrere Hadronen, deren Teilchenschauer im Kalorimeter dicht beieinander liegen, nur einen Kalorimetercluster bilden. Eine Bestimmung der x-Q^2-η^*-Intervallreinheiten mit Hilfe der vorliegenden MC-Simulation ist damit zunächst nicht möglich.

Um in dieser Arbeit trotzdem die x-Q^2-η^*-Intervallreinheiten bestimmen zu können, wird wie folgt verfahren: Mit Hilfe der MC-Simulation werden die generierten und die rekonstruierten Meßgrößen eines Ereignisses bestimmt. Der rekonstruierte Viererimpuls des virtuellen Photons q_{rek} wird den rekonstruierten MC-Größen entnommen. Es müssen somit noch die Werte von $\theta_{H,\text{rek}}$, $\phi_{H,\text{rek}}$, $(p_H/E_H)_{\text{rek}}$ und m_H bestimmt werden. Da mit den

[1]Nach [Lan94] sind im Laborsystem Intervallbreiten von 0.25 η-Einheiten für den gesamten mit dem LAr- und dem rückwärtigen Kalorimeter ausmeßbaren Winkelbereich mit der experimentellen Auflösung verträglich. Im Rahmen dieser Analyse werden dagegen im hCMS variable Intervallbreiten zwischen 0.5 und 1.0 η^*-Einheiten verwendet.

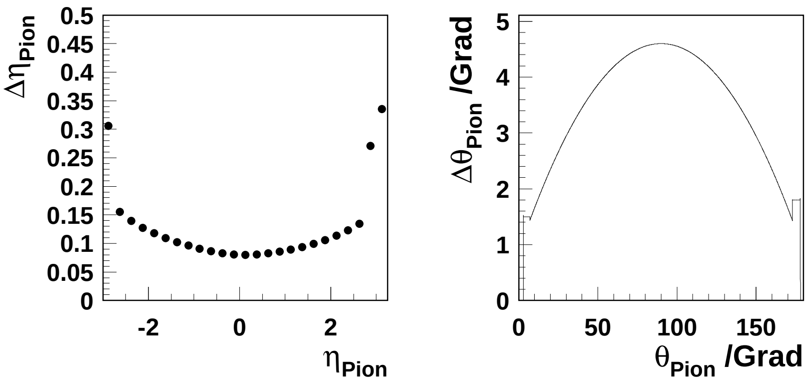

Abb. 5.2: Die Auflösung $\Delta\eta_{\rm Pion}$ als Funktion von $\eta_{\rm Pion}$ wurde [Lan94] entnommen und stammt aus einer Studie mit einzelnen Pionen. Die dargestellte Auflösung $\Delta\theta_{\rm Pion}$ als Funktion von $\theta_{\rm Pion}$ reproduziert die erste Verteilung. Sie wurde in dieser Arbeit benutzt, um die Winkelauflösung des Kalorimeters zu simulieren.

Kalorimeterclustern stets ein masseloser Viererimpuls verbunden ist (siehe Abschnitt 6.1), gilt immer $m_{H,\rm rek} = 0$ und damit $(p_H/E_H)_{\rm rek} = 1$. Mit Hilfe eines einfaches Modells der θ_H- und ϕ_H-Auflösung des LAr- und des rückwärtigen Kalorimeters, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde und im nächsten Abschnitt vorgestellt wird, können auch $\theta_{H,\rm rek}$ und $\phi_{H,\rm rek}$ ermittelt werden. Dazu werden die generierten Hadronwinkel mit Hilfe von Zufallszahlen zu $\theta_{H,\rm rek}$ und $\phi_{H,\rm rek}$ verschmiert. Die Verschmierung wird so durchgeführt, daß $\theta_{H,\rm rek} - \theta_{H,\rm wahr}$ bzw. $\phi_{H,\rm rek} - \phi_{H,\rm wahr}$ gaußverteilte Größen mit den durch das Modell vorgegebenen Auflösungsbreiten $\Delta\theta_H$ und $\Delta\phi_H$ darstellen. Mit Hilfe der MC-Simulation und der durchgeführten Winkelverschmierung stehen dann die wahren und die rekonstruierten Werte für alle benötigten Observablen zur Verfügung und die x-Q^2-η^*-Intervallreinheiten können bestimmen werden.

Die im folgenden ermittelten Intervallreinheiten wurden mit Hilfe des MC-Generators DJANGO/ARIADNE 4.08 bestimmt. Wird statt DJANGO/ARIADNE der Generator DJANGO/LEPTO 6.5 verwendet, ändern sich die Intervallreinheiten nur in sehr geringem Maße.

Ein einfaches Auflösungsmodell der Kalorimeter

Ziel des Auflösungsmodells ist die Angabe der Auflösung von θ_H und ϕ_H für die Teilchen des hadronischen Endzustandes. Ausgangspunkt für die θ_H-Auflösung ist eine in [Lan94] durchgeführte Studie über die η-Auflösung der Hadronen im Laborsystem. Die dort angegebene η-Auflösung wurden in eine θ_H-Auflösung umgerechnet. Beide Auflösungen sind in 5.2 dargestellt.

Wie sich im Rahmen dieser Arbeit herausstellte, ist die mit Hilfe von [Lan94] bestimmte θ_H-Auflösung in guter Übereinstimmung mit einem einfachen Modell, in dem die Auflösung durch die Breite der einzelnen Kalorimeterzellen gegeben ist. Tatsächlich ist die gemessene θ_H-Auflösung geringfügig besser als dieses "naive" Modell. Die Erklärung dafür ist, daß ein Kalorimetercluster üblicherweise aus mehreren Zellen besteht, deren Informationen geschickt kombiniert werden, wodurch sich die Auflösung leicht verbessert. Ermutigt durch diese gute Übereinstimmung zwischen der Zellgröße und der experimentellen

Auflösung von θ_H, wurde die ϕ_H-Auflösung für das LAr-Kalorimeter durch die hadronische Zellgröße abgeschätzt. Ähnlich wie im Fall der θ_H-Auflösung wird bei dieser Abschätzung die tatsächliche ϕ_H-Auflösung geringfügig zu schlecht eingeschätzt. Für das rückwärtige Kalorimeter SpaCal wird ein anderer Weg gewählt. Es wird die dem Wechselwirkungspunkt zugewandte Oberfläche des Kalorimeters betrachtet, die senkrecht zum Strahlrohr verläuft. Die θ_H-Auflösung entspricht einem Abstand Δs auf dieser Oberfläche. Wird dieser Abstand unter Berücksichtigung der quadratischen Form der Kalorimeterzellen in eine ϕ_H-Auflösung umgerechnet[2], ergibt sich der Zusammenhang $\Delta\phi_H = \Delta\theta_H / |\sin\theta_H \cos\theta_H|$.

Die genaue Parametrisierung lautet wie folgt:

- LAr-Kalorimeter ($\theta_H \leq 151°$):

$$\begin{aligned}
\Delta\theta_H &= 4.6° \cdot \left(1 - \tfrac{(\theta_H - 90)^2}{9000}\right) && \text{für } \theta_H > 7° \\
\Delta\theta_H &= 1.8° && \text{für } 7° \geq \theta_H \geq 3° \\
\Delta\phi_H &= \tfrac{1}{32} \cdot 360° && \text{für } \theta_H < 11° \\
\Delta\phi_H &= \tfrac{1}{64} \cdot 360° && \text{für } \theta_H \geq 11°
\end{aligned}$$

- SpaCal ($\theta_H > 151°$):

$$\begin{aligned}
\Delta\theta_H &= 4.6° \cdot \left(1 - \tfrac{(\theta_H - 90)^2}{9000}\right) && \text{für } \theta_H < 173° \\
\Delta\theta_H &= 1.5° && \text{für } 173° \leq \theta_H \leq 178° \\
\Delta\phi_H &= \tfrac{1}{|\sin\theta \cos\theta_H|} \Delta\theta
\end{aligned}$$

Für $\theta_H < 3°$ oder $\theta_H > 178°$ werden die Teilchen nicht verschmiert, da sie nicht mehr in den Akzeptanzbereich des LAr-Kalorimeter bzw. des rückwärtigen Kalorimeters gelangen. Dies stellt eine Näherung dar, denn auch solche Teilchen können in die Kalorimeter gelangen, wenn sie durch Detektormaterial in der Nähe des Strahlrohrs gestreut werden. Die Energieauflösung der Teilchen wird im obigen Modell nicht betrachtet, da η^*_{rek} nach dem im vorherigen Abschnitt gesagten nicht von ihr abhängt.

An dieser Stelle soll auf ein Detail des vorgestellten Auflösungsmodells hingewiesen werden. Ausgangspunkt für die θ_H-Auflösung des Modells ist die aus [Lan94] entnommene Studie der η_H-Auflösung im Laborsystem. Die dort durchgeführte Studie umfaßt die η-Auflösung für das LAr-Kalorimeter und das BEMC. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete rückwärtige Kalorimeter ist jedoch das SpaCal. Dies stellt kein wesentliches Problem dar, da der Beitrag der mit dem rückwärtigen Kalorimeter vermessenen Teilchen zu dem transversalen Energiefluß sehr klein ist[3] und somit die Intervallreinheiten nur geringfügig beeinflußt. Gleichzeitig weist das SpaCal für Hadronen eine etwas bessere Winkel-Auflösung als das BEMC auf, so daß das vorgestellte Auflösungsmodell die Winkelauflösung des SpaCal etwas zu schlecht einschätzt und damit die Intervallreinheiten durch eine Berücksichtigung der genauen SpaCal-Auflösung nur nach oben korrigiert werden können.

[2]Es gilt $\Delta\phi_H \approx \frac{\Delta s}{2\pi R_0} \cdot 2\pi$, wobei $\Delta\phi_H$ in Radian anzugeben ist. R_0 bezeichnet den Abstand zwischen Wechselwirkungspunkt und rückwärtigem Kalorimeter entlang der z-Achse.

[3]Lediglich für die verwendeten x-Q^2-Intervalle mit kleinem x und Q^2 liefern Teilchen aus dem SpaCal einen signifikanten Beitrag zu dem gemessenen Energiefluß. In keinem der verwendeten x-Q^2-η^*-Intervalle stammen jedoch mehr als 10 % der zu dem Intervall beitragenden Teilchen aus dem SpaCal!

Insgesamt läßt sich sagen, daß, da die ϕ_H-Auflösung des LAr-Kalorimeters sowie die θ_H- und die ϕ_H-Auflösung des SpaCal durch unser Auflösungsmodell geringfügig zu schlecht eingeschätzt werden. Die tatsächlichen x-Q^2-η^*-Intervallreinheiten sollten deswegen etwas über jenen Werten liegen, die im folgenden mit Hilfe des hier vorgestellten Modells bestimmt werden.

Einfluß der verschiedenen Meßfehler auf die x-Q^2-η^*-Intervallreinheiten

Um zu verstehen, welche experimentellen Meßfehler die Reinheit der x-Q^2-η^*-Intervalle stark beeinflussen, wurde der Einfluß der verschiedenen Meßfehler auf die Intervallreinheiten mit Hilfe der MC-Simulation genauer untersucht. Zwecks einer besseren Übersichtlichkeit der Darstellung wurden alle Meßfehler, welche die Intervallreinheiten beeinflussen, in zwei Klassen aufgeteilt und getrennt betrachtet:

- Meßfehler, die mit der Messung der Teilchen des hadronischen Endzustandes zusammenhängen. Solche Meßfehler entstehen durch die Detektorauflösung für θ_H und ϕ_H sowie durch die Tatsache, daß den Kalorimeterclustern stets ein Viererimpuls mit Ruhemasse null zugeordnet wird. Somit gilt stets $m_{H,\mathrm{rek}} = 0$ und damit $(p_H/E_H)_{\mathrm{rek}} = 1$. Der Einfluß dieser drei Meßfehlerquellen wird in Abb. 5.3 getrennt sowie gemeinsam betrachtet.

- Meßfehler, die mit der Messung des Viererimpulses des virtuellen Photons zusammenhängen. Solche Meßfehler entstehen durch die Detektorauflösung für E'_e, θ'_e und ϕ'_e (die Meßgrößen des gestreuten Elektrons) sowie durch die Tatsache, daß ein radiativ abgestrahltes Photon durch die Rekonstruktion nicht richtig erkannt wird. Der Einfluß dieser vier Meßfehlerquellen wird in Abb. 5.4 getrennt sowie gemeinsam betrachtet.

Bezüglich des Einflusses der verschiedenen Meßauflösungen auf die Intervallreinheiten lassen sich mit Hilfe von Abb. 5.3 und 5.4 drei Bereiche unterscheiden. Für kleine Werte von η^*, d.h. für $\eta^* < 1$ bis $\eta^* < 2$, je nach betrachtetem x-Q^2-Intervall, werden die Intervallreinheit entscheidend durch die Meßauflösung der Teilchen des hadronischen Endzustandes verschlechtert. Entscheidend ist die θ_H-Auflösung, gefolgt von dem Fehler, der aufgrund von $(P_H/E_H)_{\mathrm{rek}} = 1$ entsteht. Für mittlere Werte von η^* ist die Situation kompliziert, da viele verschiedene Meßauflösungen die Intervallreinheit in etwa gleichem Maße verschlechtern. Für große Werte von η^*, d.h. für $\eta^* > 3$ bis $\eta^* > 4$, je nach betrachtetem x-Q^2-Intervall, verschlechtern zwei Meßauflösungen die Reinheit entscheidend. Dies ist die ϕ_H-Winkelauflösung und die Auflösung der Energie des gestreuten Elektrons.

Die Tatsache, daß die ϕ_H-Winkelauflösung in Abb. 5.3 erst im Bereich großer Werte von η^* eine Rolle spielt, kann mit Hilfe von Abschnitt 1.9 verstanden werden. Der Bereich hoher Werte von η^* entspricht dem Bereich in der Nähe der Polstelle der Abbildung $(\theta_H, \phi_H) \mapsto \eta^*(\theta_H, \phi_H)$. Erst im Bereich dieser Polstelle gibt es, wie in Abb. 1.6 zu sehen, eine deutliche Abhängigkeit der η^*-Werte von ϕ_H. Damit kann nur in diesem Bereich die ϕ_H-Auflösung die η^*-Intervallreinheiten entscheidend verschlechtern.

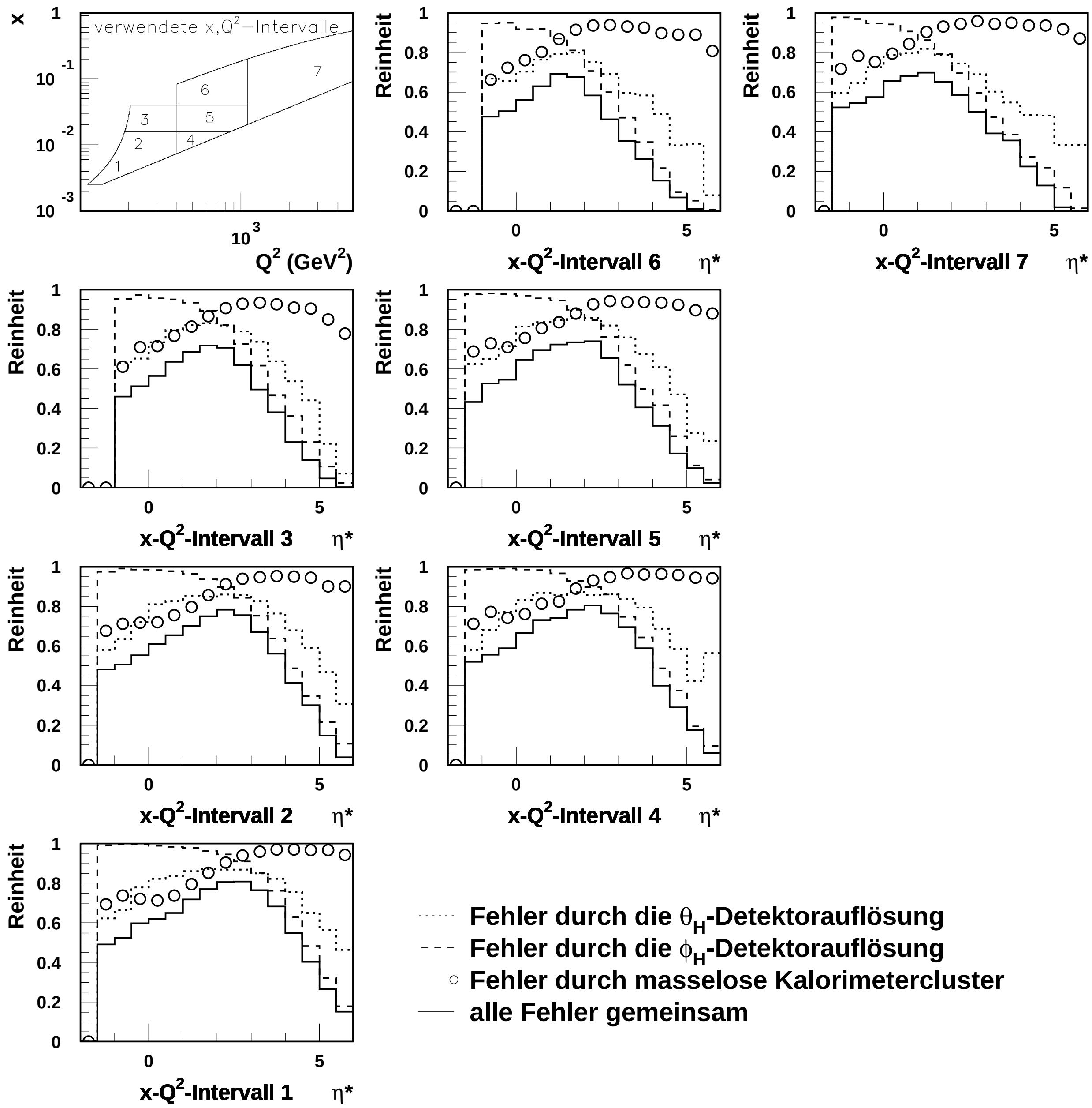

Abb. 5.3: Dargestellt ist der Einfluß der Meßfehler, die mit der Messung der Teilchen des hadronischen Endzustandes zusammenhängen, auf die x-Q^2-η^*-Intervallreinheiten. Es wird der Einfluß der Fehler, die mit der θ_H- und der ϕ_H- Detektorauflösung zusammenhängen sowie der Einfluß des Fehlers, der durch Masselosigkeit des mit einem Kalorimetercluster assoziierten Viererimpulses ensteht, getrennt und gemeinsam betrachtet. Idealerweise hat die Reinheit für alle x-Q^2-η^*-Intervalle den Wert eins. Durch den Einfluß der verschiedenen Meßfehler sinkt sie auf kleinere Werte ab. Die Intervallreinheiten wurden mit Hilfe des MC-Generators DJANGO/ARIADNE 4.08 bestimmt.

