MPI–PhE/00–06
April 2000

Messung von 3-Jet-Ereignissen in tiefunelastischer e-p-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereich Physik
der Universität Hamburg
Max-Planck-Institut für Physik, München
(Werner-Heisenberg-Institut)

vorgelegt von

Renate Mohr

Hamburg
2000

Messung von 3-Jet-Ereignissen in tiefunelastischer e-p-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA

Dissertation

Renate Mohr
Universität Hamburg
Fachbereich Physik

angefertigt in der Gruppe des
Max-Planck-Instituts für Physik, München
Werner-Heisenberg-Institut
am Deutschen Elektronen Synchrotron, Hamburg

Hamburg

Februar 2000

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. F.-W. Büßer
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. J. Meyer
Datum der Disputation:	25.2.2000

Kurzfassung

Die Arbeit stellt die Messung von 3-Jet-Ereignissen in der e-p-Streuung bei HERA im Bereich kleiner Impulsüberträge 5 GeV^2 $< Q^2 <$ 100 GeV^2 vor. Die Jets werden durch den longitudinal invarianten k_t -Algorithmus im Breitsystem definiert.
Wirkungsquerschnitte werden als Funktion von Q^2, der Bjorken-Skalen-Variable x_{Bj}, der mittleren transversalen Energie der Jets im Breitsystem $\overline{E}_{T,Breit}$ und der invarianten 3-Jet-Masse $\mathrm{M_{3jet}}$ gemessen. Im Schwerpunktsystem der drei Jets wird die Form der Dalitz-Variablen X_3 und X_4, sowie die Winkelvariablen $\cos\Theta_3$ und Ψ_3, die die Lage der Jets bzgl. der Protonrichtung charakterisieren, gemessen.
Die Daten werden mit Monte Carlo-Vorhersagen und einer QCD-Rechnung zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ verglichen. Die Monte Carlo-Modelle haben Schwierigkeiten, die Wirkungsquerschnitte zu beschreiben, können aber die Form der Verteilungen des 3-Jet-Schwerpunktsystems recht gut wiedergeben. Die QCD-Rechnung ist bei hohen Werten von x_{Bj}, Q^2, $\overline{E}_{T,Breit}$ oder $\mathrm{M_{3jet}}$ in der Lage die Wirkungsquerschnitte zu beschreiben. Bei niedrigen Werten hingegen unterschreitet die QCD-Vorhersage die Daten. Die Verteilungen des 3-Jet-Schwerpunktsystems können durch die QCD-Rechnung gut beschrieben werden.
Es zeigt sich, daß die QCD-Dynamik Konfigurationen bevorzugt, wo der dritte Jet parallel oder antiparallel zur Protonrichtung abgestrahlt wird.

Abstract

Measurements of three jet events in e-p-scattering at HERA in the low Q^2 regime of momentum transfer 5 GeV^2 $< Q^2 <$ 100 GeV^2 are presented. Jets are defined by the longitudinal invariant k_t -Algorithm in the Breit frame.
Cross sections as function of Q^2, the Bjorken scaling variable x_{Bj}, the mean transverse energy of the jets in the Breit frame $\overline{E}_{T,Breit}$ and the invariant mass $\mathrm{M_{3jet}}$ have been measured. Moreover, the shape of the Dalitz variables X_3, X_4 and the two variables $\cos\Theta_3$ und Ψ_3 characterising the angular orientation of the jets in the three jet center of mass frame have been studied.
Data are compared to Monte Carlo models and to $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ QCD-calculations. Monte Carlo models have difficulties in describing the cross sections, but are able to reproduce the shape of the variables in the three jet center of mass frame. $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ QCD-calculations are able to describe the cross sections for large values of x_{Bj}, Q^2, $\overline{E}_{T,Breit}$ or $\mathrm{M_{3jet}}$. At low values, however, the prediction falls below the data.
It turns out that concerning the QCD radiation pattern the jet with the lowest energy is most likely emitted close to the direction of the proton beam.

E. Schrödinger:
“Das arithmetische Paradoxon - Die Einheit des Bewußtseins“

Zuweilen stellt ein Maler in sein großes Gemälde oder ein Dichter in sein langes Gedicht eine unscheinbare Nebenfigur, die er selbst ist. (...) Mir scheint dies das beste Gleichnis für die verwirrende Doppelrolle des Geistes. Einerseits ist er der Künstler, der alles geschaffen hat; im vollendeten Werk dagegen ist er nur eine unbedeutende Staffage, die getrost fehlen könnte, ohne die Gesamtwirkung zu beeinträchtigen. Wenn wir aber nicht in Gleichnissen reden wollen, so müssen wir bekennen, daß es uns jedenfalls bisher nicht gelungen ist, ein einigermaßen verständliches Weltbild aufzubauen, ohne unsern eignen Geist, den Schöpfer des ganzen Weltbildes, daraus zu verbannen, derart, daß darin für ihn kein Platz ist. Der Versuch, ihn hineinzuzwängen, führt notwendig zu Ungereimtheiten.

Ich habe schon früher die Tatsache erörtert, daß aus dem gleichen Grunde im physikalischen Weltbild alle Sinnesqualitäten fehlen, aus denen das Subjekt der Erkenntnis sich eigentlich zusammensetzt. Dem Modell fehlen Farben, Töne, Greifbarkeit. Ebenso und aus dem gleichen Grunde mangelt der Welt der Naturwissenschaft alles, was eine Bedeutung in bezug auf das bewußt anschauende, wahrnehmende und fühlende Wesen hat; von alledem enthält sie nichts. Vor allem denke ich an die sittlichen und ästhetischen Werte, Werte von jeder Art, an alles, was auf Sinn und Zweck des ganzen Geschehens Bezug hat. Nicht nur fehlt dieses alles, sondern es kann von einem rein naturwissenschaftlichen Standpunkt aus überhaupt nicht organisch eingebaut werden. (...)

Am schmerzlichsten ist das völlige Schweigen unseres ganzen naturwissenschaftlichen Forschens auf unsere Fragen nach Sinn und Zweck des ganzen Geschehens. Je genauer wir hinsehen, um so zweckloser und sinnloser kommt es uns vor. Das Spektakel, das sich da abspielt, erhält einen Sinn offenbar nur in bezug auf den Geist, der ihm zuschaut. Was uns die Naturwissenschaft über diesen Bezug zu melden weiß, ist ausgemacht ungereimt. Als sei der Geist nur durch eben dieses Spektakel entstanden, dem er nun zuschaut, und als werde er mit ihm wieder vergehen, wenn die Sonne schließlich erkaltet sein und die Erde sich in ein Wüste von Eis und Schnee verwandelt haben wird.

Nur kurz will ich den notorischen Atheismus der Naturwissenschaft erwähnen, der natürlich zum gleichen Thema gehört. Wieder und wieder erfährt die Naturwissenschaft diesen Vorwurf, aber zu Unrecht. Der persönliche Gott kann in einem Weltbild nicht vorkommen, das nur zugänglich geworden ist um den Preis, daß man alles Persönliche daraus entfernt hat. Wir wissen: Wenn Gott erlebt wird, so ist das ein Erlebnis, genauso real wie eine unmittelbare Sinnesempfindung oder wie die eigene Persönlichkeit. Wie diese muß er im raum-zeitlichen Bilde fehlen. “Ich finde Gott nicht vor in Raum und Zeit“, so sagt der ehrliche naturwissenschaftliche Denker. Und dafür wird er von denen gescholten, in deren Katechismus geschrieben steht: Gott ist Geist.

Aus: “Physik und Transzendenz - Die großen Physiker unseres Jahrhunderts über
ihre Begegnung mit dem Wunderbaren“
(Hrsg. Hans-Peter Dürr, Scherz Verlag)

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Forschung auf dem Gebiet der Elementarteilchenphysik bemüht sich um ein verbessertes Verständnis vom Aufbau der Materie.
Streuexperimente nahmen dabei schon immer eine herausragende Stellung ein. Im Jahre 1911 beschoß E. Rutherford eine dünne Goldfolie mit α-Teilchen und konnte durch die dabei beobachtete, unerwartet starke Ablenkung der Teilchen auf die Existenz eines positiv geladenen Atomkernes rückschließen und veränderte damit die damaligen Vorstellungen vom Mikrokosmos.
Um tiefer in die Materie vorzudringen, wurden in den sechziger Jahren in Stanford (USA) beschleunigte Elektronen auf Protonen geschossen und ihre tiefunelastische Streuung (DIS) untersucht. Aufgrund dieser Messungen konnten Substrukturen im Proton nachgewiesen werden, die später mit den Quarks identifiziert wurden. Die so etablierten Elementarteilchen unterliegen den Wechselwirkungen aufgrund der starken, schwachen und elektromagnetischen Kraft, die im Rahmen des 'Standard Modells der Elementarteilchenphysik' beschrieben werden. Die fundamentalen Teilchen sind Quarks, Leptonen und Eichbosonen. Die Theorie, die die Phänomene der starken Wechselwirkung beschreibt, ist die Quantenchromodynamik (QCD). Tiefunelastische Lepton-Proton Streuexperimente spielen eine wichtige Rolle bei der Erforschung der Struktur des Protons und haben zum Verständnis der QCD beigetragen.
Am Elektron-Proton-Speicherring HERA in Hamburg kann die tiefunelastische Streuung im Vergleich zu vorhergehenden Experimenten mit ruhendem Ziel bei einer wesentlich größeren Schwerpunktsenergie ($\sqrt{s} \approx 300$ GeV) studiert werden.
HERA dringt damit in einen völlig neuen kinematischen Bereich vor, der sich auf Werte des Impulsübertrages Q^2 bis zu maximal 10^5 GeV^2 und einem minimalen Wert der Skalenvariable $x_{Bj} \approx 10^{-5}$ erstreckt.

Gegenstand dieser Arbeit ist der Test der QCD durch die Messung von Prozessen, die durch die starke Wechselwirkung ausgelöst werden. Die Daten wurden mit dem H1-Experiment genommen und anschließend analysiert. Mit der Messung von inklusiven Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitten kann man Erkenntnisse über den Quarkinhalt des Protons gewinnen und ist nur indirekt sensitiv auf die Gluonen im Proton und die starke Kopplungskonstante α_s. Betrachtet man Ereignisse, die kollimierte Bündel von

Hadronen, sogenannte Jets, aufweisen, ist der analysierte Prozeß direkt proportional zur starken Kopplung. Multi-Jet-Wirkungsquerschnitte sind also ein geeigneter Ansatzpunkt zum Test der QCD. Bei H1 und ZEUS wurden mit den in früheren Jahren genommenen Daten mehrere Analysen zu 1- und 2-Jet-Ereignissen in allen zugänglichen kinematischen Bereichen durchgeführt. Mit der Luminosität, die in den Jahren 1996 und 1997 gesammelt wurde, sind erstmals ausreichend Daten vorhanden, um Ereignisse mit drei Jets zu untersuchen. In der vorliegenden Arbeit wird zum ersten Mal das 3-Jet-System bei Ereignissen mit kleinem Q^2 detailliert gemessen.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Nach einer Einführung in die theoretischen Grundlagen der QCD wird der H1-Detektor vorgestellt. Kapitel 3 beschreibt die zum Vergleich mit den Daten herangezogenen Monte Carlo-Generatoren. Kapitel 4 umfaßt die Datenselektion mit der Erläuterung aller technischen Schnitte. Anschließend werden im Hauptkapitel 5 das 3-Jet-System vorgestellt und die einzelnen Schritte der Analyse erklärt. Die Ergebnisse mit dem Vergleich verschiedener Modelle, sowie deren Interpretation werden in Kapitel 6 zusammengefaßt.

Kapitel 1

Tiefunelastische Streuung und QCD

Streuexperimente sind das wichtigste Werkzeug zur Erforschung der Struktur der Materie. Der Begriff "Tiefunelastische Streuung" (engl. deep inelastic scattering, DIS) wurde 1969 geprägt, als am Beschleuniger-Experiment in Stanford (Stanford Linear Accelerator Center, SLAC) in der Elektron-Proton-Streuung Ereignisse beobachtet wurden, bei denen mit unerwartet großer Häufigkeit ein sehr großer Energieverlust des gestreuten Elektrons gemessen wurde. Diese Experimente ergaben experimentelle Hinweise auf eine Substruktur im Nukleon. Die gefundenen punktförmigen Konstituenten des Nukleons wurden 'Partonen' genannt, die später mit den Quarks identifiziert wurden. Schon 1966, noch bevor die Existenz von Quarks experimentell bestätigt wurde, stellte Bjorken die Hypothese auf [Bjo66, Bjo69], daß die Strukturfunktionen (s. Abschnitt 1.3) der tiefunelastischen Streuung bei großen Energie- und Impulsüberträgen Q^2 des Elektrons nur noch von einer Größe, der Bjorken-Skalenvariable x_{Bj} (s. Gl. 1.3) abhängen würde. Dieses Verhalten wurde Skaleninvarianz (oder 'scaling') genannt, denn x_{Bj} ist dimensionslos und es gibt keine relevante Massenskala mehr. Da die Struktur des Protons unabhängig von der Auflösung Q^2 ist, müssen die Partonen punktförmig sein.

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung der tiefunelastischen Streuung erklärt und die dafür notwendigen Variablen definiert.

1.1 Das Quark-Parton-Modell

Die postulierte Skaleninvarianz wurde durch die ersten Messungen der Protonstrukturfunktion F_2 am SLAC bestätigt. Die einfachste Erklärung für das Verhalten von F_2 wird im Quark-Parton-Modell (QPM) gegeben.

Im Parton-Modell werden die Konstituenten des Protons als punktförmig angenommen. Sie werden im Limes großer Impulsüberträge ($Q^2 \rightarrow \infty$, "Bjorken-Limit") als freie Teilchen betrachtet.

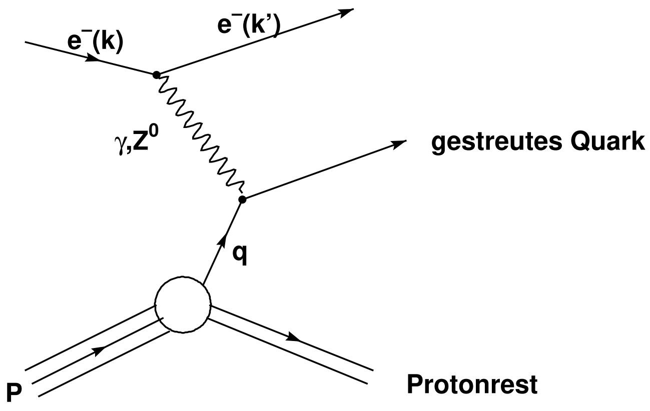

Abbildung 1.1: *Graph einer tiefunelastischen Streuung im Quark-Parton-Modell*

Im Bezugssystem, in dem der Impuls des Nukleons sehr groß ist ("infinite momentum frame"), das bei HERA in guter Näherung dem Laborsystem entspricht, besteht das Proton aus einem Strom parallel fliegender Partonen, deren Transversalimpulse und Massen vernachlässigt werden können. Das Proton hat aufgrund der Lorentzkontraktion fast keine longitudinale Dimension und ähnelt deshalb einer Scheibe. Das Proton besteht im QPM aus drei punktförmigen, geladenen Quarks mit Spin-1/2, die sich den Impuls des Protons teilen. Die tiefunelastische Streuung wird interpretiert als elastische Streuung des vom Elektron ausgesandten virtuellen Photons an einem der Quarks. Die schematische Darstellung einer e-p-Streuung im Quark-Parton-Modell zeigt Bild 1.1. Dieser Prozeß findet in 0. Ordnung bzgl. α_s, der energieabhängigen Kopplung der starken Wechselwirkung (vergl. Abschnitt 1.4.1), statt.

1.2 Die Kinematik tiefunelastischer Streuung

Ein Streuprozeß kann mit Hilfe bestimmter kinematischer Variablen beschrieben werden. Die für HERA-Prozesse üblichen Variablen hinsichtlich der tiefunelastischen Streuung werden in diesem Abschnitt definiert. Nach der Kollision des Elektrons mit dem Proton werden das gestreute Elektron und ein System aus Hadronen beobachtet. Der Begriff Elektron wird hier stellvertretend für Positron oder Elektron verwendet, da zwar die verwendeten Daten der Analyse mit Positron-Proton-Kollisionen aufgezeichnet wurden, die theoretischen Grundlagen aber unter Vernachlässigung elektroschwacher Effekte dieselben sind. Der Prozeß ist in Abbildung 1.2 graphisch dargestellt und

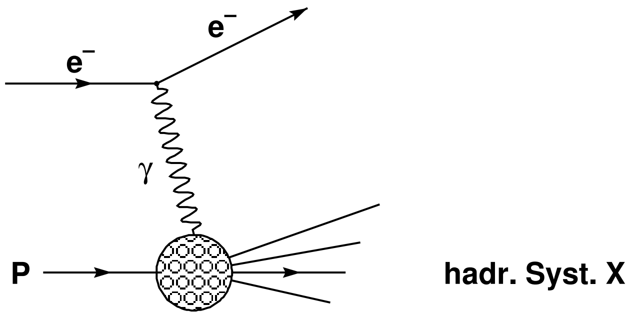

Abbildung 1.2: *Graphische Darstellung einer tiefunelastischen e-p-Streuung. Das Proton bricht dabei in das hadronische System X mit der Masse W auseinander*

kann formal geschrieben werden durch

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

Mit den Viererimpulsen der ein- und auslaufenden Teilchen lassen sich die grundlegenden kinematischen Größen berechnen, die zur Beschreibung des Prozesses verwendet werden.

$k = (E_e, \vec{p_e})$ Viererimpuls des einlaufenden Elektrons
$k' = (E_e', \vec{p_e'})$ Viererimpuls des auslaufenden Elektrons
$p = (E_p, \vec{p_p})$ Viererimpuls des einlaufenden Protons

- $\boldsymbol{Q^2} = -q^2 = (k - k')$, die **Virtualität** des Photons
- $\boldsymbol{s}$, das Quadrat der **Schwerpunktsenergie**

  $$s = (p + k)^2 \approx 4E_eE_p, \tag{1.2}$$

  wobei die Näherung unter Vernachlässigung der Elektron- und Protonruhemasse (m_p) gilt. Bei HERA ergibt sich s=4 · 27.55 · 820 GeV^2 = 90364 GeV^2
- $\boldsymbol{x_{Bj}}$, die **Bjorken-Skalenvariable**

  $$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2\,p\cdot q} \quad , \qquad Q^2 = x_{Bj}\,y\,s \tag{1.3}$$

  Im QPM läßt sich x_{Bj} als der longitudinale Impulsbruchteil des einlaufenden Quarks am Proton interpretieren.

- Die **Skalenvariable $\boldsymbol{y}$**,

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \tag{1.4}$$

  entspricht im Ruhesystem des Protons dem Energieübertrag des Elektrons auf das ausgetauschte Photon.

- **W**, das Quadrat der **invarianten Masse des hadronischen Systems**:

$$W^2 = (p+q)^2 = Q^2\,\frac{1-x}{x} + m_p^2 \approx sy - Q^2 \tag{1.5}$$

1.3 Wirkungsquerschnitt und Strukturfunktionen

Eine fundamentale Größe in der tiefunelastischen Streuung ist der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e(k) + P(p) \rightarrow e(k') + X$. Der inklusive Wirkungsquerschnitt läßt sich darstellen durch den Ansatz:

$$d\sigma \sim L^{\mu\nu} \cdot W_{\mu\nu}, \tag{1.6}$$

bei dem die Reaktion separiert wird in einen leptonischen Tensor $L^{\mu\nu}$ zur Beschreibung des Elektron-Photon-Vertex und einen hadronischen Tensor $W_{\mu\nu}$, der alle Informationen über die Reaktion des Photons mit dem Proton enthält.
Differentiell kann der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit neutralem Strom (NC), d.h. unter Austausch eines Photons oder Z^0-Bosons, geschrieben werden als

$$d\sigma_{NC} \sim |\mathcal{M}_{fi}|^2 d\nu dQ^2 d\Phi. \tag{1.7}$$

Hierbei charakterisiert das Matrix-Element $\mathcal{M}_{fi}$ den Übergang zwischen möglichen Anfangs- und Endzuständen (i,f) und $d\Phi$ den Phasenraum des hadronischen Systems im Endzustand. ν ist der Energieverlust des Elektrons im Protonruhesystem ($\nu = Pq/m_p$). Der Leptontensor ist das Produkt zweier elektromagnetischer Dirac-Ströme (s. [HM94]), das im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) exakt berechnet werden kann. Hierbei wird der Beitrag des Z^0-Austausches in guter Näherung vernachlässigt, da er erst bei großen Q^2-Werten ab ca. 5000 GeV^2 ($Q^2 \approx M(Z^0)^2$) eine Rolle spielt und somit für die vorliegende Analyse nicht relevant ist. Der unbekannte Hadrontensor kann in diesem kinematischen Bereich unter Ausnutzung der Stromerhaltung und Lorentzinvarianz durch zwei unabhängige Struktur-Funktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$, bzw. $F_L = F_2 - 2xF_1$, ausgedrückt werden. Im QPM wird F_2 berechnet als die gewichtete Summe über Dichteverteilungen f_i der Quarks mit der Ladung e_i:

$$F_2(x) = \sum_{i=q,\bar{q}} e_i^2\, x\, f_i(x)\ . \tag{1.8}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich schreiben als:

$$\frac{d\sigma_{NC}}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x\,Q^2}\left[(1-y+\frac{y^2}{2})F_2(x,Q^2) - \frac{y^2}{2}F_L(x,Q^2)\right], \tag{1.9}$$

wobei α die elektromagnetische Kopplungskonstante darstellt. Dieser Ausdruck wird auch Born-Wirkungsquerschnitt genannt. Er kann auch geschrieben werden als

$$\frac{d\sigma_{NC}}{dxdQ^2} = \kappa\left[F_2(x,Q^2) - \frac{y^2}{Y_+}F_L(x,Q^2)\right] \quad , \tag{1.10}$$

$$\text{mit} \quad \kappa = \frac{2\pi\alpha^2}{\mathrm{x\,Q^2}}\,\mathrm{Y_+} \quad , \quad \mathrm{Y_+} = 2(1-\mathrm{y}) + \mathrm{y}^2\ .$$

F_L bezeichnet die longitudinale Strukturfunktion. Da der Beitrag von F_L zum DIS-Wirkungsquerschnitt von Gl. 1.9 proportional zu y^2 ist, wird der Wirkungsquerschnitt für Werte unterhalb von $y \approx 0.6$ dominiert durch den Beitrag von F_2.
Im Quark-Parton-Modell ist $F_L = 0$ für Fermionen, d.h. für Teilchen mit Spin 1/2, wie z.B. die Quarks.

1.4 Quantenchromodynamik

Die Feldtheorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD). Es gibt sechs Quarksorten (Flavours) u,d,s,c,b,t, für deren Massen jeweils gilt:
$\mathrm{m_u} < \mathrm{m_d} < \mathrm{m_s}... < \mathrm{m_t}$. Die Quarks können in drei Zuständen auftreten, die als "Farbe" bezeichnet werden: rot, grün und blau (r,g,b). Die Antiquarks tragen dementsprechend Antifarbe $\bar{\mathrm{r}}, \bar{\mathrm{g}}, \bar{\mathrm{b}}$. Die starke Wechselwirkung ist invariant unter Transformationen, basierend auf der zugrundeliegenden Symmetriegruppe SU(3), die den Farbaustausch beschreibt.

Die Wechselwirkung wird durch die masselosen Eichbosonen, die Gluonen, vermittelt. Der nichtabelsche Charakter der SU(3)-Gruppe bewirkt, daß die Gluonen selbst Farbladung tragen, z.B einen $\mathrm{r\bar{g}}$-Zustand bilden, und somit auch untereinander wechselwirken können. Diese Tatsache wirkt sich entscheidend auf die starke Kopplungskonstante α_s aus, deren Stärke, anders als in der QED, logarithmisch abnimmt mit steigendem Q^2. Im Grenzfall der asymptotischen Freiheit $Q^2 \to \infty$ geht $\alpha_s \to 0$ und die Quarks verhalten sich wie quasifreie Teilchen. In der Natur findet man keine freien Quarks, sie unterliegen dem sog. "confinement" (Einschluß). Die Kopplungskonstante wird beliebig groß ($\alpha_s \to \infty$) bei makroskopischer Betrachtung, wenn also $Q^2 \to 0$ geht. Die in der Natur beobachtbaren Teilchen sind immer farbneutral. Ihre Nettofarbladung wird durch Überlagerung von unterschiedlichen Farbzuständen durch den Zusammenschluß der Quarks in Mesonen oder Baryonen zu Null kompensiert.

1.4.1 Renormierung und α_s

Ein erfolgreiches mathematisches Werkzeug zur Berechnung von meßbaren Größen ist die Störungstheorie. Der Entwicklungsparameter in der QCD ist dabei α_s . Bei der Berechnung der Schleifenkorrekturen eines Prozesses treten bestimmte Singularitäten auf, die zu sogenannten "ultravioletten" Divergenzen führen ($\sigma \to \infty$ für Impuls $k \to \infty$).

Diese Pole werden der Prozedur der Renormierung unterzogen. Hierbei können durch die Einführung eines neuen Parameters, der Renormierungsskala μ_R und durch das Ersetzen der ursprünglichen Kopplungkonstante durch eine renormierte Kopplungskonstante, die auftretenden Pole subtrahiert werden. Somit bekommen die Integrale ein endliches Ergebnis. Das "Modifizierte minimale Subtraktionsschema" ($\overline{MS}$-Schema) stellt einen möglichen Formalismus dar, in dem die Renormierung durchgeführt werden kann (Renormierungsschema). Eine verständliche Einführung in die Formulierung von Störungstheorie und Renormierung findet man in [Sop97] und [ESW96].

Die Abhängigkeit der starken Kopplung von μ_R wird durch eine "Renormierungsgruppengleichung" mit Hilfe der QCD-β-Funktion formuliert:

$$\mu_R \frac{d\alpha_s(\mu_R)}{d\mu_R} = \alpha_s \cdot \beta(\alpha_s) = -\frac{\beta_0}{2\pi}\alpha_s^2 - \frac{\beta_1}{4\pi^2}\alpha_s^3 - \frac{\beta_1}{64\pi^3}\alpha_s^4 - ... \qquad (1.11)$$

Der Wert von α_s und die Form der Koeffizienten ab der Ordnung α_s^2 hängt stark vom Renormierungsschema ab. Daher sollte man bei Vergleichen von berechneten Größen oder Parametern wie α_s immer sicherstellen, daß in demselben Schema gerechnet wurde. Die Wahl von μ_R sollte mit der relevanten Skala des Prozesses verknüpft sein, z.B. der Virtualität des Photons, Q^2 , die bestimmt, bis zu welchen Abständen $(1/Q^2)$ Objekte im Proton aufgelöst werden können.

Betrachtet man nur das erste Glied von Gleichung 1.11, d.h. den Koeffizienten β_0, so hat α_s in führender Ordnung die Form

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad \beta_0 = (11 - \frac{2}{3}N_f). \qquad (1.12)$$

N_f bezeichnet dabei die Anzahl der Quark-Flavours mit einer Masse, die jeweils kleiner ist als die hier benutzte Renormierungsskala $\mu_R = Q^2$. Λ_{QCD} definiert die Stärke der Kopplung und zeigt auf, ab wann α_s so stark wird, daß die Störungstheorie nicht mehr anwendbar ist. Der Wert muß experimentell bestimmt werden und liegt in der Größenordnung von $\Lambda_{QCD} = 200$ MeV. Der derzeitige Weltmittelwert für α_s [Bet98] liegt bezogen auf die Masse des Z^0-Bosons bei

$$\alpha_s(M_Z) \ = \ 0.119 \pm 0.004 \qquad (1.13)$$

1.4.2 Faktorisierung

Eine fundamentale Eigenschaft der QCD ist die Möglichkeit, die Berechnung von Strukturfunktionen oder Wirkungsquerschnitten aufzuteilen in Beiträge von Prozessen, die bei kurzen Abständen ablaufen und von Prozessen größerer Reichweiten. Damit erhält man zwei voneinander entkoppelte Bereiche, wobei der Prozeß bei kurzen Distanzen mit genügend großem Transversalimpuls k_T störungstheoretisch berechenbar ist, der Prozeß bei großen Distanzen i.a. aber nicht.
Um die Strukturfunktion F_2 der tiefunelastischen Streuung zu extrahieren, beschäftigt man sich einerseits mit den Partonen mit hohem k_T am Photonvertex (harter Streuprozeß) und der unbekannten Prozesse im Proton, die in Graphik 1.1 durch den leeren Kreis darstellt sind. Dort können intern Gluonen abgestrahlt und wieder absorbiert werden. Alle Gluonemissionen unter kleinen Winkeln, d. h. parallel zum einlaufenden Quark, sind aber störungstheoretisch nicht berechenbar und führen zu kollinearen Divergenzen bei der Berechnung von F_2. Sie werden daher absorbiert in den Partondichtefunktionen (PDF), die ein Maß sind für die Wahrscheinlichkeit, ein Parton der Sorte $u, d, \bar{u}, \bar{d}, ..., g$ im Proton zu finden. Die Abhängigkeit der PDF von der Faktorisierungsskala (Bedeutung s.u.) wird durch die DGLAP-Entwicklungsgleichungen [AP77] beschrieben. Die PDF werden indirekt aus experimentellen Werten, z.B. der Messung von F_2 bestimmt. Dabei geht man von bestimmten Startverteilungen der PDF aus, deren Parameter unter der Berücksichtigung der Entwicklungsgleichungen an die Daten angepaßt werden.
Um die beschriebene Aufteilung verwirklichen zu können und damit eine Observable zu berechnen, führt man eine weitere Skala μ_F (Faktorisierungsskala) ein. Ihre Bedeutung ist graphisch dargestellt in Bild 1.3.

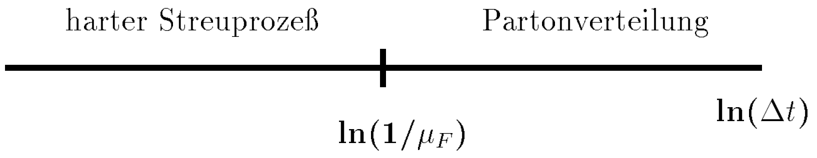

Abbildung 1.3: *Veranschaulichung der Faktorisierungsskala. μ_F teilt die Berechnung einer Observable in den Teil des harten Streuprozesses, der bei kurzen Distanzen (Zeiten Δt) stattfindet und den langreichweitigen Teil, der in der Partondichtefunktion absorbiert wird.*

Wie auch bei der Renormierung hängt der Wert einer physikalischen Observable F

nicht von der künstlich eingeführten Faktorisierungsskala ab. Es muß gelten

$$\frac{\partial F}{\partial \mu_F} = 0 \quad , \quad \frac{\partial F}{\partial \mu_R} = 0 \; . \tag{1.14}$$

Diese Forderung wird bei theoretischen Berechnungen nur dann vollständig erfüllt, wenn die Observable O durch eine komplette Störungreihe berechnet wurde. In der Praxis wird die Reihe nach wenigen Gliedern abgebrochen und ein Resteinfluß bleibt bestehen.
Es ist meist üblich, die Skalen gleichzusetzen:

$$\mu_R = \mu_F \; . \tag{1.15}$$

Im Bereich der tiefunelastischen Streuung ist sicherlich der Impulsübertrag Q^2 eine prozeßrelevante Skala und bietet sich prinzipiell als Wahl für μ_R und μ_F an. Bei der Beschreibung von Jetobservablen ist auch die transversale Energie der Jets charakteristisch für das Ereignis (s. Abschnitt 1.5) und kann daher ebenfalls als Skala verwendet werden.

1.4.3 Gluonabstrahlungen

Im Quark-Parton-Modell werden Gluonen als mögliche Partonen im Streuprozeß vernachlässigt. In der QCD jedoch werden sie mitberücksichtigt und Feynmangraphen, in denen eine oder mehere Gluonabstrahlungen vorkommen, berechnet. Die Terme innerhalb der Berechnung, die die Gluonabstrahlung beschreiben sind Korrekturen höherer Ordnung zum QPM. Gluonen können von Quarks oder Gluonen selber gemäß einer bestimmten Wahrscheinlichkeit abgestrahlt werden. Sie koppeln mit der Stärke α_s an das Parton, von dem sie ausgehen und können entweder vor oder nach dem harten Streuprozeß am Photon ausgesandt werden. Ein möglicher Prozeß der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$, der QCD-Compton-Prozeß, ist in Bild 1.4 a) als Feynmandiagramm dargestellt.

Ebenfalls unter Beteiligung eines Gluons läuft der Prozeß der Boson-Gluon-Fusion ab, der in Abbildung 1.4 b) zu sehen ist. Hierbei ist das aus dem Proton einlaufende Parton ein Gluon, das in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuiert, wo eines der Partonen am Photon streut. Bei diesen beiden Prozessen zählt man zwei Partonen im Endzustand, wenn man davon ausgeht, daß diese Partonen einen genügend hohen Impuls haben. Denn wenn z.B. im QCD-Compton-Prozeß das Gluon unter einem zu kleinen Winkel zum Quark ausgesandt wird, kann man es bei einer Messung des Endzustandes nicht mehr auflösen und als zweites Parton identifizieren. Eine kollineare Divergenz ($\theta \to 0$) entsteht, wenn man so einen Feynmangraphen berechnen wollte. Man spricht von "harten" Partonen, wenn der Transversalimpuls groß genug ist. Ebenfalls problematisch ist der Fall, wenn das abgestrahlte Gluon zu wenig Energie hat und eine

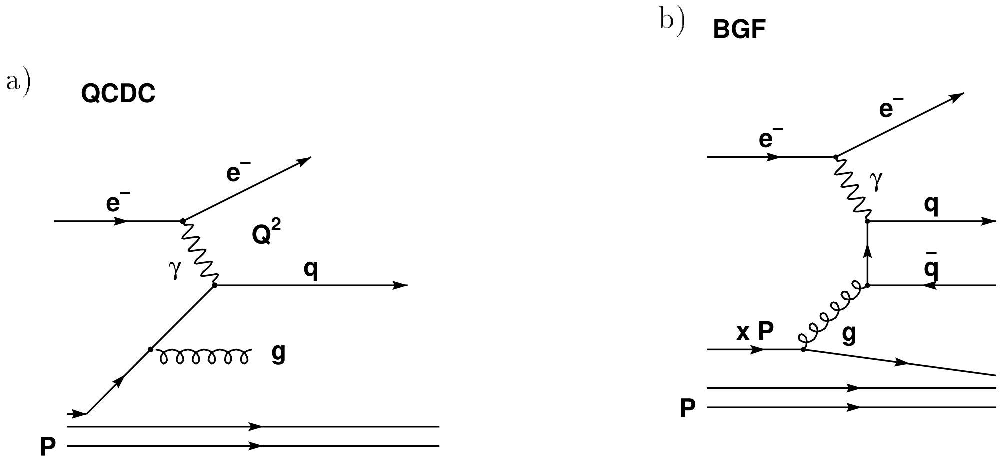

Abbildung 1.4: *Feynmangraph für Prozesse in 1. Ordnung α_s: a) QCD-Compton-Prozeß, b) Boson-Gluon-Fusion, wo ein Gluon aus dem Proton in ein $q - \bar{q}$-Paar fluktuiert und eines dieser Partonen am Photon gestreut wird.*

sogenannte infrarote Divergenz ($E \to 0$) erzeugt wird.

Ob tatsächlich genügend transversale Energie erzeugt wurde, bzw. wieviele kollimierte Teilchenbündel, die "Jets", sich im Detektor nach der Hadronisierung (Kap. 2.1.3) identifizieren lassen, entscheidet ein Jetalgorithmus, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird. Durch Anwendung des Algorithmus werden Divergenzen eliminiert, indem über den kritischen Bereich integriert wird.
Quarks und Gluonen sind nicht direkt meßbar, deshalb muß immer über die im Ereignis gemessenen Teilchen indirekt auf den zugrundeliegenden partonischen Prozeß geschlossen werden. So kann man auf jeder Bezugsebene von Jets reden, wie es in Graphik 1.5 (analog zu [Sey95]) dargestellt ist.

Die Jets, die man auf Detektor-, Hadron- oder Partonniveau findet, basieren alle auf demselben Feynmangraphen, der das Ereignis beschreibt. Der Übergang von den gemessenen Teilchen zu den Hadronen kann ohne große Probleme vollzogen werden. Mit Hilfe eines Monte Carlo-Programms kann aufgrund der genauen Kenntnis der Detektorantwort eine Korrektur der Daten auf Detektoreffekte vorgenommen werden. Der Übergang zwischen dem Hadron- und Partonniveau dagegen ist nicht so einfach zu vollziehen. Die Korrekturfunktion zwischen diesen Niveaus kann ebenfalls mit Hilfe von MC-Programmen abgeschätzt werden, sie ist stark modellabhängig.
Berechnet man einen Prozeß in führender Ordnung der Störungstheorie erhält man eine 1-zu-1-Korrelation zwischen Partonen und Jets. Bei der Messung kann man nur die Eigenschaft von Ereignissen, z.B. anhand von Jetgrößen studieren, die zwar von

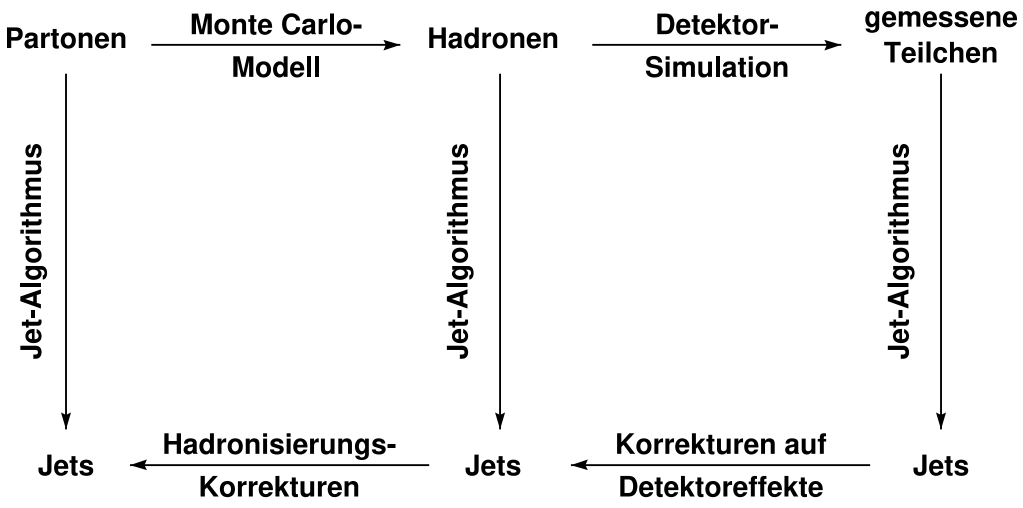

Abbildung 1.5: *Darstellung der verschiedenen Niveaus einer Jetanalyse.*

einem Parton initiiert wurden, aber nicht das Parton selber sind. Bis heute ist der Übergang zu den Partonen nicht fundamental verstanden und kann nicht grundlegend berechnet werden.

Um höhere Jet-Multiplizitäten zu erzeugen, müssen in einer tiefunelastischen Streuung mehrere Partonen erzeugt werden. So findet ein 3-Jet-Ereignis mindestens zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ statt. Ein Feynmangraph wie in Abb. 1.6 a) kann Grundlage eines 3-Jetereignisses sein, wenn die abgestrahlten Gluonen hart genug sind. Wird noch ein weiteres Gluon erzeugt, kann sogar ein Ereignis mit vier Jets entstehen, s. Abb. 1.6 b).

Multijetereignisse sind selten, da ihr Wirkungsquerschnitt proportional zur Potenz von α_s ist, die der Ordnung des Prozesses entspricht. So haben nur ca. 1/10 aller Ereignisse mit mindestens zwei Jets auch einen dritten Jet. Von denen kann widerum nur 1/10 mit Hilfe des Jetalgorithmus als 4-Jet-Ereignis klassifiziert werden.

1.5 Der Jet-Algorithmus

Um ein eng kollimiertes Teilchenbündel, einen sogenannten Jet, zu definieren und zu identifizieren, benötigt man einen wohldefinierten Algorithmus. Mit dessen Hilfe wer-

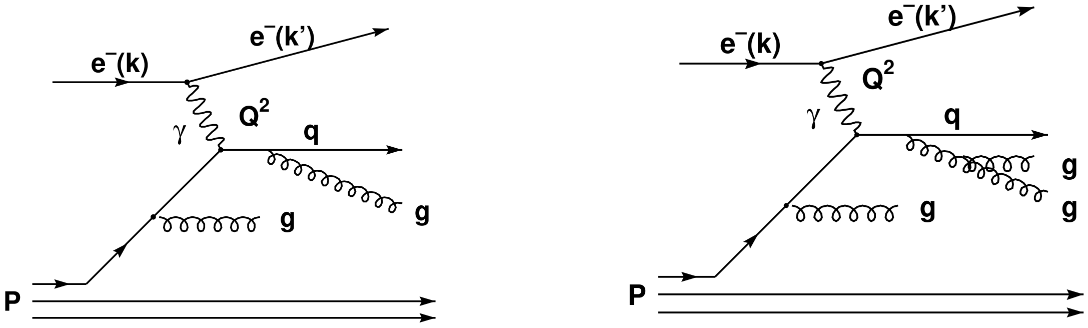

Abbildung 1.6: *a) zeigt einen Feynmangraphen mit drei Partonen im Endzustand, die als 3-Jetereignis gemessen werden können. Wird ein weiteres Gluon abgestrahlt wie in b), kann daraus sogar ein 4-Jetereignis entstehen, wenn das zuletzt abgestrahlte Gluon genügend transversalen Impuls mitbekommen hat und als weiterer Jet im Detektor aufgelöst werden kann.*

den alle “Teilchen“ eines Ereignisses sukzessiv zusammengefaßt. Damit bezieht man sich entweder auf gemessene Energiedepositionen im Detektor oder auf stabile Hadronen/Partonen aus einer Modellrechnung. Das gestreute Elektron ist davon immer ausgenommen.

Der Jetalgorithmus muß sicherstellen , daß die Meßgrößen infrarot und kollinear “sicher“ sind. Partonen, die mit zu kleinem Winkel oder zu kleiner Energie abgestrahlt werden, werden mit dem Mutterparton zusammengefaßt und treten nicht als divergente Terme der Integration auf.

In dieser Analyse wird der sogenannte “longitudinal invariante k_t -Algorithmus“ [ES93], [CDW93] benutzt.

Er wird im Breitsystem angewendet, das man durch eine Lorentztransformation in z-Richtung vom Proton-Photon-Ruhesystem aus (Photon-, Proton-Dreiervektor $\vec{\gamma}+\vec{p_P} = 0$) erreicht. Der Transformationsvektor ist $\vec{\gamma}+2x\vec{p_P} = 0$. Im Breitsystem ist das virtuelle Boson vollständig raumartig, sein Viererimpuls ist $p_\gamma = (0,0,0,p_z = -Q)$, so daß keine Energie übertragen wird. Im QPM entspricht die Kollision des Quarks mit dem Photon der Reflexion unter Impulserhaltung an einer Wand, nämlich dem ruhenden Boson. Die Photon-Quark-Kollision eines DIS-Ereignisses in 0. Ordnung α_s ist in Abbildung 1.7 illustriert. Da im Breitsystem der Transversalimpuls des Photons Null ist, werden alle auftretenden Transversalimpulse durch den QCD-Prozeß erzeugt.

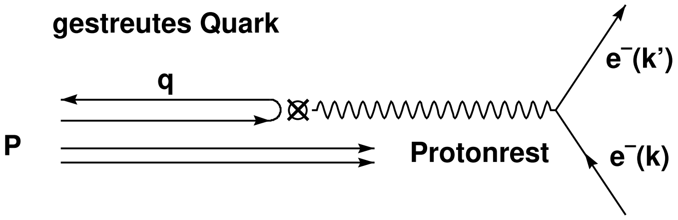

Abbildung 1.7: *Darstellung der Photon-Quark-Kollision eines DIS-Ereignisses im Breitsystem* ($\vec{\gamma} + 2x\vec{p} = 0$).

Zur Charakterisierung der Teilchen in einem Ereignis wird die Pseudorapidität η verwendet. Sie wird definiert mit Hilfe des Streuwinkels θ des Teilchens, der gegen die Protonflugrichtung gemessen wird. (Vergleiche die Definition des H1-Koordinatensystems in Kapitel 3.2.)

$$\eta = -\ln\tan(\frac{\theta}{2}) \tag{1.16}$$

Der Jet-Algorithmus funktioniert nach folgendem Schema: Er verwendet die unter einer longitudinalen Lorentztransformation invarianten Größen wie die transversale Energie E_T, die Differenz zweier Pseudorapiditäten oder Azimuthalwinkel $\Delta\eta$, $\Delta\phi$.

1. Man startet mit einer Liste aller Teilchen im Ereignis und setzt die Anzahl der Jets auf Null.
2. Für alle Teilchen wird der Abstand d_{ij} untereinander und der Abstand zur Strahlachse d_i berechnet. Diese Werte berechnet man nach

   $$\mathrm{d_i} = \mathrm{E_{T,i}^2}\,\mathrm{R_0^2}, \tag{1.17}$$

   dabei wird $R_0^2 = 1$ gesetzt, und

   $$\mathrm{d_{ij}} = \min(\mathrm{E_{T,i}^2}, \mathrm{E_{T,j}^2})\,\mathrm{R_{ij}^2} \quad \text{mit} \quad \mathrm{R_{ij}^2} = \Delta\eta_{\mathrm{ij}}^2 + \Delta\phi_{\mathrm{ij}}^2. \tag{1.18}$$

   Hierbei ist $E_{T,i}$ die transversale Energie des Teilchens i.
3. Danach bestimmt man den kleinsten Abstand d_{min} aus allen d_i und d_{ij}.
4. Falls d_{min} aus der Menge der d_{ij} ist, faßt man die Teilchen i,j zu einem neuen Teilchen zusammen, das in der Liste auftaucht. Die Ausgangsteilchen i,j werden

aus der Liste gestrichen. Die Addition der beteiligten Teilchen geschieht nach einem ausgwählten Rekombinationsschema. In diesem Fall wird das sogenannte "E_T-Schema" (Snow Mass Convention [Hut90]) benutzt, das vorschreibt, wie E_T, η und Φ z.B. der Teilchen 1 und 2 zusammengefaßt wird.

$$\mathrm{E_T} = \sum_{\mathrm{i}=1,2} \mathrm{E_{T,i}} \;, \qquad \eta = \frac{1}{\mathrm{E_T}} \sum_{\mathrm{i}=1,2} \mathrm{E_{T,i}} \eta_{\mathrm{i}} \;, \qquad \phi = \frac{1}{\mathrm{E_T}} \sum_{\mathrm{i}=1,2} \mathrm{E_{T,i}} \phi_{\mathrm{i}} \qquad (1.19)$$

5. Ist d_{min} aus der Menge der d_i, so hat man einen Jet gefunden, der in der Jetliste gespeichert wird.
6. Diese Prozedur wird solange iteriert, bis es nur noch Jets und keine Teilchen mehr gibt.