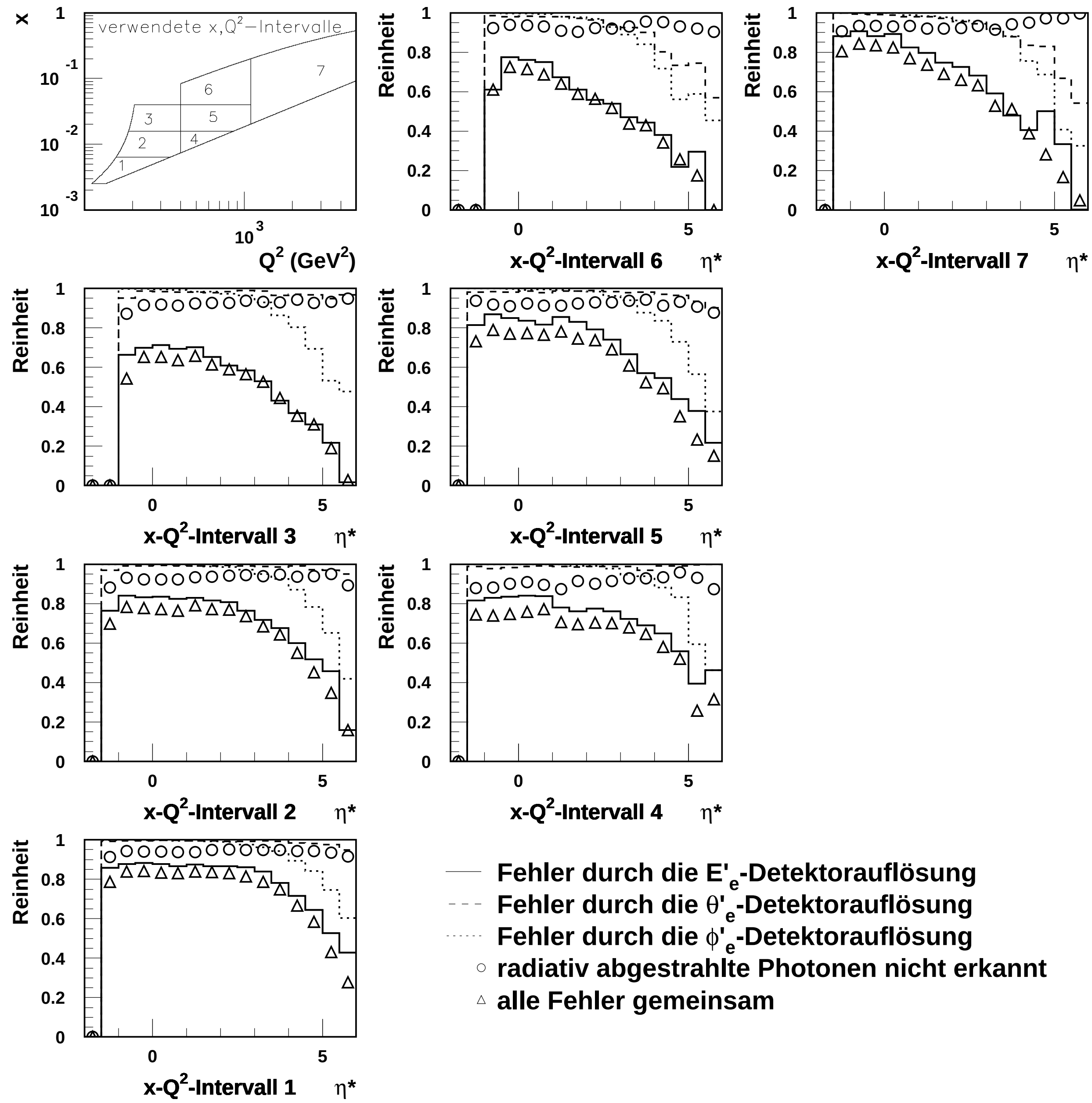

Abb. 5.4: Dargestellt ist der Einfluß der Meßfehler, die mit der Messung des Viererimpulses des virtuellen Photons zusammenhängen, auf die x-Q^2-η^*-Intervallreinheiten. Es wird der Einfluß der Fehler, die mit der E'_e-, θ'_e- und der ϕ'_e-Detektorauflösung zusammenhängen sowie der Einfluß von radiativ abgestrahlten Photonen, die von der Rekonstruktion nicht richtig erkannt werden, getrennt und gemeinsam betrachtet. Idealerweise hat die Reinheit für alle x-Q^2-η^*-Intervalle den Wert eins. Durch den Einfluß der verschiedenen Meßfehler sinkt sie auf kleinere Werte ab. Die Intervallreinheit wurden mit Hilfe des MC-Generators DJANGO/ARIADNE 4.08 bestimmt.

x-Q^2-Intervall Nr.	Die verwendeten η^*-Intervallgrenzen										
1	-1.0	-0.5	0.0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.75
2	-1.0	0.0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.25		
3	-0.5	0.5	1.0	1.5	2.25	3.25	4.25					
4	-1.5	-0.5	0.0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.25	4.25		
5	-1.0	0.0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.25	4.25			
6	-0.5	0.5	1.0	1.75	2.75							
7	-1.0	-0.5	0.0	0.5	1.0	2.0	3.0	4.0				

Tab. 5.2: Tabelle der verwendeten η^*-Intervallgrenzen.

Die Reinheit der verwendeten x-Q^2-η^*-Intervalle

In diesem Abschnitt werden die in dieser Arbeit tatsächlich verwendeten η^*-Intervallgrenzen vorgestellt und die mit ihnen erzielten Intervallreinheiten angegeben.

Ausgangspunkt für die Einteilung der η^*-Intervallgrenzen war die Forderung

$$P \geq 0.5 \ , \tag{5.7}$$

die eine Korrektur der Daten mit Hilfe der Faktormethode ermöglichen soll. Diese Forderung liegt etwas unterhalb der Forderung der OPAL-Methode (siehe Gl. 5.5). Ein leichtes Herabsetzen der geforderten Reinheitsgrenze erscheint gerechtfertigt, da das für die Bestimmung der Intervallreinheiten verwendete Auflösungsmodell die tatsächlichen Reinheiten etwas unterschätzt.

Die in dieser Analyse verwendeten η^*-Intervallgrenzen sind in Tabelle 5.2 dargestellt. Die mit dieser Einteilung der Intervallgrenzen erreichten Intervallreinheiten sind in Abb. 5.5 angegeben. Es wird eine konstante Intervallbreite $\Delta\eta^* = 0.5$ verwendet, modifiziert im Bereich kleinster und größter Werte von η^*. Die Breite des zu den kleinsten η^*-Werten gehörenden η^*-Intervalls wurde vergrößert, da der Bereich kleinerer η^*-Werte sensitiv auf Meßfehler ist, die durch die Meßauflösung von θ_H und die Rekonstruktionstatsache $(p_H/E_H)_{\mathrm{rek}} = 1$ entstehen. Die obere Grenze des ausmeßbaren Bereichs für η^* wird durch die endliche Winkelauflösung der Teilchen des hadronischen Endzustandes und durch die Energieauflösung des LAr-Kalorimeters für das gestreute Elektron bestimmt. Um den maximal möglichen Meßbereich von η^* zu erweitern, wurde die Intervallbreite des bei den größten Werten gelegene η^*-Intervalls auf $\Delta\eta^* = 0.75$ bis $\Delta\eta^* = 1.0$ ausgedehnt.

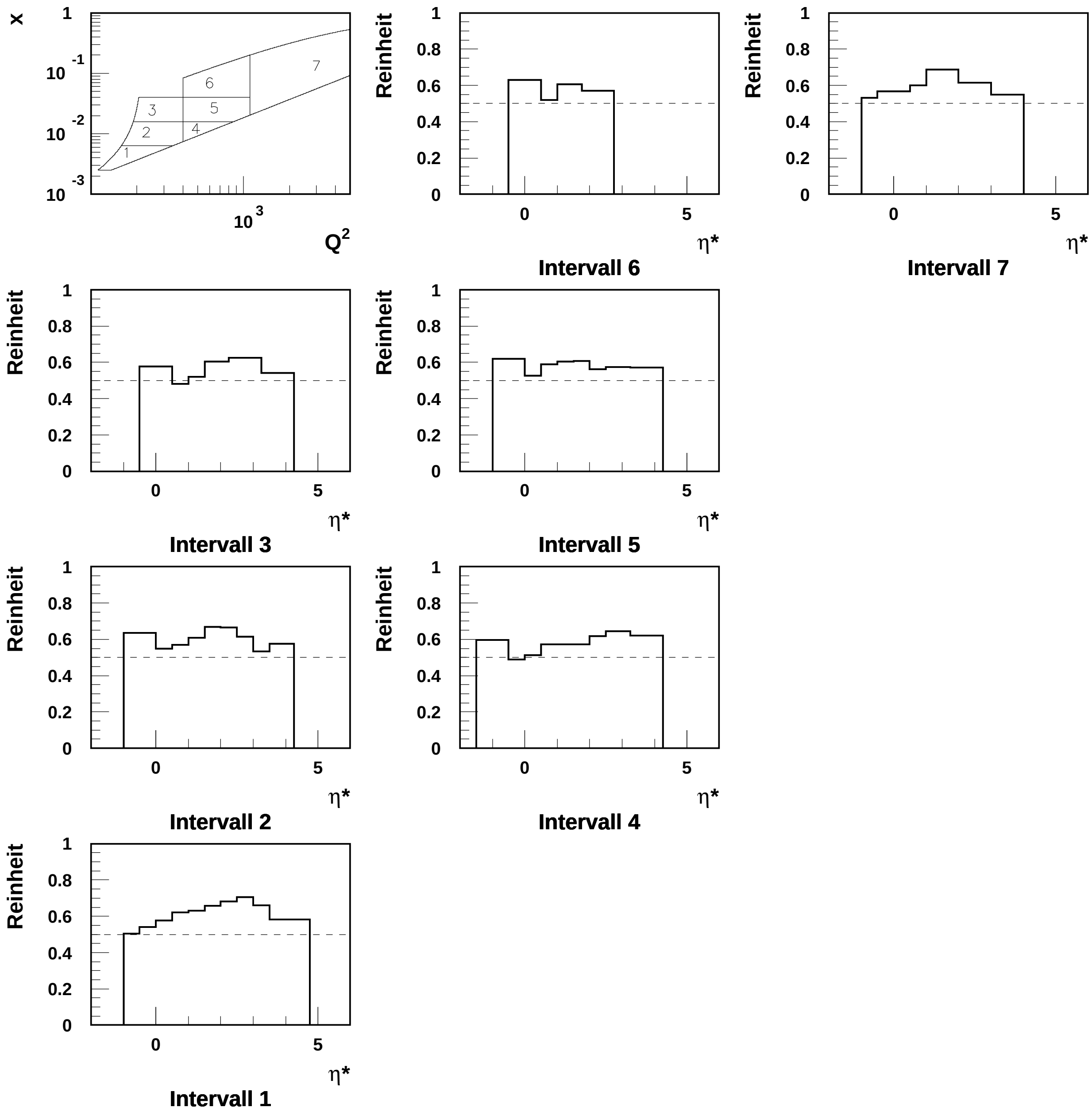

Abb. 5.5: Dargestellt sind die Intervallreinheiten nach Anwendung aller Analyseschnitte für die in dieser Arbeit verwendeten x-Q^2-η^*-Intervalle. Eingezeichnet ist die Grenzlinie $P = 0.5$ (siehe Text). Die Intervallreinheiten wurden mit Hilfe des MC-Generators DJANGO/ARIADNE 4.08 bestimmt.

Kapitel 6

Die Messung des transversalen Energieflusses

In der vorliegenden Arbeit wird die Messung des transversalen Energieflusses im hCMS für Ereignisse mit hohen Werten von Q^2 vorgestellt. Um die Details dieser Messung zu erläutern, wird zunächst ihre Grundlagen vorgestellt. Als eine Hauptschwierigkeit der Messung erweist sich die korrekte Transformation in das hadronische Schwerpunktsystem. Um die Wahl des hCMS als Bezugssystem der Messung zu begründen, wird zunächst der transversale Energiefluß im Laborsystem vorgestellt. Anschließend werden die Probleme bezüglich der Lorentztransformation zwischen Laborsystem und hCMS diskutiert. Zur Lösung der aufgezeigten Probleme wird die neue Observable $E_\perp$ eingeführt und ihre Beziehung zum transversalen Energiefluß vorgestellt. Anschließend wird die verwendete Methode der Datenkorrektur erläutert. Nach einer Diskussion der systematischen Fehler wird das Ergebnis der Messung präsentiert.

6.1 Die Grundlagen der Messung

Es soll der auf die Anzahl N der Ereignisse normierte transversale Energiefluß $\frac{1}{N}\frac{dE_T^*}{d\eta^*}$ im hCMS gemessen werden.

Wir gehen von den gemessenen Energiedepositionen (Clustern) im Kalorimeter aus. Für jeden Cluster können die Energie E_{cl} und die zwei Raumwinkel θ_{cl} und ϕ_{cl} angegeben werden. Unter der Annahme einer Ruhemasse von null kann für jeden Kalorimetercluster ein Viererimpuls p_{cl} berechnet werden. Diese Viererimpulse werden in das hCMS transformiert. Für die Transformation muß der Viererimpuls des zwischen Elektron und Proton ausgetauschten virtuellen Photons rekonstruiert werden (siehe Abschnitt 1.9). Mit Hilfe des transformierten Viererimpulses p^*_{cl} können $E^*_{T,cl}$ und η^*_{cl} bestimmt werden. Es gilt (siehe Abschnitt 1.6)

$$E^*_{T,cl} = E^*_{cl} \sin\theta^*_{cl} \quad \text{und} \quad \eta^*_{cl} = -\ln\tan\left(\frac{\theta^*_{cl}}{2}\right). \tag{6.1}$$

Bei Verwendung diskreter η^*-Intervalle ist daher der auf die Anzahl der Ereignisse nor-

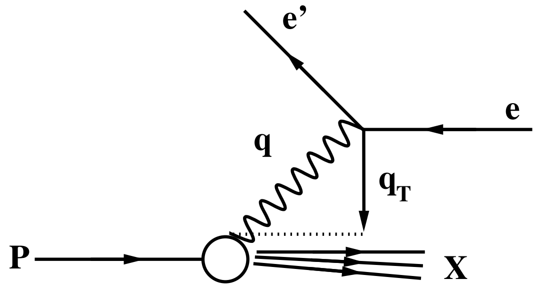

Abb. 6.1: Dargestellt ist die Situation im Laborsystem. Das virtuelle Photon überträgt seinen Dreierimpuls $\vec{q}$ auf den hadronischen Endzustand. Dabei wird auch der Transversalimpuls $\vec{q}_T$ des virtuellen Photons auf den hadronischen Endzustand übertragen.

mierte transversale Energiefluß im Intervall $\Delta\eta_i^*$ gegeben durch

$$\frac{1}{N}\frac{dE_T^*}{d\eta^*} = \frac{1}{N}\frac{1}{\Delta\eta_i^*}\sum_{\substack{\text{alle } i \text{ mit} \\ \eta_i^* \subset \Delta\eta_i^*}} E_{T,cl,i}^*. \tag{6.2}$$

Die Summe auf der rechten Seite bezieht sich auf die Cluster aller N gemessenen Ereignisse.

Für die Datenselektion werden die in Abschnitt 4.3 vorgestellten physikalischen Schnitte, zusammen mit den Rekonstruktionsschnitten angewandt. Der gemessene Energiefluß wird auf Detektoreffekte, auf Strahlungseffekte und auf die Auswirkungen der Rekonstruktionsschnitte korrigiert (siehe Abschnitt 6.5). Die Korrektur erfolgt mit Hilfe der Faktormethode (bin-by-bin-correction). Der korrigierte Energiefluß wird in Abschnitt 6.6 vorgestellt.

6.2 Der transversale Energiefluß im Laborsystem

Im Laborsystem besitzt der Impuls des virtuellen Photons, wie in Abb. 6.1 dargestellt, eine transversale Komponente. Aus diesem Grund kann die im Laborsystem sichtbare transversale Energie des hadronischen Endzustandes in zwei Anteile zerlegt werden. Ein Teil der transversalen Energie entsteht dadurch, daß der hadronische Endzustand den transversalen Impuls des virtuellen Photons aufnimmt. Dieser Teil der transversalen Energie wird im folgenden als kinematischer Anteil bezeichnet. Der kinematische Anteil ist uninteressant, da er nicht von der genauen Form der Wechselwirkung zwischen den Konstituenten des Protons abhängig ist (bis auf die Tatsache, daß diese Wechselwirkung insgesamt impulserhaltend ist). Zu der aufgrund der Kinematik erzeugten transversalen Energie kommt nun transversale Energie hinzu, die durch QCD-Effekte ensteht. Sie ist interessant, da ihre Messung eine genauere Überprüfung der Theorie erlaubt.

In Abb. 6.2 ist der gemessene Energiefluß im Laborsystem zusammen mit den Mittelwerten von q_T für die verwendeten x-Q^2-Intervalle dargestellt. Die aufgrund der Kinematik erzeugte transversale Energie kann exakt angegeben werden. Sie entspricht dem Transversalimpuls des virtuellen Photons. Im Laborsystem gilt für den in dieser Arbeit betrachten kinematischen Bereich $q_T = \sqrt{Q^2(1-y)} \geq \mathcal{O}(10\ \text{GeV})$. Die aufgrund von QCD-Effekten erzeugte transversale Energie beträgt hier[1] $\simeq 10$ GeV, d.h. die aufgrund der Kinematik erzeugte transversale Energie ist mindestens so groß wie die durch QCD-Effekte erzeugte Energie. Gehen wir von dem einfachen QPM-Modell aus, so geht der Transversalimpuls des virtuellen Photons auf das gestreute Quark über. Dessen Transversalimpuls überträgt sich während der Hadronisierung auf die Teilchen des von ihm erzeugten Jets. Die aufgrund der Kinematik erzeugte transversale Energie sollte im Energiefluß bei η-Werten in der Nähe der Pseudorapidität des gestreuten Quarks η_q sichtbar sein. Aus diese Annahme zu überprüfen wurde der mittlere Wert von η_q für die sieben in dieser Analyse verwendeten x-Q^2-Intervalle ebenfalls in Abb. 6.2 eingetragen. Gut zu erkennen ist, daß der Energiefluß in der Nähe von η_q tatsächlich ein Maximum aufweist. Im Bereich um dieses Maximum sollte der kinematische Anteil der transversalen Energie im Energiefluß sichtbar sein.

Da für die in dieser Arbeit betrachteten Ereignisse der kinematische Anteil der transversalen Energie im Laborsystem mindestens die gleiche Größe erreicht, wie der durch QCD-Effekte erzeugte Anteil, ist es schwer, die beiden Anteile hier voneinander zu trennen. Weil alle MC-Generatoren den kinematischen Anteil in gleicher Form reproduzieren müssen und dieser Anteil groß ist, unterscheiden sich die Aussagen der Generatoren im Laborsystem kaum. Aus diesem Grund ist der Vergleich der Daten mit den verschiedenen MC-Generatoren im Laborsystem nicht sehr aufschlußreich. Ein gutes Beispiel hierfür ist der Energiefluß in den verwendeten x-Q^2-Intervallen Nr. 6 und Nr. 7. Wie am Ende dieses Kapitels gezeigt werden kann, unterschätzt beispielsweise DJANGO/ARIADNE 4.08 die aufgrund von QCD-Effekten erzeugte transversale Energie sehr deutlich, während DJANGO/LEPTO 6.5 sie etwas überschätzt. Dieser Sachverhalt ist aus Abb. 6.2 jedoch nicht ersichtlich.

Im hadronischen Schwerpunktsystem verläuft der Impuls des virtuellen Photons dagegen parallel zur z-Achse. Deshalb enthält die im hCMS sichtbare transversale Energie keinen kinematischen Anteil. Sie entsteht damit allein aufgrund von QCD-Effekten und Hadronisation.

[1] Für die gemessene transversale Energie gilt bei Vernachlässigung der Meßfehler $E_{T,\text{Messung}} = E_{T,\text{Kinematik}} + E_{T,\text{QCD}-\text{Effekte}}$. Wird $E_{T,\text{Kinematik}}$, die für ein Ereignis exakt berechnet werden kann, von der gemessenen transversalen Energie subtrahiert, so ergibt dies $E_{T,\text{QCD}-\text{Effekte}}$. Für die in dieser Analyse betrachteten Ereignisse ergibt dies für das Laborsystem $E_{T,\text{QCD}-\text{Effekte}} \simeq 10$ GeV.

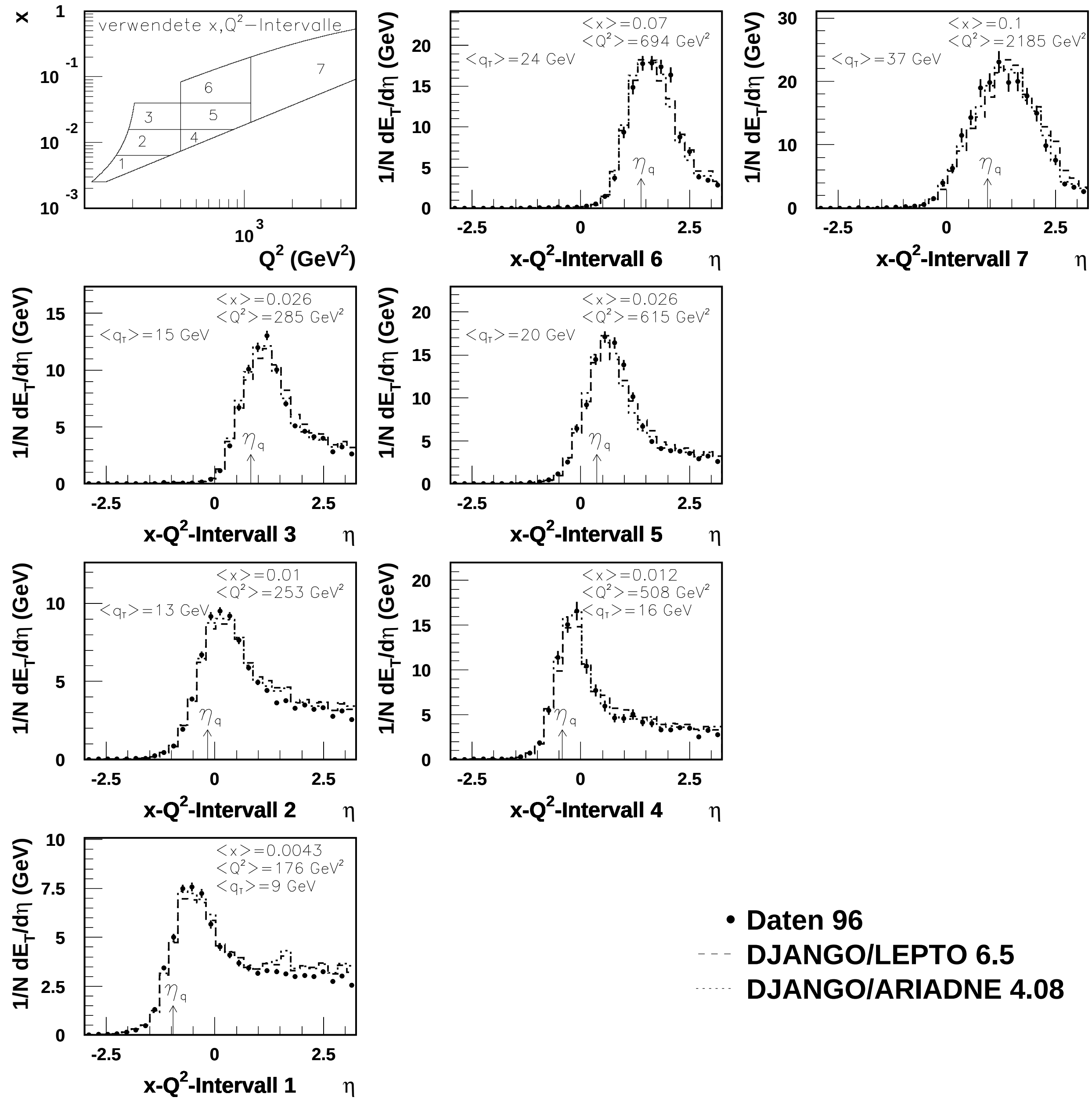

Abb. 6.2: Dargestellt ist der unkorrigierte Energiefluß im Laborsystem. Die Daten, für die nur der statistische Fehler angegeben wird, werden mit den beiden MC-Generatoren DJANGO/ARIADNE 4.08 und DJANGO/LEPTO 6.5 verglichen. Die Aufteilung der η-Intervalle mit einer Breite von jeweils $\Delta\eta = 0.25$ ist [Lan94] entnommen. Mit q_T ist der transversale Impuls des virtuellen Photons, mit η_q die Pseudorapidität des gestreuten QPM-Quarks gemeint. Die Richtung des einlaufenden Protons entspricht $\eta = +\infty$.

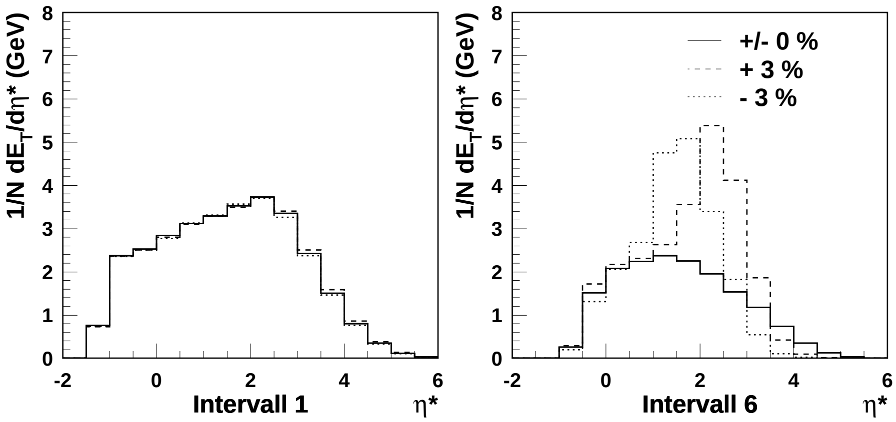

Abb. 6.3: Dargestellt sind die Auswirkungen eines Fehlers bei der Energiemessung des gestreuten Elektrons bezüglich des mit Hilfe des MC-Generators DJANGO/ARIADNE 4.08 generierten Energieflusses im hCMS. Der Fehler der Messung beträgt $\pm 3\%$ bezüglich der wahren Elektronenergie. Als Referenz ist ebenfalls der ohne Fehler generierte Energiefluß eingezeichnet. Es werden exemplarisch die in dieser Analyse verwendeten x-Q^2-Intervalle Nr. 1 und Nr. 6 betrachtet. Die Richtung des einlaufenden Protons entspricht $\eta^* = -\infty$.

6.3 Probleme bei der Transformation in das hadronische Schwerpunktsystem

Fehler bei der Lorentztransformation in das hadronische Schwerpunktsystem können, je nach betrachtetem x-Q^2-Intervall, den dort gemessenen Energiefluß stark verändern. Solche Fehler entstehen, falls z.B. die Energie des gestreuten Elektrons nicht exakt rekonstruiert wird. In Abb. 6.3 sind die Folgen für den gemessenen Energiefluß dargestellt, wenn die Energie des gestreuten Elektrons mit einem Fehler von $\pm 3\%$ rekonstruiert wird, während alle anderen Meßgrößen des Streuereignisses ohne Fehler rekonstruiert werden. Die Darstellung wurde mit Hilfe des MC-Generators DJANGO/ARIADNE 4.08 erstellt. Die Auswirkungen werden für die zwei in dieser Arbeit verwendeten x-Q^2-Intervalle Nr. 1 und Nr. 6 angegeben, da für diese Intervalle die kleinste bzw. die größte Variation des Energieflusses auftritt.

Auffällig ist, daß in dem x-Q^2-Intervall Nr. 6 bei einem Meßfehler bezüglich der Elektronenergie offenbar stets mehr transversale Energie gemessen wird. Diese Beobachtung kann leicht erklärt werden. Durch einen Fehler bei der Lorentztransformation wird das Laborsystem nicht in das hCMS sondern in ein System transformiert, in dem der Impuls des virtuellen Photons doch eine transversale Komponente besitzt. Somit kommt zu der durch QCD-Effekte erzeugten transversalen Energie wieder die aufgrund der Impulserhaltung erzeugte Energie hinzu.

Es stellt sich die Frage, welche Detektorauflösungen zu Fehlern bei der Lorentztransformation führen können. Aufgrund von Gl. 1.29 ($\vec{\beta} \propto \vec{P} + \vec{q}$) und Gl. 1.26 ($\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}' - \vec{p}_\gamma$) hängt der Lorentzboost von der Messung des gestreuten Elektrons, d.h. von E'_e, θ'_e und ϕ'_e, und der Messung des bei radiativen Ereignissen abgestrahlten Photons ab. Die richtige Wahl der Koordinatenachsen im hCMS hängt durch die Forderungen 1.8 wiederum von der Messung des gestreuten Elektrons ab. Somit entstehen Fehler bei der Lorentztransformation durch die endliche Detektorauflösung für das gestreute Elektron und ein radiativ abgestrahltes Photon. Um die Frage zu klären, welche dieser Detektorauflösungen zu großen Fehlern bei der Lorentztransformation und damit zu einem erhöhten Energiefluß im hCMS führen, wurde eine MC-Studie durchgeführt.

In Abb. 6.4 sind die Ergebnisse dieser Untersuchung zu sehen. Der gemessene Energiefluß wird entscheidend durch die Detektorauflösung der Energie des gestreuten Elektrons und durch eine fehlerhafte Messung des bei radiativen Ereignissen abgestrahlten Photons erhöht. Die Winkelauflösungen des gestreuten Elektrons haben keinen signifikanten Einfluß auf die Messung des Energieflusses.

Die starke Erhöhung des gemessenen transversalen Energieflusses durch Fehler bei der Lorentztransformation führt zu zwei Problemen bezüglich der in dieser Arbeit vorgestellten Messung. Zum einen wird im Zuge der Datenkorrektur der gemessene Energiefluß auf Detektoreffekte korrigiert. Dies schließt die Korrektur auf Fehler bei der Lorentztransformation ein. Sind diese Fehler groß, weichen die Korrekturfaktoren deutlich von dem Wert eins ab. Solch eine Abweichung ist unerwünscht, da in diesem Fall die Abhängigkeit der korrigierten Messung von der zur Datenkorrektur verwendeten MC-Simulation steigt. Zum anderen besitzen experimentelle Meßgrößen neben einer endlichen Detektorauflösung, die mit Hilfe der MC-Simulation aus den Daten herauskorrigiert werden kann, auch eine Kalibrationsungenauigkeit. Auf die Kalibrationsungenauigkeit kann nicht mit Hilfe der MC-Simulation korrigiert werden. Sie erhöht deshalb den systematischen Fehler der Messung.

Ist die Lorentztransformation sensitiv auf die Detektorauflösung einer Meßgröße, so kann auch der systematische Fehler der Messung durch die Kalibrationsungenauigkeit dieser Größe deutlich erhöht werden. Ein gutes Beispiel hierfür ist die Energie des gestreuten Elektrons. Die elektromagnetische Skala des LAr-Kalorimeters besitzt eine Kalibrationsgenauigkeit von 3 %. Damit kann Abb. 6.3 auch verwendet werden, um einen Eindruck für die Größe des damit verbundenen systematischen Fehlers zu erhalten.

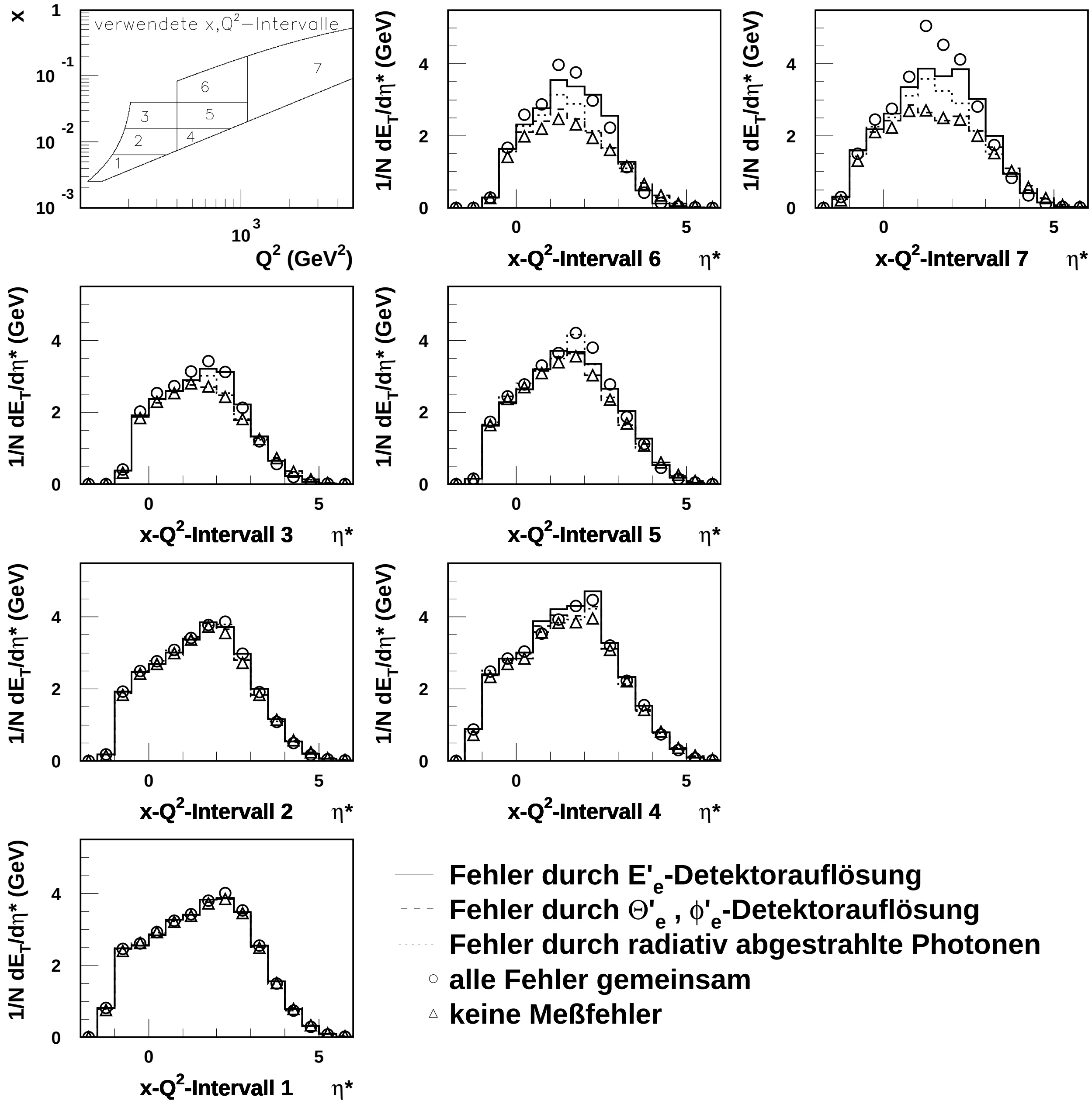

Abb. 6.4: Dargestellt sind Auswirkungen der verschiedenen Meßfehler, die mit der Messung des Viererimpulses des virtuellen Photons zusammenhängen (welches zwischen Elektron und Proton ausgetauscht wird), auf den Verlauf des transversalen Energieflusses im hCMS. Solche Meßfehler entstehen aufgrund der Detektorauflösung für das gestreuten Elektron, d.h. der Detektorauflösung für E_e', θ_e' und ϕ_e' sowie der Detektorauflösung für radiativ abgestrahlte Photonen. Die der Darstellung zugrundeliegenden technischen Details werden im Text genauer erläutert. Die Richtung des einlaufenden Protons entspricht $\eta^* = -\infty$.

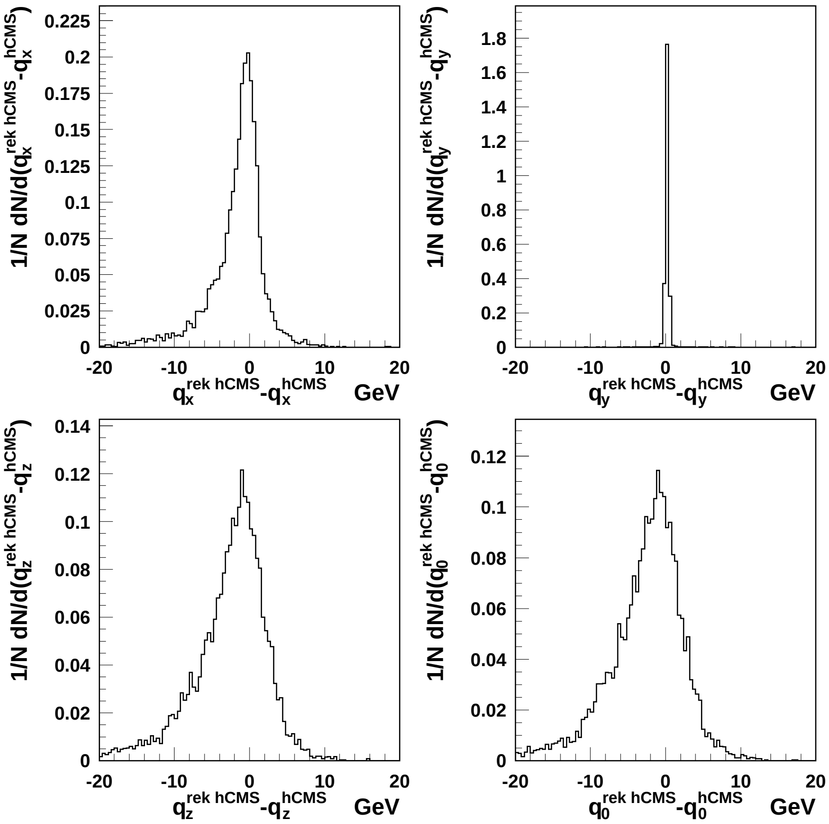

Abb. 6.5: Mit Hilfe des MC-Generators DJANGO/ARIADNE 4.08 wurde der Vierervektor $q = (q_0, q_x, q_y, q_z)$ des wahren γ^* in das rekonstruierte hCMS transformiert (q^{rekhCMS}). Dargestellt sind die Abweichungen von dem Wert im wahren hCMS (q^{hCMS}).

6.4 Die Observable $E_\perp$

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, besitzt der im hCMS gemessene Energiefluß eine hohe Sensitivität auf Fehler bei der Lorentztransformation. Daraus resultieren große Korrekturfaktoren bei der Datenkorrektur und große systematische Fehler.