Wenn man im Folgenden von der Position eines Jets redet, meint man dessen Achse. Diese ist definiert durch die Summe aller Teilchen i, die dem Jet zugeordnet sind. Man kann die transversale Energie, die Pseudorapidität und den Azimutalwinkel eines Jets bestimmen durch

$$\mathrm{E_{T,jet}} = \sum_{\mathrm{i}} \mathrm{E_{T,i}} \;, \qquad \eta_{\mathrm{jet}} = \frac{\sum_{\mathrm{i}} \mathrm{E_{T,i}}\, \eta_{\mathrm{i}}}{\sum_{\mathrm{i}} \mathrm{E_{T,i}}} \;, \qquad \phi_{\mathrm{jet}} = \frac{\sum_{\mathrm{i}} \mathrm{E_{T,i}}\, \phi_{\mathrm{i}}}{\sum_{\mathrm{i}} \mathrm{E_{T,i}}} . \qquad (1.20)$$

Die so definierten Jets des $\mathrm{k_t}$-Algorithmus sind masselos. Die Komponenten des Vierervektor eines Jets $\mathrm{P_{jet}} = (\mathrm{E_{jet}}, \mathrm{p_{x,jet}}, \mathrm{p_{y,jet}}, \mathrm{p_{z,jet}}) = (\mathrm{E_{jet}}, \vec{\mathrm{p}}_{\mathrm{jet}})$ werden berechnet aus den folgenden Zusammenhängen:

$$\mathrm{E_{jet}} = \mathrm{E_{T,jet}} \cdot \cosh \eta_{\mathrm{jet}} \;, \qquad (1.21)$$

$$\mathrm{p_{x,jet}} = \mathrm{E_{T,jet}} \cdot \cos \phi_{\mathrm{jet}} \;, \quad \mathrm{p_{y,jet}} = \mathrm{E_{T,jet}} \cdot \sin \phi_{\mathrm{jet}} \;, \quad \mathrm{p_{z,jet}} = \mathrm{E_{T,jet}} \cdot \sinh \eta_{\mathrm{jet}} \qquad (1.22)$$

Kapitel 2

Monte Carlo-Modelle und QCD-Vorhersagen

Für das Verständnis der physikalischen Prozesse ist der Vergleich der gemessenen Daten mit theoretischen Rechnungen unerläßlich. Diese Vorhersagen werden durch die Implementierung in Monte Carlo-Programmen zugänglich gemacht. Für den Vergleich der gemessenen 3-Jet-Wirkungsquerschnitte werden Ereignisgeneratoren unterschiedlicher Art herangezogen. Zum einen gibt es die Gruppe der allgemeinen Monte Carlo-Generatoren wie RAPGAP und ARIADNE, die den vollständigen hadronischen Endzustand erzeugen. Sie werden dazu verwendet mit Hilfe der Simulation des H1-Detektors gemessene Daten auf Detektoreffekte zu korrigieren. Diese Daten können dann direkt mit den Modellvorhersagen verglichen (Abschnitt 5.6). Andererseits wird mit Programmen verglichen, die die QCD-Rechnungen zu einem ganz bestimmten Prozeß liefern und eine viel eingeschränktere Funktionalität haben als die allgemeinen Monte Carlo-Generatoren, wie z.B das Programm DISENT. Sie liefern QCD-Prozesse bis zu einer bestimmten Ordnung in α_s und sind nicht auf die Näherungen angewiesen, die in allgemeinen Monte Carlo-Generatoren gemacht werden. Im Folgenden wird der Begriff "Monte Carlo-Generator" nur auf die im Abschnitt 2.1 besprochenen Programme wie RAPGAP angewendet.

Eine Übersicht der Funktionsweise von DISENT und die theoretischen Grundlagen, mit denen die QCD-Rechnungen durchgeführt wurden, findet man in Kapitel 2.2.

2.1 Monte Carlo-Modelle

Die verwendeten Monte Carlo-Generatoren simulieren Ereignisse, die bei HERA in der e-p-Streuung erzeugt werden können. Die Verwendung von Generatoren [Sjö95] und somit die Annäherung der Realität durch ein Modell wird mit theoretischen und experimentellen Argumenten gerechtfertigt. In einem Ereignisgenerator wird die komplexe Vielteilchenphysik in vielen kleinen Schritten behandelt. Dabei ist das Spektrum der vom Programm bereitgestellten physikalischen Größen, die studiert werden können, viel breiter und flexibler, als man mit einer analytischen Rechnung abdecken könnte, da der detaillierte Endzustand eines Ereignisses zur Verfügung gestellt wird. Ein Generator wird von experimenteller Seite aus dazu verwendet, die Durchführbarkeit einer geplanten Analyse zu testen, Ereignisraten und -topologien zu simulieren und den Untergrund abzuschätzen. Weiterhin spielt die genaue Kenntnis eines simulierten Endzustandes eine große Rolle bei Studien zum Verständnis des Detektors. So lassen sich mit Hilfe von Monte-Carlo-Vorhersagen die Daten auf Detektoreffekte, wie zum Beispiel Verluste aufgrund einer eingeschränkten Detektorakzeptanz, korrigieren. Die Messungen sind damit unabhängig vom einzelnen Experiment und universell vergleichbar.

Eine solche Ereignissimulation läßt sich in folgende Schritte unterteilen: Zuerst wird der Wirkungsquerschnitt der Reaktion berechnet und der elementare Streuprozeß generiert. Anschließend werden durch einen im Modell beschriebenen Mechanismus weitere Partonen erzeugt, bis anschließend alle Partonen in die Phase der Hadronisierung eintreten. Diese beschreibt den Übergang von Gluonen und Quarks in die im Detektor meßbaren Teilchen des hadronischen Endzustandes. Es findet also eine Zweiteilung statt zwischen der Erzeugung aller Partonen des Ereignisses und deren Hadronisierung.

2.1.1 RAPGAP und LEPTO

Die Ereignisgeneratoren RAPGAP [Jun95] und LEPTO [Ing91] sind Programme zur vollständigen Simulation von tiefunelastischen Streuereignissen bei HERA.

Zu Beginn der Simulation werden die unabhängigen kinematischen Variablen per Zufallsgenerator erzeugt. Zunächst wird durch eine numerische Integration über die kinematischen Variablen der totale Wirkungsquerschnitt berechnet. Anschließend wird ein Punkt des zugänglichen Phasenraumes mit der Wahrscheinlichkeit $\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2}/\sigma_{tot}$ ausgewählt. Die kinematischen Variablen des Ereignisses werden gewürfelt und alle Partonen erzeugt.

Matrix-Element und Partonschauer

RAPGAP ist ein Generator, der nach dem Schema "Matrixelement + Partonschauer" (ME+PS) arbeitet. Das bedeutet, daß die Erzeugung der Partonen eines Ereignisses zur n-ten Ordung α_s in zwei Schritte unterteilt wird. Mit dem Matrix-Element (ME) wird

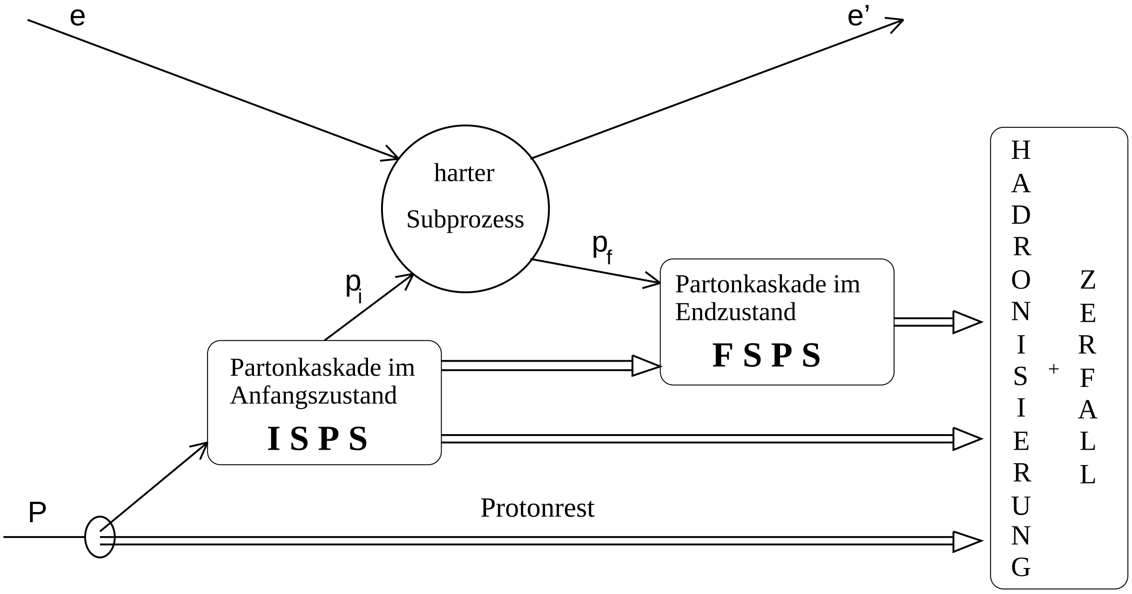

Abbildung 2.1: *Schematische Darstellung der Simulation tiefunelastischer Ereignisse durch RAPGAP. Das Ereignis ist aufgeteilt in die Berechnung des Matrix-Elementes am Photonvertex, dem harten Subprozeß und dem Partonschauer, der im Anfangs- und Endzustand auftreten kann. Anschließend gehen alle Partonen in die Phase der Hadronisierung über.*

die erste Ordnung in α_s exakt berechnet. Die höheren Ordnungen werden näherungweise durch die Emission von Partonen im Anfangs- und Endzustand, den Partonschauer (PS), eingebunden.

Die Berechnung des Partonschauers basiert auf den Altarelli-Parisi-Entwicklungsglei–chungen [AP77] und geschieht in der sogenannten "Leading Logarithmic Approximation" (LLA), in der die höheren Ordnungen in α_s, d. h. Terme $\sim (\alpha_s \log \frac{Q^2}{Q_0^2})^n$, aufsummiert werden. Der Partonschauer wird aufgeteilt in die Gluonabstrahlungen vor und nach dem Photonvertex. Beim Partonschauer im Anfangszustand ("initial state parton shower", ISPS) erhält das einlaufende Parton eine wachsende raumartige Virtualität ($m_q^2 < 0$) durch die Abstrahlung von zeitartigen ($m^2 > 0$) Gluonen. Das Maximum der Virtualität ist am Photon-Vertex erreicht und entspricht dem Impulsübertrag Q^2. Im Partonschauer des Endzustandes ("final state parton shower", FSPS) werden weitere Gluonen mit abnehmender zeitartiger Virtualität emittiert. Dabei werden die Öffnungswinkel der Verzweigungen so gewählt, daß sie zunehmend kleiner werden. Interferenzterme zwischen Gluonen der beiden Partonschauerteile werden in diesem Modell vernachlässigt.

Alle so erzeugten Partonen werden dem Programm JETSET (s. Kap. 2.1.3) übergeben, das den Prozeß der Hadronisierung vollzieht, wie in Punkt 2.1.3 beschrieben. Die einzelnen Phasen der Simulation sind schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt.

3-Parton-Phasenraum

Zum besseren Verständnis der 3-Jet-Daten ist es nötig, den zugrundeliegenden Phasenraum der Meßgrößen zu studieren. Dazu werden Konfigurationen mit drei Partonen erzeugt, die homogen über den verfügbaren Phasenraum verteilt sind (d.h. ein konstantes Matrix-Element haben). Der Prozeß $\gamma\ g \to\ q\ \bar{q}\ g$ wird mit einer modifizierten Version von RAPGAP generiert (v. 2.07/03) und kann mit dem Parameter IPRO = 99 aktiviert werden. Dieser Prozeß läuft unter der Annahme ab, daß ein Gluon mit einem Impuls aus dem Proton kommt, der der x-Verteilung der Gluondichte entspricht, die in RAPGAP gewählt wurde. Die Impulse der drei erzeugten Partonen werden entsprechend dem Phasenraum der Masse des Photon-Gluon-Systems generiert. Ihre invariante Masse wird also aus dem Viererimpuls des Gluons und Photons berechnet. Die Verteilung der invarianten Masse wird anschließend gemäß der gemessenen invarianten 3-Jet-Masse (s. Kap. 5) umgewichtet, um diese reproduzieren zu können. So kann der Phasenraum für die drei Partonen entsprechend den bei HERA gemessenen Jets generiert werden. Wahlweise können Partonschauer im Anfangs- und Endzustand hinzugefügt werden. Der Phasenraumgenerator wird für die Vergleiche in dieser Analyse ohne Partonschauer und anschließende Hadronisierung verwendet.

2.1.2 ARIADNE

ARIADNE [Lön92] erzeugt nur die Partonkaskade eines Ereignisses und wird daher mit weiteren Programmen in Verbindung gebracht, um als vollständiger Monte Carlo-Generator zu arbeiten. Dabei geneneriert LEPTO [Ing91] die kinematischen Variablen x_{Bj} und Q^2 des Ereignisses gemäß dem elektroschwachen Wirkungsquerschnitt in analoger Weise wie RAPGAP. Weiterhin wird die Hadronisierung ebenfalls durch JETSET vollzogen.

In ARIADNE wird die Erzeugung der QCD-Kaskade nach dem Farbdipol-Modell vollzogen. In diesem Modell werden Gluonen von Dipolen abgestrahlt, die aus zwei farbig geladenen Partonen bestehen. Das Matrix-Element wird in erster Ordung α_s berechnet.

Das Farbdipol-Modell

Das Farbdipol-Modell (colour dipole model, CDM) wurde ursprünglich entwickelt für Partonkaskaden in der e^+e^- -Annihilation und basiert auf der Annahme, daß die Gluonemission von einem q$\bar{\text{q}}$-Paar als Abstrahlung eines Farbdipols beschrieben werden

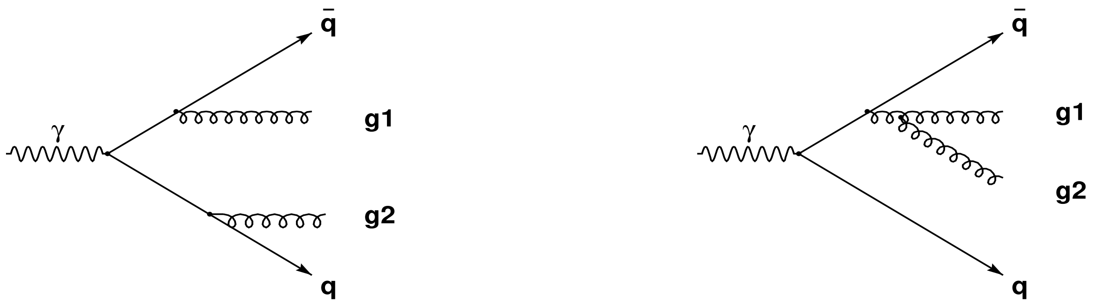

Abbildung 2.2: *Feynmangraphen zur Dipolemission in ARIADNE: Erzeugung von* $q\bar{q}gg$ *im Endzustand*

kann, der zwischen dem jeweils farbgeladenen Quark und Antiquark gebildet wird. Die Emission weiterer Gluonen kann in guter Näherung als Strahlung von einem der entstandenen unabhängigen Dipole ($q - g$ oder $g - \bar{q}$) angenommen werden und ist in Bild 2.2 illustriert. Das Modell wurde für die e-p-Streuung erweitert. In der tiefunelastischen Streuung besteht der emittierende Dipol nicht mehr aus dem punktförmigen Quark und Antiquark, sondern aus dem gestreuten Quark und dem Protonrest, der als ausgedehntes Objekt angenommen wird.

Eine ausführliche Erläuterung des Farbdipol-Modells und seiner Parameter befindet sich in [Moh97], basierend auf den theoretischen Veröffentlichungen von [GP88, AG88, AG91, AG93].

Dies Standardversion von ARIADNE wird bei den Vergleichen mit unkorrigierten Daten in Kapitel 6 mit DJANGO.CDM. bezeichnet. In Kapitel 7 wird mit korrigierten Daten verglichen, so daß man nicht mehr auf die Verwendung von DJANGO und der Detektorsimulation angewiesen ist. Daher tragen die Vorhersagen dort die Bezeichnung CDM.

Die Version mit einem neuen Parametersatz

Es gibt in ARIADNE Parameter, deren Wert nicht a priori festgelegt ist, sondern an Messungen angepaßt werden muß. In dieser Arbeit wird zum Vergleich mit Jetdaten eine Version mit einem veränderten Parametersatz benutzt, die für die Beschreibung der Transversalimpulsverteilung von 2-Jet-Ereignissen bei HERA optimiert worden ist. Dazu wurden folgende Parameter (s. ARIADNE Manual) gesetzt:

PARA(10)=1.6 , PARA(25)=1.6 , PARA(27)=0.75.
Diese Version mit dem optimierten Parametersatz wird bei den Vergleichen mit unkorrigierten Daten (Kapitel 6) mit DJ.CDM.T genannt. Beim Vergleich mit korrigierten Daten (Kapitel 7) trägt sie die Bezeichnung CDM.T.

2.1.3 JETSET

JETSET [Sjö94] stellt die notwendige Ergänzung zu den Generatoren RAPGAP und ARIADNE dar. Mit diesem Programm wird der Übergang der Partonen in Hadronen, die sogenannte Hadronisierung, und der anschließende Zerfall kurzlebiger Teilchen realisiert.
Unter dem Begriff der Hadronisierung wird die Summe aller störungstheoretisch nicht berechenbaren Prozesse verstanden, die zur Bildung von Hadronen führen. Der Übergang findet bei einer niedrigen Energieskala statt, bei der die Virtualität der Partonen klein geworden ist ($m^2 \approx 1\mathrm{GeV}^2$). Die Faktorisierung von elementarem Streuprozeß und nachfolgenden nicht-perturbativen Prozessen erlaubt eine getrennte Behandlung in unabhängig einsetzbaren Monte Carlo-Programmen. Die Hadronisierung wird durch phänomenologische Konzepte modelliert. Alle Ansätze dieser Art müssen dem Grundsatz des Quarkeinschlusses (“confinement“) Rechenschaft tragen und sicherstellen, daß die Quarks und Gluonen einen Umwandlungsprozeß zu beobachtbaren, farbneutalen Teilchen hin durchlaufen. JETSET vollzieht diesen Übergang nach dem “Lund-String-Modell“.

Das Lund-String-Modell

Das Lund-String-Modell [AGIT83], [AGS83],[Sjö94] läßt sich am einfachsten am Prozeß $e^+ \; e^- \rightarrow \; q \; \bar{q}$ erklären. Nach der Erzeugung des Quark und Antiquarks entfernen sich die Teilchen in entgegengesetzter Richtung in dem zwischen ihnen herrschenden Farbfeld voneinander. Die Feldlinien des Farbfeldes, die vom Quark zum Antiquark laufen, bilden einen dreidimsionalen Flußschlauch von ca. 1 fm Durchmesser, genannt “String“. Ein String trägt eine gleichmäßige Energiedichte (Energie pro Längeneinheit) Wenn der relative Abstand des auseinanderlaufenden $q\bar{q}$-Paares groß wird, d.h. die typische Größenordnung von 1 fm übersteigt, ist es energetisch günstiger, daß sich der Flußschlauch auftrennt und in seinem Zwischenbereich ein neues q$\bar{\text{q}}$-Paar gebildet wird. Dieser Prozeß kann sich mehrfach wiederholen, so daß der ursprüngliche String in viele Teile aufgespalten wird. Anschließend werden die Paare zu farbneutralen Mesonen und Baryonen zusammengefaßt. Der Prozeß ist in Abbildung 2.3 illustriert.

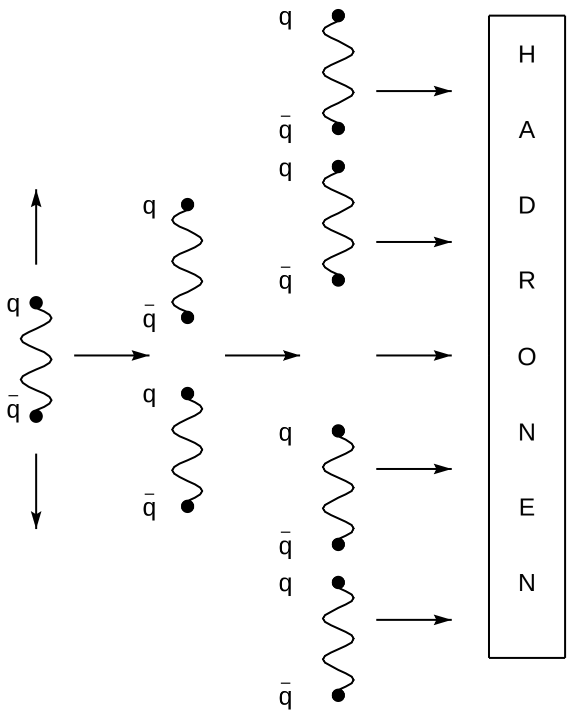

Abbildung 2.3: *Schematische Darstellung der Fragmentation nach dem Lund-String-Modell: Der zwischen dem* qq̄*-Paar gespannte String (gewellte Linie) bricht sukzessive, unter der Erzeugung weiterer* $q\bar{q}$*-Paare, auf. Im Endzustand werden Mesonen und Baryonen beobachtet.*

2.1.4 DJANGO

Der Generator DJANGO [CSS94] ist in der Lage, Ereignisse zu generieren, die im Endzustand ein zusätzliches reelles Photon aufweisen, das vom Elektron abgestrahlt wurde ($eq \to eq\gamma$). Man spricht dann von einem radiativen Ereignis. Die Photonabstrahlung kann entweder vor oder nach der Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton geschehen, wie in Abb. 2.4 dargestellt ist. Dieser Effekt wird durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben und in ihrem Rahmen berechnet. DJANGO wird in Verbindung mit den Programmen HERACLES, ARIADNE und JETSET verwendet. Dabei werden in HERACLES tiefunelastische Ereignisse simuliert, die elektromagnetische Korrekturen zur Ordnung α einschließen. Es wird ein Matrix-Element der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s)$ berechnet und QCD-Effekte höherer Ordnung durch das Farbdipol-Modell von ARIADNE erzeugt.

Simulierte und rekonstruierte Monte Carlo-Ereignisse aus DJANGO werden für die Korrektur der Daten auf Detektor- und QED-Strahlungseffekte verwendet.

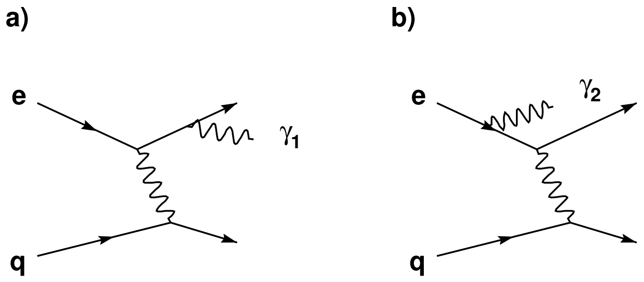

Abbildung 2.4: *Berücksichtigung der radiativen Korrekturen zur e-p-Streuung: das Elektron kann vor oder nach der Streuung am Quark ein Photon aussenden, wie in b) bzw. a) dargestellt ist. Solche Ereignisse werden vom Monte Carlo-Generator DJANGO erzeugt und zur Korrektur der Daten auf radiative Effekte verwendet*

2.1.5 PHOJET

Das Programm PHOJET [Eng95, ER96] wird dazu verwendet, den Untergrund an Photoproduktionsereignissen, also den Streuprozeß zwischen nahezu reellen Photonen und dem Proton, in der Analyse abzuschätzen. Es simuliert alle Anteile, die zum totalen Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion in e-p-Streuung gehören. Der Fluß der quasireellen Photonen ($Q^2 \approx 0$) wird generiert mit IJRAY [Abt93]. Zur Berechnung der Prozesse wird sowohl die Regge-Phänomenologie als auch die störungstheoretische QCD herangezogen. Eine detaillierte Beschreibung findet man in [Erd96]. Die Hadronisierung findet ebenfalls nach dem Lund-String-Modell in JETSET statt.

2.2 QCD-Rechnungen

Der Fortschritt im Verständnis der Physik der starken Wechselwirkung ist weitgehend auf den Vergleich von präzisen experimentellen Daten mit sehr genauen QCD-Rechnungen in höheren Ordnungen der Störungstheorie zurückzuführen. Die Grundlage der Berechnung von Wirkungsquerschnitten bildet das Quark-Parton-Modell. Die Faktorisierung der Rechnung in eine Faltung aus nicht-störungstheoretisch behandelbarer Partondichtefunktion (PDF) mit einem Matrixelement $\mathcal{M}$, das den harten Subprozess beschreibt, wird ausgenutzt. Die PDF ist universell, d.h. prozeßunabhängig und muß nicht für jede neue Observable F neu berechnet werden.

Die Berechnung eines Wirkungsquerschnittes in der führenden Ordnung des Prozesses

mit Hilfe der Störungstheorie leistet nur eine Vorhersage der Größenordnung und charakterisiert die ungefähren Eigenschaften von F. Die Genauigkeit der QCD-Störungsreihe wird kontrolliert durch die Beiträge der nächsthöheren Ordnung. Jede Berechnung sollte daher mindestens bis zur prozeßabhängigen nächstführenden Ordnung durchgeführt werden. Die starke Kopplungskonstante, sowie eine verwendete PDF muß entsprechend in derselben Ordnung verwendet werden.
Die Berechnung der nächstführenden Ordnung stößt auf grundlegende Probleme und ist prinzipiell erst seit wenigen Jahren überhaupt durchführbar. Dies liegt an der Struktur des Wirkungsquerschnittes in QCD-Rechnungen jenseits des QPM und der in den berechneten Beiträgen auftauchenden Divergenzen. Der folgende Abschnitt soll eine kurze Übersicht vermitteln über den Aufbau und die Berechnungsweise von Wirkungsquerschnitten in höheren Ordnungen der Störungstheorie. Die theoretischen Grundlagen befinden sich in [CS96a, CS97, CS96b].

2.2.1 Struktur des Wirkungsquerschnitts

Jeder partonische QCD-Wirkungsquerschnitt besteht aus zwei Teilen, wenn man neben dem grundlegenden Prozeß auch die erste Korrektur höherer Ordnung der Störungsreihe berücksichten will:

$$\sigma \;=\; \sigma^{LO} \quad + \quad \sigma^{NLO}. \tag{2.1}$$

Dabei bezeichnet LO (leading order) die führende, d.h. die erste nicht triviale Ordnung des Prozesses und NLO (next to leading order) die nächsthöhere Ordnung der Entwicklung. Diese Zuordnung ist allgemein anwendbar und nicht zu verwechseln mit der im Sprachgebrauch oft verwendeten aber irreführenden Bezeichnung LO = Ordnung α_s^0 und NLO = Ordnung α_s^1. Ein 3-Jet-Ereignis wird auf Partonniveau mit mindestens drei Partonen (m=3) im Endzustand erzeugt, die führende Ordnung des Prozesses ist hier $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ und die zu berücksichtigtenden Korrekturen der nächsten Ordnung NLO gehören zur $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$. Allgemein ist der LO-Wirkungsquerschnitt das Integral über den Born-Wirkungsquerschnitt σ^B im m-parton Phasenraum $d\Omega^m$

$$\sigma \;=\; \int_m d\sigma^B. \tag{2.2}$$

Der Born-Wirkungsquerschnitt kann für einen Prozeß mit m Partonen und deren Impulsen p_k mit $k = 1, ..., m$ bzgl. der physikalischen Meßgröße F^m symbolisch geschrieben werden als

$$d\sigma^B \;=\; |\mathcal{M}_m(p_k)|^2 \cdot F^m(p_k) d\Omega^m(p_k) \quad . \tag{2.3}$$

Die Observable F^m, die innerhalb bestimmter experimenteller Akzeptanzschnitte berechnet werden kann, muß in ihrem Wert unabängig sein von den im Endzustand möglicherweise auftretenden weichen oder kollinearen Gluonen (s. Kap 1.4.3). Ist diese Bedingung erfüllt, hat F^m die Eigenschaft infrarot ($E \to 0$) und kollinear ($\theta \to 0$) "sicher" zu sein. Die Integration von $d\sigma^B$ stellt kein prinzipielles Problem dar und wird meist numerisch mit Monte Carlo-Methoden vollzogen.

Der Beitrag σ^{NLO} macht die Rechnung erst kompliziert. Er besteht aus dem reellen Wirkungsquerschnitt σ^R des (m+1)-Parton-Endzustandes und den virtuellen Ein-Schleifenkorrekturen (1-loop) des m-Parton-Prozesses. Es ist

$$\sigma^{NLO} = \int_{m+1} d\sigma^R + \int_m d\sigma^V_{1-loop} \quad , \tag{2.4}$$

mit den expliziten Ausdrücken

$$\int_{m+1} d\sigma^R = \int_{m+1} |\mathcal{M}_{m+1}|^2 \cdot F^{m+1} d\Omega^{m+1} \tag{2.5}$$

$$\int_m d\sigma^V_{1-loop} = \int_m |\mathcal{M}_m^{1-loop}|^2 \cdot F^m d\Omega^m \tag{2.6}$$

Die beiden Integrale sind einzeln divergent, obwohl ihre Summe endlich ist. Der virtuelle Teil führt zu den drei bekannten Arten von Divergenzen ultraviolett, infrarot, kollinear, wobei die erstere durch das Verfahren der Renormierung (Abschnitt 1.4.1) behoben werden. Die Integration des reellen Wirkungsquerschnittes beinhaltet infrarote und kollineare Divergenzen, die sich nicht innerhalb des einzelnen Integrals aufheben. Ein mathematisches Verfahren, um die Divergenzen besser handhaben zu können, ist die dimensionale Regularisierung, bei der die Raum-Zeit-Dimension des Integrals von 4 minimal herabgesetzt wird auf $d = 4 - 2\epsilon$. Damit erscheinen die Divergenzen nach der Integration in Polstellen der Form $1/\epsilon$ und $1/\epsilon^2$. Wenn man nun den virtuellen und reellen Teil addiert, heben sich die Polstellen auf. Um zur ursprünglichen Integrationsdimension zurückzukehren, kann der Grenzübergang $\epsilon \to 0$ gefahrlos vollzogen werden und das Ergebnis ist ein endlicher, physikalischer Wirkungsquerschnitt. Im Prinzip gibt es also kein Problem mehr, nur in der Praxis ist dieses Konzept nicht so einfach zu realisieren. Da meist ein Multi-Parton-Zustand in einem durch Schnitte verkomplizierten Phasenraum behandelt werden soll, ist an eine analytische Integration nicht möglich. Auch numerische Methoden scheitern, wenn man $d\sigma^R$ und $d\sigma^V$ einzeln über verschiedene Parton-Phasenräume integrieren will. Eine Lösung dieses technischen Problems ist die Modifikation der Integranden mit der Subtraktions-Methode, die im Folgenden erläutert wird.

2.2.2 Die Subtraktions-Methode

Die prinzipielle Idee dieser Methode besteht darin, zu dem Wirkungsquerschnitt 2.4 einen Term σ^A zu addieren, wieder abzuziehen und den Ausdruck in gewünschter Weise zusammenzufassen:

$$\sigma^{NLO} = \int_{m+1} (d\sigma^R - d\sigma^A) + \int_m d\sigma^A + d\sigma^V_{1-loop} \quad , \tag{2.7}$$

Der Beitrag $d\sigma^A$ muß zwei wesentliche Eigenschaften besitzen:

- Er soll eine Abschätzung von $d\sigma^R$ sein und somit dasselbe punktweise singuläre Verhalten aufweisen, denn damit werden die Divergenzen innerhalb der Klammer von 2.7 aufgehoben und der Teil

  $$\sigma^{NLO(m+1)} = \int_{m+1} \left((d\sigma^R)_{\epsilon=0} - (d\sigma^A)_{\epsilon=0} \right) \tag{2.8}$$

  kann nach dem Grenzübergang von ϵ numerisch integriert werden.

- Weiterhin soll $d\sigma^A$ analytisch integrierbar sein und eine Integration über den 1-Parton-Phasenraum $\int_1 d\sigma^A$ genau die ϵ-Pole erzeugen, die sich mit denen des virtuellen Teils aufheben. Somit kann auch der Wirkungsquerschnitt, der die m-Parton-Kinematik enthält, numerisch integriert werden.

  $$\sigma^{NLO(m)} = \int_m \left(d\sigma^V_{1-loop} + \int_1 d\sigma^A \right)_{\epsilon=0} \tag{2.9}$$

Die endgültige Struktur des NLO-Wirkungsquerschnittes

$$\sigma^{NLO} = \sigma^{NLO(m)} + \sigma^{NLO(m+1)} \tag{2.10}$$

mit der Unterteilung in den m- und (m+1)-Partonraum macht die Implementierung der Integration in Monte Carlo-Programme einfach, da gewichtete Ereignisse mit m- und (m+1)-Partonen erzeugt und in Histogrammen aufaddiert werden können.

2.2.3 DISENT

Das Programm DISENT [CS97] berechnet infrarot und kollinear sichere Observablen für Ein- und Zwei-Jet-Ereignisse mit der jeweiligen NLO-Korrektur. Dabei benutzt es die Subtraktions-Methode aber in der Erweiterung des "Dipol-Formalismus" von Catani und Seymour. Dieser Algorithmus stellt eine Verallgemeinerung der Subtraktions-Methode dar, indem eine allgemeine Definition für die Form von $d\sigma^A$ gegeben wird (Details s. [CS97]), damit der Formalismus für jeden Prozeß anwendbar ist.
Bei der Berechnung von Observablen für Drei-Jet-Ereignisse muß man sich im Moment prinzipiell mit der Berechnung der führender Ordnung begnügen. Denn es ist noch

nicht möglich Wirkungsquerschnitte für vier Partonen im Endzustand zu berechnen, die den reellen Anteil des zugehörigen NLO-Wirkungsquerschnittes darstellen (s. Gl 2.4). DISENT wird hier verwendet, um die Daten mit einer QCD-Rechnung in führender Ordnung bzgl. Drei-Jet-Ereignissen zu vergleichen.

In DISENT wird für die Vergleiche mit den Daten die mittlere transversale Energie als Renormierungskala verwendet, da diese Skala charakteristisch für Multijetprozesse ist. Variiert man diese Skala zwischen $\mu_R = \frac{1}{2}\ \overline{E}_{T,Breit}$ und $\mu_R = 2\ \overline{E}_{T,Breit}$ ändert sich das absolute Niveau der DISENT-Vorhersage, aber nicht die Form der Kurve. Die Variation ist im Kapitel 6 gezeigt. Ein ähnliches Verhalten der DISENT-Vorhersage findet man bei der Berechnung von 2-Jet-Ereignissen in führender Ordnung [Wob99]. Die Wahl der Faktorisierungsskala hat so gut wie keinen Einfluß auf das Ergebnis. Auf die gememessenen Wirkungsquerschnitte hat der Wechsel von der E_T^2-Skala zur Q^2-Skala eine Auswirkung von weniger als 1%. Die Verteilungen der Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsystems reagieren mit einem Unterschied von bis zu 2% in einzelnen Intervallen bei einem Wechsel der Skalen. Variiert man die Faktorisierungsskala zwischen E_T^2=25 GeV^2 und E_T^2=1000 GeV^2 , findet man ebenfalls keine Veränderung der Beschreibung.

Kapitel 3

Der H1-Detektor am Speicherring HERA

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA ist der weltweit einzige Speicherring, in dem Elektronen (Positronen) und Protonen zur Kollision gebracht werden. An einer der vier Wechselwirkungszonen befindet sich der H1-Detektor, mit dem die in einer e-p-Streuung erzeugten Teilchen nachgewiesen werden. Dieses Kapitel soll einen Überblick über den Beschleuniger und das H1-Experiment geben.

3.1 Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA bei DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) in Hamburg wurde 1992 in Betrieb genommen und besteht aus einem Doppelringsystem mit einem Umfang von 6,3 km in einer Tiefe von 10-30 m unter der Erdoberfläche. Protonen werden auf 820 GeV beschleunigt und mit Hilfe von supraleitenden Dipolmagneten auf der gekrümmten Bahn gehalten. Aufgrund der relativ hohen Masse der Protonen ($m_p \approx 2000 \cdot m_e$) müssen dazu sehr hohe Feldstärken von 4.7 Tesla erreicht werden. Die Leptonen, die eine Energie von 27.5 GeV erreichen, können dagegen mit konventionellen Magneten und entsprechend geringeren Feldstärken auf die Kreisbahn gezwungen werden. Ihre maximale Energie ist durch den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung begrenzt, der immer auftritt, wenn geladene Teilchen sich auf einer gekrümmten Bahn bewegen. Dabei gilt, je kleiner die Masse, umso größer ist der Verlust.

HERA wird durch sieben Vorbeschleuniger gespeist, die schematisch in Abbildung 3.1 dargestellt sind. Die Schwerpunktsenergie des e-p-Systems beträgt 300 GeV. Die Erzeugung der Proton- und Elektron-Teilchenstrahlen wird im Folgenden kurz dargestellt.

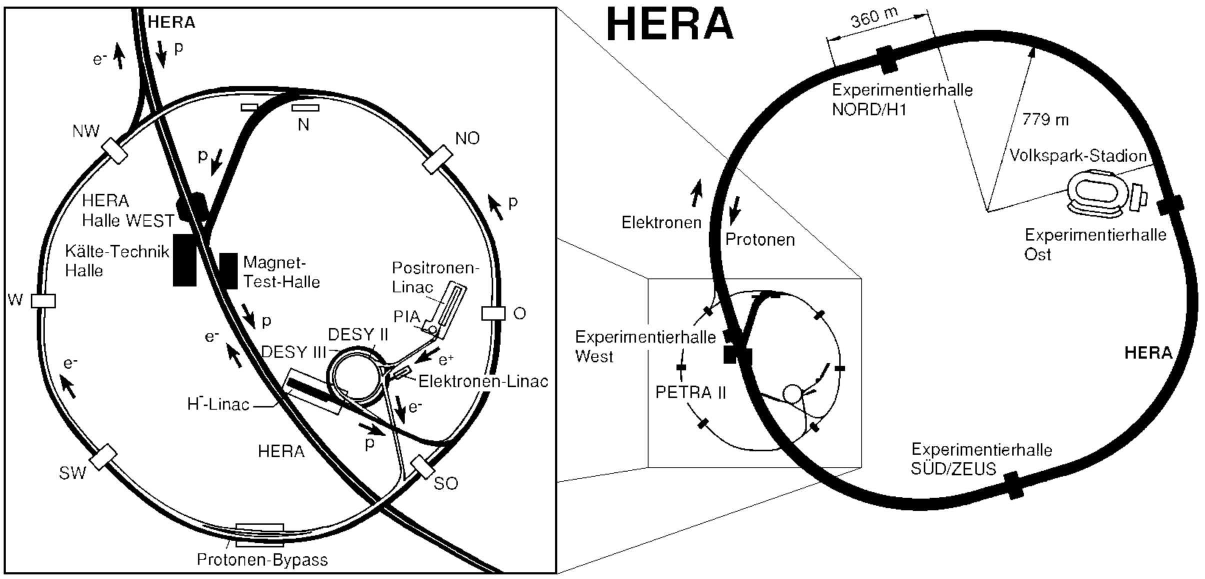

Abbildung 3.1: *Schematischer Überblick des HERA-Ringes mit den zugehörigen Vorbeschleunigeranlagen (s. Text)*

Für die Gewinnung von Protonen werden als erstes H$^-$-Ionen in Paketen gebündelt, in den dafür vorgesehenen Linearbeschleuniger (H$^-$-Linac) eingespeist, auf 50 MeV beschleunigt und in das Synchrotron DESY III überführt. Bei dieser Injektion durchqueren die H$^-$-Ionen eine dünne Aluminiumfolie, an der sie die Elektronen abstreifen. Die so übrigbleibenden Protonen werden auf 7.5 GeV beschleunigt. Im Speicherring PETRA (Positron-Elektron-Tandem-Ringanlage) erhalten sie eine Energie von 40 GeV und werden anschließend in HERA eingeleitet, wo sie auf ihre Endenergie beschleunigt werden.

Die Elektronen stammen aus der Glühemission einer Wolframkathode, werden mit Hilfe eines elektrischen Feldes abgesaugt und danach im Vorbeschleuniger DESY II auf 9 GeV beschleunigt. Anschließend wird ihre Energie in PETRA auf 12 GeV erhöht, und sie können anschließend in HERA injiziert werden. Da die Teilchenstrahlen in HERA durch hochfrequente elektromagnetische Wechselfelder beschleunigt werden, ergibt sich kein kontinuierlicher Strahl, sondern eine Paketstruktur, die im Ring umläuft. Die Strahlen im gesamten HERA-Umfang sind unterteilt in 210 Pakete mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns, woraus sich eine Wechselwirkungsrate von 10.4 MHz an den Experimenten ergibt. Jedes Paket besteht aus ungefähr 10^{10} Teilchen, die zur Kollision gebracht werden. Die longitudinale Ausdehnung eines Protonenpaketes beträgt ca. 60 cm. Die Elektronen sind im Vergleich fast punktförmig kollimiert.

Die wichtigste Kenngröße eines Beschleunigers ist dessen Luminosität $\mathcal{L}$. Sie charakterisiert die mögliche Anzahl N pro Zeiteinheit t an beobachteten Ereignissen eines bestimmten Prozesses mit dem Wirkungsquerschnitt σ . Es gilt

$$\frac{N}{t} = \mathcal{L} \cdot \sigma. \qquad (3.1)$$

An HERA gibt es vier Experimentierhallen, wobei zwei, das H1 und das ZEUS-Experiment [ZEU93], beide Teilchenstrahlen verwenden und die beiden anderen jeweils nur einen. HERMES [Dür95] verwendet nur den Elektronenstrahl, der auf ein polarisiertes Gasziel (engl. target) geleitet wird, um die spinabhängige Protonstrukturfunktion zu messen. HERA-B [HER94] dagegen verwendet den Protonstrahl, in den am Randbereich ein Draht gefahren wird. Die Wechselwirkung mit dem Protonstrahl erzeugt eine bestimmte Reaktion über die die CP-Verletzung im b-quark-System gemessen werden soll.

3.2 Das H1-Experiment

Der H1-Detektor ist in der Experimentierhalle Nord aufgebaut und für den Nachweis von Elektron-Positron-Kollisionen konstruiert worden. Es werden bei möglichst vollständiger Raumwinkelabdeckung Teilchen idenfiziert und deren Energie und Spuren vermessen. Der ungleichen Energie der Teilchenstrahlen wird durch einen asymmetrischen Detektoraufbau Rechnung getragen. Der Schwerpunkt des Systems der erzeugten Teilchen einer Reaktion fliegt in der Regel in Protonrichtung weiter, daher gibt es im so definierten Vorwärtsbereich besonders viel Aktivität in den Detektorkomponenten. Die positive z-Achse des H1-Koordinatensystems wird durch die Protonrichtung definiert. Die x-Achse des rechtshändigen Systems zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Ringes .

Die Experimentierhalle befindet sich ca. 20 Meter unter der Oberfläche. Die Ausmaße des Detektors betragen 10x12x15 m bei einem Gesamtgewicht von etwa 2800 t. Eine dreidimensionale Übersicht des Aufbaus gibt Bild 3.2. Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist von einem Spurkammersystem $\boxed{2,3}$ umgeben, das wiederum von Kalorimetern $\boxed{4,5}$ eingeschlossen wird. Diese Hauptelemente befinden sich in einem 1.2 Tesla starken Magnetfeld, das von der supraleitenden Spule (Solenoid) $\boxed{6}$ erzeugt wird. Damit wird erreicht, daß Teilchen, die sich parallel zur z-Achse bewegen, auf Helixbahnen abgelenkt werden. Die Krümmung dieser Bahnen wird im Spurkammersystem gemessen und dient zur Impulsrekonstruktion des Teilchens. In den Kalorimetern wird die Energie der Teilchen gemessen, insbesondere das gestreute Elektron. Außerhalb der Spule befindet sich ein Eisenjoch $\boxed{10}$, das der Rückführung des magnetischen Flusses dient.

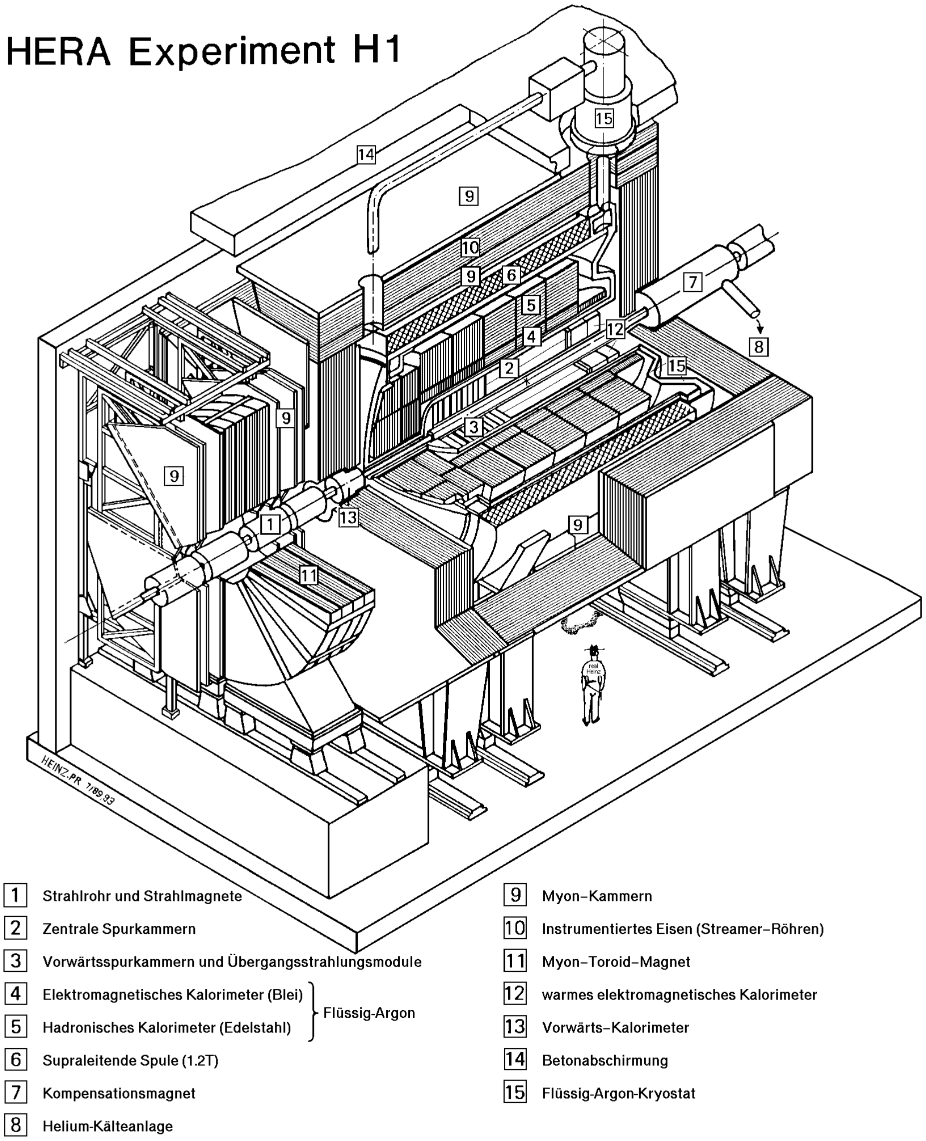

Abbildung 3.2: *Schematische dreidimensionale Darstellung des H1-Detektors*

Es ist außerdem so instrumentiert, daß dort Myonen nachgewiesen werden können. Im Vorwärtsbereich schließt sich ein weiteres System zur Messung von Myonen $\boxed{11}$ an. Eine detaillierte Beschreibung des H1-Experimentes findet man in [H1 96a, H1 96b]. Im weiteren wird nur auf die Komponenten eingegangen, die für die Datenanalyse in dieser Arbeit wichtig sind.

3.2.1 Das Spurkammersystem

Mit Hilfe des Spurkammersystems können die Flugbahnen einzelner geladener Teilchen im H1-Detektor genau vermessen werden. Anhand der Spurkrümmung kann der Teilchenimpuls rekonstruiert werden. Abbildung 3.3 zeigt einen Schnitt entlang der Strahlachse durch das Spurkammersystem. Das zentrale Kammersystem deckt einen Polarwinkelbereich von $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ ab und besteht aus mehreren Driftkammern. Ganz innen befinden sich die innere Proportionalkammer CIP und die innnere z-Kammer CIZ. Sie werden eingeschlossen von der zentralen Jetkammer CJC1. Ein analog aufgebautes System schließt sich im äußeren Bereich an, bestehend aus der COP, COZ und der zweiten Jetkammer CJC2.

Mit den konzentrischen Jetkammern, deren Drähte parallel zur Strahlachse gespannt sind, können Teilchenspuren mit einer Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 170$ μm in der x-y Ebene und $\sigma_z = 22$ μm gemessen werden. In den z-Driftkammern verlaufen die Drähte senkrecht zum Strahl und ermöglichen damit die Bestimmung der z-Koordinate der Teilchen, mit einer Ortsauflösung von $\sigma_z = 260$ μm. Die Lagen des Kammersystems sind gut im radialen Schnitt, dargestellt in Abb. 3.4, zu erkennen.

3.2.2 Zentrales und rückwärtiges Kalorimeter

Das Herzstück des H1-Detektors ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter zur elektromagnetischen und hadronischen Energiemessung. Es stellt die Hauptkomponente für diese Analyse dar, weil mit dem Kalorimeter die Teilchen des hadronischen Endzustandes, aus denen die Jets gebildet werden, gemessen werden. Es deckt einen Polarwinkelbereich von $4^\circ < \theta < 153^\circ$ ab und ist ein nichtkompensierendes Kalorimeter, in dem als Absorber Blei und Stahl und als aktives Nachweismedium füssiges Argon (LAr) verwendet werden. Da man unterschiedliche Medien für Absorbtion und Messung der Energie der Teilchen vorfindet, gehört es zur Klasse der sogenannten "sampling"-Kalorimeter (engl. sampling = Stichprobenverfahren). Abbildung 3.5 zeigt einen Querschnitt durch das Kalorimeter. Man erkennt die Unterteilung in den elektromagnetischen (elm.) Teil, der 20-30 elm. Strahlungslängen X_0 mißt (jeweils Endung E) und den hadronischen (had.) Teil (Endung H), der einer Dicke von 4-8 had. Wechselwirkungslängen entspricht. Das Kalorimeter besteht aus acht Rädern mit jeweils acht Oktanten.

Das Kalorimeter ist sehr fein segmentiert, so daß 45000 Zellen einzeln ausgelesen werden können und sich damit eine sehr gute Ortsauflösung ergibt. Wenn hochenergetische Teilchen im Detektor nachgewiesen werden, deponieren sie ihre Energie nicht in einer einzelnen Zelle, sondern in einer Ansammlung von räumlich benachbarten Zellen. Diese werden zu sogenannten "Clustern" (engl. Haufen, Gruppe)) zusammengefaßt und bilden die Grundlage der Jetanalyse. Das Kalorimeter besitzt eine Energieauflösung

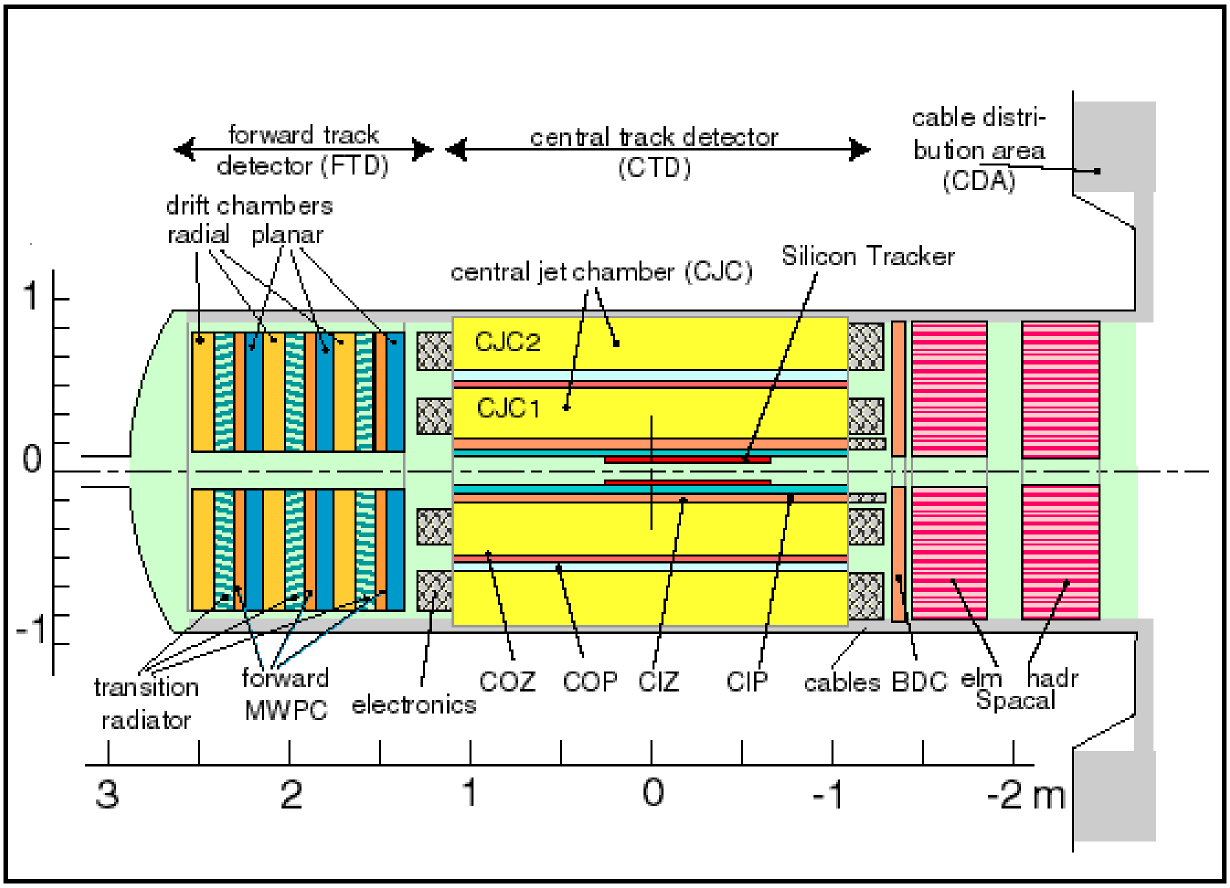

Abbildung 3.3: *Seitenansicht des Spurkammersystems*

für Elektronen [H1 94] von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.01. \tag{3.2}$$

Im hadronischen Teil wurde für Pionen im Teststrahl

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.02 \tag{3.3}$$

gemessen [H1 93].

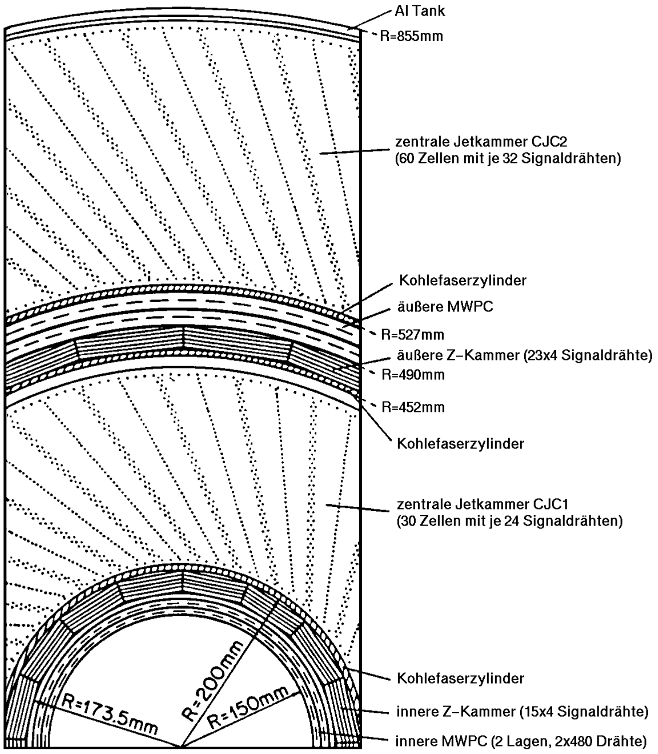

Abbildung 3.4: *Radialer Schnitt durch das Spurkammersystems*

Im Rückwärtsbereich von H1 befindet sich ein Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal), das einen Winkelbereich von $155^\circ < \theta < 177.5^\circ$ abdeckt. Es besteht aus optischen Szintillatorfasern, die in Blei gelagert sind. Es ist ebenfalls in einen elektromag–netischen (elm.) und hadronischen (had.) Teil gegliedert. Eine Kreisfläche mit einem Radius von 80 cm wird mit 1192 elm. und 128 had. Zellen überdeckt. Die Winkelauflösung ist besser als 2 mrad.

Bei der Analyse von Daten mit kleinem Q^2 befindet sich das gestreute Elektron im rückwärtigen Bereich. Das SpaCal wird hier zur Elektronidentifikation und somit zur Bestimmung des DIS-Datensatzes eingesetzt. Es hat eine sehr gute Energieauflösung [H1 96c] von

$$\frac{\sigma_{elm}(E)}{E} = \frac{7\%}{\sqrt{E}} \quad , \quad \frac{\sigma_{had}(E)}{E} = \frac{30\%}{\sqrt{E}}. \tag{3.4}$$

Abbildung 3.5: *Querschnitt durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors*

3.2.3 Die rückwärtige Driftkammer BDC

Die rückwärtige Driftkammer (engl. backward driftchamber, BDC) deckt einen Winkelbereich von $151° < \theta < 177.5°$ ab. Die Kammer ist so ausgelegt, daß sie die gesamte Oberfläche des anschließenden SpaCals überdeckt (s. Abbildung 3.3), damit die Messungen von Teilchen, bzw. deren Spuren im gesamten Bereich korreliert werden können. Die BDC besteht aus vier Doppellagen von Signaldrähten und ist in acht Sektoren unterteilt. Die Drähte einer Lage sind oktogonal, konzentrisch um das Strahlrohr gespannt und an den Sektorrändern befestigt, so daß sich die Anordnung einem Spinnennetz ähnelt. Durch dieses Anordnung wird die Meßaüflösung in θ optimiert. Um auch die azimutale Komponente des Teilchendurchganges bestimmen zu können, sind die Doppellagen jeweils um 11.25° gegeneinander verdreht.

3.2.4 Das Triggersystem von H1

Die Kollisionsrate der von HERA gelieferten e-p Pakete beträgt 10.4 MHz. Es ergibt sich eine tatsächliche Ereignisrate von etwa 100 kHz, der Rest der Pakete durchdringt sich einfach, ohne miteinander zu reagieren. Da es unmöglich ist, mit so hoher Geschwindigkeit Ereignisse zu speichern, muß eine Reduktion der Ereignisrate erzielt werden, mit der Daten auf ein Speichermedium, z.B. Magnetband, geschrieben werden. Nur der geringste Teil der 100 kHz Rate besteht aus physikalische interessanten Ereignissen. Diese will man vom Untergrund trennen. Der Untergrund der e-p-Wechselwirkung bei HERA setzt sich hauptsächlich aus folgenden Ereignistypen zusammen:

1. Der größte Anteil des Untergrundes (um 100 kHz) wird hervorgerufen durch die Reaktion von schlecht fokussierten Protonen mit der Wand des Strahlrohrs (Strahl-Wand-Ereignis).

2. In den Strahlrohren herrscht ein gutes Vakuum. Dennoch können umlaufende Strahlteilchen mit Molekülen des Restgases kollidieren. Diese Strahl-Gas-Kollisionen liefern einen Beitrag von ca. 1-10 kHz zum Untergrund

3. Kosmische Strahlung kann den Detektor durchqueren und als Überlagerung mit Strahl-Wand- oder Strahl-Gas-Kollisionen als Ereignis aufgezeichnet werden. Dies tritt mit einer Rate von etwa 1 Hz auf.

Um die gewünschte Unterdrückung des Untergrundes gegenüber den echten e-p-Ereignissen zu erzielen und mit einer Rate von etwa 10 Hz auf Band zu schreiben, kommt bei H1 ein vierstufiges Triggersystem zum Einsatz. Als "Trigger" bezeichnet man eine Einrichtung, die etwas auslöst (= engl. to trigger), in diesem Fall die Auslese der Detektorsignale, um sie zur späteren Weiterverarbeitung abzuspeichern.

Trigger-Stufe 1 (L1)

Die Elemente der ersten Triggerstufe bekommen alle 96 ns mit der HERA-Umlauffrequenz neue Informationen zur Verarbeitung. Da die Triggerelemente der Subdetektoren ein elektronisches Signal über ihren Status nicht mit dieser Frequenz fertiggestellt haben, werden die Daten in sogenannten "Pipelines" zwischengespeichert. Innerhalb von 2 μs können die Triggerelemente im zentralen Trigger zu 128 definierten Bedingungen, den Subtriggern, kombiniert werden, anhand derer entschieden wird, ob ein physikalisch interessantes Ereignis vorliegt. Wenn eine der vorgebenen physikalischen Triggerbedingungen erfüllt ist, werden die Pipelines angehalten, ausgelesen und die Information zur nächsten Triggerstufe weitergeleitet. Das System hat eine Totzeit während der Auslese, in der stattfindende Ereignisse verpaßt werden können, wenn diese nicht zwischengespeichert werden. Um diese gering zu halten, werden manche Triggerbedingungen, die oft erfüllt werden, mit Unterdrückungsfaktoren (sog. prescales) versehen, damit nur jedes n-te Ereignis weiterverarbeitet wird.

Trigger-Stufe 2 (L2)

Auf der zweiten Stufe wird innerhalb von 20 μs entschieden, ob das Ereignis weiterhin behalten werden soll. Um anhand von komplexeren Korrelationen der Triggerelemente die Vorgabe von L1 zu verifizieren, bedient man sich einerseits eines topologischen Triggers und andererseits eines neuronalen Netzwerkes, das eine vieldimensionale Bedingung überprüfen kann. Die dritte Stufe ist bei H1 noch nicht mit einer eigenen Funktion versehen.

Trigger-Stufe 4 und 5 (L4/5)

Ist das Ereignis bis zur vierten Stufe vorgedrungen, stehen nun alle Detektorsignale gleichzeitig zur Verfügung, die von einer Rechnerfarm, hauptsächlich aus parallel geschalteten PCs bestehend, verarbeitet werden. Anhand der vollständig vorhandenen Information wird die von L1 gefällte Entscheidung überprüft. Kann keiner der aktivierten Subtrigger bestätigt werden, wird das Ereignis doch noch verworfen. Die von L4 akzeptierten Ereignisse werden der Rekonstruktion zugeführt, die auf der letzten Stufe L5 stattfindet. Dort werden die Daten auch anhand von physikalischen Topologien in verschiedene Klassen eingeteilt. Die so gewonnenen Rohdaten werden auf Magnetband gespeichert.
(Anm.: Die Konfiguration der Trigger-Stufe 4/5 wurde 1998 grundlegend geändert.)

Die Rekonstruktion der Daten

Die Rekonstruktion der Daten geschieht auf Software-Ebene mit dem Programm H1REC. Dadurch werden die in digitaler Form vorliegenden Daten zu physikalischen Größen verarbeitet. Z.B. wird aus der Messung von Driftzeiten der Ionisationselektronen zu den Drähten der Spurkammer eine Teilchenspur rekonstruiert. Damit kann der Wechselwirkungspunkt bestimmt und dessen Position dem Ereignis zugeordnet werden. Weiterhin wird die in einzelnen Kalorimeterzellen gemessene Energie zu Clustern zusammengefaßt. Die so aufbereiteten Daten werden als POT (production output tape) gespeichert. Eine komprimierte Form eines POT's stellt das 'data summary tape' DST dar, das einfacher per Festplatte zugänglich ist und den Ausgangspunkt der vorliegenden Analyse darstellt.

Kapitel 4

Datenselektion

Die Daten, die in dieser Analyse verwendet werden, wurden mit dem H1-Detektor in den Jahren 1996 und 1997 aufgezeichnet. Die Kombination der Datensätze dieser beiden Jahre stellt eine integrierte Luminosität von 20.8 pb^{-1} an DIS-Ereignissen zur Verfügung. Wie in Kap. 1 erläutert, spricht man von tiefunelastischer Streuung, wenn für den Impulsübertrag des virtuellen Photons auf das Proton $Q^2 \gtrsim 1$ GeV^2 gilt. Die hier beschriebene Analyse wird im Bereich kleiner Impulsüberträge 5 GeV^2 $< Q^2 <$ 100 GeV^2 durchgeführt. Das Vorgehen bei der Auswahl der Ereignisse sowie die weiteren Schnitte auf den Datensatz werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

4.1 Phasenraum der DIS-Ereignisse

Der DIS-Phasenraum der vorliegenden Analyse ist in Abbildung 4.1 in der x_{Bj} - Q^2 - Ebene dargestellt. Die wichtigsten Schnitte, die diesen Phasenraum definieren und somit die Grundlage der Analyse bilden, sind als Linien eingezeichnet.

- Schnitt auf den Impulsübertrag: 5 GeV^2 $< Q^2 <$ 100 GeV^2
- Einschränkung der Skalenvariable y auf 0.2 < y < 0.6
- Auswahl aller Ereignisse mit einem gestreuten Elektron im rückwärtigen Kalorimeter (SpaCal): $\theta_e > 156°$. Hierbei bedeuten kleine Polarwinkel θ_e die Vorwärts-(Proton-)richtung und große Winkel bis 180° die Elektronflugrichtung.

Wie man an den Geraden für den y-Bereich erkennen kann, läßt sich dieser Schnitt linear zu großen Q^2 fortsetzen. Die Kompatibilität zur parallel fertiggestellten Analyse

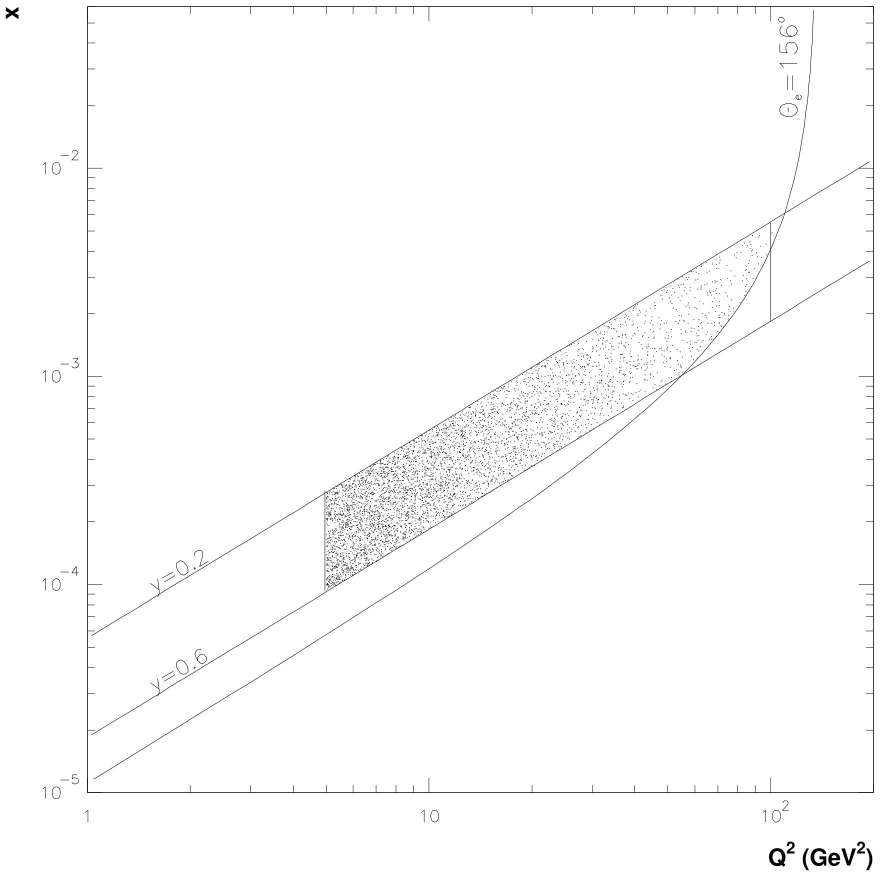

Abbildung 4.1: *Dargestellt ist die kinematische Ebene x_{Bj} gegen Q^2 , mit den kinematischen Schnitten, die den Phasenraum der DIS-Analyse definieren. Die Dichte der eingetragenen Punkte im inneren Bereich zeigt die relative Bevölkerung des Phasenraums durch die Daten.*

bei großen Q^2 war das Hauptkriterium, den Phasenraum durch diese y-Werte zu begrenzen. Die in die Graphik eingetragenen Punkte sind Daten (hier 10000 Einträge), die Aufschluß über die Dichte der Bevölkerung des Phasenraums geben.

4.2 Auswahl von Datenbereichen (Runselektion)

Daten, die mit dem H1-Detektor aufgezeichnet werden, sind in sogenannte "Runs" gruppiert. Ein Run besteht typischerweise aus den Ereignissen, die während der Luminositätsphasen innerhalb einer, höchstens zwei Stunden aufgezeichnet werden. Dabei sind die experimentellen Bedingungen konstant. Für jeden Run wird in der Datenbank gespeichert, welche Detektoren aktiv waren. Um Bereiche der Datennahme auszuschließen, in denen es technische Probleme gab oder die notwendigen Subdetektoren nicht verfügbar waren, wird eine Vorselektion von Runs getroffen. Damit wird die Qualität des Datensatzes verbessert. Eine Liste der ausgeschlossenen Bereiche innerhalb der Datennahme von 1996 und 1997, sowie ein Hinweis auf den Grund der Ausgrenzung befindet sich in Anhang A.

4.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

In der tiefunelastischen e-p-Streuung bei HERA werden mit dem H1 Experiment die Energie E'_e und der Winkel θ_e des gestreuten Elektrons mit hoher Präzision sowie die Teilchen des hadronischen Endzustandes unabhängig voneinander gemessen. Es reichen bereits zwei gemessene Größen aus, um die Lorentz-Variablen x_{Bj}, y und Q^2 zu berechnen, die das Ereignis charakterisieren. Die Ereigniskinematik ist also überbestimmt.
Es gibt mehrere Methoden, die kinematischen Variablen aus den gemessenen Größen zu bestimmen. In dieser Analyse wurde ausschließlich die sogenannte Elektron-Methode verwendet. Sie hat den Vorteil, unabhängig vom zu messenden hadronischen Endzustand zu sein.

4.3.1 Die Elektron-Methode

Bei dieser Methode werden zur Rekonstruktion von x_{Bj} , Q^2 und y nur der Winkel und die Energie des gestreuten Elektrons benutzt, welche hauptsächlich mit der rückwärtigen Driftkammer und dem rückwärtigen Kalorimeter SpaCal mit hoher Präzision gemessen werden. Daraus läßt sich berechnen:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1 - \cos\theta_e) \tag{4.1}$$

$$Q^2_e = 2E_eE'_e(1 + \cos\theta_e) \tag{4.2}$$

$$x_e = \frac{Q^2_e}{y_e s} \tag{4.3}$$

Diese Methode hat eine sehr gute Auflösung bei hohen y-Werten [Hoe91]. Sie ist für Ereignisse mit $y < 0.1$ ungeeignet, da die Auflösung mit $1/y$ abnimmt. Für den Analysebereich hat sie eine hinreichend gute Auflösung. Die Güte von Q^2 hängt bei kleinen Werten direkt von der Genauigkeit der Messung des Polarwinkels θ_e ab, der hinreichend gut gemessen wird. Die Verteilungen dieser Variablen werden in Punkt 4.6.4 diskutiert.

4.4 Technische Schnitte und Reduktion des Untergrundes

Neben der grundlegenden kinematischen Definition des Analysebereiches müssen auch noch einige weitere technische Schnitte vorgenommen werden, um die Datenqualität und die Übereinstimmung von unkorrigierten Daten und Monte Carlo-Vorhersagen zu verbessern. Ein Hauptziel ist dabei, den Untergrund in der Analyse zu verringern, also Daten auszusortieren, die zwar als DIS-Ereignisse ausgewählt werden, aber eigentlich keine sind. Die Hauptquelle für Untergrundereignisse ist die Photoproduktion. Hierbei wird anstatt eines virtuellen Photons ein quasi reelles Photon zwischen Quark und Elektron ausgetauscht ($Q^2 \approx 0$ GeV^2), so daß das gestreute Elektron nur um einen sehr kleinen Winkel ausgelenkt wird und im Strahlrohr verschwindet. Wenn nun ein oder mehrere Teilchen des hadronischen Endzustandes fälschlicherweise als Elektron identifiziert werden, zählt man ein Untergrundereignis ungewollt zu den DIS-Daten. Diese Fehlidentifikationen finden gehäuft bei sehr hohen y-Werten statt. Dies entspricht dem Bereich kleiner Elektronenergien bzw. großer Streuwinkel. Durch die Phasenraumauswahl mit $y < 0.6$ (was $E_e > 11$ GeV entspricht) erhält man schon einen relativ reinen DIS-Datensatz.

4.4.1 Schnitt auf den Ereignisvertex

Die z-Komponente des Wechselwirkungspunktes z_{vtx} von Elektron- und Protonstrahl wird mit Hilfe von Spuren im zentralen Detektorbereich rekonstruiert. Diese Position variiert aufgrund der Ausdehnung der Protonstrahls. Der Vertex muß möglichst genau bekannt sein, um die kinematischen Variablen im Ereignis richtig zu bestimmen.
Wenn ein Ereignis aber z.B. durch eine Wechselwirkung von Restgas-Atomen oder der Strahlrohrwand mit den HERA-Strahlen hervorgerufen wurde, kann die Vertexposition über den ganzen Bereich in z innerhalb des Detektors verteilt sein. Besonders Ereignisse, die von "Satelliten" (Protonansammlungen, die vor dem eigentlichen Kollisionspaket umlaufen) in der Protonstrahlstuktur hervorgerufen werden, erzeugen einen Vertex bei großen negativen z-Werten. Um diese Arten von Untergrund auszuschließen, erlaubt man nur zentrale Vertexpostionen von:

- $-35 \text{ cm} < z_{vtx} < 35 \text{ cm}$

4.4.2 Schnitt auf die Energiebilanz

Um ein Maß für die Energiebilanz eines Ereignisses zu bekommen, definiert man die Größe '$\mathrm{E - p_z}$'. Sie läßt sich aus der Messung des gestreuten Elektrons (Energie E'_e, Winkel θ'_e) und des hadronischen Endzustandes rekonstruieren.

$$\mathrm{E - p_z = 2E_e = E'_e\,(1 - \cos\theta'_e) + \sum_{had} E_{had,i}\,(1 - \cos\theta_{had,i})} \tag{4.4}$$

Der nominelle Wert für Elektronen und Protonen mit einem Vierervektor $\mathrm{P = (E, p_x, p_y, p_z)}$ von $\mathrm{P_e = (27.5, 0, 0, -27.5)}$ GeV und $\mathrm{P_p = (820, 0, 0, 820)}$ GeV ergibt sich zu $\mathrm{E - p_z = 55}$ GeV.
Dieser theoretische Wert wird nur erreicht, wenn alle Teilchen, die im Ereignis produziert wurden, auch im Detektor nachgewiesen werden. Zur Messung dieser Größe tragen alle Objekte des hadronische Endzustand bei, die nach der Methode FSCOMB gebildet werden, wie in Kapitel 5.1.3 beschrieben wird. Hadronen, die im Strahlrohr in +z-Richtung verschwinden, tragen aber kaum zur Summe bei, da ihre z-Komponenten fast gleich ihrer Energie ist. Wenn man nun fordert, daß $\mathrm{E - p_z}$ nicht kleiner als 45 GeV werden darf, unterdrückt man nochmals sehr effektiv Photoproduktionsereignisse (s. Abschnitt 4.6.4) und ebenfalls Ereignisse, bei denen die Strahlenergie des Elektrons durch Abstrahlung eines nichtnachgewiesenen, reellen Photons reduziert wurde. Strahlinduzierter Untergrund erzeugt Werte von $\mathrm{E - p_z}$, die höher liegen können als der nominelle Wert. Man fordert daher

- 45 GeV $< \mathrm{E - P_z} < 65$ GeV.

4.4.3 Schnitt auf den Elektroncluster-Radius

Wenn das Elektron im SpaCal nachgewiesen wird, hinterläßt es Einträge in mehreren Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters durch Schauerbildung. Die transversale Ausdehnung von elektromagnetischen Schauern ist deutlich unterschiedlich für Hadronen und Elektronen. Aus den Zellen, die zum Schauer gehören, wird der sogenannten Cluster-Radius r_{clus}, gebildet. Er wird berechnet aus der Summe der energiegewichteten Abstände aller Zellen i vom Schwerpunkt des Clusters $(x, y)_{clus}$ nach der Formel

$$r^2_{clus} = \sum_{Zellen\ i} \frac{E_i^2\,((x_{clus} - x_i)^2 + (y_{clus} - y_i)^2)}{E_{cluster}} \tag{4.5}$$

Dabei ist E_i die Energie der jeweiligen Zelle und E_{clus} die Energie des ganzen Clusters. Wie in Punkt 4.6.4 diskutiert, verhalten sich die Verteilungen ab Werte von $r_{clus} > 4$ cm in ihrer Form stark unterschiedlich für DIS-Ereignisse und Photoproduktionsuntergrund, so daß es sich anbietet, durch einen Schnitt die wahren Elektronkandidaten vom Untergrund weiter zu trennen. Deswegen verlangt man

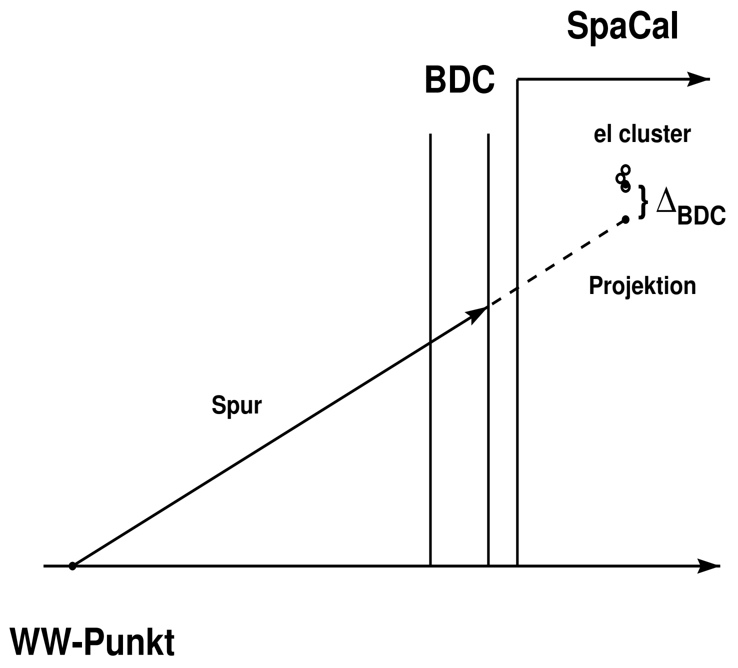

Abbildung 4.2: *Dargestellt ist der schematische Verlauf einer Elektronspur bis zur rückwärtigen Driftkammer. Die Extrapolation des Spurverlaufes in das SpaCal wird mit der Position des Clusters des Elektronkandidaten verglichen. Auf die Differenz Δ wird in der Selektion zur Untergrundreduzierung geschnitten.*

- $r_{clus} < 4.0$ cm .

4.4.4 Schnitt auf den Abstand zwischen Elektroncluster und -spur Δ_{BDC} in der rückwärtige Driftkammer

Eine weitere Reduktion des Untergrundes kann erfolgen, wenn man die Information über den Spurverlauf des Elektrons in der rückwärtigen Driftkammer (BDC) in die Analyse einbindet. Wie Graphik 4.2 skizziert, projiziert man dafür die mit der BDC gemessene Spur weiter in das dahinterliegende SpaCal auf die Höhe des dort gefundenen Clusters des Elektronkandidaten. Nun vergleicht man die Positionen dieser beiden Punkte. Ergeben sich große Differenzen Δ von mehreren Zentimetern, gehören wahrscheinlich die Spur und der Cluster des Elektronkandidaten nicht zusammen und es handelt sich um eine Fehlidentifikation. Man verhindert dies durch die Forderung

- $\Delta_{BDC} < 3.0$ cm.

4.4.5 Geometrischer Schnitt im SpaCal

Da diese Analyse sich mit DIS-Daten bei kleinen Q^2 befaßt, wird das gestreute Elektron im Bereich des rückwärtigen Kalorimeters nachgewiesen. In der Zeit der Datennahme von 1996 und 1997 gab es in der inneren Region des SpaCals eine Trigger-Zelle, die eine hohe Zählrate aus nicht ganz geklärten Gründen (vermutlich Synchrotronstrahlung) verursachte (sog. "hot spot"). Um dieses Triggerproblem auszuschließen und alle ausserhalb liegenden Ereignisse richtig aufzeichnen zu können, wurde daher der innere Bereich des zentralen Elektrontriggers im SpaCal (CIET) von der Datennahme ausgeschlossen.
Für die Analyse kann auf diesen Bereich ohne große Verluste geschnitten werden, da Elektronen nur für sehr kleine Q^2-Werte in den CIET-Bereich fallen. Man bringt einen geometrischen Schnitt im SpaCal an mit folgenden (X,Y)-Koordinaten:

- $-8.1\mathrm{cm} < \mathrm{X_{spac}} < 16.2$ cm und -16.2 cm $< \mathrm{Y_{spac}} < 8.1$ cm.

Weiterhin haben einige Triggerzellen während längerer Runperioden im äußeren SpaCal-Bereich nicht funktioniert, so daß man sie ebenfalls geometrisch für die Analyse ausschließt. Auf diese Akzeptanzverluste wird später korrigiert. Man schneidet folgende Zellen heraus:

- $-25\mathrm{cm} < \mathrm{X_{spac}} < -20.5$ cm und -37.5 cm $< \mathrm{Y_{spac}} < -33$ cm.
- $-48.1\mathrm{cm} < \mathrm{X_{spac}} < -46.$ cm und -25 cm $< \mathrm{Y_{spac}} < -28$ cm.
- $-16.25\mathrm{cm} < \mathrm{X_{spac}} < -12.5$ cm und -21 cm $< \mathrm{Y_{spac}} < -16$ cm.
- $-25.5\mathrm{cm} < \mathrm{X_{spac}} < -31.5$ cm und 33.1 cm $< \mathrm{Y_{spac}} < 39.1$ cm.
- $-27\mathrm{cm} < \mathrm{X_{spac}} < -38.1$ cm und -38 cm $< \mathrm{Y_{spac}} < -27$ cm.

4.5 Trigger-Effizienzen

Für jede Analyse werden Ereignisse ausgewählt, die auf einer oder mehreren Triggerbedingungen basieren. Ein bestimmter Trigger besteht aus einer Kombination mehrerer Elemente. Diese Triggerelemente (TREL) repräsentieren jeweils eine Bedingung, die in einer Detektorkomponente erfüllt werden muß, damit ein Ereignis ausgelesen und gespeichert wird.
Für diese Analyse werden Ereignisse verwendet, die den Bedingungen des S1 oder S2-Triggers (Definition s.u.) genügen. Die vorläufigen Daten, die im Sommer 1999 zu Konferenzen eingereicht wurden, sind mit dem S1-Trigger ausgewählt worden. Später wurde eine Ineffizienz für Jetereignisse mit hohem Transversalimpuls festgestellt, die durch die Hinzunahme des S2-Triggers kompensiert werden konnte. Die Triggerbedingung wurde also vervollständigt und es gehen keine für die Analyse relevanten Ereignisse mehr verloren.
In H1 gibt es 128 verschiedene Triggerelemente, aus denen eine Triggerbedingung aufgebaut werden kann. Triggerelemente stellen digitale Informationen dar (engl. bits = Einheiten), die vom Subdetektor zur zentralen Triggerelektronik gesendet werden. Wenn z.B. eine bestimmte Schwelle überschritten wird oder Treffer-Koinzidenzen erfüllt sind, werden diese logischen Einheiten mit dem Wert "wahr" (T) belegt. Eine Kombination der Einheiten wird zur Definition der verschiedenen Triggerbedingungen verwendet, deren Namen sich am Subdetektor orientiert. Um die Effizienz, d.h. das Ansprechverhalten eines Triggers zu verstehen und die Daten auf diesen Wert zu korrigieren, werden die Trigger in ihre Elemente zerlegt und in zwei Gruppen untersucht. Die Trigger S1 und S2 setzen sich aus den folgenden Komponenten zusammen:

- SPCLe_IET
  bezieht sich auf das Elektron im SpaCal, das eine Mindestenergieschwelle überschritten haben muß. SPCLe_IET>2 verlangt eine Energie von $E_{el} > 5.7$ GeV. Alle Ereignisse dieser Analyse liegen bzgl E_{el} weit über dieser Schwelle.

- zVtx_T0 und zVtx_mul< 7
  Diese Komponenten werten Daten der inneren und äußeren Vieldrahtproportionalkammer (CIP, COP) aus, um damit bei grober Auflösung die z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes ($\mathrm{z_{vtx}}$) zu bestimmen. Mit Hilfe von Informationen aus dem zentralen Bereich der CIP und COP, der unterteilt ist in 16 Abschnitte, wird ein Histogramm gefüllt. Gemäß den Einträgen aus diesen Abschnitten bilden sich Maxima, die je nach ihrer Signifikanz zur Erfüllung einer Triggerbedingung führen. zVtx_mul<7 bedeutet, daß sich maximal bis zu ca. 200 Einträge im Histogramm befinden dürfen.
  Eine Information über das zeitliche Auslösen des Triggers liefert zVtx_T0.

- zVtx_sig
  setzt sich aus den Infomationen der CIP, COP zusammen, mit denen das z_{vtx}-Histogramm gefüllt wird (s.o.). Dieses Triggerelement ist ebenfalls mit der Signifikanz der Einträge verknüpft.
- fwdRay_T0 ist das Zeitsignal des Vorwärtsspursystems
- DCRPh_THig Dieses Element benutzt die Information von zehn Lagen im inneren und äusseren Teil der zentralen Spurkammer CJC, aus denen Spuren rekonstruiert werden.

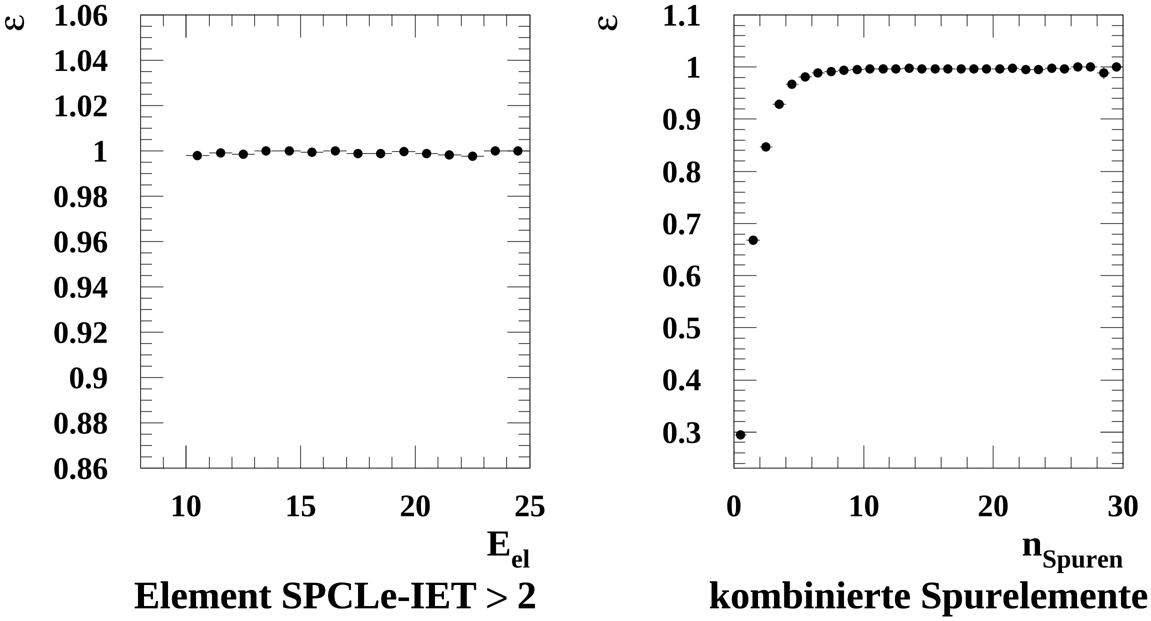

Abbildung 4.3: *Trigger-Effizienzen des Physik-Triggers, aufgespalten in das Triggerelement SPCLe_IET und die kombinierten Spurbedingungen für alle Daten der Analyse. Die Berechnung der Effizienz und die Erläuterung der Elemente befindet sich im Text.*

Eine Übersicht der Trigger-Bedingungen und der entsprechenden Kombinationen der digitalen Einheiten ist in Tabelle 4.1 gegeben. Die Trigger S1 und S2 ergeben sich aus der folgenden logischen Verknüpfung der Triggerelemente:
S1 = SPCLe_IET>2 und zVtx_mul< 7 und (zVtx_T0 oder fwdRay_T0)
S2 = DCRPh_THig und zVtx_sig und (SPCLe_IET>1 oder SPCLe_IET_Cen_2)

Der Trigger S1 war in dieser Definition erst seit dem 5.9.1996 unverändert aktiv. Daher werden erst nach diesem Zeitpunkt Daten für die Analyse verwendet, bei denen

Trigger-Bedingungen	Kodierungsvorschrift (TREL 0-128)
SPCLe_IET> 2	43=T, 44=T
zVtx_mul < 7	alle Kombinationen von 26-28, dabei aber den Fall (26=T,27=T,28=T) ausschließen
zVtx_T0 oder fwdRay_T0	24=T v 8=T
zVtx_sig	30=T v 31=T
DCRPh_THig	22=T

Tabelle 4.1: *Übersicht der Triggerbedingungen, aus denen der S1- und S2-Trigger aufgebaut ist. Die technische Kodierungsvorschrift ist in der zweiten Spalte mit aufgeführt.*

der S1-Trigger angesprochen hat.
Die Triggerbedingung für die Daten der Analyse lautet dann:
S1 oder S2.
Die Effizienz, mit der die Daten durch diese Bedingung ausgewählt werden, muß mit einem sog. Monitor-Trigger (MONT) überprüft werden. Es gibt keinen einzelnen Monitor-Trigger, der unabhängig vom zu untersuchenden Physik-Trigger ist. Daher wird die Bestimmung der Effizienz in zwei Gruppen unterteilt. Die Spurbedingungen von S1 und S2 werden durch ein "ODER" verknüpft und gemeinsam studiert. Weiterhin kommt in beiden Triggerdefinitionen das SPCLe_IET-Element vor. Es ist im S2 eine schwächere Bedingung, da die Energieschwelle niedriger ist (2 GeV), daher wird hier in guter Näherung die Effizienz des Elementes SPCLe_IET>2 pauschal betrachtet und mit der Effizienz der kombinierten Spurbedingungen verknüpft. Die Effizienz ε wird bestimmt, indem man im ausgewählten Phasenraum zählt, wieviele Ereignisse vom Monitor- und Physik-Trigger gleichzeitig erkannt werden, im Verhältnis zur Anzahl der Ereignisse, die nur der Monitor-Trigger findet.

$$\varepsilon := \frac{N(MONT) \wedge N(TREL)}{N(MONT)} \tag{4.6}$$

Es werden folgende Monitor-Trigger benutzt, die von den zu untersuchenden Elementen unabhängig sind:

- Trigger S75 zur Überprüfung von SPCLe_IET.
  Dieser Trigger findet elektromagnetische Energiedepositionen im LAr-Kalorimeter und hat keine weitere Bedingung in Verbindung mit dem SpaCal.

- Trigger S0 zum Testen der kombinierten Spurbedingung.
  Der S0 besteht hauptsächlich aus der Forderung SPCLe_IET > 2.

Abbildung 4.3 a) zeigt die berechnete Effizienz des Elementes SPCLe_IET > 2 in Abhängikeit der Energie des gestreuten Elektrons. Die Verteilung zeigt ein konstantes Verhalten, da man weit vom Schwellenwert entfernt ist. Zur Korrektur der Daten wird hieraus der konstante Faktor 0.995 extrahiert, der zu Verteilung b) jeweils mulitpliziert wird. In b) ist die Effizienz der kombinierten Spurbedingung in Abhängigkeit der Spurmultiplizität n_{Spuren} im Ereignis, gemessen in der zentralen Jetkammer, gezeigt. Durch die Hinzunahme des S2-Triggers kann die durch die Triggerbedingung zVtx_mul<7 verursachte Ineffizienz bei hohen Spurmultiplizitäten, die einem hohen Transversalimpuls der Jets entsprechen, kompensiert werden. Die alleinige Verwendung von S2 hätte einen großen Effizienzverlust bei kleinen Multiplizitäten zur Folge, da dieser Trigger harte Forderungen an die Spuren stellt.
Die neue Triggerbedingung, die zwei Trigger mit ODER verknüpft, erfordert eine korrekte Behandlung von Datenbereichen, in denen der verwendete Trigger mit einem Reduktionsfaktor (sogn. "prescale") versehen war. Dazu wird mit Hilfe des Reduktionsfaktors und der Information des zugrundeliegenden "Rohtriggers" die Wahrscheinlichkeit berechnet, mit der mindestens einer der verlangten Trigger (S1 oder S2) ausgelöst hat. Die genaue Vorgehensweise ist in [S. 97] dokumentiert. Unter Berücksichtigung dieser Wahrscheinlichkeit wird mit Hilfe der Parametrisierung in n_{Spuren} jedes Ereignis auf seine Triggereffizienz korrigiert.
Als Fehler auf die Effizienz werden die statistischen Fehler der Effizienzverteilungen angenommen. Die Verwendung anderer Monitortrigger führt zu sehr ähnlichen Ergebnissen. Die resultierenden Fehler auf die korrigierten Daten sind so klein, daß sie vernachlässigt werden können.

4.6 Beschreibung durch die Monte Carlo-Modelle

Nach Anwendung aller Selektionskriterien und Schnitte werden die Daten mit Monte Carlo-Vorhersagen verglichen. Dazu werden Ereignisse von RAPGAP und DJANGO.CDM (s. Kapitel 2.1) herangezogen, die eine Detektorsimulation und Rekonstruktion durchlaufen haben. Diese Datensätze haben 12 bzw. 5.5 Millionen Ereignisse und entsprechen einer Luminosität von 90 pb^{-1} bzw. 46 pb^{-1}. Letztere Ereignisse wurden mit einem speziellen Gewichtungsverfahren produziert, um die Generierung von DIS-Ereignissen bei großen y und hohem Q^2 für große Werte der Transversalenergie der Jets effizienter zu machen. Eine genauere Beschreibung befindet sich in [CKL98].

4.6.1 Kontrollverteilungen

In diesem Abschnitt werden die zuvor diskutierten Schnittvariablen mit den MC-Modellen verglichen. Abgebildet sind jeweils unkorrigierte Daten von 1997 (Punkte) nach allen Schnitten, zusammen mit RAPAGP und DJANGO.CDM (durchgezogene und gestrichelte Linie), zu denen jeweils der verbleibende Anteil an Photoproduktion hinzuaddiert wurde, der ebenfalls alle Selektionskriterien passiert hat. Diese Ereignisse werden mit PHOJET generiert. Sie entsprechen einer geringe Luminosität von 0.6 pb^{-1}. Der Beitrag von PHOJET alleine ist als gepunktete Linie ebenfalls in der Verteilung eingetragen.