Aus diesem Grund wurde die Situation im rekonstruierten hCMS genauer untersucht. Mit Hilfe des MC-Generators DJANGO/ARIADNE 4.08 wurde der Viererimpuls $q = (q_0, q_x, q_y, q_z)$ des virtuellen Photons im rekonstruierten hCMS betrachtet und die Abweichung von dem Wert im wahren hCMS untersucht. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abb. 6.5 dargestellt. Im wahren hCMS besitzen die x- und y-Komponente des Impulses des virtuellen Photons den Wert null. Im rekonstruierten hCMS besitzt der Impuls des virtuellen Photons dagegen eine transversale Komponente. Sie entsteht als Folge der im vorherigen Abschnitt diskutierten Fehler bei der Lorentztransformation, die durch die endliche Meßauflösung erzeugt werden. Die entscheidende Beobachtung ist, daß q_y im rekonstruierten hCMS vergleichsweise wenig von der Situation im wahren hCMS abweicht, d.h. es gilt $q_y^{\mathrm{rekhCMS}} \simeq 0$. Diese Beobachtung ist höchst bemerkenswert, denn aus ihr folgt für die Teilchen des hadronischen Endzustandes $p_{\mathrm{rek},\,y}^{\mathrm{rek\ hCMS}} \simeq p_{\mathrm{rek},\,y}^{\mathrm{hCMS}}$! Die y-Komponente des Teilchenimpulses im hCMS wird durch die Fehler bei der Lorentztransformation nicht

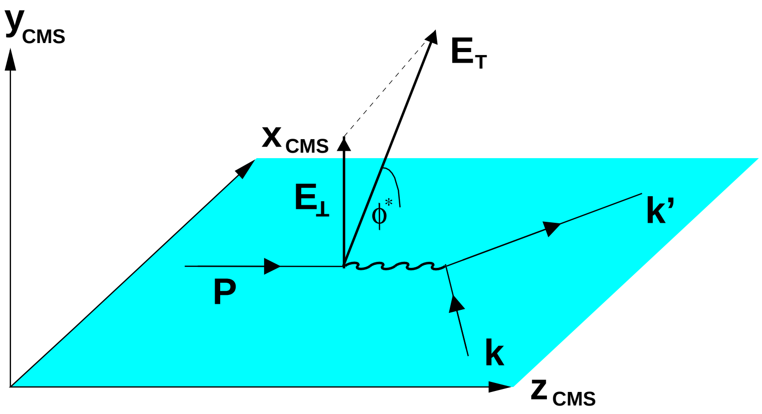

Abb. 6.6: Darstellung der Definition von $E_\perp$ im hadronischen Schwerpunktsystem

verändert.

Dieser Sachverhalt kann mit Hilfe von Gleichung 1.30, d.h. $p_y^{\mathrm{hCMS}} = p_y^{\mathrm{LAB2}}$ (bzw. $p_y^{\mathrm{hCMS}} \simeq p_y^{\mathrm{LAB2}}$ im Fall von radiativen Ereignissen) erklärt werden. Sie gilt als Beziehung zwischen dem rekonstruierten LAB2 und dem rekonstruierten hCMS und ebenfalls zwischen dem wahren LAB2 und dem wahren hCMS. Da die Meßfehler bezüglich des gestreuten Elektrons im Laborsystem klein sind, entspricht das rekonstruierte LAB2 annähernd dem wahren LAB2, d.h. es gilt $p_{\mathrm{rek},\,y}^{\mathrm{rek\ LAB2}} \simeq p_{\mathrm{rek},\,y}^{LAB2}$. Damit gilt insgesamt

$$p_{\mathrm{rek},\,y}^{\mathrm{rek\ hCMS}} = p_{\mathrm{rek},\,y}^{\mathrm{rek\ LAB2}} \simeq p_{\mathrm{rek},\,y}^{LAB2} \begin{cases} \simeq p_{\mathrm{rek},\,y}^{\mathrm{hCMS}} & \text{für radiative Ereignisse} \\ = p_{\mathrm{rek},\,y}^{\mathrm{hCMS}} & \text{ansonsten ,} \end{cases} \tag{6.3}$$

wie zu zeigen war.

Nutzen wir die obigen Überlegungen für die Definition einer neuen Observablen. Der mit der y-Komponente der Teilchenimpulse verbundene transversale Energiefluß im hCMS beträgt $E_T\,|\sin\phi^*|$ (entsprechend $p_y = p_T\,|\sin\phi^*|$), wobei ϕ den Azimutwinkel eines Teilchens in diesem Bezugssystem bezeichnet. Um eine Verknüpfung mit dem Wert des gesamten transversalen Energieflusses (s.u.) herstellen zu können, definieren wir:

$$E_\perp := \frac{\pi}{2} E_T\,|\sin\phi^*|\ . \tag{6.4}$$

Falls E_T in den verwendeten x-Q^2-η^*-Intervallen nicht von ϕ^* abhängt, folgt aus dieser Definition sofort

$$\langle E_\perp\rangle_{\text{über }\phi^*} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} E_\perp d\phi^* = E_T\ . \tag{6.5}$$

Wird über eine genügend große Zahl N einzelner Teilchen summiert, so gilt schließlich $1/N\Sigma_N E_\perp \simeq \langle E_\perp\rangle$, falls diese Teilchen in ϕ^* isotrop verteilt sind. Somit können wir die folgende Ersetzung durchführen

$$E_T \Leftrightarrow E_\perp\ . \tag{6.6}$$

Der mit Hilfe dieser beiden Observablen bestimmte Energiefluß ist identisch, falls die transversale Energie des hadronischen Endzustandes in ϕ^* isotrop verteilt ist. Dies ist im

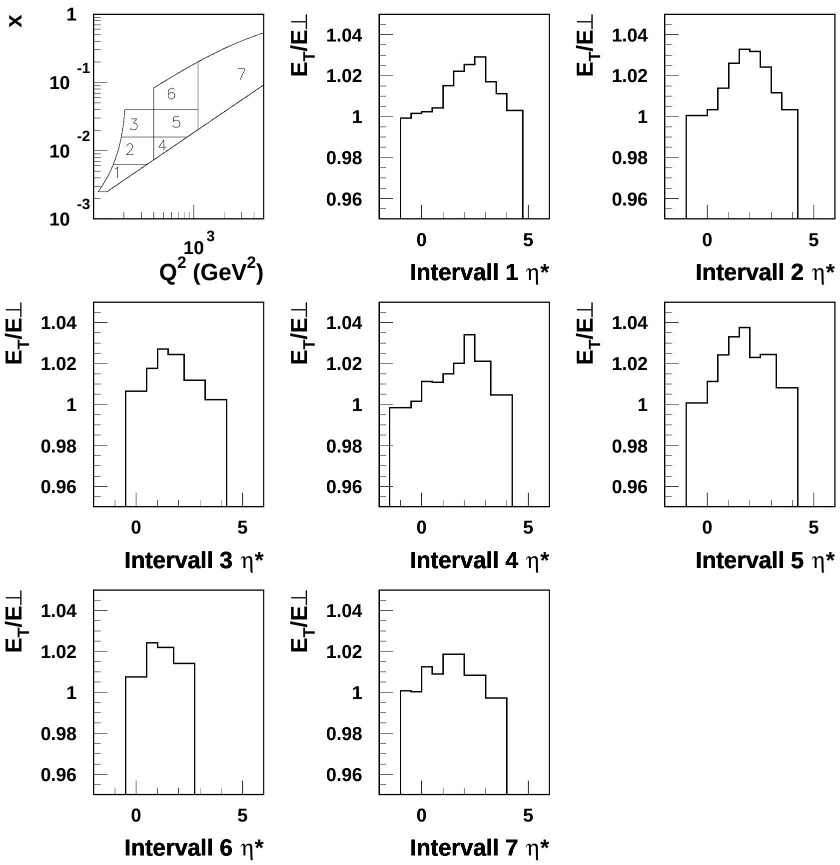

Abb. 6.7: In einer MC-Studie wurden die Unterschiede zwischen E_T und von $E_\perp$ (generierte Teilchen) im hCMS für die verwendeten η^*-Intervalle untersucht. Man erkennt nur geringe Abweichungen zwischen den beiden Meßgrößen, d.h. E_T besitzt nur eine geringe Abhängigkeit von dem ϕ^*-Winkel.

hCMS, wie aufgrund der ϕ-Abhängigkeit von $\mathcal{O}(\alpha_S)$-Prozessen zu erwarten, nicht ganz der Fall, und der mit beiden Größen bestimmte Energiefluß unterscheidet sich geringfügig, wie in Abb. 6.7 dargestellt. Da der Unterschied jedoch nur sehr gering ist, wurde der Energiefluß in dieser Arbeit mit Hilfe von $E_\perp$ bestimmt. Auf den geringen Unterschied zwischen beiden Größen wird zusätzlich mit Hilfe der MC-Generatoren korrigiert (siehe Abschnitt 6.5). Die neue Observable $E_\perp$ ist per Konstruktion insensitiv auf eine ganze Reihe von Fehlern bei der Lorentztransformation. Dies kann am besten mit Hilfe der Meßauflösungen diskutiert werden, die diese Transformationsfehler verursachen.

Für nicht-radiative Ereignisse gilt, daß ein Fehler bei der E'_e- bzw. der θ'_e-Messung des gestreuten Elektrons den Boost-Parameter $\vec{\beta}$ nur innerhalb der x-z-Ebene verschieben kann. Somit gilt Gleichung 6.3 nach wie vor und $E_\perp$ bleibt durch diese Meßfehler unverändert. Für radiative Ereignisse, bei denen das abgestrahlte Photon nur einen kleinen Winkel zum einlaufenden bzw. gestreuten Elektron aufweist, gilt dies in guter Näherung ebenfalls.

6.5 Korrektur der Messung

Im folgenden wird die Korrektur der Daten vorgestellt. Es müssen effektiv zwei Messungen korrigiert werden, denn neben dem Verlauf des Energieflusses in den sieben x-Q^2-Intervallen werden bei der in dieser Arbeit vorgestellten Messung die Mittelwerte von x und Q^2 für sieben Intervalle angegeben. Sowohl die Messung des transversalen Energieflusses als auch die Messung der Mittelwerte von x und Q^2 werden korrigiert.

Korrektur des transversalen Energieflusses

Der gemessene transversale Energiefluß wird im Rahmen dieser Arbeit auf verschiedene Effekte korrigiert. Im einzelnen wird korrigiert auf:

- Detektoreffekte,
- die Auswirkungen der angewandten Rekonstruktionsschnitte,
- die Ersetzung von E_T durch $E_\perp$ und
- QED-Strahlungskorrekturen.

Die Korrektur erfolgt mit Hilfe der Faktormethode, d.h. für jedes der verwendeten x-Q^2-η^*-Meßintervalle wird ein Korrekturfaktor K_i bestimmt. Mit diesem Faktor wird der in einem vorgegebenen Intervall gemessene Wert des Energieflusses $(E_{T,\,i})_{\,\mathrm{exp}}$ multipliziert, um den korrigierten Meßwert $(E_{T,\,i})_{\,\mathrm{korr}}$ zu erhalten:

$$(E_{T,i})_{\mathrm{korr}} = K_i \cdot (E_{T,i})_{\mathrm{exp}}. \tag{6.7}$$

Die Korrektur auf Detektoreffekte wird mit der Korrektur auf die Auswirkungen der Rekonstruktionsschnitte und die Ersetzung von E_T durch $E_\perp$ zu einem Schritt zusammengefaßt. Der Einfluß der Strahlungskorrekturen wird davon abgetrennt, d.h. es werden die zwei Korrekturfaktoren $K_{\mathrm{Detektor}\,\wedge\,\mathrm{Schnitte}\,\wedge\,E_\perp,\,i}$ und $K_{\mathrm{QED},\,i}$ getrennt bestimmt. Für den gesamten Korrekturfaktor gilt

$$K_i = K_{\mathrm{Detektor}\,\wedge\,\mathrm{Schnitte}\,\wedge\,E_\perp,\,i} \cdot K_{\mathrm{QED},\,i}. \tag{6.8}$$

Prinzip der Korrektur auf Detektoreffekte

Bevor die Bestimmung der Korrekturfaktoren durchgeführt wird, sollen zunächst die Prinzipien erläutert werden, auf denen eine Datenkorrektur beruht. Ziel dieses Abschnitts ist die Angabe der Bedingungen, die erfüllt sein müssen, damit die Daten, wie in dieser Arbeit geschehen, durch die Faktormethode korrigiert werden können.

Die mit einer Messung verbundenen Meßfehler können in zwei Klassen aufgeteilt werden. Zum einen kann aufgrund der begrenzten Akzeptanz des Detektors ein mögliches Signal der Messung vollständig verloren gehen, z.B. wenn ein Teilchen entlang des Strahlrohrs aus dem Detektor entkommt. Zum anderen weicht das gemessene Signal aufgrund der endlichen Auflösung des Detektors von dem wahren physikalischen Signal ab. Aufgrund der begrenzten Akzeptanz und der endlichen Auflösung des Detektors weicht die gemessenen Verteilung $g(y)$ des Detektorsignals y von der wahren Verteilung $f(x)$ der physikalischen Observable x ab. Da die physikalische Observablen und das Detektorsignal korrelierte Größen darstellen, gilt

$$g(y) = \int A(x,y) f(x) dx + h(y) \ , \tag{6.9}$$

wobei durch $h(y)$ der Beitrag von Untergrundereignissen zu dem Detektorsignal berücksichtigt wird. Die Funktion $A(x,y)$ wird Detektorfunktion genannt.

Die Verteilungen $f(x)$, $g(y)$ und $h(y)$ können durch Histogramme genähert werden. Bei der Verwendung von Histogrammen mit n verschiedenen diskreten Intervallen werden die Verteilungen dargestellt durch die Vektoren $\vec{f} = (f_1, f_2, ..., f_n)$, $\vec{g} = (g_1, g_2, ..., g_n)$ und $\vec{h} = (h_1, h_2, ..., h_n)$, wobei f_i, g_i bzw. h_i die zu dem Intervall Nr. i gehörenden Histogrammeinträge sind. Bei der Darstellung der Verteilungen durch Histogramme geht Gleichung 6.9 über in

$$g_j = \sum_i A_{ij} f_i + h_j \qquad (i,j = 1, ..., n) \ . \tag{6.10}$$

Um die physikalische Verteilung aus dem Detektorsignal zu entfalten, muß in diesem Fall die Matrix A_{ij} invertiert werden.

Ein besonders einfacher Fall liegt vor, wenn die Nebendiagonalelemente der Matrix vernachlässigt werden können. In diesem Fall können Migrationen zwischen den Meßintervallen vernachlässigt werden. Es gilt

$$g_i = A_{ii} f_i + h_i \ . \tag{6.11}$$

Für die Entfaltung der wahren Verteilung aus dem Detektorsignal müssen in diesem Fall nur noch die Koeffizienten A_{ii} und die Beiträge der Untergrundereignisse h_i für jedes der verwendeten Meßintervalle bestimmt werden. Kann auch der Untergrund vernachlässigt werden, so besteht die Entfaltung der wahren Verteilung nur noch aus der Multiplikation des in einem Intervall gemessenen Signals mit einem Korrekturfaktor

$$f_i = K_{\mathrm{Detektor},\, i} \ g_i, \tag{6.12}$$

wobei $K_{\mathrm{Detektor},\, i} = 1/A_{ii}$ gilt. Die Korrektur mit Hilfe von Gleichung 6.12 stellt die bereits erwähnte Faktormethode dar. Werden die Daten mit Hilfe der Faktormethode auf Detektoreffekte korrigiert, muß sichergestellt sein, daß die Nebendiagonalelemente der Matrix in Gleichung 6.11 klein sind und daß Untergrundereignisse nur einen kleinen Beitrag zu dem gemessenen Signal leisten.

Eine in der Praxis als hinreichend angesehene Bedingung für kleine Nebendiagonalelemente ist die Bedingung

$$P \geq 0.6 \tag{6.13}$$

für die Reinheit der Meßintervalle.

Bestimmung der Korrekturfaktoren $K_{\text{Detektor} \wedge \text{Schnitte} \wedge E_\perp}$

Die in dieser Arbeit verwendeten x-Q^2-η^*-Intervallgrenzen (siehe Kapitel 5) gewährleisten eine nicht zu geringe Intervallreinheit. Gleichzeitig besitzt der physikalische Untergrund für die vorgestellte Messung eine Größenordnung von 1% und ist somit klein, wie in Abschnitt 4.3 erläutert wird. Aus diesem Grund kann die Korrektur der Daten mit Hilfe der Faktormethode erfolgen.

Für jedes betrachtete x-Q^2-η^*-Meßintervall werden die Korrekturfaktoren mit Hilfe der MC-Simulation bestimmt. Es gilt

$$K_{\text{Detektor} \wedge \text{Schnitte},\ i} = \frac{E_{T,\ \text{gen},\, i}}{E_{T,\ \text{rek},\, i}}.$$

wobei $E_{T,\ \text{gen},\, i}$ und $E_{T,\text{rek},\, i}$ den mit Hilfe eines MC-Generators ermittelten Energiefluß im Meßintervall i vor und nach der Detektorsimulation und Rekonstruktion bezeichnen. Die generierten MC-Ereignisse werden an dieser Stelle nur durch die in Abschnitt 4.3 vorgestellten physikalischen Schnitte selektiert. Die rekonstruierten MC-Ereignisse müssen dagegen die physikalischen und die Rekonstruktionsschnitte passieren. Somit wird mit Hilfe der Korrekturfaktoren $K_{\text{Detektor} \wedge \text{Schnitte},\ i}$ neben den Detektoreffekten auch auf die Auswirkungen der Rekonstruktionsschnitte korrigiert.

Zur Rekonstruktion von x und Q^2 wird neben dem gestreuten Elektron auch der Viererimpuls eines radiativ abgestrahlten Photons benötigt. Aus diesem Grund faktorisieren Detektor- und Strahlungseffekte bezüglich der in dieser Arbeit vorgestellten Messung nicht, d.h. die Korrekturfaktoren aufgrund der Detektoreffekte sind nicht unabhängig von der Akzeptanz und Auflösung des H1-Detektors für die bei radiativen Ereignissen abgestrahlten Photonen. Bei der Bestimmung der Korrekturfaktoren für die Detektoreffekte kann die Abstrahlung von Photonen vom einlaufenden bzw. gestreuten Elektron deshalb nicht vernachlässigt werden. Aus diesem Grund wurden die Korrekturfaktoren mit Hilfe der MC-Generatoren DJANGO/ARIADNE 4.08 und DJANGO/LEPTO 6.5 bestimmt, da beide Generatoren die Abstrahlung eines reellen Photons vom einlaufenden bzw. gestreutem Elektron berücksichtigen. Zur Datenkorrektur wird der fehlergewichtete Mittelwert der mit beiden MC-Generatoren ermittelten Korrekturfaktoren verwendet, da sich die Korrekturfaktoren der beiden Generatoren leicht unterscheiden.

Der Unterschied zwischen den mit verschiedenen MC-Generatoren bestimmten Korrekturfaktoren entsteht, weil das gemessene Signal nicht notwendig linear von der zugrundeliegende physikalischen Verteilung abhängt, d.h. die Korrekturfaktoren in Gleichung 6.12 sind abhängig von der wahren Verteilung der physikalischen Observablen. Aus diesem Grund muß ein MC-Generator die zu entfaltende physikalische Verteilung korrekt beschreiben, wenn er zur Bestimmung der Korrekturfaktoren bei der Datenkorrektur verwendet werden soll. Dies ist in der Praxis natürlich nicht der Fall, und damit ist die Bestimmung der Korrekturfaktoren mit den vorhandenen MC-Generatoren zunächst nicht möglich.

Geht man davon aus, daß die Unterschiede zwischen den MC-Generatoren und der physikalischen Realität klein sind, so kann jedoch wie folgt verfahren werden: die nach der Korrektur der Daten erhaltene Verteilung der physikalischen Observablen wird dem MC-Generator wiederum als Eingabegröße zugrundegelegt, d.h. die MC-Generatoren werden so angepaßt, daß sie diese Verteilung besser beschreiben. Anschließend werden mit den verbesserten MC-Generatoren erneut die Korrekturfaktoren für die Daten bestimmt. Dieser Prozeß wird iterativ solange wiederholt, bis sich die erhaltenen Korrekturfaktoren von einem Schritt zum nächsten nicht mehr verändern. Die gefundenen Korrekturfaktoren sind die wahren Korrekturfaktoren. Da dieses Verfahren (aufgrund des mit der Detektorsimulation verbundenen Rechenaufwands) *sehr* zeitintensiv ist, wird es in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet. Stattdessen werden die mit den Korrekturfaktoren verbundenen Unsicherheiten, die bei der Bestimmung der Faktoren mittels der bereits vorhandenen, "fehlerhaften" - die wahre Verteilung des transversalen Energieflusses nur näherungsweise wiedergebenden - MC-Generatoren entstehen, dem systematischen Fehler zugerechnet. Die genauen Details dieser Vorgehensweise werden in Abschnitt 6.6 erläutert.