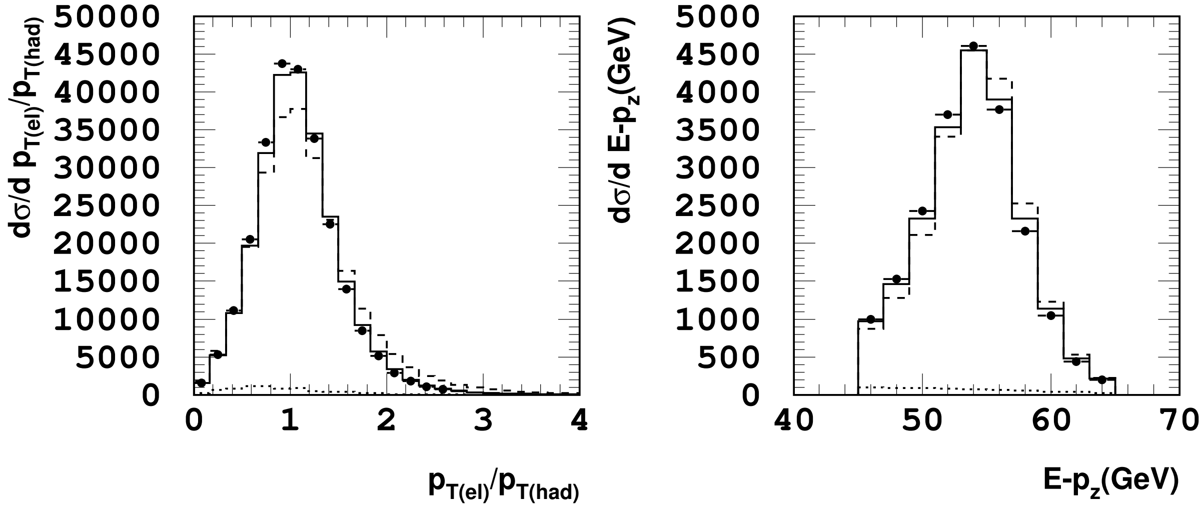

Abbildung 4.4: *Dargestellt sind die Verteilungen von* $\mathrm{E}-\mathrm{p_z}$ *und* $p_T(el)/p_T(had)$. *Daten (Punkte) werden mit den Vorhersagen von RAPGAP (durchgezogene Linie) und DJANGO.CDM (gestrichelte Linie) verglichen. Die gepunktete Linie zeigt PHOJET.*

Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung der Größe $\mathrm{E}-\mathrm{p_z}$ und die $\mathrm{p_T}$-Balance. Letztere wird definiert als Verhältnis der Transversalimpulse des Elektrons und der vektoriell aufsummierten Teilchen des hadronischen Endzustandes $p_T(el)/p_T(had)$. Die Güte der Detektorkalibration zeigt sich in der Lage des Mittelwertes nahe bei 1 und der recht guten Übereinstimmung der Verteilung der Daten mit der Monte Carlo-Simulation. Der Mittelwert der Daten in der $\mathrm{p_T}$-Balance liegt bei 1.08 und für RAPGAP (durchgezogene Linie) bei 1.1. Für die $\mathrm{E}-\mathrm{p_z}$ -Verteilung liegt der Datenmittelwert nahe am idealen Wert von 55 GeV, nämlich bei 53.7 GeV und RAPGAP bei 53.8 GeV. Diese Werte konnten erst mit dem Übergang zur Methode FSCOMB (s. Kap. 5.1.3) erzielt werden und stellen gegenüber der Analyse mit CLIM (Kap. 5.1.2) eine wesentliche

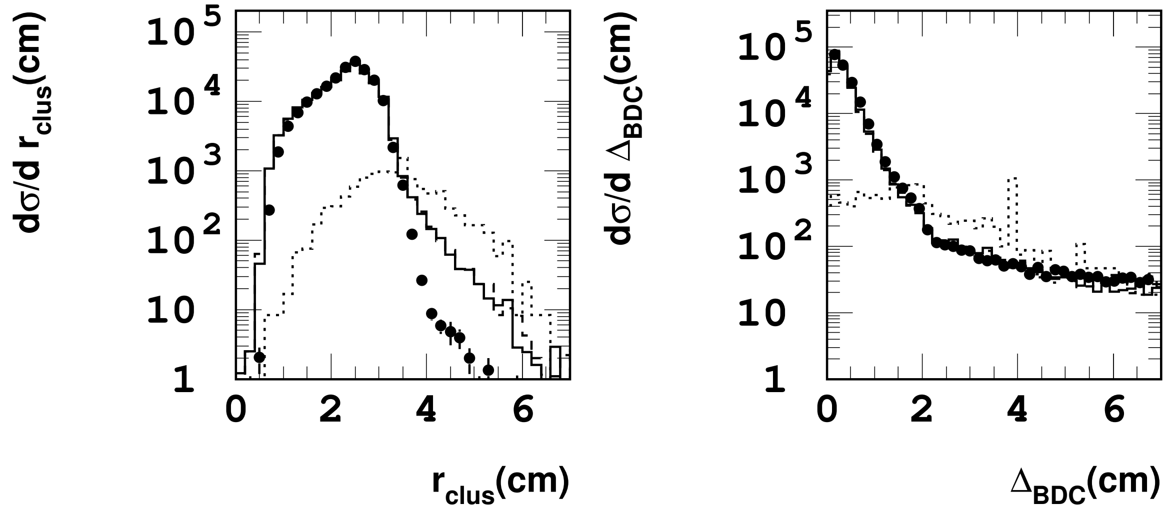

Abbildung 4.5: *Gezeigt sind die Verteilungen r_{clus} und Δ_{BDC} vor den Schnitten. Die Daten (Punkte) werden durch das DIS-Monte Carlo (durchgezogene Linie) recht gut beschrieben. Die Photoproduktion liegt ab Werten von $r_{clus} = 4$ cm und $\Delta_{BDC} = 2$ höher als die Daten.*

Verbesserung dar.

Die Effizienz der beschriebenen Schnitte auf r_{clus} und Δ_{BDC} zur Untergrundreduktion läßt sich anhand von Abbildung 4.5 abschätzen. Gezeigt sind die Verteilungen vor den beiden Schnitten. Die Daten (Punkte) der Δ_{BDC}-Verteilung werden durch die DIS-Monte Carlo-Vorhersage (durchgezogenen Linie) recht gut beschrieben. Die Beschreibung des Clusterradius wird ab einem Wert von $r_{clus} = 3$ cm schlechter. Dieser Effekt kann durch eine schlechte Beschreibung des nicht-aktiven Materials vor dem SpaCal erklärt werden. Bei Werten von $r_{clus} > 4$ cm ist man von der steilen Flanke entfernt und kann trotz der nicht optimalen Beschreibung einen Schnitt anbringen, zumal kaum Daten weggeschnitten werden. Das Photoproduktions-MC verhält sich für Werte ab ca. $r_{clus} = 4$ cm und $\Delta_{BDC} = 3$ cm signifikant anders als die Daten, daher wird in diesem Bereich geschnitten. Dadurch behält man 97.4% der Daten, unterdrückt den Photoproduktionsuntergrund um weitere 45% .

4.6.2 Umgewichtung der z_{vtx}-Verteilung

Wenn man die Verteilungen von Daten und Monte Carlo bzgl. der z-Komponente des Ereignisvertex (z_{vtx}) vergleicht, fällt eine kleine systematische Verschiebung gegeneinander auf. Um in der Simulation vom gemessenen Vertex auszugehen, werden die MC-Ereignisse in geeigneter Weise umgewichtet, so daß die Verschiebung aufgehoben wird. Danach sind die z_{vtx}-Verteilungen in guter Übereinstimmung. Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung vor und nach der Umgewichtung der Monte Carlo-Verteilung. In diesem Falle wird RAPGAP verwendet.

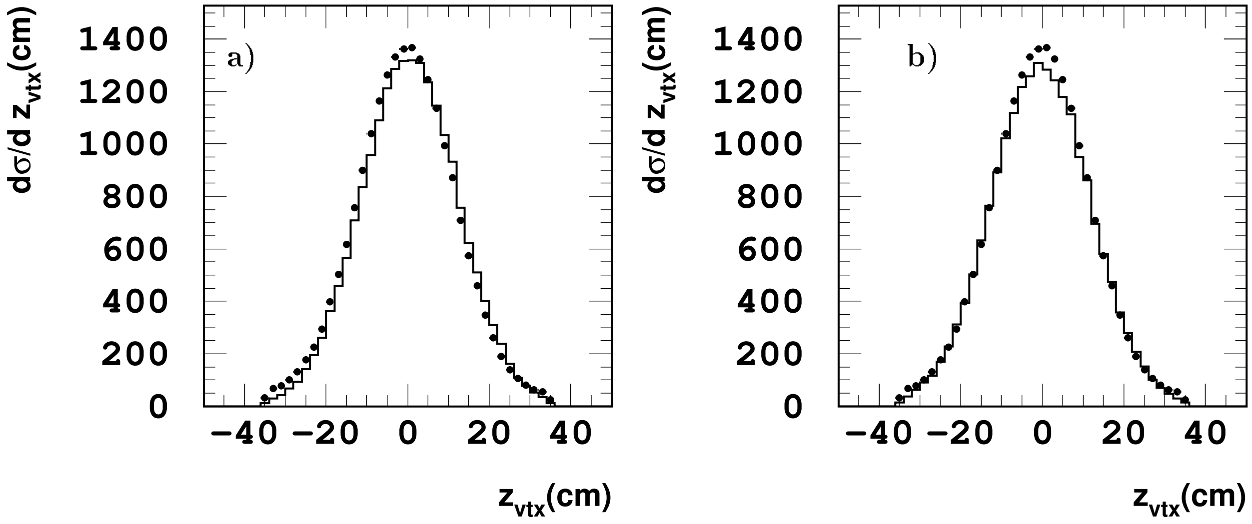

Abbildung 4.6: *Dargestellt ist die Verteilung der z-Komponente des rekonstruierten Ereignisvertex. Daten (Punkte) werden mit dem RAPGAP Monte Carlo (durchgezogene Linie) verglichen. a) zeigt die Verteilung vor und b) nach der Umgewichtung des MC auf die Daten.*

4.6.3 Behandlung von F_2 und F_L in der Simulation

Die Strukturfunktion F_2, die im Generator benutzt wird, entspricht nicht genau der bei HERA gemessenen Verteilung. Um die Beschreibung der Elektrongrößen zu verbessern, wird für jeden (x,Q^2)-Punkt der Wert von F_2 in der Simulation auf den bei H1 gemessenen Wert umgewichtet. Weiterhin wird der ebenfalls von H1 gemessene Wert [H1 99a] von F_L [H1 97a] mitberücksichtigt, der im Monte Carlo zuvor als Null angenommen wurde. Jedes Ereignis wird daher gemäß der Gleichung 1.11 umgewichtet mit dem Faktor

$$\frac{F_2(H1) - (y^2/Y_+) \cdot F_L(H1)}{F_2(generiert)} \,. \tag{4.7}$$

Dadurch wird die Beschreibung der Daten durch die Monte Carlo-Simulation verbessert.

4.6.4 Verteilungen der kinematischen Variablen

Nach Anwendung aller Selektionskriterien verbleiben 834571 Ereignisse im Datensatz. Diese Ereignisse werden in Abbildung 4.7 mit den MC-Modellen verglichen. Damit kann der verbleibende Untergrund an Photoproduktion im DIS-Datensatz zu 3% abgeschätzt werden. Dieser wird zu einem Anteil von $< 0.01\%$ reduziert, wenn man später zu Ereignissen mit drei Jets übergeht.
Abbildung 4.7 zeigt eine Auswahl von Kontrollgrößen, die das gestreute Elektron charakterisieren. Dargestellt sind Wirkungsquerschnitte als Funktion von fünf kinematischen Variablen:
a) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\log \mathrm{x}_{\mathrm{Bj}}$, b) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\log \mathrm{Q}^2$, c) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\,\mathrm{E}_{\mathrm{el}}$, Energie des gestreuten Elektrons, d) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\,\theta_{\mathrm{el}}$, Polarwinkel des gestreuten Elektrons, e) $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\,\mathrm{y}$.

Der Vergleich zeigt eine sehr gute Übereinstimmung von Daten und MC in den grundlegenden kinematischen Verteilungen und liefert so eine gute Basis für die weiteren Analyseschritte bei der Messung von 3-Jet-Ereignissen. Die Datensätze der Jahre 1996 und 1997 wurden zuerst getrennt analysiert. In allen Stufen der Analyse wurde eine gute Übereinstimmung innerhalb der statistischen Fehler gefunden, auch nach der vollständigen Korrektur der Daten, die im nächsten Kapitel beschrieben wird. Dasselbe gilt für Zusammenfassung der MC-Produktionen aus den Jahren 1996 und 1997. Daher werden die Daten, bzw. das MC ohne weitere Spezialbehandlung zusammengefaßt und im Folgenden wie ein Datensatz behandelt.

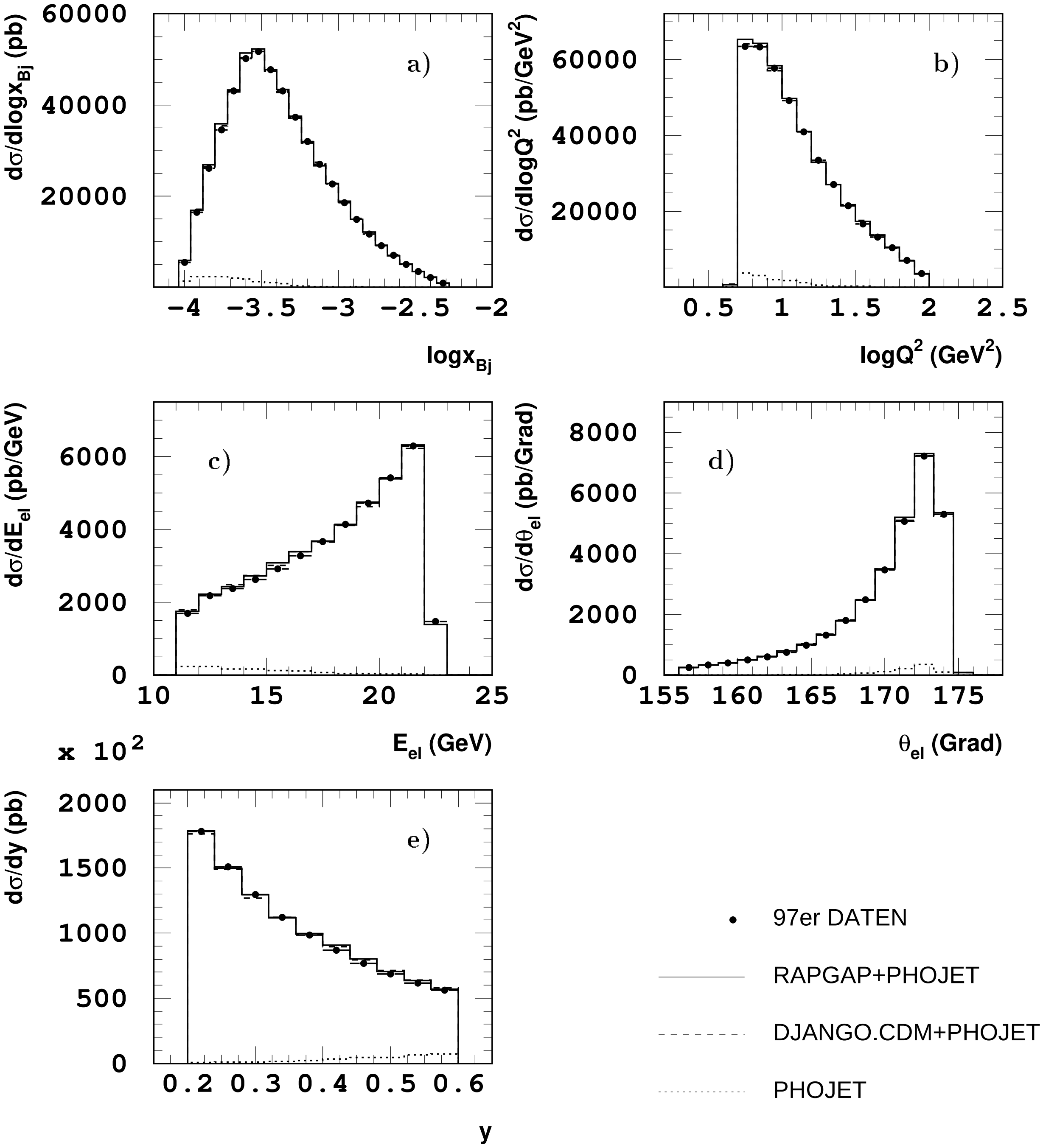

Abbildung 4.7: *Kontrollgrößen des unkorrigierten DIS-Datensatzes werden verglichen mit den Vorhersagen von RAPGAP (durchgezogene Linie) und DJANGO.CDM (gestrichelte Linie), zu denen jeweils der verbleibende Anteil der Photoproduktion, simuliert durch PHOJET, hinzuaddiert wurde.*

Kapitel 5

Messung von 3-Jet-Ereignissen

Im vorangegangenen Kapitel wurde die Selektion des DIS-Datensatzes beschrieben, der die Grundlage für die eigentliche Messung bildet. In diesem Kapitel wird aufgezeigt, wie die 3-Jet-Ereignisse in der hier diskutierten Analyse ausgewählt werden. Der dafür verwendete Jet-Algorithmus wurde bereits in Kapitel 1.5 erklärt. Es werden einige Verteilungen von typischen Jetvariablen gezeigt, die den Datensatz charakterisieren. Anschließend werden die Meßgrößen eingeführt und der Einfluß der Analyseschnitte erklärt. Den Abschluß des Kapitels bildet die Korrektur der Daten und die Untersuchung der systematischen Unsicherheiten.

5.1 Objekte des hadronischen Endzustandes

Es gibt verschiedene Arten, die Objekte zu definieren, die den hadronischen Endzustand bilden. Diese Objekte werden in den Jetalgorithmus eingespeist und haben unterschiedliche Auswirkungen auf die Jetverteilungen. Drei verschiedene Arten, die Informationen aus Spurkammern und dem Kalorimeter zu kombinieren, werden vorgestellt und diskutiert.

5.1.1 CLUSTER

Der einfachste Ansatz, Objekte des hadronischen Endzustandes zu definieren, ist die ausschließliche Verwendung der Kalorimeterinformation. Diese Methode wird im Folgenden CLUSTER genannt. Dafür werden durch den Zusammenschluß von Zellen, in denen die Energie der Teilchen im Ereignis deponiert wurde, Cluster gebildet (s. 4.4.3). Allerdings wird dann der Energieverlust der Teilchen aufgrund der Durchquerung des

Materials vor dem Kalorimeter nicht berücksichtigt. Zudem werden bei der Energiemessung sehr kleine Energiedepositionen durch Schnitte gegen elektronisches Rauschen weggeschnitten. Somit wird die Energie meist etwas zu klein gegenüber dem wahren Wert rekonstruiert.

5.1.2 CLIM

Die CLIM Methode ("CLuster + Limited Momentum tracks") hat zum Ziel, die bei der ausschließlichen Berücksichtigung von Clustern auftretenden Energieverluste auszugleichen. Besonders niederenergetische Teilchen werden vom Kalorimeter nicht gut gemessen, da Teilchen mit Impulsen unter ca. 200 MeV das LAr-Kalorimeter aufgrund des starken Magnetfeldes gar nicht erreichen. Auch Pionen mit 500 MeV hinterlassen nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % ein Signal im Kalorimeter.
Diese Verluste werden ausgebessert, indem man für jede Spur, die man im Ereignis gemessen hat, eine gewisse Energie hinzuaddiert. Dafür definiert man einen Grenzwert C_{CLIM} zwischen etwa 200 MeV und 500 MeV und vergleicht diesen mit dem gemessenen Impuls p_{Spur} der Spur. Für alle Spuren mit einem größeren Impuls als C_{CLIM} wird der Grenzwert selber zum Kalorimetersignal hinzuaddiert. Sollte der gemessene Wert kleiner sein, wird p_{Spur} addiert. Für die Untersuchungen in der vorliegenden Analyse wurde $C_{CLIM} = 300$ MeV verwendet.

5.1.3 FSCOMB

Die Arbeitsgruppe für Diffraktion hat eine weitere Methode entwickelt, Kalorimetercluster und Spuren mit kleinem Impuls zu kombinieren [H1 97b], die FSCOMB genannt wird. Für die Kombination werden alle Spuren verwendet, die im zentralen Spurkammersystem mit einem Transversalimpuls $p_{T,Spur} < 2$ GeV gemessen werden. In dieser Analyse sind Spuren in der Vorwärtsspurkammer generell ausgeschlossen. Der Verlauf jeder Spur wird bis in das LAr-Kalorimeter fortgesetzt, um alle zur Spur gehörenden Kalorimetercluster weiter zu behandeln. Um die Spurlinie wird ein Zylinder mit einem Radius von 25 cm im elektromagnetischen (elm) und 50 cm im hadronischen Teil definiert. Ist die aufsummierte Energiedeposition innerhalb des elm. und had. Zylinders größer als die Energie der zugehörigen Spur, wird nur die Kalorimeterinformation verwendet. Wenn die Energie im elm. oder had. Zylinder kleiner ist als die der Spur, wird der jeweilige Zylinder nicht weiter betrachtet. Prinzipiell werden bei allen Methoden alle Spuren und Cluster vernachlässigt, die zum gestreuten Elektron gehören. Der FSCOMB-Ansatz vermeidet die doppelte Zählung von Objekten. Alle Spuren mit $p_{T,Spur} > 2$ GeV werden verworfen. Die zugehörigen Kalorimetercluster werden ohne weitere Behandlung ebenfalls als Objekte gezählt.

Mit FSCOMB lassen sich die Auflösungen einiger Jetvariablen und die grundlegende Effizienz dieser Analyse, nämlich drei Jets zu finden, im Vergleich zu den anderen Methoden entscheidend verbessern, wie in Abschnitt 5.6.2 beschrieben wird. Daher wird FSCOMB für die endgültige Messung verwendet.

5.2 Auswahl der 3-Jet-Ereignisse

Ereignisse mit mindestens drei Jets stellen nur einen sehr geringen Anteil des DIS-Datensatzes dar. Sie werden mit dem in Kapitel 1.5 beschriebenen Algorithmus gefunden. Das Ergebnis dieses Ablaufs ist eine Liste von Jets, die nach ihrer transversalen Energie geordnet sind. Man wählt nur die Ereignisse aus, in denen die ersten drei Jets jeweils ein Mindestmaß an transversaler Energie, gemessen im Breitsystem (s. Kap. 1.5), haben:

$$E_{T,Breit} > 5 \text{ GeV}. \tag{5.1}$$

Damit stellt man sicher, daß es sich um relativ harte Jets handelt, die durch perturbative QCD-Prozesse beschrieben und berechnet werden können sollten. Damit der hadronische Endzustand vollständig im LAr-Kalorimeter gemessen werden kann, benutzt man nur Ereignisse, bei denen alle Jets gut in der Akeptanz des zentralen Kalorimeters liegen. Ein Schnitt auf die Lage der Jets im Laborsystem von

$$-1 < \eta_{lab} < 2.5 \text{ GeV} \tag{5.2}$$

stellt dies sicher. Nach Anwendung dieser Schnitte bleiben aus dem Datensatz von 1996 und 1997 nur etwa ca. 0.5% der DIS-Daten, nämlich 3806 Ereignisse, mit drei oder mehr Jets übrig. Einige charakteristische Größen dieser Daten werden mit Vorhersagen der Monte Carlo-Programme verglichen. Abbildung 5.1 zeigt die Lage der Jets im Detektor. Eingetragen ist jeweils der Wert der Pseudorapidität des Jets im Laborsystem, der am weitesten vorne (a) und am weitesten hinten (b) liegt. RAPGAP und DJANGO.CDM beschreiben ungefähr die Form der Verteilungen, aber nicht die absolute Normierung. Es wird sich beim Vergleich jeglicher 3-Jet-Wirkungsquerschnitte zeigen, daß DJANGO.CDM immer zu hoch und RAPGAP immer zu niedrig liegt. ARIADNE produziert eine zu hohe Transversalenergie für die Jets, so daß zu viele Jets im Vergleich zu den Daten gefunden werden. RAPGAP zeigt genau das entgegengesetzte Verhalten. Die E_T-Verteilungen sind zu flach, die Wirkungsquerschnitte werden unterschätzt, besonders jeweils im Maximum der Verteilungen. Wählt man in ARIADNE etwas andere Werte in Parametern, die für Jetmessungen optimiert wurden (s. Kap. 2.1.2), erhält man eine sehr viel bessere Übereinstimmung. Besonders überzeugend ist diese Beschreibung bei der Verteilung der transversalen Energie des 1. bis 3. Jets des Ereignisses im Breitsystem von Abbildung 5.2. Hier sieht man auch, wie stark die Härte der Jets vom

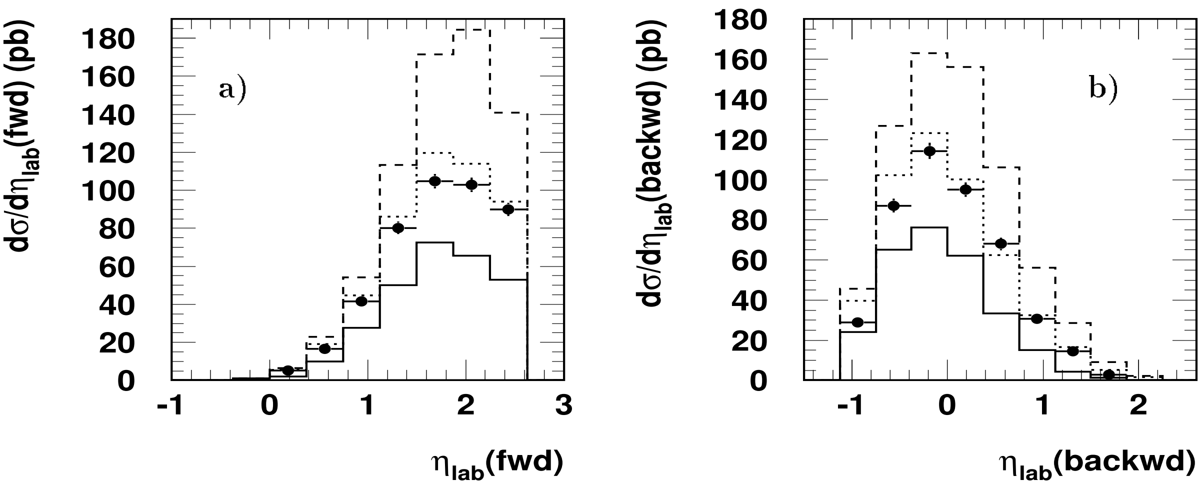

Abbildung 5.1: *Die beiden Verteilungen zeigen den Wert der Pseudorapidität im Laborsystem des am weitesten vorne a) ("fwd") bzw hinten b) ("backwd") im Detektor gefundenen Jets. Unkorrigierte Daten von 1996+1997 (Punkte) werden mit RAPGAP (durchgezogene Linie) und DJANGO.CDM verglichen. Die gestrichelte Linie zeigt dabei die Standardversion von DJANGO.CDM und die gepunktete Linie die Version mit einem für Jetmessungen optimierten Parametersatz. (s. Kap. 2.1.2)*

ersten bis zum dritten Jet abnimmt. Für den dritten Jet ist die Forderung nach einem Mindest-E_T-Wert am schwierigsten zu erfüllen. Man schneidet immer in das Maximum der Verteilung.

5.3 3-Jet-Schwerpunktsystem

Um den 3-Jet-Endzustand hinreichend zu charakterisieren, braucht man einen Satz von unabhängigen Variablen. Diese Analyse folgt der Konvention von [GA96], die in $p\bar{p}$-Kollision für die Experimente am TEVATRON eingeführt wurde. Zur vollständigen Beschreibung eines Systems von N Jets braucht man 4N-3 Parameter. Da man davon ausgeht, daß das System um die Strahlachse rotiert werden kann, ohne wichtige Informationen zu verlieren, reduziert man die Anzahl auf 4N-4 Parameter. In dieser

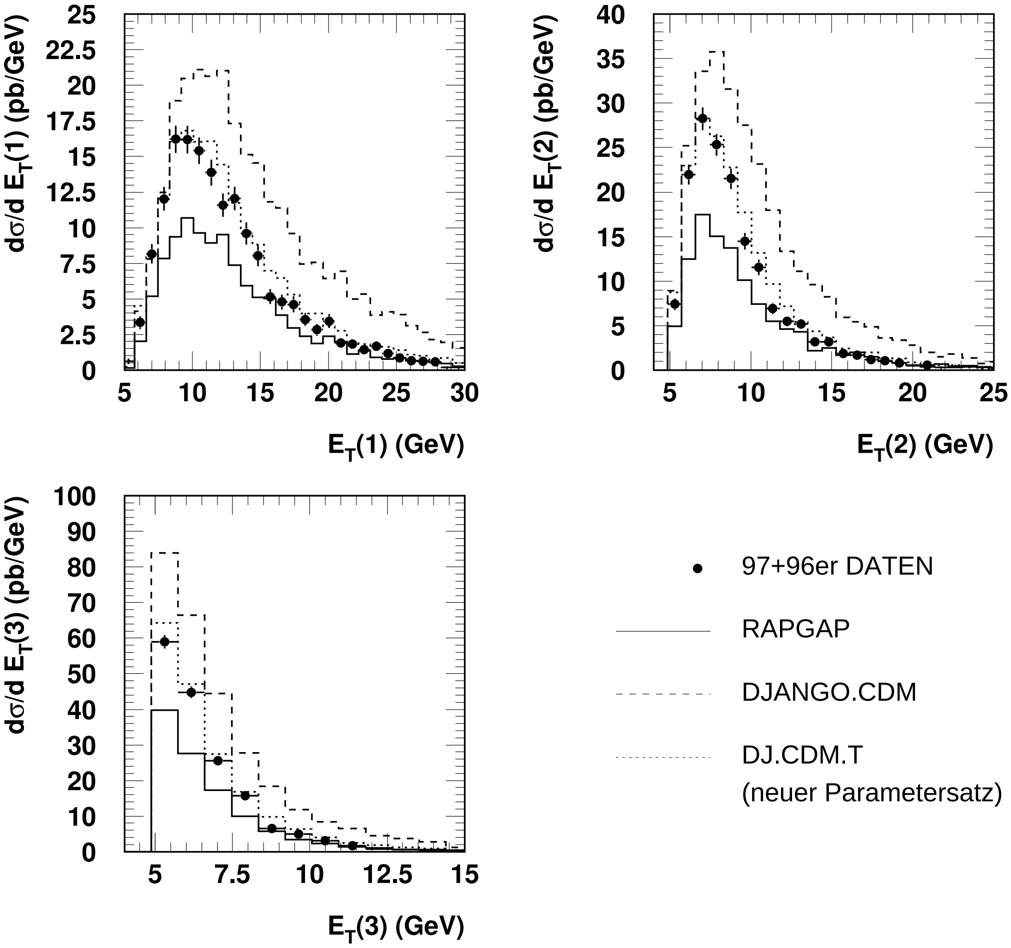

Abbildung 5.2: *Dargestellt sind die Verteilungen der transversalen Energie* $\mathrm{E_T}$ *des 1. bis 3. Jets im Ereignis im Breitsystem. Legende wie in Abbildung 5.1*

Darstellung werden die invariante Masse $\mathrm{M_{3jet}}$ und vier weitere dimensionslose Variablen benutzt. Die Verwendung der fehlenden drei Parameter ist nur nötig, wenn man ein System von massiven Jets charakterisieren will. Man verwendet dann zusätzlich die Verhältnisse der Einzeljetmassen zu $\mathrm{M_{3jet}}$. Da in dieser Analyse mit masselosen Jets des k_t -Algoritmus gearbeitet wird, entfallen diese Parameter. Die Variablen sind im Schwerpunktsystem der drei Jets definiert ($\vec{\mathrm{p}}_{\mathrm{jet1}} + \vec{\mathrm{p}}_{\mathrm{jet2}} + \vec{\mathrm{p}}_{\mathrm{jet3}} = 0$), das man durch eine Lorentztransformation vom Laborsystem aus erreicht. Dabei bezeichnet $\vec{\mathrm{p}}_{\mathrm{jet}}$ den jeweiligen Impulsvektor eines Jets (s. Kap. 1.5, Gl. 1.22). Dieses System bewegt sich mit einer Geschwindigkeit $\vec{\beta}$ relativ zum Laborsystem. $\vec{\beta}$ ergibt sich aus den Vierervektoren der drei Jets $\mathrm{P_{i,jet}} = (\mathrm{E_{i,jet}}, \vec{\mathrm{p_{i,jet}}})$ i=1,2,3, wobei $\mathrm{E_{i,jet}}$ die Energie des jeweiligen Jets ist (s. Kap. 1.5, Gl. 1.21) . Man berechnet den Summenvierervektor $\mathrm{P_{tot}}$ mit

$$\mathrm{P_{tot}} = \sum_{i=1,3} (\mathrm{E_{i,jet}}, \vec{\mathrm{p_{i,jet}}}) = (\mathrm{E_{tot}}, \vec{\mathrm{p}}_{\mathrm{tot}}) \ , \quad \vec{\beta} = \frac{\vec{\mathrm{p}}_{\mathrm{tot}}}{\mathrm{E_{tot}}} \tag{5.3}$$

Die Protonrichtung, definiert durch den Dreiervektor ($\vec{\mathrm{p}}_{\mathrm{B}}$=0,0,1), wird ebenfalls in dieses System transformiert und dient als Bezugsachse. Die einlaufenden Teilchen der Reaktion e+p → 3 Jets werden mit 1, 2 bezeichnet, die auslaufenden Jets entsprechend mit 3, 4, 5. Hierbei sind die Jets in der Energie geordnet und es gilt

$$E_3 > E_4 > E_5. \tag{5.4}$$

Der Anteil, den die Jets an der gesamten zur Verfügung stehenden Energie tragen wird durch zwei Dalitz-Variablen ausgedrückt:

$$X_3 = \frac{2\ E_3}{\mathrm{M_{3jet}}} \quad , \quad X_4 = \frac{2\ E_4}{\mathrm{M_{3jet}}}. \tag{5.5}$$

Im 3-Jet-Schwerpunktsystem ist die invariante Masse gleich der Summe der Jetenergien:

$$\mathrm{M_{3jet}} = E_3 + E_4 + E_5. \tag{5.6}$$

Die skalierte Energie X_5 des letzten Jets ergibt sich aus der Normierungsrelation

$$X_3 + X_4 + X_5 = 2. \tag{5.7}$$

Aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung ist der Wertebereich für X_3 beschränkt auf $2/3 < X_3 < 1$, wenn man mit besagten masselosen Jets arbeitet. Um X_3, d.h. E_3 minimal werden zu lassen, ergibt sich ausgehend von Gl. 5.4, der Fall $E_3 = E_4 = E_5 = E_{min}$. Daraus folgt

$$X_3 = \frac{2 \cdot E_{min}}{E_{min} + E_{min} + E_{min}} = \frac{2}{3} \tag{5.8}$$

und Jet 3 trägt ein Drittel der Gesamtenergie davon. X_3 kann maximal den Wert 1 annehmen, und Jet 3 verfügt über die Hälfte der Gesamtenergie. Eine ähnliche Überlegung führt zum Wertebereich $1/2 < X_4 < 1$.

Zur weiteren Beschreibung der Orientierung der Jets definiert man zwei Winkelvariablen

$$\cos\Theta_3 = \frac{\vec{p}_B \cdot \vec{p}_3}{\mid \vec{p}_B \mid \mid \vec{p}_3 \mid}, \tag{5.9}$$

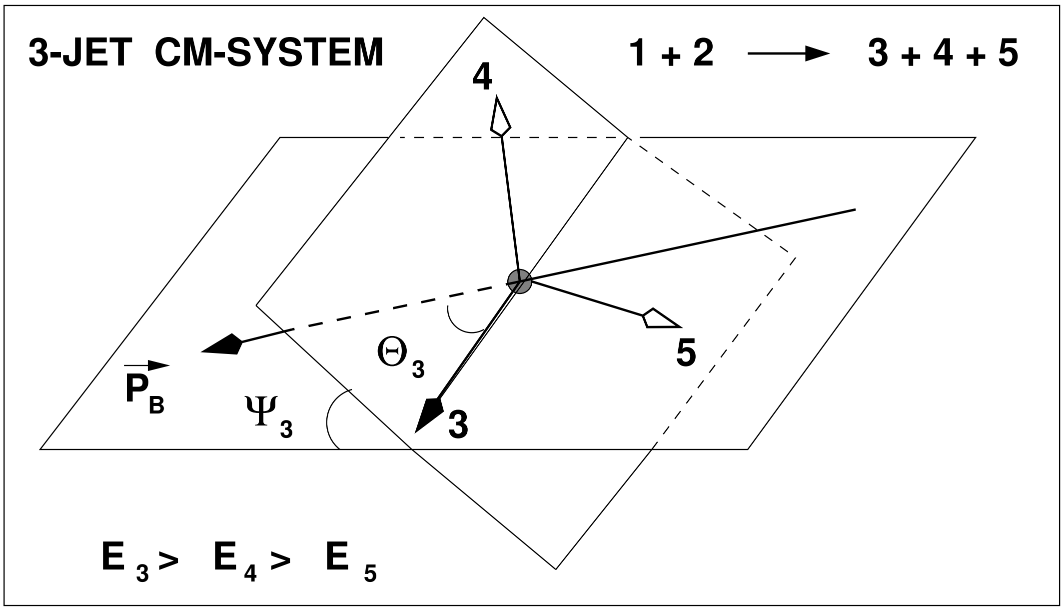

Abbildung 5.3: *Graphische Darstellung der 3-Jet-Konfiguration im Schwerpunktsystem. Die Indizes 3, 4, 5 bezeichnen die Jets, die nach ihren Energien geordnet sind. $\vec{p_B}$ bezieht sich auf den 3er-Vektor des Protonstrahls. Die Richtung des einlaufenden Protons definiert die positive z-Achse.*

$$\cos\Psi_3 = \frac{(\vec{p}_3 \times \vec{p}_B) \cdot (\vec{p}_4 \times \vec{p}_5)}{\mid \vec{p}_3 \times \vec{p}_B \mid \mid \vec{p}_4 \times \vec{p}_5 \mid}, \tag{5.10}$$

wobei $\vec{p_i}$ die Impulsvektoren der Jets sind. Die Lage der Winkel ist in Graphik 5.3 dargestellt. Θ_3 ist der Polarwinkel zwischen Jet 3 und der Protonrichtung. Gemäß Def. 5.9 hängt Θ_3 nur vom Jet mit der höchsten Energie ab und sollte kaum sensitiv auf den dritten Jet 5 mit der niedrigsten Energie sein.

Betrachtet man den Grenzfall $E_5 \to 0$ GeV , kann man den dritten Jet vernachlässigen und nähert sich einem 2-Jet-Ereignis. Je kleiner also die Energie E_5 ist, desto eher erwartet man die Ähnlichkeit mit der 2-Jet-Topologie, insbesondere der Polarwinkelverteilung $\cos\theta^*$, die im Schwerpunktsystem der beiden Jets gemäß [The96] definiert wird. Man kann die hier gemessene Verteilung $\cos_{\theta_3}$ für 3-Jet-Ereignisse mit einer Messung von zwei Jets in Photoproduktion bei ZEUS vergleichen [The96]. Die Winkelabhängigkeit des 2-Jet-Wirkungsquerschnittes ist ungefähr $\sim (1 - \cos\theta^*)^{-2}$, wenn das Austauschteilchen (im t-Kanal) ein masseloses Vektorboson ist, also Spin=1 trägt wie in der Rutherfordstreuung. Wird ein Fermion mit Spin=1/2 ausgetauscht findet man eine Winkelabhängigkeit von $\sim (1 - \cos\theta^*)^{-1}$. Für die ZEUS-Daten wird die Winkelabhängigkeit in [Kla99] im Detail diskutiert. Als Ergebnis wird festgestellt, daß die 3-Jet-Daten von ZEUS nicht der Winkelabhängigkeit der Ruthefordstreuung folgen, sondern eher dem Ansatz für den Austausch eines Fermions.

Ψ_3 ist das Maß für die Lage der zwei Ebenen, die zum einen durch die drei Jets und zum anderen durch die Protonrichtung und Jet 3 aufgespannt werden. Ψ_3 wird hauptsächlich durch die Orientierung des Jets mit der niedrigsten Energie bestimmt. Jet 5 wird meist durch ein Gluon initiiert, das entweder parallel oder antiparallel zur Strahlrichtung emittiert wurde. Das führt zu einer Anhäufung der Ereignisse bei Werten $\Psi_3 \approx 0$ $(\uparrow\uparrow)$ und $\Psi_3 \approx \pi$ $(\uparrow\downarrow)$.

5.4 Einführung der Meßgrößen

Die Observablen dieser Analyse werden für die in Abschnitt 5.2 selektierten 3-Jet-Ereignisse definiert und schrittweise mehreren Schnitten unterzogen, die im nachfolgenden Abschnitt erläutert werden. Im Folgenden werden alle Meßgrößen der Analyse definiert.

Als erstes wird der Multijet-Wirkungsquerschnitt als Funktion der mittleren, transversalen Energie $\overline{E}_{T,Breit}$ der ersten drei Jets im Ereignis eingeführt.

1.

$$\frac{d\sigma}{d\overline{E}_{T,Breit}}\,, \quad \overline{E}_{T,Breit} = \frac{1}{3}\sum_{i=1,3} E_{T,i} \tag{5.11}$$

Die Verteilung der invarianten Masse $\mathrm{M_{3jet}}$ des 3-Jet-Systems

2.

$$\frac{d\sigma}{d\mathrm{M_{3jet}}}\,, \quad \mathrm{M^2_{3jet}} = (\sum_{\mathrm{i}} \mathrm{E_i})^2 - (\sum_{\mathrm{i}} \vec{\mathrm{p}_\mathrm{i}})^2, \mathrm{i} = 1,2,3 \tag{5.12}$$

wird gemessen für Werte

$$\mathrm{M_{3jet}} > 25 \text{ GeV}. \tag{5.13}$$

Abb. 5.4 zeigt die Verteilung von Daten aus den Jahren 1996 und 1997 auf Detektorniveau als Funktion von $M_{3jet} > 25$ GeV. Hohe Werte für $\mathrm{M_{3jet}}$ sind sehr selten und aufgrund des kleinen Datensatzes findet man keine Ereignisse mit $\mathrm{M_{3jet}} > 95$ GeV. Die Verteilung hat ein Maximum bei $M_{3jet} \approx 27$ GeV und fällt danach schnell ab. Die Forderung nach einem Minimalwert $E_{T,Breit} > 5$ GeV beeinflußt die Produktion von drei Jets mit kleiner invarianten Masse. Werte unterhalb des Maximums werden deswegen unterdrückt. Durch den Massenschnitt werden die nachfolgenden Größen nur für

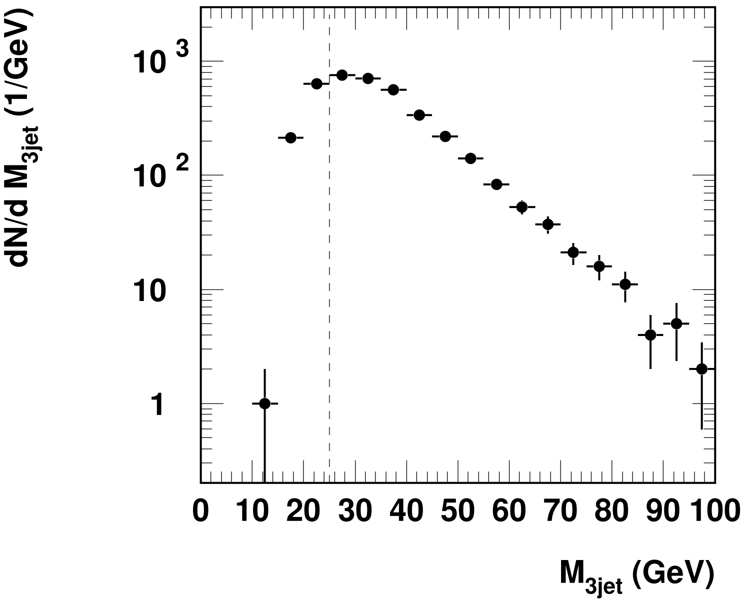

Abbildung 5.4: *Verteilung der invarianten Masse* $\mathrm{M_{3jet}}$ *für unkorrigierte Daten aus den Jahren 1996 und 1997. In der weiteren Analyse wird ein Schnitt bei* $\mathrm{M_{3jet}} > 25$ GeV *angebracht.*

harte Jets gemessen, die nicht von der durch den E_T-Schnitt erzeugten Massenschwelle beeinflußt werden. Der Datensatz wird so auf 2956 Ereignisse reduziert.

Die nächsten beiden zu messenden Verteilungen sind die Wirkungsquerschnitte der 3-Jet-Ereignisse, die den Schnitt auf die invariante Masse passieren als Funktion von Q^2 und x_{Bj} .

3.

$$\frac{d\sigma}{d\mathrm{x_{Bj}}}, \quad \frac{d\sigma}{d\mathrm{Q}^2} \tag{5.14}$$

Die x_{Bj} -Verteilung erstreckt sich über den Bereich von $10^{-4} < x_{Bj} < 10^{-2}$, der sich kinematisch durch die Definition des Analysebereiches kleiner Q^2 ergibt.

Die letzte Gruppe von Verteilungen sind die Variablen, die im 3-Jet-Schwerpunktsystem definiert sind, s. Abschnitt 5.3. Sie werden, wie in vergleichbaren Analysen am TEVATRON, flächennormiert dargestellt, so daß nur die Form der Kurve und nicht die absolu-

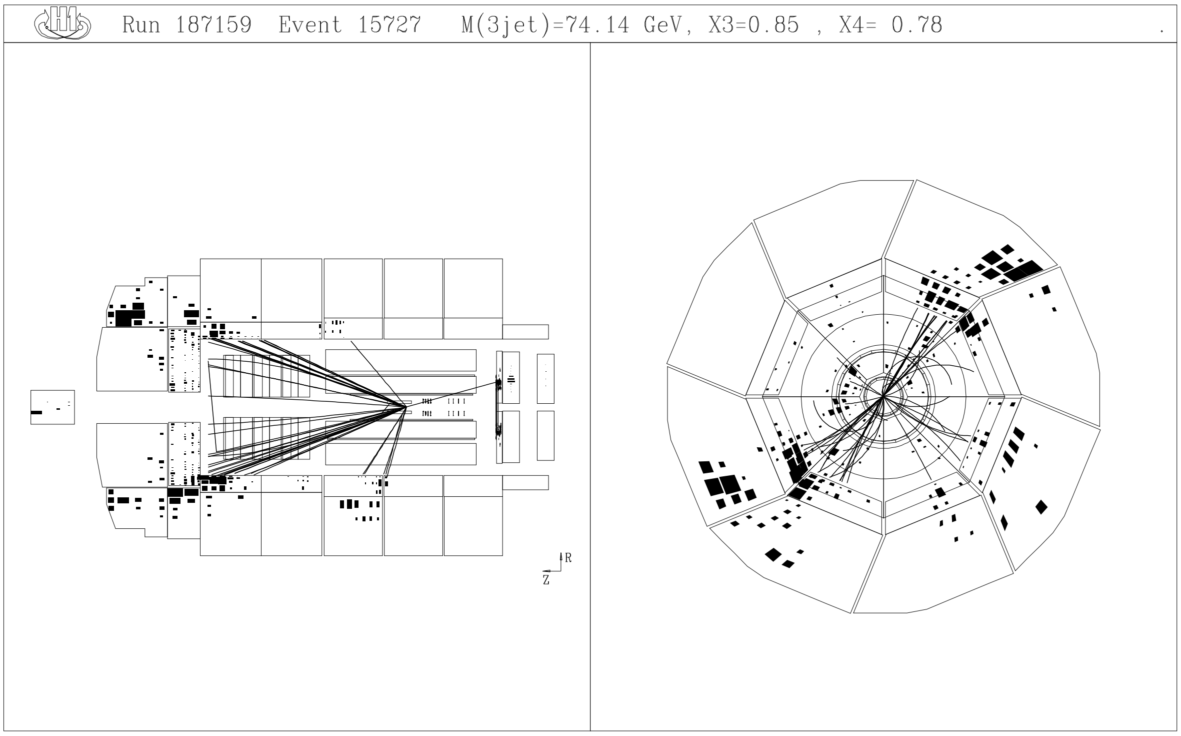

Abbildung 5.5: *Gezeigt ist ein 3-Jet-Ereignis im H1-Detektor. Die invariante Masse beträgt* $\mathrm{M_{3jet}} = 74,1$ GeV *und die mittlere Transversalenergie* $E_{T,Breit} = 22,4$ GeV. *Die Lage der Jetachsen im Laborsystem ist im Text aufgeführt.*

te Normierung wie bei den Wirkungsquerschnitten, entscheidend ist. Die Verteilungen werden bezeichnet mit

4.

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\mathrm{X}_3}, \quad \frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\mathrm{X}_4} \tag{5.15}$$

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\cos\Theta_3}, \quad \frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\Psi_3} \tag{5.16}$$

Die Ereignisse, die hierzu beitragen, werden noch weiter ausgewählt durch die nachfolgenden Bedingungen:

$$\begin{aligned} \mathrm{X}_3 &< 0.9 \\ |\cos\Theta_3| &< 0.6 \end{aligned} \tag{5.17}$$

Meßgröße	angewandter Schnitt	Ereignisse übrig
$d\sigma/d\overline{E}_{T,Breit}$	-	3806
$d\sigma/d\mathrm{M}_{\mathrm{3jet}}$	$\mathrm{M}_{\mathrm{3jet}} > 25$ GeV	2956
$d\sigma/d\mathrm{x}_{\mathrm{Bj}}$, $d\sigma/d\mathrm{Q}^2$	$\mathrm{M}_{\mathrm{3jet}} > 25$ GeV	2956
$\frac{1}{\sigma}d\sigma/d\mathrm{X}_3, \frac{1}{\sigma}d\sigma/d\mathrm{X}_4$	$\mathrm{M}_{\mathrm{3jet}} > 25\ \mathrm{GeV}, \mathrm{X}_3 < 0.9, \lvert\cos\Theta_3\rvert < 0.6$	875
$\frac{1}{\sigma}d\sigma/d\cos\Theta_3, \frac{1}{\sigma}d\sigma/d\Psi_3$	$\mathrm{M}_{\mathrm{3jet}} > 25\ \mathrm{GeV}, \mathrm{X}_3 < 0.9, \lvert\cos\Theta_3\rvert < 0.6$	875

Tabelle 5.1: *Zusammenfassung der Observablen. Ausgehend von den Schnitten zur Jetselektion sind die weiteren Schnitte und die danach verbleibende Anzahl an Ereignissen aufgeführt.*

Eine Begrenzung des Wertebereiches von X_3 erlaubt mehr kinematischen Phasenraum für die beiden weiteren Jets, besonders Jet 5, so daß man mit $X_3 < 0.9$ eine bessere Trennung von Jet 4 und 5 erreicht. Auch der Schnitt auf $\cos\Theta_3$ trägt zur Separation der Jets bei. Warum die Kombination aller Schnitte für die Analyse entscheidend ist, wird im nächsten Abschnitt detailliert erklärt.

Es bleiben 875 Ereignisse übrig, die alle aufgeführten Schnitte passieren. Eine Zusammenfassung aller Observablen mit den zugehörigen Schnitten befindet sich in Tabelle 5.1.

Eines dieser Ereignisse ist im H1-Detektor in Abbildung 5.5 zu sehen. Spuren zeigen vom Wechselwirkungspunkt zu den Kalorimeter-Clustern, aus denen die FSCOMB-Objekte gebildet werden, die den Ausgangspunkt für den Jetalgorithmus darstellen. Man kann klar drei Anhäufungszonen von Objekten sehen, die als drei Jets klassifiziert werden und räumlich sehr klar getrennt sind. Dieses Ereignis hat eine hohe Masse von $\mathrm{M}_{\mathrm{3jet}} = 74,1$ GeV mit einer mittleren Transversalenergie von $E_{T,Breit} = 22.4$ GeV Im oberen Teil ist die Seitenansicht des Detektors gezeigt und unten der radiale Schnitt.

Die drei Jetachsen sind im Laborsystem durch folgende Größen gekennzeichnet:

Jet 1: $\eta_{lab} = 1,72$, $\phi_{lab} = -0,73$, $E_{T,Breit} = 32,8$ GeV
Jet 2: $\eta_{lab} = 1,71$, $\phi_{lab} = 2,26$, $E_{T,Breit} = 26,1$ GeV
Jet 3: $\eta_{lab} = 0,46$, $\phi_{lab} = -2,50$, $E_{T,Breit} = 8,8$ GeV

5.5 Einfluß der Analyseschnitte

Wenn man eine 3-Jet-Analyse durchführt, ist es das Hauptanliegen, sich durch Analyseschnitte einen Phasenraum auszuwählen, der frei ist von ungewollten Einflüssen der Jetselektion. Man möchte die dynamischen Effekte im 3-Jet-System unabhängig von trivialen Phasenraumeinflüssen untersuchen. Um ein geeignetes Schnittszenario zu finden, studiert man mit Hilfe von DISENT und der 3-Jet-Phasenraumberechnung, die in RAPGAP implementiert ist, die Auswirkungen der verschiedenen Schnitte. Wenn man nämlich bei der Selektion einen Mindestwert der Transversalenergie fordert oder die Lage der Jets im Laborsystem einschränkt, ist die Phasenraumdichte an bestimmten Stellen des Analysesbereiches ausgedünnt und nicht mehr gleichverteilt.
Da man eine unvoreingenommene Messung der Observablen anstrebt, versucht man durch Schnitte wie Gl. 5.13 und Gl. 5.17 einen Teil des Phasenraumes auszuwählen, in dem die Phasenraumdichte möglichst wenig variiert. Die Auswirkungen der Schnitte auf die Variablen $\mathrm{M}_{\mathrm{3jet}}$, X_3 und $\cos\Theta_3$ werden im Folgenden erklärt und ihre

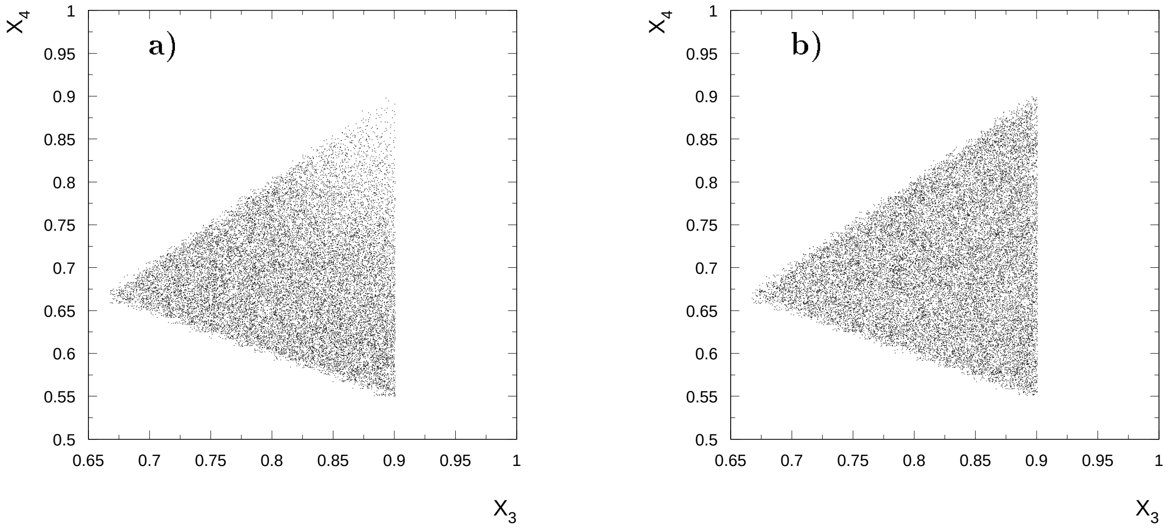

Abbildung 5.6: *Dargestellt ist die Phasenraumdichte in der $X_3 - X_4$-Ebene für verschiedene Schnitte. a) zeigt die Verteilung mit allen Anforderungen an die Energie und die Lage der Jets nach Gl 5.1, 5.2 im Meßbereich von X_3 und X_4. Eine gleichmäßige Phasenraumdichte in allen Ecken, s. Abb. b), erreicht man durch eine Lockerung des Schnittes auf $E_{T,Breit} > 2$ GeV. Denselben Effekt hat eine Erhöhung des Massenschnittes auf $\mathrm{M}_{\mathrm{3jet}} > 50$ GeV.*

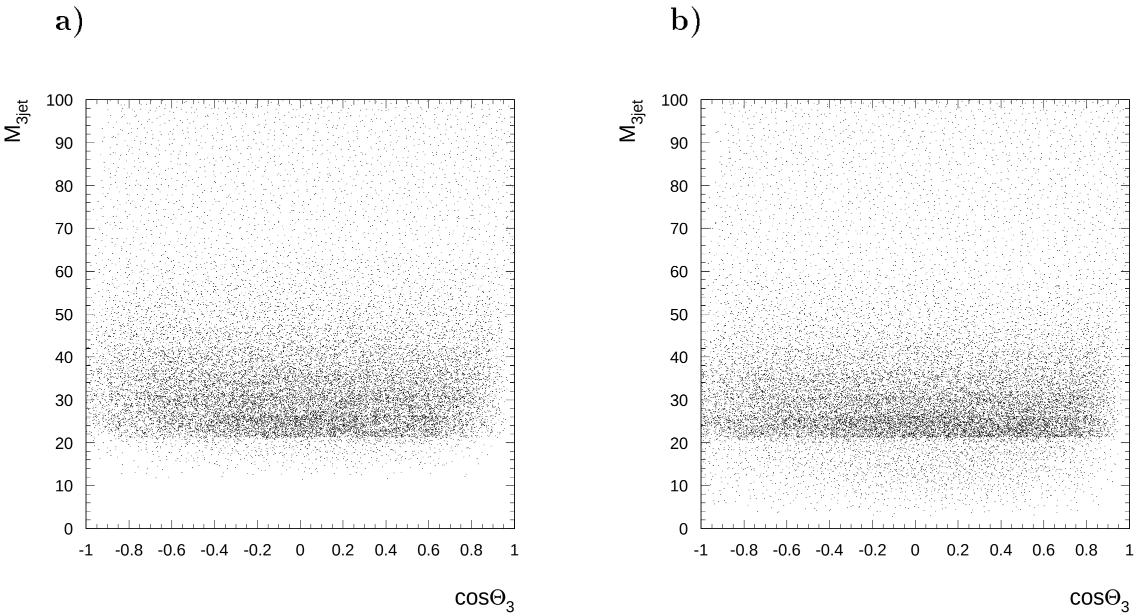

Abbildung 5.7: *Dargestellt ist die Phasenraumdichte in der* $\cos\Theta_3 - M_{3jet}$*-Ebene. a) zeigt den zugrundeliegenden Phasenraum im gesamten* $\cos\Theta_3$*-Bereich. In Graphik b) wurde ein Schnitt von* $E_{T,Breit} > 2$ GeV *verwendet.*

Notwendigkeit motiviert.
Den größten Einfluß auf den zugrundeliegenden Phasenraum der jeweiligen Verteilung hat die Forderung nach $E_{T,Breit} > 5$ GeV. In Fig. 5.6 ist die Verteilung der Phasenraumdichte in der (X_3, X_4)-Ebene dargestellt. Bild a) zeigt den Meßbereich. Auffällig ist die Ausdünnung in der rechten oberen Ecke. Sie wird durch den genannten E_T-Schnitt hervorgerufen. Diese Abbildung a) wird mit b) vergleichen, wo die Phasenraumdichte für 3-Jets mit einem $E_{T,Breit} > 2$ GeV berechnet wurde. Offensichtlich ist die Verarmungszone so gut wie verschwunden und damit gezeigt, daß der Effekt der Ausdünnung vom E_T-Schnitt herrührt. Will man bei $E_{T,Breit} > 5$ GeV bleiben und trotzdem eine gleichmäßige Phasenraumdichte erreichen, erzielt man dies durch einen wesentlich härteren Schnitt auf die invariante Masse von z.B. $\mathrm{M_{3jet}} > 50$ GeV, wie in Fig 5.6 b) dargestellt. Es wird sich herausstellen, daß ein möglichst hoher Massenschnitt immer eine Möglichkeit ist, um den Einfluß des E_T-Schnittes herabzusetzen.

Weiterhin ist die Ebene von $\mathrm{M_{3jet}}$-$\cos\Theta_3$ eine wichtige Kontrollgröße, um den Einfluß der Analyseschnitte sichtbar zu machen. In Abbildung 5.7 ist a) der Phasenraum ohne Schnitte auf $\mathrm{M_{3jet}}$, X_3 oder $\cos\Theta_3$ eingetragen. Diesmal ist eine Ausdünnung der Dichte bei großen $|\cos\Theta_3|$-Werten und kleinen Massen festzustellen. Eine etwas gleichmäßigere Verteilung ist in b) zu sehen, wo der E_T-Schnitt herabgesetzt ist. Die

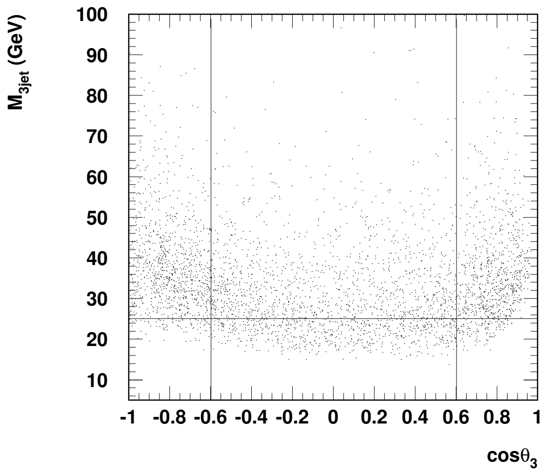

Abbildung 5.8: *Dargestellt ist die Verteilung der Daten in der* $\cos\Theta_3$-M_{3jet}*-Ebene, die die Selektionskriterien erfüllen. Die für die weitere Analyse angebrachten Schnitte auf die Masse und* $\cos\Theta_3$ *sind durch die waagerechten und senkrechten Linien illustriert. Im eingerahmten Bereich ist somit die Verteilung der für die Messung verwendeten Daten zu sehen.*

horizontalverlaufende Kante in der Punktdichte bei ca. $\mathrm{M_{3jet}} = 20$ GeV liegt an der Parametrisierung der Massenverteilung, die zur Umgewichtung des Phasenraumes auf die Form der Verteilung der Daten verwendet wurde. Da in der Analyse der Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsystems nur Ereignisse mit $\mathrm{M_{3jet}} > 25$ GeV verwendet werden, hat dieses Artefakt keinen Einfluß. Trotzdem kann man erkennen, daß durch Senkung des E_T-Schnittes der Bereich kleiner Massen auch unter 10 GeV bevölkert wird.
In Graphik 5.8 sind Daten in der $\cos\Theta_3 - M_{3jet}$-Ebene abgebildet, die die Selektionskriterien in $E_{T,Breit}$ und η_{lab} passieren. Die für die weitere Analyse angebrachten Schnitte auf die Masse und $\cos\Theta_3$ sind durch die waagerechten und senkrechten Linien illustriert. Im eingerahmten inneren Bereich ist die Verteilung der für die Messung verwendeten Daten zu sehen. Die Ecken, die von der Phasenraumverteilung her dünn besiedelt waren, besonders bei kleinen Massen und Werten $|\cos\Theta_3| > 0.85$, werden mit diesen Schnitten offensichtlich ausgegrenzt. Die Phasenraumverteilung in der Ebene der beiden Winkel $\cos\Theta_3$ und Ψ_3 zeigt Abbildung 5.9. Wieder ist die Dichtevariation durch die Schnitte bei der Jetselektion hervorgerufen worden, wie in a) dargestellt. Geht man zum Wert von $E_{T,Breit} > 2$ GeV über, wird die Phasenraumverteilung etwas gleichmäßiger. Man erkennt aber noch verbleibende Ausdünnungszonen, besonders in den Ecken. In dieser Ebene zeigt sich der stärktste Einfluß durch den Schnitt auf die Lage der Jets im Laborsystem. Die Winkelvariablen sind darauf besonders empfindlich.

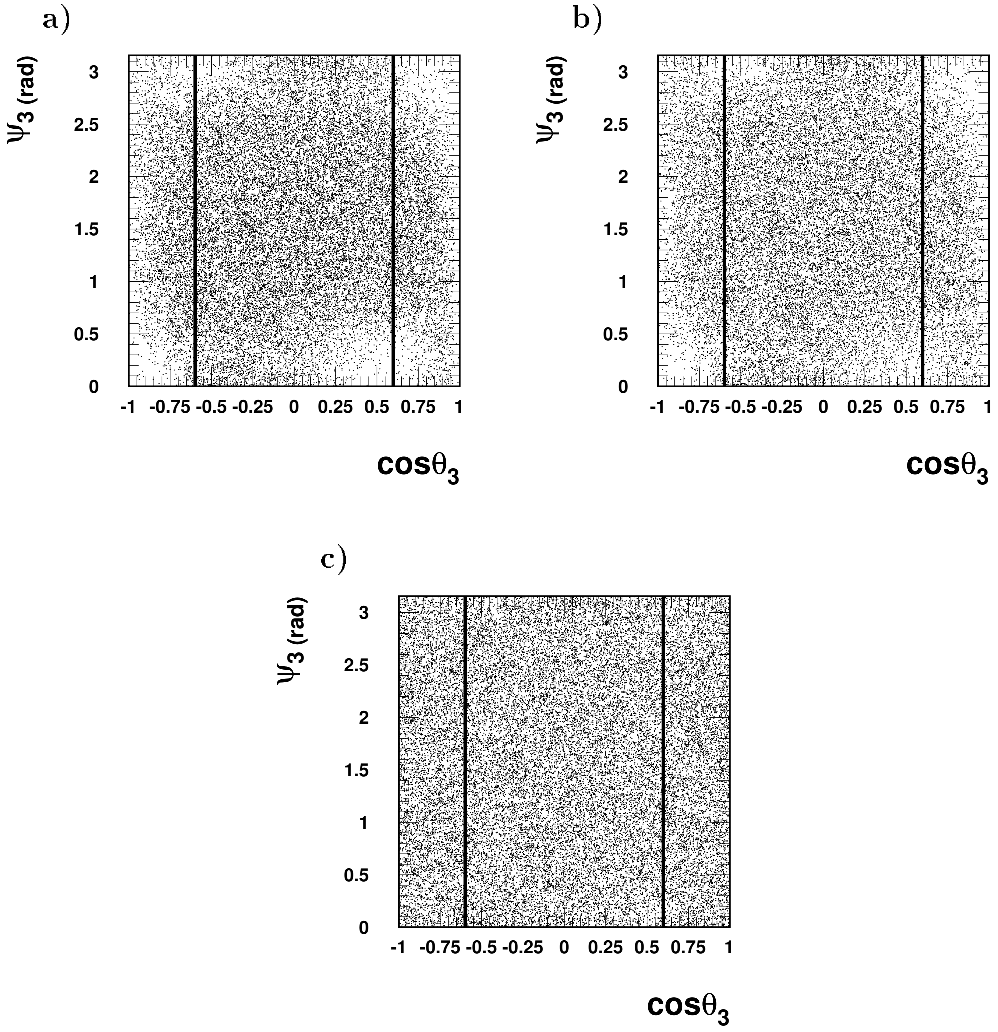

Abbildung 5.9: *Dargestellt ist die Phasenraumdichte in der* $\cos\Theta_3 - \Psi_3$*-Ebene. a) zeigt die Verteilung nach der Jetselektion. Der Bereich von* $\cos\Theta_3$*, in dem gemessen wird, ist jeweils durch die senkrechten Linien gekennzeichnet. b) zeigt eine gleichmäßigere Dichteverteilung, die man erreicht, wenn man den Schnitt auf* $E_{T,Breit} > 2$ GeV *herabsetzt. Die vollständig gleichmäßig bevölkerte Ebene findet man, wenn man zusätzlich die Akteptanz der Jets auf* $-4 < \eta_{lab} < 4$ *erweitert.*

Erweitert man nämlich den Selektionsbereich in Vorwärtsrichtung, d.h. für große Werte von η_{lab} und bringt z.B. einen symmetrischen Schnitt $-4 < \eta_{lab} < 4$ an, erhält man einen vollständig gleichmäßig bevölkerten Phasenraum. Dabei ist die Änderung zu $\eta_{lab} < 4$ der entscheidende Punkt. Die Erweiterung im Rückwärtsbereich hat nur noch wenig Einfluß. Will man mit den vorgegebenen Analyseschnitten auf η_{lab} und $E_{T,Breit}$, eine möglichst gleichmäßige Dichteverteilung erreichen, muß man den zentralen Bereich der Werte von $\cos\Theta_3$ betrachten. Je härter man auf $|\cos\Theta_3|$ schneidet, desto mehr vermeidet man die ausgedünnten Ränder und schafft eine weniger beeinflußte Basis zur Messung der Ψ_3-Verteilung. Der Schnittwert $-0.6 < \cos\Theta_3 < 0.6$ ist daher sinnvoll. Die Observable, die die größte Sensitivität auf den zugrundeliegenden Phasenraum zeigt, ist Ψ_3. Sie wird daher als letztes Kriterium zum Optimieren der Schnitte und Reduktion des Phasenraumeinflusses herangezogen. Abbildung 5.10 zeigt in b) den Vergleich von DISENT (Punkte) mit dem Phasenraum (Linie) mit allen Standardschnitten in und in a) wenn man keinen Schnitt auf M_{3jet}, X_3 oder $\cos\Theta_3$ anbringt. Die Form der Verteilung ändert sich stark bei Anbringung der Standardschnitte (Punkte), während noch keine maßgebliche Abflachung des zugehörigen Phasenraums (volle Linie) festzustellen ist. Obwohl die Phasenraumkurve in beiden Fällen stark gekrümmt und überhaupt nicht flach ist, was die Voraussetzung für eine von den Selektionsschnitten unbeeinflußte Messung dieser Verteilung wäre, sieht man den großen Effekt, den die beschriebene Anbringung der Schnitte hat. Die Ψ_3-Verteilung ist von der Form eines einzigen Maximums bei $\pi/2$ zu einer Struktur mit zwei Maxima ca. bei $\pi/4$ und

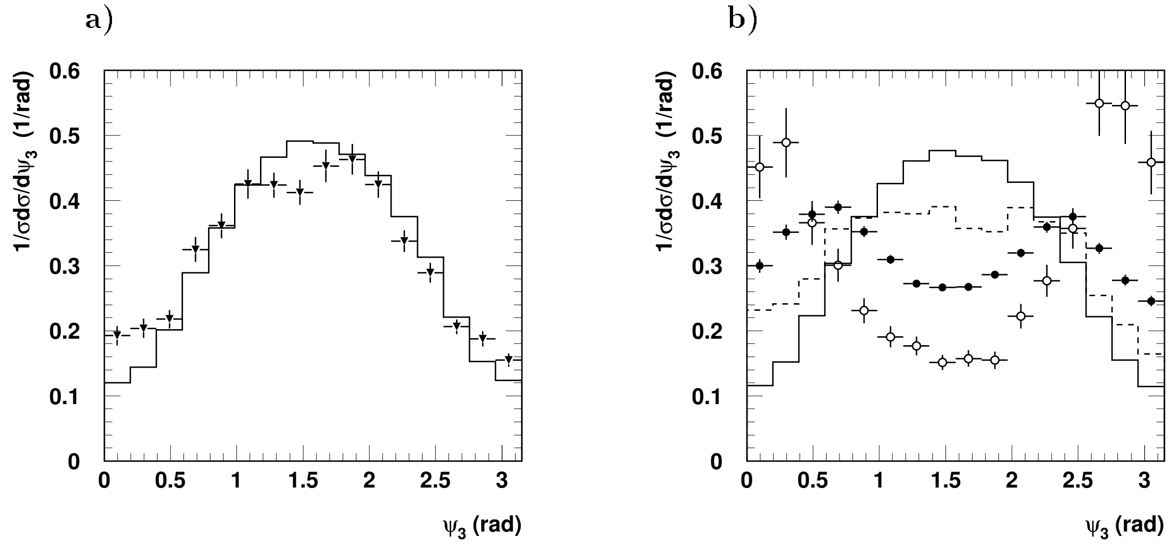

Abbildung 5.10: *a) zeigt die Ψ_3-Verteilung mit DISENT (Dreiecke) im Vergleich mit der Phasenraum-Vorhersage (Linie) ohne die Standard-Schnitte auf* $\mathrm{M_{3jet}}$*,* X_3 *oder* $\cos\Theta_3$*. Das Standardszenario mit diesen Schnitten ist in b) abgebildet. Die geschlossenen Punkte zeigen DISENT, den zugehörigen Phasenraum zeigt die durchgezogene Linie. Senkt man für das Standardszenario den Schnitt auf die Transversalenergie der Jets auf* $E_{T,Breit} > 2$ GeV*, sagt DISENT ein veränderte Form voraus (offene Punkte). Der entsprechende Phasenraum (gestrichelte Linie) ist mit dieser Veränderung flacher geworden.*

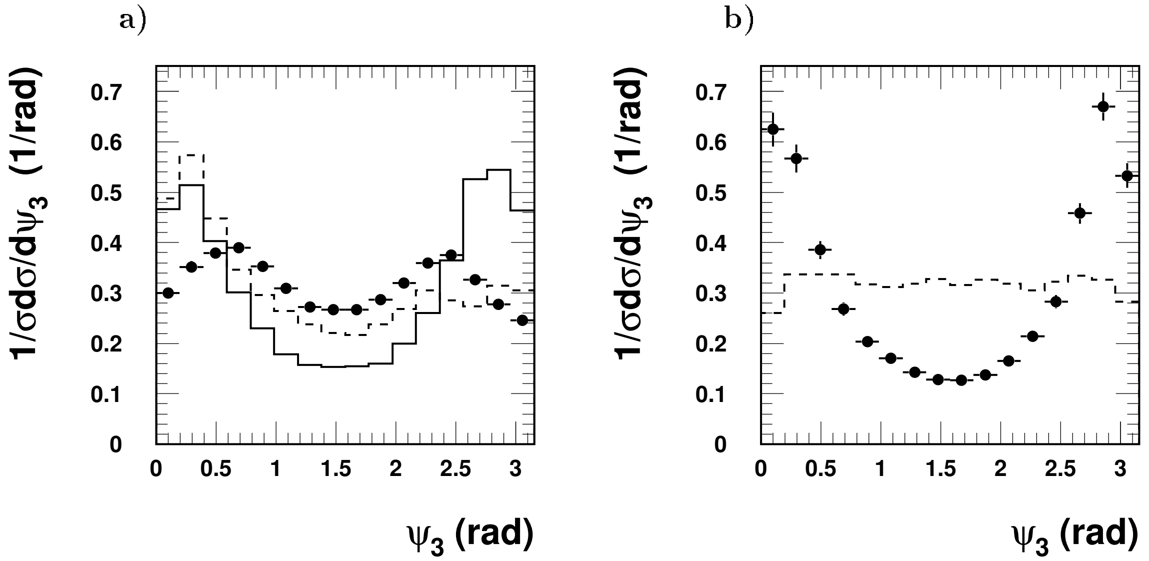

Abbildung 5.11: *a) Vergleich von DISENT-Berechnungen mit verschiedenen Schnitten anhand der* Ψ_3*-Verteilung. Die Punkte zeigen die Standardschnitte. Die volle Linie zeigt die Form der Verteilung, wenn man ein Mindest-*E_T*-Wert von nur* $E_{T,Breit} > 2$ *GeV fordert. Eine ähnliche Form erreicht man mit* $M_{3jet} > 90$ *GeV (gestrichelte Linie). Die Punkte in b) zeigen die Verteilung für* $M_{3jet} > 90$ GeV *und* $-4 < \eta_{lab} < 4$*. Der nun flachgewordene Phasenraum ist mit der gestrichelten Linie dargestellt.*

$3/4\pi$ übergegangen. Das heißt, man sieht erste Ansätze der Bildung eine Tales. Wäre der Phasenraum nicht so stark in die entgegengesetzte Richtung gekrümmt, würde man die wahre Form der Verteilung sehen, die durch die QCD-Dynamik entsteht. Diese Form hat nur noch Maxima an den Rändern der Verteilung bei 0 und π und ein klares Minimum bei $\pi/2$. Dies ist mit HERA-Daten zur Zeit nicht möglich, da eine Reduktion der Forderung in $E_{T,Breit}$ vom Detektor her nicht in Frage kommt und ein höherer Massenschnitt aufgrund der viel zu geringen Statistik nicht angebracht werden kann. Die geschlossenen Punkte von Abbildung 5.10, die den Standardschnitten entsprechen, sind also im Moment das Beste, was sich erreichen läßt. Um eine Verteilung mit der Form eines ausgeprägten Tales zu erreichen, müßte man einen Massenschnitt von mehr als 90 GeV anbringen und zusätzlich die Akzeptanz für Jets in η_{lab} erweitern. Dies wird in Abbildung 5.11 a) illustriert, wo DISENT-Berechnungen mit verschiedenen Schnitten verglichen werden. Die Punkte zeigen das Standardschnittszenario. Geht man von da aus zur Forderung $E_{T,Breit} > 2$ GeV, erhält man die volle Linie. Die Verteilung ist schon viel weniger durch Schnitte beeinflußt, wie man am Tal erkennen kann. Mit einem Schnitt von $M_{3jet} > 90$ GeV und den restlichen Standardschnitten erreicht

Szenario	$M_{3jet} >$	$X_3 <$	$\lvert\cos\Theta_3\rvert <$	Ereignisse übrig
I	25 GeV	0.9	0.6	875
II	30 GeV	0.9	0.7	874
III	40 GeV	0.95	0.8	513

Tabelle 5.2: *Zusammenfassung möglicher Schnittszenarien, die dieselbe Form der Ψ_3-Verteilung erzeugen mit den jeweils verbleibenden Ereignissen in den Daten.*

man immerhin eine ähnliche Form (gestrichelte Linie), die ebenfalls kaum mehr zwei Maxima, sondern ein Tal in der Mitte zeigt. Geht man von der Standardverteilung zu $M_{3jet} > 90$ GeV und $-4 < \eta_{lab} < 4$, erhält man die Punkte von 5.11 b), die ein symmetrisches Tal darstellen. Der zugrundeliegende Phasenraum ist nun flach, wie die gestrichelte Linie zeigt.

Mit DISENT wurden weitere realistische Schnittszenarien studiert, die die gleiche Form der ψ_3-Verteilung erzeugen, wie in Abbildung 5.12 gezeigt ist. Die verschiedenen Kombinationen der Schnittwerte und die verbleibenden Ereignisse in den Daten sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Da man mit Szenario I die größte Datenstatistik

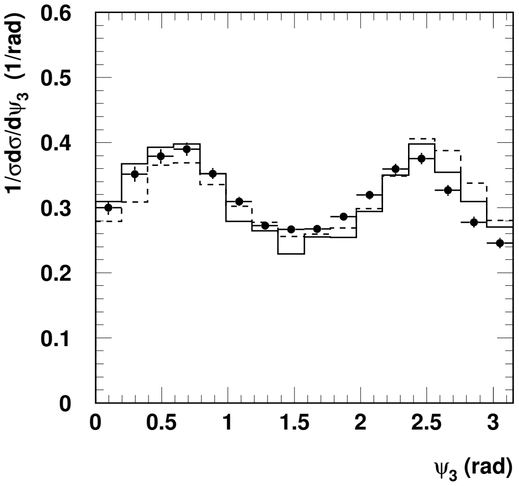

Abbildung 5.12: *Verschiedene Schnittszenarien (s. Text) werden anhand der Ψ_3-Verteilung verglichen. Abgebildet ist jeweils die DISENT-Vorhersage für Szenario I (Punkte), in dem später gemessen wird, verglichen mit Szenario II (volle Linie) und III (gestrichelte Linie). Mit unterschiedlichen Schnitten läßt sich die gleiche Form der Ψ_3-Verteilung erreichen.*

übrigbehält mit denselben Auswirkungen auf die Ψ_3-Verteilung, wurde es als Standard für die Messung herangezogen. Ein weiterer und entscheidender Vorteil ist die Übereinstimmung der Grenzen auf X_3 und $\cos\theta_3$ mit Proton-Antiproton-Daten , die am TEVATRON gemessen wurden. Ein direkter Vergleich der Daten wäre mit einem abweichenden Schnitt-Szenario (z.B. Szenario II) nicht so einfach möglich gewesen. Die Vergleiche werden in Kapitel 6.3 diskutiert.

5.6 Korrektur der Daten

Um die bei H1 gemessenen Daten mit den Ereignissen anderer Experimente vergleichen zu können, müssen die Daten so korrigiert werden, daß sie unabhängig von Detektoreffekten sind. Jeder Detektor hat eine begrenzte Akzeptanz und Auflösung, so daß die gemessenen Daten nicht mit den Verteilungen der eigentlichen physikalischen Variablen übereinstimmen. Weiterhin werden für die Analyse detektorspezifische Schnitte angebracht, die die Werte der Wirkungsquerschnitte verfälschen. Diese Effekte werden durch den Vergleich von Monte Carlo-Verteilungen vor und nach der Detektorsimulation korrigiert.
Weiterhin wurden in Kap. 1 auftretende QED-Effekte bei der e-p-Streuung diskutiert. Ebenfalls mit einem Monte Carlo-Simulation werden die Daten auf QED-Abstrahlungen korrigiert, wie im Folgenden beschrieben wird.

5.6.1 Die Faktormethode (bin-to-bin-Korrektur)

Die Verteilungen der gemessenen Observablen werden durch Histogramme mit einer diskreten Anzahl von Intervallen angenähert. Um die sogenannte Faktormethode (auch unter "bin-to-bin-Korrektur" bekannt) anwenden zu können, ist es notwendig, daß die gewählten Intervalle groß genug sind, d.h. nicht kleiner als die eigentliche Auflösung der Variablen selber. Damit können die Migrationen zwischen benachbarten Intervallen bei der Korrektur klein gehalten werden. Dann kann man davon ausgehen, daß die Intervalle unkorreliert, bzw. die Nebendiagonal-Einträge der zugehörigen Korrelationsmatrix zwischen generiertem und rekonstruiertem Niveau hinreichend klein sind. Mit Hilfe des Monte Carlo-Programms, bei dem sowohl die gemessenen Größen auf Detektorniveau (rec), als auch die wahren, generierten Größen (gen) zugänglich sind, kann für jedes Intervall der Observable die Korrekturfunktion C^{DET} definiert werden:

$$C^{DET} = \frac{MC^{GEN}}{MC^{REC}} \tag{5.18}$$

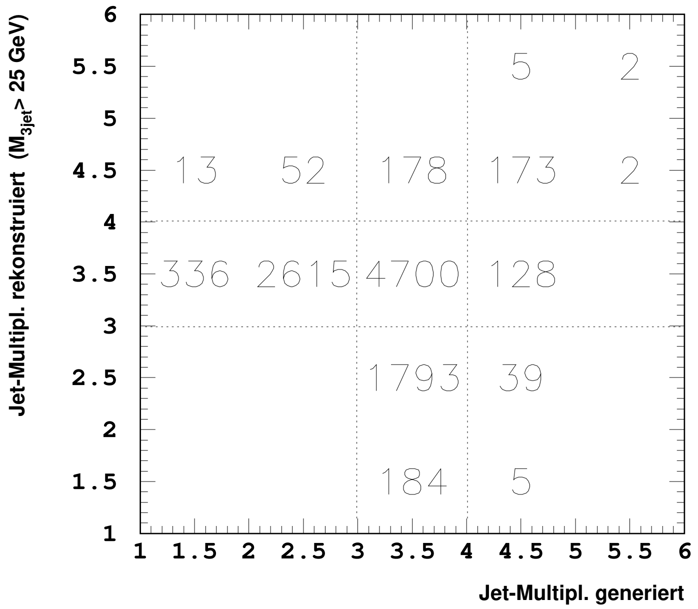

Abbildung 5.13: *Migrationen der Jetmultiplizitäten für 3-Jet-Ereignisse mit einem Massenschnitt von* $M_{3jet} > 25$ *GeV und den Standardschnitten der Jetselektion aus der Vorhersage von RAPGAP. Die Zahlen sind absolute Ereignisanzahlen. Daraus kann man eine Reinheit von 69 % und eine Effizienz von 60 % für die Idenfikation von 3 Jets bestimmen.*

Hierbei geht es um den Vergleich z.B. der Werte der 3-Jet-Masse, wie sie generiert und rekonstruiert werden. Wird z.B. ein Massenwert $M_{3jet} = 33$ GeV generiert, kann es passieren, daß dieses Ereignis mit einem Wert von $M_{3jet} = 38$ GeV gemessen wird und damit in ein anderes Intervall fällt als im Histogramm der generierten Ereignisse. Beim Übergang auf das rekonstruierte Niveau ist der Wert also migriert (gewandert). Je größer die Migrationen sind, desto besser sollte das Monte Carlo-Programm, das zur Korrektur verwendet wird, die Daten beschreiben. Mit einem Monte Carlo-Programm wie RAPGAP oder ARIADNE korrigiert man so die Verteilungen auf Detektoreffekte. Benutzt man zusätzlich die Information aus DJANGO (und RAPGAP) über die QED-Strahlungseffekte, kann man die Funktion erweitern zu:

$$C^{CORR} = \frac{MC^{GEN}(nicht - radiativ)}{MC^{REC}(radiativ)} \tag{5.19}$$

	Massenschnitt	CLUSTER	CLIM	FSCOMB
Effizienz	keiner	58%	50%	55%
	$M_{3jet} > 25$	59%	54%	59%
Reinheit	keiner	50%	58%	62%
	$M_{3jet} > 25$	53%	62%	67%

Tabelle 5.3: *Vergleich der Methoden FSCOMB, CLUSTER und CLIM (Definition der Methoden s. Kap 5.1.1-5.1.3) anhand der Reinheiten und Effizienz der Jetmulitplizitäten des Datensatzes. Die Zahlen stellen den Mittelwert der Vorhersagen von RAPGAP und DJANGO.CDM dar und werden jeweils mit und ohne Massenschnitt aufgeführt.*

Dabei werden Monte Carlo-Verteilungen von DJANGO.CDM, die ohne Strahlungseffekte generiert wurden mit Verteilungen desselben Programms verglichen, bei denen QED-Strahlung und eine Detektorsimulation stattgefunden hat. Multipliziert man diese Funktion mit den gemessenen Daten, erhält man die wahre Verteilung auf Generatorniveau.

5.6.2 Migrationen

Um die beschriebene Korrekturmethode anwenden zu können, muß sichergestellt sein, daß die Migrationen zwischen benachbarten Intervallen einer Meßgröße nicht zu groß werden. Ein Maß dafür sind Effizienz und Reinheit einer Observablen. Hierbei vergleicht man die Anzahl (#) der Ereignisse, die im selben Intervall (i) generiert (gen) und auch rekonstruiert (rec) werden, bezogen auf die Anzahl der Ereignisse, die dort generiert bzw. rekonstruiert wurde.

$$\text{Effizienz} = \frac{\#(rec \wedge gen)(i)}{\#(gen)(i)} \tag{5.20}$$

$$\text{Reinheit} = \frac{\#(rec \wedge gen)(i)}{\#(rec)(i)} \tag{5.21}$$

Bei einer Messung von Ereignissen mit hohen Jetmultiplizitäten (N $>$ 2), besteht ein Hauptproblem darin, die Migrationen der Jetanzahl selber zu kontrollieren. Die kritische Größe ist meistens die Effizienz, denn oft werden Ereignisse mit N=3 auf Detektorniveau identifiziert, aber nur mit N=2 generiert. Als untere Grenze der Effizienz und Reinheit, um eine Mulitjet-Analyse durchführen zu können, wird ein Wert von etwa 50 % vorausgesetzt. Abbildung 5.13 zeigt die Migrationsmatrix der Jetmulitiplizitäten ermittelt mit Ereignisanzahlen aus RAPGAP.

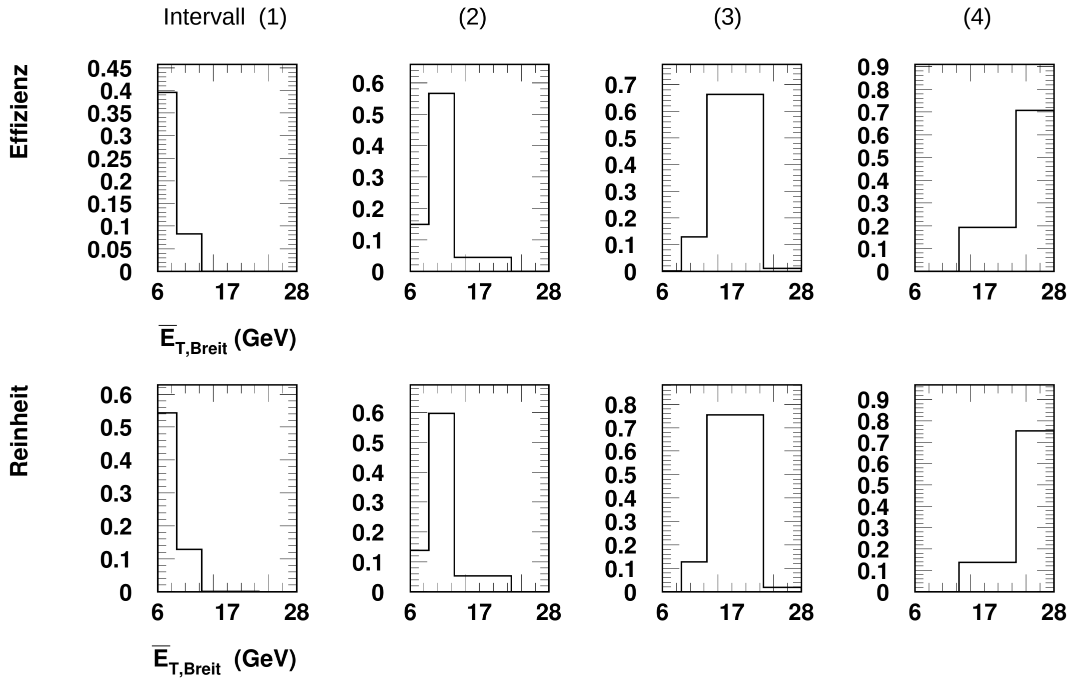

Abbildung 5.14: *Effizienz und Reinheiten in den Intervallen der Verteilung von* $\overline{E}_{T,Breit}$ *.*

Die Effizienz, drei Jets zu finden, liegt bei 57 % ohne Massenschnitt und bei 61 % mit $M_{3jet} > 25$ GeV. Die Reinheit zeigt höhere Werte und liegt hier für Ereignisse mit dem Massenschnitt bei 69 %.

Die Effizienz hängt stark von der Definition der hadronischen Objekte (s. Punkt 5.1) ab, auf denen der Jetalgorithmus arbeitet und dem Massenschnitt auf den Datensatz.

	Intervall						
Variable	1	2	3	4	5	6	7
$\overline{E}_{T,Breit}$ [GeV]	6 - 9	9 - 13	13 - 22	22 - 28			
M_{3jet} [GeV]	25 - 35	35 - 50	50 - 65	65 - 95			
x_{Bj} $(\cdot 10^{-4})$	$1 - 2.5$	$2.5 - 4$	$4 - 6$	$6 - 9.5$	$9.5 - 20$	$20 - 100$	
Q^2 [GeV^2]	5 - 10	10 - 15	15 - 25	25 - 35	35 - 55	55 - 75	75-100
X_3	0.65 - 0.7	0.77 - 0.84	0.84 - 0.9				
X_4	0.5 - 0.68	0.68 - 0.8	0.8 - 0.9				
cosΘ_3	(-0.6) - (-0.3)	(-0.3) - 0.2	0.2 - 0	0 - 0.3	0.3 - 0.6		
Ψ_3 [rad]	0 - 0.65	0.65 - 1.2	1.2 - 1.8	1.8 - 2.4	2.4 - 3.15		

Tabelle 5.4: *Intervallgrenzen der Meßgrößen.*

Einen Vergleich der Methoden CLUSTER, CLIM und FSCOMB (s. Kap 5.1.1-5.1.3) ist in Tabelle 5.3 jeweils mit und ohne Massenschnitt aufgeführt. Die eingetragenen Werte stellen den Mittelwert der Vorhersagen von RAPGAP und DJANGO.CDM dar. Bei der Verwendung der Methode CLUSTER erhält man recht gute Effizienzwerte aber Reinheiten, die nahe am Grenzwert liegen. Bei der CLIM-Methode sind zwar die Reinheiten besser als bei der CLUSTER-Methode aber die Effizienz wiederum nur knapp befriedigend. Geht man zur FSCOMB-Methode über, findet man sehr gute Werte für die Reinheit. und vergleichbar gute Werte der Effizienz wie bei der CLUSTER-Methode. So wird klar, daß die FSCOMB-Methode das beste Gesamtergebnis liefert und zur Messung den anderen vorgezogen wird.

Nachdem die grundlegende Effizienz und Reinheit des 3-Jet-Datensatzes mit einem Massenschnitt von $M_{3jet} > 25$ GeV hinreichend gut ist, werden Effizienz und Reinheit für die einzelnen Intervalle der zu messenden Verteilungen studiert. Sie werden nach derselben Formel 5.21 berechnet aber mit einem entscheidenden Zusatz. Die starken Migrationen zwischen den Jetmultiplizitäten wirken sich auch auf die einzelnen Intervalle aus. Migrationen für 3-Jetvariablen können nur berechnet werden, wenn man

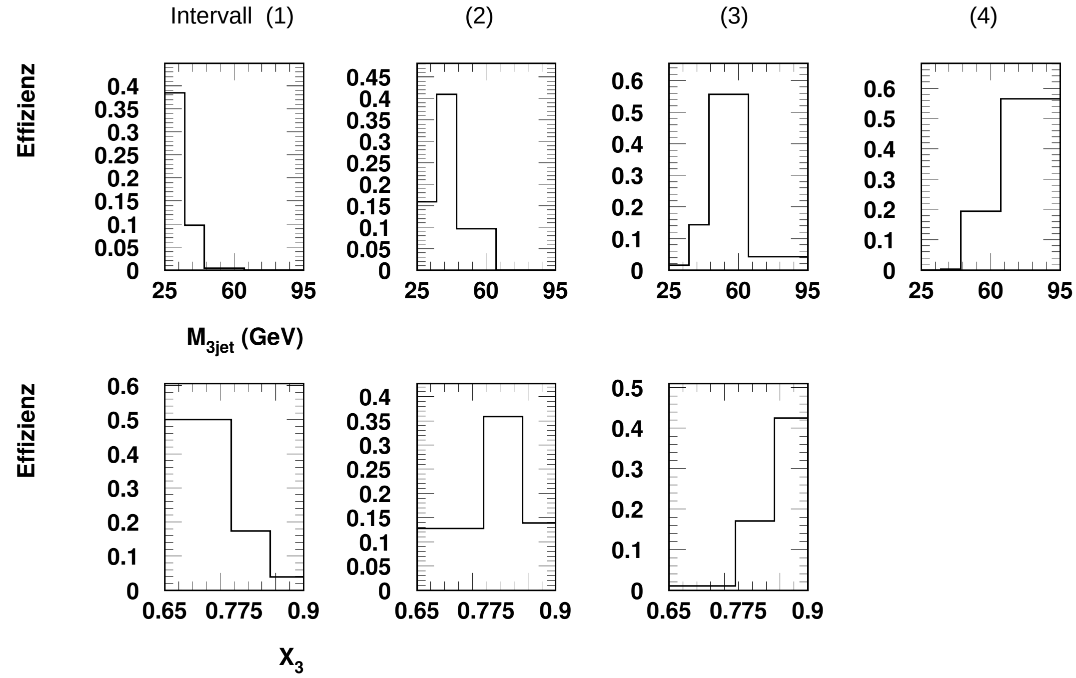

Abbildung 5.15: *Effizienzen der Verteilungen von M_{3jet} und X_3 in den einzelnen Intervallen.*

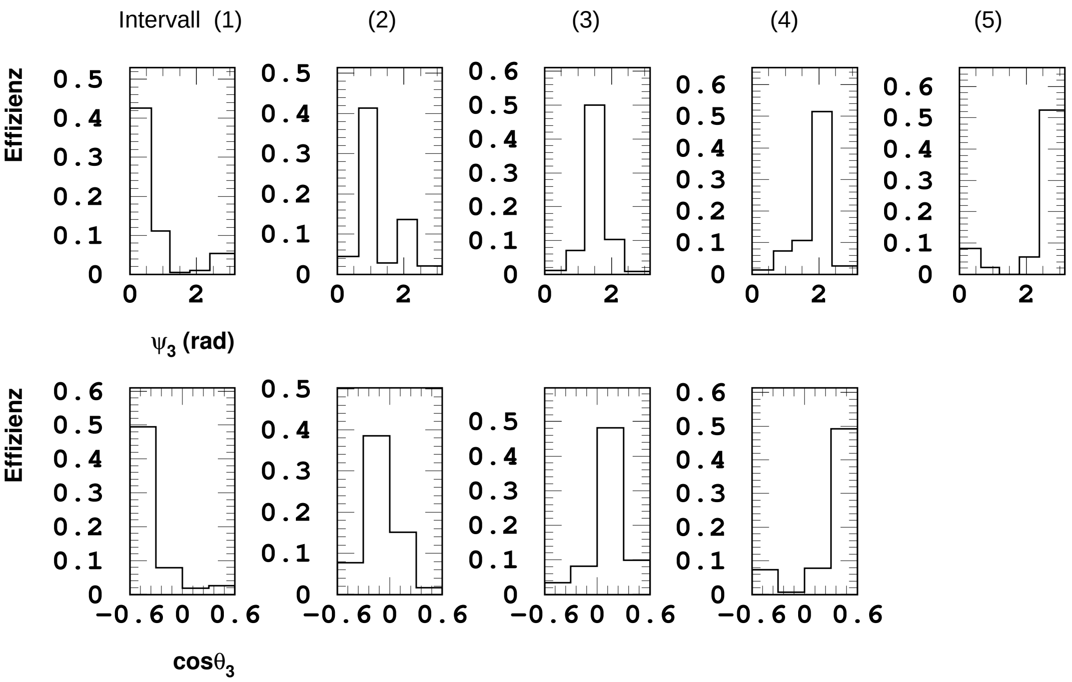

Abbildung 5.16: *Dargestellt sind die Effizienzen für die Variablen* Ψ_3 *und* $cos\Theta_3$ *in den einzelnen Intervallen.*

diese auch auf beiden Niveaus definieren kann, d.h. es muß gelten $N_{rec} = N_{gen} = 3$. Bei den Werten der Effizienzen der einzelnen Intervalle wird zusätzlichen berücksichtigt, daß ein Ereignis zwar z.B. mit zwei Jets generiert werden kann, aber rekonstruiert mit $N_{rec} = 3$ sehr wohl in ein Intervall der gemessenen Verteilung fällt. Die Anzahl dieser zusätzlichen Ereignisse wird dem Nenner in der Gleichung 5.21 zur Effizienzberechnung hinzuaddiert. Für die Reinheit geschieht dies analog. Ohne diesen Zusatz sind die Effizienzwerte durchschnittlich um 0.2 besser. Das heißt eine Effizienz von jetzt 40 % lag vorher bei 60%. Die Intervalle der Verteilungen werden anschließend so gewählt, daß die Werte nicht wesentlich unter 40 % liegen. Die so ausgewählten Intervallgrenzen sind in Tabelle 5.4 aufgeführt.