Wie bereits erwähnt, wurde die Korrektur auf Detektoreffekte und die Auswirkungen der Rekonstruktionsschnitte mit der Korrektur auf die Ersetzung von E_T durch $E_\perp$ zu einem Schritt zusammengefaßt. Dies wird erreicht, indem der generierte Energiefluß mit Hilfe von E_T und der rekonstruierte Fluß mit Hilfe von $E_\perp$ bestimmt wird. Damit gilt für den gesamten Korrekturfaktor

$$K_{\text{Detektor} \wedge \text{Schnitte} \wedge E_\perp,\, i} = \frac{E_{T,\ \text{gen},\, i}}{E_{\perp,\ \text{rek},\, i}} \ . \tag{6.14}$$

Die Korrektur auf den Unterschied zwischen E_T durch $E_\perp$ trägt allerdings nur in sehr geringem Maße zu dem Korrekturfaktor bei, da der Unterschied zwischen dem mit beiden Größen bestimmten Energiefluß bezüglich der generierten MC-Größen nur sehr klein ist (siehe Abb. 6.7).

In Abb. 6.8 sind die Korrekturfaktoren $K_{\text{Detektor} \wedge \text{Schnitte} \wedge E_\perp}$ für alle verwendeten x-Q^2-η^*-Intervalle dargestellt. Zwei Eigenschaften der Korrekturfaktoren sind besonders auffällig:

- Die Korrekturfaktoren wachsen mit zunehmendem Wert von η^* an.
  Dies kann verstanden werden, wenn man die genaue Form der Abbildung $(\theta_H, \phi_H) \mapsto \eta^*(\theta_H, \phi_H)$, wie in Abschnitt 1.9 dargestellt, betrachtet, wobei mit θ_H und ϕ_H die Winkel eines Teilchens im Laborsystem gemeint sind. Der Bereich hoher Werte von η^* entspricht dem Bereich in der Nähe des Pols dieser Abbildung. Ein Fehler bei der Lorentztransformation, den man sich als eine Verschiebung des Abbildungspols in der θ_H-ϕ_H-Ebene vorstellen kann, führt dazu, daß für Teilchen mit einem hohen Wert von η^*_{wahr} die Pseudorapidität zu niedrig rekonstruiert wird, d.h. $\eta^*_{\text{rek}} < \eta^*_{\text{wahr}}$ gilt. Damit gehen dem Polbereich durch diese Fehler Teilchen und damit transversale Energie "verloren", die im Bereich der mittleren Werte von η^* wieder "auftauchen" und dort die transversale Energie erhöhen. Je höher der Wert von η^*_{wahr}, um so stärker verändern die Fehler den Wert von η^*_{rek} und um so ausgeprägter sollte der "Energieverlust" sein. Da die Korrekturfaktoren diesen Verlust ausgleichen, müssen sie mit wachsendem Wert von η^* ansteigen.

- Die Korrekturfaktoren wachsen für die x-Q^2-Intervalle Nr. 4, 6 und 7 für die kleinsten Werte von η^* an.
  Der Grund dafür ist die Tatsache, daß im Rahmen der verwendeten Datenselektion ein Schnitt auf den Clusterwinkel $\theta_{Cluster} \geq 4.4°$ durchgeführt wird, während

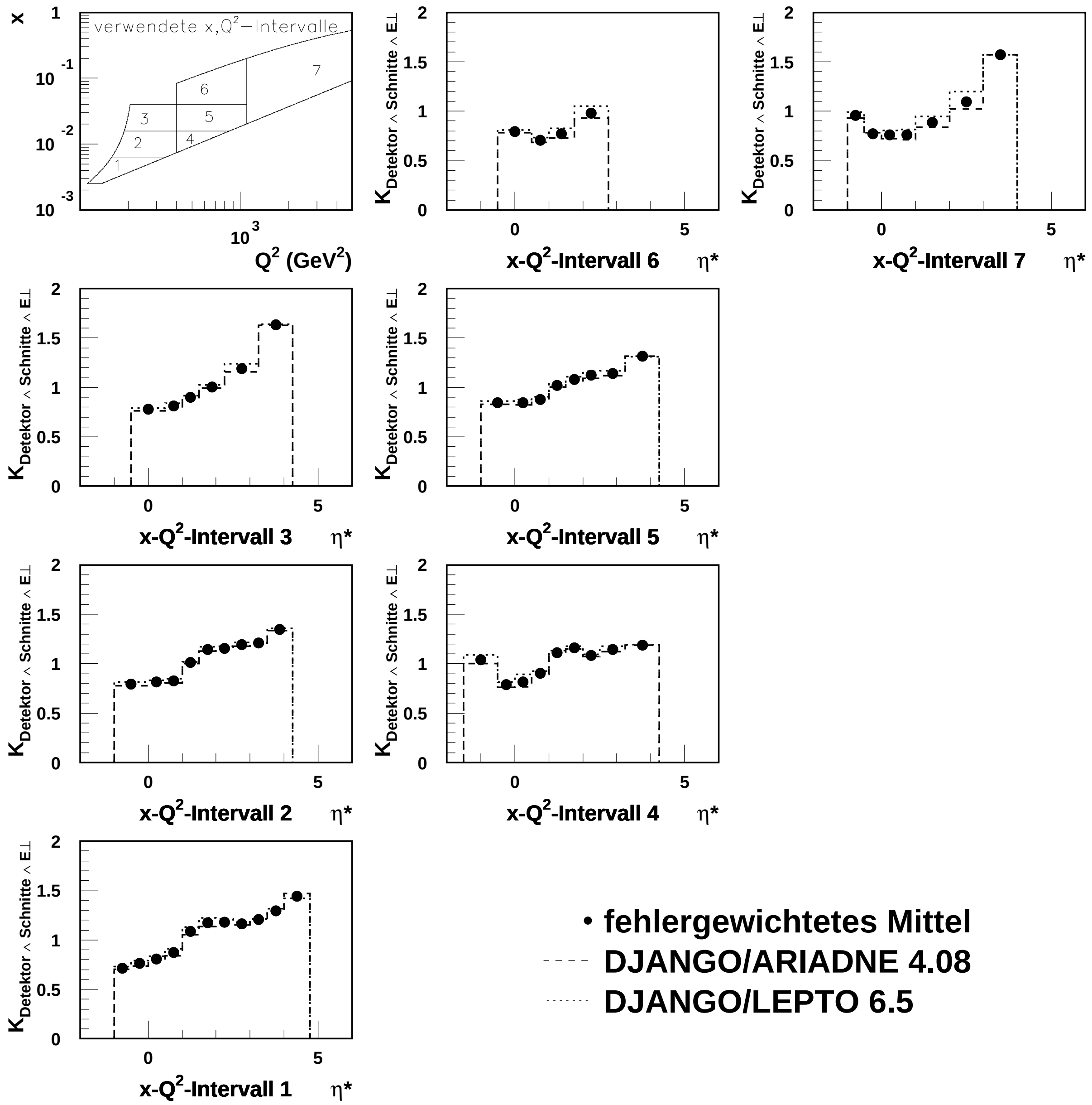

Abb. 6.8: Dargestellt sind die Korrekturfaktoren $K_{\mathrm{Detektor} \wedge \mathrm{Schnitte} \wedge E_\perp}$ (siehe Text), ermittelt mit Hilfe der MC-Generatoren DJANGO/ARIADNE 4.08 und DJANGO/LEPTO 6.5, sowie der fehlergewichtete Mittelwert der beiden Faktoren.

dieser Schnitt bei den generierten MC-Teilchen entfällt (Abschnitt 4.3). Kleine Teilchenwinkel θ_H entsprechen kleinen Werten von η^*. Da durch die Rekonstruktion in diesem Bereich Teilchen und somit transversale Energie "verlorengeht", müssen die Korrekturfaktoren dies ausgleichen und somit anwachsen. Die x-Q^2-Intervalle Nr. 1, 2, 3 und 5 sind davon nicht betroffen, da der $\theta_{Cluster}$-Schnitt hier nicht in eines der verwendeten η^*-Intervalle hineinschneidet.

Korrektur auf QED-Effekte

Um die Messung mit Rechnungen vergleichen zu können, die ohne die Berücksichtigung von QED-Strahlungskorrekturen erstellt worden sind, wird der gemessenen Energiefluß auf den strahlungslosen Fall zurück korrigiert.

Obwohl Detektor- und Strahlungseffekte nicht faktorisieren, macht es Sinn, die Korrektur der Daten in zwei Schritte einzuteilen. Den ersten Schritt stellte die Korrektur der Daten auf alle Detektoreffekte dar, wobei bei diesem Schritt auch das Detektorverhalten bezüglich radiativ abgestrahlter Photonen berücksichtigt wurde (siehe letzter Abschnitt) .

Auf welchen Sachverhalt im zweiten Schritt korrigiert wird, soll im folgenden erläutert werden. Die theoretische Rechnung zur Beschreibung ep-Streuung kann in einen Flußfaktor für virtuelle Photonen und den Wirkungsquerschnitt der $\gamma^* p$-Streuung faktorisiert werden. Dem Flußfaktor für virtuelle Photonen entspricht eine Ereignisdichte in der x-Q^2-Ebene, während aus dem $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt der Verlauf des transversalen Energieflusses für fest vorgegebene Werte von x und Q^2 folgt. Da die QED-Strahlungskorrekturen in guter Näherung den leptonischen Vertex betreffen, ändert ihre Berücksichtigung nur den Flußfaktor während der $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt unverändert bleibt. Der im folgenden definierte Korrekturfaktor berücksichtigt die Auswirkungen eines veränderten Flußfaktors auf den Verlauf des transversalen Energieflusses.

Zu diesem Zweck wird mit Hilfe der MC-Generatoren der Korrekturfaktor

$$K_{\mathrm{QED},\,i} = \frac{E_{T,\,\mathrm{gen}\,,\,\mathrm{keine\ QED},\,i}}{E_{T,\,\mathrm{gen}\,,\,\mathrm{mit\ QED},\,i}} \tag{6.15}$$

bestimmt, wobei mit $E_{T,\,\mathrm{gen}\,,\,\mathrm{keine\ QED},i}$ der Energiefluß, ermittelt mit einem MC-Generator ohne Berücksichtigung von QED-Strahlungskorrekturen bezeichnet wird, während mit $E_{T,\,\mathrm{gen}\,,\,\mathrm{mit\ QED}}$ der Energiefluß, ermittelt mit dem gleichen MC-Generator jedoch mit Berücksichtigung dieser Korrekturen gemeint ist. Die Korrekturfaktoren $K_{\mathrm{QED,i}}$ sind in Abb. 6.5 dargestellt. Sie weichen nur in sehr geringem Maße von dem Wert eins ab. Damit wird der gesamte Korrekturfaktor durch $K_{\mathrm{Detektor}\,\wedge\,\mathrm{Schnitte}\,\wedge\,E_\perp}$ dominiert.

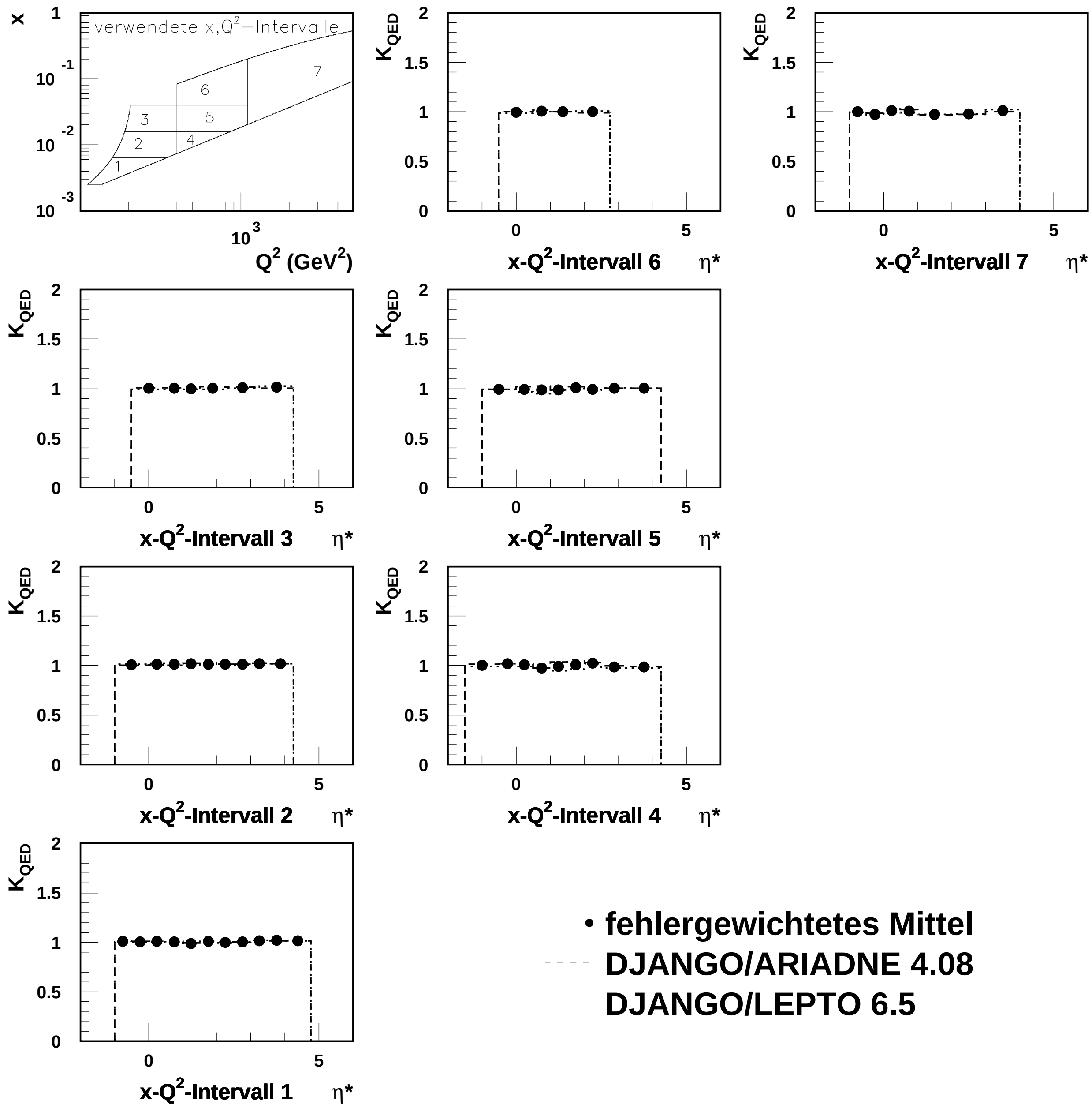

Abb. 6.9: Dargestellt sind die Korrekturfaktoren K_{QED} (siehe Text), ermittelt mit Hilfe der MC-Generatoren DJANGO/ARIADNE 4.08 und DJANGO/LEPTO 6.5, sowie der fehlergewichtete Mittelwert der beiden Faktoren.

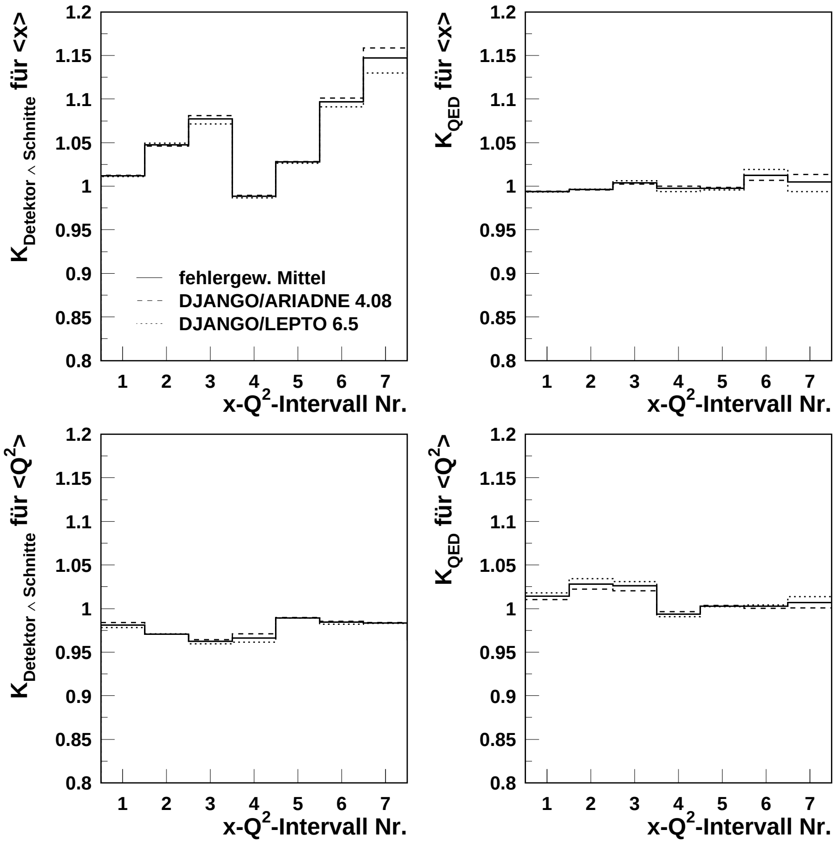

Abb. 6.10: Dargestellt sind die Korrekturfaktoren für die Korrektur der Mittelwertsmessung von x und Q^2 in den sieben in dieser Arbeit verwendeten x-Q^2-Intervallen.

Korrektur der Mittelwerte von x und Q^2

Die Korrektur der gemessenen Mittelwerte von x und Q^2 in einem x-Q^2-Intervall folgt dem Schema, das bei der Korrektur des transversalen Energieflusses verwendet wird. Da die Reinheit der verwendeten x-Q^2-Intervalle sehr hoch ist (siehe Abbildung 5.1) und der physikalische Untergrund vernachlässigt werden kann, wird wiederum die Faktormethode verwendet. Die Mittelwerte werden auf Detektoreffekte und QED-Strahlungskorrekturen korrigiert. Die Bezeichnung der Korrekturfaktoren entspricht der Bezeichnung bei der Korrektur des transversalen Energieflusses, d.h.

$$K_i = K_{\mathrm{Detektor} \wedge \mathrm{Schnitte},\ i} \cdot K_{\mathrm{QED},\ i}, \tag{6.16}$$

wobei der Index i jetzt über die sieben x-Q^2-Intervalle zu erstrecken ist. Es wurde zur Korrektur der Daten der fehlergewichtete Mittelwert der beiden mit Hilfe der MC-Generatoren DJANGO/ARIADNE 4.08 und DJANGO/LEPTO 6.5 bestimmten Korrekturfaktoren verwendet.

Systematischer Fehler durch		Mittelwert	maximal
1.	Photoproduktion	vernachlässigbar $\mathcal{O}(1\ \%)$	
2.	LAr, hadronische Energieskala	4%	4%
3.	LAr, elektromagnetische Skala	5.4 %	27%
4.	MC-Generatoren (LEPTO vs. ARIADNE)	2.8 %	7.8 %
5.	H1SIM: hadronische Schauerbeschreibung	3 %	3 %
6.	H1SIM: Beschreibung des toten Materials	3.5 %	13 %
7.	MC, statistischer Fehler	1.4 %	3.2 %
8.	E_T gegen $E_\perp$	in 4. aufgenommen	
Gesamter systematischer Fehler		8.6 %	28 %
Statistischer Fehler der Daten		4.2 %	9.7 %

Tab. 6.1: Tabelle der statistischen und der signifikanten systematischen Fehler.

6.6 Systematische Fehler

Der Gesamtfehler der gemessenen Verteilung des transversalen Energieflusses setzt sich zusammen aus dem statistischen und dem systematischen Fehler. Der Gesamtfehler ergibt sich aus der quadratischen Addition der beiden Einzelbeiträge. Die wesentlichen Beiträge zum systematischen Fehler sowie der statistische Fehler sind in Tabelle 6.6 aufgeführt. Die einzelnen Beiträge zum systematischen Fehler sollen im folgenden genauer besprochen werden. Es wurden keine Korrelationen zwischen den Beiträgen zum systematischen Fehler angenommen, so daß sich der gesamte systematische Fehler wiederum aus der quadratischen Summe der Einzelbeiträge ergibt.

1. Untergrund durch Photoproduktion:
   Der Untergrund durch Photoproduktionsereignisse nach Anwendung aller Analyseschnitte wird in Abschnitt 4.3 abgeschätzt. Es liegt in der Größenordnung $\mathcal{O}(1\%)$.

2. Unsicherheit der hadronischen Energieskala[2]:
   Die Unsicherheit der hadronischen Energieskala des LAr-Kalorimeters liegt bei 4%. Da für die mit den Kalorimeterclustern verknüpften Vierimpulse eine Ruhemasse von null angenommen wird, hängt der Wert von η^* im hCMS nicht von der Teilchenenergie im Laborsystem ab. Damit führt ein Fehler bezüglich der hadronischen Energieskala zu keinen Fehlern bei der Lorentztransformation in das hCMS, und der durch die Unsicherheit der hadronischen Energieskala erzeugte systematische Fehler liegt bei 4% für alle Meßintervalle, unabhängig von x, Q^2 und η^*.

3. Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala:
   Die Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala des LAr-Kalorimeters liegt

[2]Die Unsicherheit der hadronischen Energieskala des SpaCals ist geringfügig höher als die des LAr-Kalorimeters. Der Unterschied zwischen dem LAr-Kalorimeter und dem SpaCal wird hier nicht weiter betrachtet, da der Beitrag des SpaCals zu dem gemessenen Energiefluß nur sehr klein ist. Nur in einigen wenigen x-Q^2-η^*-Intervallen ist er signifikant, in keinem Fall stammen jedoch mehr als 10 % der zu einem Intervall beitragenden Teilchen aus dem SpaCal. Aus diesem Grund wird die Unsicherheit der hadronischen Energieskala durch die Unsicherheit für das LAr-Kalorimeter genähert.

bei 3%. Aufgrund des komplizierten Verhaltens der Lorentztransformation führt diese Unsicherheit zu einem x-, Q^2- und η^*-abhängigen systematischen Fehler. Da es sich um den vom Beitrag her größten systematischen Fehler handelt, wird der Verlauf dieses Fehlers in Abb. 6.11 dargestellt. Der Darstellung liegt eine MC-Studie zugrunde.
Die Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala erzeugt einen systematischen Fehler, da sie sich auf die Rekonstruktion des Viererimpulses des zwischen Elektron und Proton ausgetauschten virtuellen Photons auswirkt. Andere Meßgrößen, die für diese Rekonstruktion ebenfalls benötigt werden, sind θ_e' und ϕ_e'. Beide Winkel werden in der vorliegenden Arbeit aus Gründen der Einfachheit mit Hilfe des LAr-Kalorimeters rekonstruiert. Es stellt sich die Frage, ob Kalibrationsungenauigkeiten bezüglich dieser Winkel auch große systematische Fehler erzeugen können. Tatsächlich sind die entsprechenden systematischen Fehler jedoch klein. Um dies zu zeigen, wird die Unsicherheit der θ_e'- und der ϕ_e'-Winkelkalibration des LAr-Kalorimeters mit Hilfe der θ_e'- und ϕ_e'-Auflösung (durch eine MC-Studie ermittelt zu $\Delta\theta_e' \simeq 0.25°$ bzw. $\Delta\phi_e' \simeq 1°$) abgeschätzt und damit vermutlich deutlich überschätzt. Die Änderungen des Energieflusses mit einer Variation von θ_e'- bzw. ϕ_e in dieser Größe sind in Abb. 6.11 angegeben. Wie zu sehen ist, können sie gegenüber dem systematischen Fehler, der mit der Kalibrationsunsicherheit der elektromagnetischen Energieskala zusammenhängt, in guter Näherung vernachlässigt werden.

4. Abhängigkeit der Korrekturfaktoren vom MC-Generator:
Die Quelle dieses systematischen Fehlers wird in Abschnitt 6.8 diskutiert. Dieser systematische Fehler kann durch den Vergleich von Korrekturfaktoren, die mit Hilfe verschiedener MC-Generatoren ermittelt worden sind, bestimmt werden. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Korrekturfaktoren approximieren den systematischen Fehler. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die Korrekturfaktoren mit Hilfe von DJANGO/ARIADNE 4.08 und DJANGO/LEPTO 6.5 bestimmt (siehe Abschnitt 6.5). Zur Datenkorrektur wurde der fehlergewichtete Mittelwert der beiden Korrekturfaktoren verwendet. Die Abweichung der beiden einzelnen Korrekturfaktoren von diesem Mittelwert liefert eine Abschätzung des systematischen Fehlers. Da eine wichtige Eingabegröße der Generatoren die Partondichten des Protons sind und es über ihre genaue Parametrisierung eine gewisse Unsicherheit gibt, wurde für die beiden Generatoren eine unterschiedliche Parametrisierung gewählt. DJANGO/ARIADNE 4.08 wurde bei der Bestimmung der Korrekturkoeffizienten mit der Parametrisierung von MRS(H) [MRS93] betrieben, DJANGO/LEPTO 6.5 dagegen mit der Parametrisierung von GRV [GRV93].

5. H1SIM-Abhängigkeit der Korrekturfaktoren aufgrund des verwendeten Modells für hadronische Schauer:
Damit die mit Hilfe der MC-Simulation bestimmten Korrekturfaktoren richtig sind, muß das Verhalten des Detektors im Rahmen der MC-Simulation korrekt nachgebildet werden. Ein wichtiger Gesichtspunkt ist in diesem Zusammenhang die Simulation der hadronischen Schauer im Detektor. Bezüglich der korrekten Schauersimulation im Rahmen von H1SIM existiert eine gewisse Unsicherheit. Der aus diesen Unsicherheiten resultierende systematische Fehler wurden in [Krü98b] mit

3% abgeschätzt.[3]

6. H1SIM-Abhängigkeit der Korrekturfaktoren aufgrund der Beschreibung des inaktiven Detektormaterials:
   Ein weiterer wichtiger Punkt der Detektorsimulation ist die Beschreibung des inaktiven Detektormaterials. In diesem Material können Teilchen gestreut werden bzw. es kommt zu sekundären Wechselwirkungen, wodurch der gemessene transversale Energiefluß verändert wird. Inaktives Material stellen beispielsweise das Strahlrohr, die Strahlkollimatoren, Vakuumpumpen und Synchrotron-Strahlungsblenden im H1-Detektor dar. Bezüglich der korrekten Simulation der Auswirkungen des inaktiven Materials im Rahmen von H1SIM existiert - wie im Fall der Beschreibung hadronischer Schauer - eine gewisse Unsicherheit. Der daraus resultierende systematische Fehler wurde in [Krü98b] bestimmt.

Den größten Beitrag zu dem Gesamtfehler liefert die Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala des LAr-Kalorimeters. In ihrer Summe können jedoch auch die Beiträge der anderen Fehlerquellen zum Gesamtfehler nicht vernachlässigt werden.

[3]In der H1-Detektorsimulation H1SIM wird standardmäßig das Programm GHEISHA zur Beschreibung der hadronischen Schauer verwendet. Ein weiteres Programm zur Beschreibung hadronischer Schauer ist CALOR. Der systematische Fehler, der durch Fehler der in H1SIM verwendeten Schauerbeschreibung entsteht, kann deswegen durch den Vergleich der beiden Programme abgeschätzt werden.

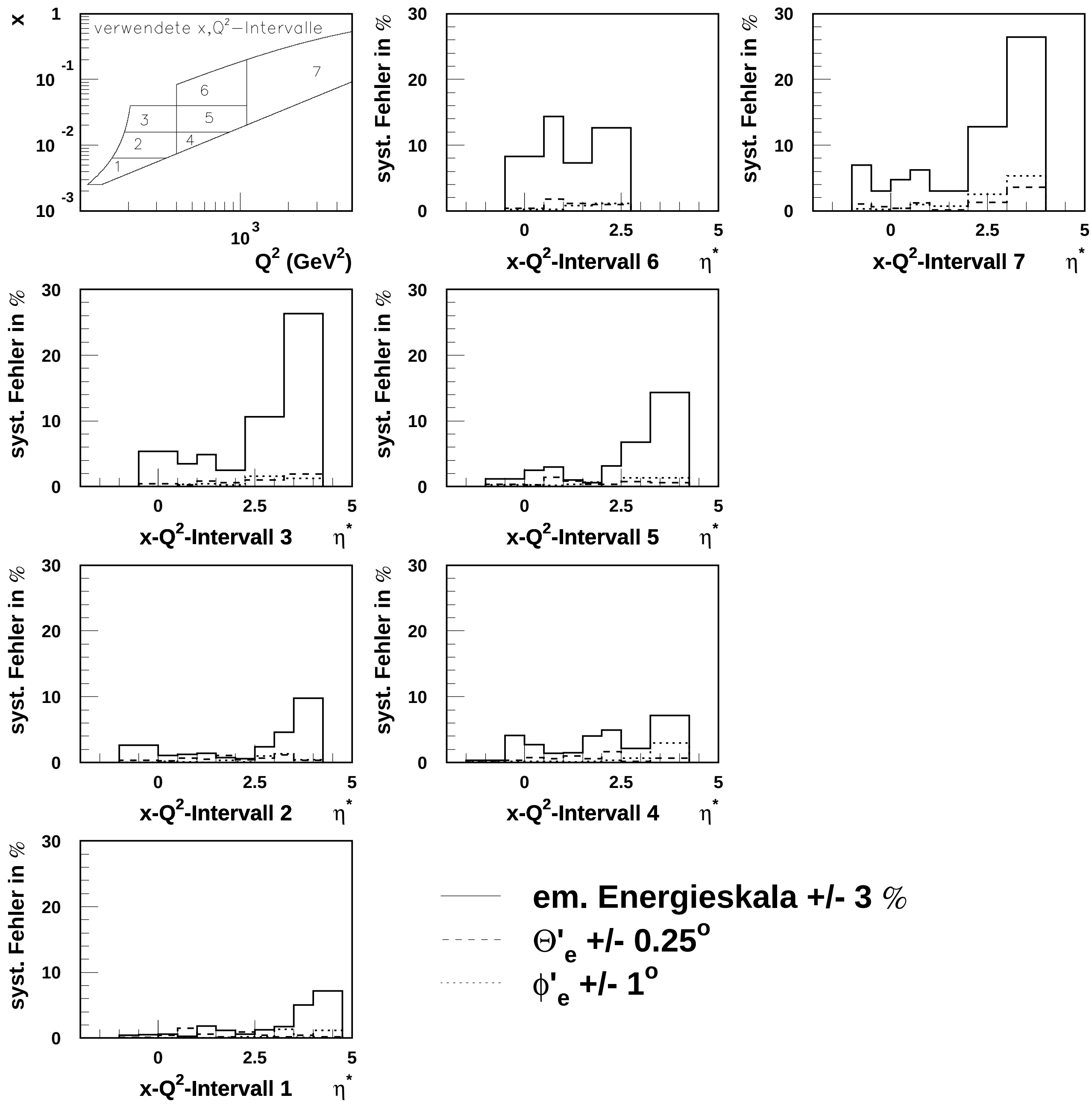

Abb. 6.11: Dargestellt sind die systematischen Fehler, die durch die Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala des LAr-Kalorimeters (sie beträgt 3% für die in dieser Arbeit betrachteten Ereignisse) bzw. durch die Unsicherheit der θ'_e- und ϕ'_e-Winkelkalibration (siehe Text) enstehen. Der Darstellung liegt eine MC-Studie zugrunde.

6.7 Der transversale Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem

In Abb. 6.12 ist der unkorrigierte transversale Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem im Vergleich mit den beiden MC-Generatoren DJANGO/ARIADNE 4.08 und DJANGO/LEPTO 6.5 (auf rekonstruiertem Niveau) angegeben. Abb. 6.6 zeigt die insgesamt zur Datenkorrektur verwendeten Korrekturfaktoren. In Abb. 6.14 ist schließlich der (auf Detektor- und QED-Effekte) korrigierte Energiefluß zusammen mit den statistischen und systematischen Fehlern dargestellt. Er wird mit den Vorhersagen der MC-Generatoren ARIADNE 4.08, LEPTO 6.5 und HERWIG 5.8 (auf generiertem, strahlungskorrigiertem Niveau) verglichen.

Wie aus Abb. 6.14 zu erkennen ist, überschätzt LEPTO 6.5 den gemessenen Energiefluß in allen x-Q^2-Intervallen im Bereich kleiner bis mittlerer Werte von η^* (bis ca. $\eta^* = 3$) systematisch leicht. ARIADNE 4.08 zeigt eine systematische Unterschätzung der Daten. Wenn wir von kleinen Werten von x bzw. Q^2 ausgehen und uns zu immer größeren Werten bewegen, ist von dieser Abweichung zunächst nur der Bereich großer Werte von η^* betroffen. Mit wachsendem Wert von x bzw. Q^2 macht sich die systematische Unterschätzung auch bei immer kleineren Werten von η^* bemerkbar. Gleichzeitig überschätzt das Modell den Energiefluß in den x-Q^2-Intervallen Nr. 1 bis Nr. 4 im Bereich der kleinsten η^*-Werte leicht. HERWIG 5.8 weist insbesondere bei kleinen Werten von x und Q^2 eine Abweichung von den Daten auf. Das Modell unterschätzt den Energiefluß im Bereich mittlerer Werte von η^*. Am stärksten von dieser Unterschätzung betroffen ist der Bereich $\eta^* = 1$ bis $\eta^* = 2$. Die Beschreibung verbessert sich grundsätzlich mit wachsendem Wert von x und Q^2. Eine Ausnahme von dieser Regel bildet das x-Q^2-Intervall Nr. 6, in dem sich die Beschreibung der Daten durch HERWIG 5.8 im Vergleich zu dem Intervall Nr. 5 wieder zu verschlechtern scheint.

Insgesamt ist keiner der mit den Daten verglichenen MC-Generatoren in der Lage, den transversalen Energiefluß innerhalb der experimentellen Fehler präzise zu beschreiben.

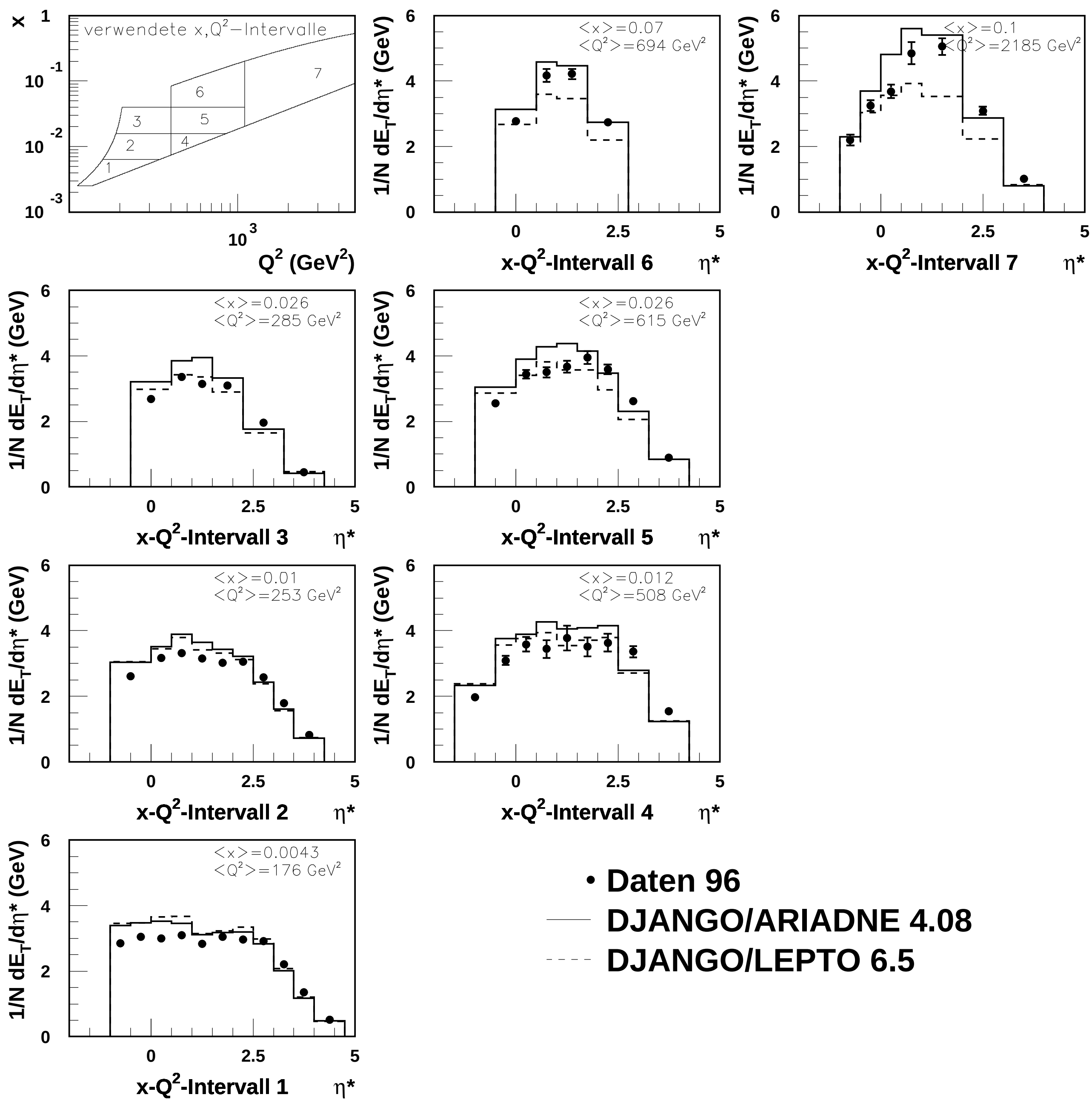

Abb. 6.12: Dargestellt ist der unkorrigierte Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem im Vergleich mit den beiden MC-Generatoren DJANGO/ARIADNE 4.08 und DJANGO/LEPTO 6.5 auf rekonstruiertem Niveau. Es werden nur die statistischen Fehler der Daten angegeben. Die Richtung des einlaufenden Protons entspricht $\eta^* = -\infty$.