Die Effizienzen und Reinheiten in den Abbildungen 5.14 bis 5.16 sind folgendermaßen zu interpretieren. Die zu den jeweiligen Intervallen gehörenden Histogramme haben jeweils ein Maximum, das die Effizienz der Verteilung im jeweiligen Intervall angibt. Dabei bei entspricht ein Wert in einem Histogramm von z.B Effizienz $\epsilon = 0.42$ einer Effizienz von 42 %. Einträge links oder rechts vom Maximum zeigen, wieviel Prozent in benachbarte Intervalle migriert sind. Die gewählten Intervallbreiten sind jeweils verträglich mit der Auflösung der Variablen, die in Abbilung 5.17 gezeigt ist.

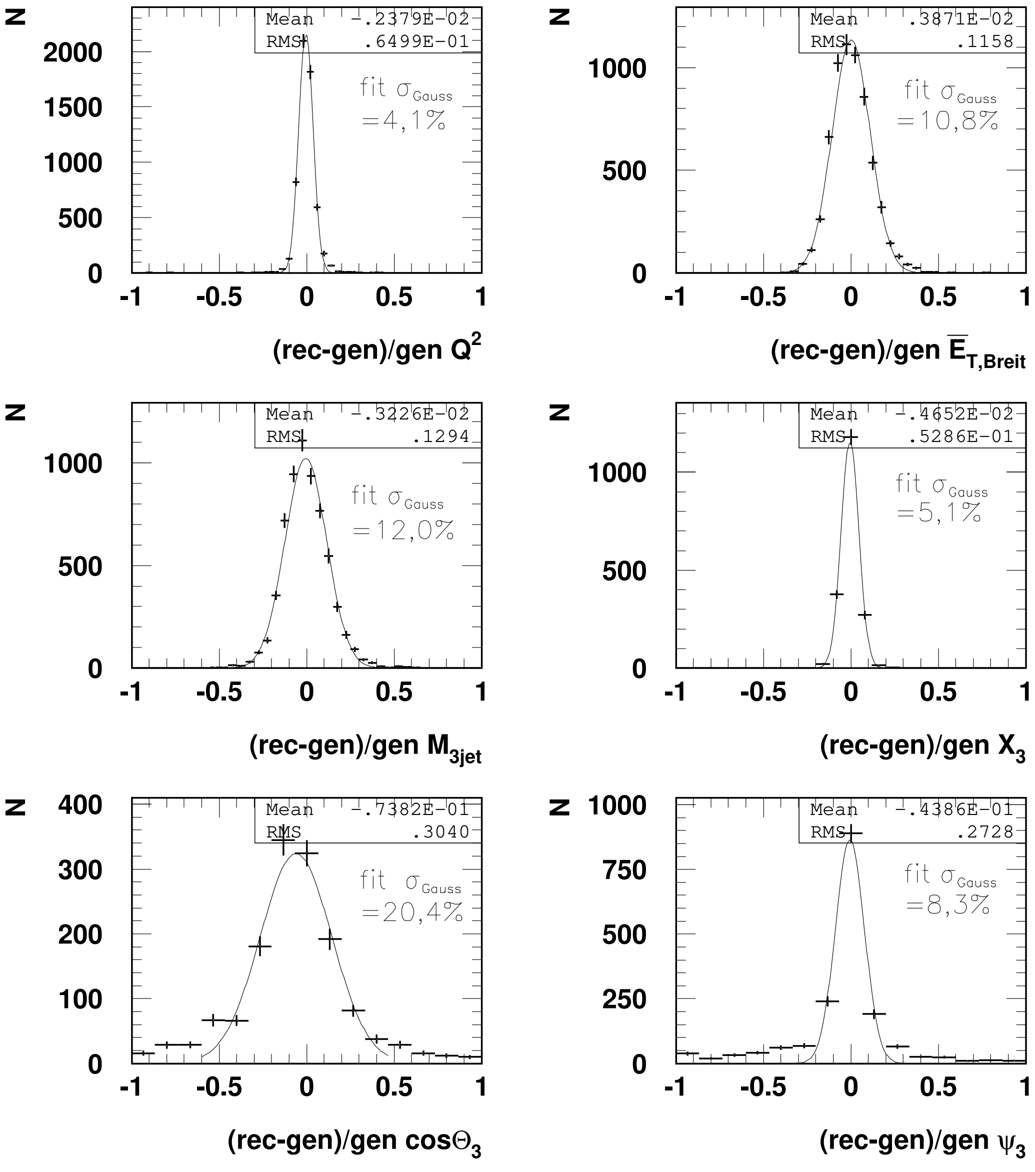

Abbildung 5.17: *Auflösungen der Meßgrößen. Eingetragen ist die mittlere Breite (RMS) der Verteilung im kleinen Kasten oben rechts und das Sigma einer an die Verteilung angepaßten Gaußverteilung (fit σ_{Gauss}).*

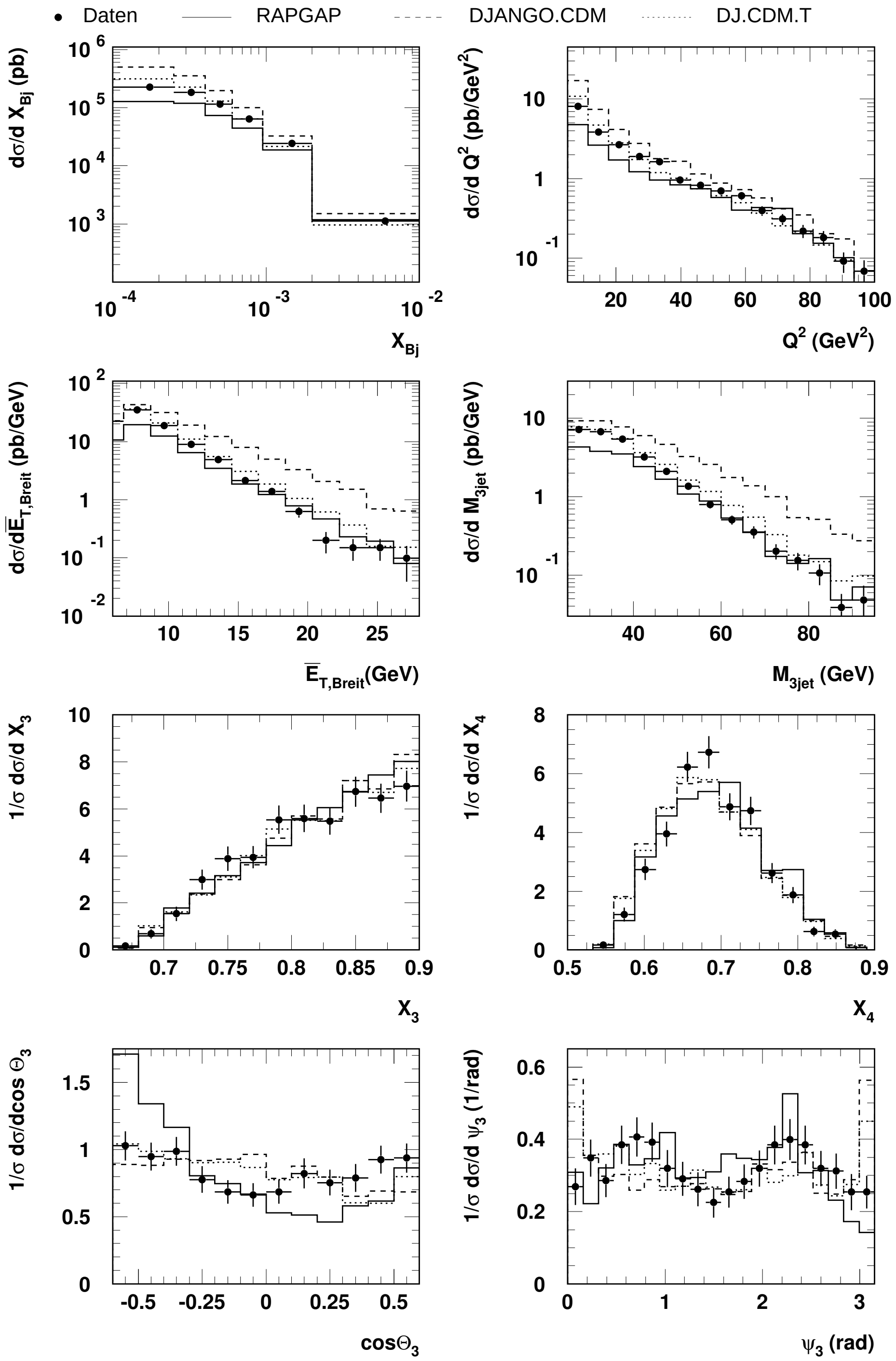

Abbildung 5.18: *Unkorrigierten Wirkungsquerschnitte für 3-Jet-Ereignisse, jeweils in gleichmäßige Intervalle unterteilt, Die Daten (Punkte) werden verglichen mit den Monte Carlo-Vorhersagen von RAPGAP (durchgezogene Linie), DJANGO.CDM (gestrichelte Linie) und der Version mit dem für Jets verbesserten Parametersatz DJ.CDM.T (gepunktete Linie).*

Im kleinen Kasten oben rechts ist der Mittelwert und die mittelere Breite der Verteilung (RMS) eingetragen und darunter das Sigma (fit σ_{Gauss}) einer an die Verteilung angepaßten Gaußverteilung. Bis auf die Winkelvariablen stimmen RMS und σ_{Gauss} bei den Verteilungen gut überein, wobei der Wert σ_{Gauss} immer etwas kleiner ist. Die Verteilungen bzgl. $\cos\Theta_3$ und Ψ_3 sind für Werte $|(\mathrm{rec} - \mathrm{gen})/\mathrm{gen}| > 0.5$ nicht mehr gaussisch, sondern haben Ausläufer zu großen Werten hin, daher der schlechte Wert des RMS. Das σ_{Gauss} der angepaßten Kurve hat daher einen signifikant kleineren Wert als das RMS. Im für die Auflösung relevanten Bereich um 0 herum, ist die Verteilung aber sehrwohl gaussisch und die Anpassung ist gerechtfertigt. Abb. 5.18 gibt eine Übersicht der unkorrigierten Verteilungen mit äquidistanten Intervallgrenzen. Die Daten werden verglichen mit Monte Carlo-Vorhersagen (ebenfalls Detektorniveau) von RAPGAP und DJANGO.CDM. Die Wirkungsquerschnitte von 3-Jet-Ereignissen werden am besten beschrieben durch die Version von ARIADNE mit einem verbesserten Parametersatz (DJ.CDM.T). RAPGAP liegt insbesondere bei kleinen $\overline{E}_{T,Breit}$ -Werten

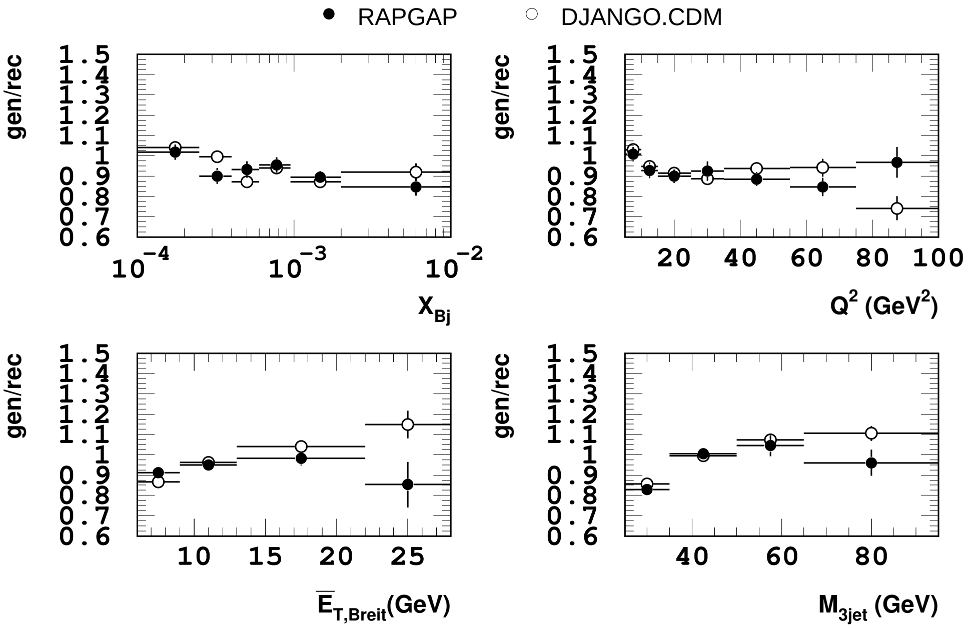

Abbildung 5.19: *Dargestellt sind die Korrekturfaktoren nach Gl. 5.19 für vier der zu messenden Variablen. Die geschlossenen Punkte zeigen den Korrekturfaktor, der mit RAPGAP berechnet wurde. Verwendet man DJANGO.CDM erhält man die offenen Punkte, die einen sehr ähnlichen Verlauf zeigen. Man beachte, daß die y-Achse erst bei 0.6 beginnt.*

zu niedrig, DJANGO.CDM bei großen zu hoch. In den meisten Intervallen der Verteilungen von Wirkungsquerschnitten liegen die Daten zwischen den Vorhersagen der zur Korrektur benutzten Monte Carlo-Programme. Es kann daher angenommen werden, daß die Migrationen in der Simulation adäquat wiedergegeben werden. Außerdem wird der Unterschied zwischen den Modellen als systematischer Fehler berücksichtigt.

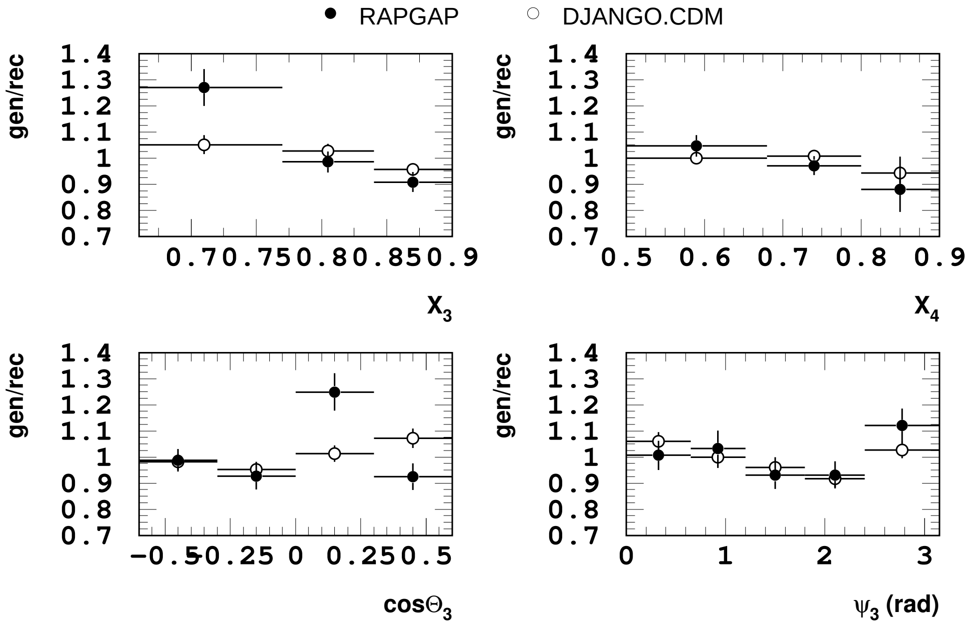

Abbildung 5.20: *Dargestellt sind die Korrekturfaktoren nach Gl. 5.19 der Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsystems, berechnet mit Hilfe von RAPGAP (geschlossenen Punkte) und DJANGO.CDM (offene Punkte). Man beachte, daß die y-Achse erst bei 0.7 beginnt.*

5.6.3 Korrekturfaktoren

Der nächste Schritt ist die Korrektur der Daten auf und QED-Strahlungs- und Detektor–effekte, d.h die Berechnung des Korrekturfaktors Gl. 5.19 in allen Intervallen. Das Ergebnis für die Wirkungsquerschnitte in E_T, $\mathrm{M}_{3\mathrm{jet}}$, x_{Bj} und Q^2 sind in Bild 5.19 gezeigt. Die Korrekturfaktoren für die Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsystems sind in 5.20 abgebildet. Die geschlossenen (offenen) Punkte zeigen das Ergebnis, wenn man RAPGAP (DJANGO.CDM) verwendet. Die Korrekturfaktoren haben bei beiden Modellen einen sehr ähnlichen Verlauf. Die verbleibenden Unterschiede werden als systematischer Fehler berücksichtigt (s. Abschnitt 5.7).

5.7 Untersuchung systematischer Unsicherheiten

Die Messung der 3-Jet-Verteilungen ist außer mit dem statistischen Fehler mit weiteren Fehlern, den sog. "systematischen" Fehlern behaftet. Diese beinhalten alle Unsicherheiten wie Modellabhängikeiten und Auflösungseffekte. Aus der Kombination aller Fehlerquellen ergibt sich der gesamte Fehler der Messung für die Daten. Im Folgenden werden verschiedene systematische Unsicherheiten studiert.

Da sich die systematischen Studien unterschiedlich auf die Daten auswirken, werden diese in zwei Gruppen unterteilt. Zum einen werden Wirkungsquerschnitte in $\overline{E}_{T,Breit}$, $\mathrm{M}_{3\mathrm{jet}}$, x_{Bj} und Q^2 (Gruppe 1) gemessen und zum anderen die nur auf die relative Form der Verteilung normierten Variablen im 3-Jet-Schwerpunktsytem (Gruppe2). Folgende Fehlerquellen werden berücksichtigt:

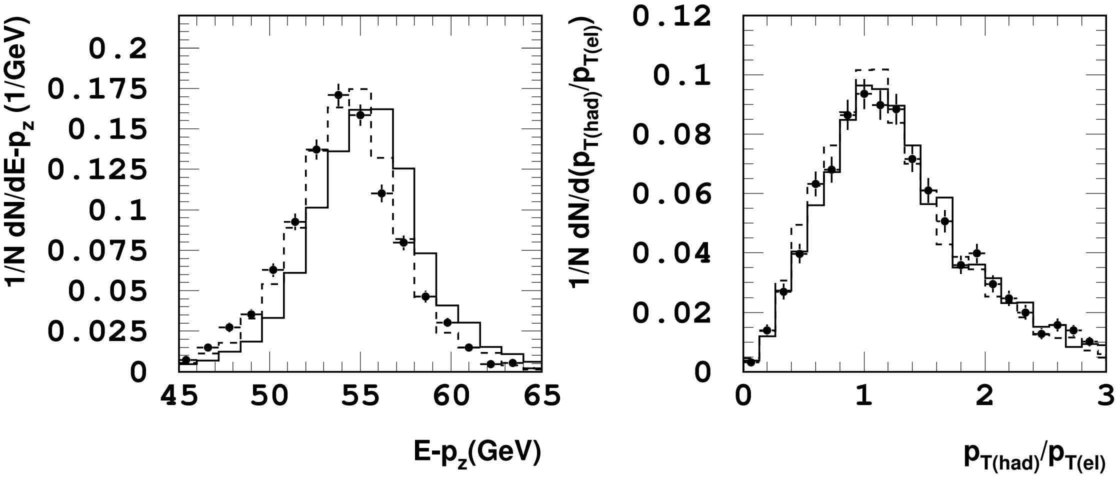

Abbildung 5.21: *Verteilung von* $\mathrm{E} - \mathrm{p_z}$ *und* $p_{t(had)}/p_{t(el)}$ *für 3-Jet-Ereignisse. Daten (Punkte) werden mit den Auswirkungen einer variierten hadronischen Energieskala im LAr-Kalorimeter um +4% (volle Linie) und -4% (gestrichelte Linie) verglichen.*

1. Die Unsicherheit der Messung der hadronischen Energie im LAr-Kalorimeter stellt den größten Beitrag zum systematischen Fehler dar. Sie wird mit ±4% variiert. Dies ist eine konservative Abschätzung des Fehlers im Vergleich zu neueren

Analysen von DIS-Daten [H1 99a], wo eine Unsicherheit von ±2% gerechtfertigt werden kann. Der Wert von 4 % wird durch den Vergleich mit den folgenden Verteilungen gerechtfertigt. Abbildung 5.21 zeigt die Auswirkungen auf die Verteilungen von $\mathrm{E-p_z}$ und der p_t-Balance für 3-Jet-Ereignisse. Man stellt fest, daß die p_t-Balance gut innerhalb dieser Variation beschrieben ist. Die $E-p_z$-Verteilung ist nicht besonders gut beschrieben, da die Position der Verteilung gegenüber den Daten zu größeren Werten hin (55 GeV) verschoben ist. Trotzdem liegen die Daten noch am Rande der -4%-Kurve.
Die Unsicherheit der hadronischen Energieskala verursacht eine typische Verschiebung der gemessenen Wirkungsquerschnitte von 10%-20%. Nur im letzten Intervall der E_T-Verteilung werden 35% festgestellt. Die Auswirkungen auf die Variablen im 3-Jet-Schwerpunktssytems sind mit 1%-5% wesentlich geringer. Da dies Verteilungen flächennormiert sind, reagieren sie auf absolute Variationen viel weniger empfindlich.

2. Der Fehler auf die Energiemessung des Elektrons im SpaCal wird mit 2% angenommen. Dieser Wert ist ebenfalls eine sehr konservative Abschätzung im Vergleich zur DIS-Datenanalyse von 1996/97 in [H1 99a]. Dies erzeugt zeigt eine Variation von 1%-5% auf Gruppe 1 und 0%-4% auf Gruppe 2 der Daten.

3. Der Beitrag der Unsicherheit der Winkelmessung des gestreuten Elektrons mit ±2 mrad zum Gesamtfehler der Daten, ist für Gruppe 2 fast zu vernachlässigen. Eine maximale Variation von 1% wird festgestellt. Für Gruppe 1 beträgt dieser Beitrag 1%-5% und bis zu 10% im höchsten Intervall der Q^2-Verteilung.

4. Es wird angenommen, daß der Impuls Spuren, die bei der Definition der hadronischen Objekte in die FSCOMB-Methode eingehen, mit einer Genauigkeit von 3 % gemessen werden [H1 97b]. Diese Unsicherheit, die durch die Variation der Komponenten des Spur-Vierervektors realisiert wird, hat mit einer relativen Abweichung von 1%-5% bei Gruppe 1 ebenfalls eine nicht zu vernachlässigende Auswirkung auf die Daten. Die Auswirkung auf Gruppe 2 mit 0%-2% sind dagegen sehr klein.

5. Die Messung von Energien im SpaCal geht außer beim Elektron ebenfalls für Hadronen ein, die zu der Größe $\mathrm{E-p_z}$ und der p_t-Balance beitragen. Dafür werden die Werte der Energiedepositionen im elm. und had. SpaCal um 7% variiert. Die Auswirkungen sind auf alle Verteilungen sehr klein und liegen um 1%.

6. Verwendet man unterschiedliche Monte Carlo-Generatoren für die Korrektur der Daten, so erhält man etwas unterschiedliche Ergebnisse durch die Modellabhängigkeit. Die endgültige Position der korrigierten Daten ergibt sich aus dem arithmetischen Mittel aus den Ergebnissen der Korrektur mit RAPGAP und DJAN-

		Auswirkungen auf	
		Gruppe 1	Gruppe 2
Fehlerquelle	Variation	sys. Unsicherheit in %	
Modellabhängigkeit	RAPGAP DJANGO.CDM	1-20	4-7
Hadronische Skala im LAr	± 4%	10-20	1-5
Elektromagnetische Skala im SpaCal	± 2%	1-5	0-4
Spuren	± 3%	1-5	0-2
Streuwinkel θ_{el}	± 2 mrad	1-5	< 1
SpaCal hadr. + elm Energieskala	± 7%	1-2	1

Tabelle 5.5: *Die Tabelle faßt die Abschätzung der systematischen Fehler auf die Daten zusammen. Aufgeführt sind die Variationen in Prozent, die für die Messung der Wirkungsquerschnitte (Gruppe 1) und die Größen des 3-Jet-Schwerpunktsystems (Gruppe 2) auftreten.*

GO.CDM. Die Hälfte des Abstandes zwischen den Modellen wird als systematischer Fehler genommen. Die Modellunsicherheit ist in Abbildung 5.22 bis 5.24 dargestellt und schwankt für die Wirkungsquerschnitte zwischen 1% und 20% und ist mit 35% im letzten Intervall der E_T-Verteilung am größten. Für Gruppe 2 beträgt die Abweichung 4-7%, nur in der $\cos\Theta_3$-Verteilung findet man Schwankungen bis 15%.

Alle systematischen Einzelfehler werden quadratisch aufsummiert und der Gesamtfehler zum statistischen addiert. Hinzu kommt eine globale Unsicherheit von 1.5 % auf die Luminosität, die alle gemessenen Wirkungsquerschnitte betrifft. Die genauen Auswirkungen der systematischen Unsicherheiten für alle Intervalle für drei ausgewählte Verteilungen zeigen die Abbildungen 5.22 bis 5.24. Eine Zusammenfassung der Variationen mit der Abschätzung der Auswirkungen auf die Daten der Gruppe 1 und Gruppe 2 befindet sich in Tabelle 5.5.

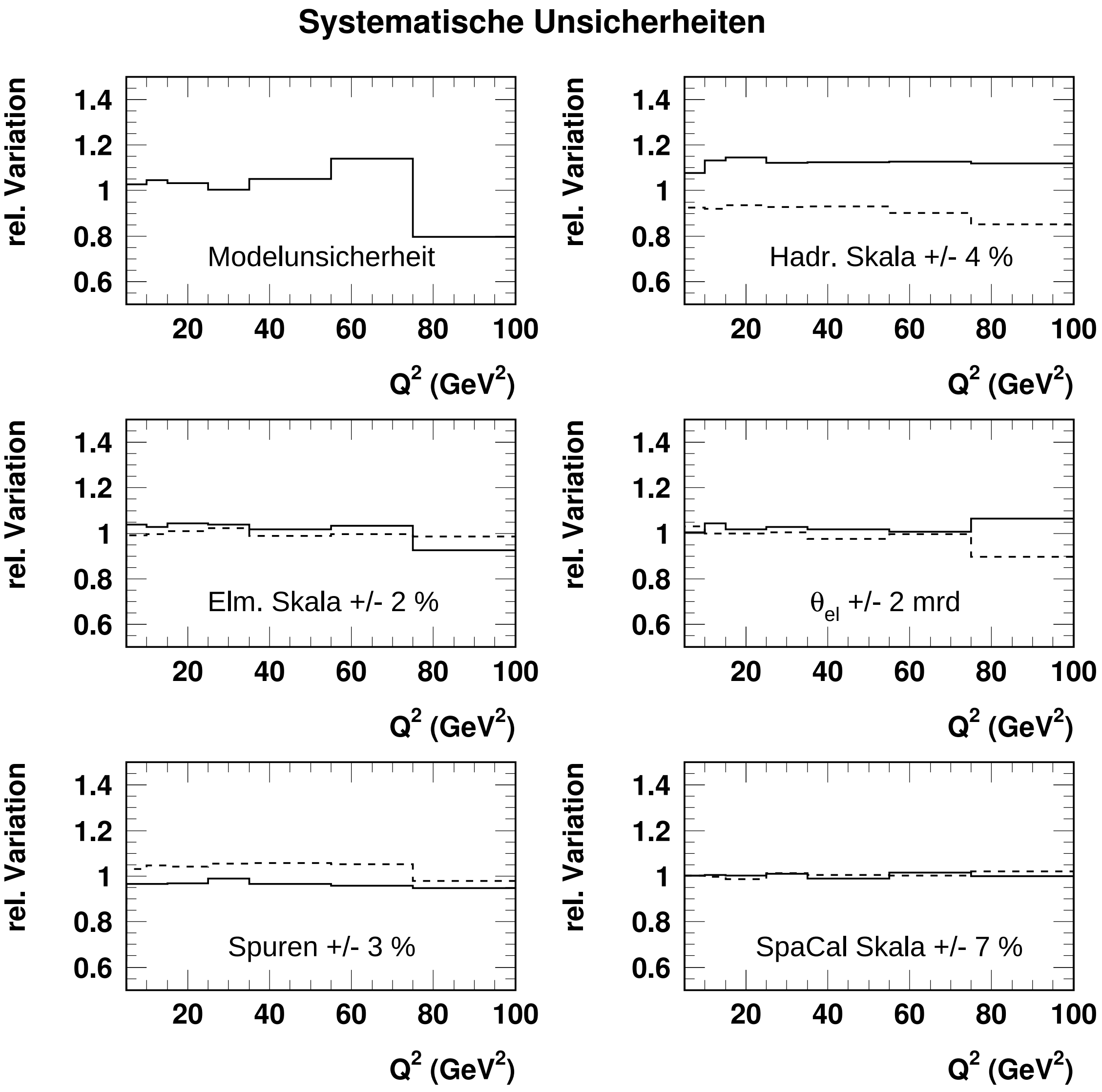

Abbildung 5.22: *Systematische Unsicherheiten der Q^2-Verteilung. Gezeigt ist die relative Variation der Daten, für verschiedene systematische Fehlerquellen, s. Text. Bis auf die Kurve der Modellunsicherheit oben links bedeutet die durchgezogene (gestrichelte) Linie immer die Variation um den aufgeführten positiven (negativen) Wert in Prozent.*

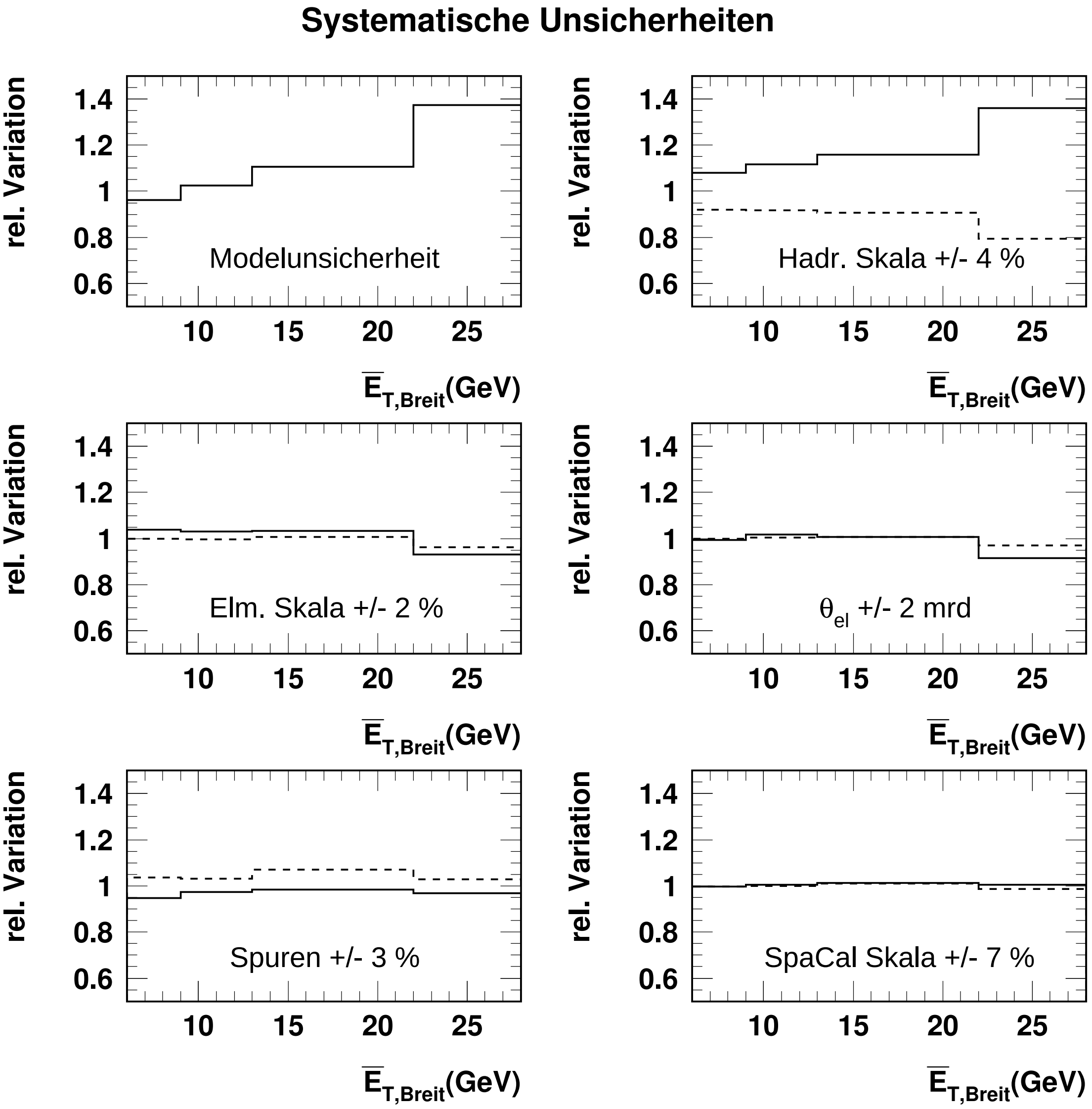

Abbildung 5.23: *Systematische Unsicherheiten des 3-Jet-Wirkungsquerschnittes in* $\overline{E}_{T,Breit}$. *Gezeigt sind die Auswirkungen der Variationen für die im Text beschriebenen systematischen Fehlerquellen. Bis auf die Kurve der Modellunsicherheit oben links bedeutet die durchgezogene (gestrichelte) Linie immer die Variation um den aufgeführten positiven (negativen) Wert in Prozent.*

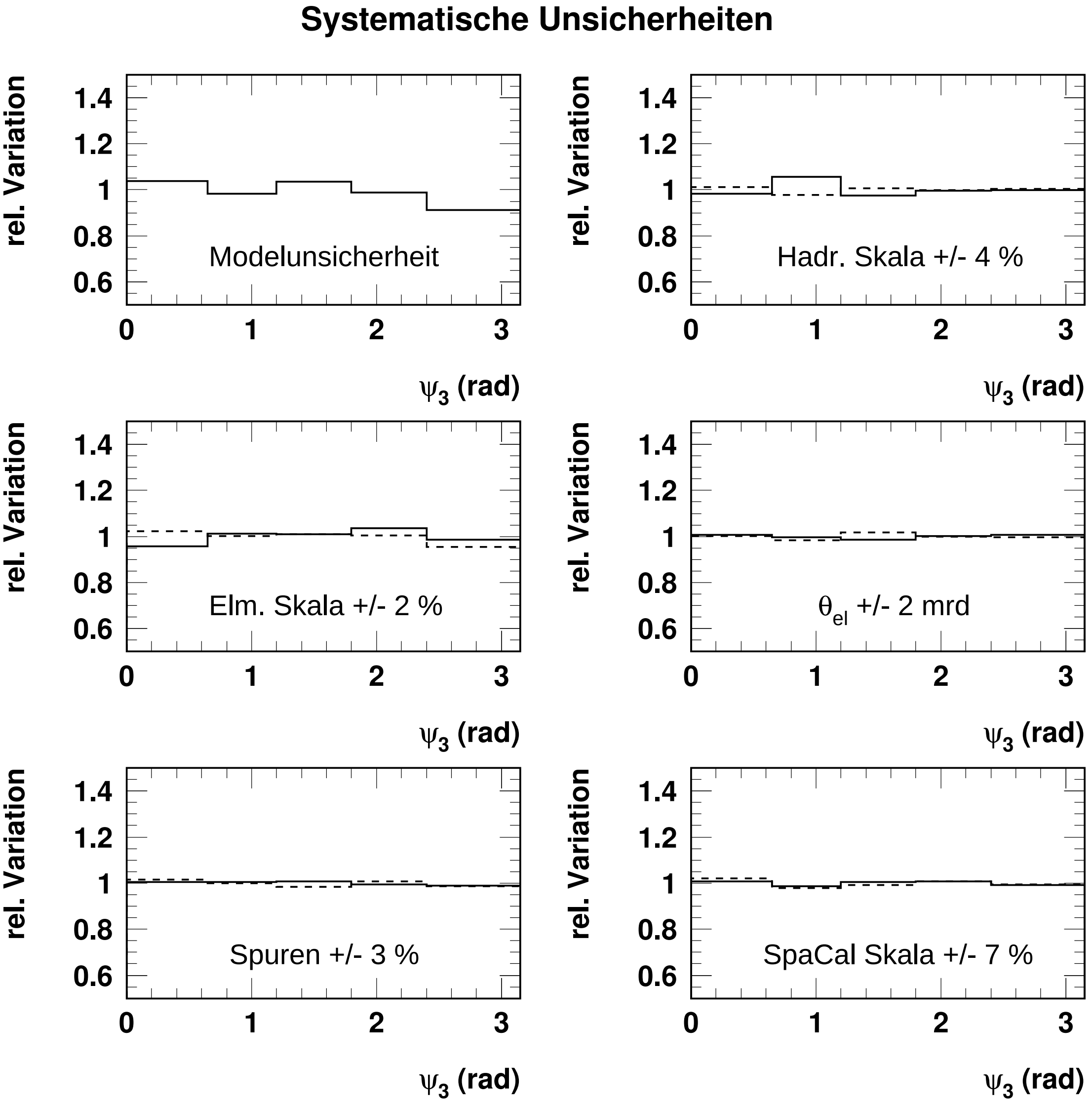

Abbildung 5.24: *Systematische Unsicherheiten der Ψ_3-Verteilung, als Beispiel für die Variablen aus der Gruppe 2 der Größen im 3-Jet-Schwerpunktsystem. Bis auf die Kurve der Modellunsicherheit oben links bedeutet die durchgezogene (gestrichelte) Linie immer die Variation um den aufgeführten positiven (negativen) Wert in Prozent.*

	Massenschnitt	CLUSTER	CLIM	FSCOMB
Effizienz	keiner	36%	32%	38%
	$M_{4jet} > 40$ GeV	38%	35%	43%
	$M_{4jet} > 50$ GeV			48%
	$M_{4jet} > 60$ GeV			57%
Reinheit	keiner	38%	52%	48%
	$M_{4jet} > 40$ GeV	40%	53%	51%
	$M_{4jet} > 50$ GeV			52%
	$M_{4jet} > 60$ GeV			55%

Tabelle 5.6: *Vergleich der Methoden FSCOMB, CLUSTER und CLIM (Definition der Methoden s. Kap 5.1.1-5.1.3) anhand der Reinheiten und Effizienz der Jetmulitplizitäten des Datensatzes, wenn man 4-Jet-Ereignisse betrachtet. Die erreichten Werte sind jeweils mit und ohne Massenschnitt aufgeführt.*

5.8 Studien zur Messung von 4-Jet-Ereignissen

Bei einer Analyse von drei Jets liegt es nahe, die Durchführbarkeit einer Messung von 4-Jet-Ereignissen in demselben kinematischen Bereich zu überprüfen. Das Ergebnis der Studien wird in diesem Kapitel vorgestellt.
Da die Wirkungsquerschnitte für 4-Jet-Ereignisse um eine weitere Größenordnung gegenüber 3-Jets unterdrückt sind, stellt die vorliegende Luminosität einen sehr kleinen Datensatz dar. Dies begrenzt die Analysemöglichkeiten von vornherein stark. Die Auswahl der 4-Jetereignisse geschieht genau wie in Kapitel 5.2 beschrieben, nur daß man N=4 verlangt. Nur 360 Ereignisse passieren die Selektionskriterien.
Wie bei dem 3-Jet-Datensatz ist die Grundvoraussetzung eine Kontrolle der Migrationen zwischen den Jetmultiplizitäten. Eine zu Tabelle 5.3 analoge Aufstellung der Effizienzen und Reinheiten befindet sich in Tabelle 5.6.

Damit wird deutlich, daß es aufgrund der geringen Werte für Effizienz und Reinheit nicht in Frage käme eine Messung dieser Ereignisse ohne Massenschnitt durchzuführen. Es wurden mehrere Szenarien studiert. Selbst ein schon recht hoher Massenschnitt von 40 GeV ist nicht ausreichend, egal, welche Methode man wählt, zur Behandlung des hadronischen Endzustandes. Da mit FSCOMB die Effizienz signifikant besser wird als mit CLIM oder CLUSTER wurden weitere Effizienzen nur für diese Methode berechnet. Ein Massenschnitt von mindestens $M_{4jet} > 50$ GeV ist dabei die Grundvoraussetzung einer Messung. Die Effizienz, drei Jets zu finden, liegt mit 48% knapp unter den angesetzten 50 % und ist akzeptabel. Noch wesentlich bessere Werte liefert $M_{4jet} > 60$ GeV, kann aber mit diesem Datensatz aufgrund der zu geringen Ereignisanzahl, die dann ver-

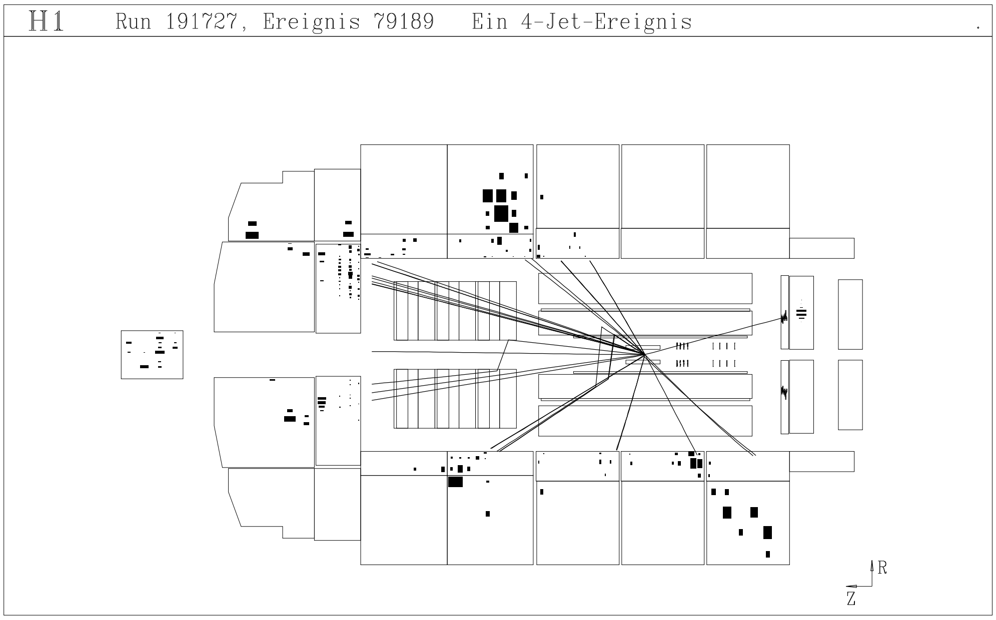

Abbildung 5.25: *Gezeigt ist ein 4-Jet-Ereignis im H1-Detektor. Die genaue Lage der Jets im Laborsystem ist im Text aufgeführt.*

bleibt, nicht weiter studiert werden. Für die Zukunft stellt die Erhöhung der Statistik und damit die Möglichkeit eines höheren Massenschnittes ein großes Verbesserungspotential dar. Ein 4-Jet-Ereignisse ist in der Seitenansicht im H1-Detektor in Abbildung 5.25 gezeigt. Meistens ist bei 4-Jet-Ereignssen keine so klare Trennung der Jets mit dem Auge mehr möglich wie bei vielen 3-Jet-Ereignissen. In diesen Ereignissen kann man die Anhäufungspunkte der Kalorimeterenergien und Spuren gut erkennen. Das

	Intervall		
Variable	1	2	3
$\overline{E}_{T,Breit}$ in GeV	6 - 13	13 - 20	
M_{3jet} in GeV	50 -75	75 -90	
x_{Bj}	$1{\cdot}10^{-4}$ - $4{\cdot}10^{-4}$	$4{\cdot}10^{-4}$ - $2{\cdot}10^{-3}$	$2{\cdot}10^{-3}$ - $1{\cdot}10^{-2}$
Q^2 in GeV^2	5 - 15	15 - 40	40 -100

Tabelle 5.7: *Intervallgrenzen der Meßgrößen für 4-Jet-Ereignisse*

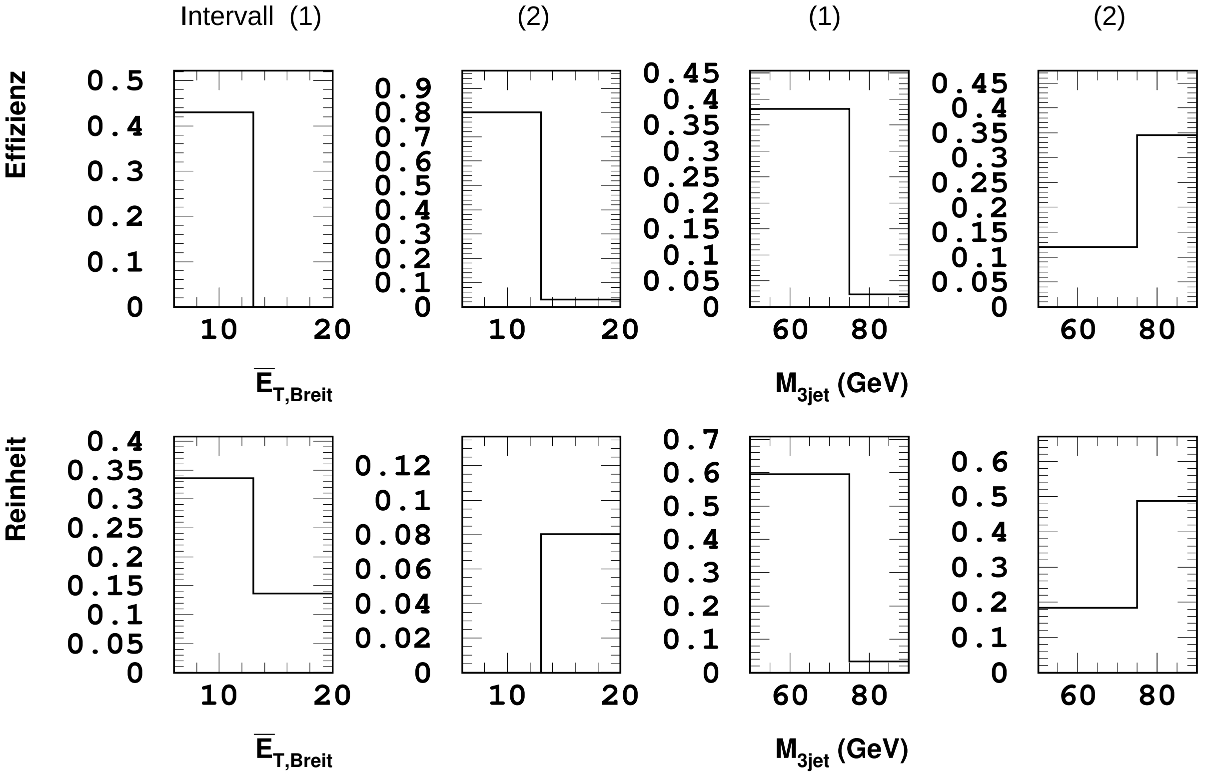

Abbildung 5.26: *Effizienz und Reihnheit der Variablen M_{4jet} und $\overline{E}_{T,Breit}$ von 4-Jet-Ereignissen in den gewählten Intervallen.*

Strahlenbündel im vorderen Bereich, das am dichtesten zur Strahlachse liegt, passiert nicht die Selektionsschnitte, da es ausserhalb der Akzeptanz in η_{lab} liegt. Es verbleiben vier anstatt fünf akzeptierte Jets. Die invariante Masse beträgt $M_{4jet} = 51.5$ GeV und die mittlere transversale Energie $\overline{E}_{T,Breit} = 7.2$ GeV. Die vier Jetsachsen sind im Laborsystem durch folgende Lage gekennzeichnet:

Jet 1: $\eta_{lab} = 0,95$, $\phi_{lab} = -1,85$, $E_{T,Breit} = 15.9$ GeV
Jet 2: $\eta_{lab} = 0,26$, $\phi_{lab} = 1,58$, $E_{T,Breit} = 7.8$ GeV
Jet 3: $\eta_{lab} = -0,69$, $\phi_{lab} = 0,5$, $E_{T,Breit} = 6.7$ GeV
Jet 4: $\eta_{lab} = 2,49$, $\phi_{lab} = 2,33$, $E_{T,Breit} = 6.1$ GeV

Die im Folgenden diskutierten Verteilungen haben einen Schnitt von $M_{4jet} > 50$ GeV auf die invariante Masse. Von den 360 4-Jet-Ereignisse passieren nur 113 den Massenschnitt und bilden den Datensatz, mit dem die Verteilungen erstellt werden.