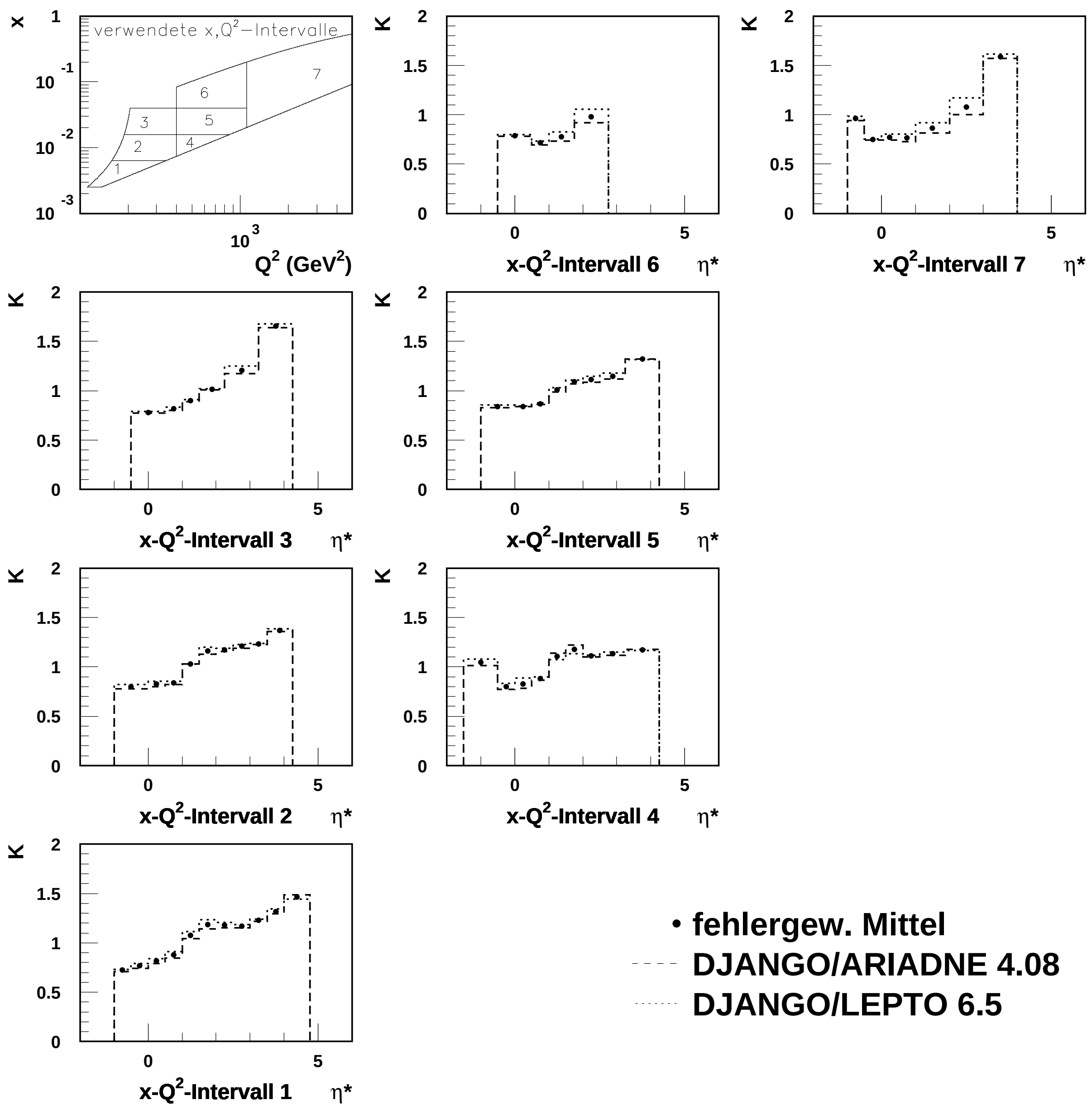

Abb. 6.13: Dargestellt sind die zur Datenkorrektur verwendeten Korrekturfaktoren K (siehe Abschnitt 6.5), ermittelt mit Hilfe der MC-Generatoren DJANGO/ARIADNE 4.08 und DJANGO/LEPTO 6.5, sowie der fehlergewichtete Mittelwert der beiden Faktoren.

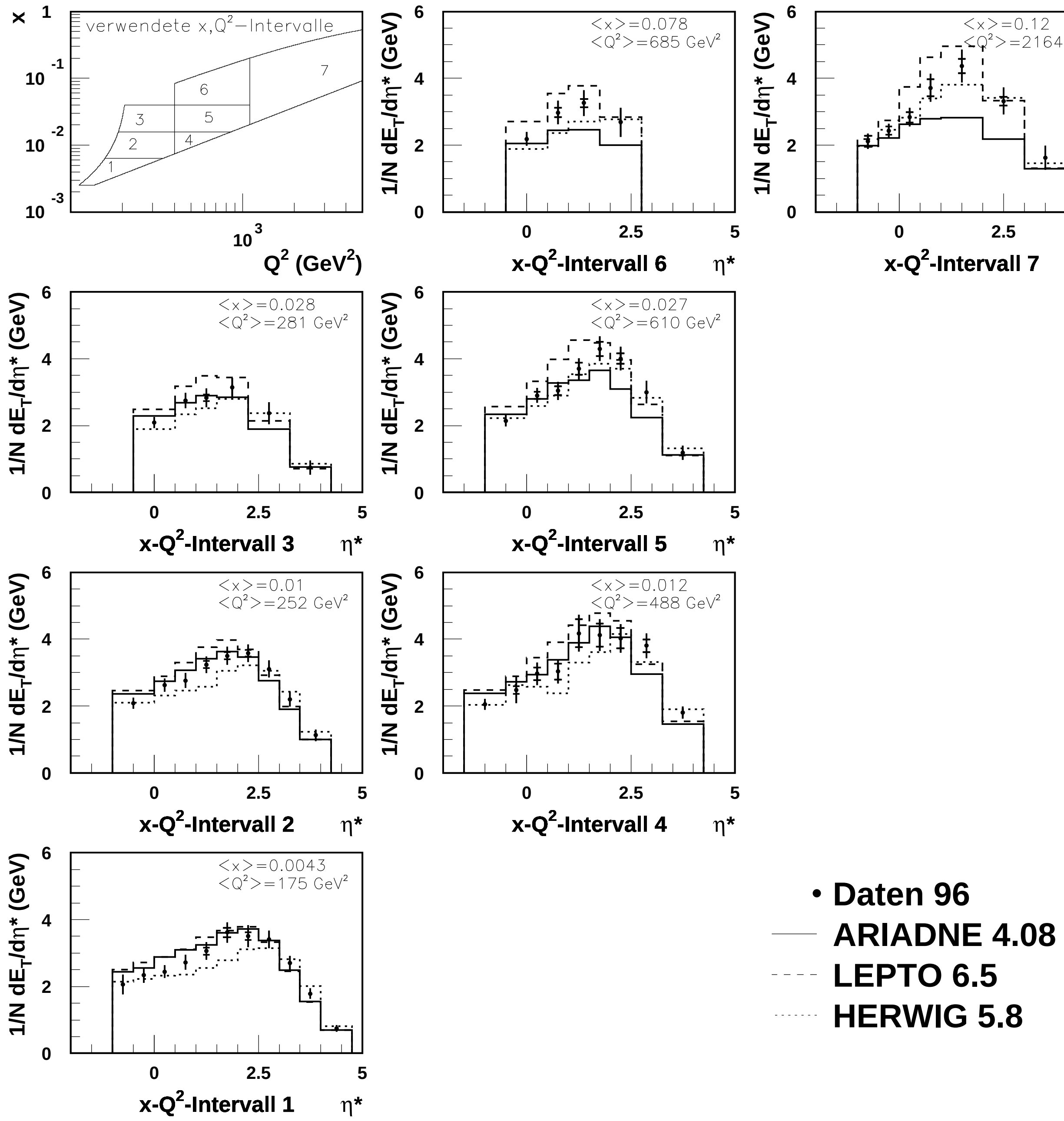

Abb. 6.14: Dargestellt ist der korrigierte Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem im Vergleich mit verschiedenen MC-Generatoren auf generiertem Niveau. Systematische und statistische Fehler wurden quadratisch addiert. Die inneren Fehler (gekennzeichnet durch Balken am Fehlerende) stellen nur die statistischen Fehler dar. Die Richtung des einlaufenden Protons entspricht $\eta^* = -\infty$.

Kapitel 7

Diskussion der Ergebnisse

An dieser Stelle sollen die Ergebnisse der Messung des transversalen Energieflusses im hCMS diskutiert werden. Dazu werden zunächst allgemeine Betrachtungen zur Messung angestellt. Anschließend werden Veränderungen bezüglich der MC-Generatoren vorgestellt, durch die eine verbesserte Beschreibung der Daten erreicht wird.

7.1 Die einzelnen Beiträge zum Energiefluß

Der transversale Energiefluß ist als Observable sensitiv auf verschiedene Aspekte der QCD. Es ist für eine Diskussion des gemessenen Energieflusses sinnvoll, die durch die MC-Generatoren vorgegebene Aufteilung des ep-Streuprozesses in harten Subprozeß, Partonkaskade und Hadronisierung zu übernehmen. Besonders interessant sind an dieser Stelle der harte Subprozeß und die Partonkaskade, da beide mit Hilfe der perturbativen QCD beschrieben werden können. Hier können detaillierte Aussagen aus der Theorie abgeleitet werden, so daß ein Vergleich von Experiment und Theorie möglich ist. Anders sieht es im Fall der Hadronisierung aus. Für diesen Aspekt der starken Wechselwirkung existiert keine analytische Rechnung. Die verwendeten Modelle sind deshalb phänomenologischer Natur.

Einer der Gründe für die Messung des transversalen Energieflusses ist, daß er als Observable sowohl auf die Eigenschaften des harten Subprozesses als auch auf die der Partonkaskade sensitiv ist. Allerdings leistet auch die Hadronisierung einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zu dem gemessenen Energiefluß. Deshalb erscheint es an dieser Stelle sinnvoll, die Größe der einzelnen Beiträge genauer zu untersuchen. Eine solche Untersuchung wurde mit Hilfe des MC-Generators LEPTO 6.5 durchgeführt (der SCI-Mechanismus wurde ausgeschaltet, um eine bessere Beschreibung des gemessenen Energieflusses zu erreichen - siehe Abschnitt 7.3). Zu diesem Zweck wird die perturbativ beschreibbare Phase eines Streuereignisses von dem Generator auf drei verschiedene Weisen simuliert. Die anschließende Hadronisierung wird in allen drei Fällen gleich behandelt. Im ersten Fall wird die perturbative Phase nur mit Hilfe des Quark-Parton-Modells simuliert. Da die Impulse von Protonrest und gestreutem Quark dann parallel zur z-Achse des hCMS verlaufen, entsteht die sichtbare transversale Energie ausschließlich aufgrund der Hadronisierung. Im zweiten Fall geschieht die Simulation mit Hilfe der Matrixelemente für QCD-Prozesse bis zur 1. Ordnung in α_S. Im dritten Fall wird die perturbative Phase (im Rahmen der Generatoren) vollständig, d.h. durch Matrixelement und Partonkaskade, simuliert. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.2 dargestellt. Aus der Abbildung folgt, daß die QCD-Prozesse der 1. Ordnung in α_S den größten Beitrag zum gemessenen Energiefluß im hCMS liefern. Der Einfluß dieser Prozesse auf den gemessenen Fluß steigt dabei mit x an. Grundsätzlich sollten QCD-Prozesse erster Ordnung einen stärkeren Einfluß als die zusätzliche Partonkaskade auf den gemessen Energiefluß haben. Der Grund ist, daß die abgestrahlten Partonen im Partonschauermodell eine starke Ordnung der Transversalimpulse aufweisen. Deswegen sollten die im Rahmen der QCD-Prozesse erster Ordnung erzeugten Partonen die größten transversalen Impulse, d.h. die größten transversalen Energien besitzen und damit auch den größten Beitrag zum Energiefluß liefern. Mit der Messung des Energieflusses bei hohen Werten von x und Q^2 werden also in erster Linie QCD-Prozesse der 1. Ordnung in α_s überprüft. Allerdings darf der Einfluß von QCD-Prozessen höherer Ordnung in α_S nicht vernachlässigt werden. Insbesondere in der Nähe des Protonrestes (d.h. im Bereich kleiner Werte von η^*) liefert sie einen wichtigen Beitrag zum gemessenen Fluß, wie aus Abb. 7.2 ebenfalls zu entnehmen ist.

7.2 Betrachtungen zum Breitsystem

Die nachfolgenden Überlegungen beziehen sich auf das in Abschnitt 1.8 vorgestellte Breitsystem (BF). Bei der Transformation zwischen hCMS und Breitsystem ändert sich die Rapidität y eines Teilchens um einen konstanten Betrag. Für ein Ereignis mit dem Wert x der Bjorken-Skalenvariable gilt $\mathrm{y_{BF}} = \mathrm{y_{hCMS}} - 0.5\log(1/x - 1)$, d.h. der Ursprung des Breitsystems befindet sich für dieses Ereignis bei $\mathrm{y_{hCMS}(O_{BF})} = 0.5\log(1/x - 1)$.

Das Maximum der gemessenen Energieflußverteilung liegt für die betrachteten x-Q^2-Intervalle Nr. 2 bis Nr. 6 ungefähr an der Stelle, an der sich auch der - über alle Ereignisse des jeweiligen Intervalls gemittelte - Ursprung des Breitsystems befindet. Um dies zu demonstrieren, wurde die Position des Ursprungs dieses Bezugssystems ebenfalls in Abb. 7.2 eingetragen. Dazu wurde für jedes x-Q^2-Intervall der über alle Ereignisse gemittelte Wert von $\mathrm{y_{hCMS}(O_{BF})}$ bestimmt und dieser Mittelwert auf Detektor und QED-Strahlungseffekte korrigiert. Die Position des Maximums der Energieflußverteilung im Ursprung des Breitsystems wurde (für Ereignisse mit hohen Werten von Q^2) theoretisch vorhergesagt [Och98]. Sie ist eine Konsequenz der Tatsache, daß der gemessene Energiefluß in diesem Fall durch die QCD-Prozesse 1. Ordnung in α_S dominiert wird.

Dem Breitsystem kommt auch bei dem Vergleich von ep- und $\mathrm{e^+e^-}$-Streureaktionen eine besondere Bedeutung zu. Zum einen ist das Breitsystem das natürliche Bezugssystem um diese beiden Prozesse miteinander zu vergleichen. Der Grund ist, daß die Situation im Schwerpunktsystem der e^+e^--Reaktion bei Vertauschung von s- und t-Kanal und unter Vernachlässigung des Protonrestes gerade der Situation im Breitsystem bei der ep-Streuung entspricht. Die e^+e^--Reaktion bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist in diesem Fall mit der ep-Streureaktion bei $Q^2 = s$ zu vergleichen. Strenggenommen muß eine e^+e^--allerdings mit einer Elektron-Quark-Streureaktion verglichen werden. Bei einem Vergleich von e^+e^-- und ep-Reaktionen ist deshalb der Einfluß des zusätzlich vorhandenen Protonrestes zu bedenken. Geht man davon aus, daß der Protonrest im wesentlichen den Bereich der Target-Hemisphäre des Breitsystems beeinflußt, so sollte der Bereich der Current-

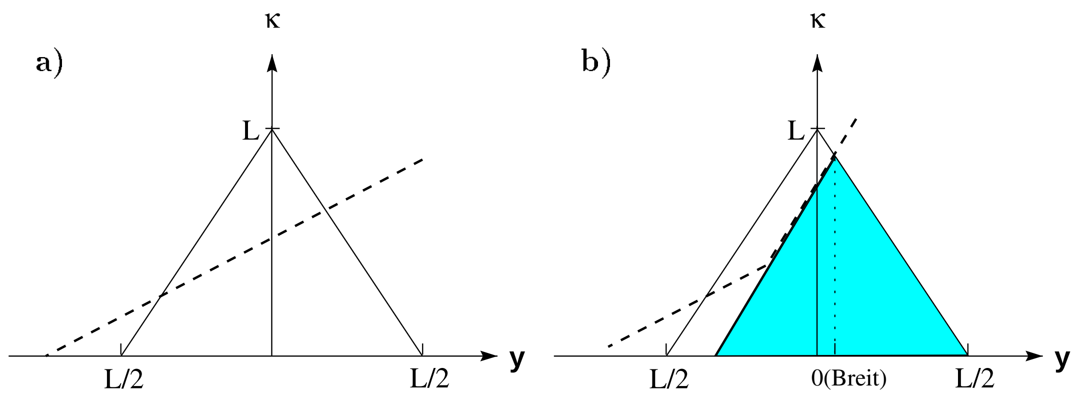

Abb. 7.1: Darstellung des zugänglichen Phasenraums für das emittierte Gluon in der Dipolnäherung. Der Phasenraum ist durch das abgebildete äußere Dreieck begrenzt, wobei $\kappa = \log(P_T^2/\lambda^2)$ den auf einen minimalen Wert λ skalierten Transversalimpuls des abgestrahlten Gluons und y seine Rapidität bezeichnet. Es gilt $L = \ln(W^2/\lambda^2)$. Der Bereich oberhalb der gestrichelten Linie ist nicht länger zugänglich, wenn der Phasenraumschnitt aufgrund der endlichen Ausdehnung des Protonrestes angewandt wird. In a) ist der alte Verlauf dieses Schnittes angegeben; b) zeigt den modifizierten Verlauf (siehe Text). Der schattierte Bereich stellt das e^+e^--Dreieck dar.

Hemisphäre dieses Bezugssystems mit e^+e^--Ereignissen vergleichbar sein. Ein Vergleich in dieser Richtung wurde in [HA+97b] unternommen.

7.3 Die Veränderungen an den Monte-Carlo-Generatoren

Da keiner der in Abs. 6.6 mit der Messung verglichenen MC-Generatoren die Daten gut beschreibt, wurden an den verschiedenen Modellen Veränderungen vorgenommen, um eine bessere Beschreibung der Daten zu erreichen. Die Auswirkungen der vorgenommen Veränderungen, d.h. die nun erreichte gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Energiefluß, sind in Abb. 7.3 dargestellt.
Die Veränderung von LEPTO betrifft den SCI-Mechanismus, der zwecks einer besseren Beschreibung der Daten abgeschaltet wurde. Diese Veränderung wurde vorgenommen, da aufgrund des SCI-Mechanismuses während der Hadronisierung mehr transversale Energie erzeugt wird (siehe Abschnitt 2.5), und LEPTO den gemessenen Energiefluß im Rahmen des in dieser Arbeit durchgeführten Vergleichs zunächst überschätzt. Durch ein Ausschalten des SCI-Mechanismus wird also weniger transversale Energie produziert, und damit sollte sich die Beschreibung der Daten verbessern. In der Tat führt ein einfaches Abschalten dieses Mechanismuses zu einer guten Übereinstimmung der Aussagen des MC-Generators mit den Daten. Dies ist deshalb bemerkenswert, weil der SCI-Mechanismus ursprünglich eingeführt wurde, um (unter anderem) eine bessere Beschreibung des Energieflusses bei kleinem Q^2 zu erreichen [Hes96].

Bei HERWIG wurden Parameter des Cluster-Fragmentationsmodells, wie in [B+96] vorgeschlagen, verändert. Gleichzeitig wurde für $\alpha_S(Q^2)$ der Ausdruck in führender Ordnung (LO) verwendet. Standardmäßig beschreibt HERWIG $\alpha_S(Q^2)$ durch den Ausdruck in nächstführender Ordnung (NLO). Beide Veränderungen sind in HERWIG 5.9 (tuned) implementiert und führen zu einer deutlich besseren Beschreibung der Daten. Die Unterschätzung der Daten im Bereich mittlerer Werte von η^* für die x-Q^2-Intervalle Nr. 1, 2 und 4 bleibt allerdings - in abgeschwächter Form - vorhanden.