Für die Variablen $\overline{E}_{T,Breit}$, M_{4jet}, x_{Bj} und Q^2 werden zunächst die möglichen Intervalle ermittelt. Dabei findet man drei Intervalle für die Verteilungen von x_{Bj} und Q^2 und

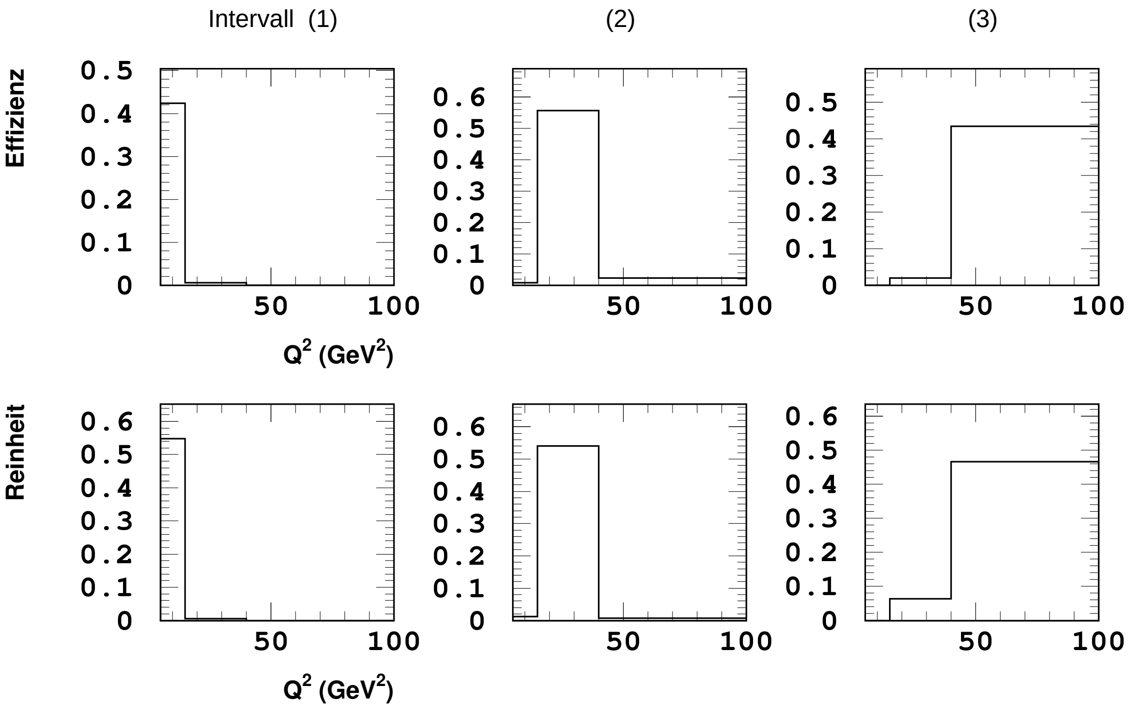

Abbildung 5.27: *Effizienz und Reihnheit der Q^2-Verteilung von 4-Jet-Ereignissen in den gewählten Intervallen.*

zwei Intervalle bzgl. der Observablen M_{4jet} und $\overline{E}_{T,Breit}$, die mit den Migrationskriterien wie für die 3-Jet-Analyse verträglich sind. Die Intervallgrenzen sind in Tabelle 5.7 dokumentiert.

Abbildung 5.26 und 5.27 zeigen eine Auswahl der Reinheiten und Effizienzen in diesen Intervallen , wenn man alle Migrationen zwischen Jetmultiplizitäten mitberücksichtigt. Die Verteilung von x_{Bj} verhält sich ganz ähnlich wie die von Q^2. Viele Werte befinden sich an der gesetzten Grenze von 40 % und zeigen damit, wie kritisch eine Messung von 4-Jet-Verteilungen ist. Bei der Reinheit und Effizienz der $\overline{E}_{T,Breit}$ -Verteilung ist noch unklar, wie die kleinen Werte im letzten Intervall zu verstehen sind. Nach weiterer Untersuchung und Lösung dieses Problems könnten alle Verteilungen korrigiert werden.

Bis dahin werden nur die unkorrigierten Wirkungsquerschnitte der vier Variablen in Bild 5.29 gezeigt. Die Daten werden verglichen mit den Vorhersagen von RAPGAP und DJANGO.CDM. Man stellt dasselbe Verhalten der Monte Carlo-Simulation, wie beim Vergleich mit 3-Jet-Daten fest. Die Vorhersage von RAPGAP liegt signifikant

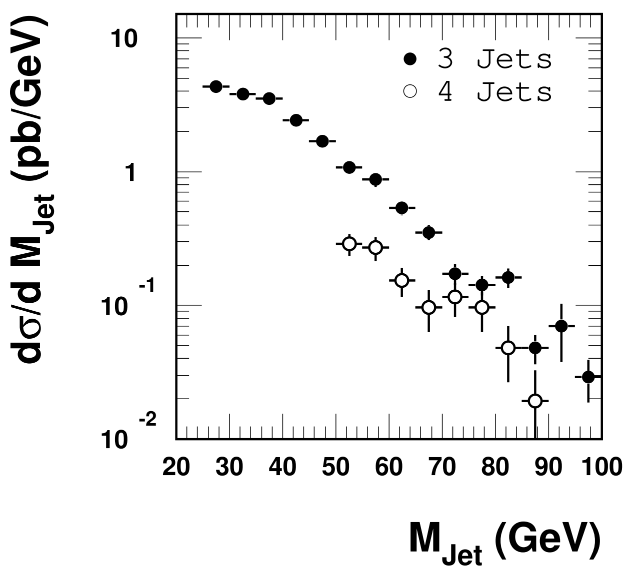

Abbildung 5.28: *Unkorrigierte Wirkungsquerschnitte als Funktion der invarianten Jetmasse. Die vollen bzw. offenen Punkte zeigen Daten aus den Jahren 1996 und 1997 für 3-Jet- bzw. 4-Jet-Ereignisse.*

zu niedrig und die von DJANGO.CDM zu hoch. Wenn man mit der für Jetmessungen optimierten Version von ARIADNE vergleicht DJ.CDM.T (s. Kapitel 2.1.2), findet man eine erstaunlich gute Übereinstimmung. Da die Vorhersage dieser Monte Carlo-Programmversion die einzige ist, die die Daten beschreibt, wurden die Migrationsstudien ebenfalls mit dieser Version gemacht.

Ein Vergleich der Daten unkorrigierter 3-Jet- und 4-Jet-Massen aus den Jahren 1996 und 1997 mit äquidistanten Intervallgrenzen befindet sich in Abbildung 5.28. Dort erkennt man den Unterschied in der Größenordung des Wirkungsquerschnittes, wenn man von 3-Jets (volle Punkte) zu 4-Jets (offene Punkte) geht.

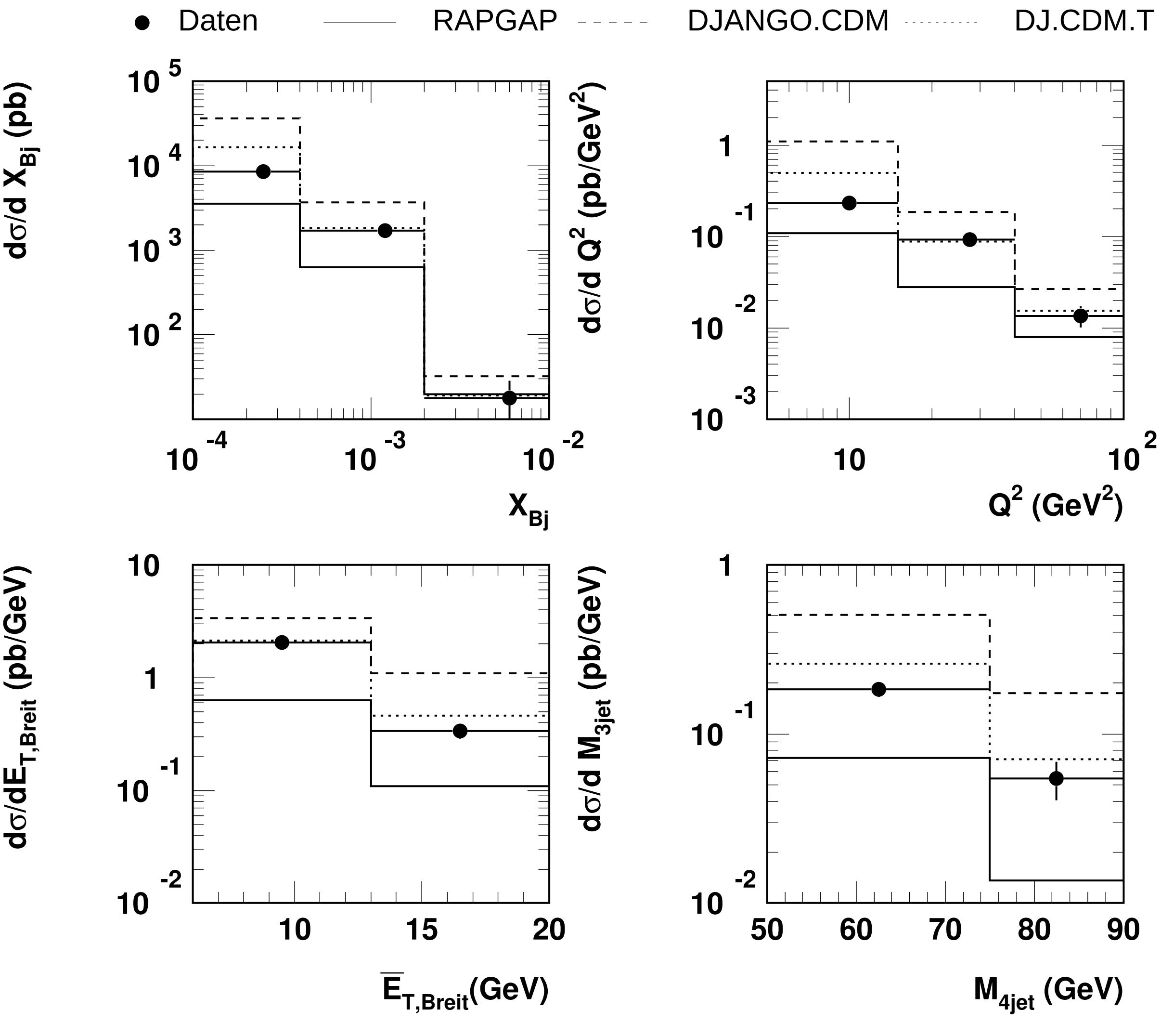

Abbildung 5.29: *Unkorrigierten Wirkungsquerschnitte für 4-Jet-Ereignisse. Die Daten (Punkte) werden verglichen mit den Monte Carlo-Vorhersagen von RAPGAP (durchgezogene Linie), DJANGO.CDM (gestrichelte Linie) und der Version mit dem für Jets verbesserten Parametersatz DJ.CDM.T (gepunktete Linie), die als einzige in der Lage ist, die Wirkungsquerschnitte zu beschreiben.*

Kapitel 6

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messung von 3-Jet-Ereignissen in den beschriebenen Variablen vorgestellt. Die korrigierten Daten werden mit Vorhersagen von Monte Carlo-Generatoren und der Rechnung von DISENT verglichen. Die ersten Ergebnisse dieser Analyse wurden mit der CLIM-Methode im Sommer 1999 fertiggestellt, erhielten den Status von 'preliminary H1-Daten' und führten zu einem Konferenzbeitrag zur internationalen 'Europhysics Conference on High Energy Physics HEP99' [H1 99b]. Durch die anschließenden Verbesserungen der Analyse, wie die Berücksichtigung einer neuen Kalibration des Spacals und des LAr-Kalorimeters, sowie der Verwendung einer erweiterten Triggerbedingung, die eine bessere Effizienz bei hohen Jet-Transversalimpulsen gewährleistet und der Wechsel zur FSCOMB-Methode sollen die Daten vom Sommer durch die hier vorgestellten neuen Daten für eine H1-Veröffentlichung ersetzt werden. Die neuen korrigierten Daten sind innerhalb der Fehler mit den alten konsistent. Die hier gezeigten Verteilungen enthalten die neuen Daten, deren Messung in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben wurde.

6.1 Vergleiche von korrigierten Daten mit Monte Carlo-Modellen

Die korrigierten Daten werden mit einem Fehler gezeigt, der sich aus dem statistischen Anteil (innerer Fehlerbalken) und dem systematischen Anteil (äusserer Balken) zusammensetzt. In Abbildung 6.1 und 6.2 werden die Daten zunächst mit den MC-Programmen LEPTO und ARIADNE verglichen. In den nachfolgenden Graphiken werden die Kurven, die mit der Standardversion von ARIADNE erzeugt wurden mit “CDM“ bezeichnet. Die Vorhersagen, die mit dem optimierten Parametersatz berechnet wurden, sind durch “CDM.T“ gekennzeichnet (s. Kap 2.1.2).

LEPTO unterschätzt mit seiner Vorhersage die gemessenen Wirkungsquerschnitte in den meisten Bereichen. Für Ereignisse mit hohem $Q^2 > 40$ GeV^2 und hohem $\overline{E}_{T,Breit} >$ 20 GeV, bzw. $M_{3jet} > 50$ GeV ist die Beschreibung gut. ARIADNE produziert Verteilungen, deren Steigung nicht den Daten entspricht, so daß die Vorhersage für die x_{Bj} und Q^2-Verteilung bei niedrigen Werte zu hoch und bei großen Werten jeweils zu tief liegt. Für die $\overline{E}_{T,Breit}$ und $\mathrm{M_{3jet}}$ -Verteilung fällt ARIADNE nicht stark genug ab, so daß nur das niedrigste Intervall beschrieben werden kann und die Vorhersage ansonsten viel zu hoch liegt. Verwendet man in ARIADNE einen für Jetmessungen optimierten Parametersatz wird die Beschreibung der Wirkungsquerschnitte besser, ist aber nicht gut genug und nur wenig besser als die Beschreibung durch LEPTO. Allerdings liegt die Vorhersage im Gegensatz zu LEPTO nach wie vor in den meisten Bereichen zu hoch.
Die Dalitz-Variablen X_3 und X_4 werden von beiden Monte Carlo-Programmen recht gut beschrieben, insbesondere von LEPTO. Die Form der Verteilung von $\cos\Theta_3$ kann durch die Vorhersage von keinem der beiden Programme beschrieben werden. LEPTO kann dagegen gut die Form von Ψ_3 wiedergeben, ARIADNE sagt eine wesentlich andere Struktur vorher als die Daten zeigen. Auch die Verwendung des optimierten Parametersatzes in ARIADNE führt zu keiner besseren Beschreibung. Da die Vorhersage von ARIADNE die Wirkungsquerschnitte in den meisten Intervallen überschätzt, kann man schließen, daß im Dipolformalismus ausreichend viele, bzw. zu viele Partonen abgestrahlt werden. Die Abstrahlung folgt aber nicht der Struktur, die man in den Daten anhand der Winkelverteilungen sieht. Im ME+PS-Ansatz von LEPTO werden insbesondere bei kleinen Transversalimpulsen zu wenig Partonen erzeugt, ebenfalls erkennbar an der Beschreibung der Wirkungsquerschnitte, aber die Winkelverteilung der Partonen stimmt mit den Daten überein.

Addiert man in LEPTO zum Matrix-Element jeweils nur die Partonschauer-Erzeu–gung im Anfangszustand (ISR only) bzw. Endzustand (FSR only), erhält man die Kurven von Bild 6.3 und 6.4 . Die Verteilungen der Wirkungsquerschnitte zeigen einen relativen Beitrag des Partonschauers im Endzustand von nur ca. 1/10 gegenüber dem klar dominanten Partonschauer im Anfangszustand. Vergleiche anhand der Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsystems zeigen, daß der Partonschauer im Endzustand hauptsächlich den Phasenraumes ausfüllt, wie in Abbildung 6.4 gezeigt wird. Anhand der Winkelvariablen zeigt sich, wie sensitiv die Verteilungen auf die Abstrahlungscharakteristik der Partonen des Ereignisses sind. Der Partonschauer im Anfangszustand sorgt dafür, daß das Parton, das den ersten Jet initiiert, überwiegend in Protonrichtung liegt, wie sich in der Anhäufung großer $\cos\Theta_3$-Werte zeigt. Die Abstrahlung im Endzustand bevorzugt keine Richtung, die gestrichelte Kurve ist, auch unter Berücksichtigung des zugrundeliegenden Phasenraumes, flach. Die Form der Daten der Ψ_3-Verteilung wird durch den Partonschauer im Anfangszustand im Wesentlichen wiedergegeben. Das Parton, das zum dritten Jet führt, wird zu gleichen Teilen entweder parallel oder antiparallel zum Proton emittiert. Daher dominieren Werte von Ψ_3 bei Null oder π. Die Struktur des Partonschauers im Endzustand bzgl. Ψ_3 ist dem Partonschauer im Anfangszustand genau entgegengesetzt. Vergleicht man die Kurve des Partonschauers im Endzustand mit der Phasenraumvorhersage in Bild 6.6 anhand der Ψ_3-Verteilung, sieht man die Übereinstimmung in der Form.

6.2 Vergleiche von korrigierten Daten mit QCD-Rechnungen

Die nächste Serie von Abbildungen besteht aus Vergleichen von Daten mit QCD-Rechnungen. Darunter fällt die Vorhersage von DISENT, die Berechnung des Phasenraums, die Berücksichtigung von Hadronisierungskorrekturen, der Vergleich mit gluon- und quarkinduzierten Prozessen und die Variation der Renormierungsskala.
Im Bild 6.5 werden die Wirkungsquerschnitte mit der Rechnung von DISENT (durchgezogene Linie) verglichen. Die Daten können für Werte von $Q^2 > 30$ GeV^2 und $\overline{E}_{T,Breit} > 10$ GeV oder M$_{\rm 3jet} > 35$ GeV recht gut beschrieben werden. Für sehr hohe x_{Bj} - und Q^2 -Werte liegt die Rechnung etwas zu hoch. Bei kleinen x_{Bj} - und Q^2-Werten unterschreitet DISENT die Daten bis zu 30%. Die gestrichelte Linie zeigt DISENT unter Berücksichtigung von Hadronisierungskorrekturen. Diese werden mit Hilfe eines Monte Carlo-Programms abgeschätzt und stellen das Verhältnis der Verteilungen auf dem generierten Hadronniveau zum zugrundeliegenden Partonniveau dar. Damit sind alle Partonen gemeint, die bis direkt vor der Phase der Hadronisierung im Mont Carlo-Programm erzeugt werden. Verteilungen dieser Partonen liefern ähnliche Formen wie die DISENT-Rechnung. Die Angleichung der DISENT-Rechnung, die ja nur mit Partonen arbeitet, auf das Hadronniveau senkt die Kurven ab. Die Hadronsierungskorrekturen sind im niedrigsten Intervall der $\overline{E}_{T,Breit}$- und M$_{\rm 3jet}$-Verteilung am größten. Die gestrichelte Linie zeigt die Abschätzung mit LEPTO und die gepunktete Linie die von ARIADNE. LEPTO sagt immer etwas größere Korrekturen voraus als ARIADNE. Sie betragen 5 - 40 %. Mit ARIADNE wird um 5 - 20 % korrigiert. Unter Berücksichtigung dieser Korrekturen ist DISENT nur noch bei jeweils großen Werten der Wirkungsquerschnitte, $x_{Bj} > 10^{-3}$, $Q^2 > 30$ GeV^2, $\overline{E}_{T,Breit} > 22$ GeV, M$_{\rm 3jet} > 50$ GeV, in der Lage die Daten zu beschreiben. In allen übrigen Bereichen liegt die Vorhersage signifikant zu tief.

In Abbildung 6.6 wird die DISENT-Rechnung und der zugrundeliegende Phasenraum (gestrichelte Linie) für die Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsystems gezeigt. Zur Verdeutlichung der Form wird der Phasenraum in wesentlich mehr Intervallen dargestellt, als zur Messung der Daten möglich ist. Die Form der Phasenraumverteilung wurde in Kapitel 5.5 ausführlich diskutiert. Dieser Vergleich zeigt, daß die gemessenen Dalitzvariablen X_3 und X_4 wie erwartet der Phasenraumkurve folgen. Phasenraum und

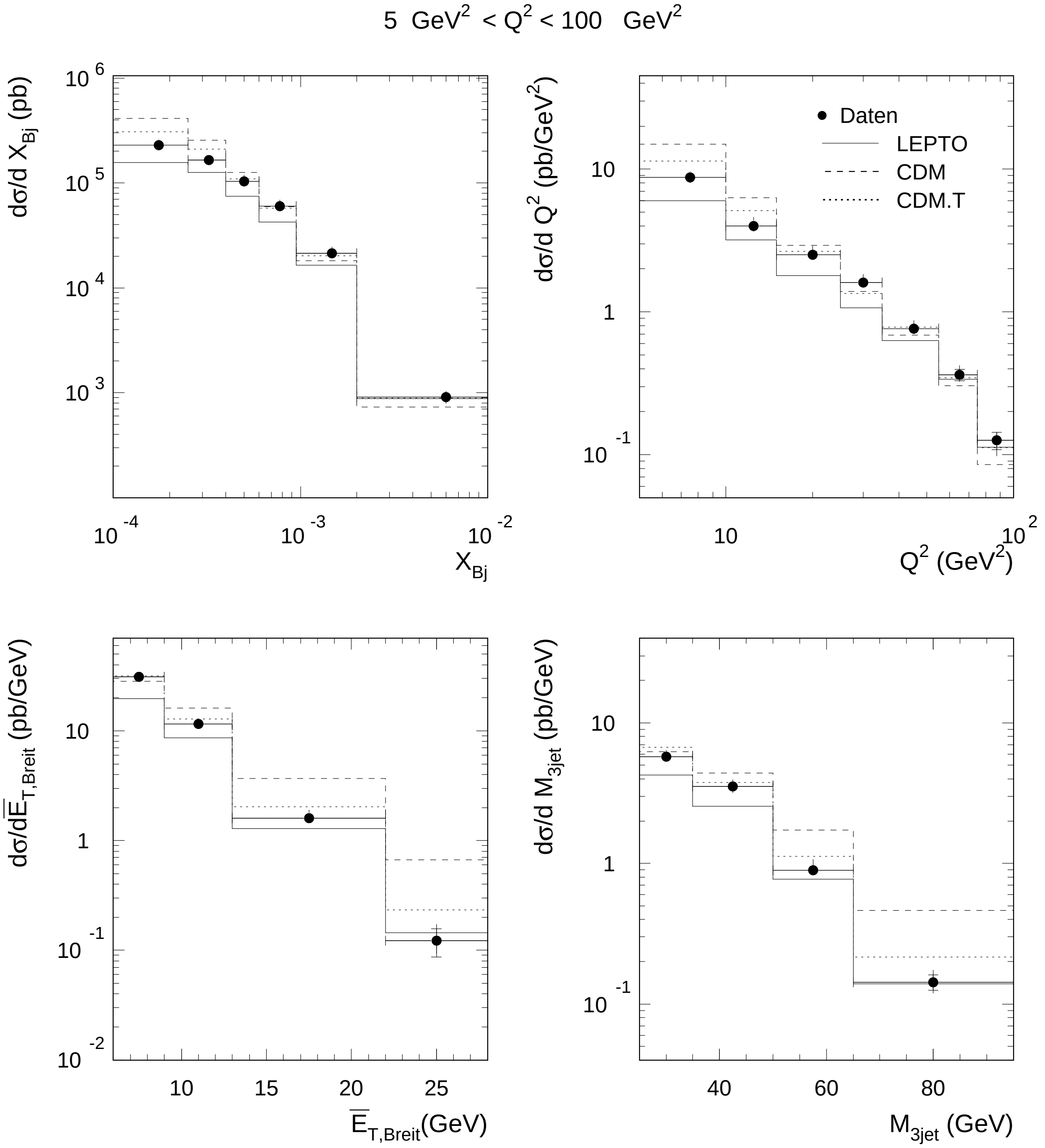

Abbildung 6.1: *Vergleich der Wirkungsquerschnitte mit den Monte Carlo-Modellen LEPTO (durchgezogenen Linie) und ARIADNE (gestrichelte Linie, CDM). Die Version mit dem modifizierten Parametersatz in ARIADNE ist gepunktet dargestellt (CDM.T).*

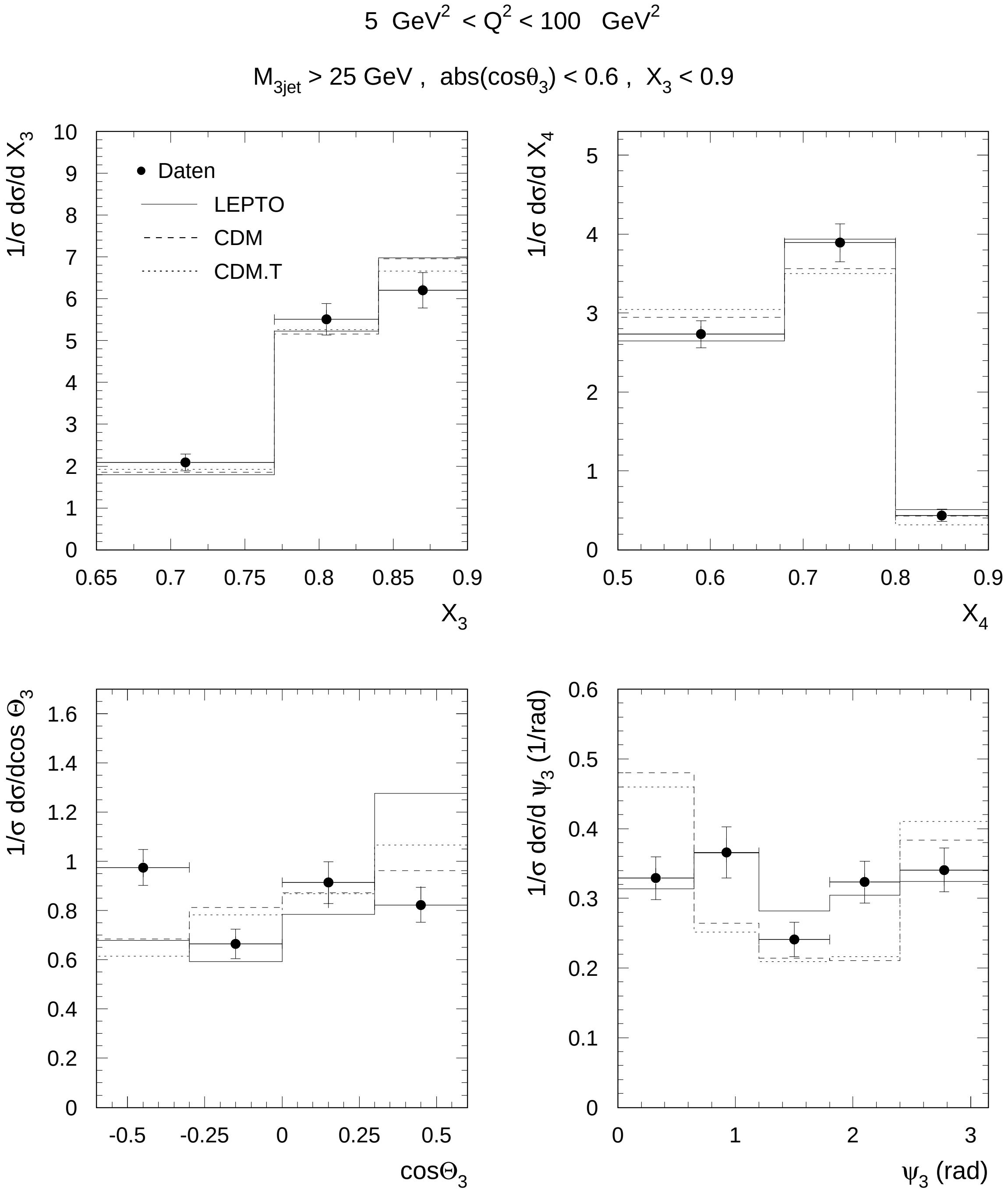

Abbildung 6.2: *Vergleich der Variablen im 3-Jet-Schwerpunktsystem mit den Monte Carlo-Modellen LEPTO (durchgezogenen Linie) und ARIADNE (gestrichelte Linie. CDM). Die Version mit dem modifizierten Parameterset in ARIADNE ist gepunktet dargestellt (CDM.T).*

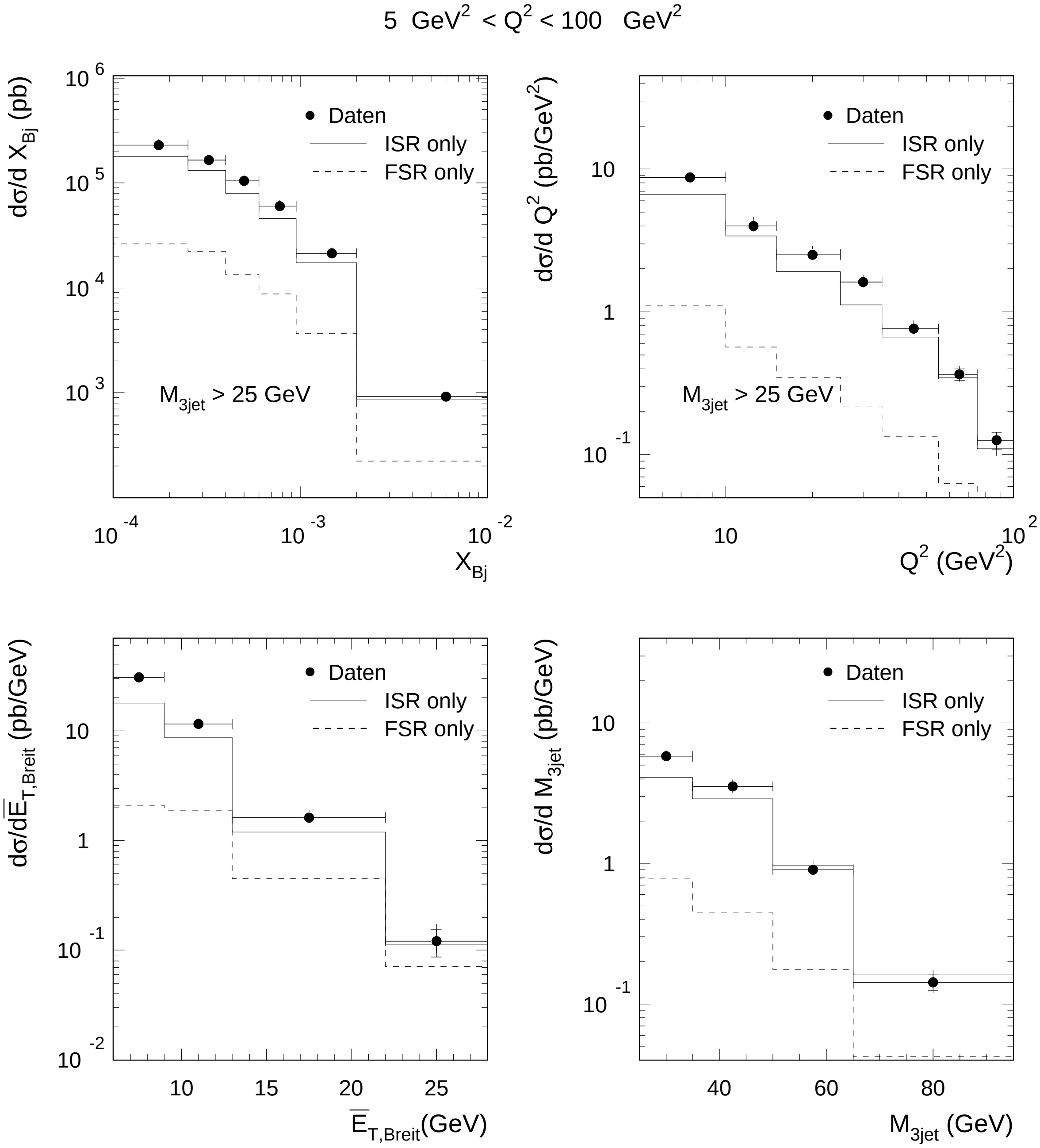

Abbildung 6.3: *Vergleich der Wirkungsquerschnitte mit der Vorhersage von LEPTO, wenn man neben dem Matrix-Element jeweils nur den Partonschauer im Anfangszustand (durchgezogenen Linie) oder Endzustand (gestrichelte Linie) berücksichtigt.*

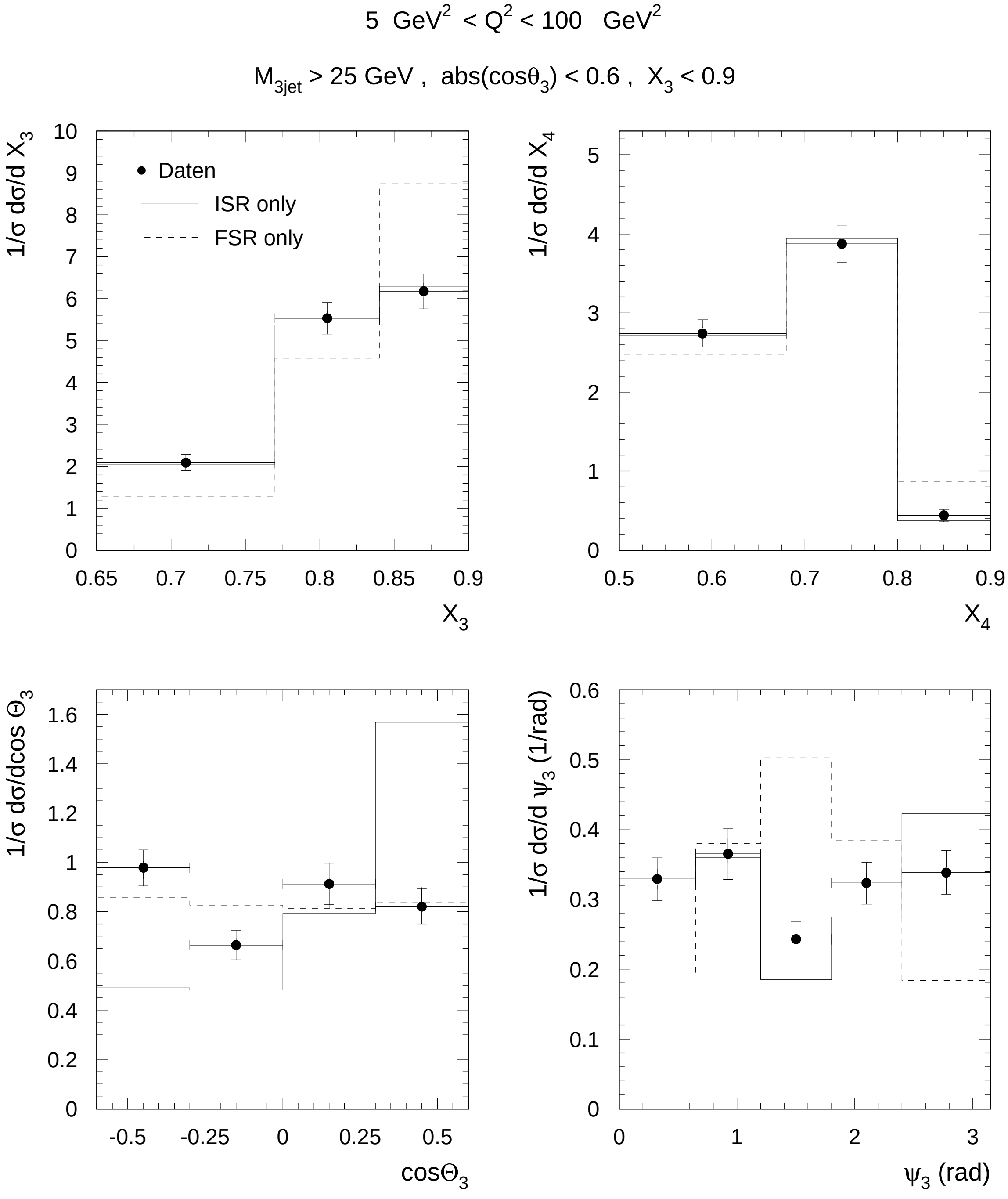

Abbildung 6.4: *Vergleich der Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsystems mit der Vorhersage von LEPTO, wenn man neben dem Matrix-Element jeweils nur den Partonschauer im Anfangszustand (durchgezogenen Linie) oder Endzustand (gestrichelte Linie) berücksichtigt.*

QCD-Rechnung unterscheiden sich quasi nicht voneinander. Somit sind diese Variablen kaum empfindlich auf den Anteil, den das QCD-Matrix-Element zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes einer Observable darstellt.
Die zugrundeliegende Phasenraumverteilung ist für die beide Winkelvariablen aufgrund des Einflusses der Schnitte zur Jetselektion nicht flach. Dies gilt besonders für die Ψ_3-Verteilung. Die Forderung nach $\overline{E}_{T,Jet} > 5$ GeV für jeden Jet unterdrückt den Phasenraum für Konfigurationen, wo der Jet mit der geringsten Energie parallel oder antiparallel zur Protonrichtung ist stark. Der größte Anteil des Phasenraumes ist für Ereignisse verfügbar, wo dieser Jet senkrecht zur Protonrichtung verläuft. Die QCD-Rechnung und die Daten zeigen das entgegengesetzte Verhalten. Die Form der Datenverteilung wird dominiert durch das Verhalten des $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ -Matrix-Elementes, das in die DISENT-Vorhersage eingeht, aber nicht in den Phasenraum. Zieht man den starken Abfall der Phasenraumverteilung mit in Betracht, bestätigt sich, daß die QCD in ihrer Abstrahlungcharakteristik Werte von $\Psi_3 = 0$ oder $\Psi = \pi$ bevorzugt, wie auch schon im Verhalten des Partonschauers im Anfangszustand festgestellt wurde. Der letzte Jet verläuft viel seltener senkrecht sondern eher parallel oder antiparallel zur Protonrichtung, gemessen im 3-Jet-Schwerpunktsytem.

Die gestrichelte und gepunktete Linie von Abbildung 6.7 zeigt die Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsytems, verglichen mit DISENT, wenn die Hadronisierungskorrekturen durch LEPTO und ARIADNE berücksichtigt werden. Aufgrund der Definition der Observablen, da sie flächennormiert werden, sind diese Variablen viel weniger empfindlich auf Hadronisierungskorrekturen. Sie liegen bis auf zwei Intervalle der Winkelvariablen, wo sie einen Wert von ca. 8% erreichen, unter 5 %.

Mit DISENT kann man ebenfalls studieren, wie sich die Wirkungsquerschnitte anteilig aus Prozessen zusammensetzen, die von Quarks und Gluonen induziert werden. Bild 6.8 zeigt den Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den rein gluoninitiierten Prozessen als volle Linie und die quarkinitiierten Prozesse als gestrichelte Linie. Die Summe der beiden Linien ergibt die Standardlinie von DISENT. Gemäß dem Anstieg der Gluondichte ist der Gluonanteil besonders bei kleinen x_{Bj} und Q^2 dominant. Für Ereignisse mit mittlerem Transversalimpuls $13 < \overline{E}_{T,Breit} < 22$ GeV oder hohen Massen $70 < \mathrm{M}_{\mathrm{3jet}} < 95$ GeV ist keine der beiden Prozeßarten dominant. Bei ganz hohen $\overline{E}_{T,Breit}$-Werten spielen die quarkinitiierten Prozesse die größere Rolle. Anschließend werden dieselben Kurven für die Observablen des 3-Jet-Systems in 6.9 mit den Daten verglichen. Für die Variablen X_3, X_4 und $\cos\Theta_3$ stellt man keinen Unterschied zwischen quark- und gluoninitiierten Prozessen fest. Eine Differenzierung zwischen Quark- und Gluonverhalten sieht man im mittleren Intervall der Verteilung von Ψ_3. Die Quarkprozesse zeigen in der Verteilung ein flacheres Verhalten, aber die Gluonenprozesse können die Form der Daten gut beschreiben.

DISENT kann nur Prozesse bis $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ berechnen, die für 3-Jet-Ereignisse die führende Ordnung der zugrundeliegenden partonischen Prozesse darstellen. Da es noch keine Berechnungsmöglichkeit der nächsthöheren Ordnung gibt, sind die DISENT-Vorhersagen für 3-Jet-Verteilungen noch mit einer relativ großen Normierungsunsicherheit behaftet. Eine Möglichkeit zur Abschätzung dieser Unsicherheit ist die Variation der Renormierungsskala.Abbildung 6.10 zeigt die Wirkungsquerschnitte mit der Vorhersage von DISENT, wenn die Renormierungsskala auf $\mu_R = \frac{1}{2}\ \overline{E}_{T,Breit}$ und $\mu_R = 2\ \overline{E}_{T,Breit}$ gesetzt wird. Mit dem dadurch entstehenden Band kann man die Daten besonders in den ersten Intervallen der Wirkungsquerschnitte besser beschreiben. Berücksichtigt man dazu wieder die Absenkung durch die Hadronisierungskorrekturen, ist DISENT insgesamt nicht in der Lage die Daten in allen Bereichen der Verteilungen zu beschreiben. Die Variation der Renormierungs-Skala hat keine Auswirkungen auf die 3-Jet-CMS-Variablen.

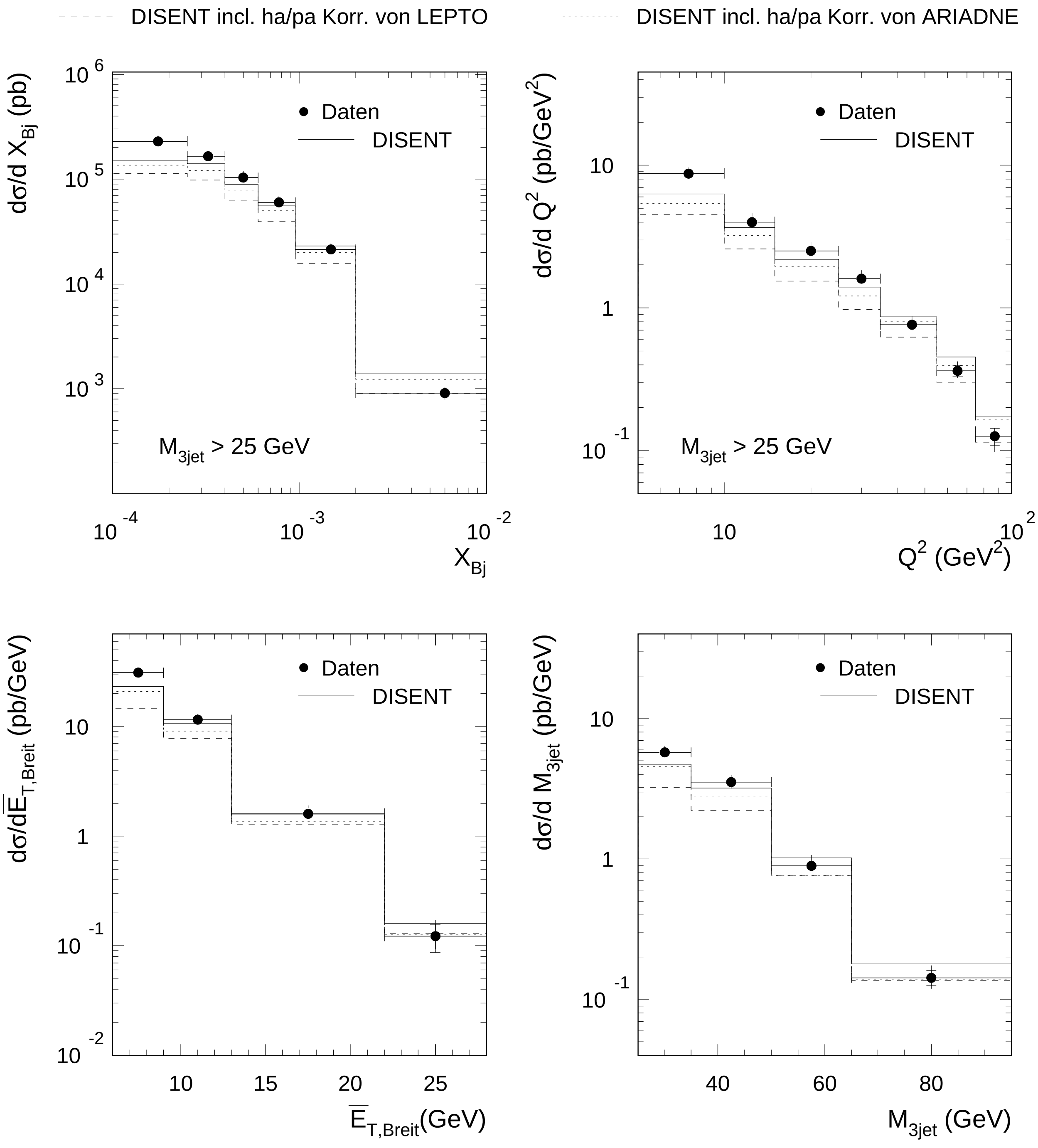

Abbildung 6.5: *Vergleich der Wirkungsquerschnitte mit der Rechnung von DISENT (durchgezogenen Linie). Die gestrichelte bzw. gepunktete Linie ergibt sich, wenn man DISENT mit den Hadronisierungskorrekturen versieht, die mit LEPTO bzw. ARIADNE berechnet wurden.*

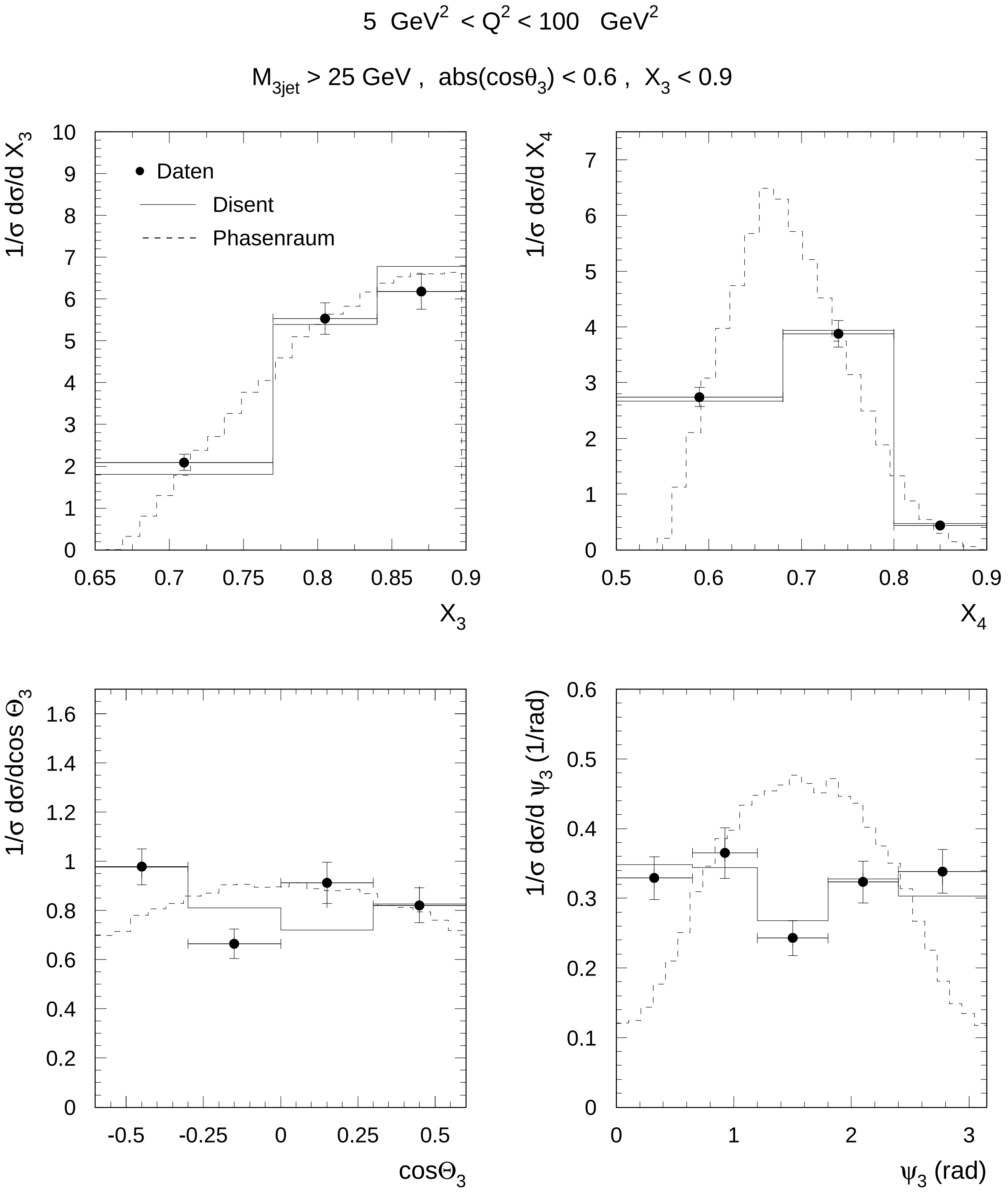

Abbildung 6.6: *Vergleich der Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsystems mit der Rechnung von DISENT (durchgezogenen Linie) und dem 3-Parton-Phasenraum (gestrichelte Linie)*

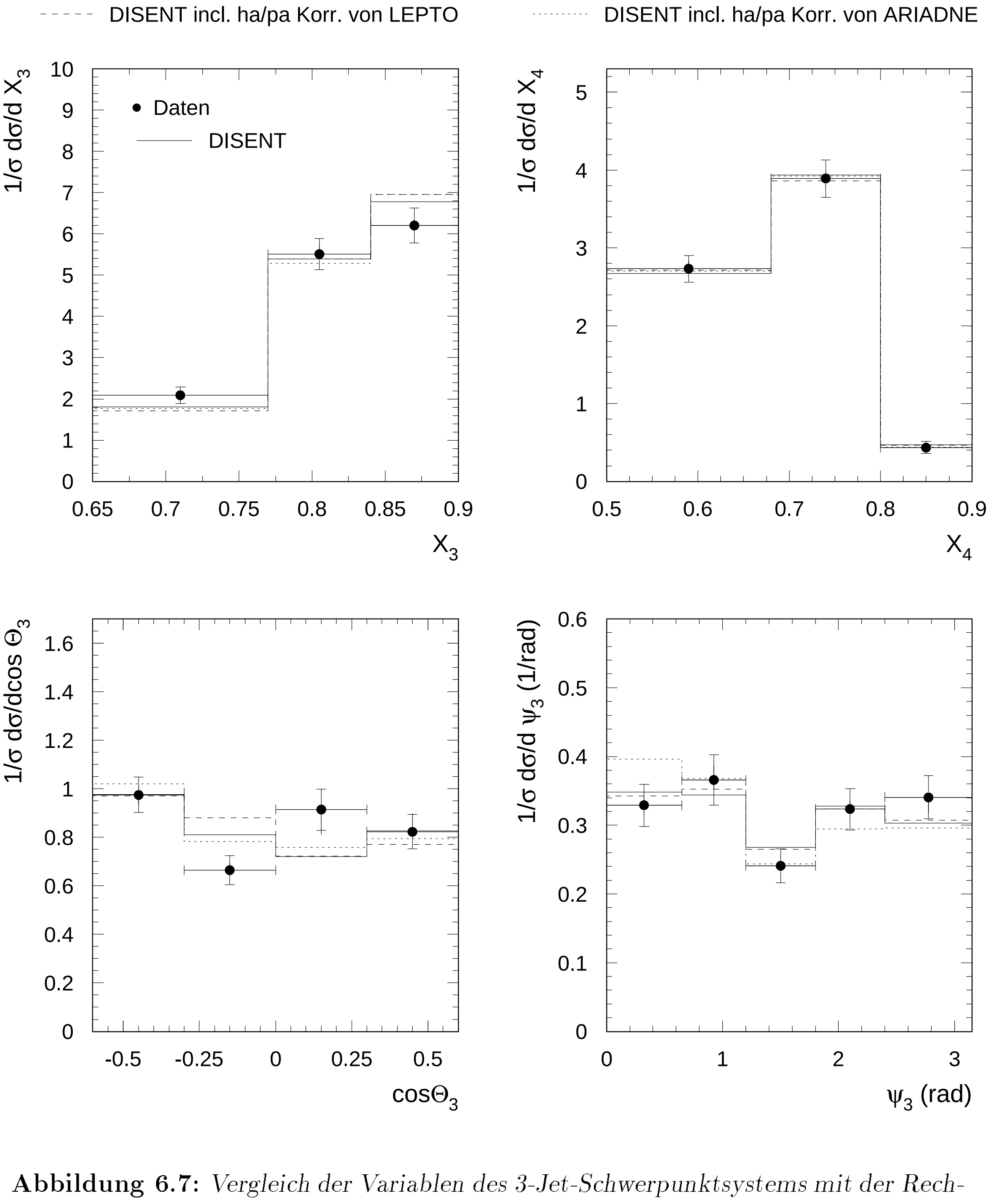

Abbildung 6.7: *Vergleich der Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsystems mit der Rechnung von DISENT (durchgezogenen Linie). Die gestrichelte bzw. gepunktete Linie ergibt sich, wenn man DISENT mit den Hadronisierungskorrekturen versieht, die mit LEPTO bzw. ARIADNE berechnet wurden.*

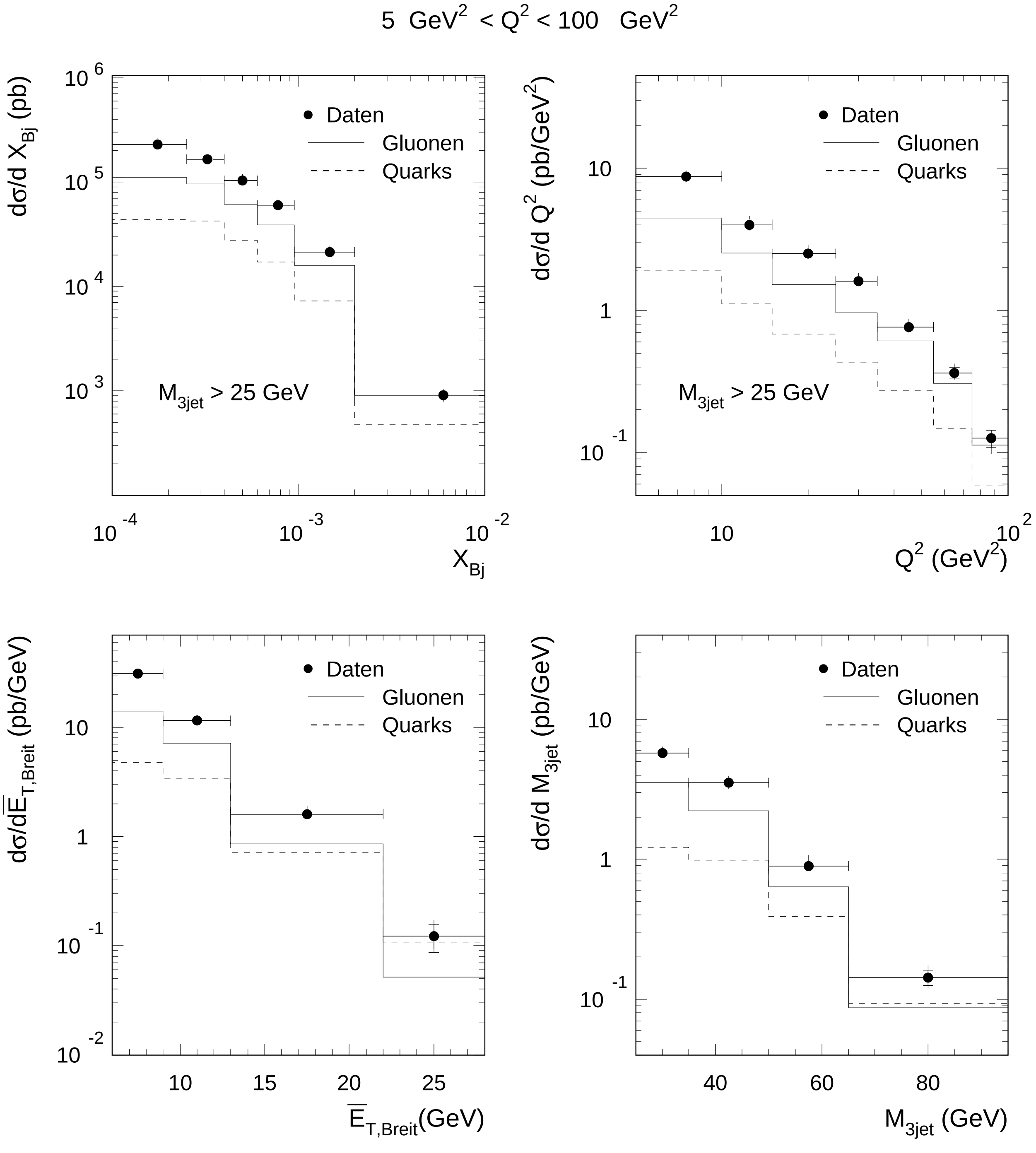

Abbildung 6.8: *Vergleich der Wirkungsquerschnitte mit der Berechnung in DISENT, wenn man nur gluoninitiierte Prozesse (volle Linie) oder die quarkinitierten Prozesse (gestrichelte Linie) betrachtet.*

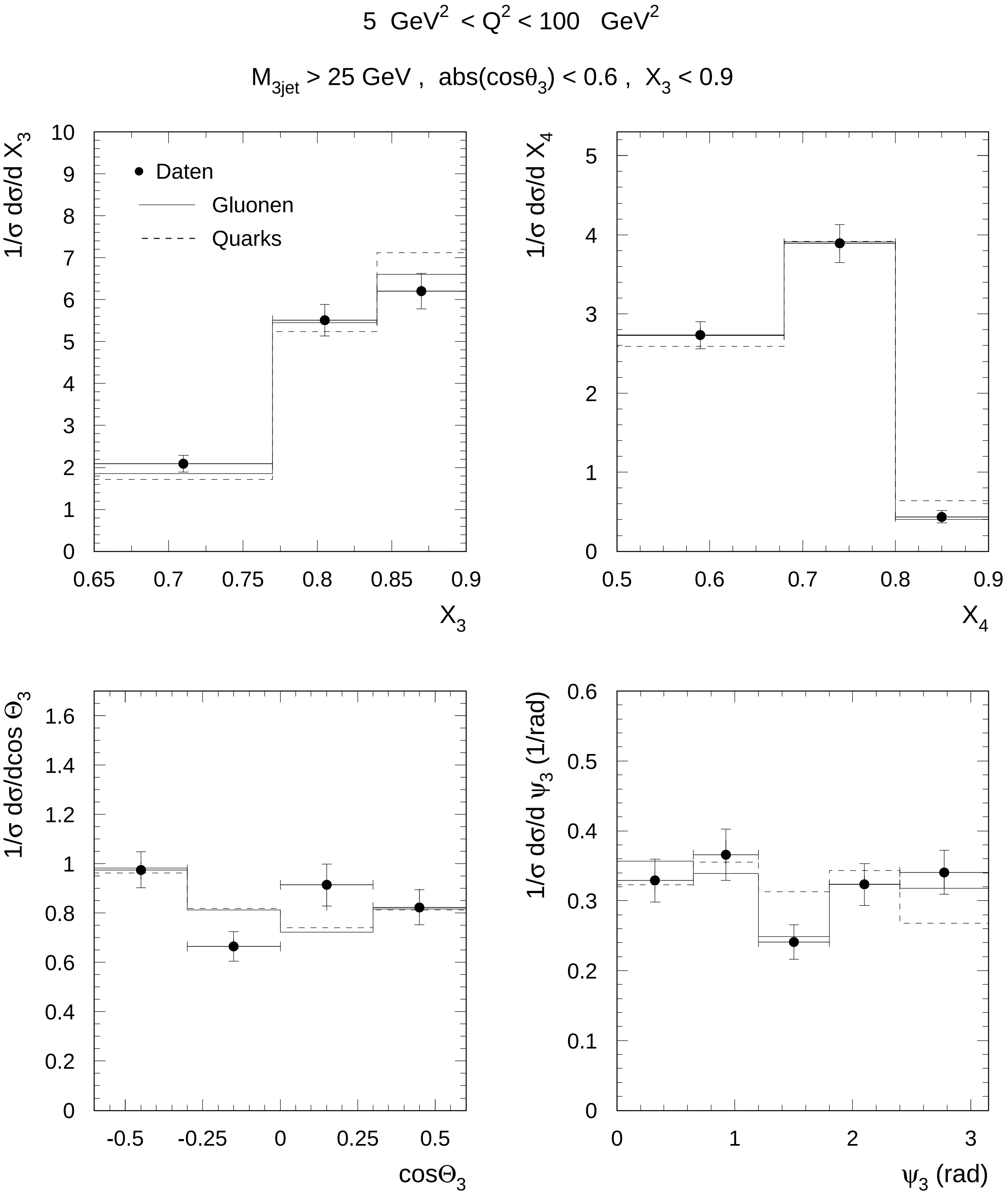

Abbildung 6.9: *Vergleich der Wirkungsquerschnitte mit der Berechnung in DISENT, wenn man nur gluoninitiierte Prozesse (volle Linie) oder quarkinitiierte Prozesse (gestrichelte Linie) betrachtet.*

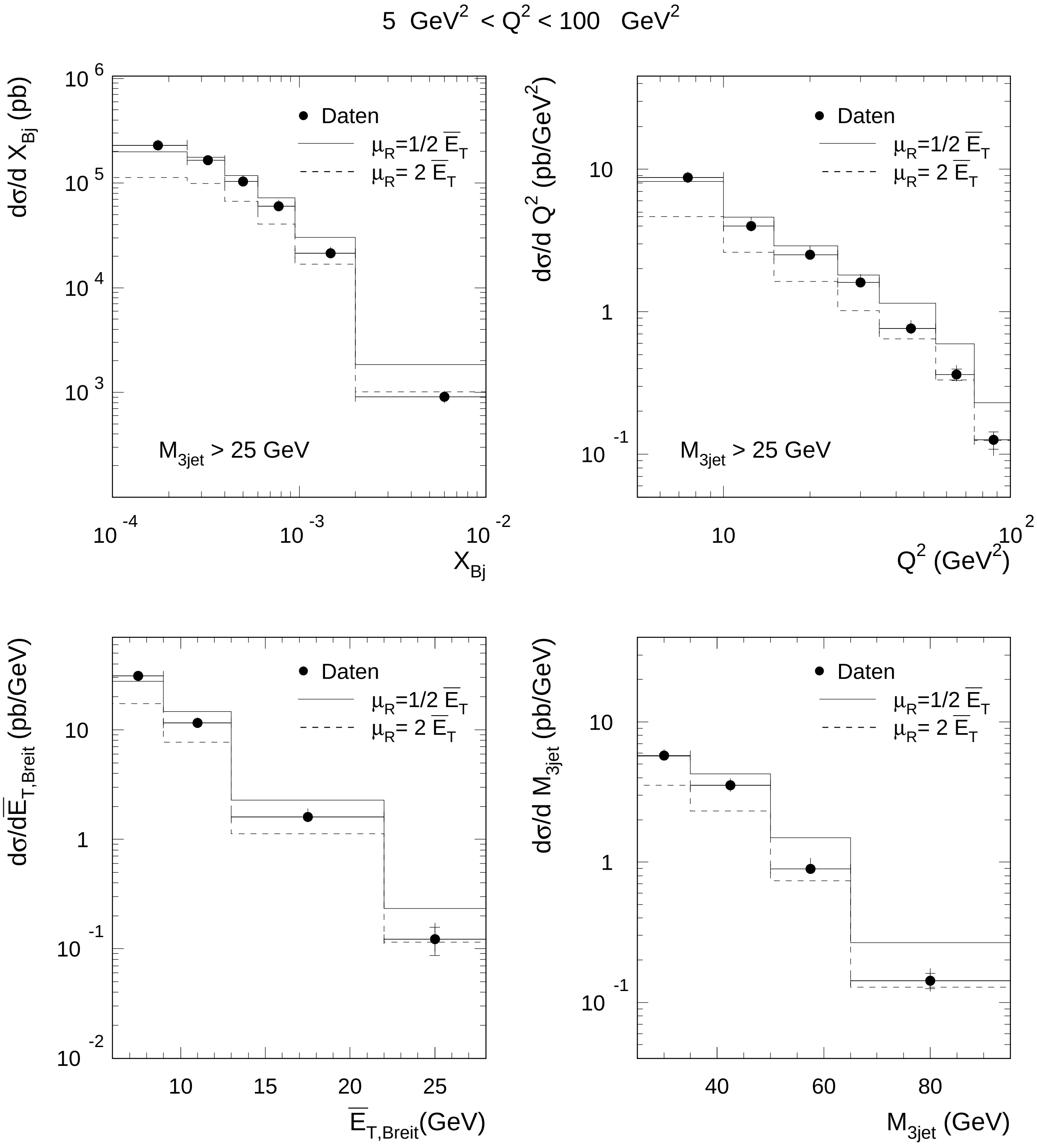

Abbildung 6.10: *Vergleich der Wirkungsquerschnitte mit DISENT, wenn die Renormierungsskala variiert wurde zu* $\mu_R = \frac{1}{2}\,\overline{E}_{T,Breit}$ *(gestrichelte Linie) und* $\mu_R = 2\,\overline{E}_{T,Breit}$ *(gepunktete Linie). In der Legende bedeuted* $\overline{E}_T = \overline{E}_{T,Breit}$.

6.3 Vergleich mit Daten anderer Experimente

Um 3-Jet-Messungen dieser Art zu vergleichen, kann man Daten von ZEUS und den Experimenten am TEVATRON heranziehen.
ZEUS hat die invariante 3-Jet-Masse und die Variablen im 3-Jet-System in Photoproduktion gemessen [ZEU98]. Durch den höheren Wirkungsquerschnitt bei $Q^2 \approx 0$ konnten Werte bis zu $M_{3jet} = 160$ GeV gemessen werden. Fast 3000 Ereignisse wurden selektiert für die Messung der Variablen des 3-Jet-CMS durch die Forderungen $M_{3jet} > 50$ GeV, $E_T > 6$ GeV für die beiden Jets mit der höchsten Energie und $E_T > 5$ GeV für den letzten Jet und einer Position im Laborsystem von $-2.4 < \eta_{lab} < 2.4$. Weiterhin wird geschnitten auf $\mathrm{X}_3 < 0.95$ und $|\cos\Theta_3| < 0.8$. Das Ergebnis zeigt Abbildung 6.11. Die Daten (Punkte) der $\cos\Theta_3$-Verteilung in c) zeigen die erwartete Ähnlichkeit mit der Polarwinkelverteilung von 2-Jet-Ereignissen, die ebenfalls bei ZEUS gemessen wurde, wie in Kapitel 5.3 diskutiert wurde. Der Phasenraum (gepunktete Linie) ist wie bei der in dieser Arbeit vorgestellten Messung in DIS nicht flach, sondern leicht gekrümmt. Auch der Ψ_3-Verteilung liegt eine Phasenraumkurve zugrunde, die der Form der DIS-Kurve sehr ähnlich ist, vergleiche Abbildung 6.6. In Photoproduktion ist ebenfalls der Einfluß der Forderung nach einem Mindesttransversalimpuls der Jets noch so groß, daß dadurch im Phasenraum die Konfigurationen, wo der Jet mit der geringsten Energie parallel oder antiparallel zur Protonrichtung ist, stark unterdrückt werden. Die QCD-Rechnungen in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, die jeweils mit der durchgezogenen und der Strich-Punkt-Linie in die Verteilungen eingetragen ist, kann die Daten sehr gut beschreiben. Diese Aussage gilt ebenfalls für die Messung des Wirkungsquerschnittes der invarianten Masse aus derselben ZEUS-Analyse.

Geht man zu Daten der $p\bar{p}$-Streuung, die am TEVATRON gemessen wird, hat man es mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1800$ GeV zu tun. In der Analyse von [CDF96] werden am CDF-Experiment ca. 1000 Ereignisse durch die Schnitte Masse $M_{3jet} > 600$ GeV, $E_{T,jet} > 20$ GeV und $\sum E_{T,jets} > 420$ GeV in einem Bereich der Pseudorapidität von $-4.2 < \eta < 4.2$ selektiert. Die Definition der Dalitzvariablen und Winkel folgt derselben Konvention wie in Kap. 5.3 vorgestellt, nur daß als Bezugsachse im 3-Jet-CMS die mittlere Richtung der einlaufenden Partonen, anstatt des Protonstrahls, verwendet wurde. Es wurde weiterhin verlangt, daß gilt: $\mathrm{X}_3 < 0.9$ und $|\cos\Theta_3| < 0.6$. Diese Analyse hat von vornherein den Vorteil, einen Schnitt auf die Pseudorapidität bei sehr großen Werten (4.2) machen zu können. Obwohl man aufgrund der unterschiedlichen physikalischen Prozesse die η-Werte nicht direkt auf HERA über–tragen kann, ist davon auszugehen, daß die Akzeptanz im Verhältnis zu dieser Analyse wesentlich größer ist.

Auch im Vergleich zu sehr viel früheren CDF-3-Jet-Analysen [CDF91] (mit $-3.5 < \eta < 3.5$) und einer ähnlichen Analyse bei D0 (mit $-3 < \eta < 3$), die weiter unten diskutiert wird, wird bei den Messungen am TEVATRON die volle Kalorimeterakzeptanz ausgenutzt. Dadurch werden störende Beschränkungen des Phasenraumes, die besonders in der Ψ_3-Verteilung sichtbar werden, nicht zugelassen (s. Kap 5.5). Durch den sehr hohen Massenschnitt kann bei der CDF-Analyse der Resteinfluß des E_T-Schnittes auf die Jets fast vollständig reduziert werden. Figur 6.12 zeigt die $\cos\Theta_3$- und Ψ_3-Verteilung, wo Daten (geschlossene Punkte) mit der Phasenraumvorhersage (durchgezogene Linie) verglichen werden. Diesmal ist die Kurve des Phasenraumes ganz flach, so daß man eine reine Form der Ψ_3-Verteilung in den Daten erhält, die nur durch die QCD-Dynamik bestimmt wird. Es besteht eine sehr große Wahrscheinlichkeit, Partonen nahe der Bezugsachse abzustrahlen

Eine alternative Analyse zu diesem Szenario findet man in [D0 96], wo beim D0-Experiment (ebenfalls TEVATRON, $p\bar{p}$-Streuung) eine invariante Masse von $M_{3jet} >$ 200 GeV gefordert wird, der erste Jet $E_T >$ 60 GeV hat, jeder weitere Jet $E_T >$ 20 GeV und für alle Jets $-3 < \eta < 3$ gelten muß. Diese Auswahl stellt eine relativ beschränkten Azeptanzbereich in η dar, im Verhältnis zur vollen Detektor-Akzeptanz von $-4.5 < \eta < 4.5$. Es werden keine weiteren Schnitte auf das 3-Jet-System angebracht. Damit wird erreicht, daß ein sehr großer Jetdatensatz von 46.000 Ereignissen zur Verfügung steht. Das Ergebnis ist in Bild 6.13 zu sehen, wo Daten (Punkte) mit der Phasenraumvorhersage (gestrichelte Linie) verglichen werden. Die Phasenraumverteilung in $\cos\Theta_3$ und Ψ_3 ist hier nicht flach, aufgrund der Resteinflüsse der Schnitte zur Jetselektion. Ohne einen sehr harten Massenschnitt ist also auch bei der Messung von 3-Jet-Variablen in $p\bar{p}$-Streuung der Phasenraum für Ψ_3 nicht flach. Der Akzeptanzschnitt auf η bedingt den Abfall der Phasenraumverteilung in $\cos\Theta_3$-Verteilung bei großen Werten $|\cos\Theta_3|$. Die QCD-Rechnung und die Daten zeigen dort trotzdem einen starken Anstieg aufgrund des hohen Wirkungsquerschnittes. Durch die starke Unterdrückung an den Rändern der Ψ_3-Verteilung erkennt man, daß Daten und QCD-Rechnung dort wieder leicht abfallen und so eine Form mit zwei Maxima entsteht. Das QCD-Matrix-Element dominiert klar über dem Phasenraum mit den Maxima an den Rändern. Die Maxima entstehen durch die bevorzugte Abstrahlung eines Partons im Anfangszustand, wobeo einer der nicht-führenden Jets nahe zur Strahlrichtung liegt.

Man findet also starke Analogien im Verhalten der Verteilungen von Phasenraum und QCD-Vorhersage für die Messung von 3-Jet-Ereignissen in der γ^*-p- bzw.γ-p-Streuung und der $p\bar{p}$-Streuung.

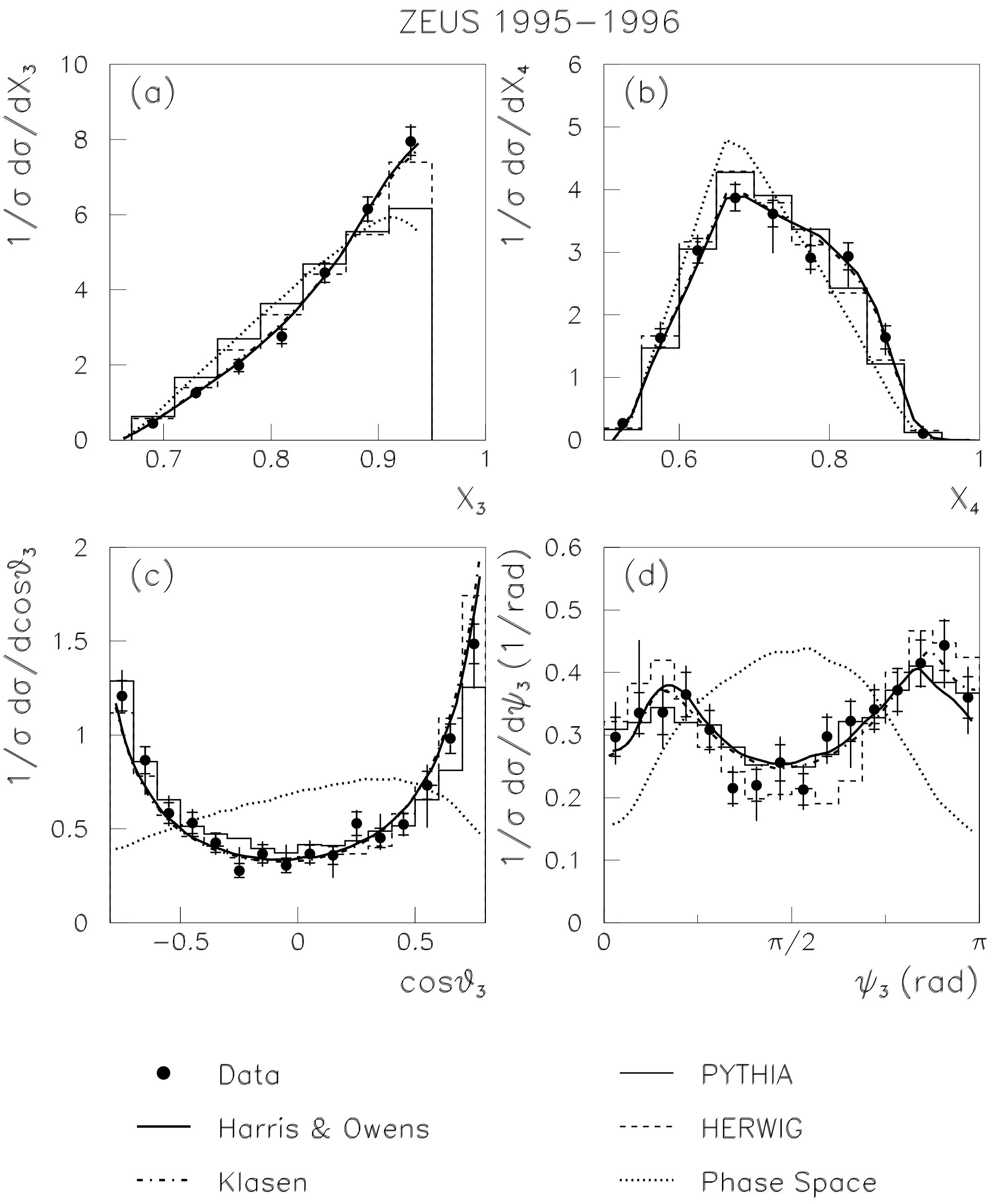

Abbildung 6.11: *3-Jet-Daten aus der Photoproduktion (Punkte), gemessen bei ZEUS, aus der Analyse [ZEU98]. Der Akzeptanzbereich für die Jets ist* $-2.4 < \eta_{lab} < 2.4$ *und es wird gefordert* $M_{3jet} > 50$ *GeV, und* $X_3 < 0.95$ *und* $|\cos\Theta_3| < 0.8$. *Der Phasenraum ist durch die gestrichelte Linie dargestellt und zwei QCD-Rechnungen durch die durchgezogenen und strichpunktierte Linie.*

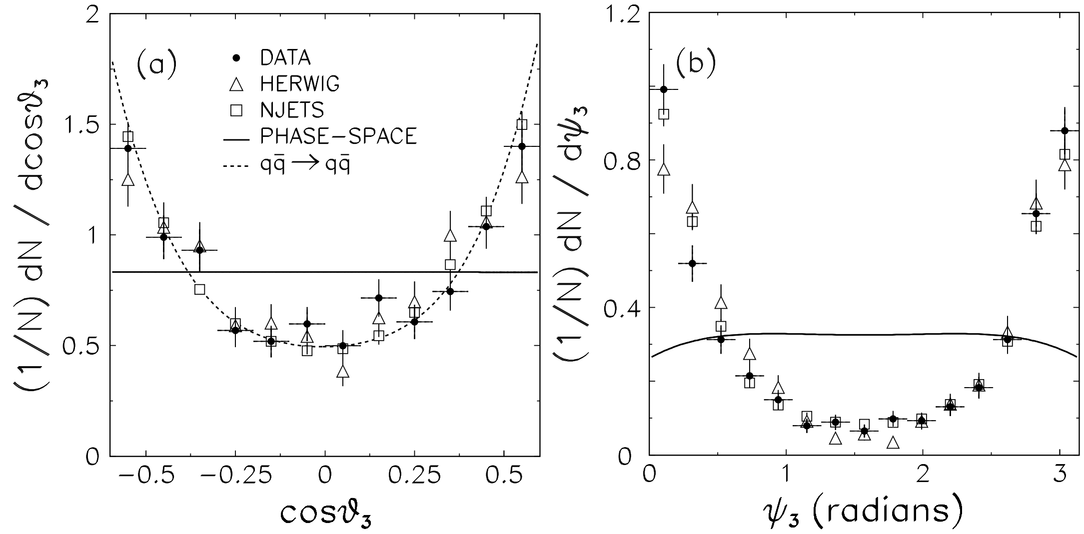

Abbildung 6.12: *Daten der $p\bar{p}$-Streuung vom CDF-Experiment aus der Analyse [CDF96]. Es wurde gefordert $M_{3jet} > 600$ GeV, $E_{T,jet} > 20$ GeV , $\sum E_{T,jets} > 420$ GeV, $-4.2 < \eta < 4.2$ und $X_3 < 0.9$, $|\cos\Theta_3| < 0.6$.*

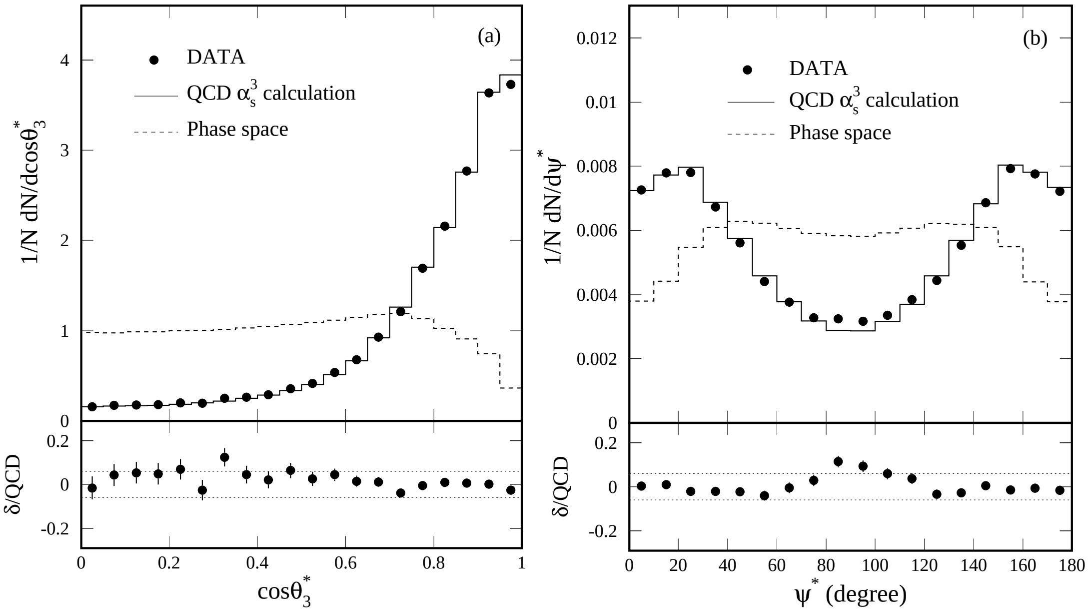

Abbildung 6.13: *Daten der $p\bar{p}$-Streuung bei D0 gemessen. Für die Analyse [D0 96] wurde gefordert: $M_{3jet} > 200$ GeV, $-3 < \eta < 3$, Transversalenergie der Jets (1,2,3) größer (60,20,20) GeV und sonst keine weiteren Schnitte auf das 3-Jet-System.*

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird zum ersten Mal eine Messung von 3-Jet-Ereignissen in tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuung bei kleinen Impulsüberträgen $\mathrm{Q}^2 = 5\ \mathrm{GeV}^2$ bis $\mathrm{Q}^2 = 100\ \mathrm{GeV}^2$ als Funktion verschiedener Variablen vorgestellt.
Dafür werden Datensätze mit tiefunelastischen Streuereignissen ausgewählt, die in den Jahren 1996 und 1997 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Sie entsprechen einer integrierten Luminosität von $20.8\ \mathrm{pb}^{-1}$.
Es werden Ereignisse mit mindestens drei Jets unter Verwendung des longitudinal invarianten $\mathrm{k_t}$-Algorithmus ausgewählt. Ein prinzipielles Problem bei der Messung von Multijet-Ereignissen ist die Identifikation von drei Jets gleichzeitig auf Hadron- und Detektorniveau. Oftmals unterscheidet sich die Anzahl der gefundenen Jets auf beiden Niveaus. Um diese Art von Migration möglichst klein zu halten, werden verschiedene Methoden zur Definition der Objekte des hadronischen Endzustandes, auf denen der Jetalgorithmus arbeitet, studiert und der Schnitt auf die invariante 3-Jet-Masse $\mathrm{M_{3jet}}$ variiert.
Die Intervalle werden so gewählt, daß die Werte der Reinheit und Effizienz groß genug sind, um die Verteilungen mit Hilfe der Faktormethode auf Detektoreffekte korrigieren zu können.
Die gefundenen 3806 3-Jet-Ereignisse bilden die Grundlage der Messung des Wirkungsquerschnittes von 3-Jet-Ereignissen als Funktion der mittleren transversalen Energie der Jets im Breitsystem $\overline{E}_{T,Breit}$. Der Wirkungsquerschnitt als Funktion der invarianten 3-Jet-Masse $\mathrm{M_{3jet}}$ sowie x_{Bj} und Q^2 wird gemessen. Dafür werden nur Ereignisse berücksichtigt, die der Forderung $\mathrm{M_{3jet}} > 25\ \mathrm{GeV}$ genügen. Diesen Schnitt passieren 2956 Ereignisse.

Im Schwerpunktsystem der drei Jets werden vier flächennormierte Größen definiert, die die Energie- und Winkelverteilung der Jets beschreiben. Die Dalitzvariablen X_3 und X_4 charakterisieren den Anteil der Energie eines Jets an der Gesamtenergie des Systems und die Variablen $\cos\Theta_3$ und Ψ_3 die Lage der Jets bzgl. der Protonrichtung.

Die korrigierten Verteilungen werden mit verschiedenen Vorhersagen verglichen. LEPTO ist nur bei hohen Werten von Q^2, $\overline{E}_{T,Breit}$ oder $\mathrm{M_{3jet}}$ in der Lage die Wirkungsquerschnitte zu beschreiben. ARIADNE kann die Verteilungen nicht beschreiben, da eine andere Steigung der Kurven vorhergesagt wird, als in den Daten zu beobachten ist. Die Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsystems werden von beiden Monte Carlo-Programmen recht gut beschrieben, wobei ARIADNE aber nicht die Form der Ψ_3-Verteilung wiedergeben kann.
Anhand der Vergleiche mit Simulationen von LEPTO, wo jeweils der Partonschauer im Anfangs- oder Endzustand vernachlässigt wird, zeigt sich die Empfindlichkeit der Winkelvariablen auf die Dynamik der Partonabstrahlung. Soweit der zur Verfügung stehende Phasenraum es erlaubt, werden Konfigurationen bevorzugt, bei denen der erste Jet in Protonrichtung liegt und der dritte Jet meistens parallel oder antiparallel zur Protonrichtung emittiert wird.

Die QCD-Rechnung von DISENT ist bei hohen Werten von x_{Bj}, Q^2, $\overline{E}_{T,Breit}$ oder $\mathrm{M_{3jet}}$ recht gut in der Lage die Daten zu beschreiben. Bei niedrigen Werten unterschreitet die DISENT-Vorhersage die Daten. Diese Beobachtung wird noch signifikanter, wenn man Hadronisierungkorrekturen berücksichtigt, die die Kurve zusätzlich absenken. Die Normierungsunsicherheit der DISENT-Vorhersage, die für 3-Jet-Ereignisse nur die führende Ordnung berechnen kann, wird durch die Variation der Renormierungsskala μ_R abgeschätzt. Verringert man den Werte der Skala auf $\mu_R = \frac{1}{2}\ \overline{E}_{T,Breit}$ kann man die Daten besser beschreiben.

Die Verteilungen der Variablen des 3-Jet-Schwerpunktsystems werden gut bis sehr gut beschrieben. Die Verteilungen von X_3 und X_4 folgen weitgehend der Phasenraumvorhersage. Für die Winkelvariablen läßt der zugrundeliegende Phasenraum aufgrund der Einflüsse der Schnitte der Jetselektion keine homogene Verteilung der Jets zu. So werden Konfigurationen, wo der Jet mit der geringsten Energie parallel oder antiparallel zur Protonrichtung verläuft, stark unterdrückt. Der größte Anteil des Phasenraumes ist für Ereignisse verfügbar, wo dieser Jet senkrecht zur Protonrichtung verläuft. Trotzdem zeigen Daten und die DISENT-Rechnung das entgegengesetzte Verhalten. Zieht man den starken Abfall der Phasenraumverteilung mit in Betracht, bestätigt sich, daß die QCD in ihrer Abstrahlungcharakteristik Konfigurationen bevorzugt, wo der dritte Jet parallel oder antiparallel zur Protonrichtung emittiert wird.

Die Variablen für 3-Jet-Ereignisse, die im 3-Jet-Schwerpunktsystem definiert werden, wurden auch in der Photoproduktion vom ZEUS-Experiment, sowie in der $p\bar{p}$-Streuung am TEVATRON gemessen. Bei Vergleichen der Ergebnisse der vorliegenden Analyse mit den Daten anderer Experimente findet man starke Analogien im Verhalten der Verteilung von Phasenraum und QCD-Vorhersage bei der Messung von 3-Jet-Ereignissen in der γ^*-p- bzw.γ-p-Streuung und der $p\bar{p}$-Streuung.

Anhang A

Liste der ausgeschlossenen Bereiche in den Daten von 1996 und 1997

Hier wird ein Auschnitt aus der Fortranroutine gezeigt, der die Runselektion ausführt. Alle Bereiche, die in einem 'if ( ) return' Block stehen werden verworfen.

```
* Datennahmebereiche in    ------   1996   --------
*
*   cut out inefficient part (iet>2) of 96 data, (broken hardware??)
        if (inrun.gt.166000.and.inrun.lt.168820) return
*                            reduced CJC HV
        if (inrun.eq.164429) return
        if (inrun.eq.164432) return
*                 unstable period CJC off
        if (inrun.ge.165244 .and. inrun.le.165252 ) return
*                 CJC2:  OFF evs. 20055-   End
        if (inrun.eq.165697) return
*                            SPACAL trigger problems
        if (inrun.eq.166072) return
*                            spacal HV problem
        if (inrun.ge.168471 .and. inrun.le.168488) return
*                            spacal triggers rejected by L4
        if (inrun.ge.169186 .and. inrun.le.169222) return
*            new L4 scheme test
        if (inrun.ge.170864 .and. inrun.le.170866) return
*
*---------------------------------------------------
*
*  Datennahmebereiche in     ------   1997   --------
* start Run=176421
*
*           wrong pedestal subtraction in SPACAL
```

```
*           -> energy was wrong on L4
        if (inrun.ge.176421 .and.inrun.le.179400) return
*       L2 keep problem, some runs are corrupted
*       (event mixing) Schultz-Coulon DQ 25.3.97
*           these runs can still be used (see DQ minutes 25.3.97)
        if ( inrun.eq.179825 .or.
     &       inrun.eq.179919 .or.
     &       inrun.eq.180004 .or.
     &       inrun.eq.180061 .or.
     &       inrun.eq.180074
     &  ) then
*             These single runs are ok, keep !
        else
         if (inrun.ge.179563 .and.inrun.le.180075) return
        endif
*       unreasonable large weight (=1000)
        if (inrun.eq.180076.and.inevt.eq.12419) return
*           COP off
        if (inrun.ge.183675.and.inrun.le.183686) return
*           Phase 2,no MWPC r/o
        if (inrun.ge.184462  .and. inrun.le.184469 ) return
        if (inrun.ge.185990 .and. inrun.le.186001) return
*                            change of S1 definition
*           COP:   OFF  BDC test r/o 28/4f_ASM&ROR  L2 and L4 transparent
        if (inrun.ge.186020  .and. inrun.le.186021 ) return
*           bad lumi fill (ppor runs a trackers off during large times)
        if (inrun.ge.186468 .and. inrun.le.186479 ) return
*           bad lumi fill (ppor runs a trackers off during large times)
        if (inrun.ge.186576 .and. inrun.le.186583  ) return
*           COZ off
        if (inrun.eq.189796 ) return
        if (inrun.eq.191529) return
*                            change of S1 definition! no zvtx t0 !
*          Phase 2,no MWPC r/o
        if (inrun.ge.191550 .and. inrun.le.191579) return
*          Phase 2,no MWPC r/o  11.06 zVtx trigger not fully operational
        if (inrun.ge.191585 .and. inrun.le.191596) return
*       corrupted data logging
*       (in total 60 nb^-1)
        if (inrun.eq.191984) return
        if (inrun.eq.192081) return
        if (inrun.eq.192084) return
        if (inrun.ge.192085 .and. inrun.le.192088) return
        if (inrun.eq.192090) return
        if (inrun.eq.192091) return
        if (inrun.eq.192093) return
        if (inrun.ge.192094.and.inrun.le.192115) return
*          bad lumi fill (ppors runs and often trackers off)
        if (inrun.ge.192758.and. inrun.le.192765) return
```

```
*       R/o of last CiInput cards disabled
*       (Nicholls: trigger elements randomly destroyed)
        if (inrun.ge.192815 .and. inrun.le.192964) return
*          take out 25.6: problem with TOF timing
*          on 26.6 H1 timing has been shifted by 1.6ns
*          instable IET trigger element
        if (inrun.ge.193128 .and. inrun.le.193235) return
        if (inrun.ge.193479 .and. inrun.le.193524) return
*          Phase 2,no MWPC r/o
        if (inrun.ge.194643 .and. inrun.le.194644) return
*          Phase 2,no MWPC r/o
        if (inrun.ge.195681 .and. inrun.le.195686) return
*       total inefficiency of iet trigger in certain spacal region!
*       -> 0.25 pb-1 at beginning of jetidx4 that can't be corrected for
        if (inrun.ge.196000 .and. inrun.le.196360) return
*        HV COZ unstable
        if (inrun.ge.196367 .and. inrun.le.196370) return
*          CJC2:  OFF evs.  5783- 13726
        if (inrun.eq.197036) return
*             bad reconsturction of electron  Q2el >=< hzdiskin
        if (inrun.eq.197876) return
*          unstable trackers
        if (inrun.ge.198345 .and. inrun.le.198376) return
*          bad lumi fill (poor runs and often trackers off)
        if (inrun.ge.199539.and.inrun.le.199546) return
*              CJC2:  OFF evs.  3327-  6886
        if (inrun.eq.201366) return
*       COZ:   OFF evs.     1-   End off,  100% keep mode for L4
        if (inrun.eq.201369) return
*       L4 2000 scheme in reject mode or L4 transparent run with test set-up
        if (inrun.eq.201343) return
        if (inrun.ge.201320.and.inrun.le.201343) return
        if (inrun.ge.201373.and.inrun.le.201383) return
```

Literaturverzeichnis

[Abt93] I. Abt, *Manual to IJRAY*, Internal H1-Note 93-290 (1993).

[AG88] B. Andersson und G. Gustafson, *An Infrared Stable Multiplicity Measure on QCD Parton States*, Phys. Lett. **B 241**, 604 (1988).

[AG91] B. Andersson und G. Gustafson, *Fluctuations and Anomalous Dimensions in QCD Cascades*, Z. Phys.**C 49**, 79 (1991).

[AG93] B. Andersson und G. Gustafson, *Multiplicity distributions in QCD cascades*, Nucl. Phys. **B 392**, 251 (1993).

[AGIT83] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T.Sjöstrand, *Parton Fragmentation and String Dynamics*, Phys. Rep. **97**, 33 (1983).

[AGS83] B. Andersson, G. Gustafson und B. Söderberg, *A General Model for Jet Fragmentation*, Z. Phys.**C 20**, 317 (1983).

[AP77] G. Altarelli und G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B 126**, 297 (1977).

[Bet98] S. Bethke, *IV^{th} Int. Symp. on Rad Corrections , Barcelona (Spain)*, hep-ph 9812026 (1998).

[Bjo66] J. Bjorken, *Applications of the