Bezüglich des MC-Generators ARIADNE wird eine bessere Beschreibung der Daten erreicht, indem der aufgrund der endlichen Ausdehnung des Protons eingeführte Schnitt (siehe Abschnitt 2.4) auf den zugänglichen Phasenraum für das in der Dipolnäherung abgestrahlte Gluon verändert wird. In Abb. 7.1 ist die entsprechende Änderung des Phasenraumschnittes dargestellt, die im Rahmen von ARIADNE, Version 4.10 implementiert wurde. Ausgehend von dem maximal erreichbaren p_T des abgestrahlten Gluons im Ursprung des Breitsystems wird das "e^+e^--Dreieck" (dies ist schattierte Dreieck in Abb. 7.1) im Phasenraum betrachtet und verlangt, daß der Phasenraumschnitt aufgrund der endlichen Ausdehnung des Protons dieses Dreieck zugänglich läßt. Diese Forderung führt effektiv zu einer Aufhebung des Phasenraumschnittes in der Current-Hemisphäre und zu einer Modifikation des Schnittes in der Target-Hemisphäre des Breitsystems. Die Aufhebung des Schnittes in der Current-Hemisphäre kann physikalisch verstanden werden. Sie entspricht der Forderung, daß in diesem Bereich ep- und e^+e^--Streuereignisse vergleichbar sind (siehe vorheriger Abschnitt). Der Grund für die Modifikation des Phasenraumschnittes auch in der Target-Hemisphäre des Breitsystems ist die Annahme, daß die gesamte Partonkaskade nach dem harten Subprozeß (FSPS) durch die Anwesenheit des Protonrestes nicht verändert wird (das "e^+e^--Dreieck" entspricht dem Phasenraumbereich des FSPS [Lön99, Lan94]). Unter Verwendung des veränderten Phasenraumschnittes liefert ARIADNE 4.10 nun ebenfalls eine gute Beschreibung der Daten.

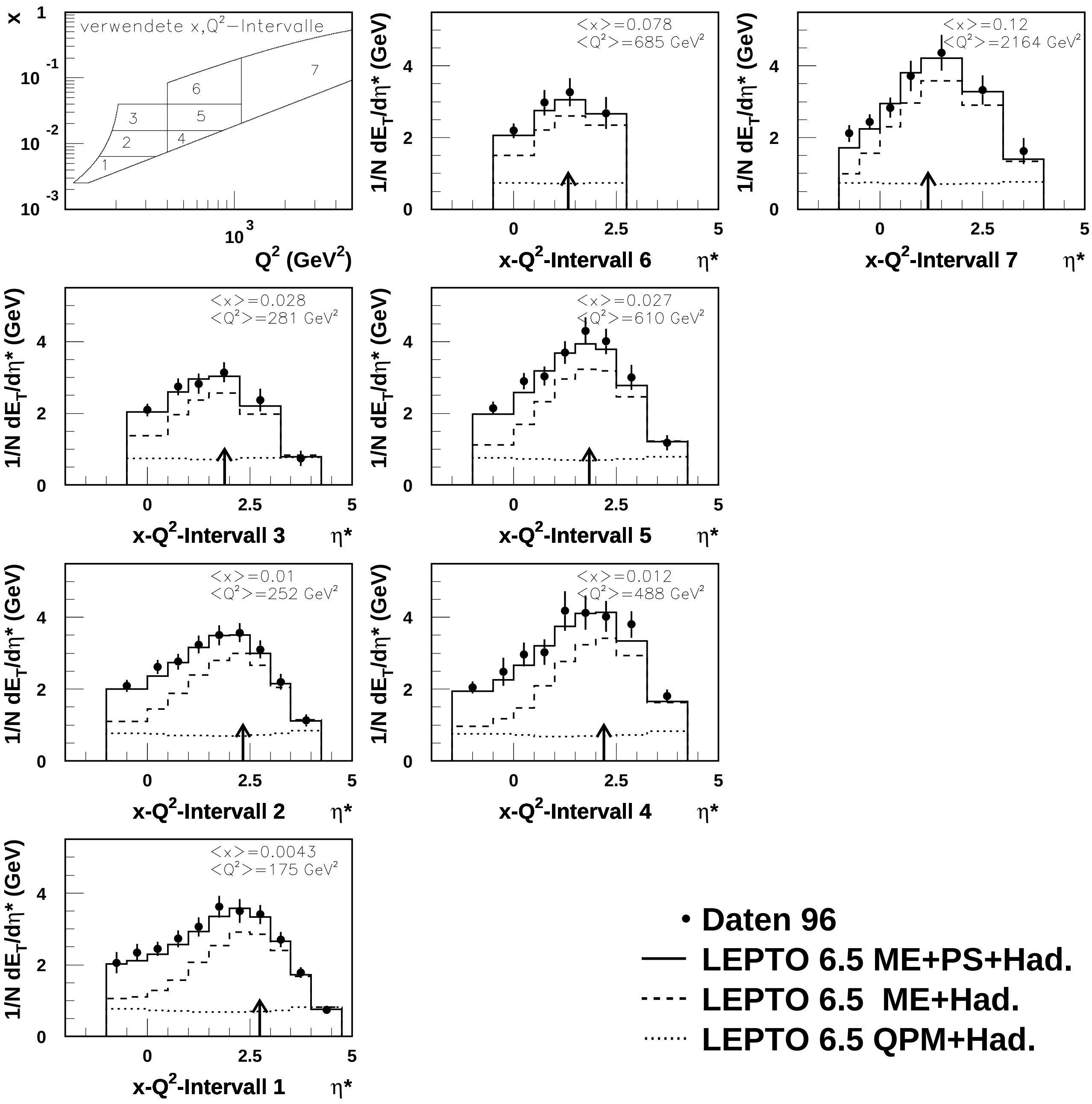

Abb. 7.2: Dargestellt ist der gemessene Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem (die gezeigten Daten entsprechen den Daten in Abb. 6.14) im Vergleich mit den Aussagen des MC-Generators LEPTO 6.5 (ohne den SCI-Mechanismus), wobei die perturbative Phase des ep-Streuprozesses mit Hilfe des Generators durch verschiedene Modelle simuliert wird (siehe Text). Die eingezeichneten Pfeile kennzeichnen den über alle Ereignisse eines x-Q^2-Intervalls gemittelten Ursprung des Breitsystems (siehe Text).

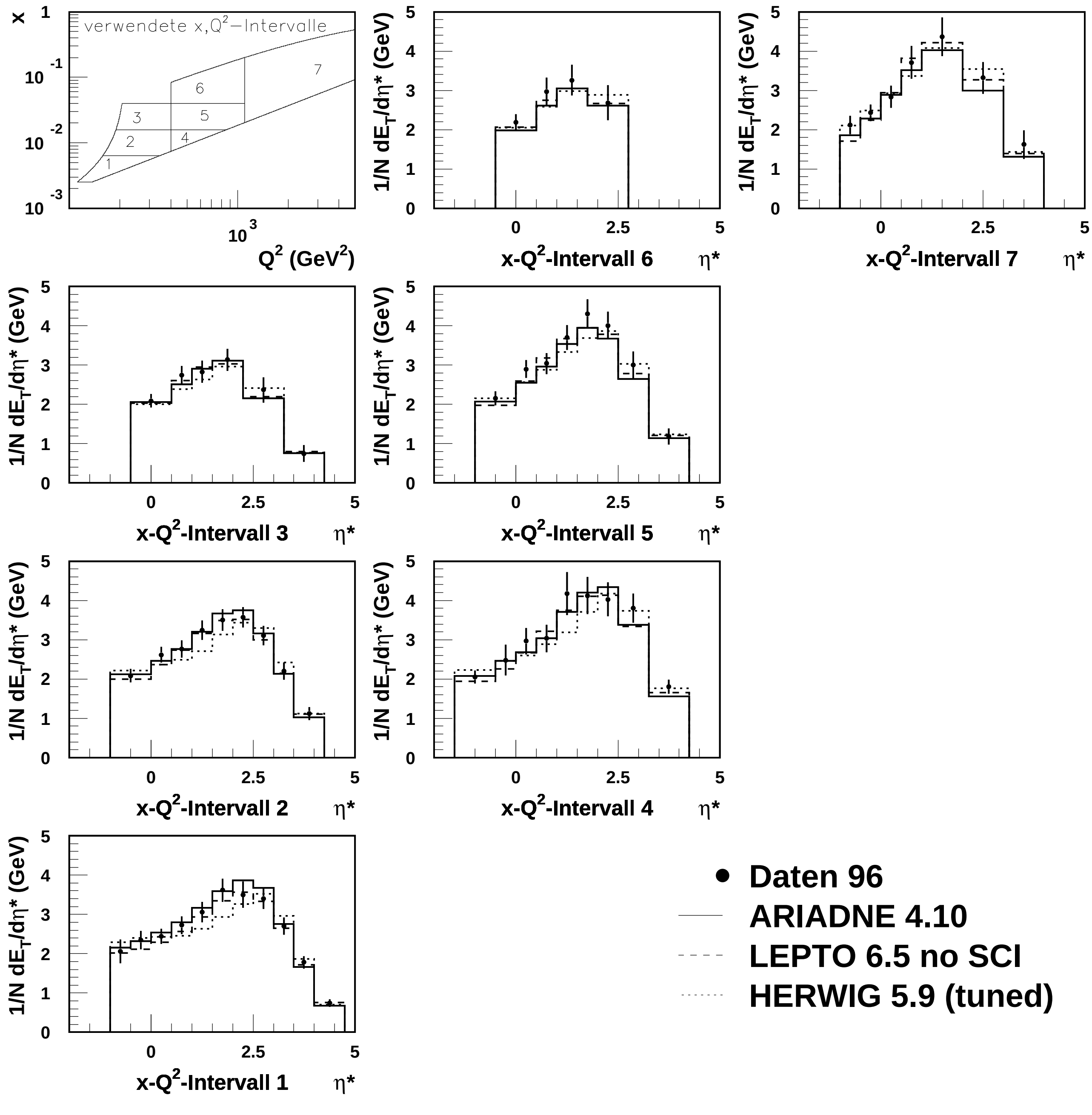

Abb. 7.3: Dargestellt ist der korrigierte Energiefluß im hadronischen Schwerpunktsystem (die gezeigten Daten entsprechen den Daten in Abb. 6.14) im Vergleich mit LEPTO 6.5 (ohne den SCI-Mechanismus), ARIADNE 4.10. und HERWIG 5.9 (tuned).

Zusammenfassung

Vorgestellt wurde die Messung des transversalen Energieflusses in der tiefunelastischen Elektron-Proton-Streuung bei hohen Impulsüberträgen. Die für die Messung verwendeten Daten wurden 1996 mit dem H1-Detektor am Speicherring HERA aufgezeichnet. Der Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 8.2\ \mathrm{pb}^{-1}$. Der kinematische Bereich der betrachteten tiefunelastischen Streuereignisse in dieser Arbeit ist gegeben durch Impulsüberträge Q^2 im Bereich von 100 GeV^2 bis etwa 11000 GeV^2 und Werte der Bjorken-Skalenvariable x im Bereich von $2.5 \cdot 10^{-3}$ bis etwa 0.5.

Für die Messung wird die transversale Energie des hadronischen Endzustandes im hadronischen Schwerpunktsystem als Funktion von x, Q^2 und der Pseudorapidität η^* betrachtet. Zu diesem Zweck wurden sieben x-Q^2-Intervalle in der kinematischen Ebene definiert. Bezüglich η^* werden Intervalle mit einer variablen Intervallbreite zwischen 0.5 und 1.0 Einheiten der Pseudorapidität verwendet. Der für die Messung verwendete Wertebereich von η^* ist abhängig von dem betrachteten x-Q^2-Flächenelement und umfaßt den Bereich $-1.0 \leq \eta^* \leq 4.75$. Die Korrektur der Daten umfaßt die Korrektur auf Detektor- und auf QED-Strahlungseffekte und erfolgt mittels der Faktormethode. Die Bestimmung der Korrekturfaktoren geschieht mit Hilfe von MC-Simulationen. Die größten Beiträge zum gesamten Fehler der Messung liefern die Unsicherheit der elektromagnetischen Energieskala und die Modellunsicherheiten im Rahmen der MC-Simulation. Der verwendeten Einteilung der η^*-Meßintervalle liegt eine Studie der Intervallreinheiten zugrunde. Um diese Studie mit Hilfe der vorhandenen MC-Simulation durchführen zu können, wurde ein einfaches Modell für die Winkelauflösung für Hadronen von LAr- und SpaCal-Kalorimeter entwickelt.

Als ungewöhnlich schwierig erweist sich die Messung des Energieflusses im Bereich hoher Werte von x und Q^2. Hier führen Fehler bei der Lorentztransformation zwischen Labor- und hadronischem Schwerpunktsystem zu großen Fehlern bei der Bestimmung der transversalen Energie im hCMS E_T^*. Aus diesem Grund erfolgt die Messung des Energieflusses, wie in [Krü98a] vorgeschlagen, mit Hilfe der Observable $E_\perp^*$. Auf den geringen Unterschied zwischen E_T^* und $E_\perp^*$ wird mit Hilfe der MC-Generatoren korrigiert.

Die theoretische Vorhersage, daß sich das Maximum der Energieflußverteilung für Ereignisse mit hohen Werten von Q^2 im Ursprung des Breitsystems befindet, wird durch die vorgestellte Messung gut erfüllt.

Der gemessene Energiefluß wurde mit den Aussagen der MC-Generatoren LEPTO 6.5 (mit SCI-Mechanismus), ARIADNE 4.08 und HERWIG 5.8 verglichen. Keiner dieser Generatoren beschreibt den gemessenen Energiefluß innerhalb der Meßfehler. Aus diesem Grund wurden Veränderungen an den MC-Generatoren vorgenommen. LEPTO 6.5 mit abgeschaltetem SCI-Mechanismus und ARIADNE 4.10 sind nun in der Lage, den gemessenen Energiefluß innerhalb der Meßfehler zu beschreiben. Dies gilt mit kleineren Einschränkungen auch für HERWIG 5.9 (tuned). Da die Veränderungen bezüglich LEPTO 6.5 und HERWIG 5.9 weder das Matrixelement noch die Partonkaskade betreffen, ist die Glaubwürdigkeit dieser Generatoren bei der Beschreibung einer DGLAP-artigen Partonkaskade nicht in Frage gestellt.

Die hier vorgestellten und weitere Ergebnisse zum transversalen Energiefluß werden voraussichtlich in Kürze von H1 veröffentlicht.

Literaturverzeichnis

[A+69] W. Albrecht et al., Contributed Paper to the 4th International Symposium on Electron und Photon Interactions (ISEPI), in *DESY 69-46*, Liverpool, 1969, in DESY.

[AGIS83] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97**, 33 (1983).

[AGLP89] B. Andersson, G. Gustafson, L. Lönnblad und U. Petterson, Z. Phys. **C 43**, 625 (1989).

[AGS83] B. Andersson, G. Gustafson und B. Söderberg, Z. Phys. **C 20**, 317 (1983).

[AV79] D. Amati und G. Veneziano, Phys. Lett. **B 83**, 87 (1979).

[B+87] R. Brun et al., *GEANT3 User's Guide*, CERN DD/EE/84-1 (1987).

[B+96] N. Brook et al., in *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, herausgegeben von G. Ingelman, A. D. Roeck und R. Klanner, Band 1, Seite 613, Hamburg, 1996.

[BB94] U. Bassler und G. Bernardi, *On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: the Σ Method*, DESY 94-231 (1994).

[BCM79] A. Bassetto, M. Ciafaloni und G. Marchesini, Phys. Lett. **B 83**, 207 (1979).

[Bec96] H. P. Beck, *Measurement of the Total Photoproduction Cross Section at the Electron Proton Collider at $W_{\gamma p}$ of 200 GeV*, Doktorarbeit, Universität Zürich, 1996.

[Ber92] C. Berger, *Teilchenphysik - Eine Einführung*, Springer, Berlin Heidelberg, 1992.

[Bor92] K. Borras, *Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon Kalorimeters im H1 Detektor*, Doktorarbeit, Universität Dortmund, 1992.

[BS88] B. Bengtson und T. Sjöstrand, Z. Phys. **C 37**, 465 (1988).

[BSI87] B. Bengtson, T. Sjöstrand und G. Ingelman, in *Proceedings of the HERA Workshop*, herausgegeben von R. D. Peccei, Band I, Seite 149, Hamburg, 1987.

[ESW96] R. Ellis, W. Stirling und B. Webber, *QCD and Collider Physics*, UK University Press, Cambridge, 1996.

[FW89] C. Fabjan und R. Wigmans, *Energy Measurement of Elementary Particles*, CERN-EP/85-54 (1989).

[GP88] G. Gustafson und U. Petterson, Nucl. Phys. **B 306**, 741 (1988).

[GRV93] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Phys. Lett. **B 306**, 145 (1993).

[Gus86] G. Gustafson, Phys. Lett. **B 175**, 453 (1986).

[H1 96] H1 SpaCal Group, *The H1 Lead / Scintillating Fiber Calorimeter*, Nucl. Instr. Meth. **A 386**, 397 (1996).

[HA+95] H1 Collaboration, S. Aid et al., Phys. Lett. **B 356** (1995).

[HA+96] H1 Collaboration, S. Aid et al., *A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HERA*, npb **470**, 3 (1996).

[HA+97a] H1 Collaboration, I. Abt et al., *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instr. Meth. **A 386**, 310 (1997).

[HA+97b] H1 Collaboration, C. Adloff et al., Nucl. Phys. **B 504**, 3 (1997).

[Hei96] B. Heinemann, *Messung des transversalen Energieflusses bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1996.

[Hes96] M. F. Hess, *Messung des transversalen Energieflusses mit dem H1-Detektor bei HERA*, Doktorarbeit, Universität Göttingen, 1996.

[HM84] F. Halzen und A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sohns, New York, 1984.

[Ing97] G. Ingelman, Comp. Phys. Commun. **101**, 108 (1997).

[JB79] F. Jacquet und A. Blondel, in *Proceedings of the study of an ep facility for Europe*, herausgegeben von U. Amaldi, Seite 391, 1979.

[Krü98a] D. Krücker, in *Proc. of the Workshop on DIS and QCD*, Brüssel, 1998.

[Krü98b] D. Krücker, persönliche Mitteilung, 1998.

[KSM92] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger und H. Mohring, Comp. Phys. Commun. **69**, 155 (1992).

[Kuh92] M. Kuhlen, in *Proc. of the 26^{th} International Conference on High Energy Physics*, Band II, Seite 1787, Dallas, 1992.

[Lan94] P. Lanius, *The Hadronic Final State in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Doktorarbeit, Universität Hamburg, 1994.

[Lip96] J. Lipinski, *Bestimmung der Strukturfunktion F_2 bei grossen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA*, Doktorarbeit, Universität Hamburg, 1996.

[Lön92] L. Lönnblad, Comp. Phys. Commun. **71**, 15 (1992).

[Lön99] L. Lönnblad, persönliche Mitteilung, 1999.

[M+92] G. Marchesini et al., Comp. Phys. Commun. **67**, 465 (1992).

[MRS93] A. Martin, R. Roberts und W. Stirling, Phys. Rev. **D 47**, 867 (1993).

[MTV80] G. Marchesini, L. Trentadue und G. Veneziano, Nucl. Phys. **B 181**, 335 (1980).

[OA+90] OPAL Collaboration, M. Z. Akrawy et al., Z. Phys. **C 47**, 505 (1990).

[Och98] W. Ochs, persönliche Mitteilung, 1998.

[SB87] T. Sjöstrand und M. Bengtsson, Comp. Phys. Commun. **43**, 367 (1987).

[Sch95] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer, Berlin Heidelberg, 1995.

[Sjö90] T. Sjöstrand, *Lectures at the XVIII International Meeting on Fundamental Physics*, CERN-TH **590290** (1990).

[Sjö94] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).

[SS92] G. A. Schuler und H. Spiesberger, in *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, herausgegeben von W. Buchmüller und G. Ingelman, Band III, Seite 1419, Hamburg, 1992.

[Wob95] M. Wobisch, *Untersuchung von QED-Prozessen mit harter Photonabstrahlung in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung im H1-Experiment bei HERA*, Diplomarbeit, Technische Hochschule Aachen, 1995, PITHA 95/38.

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis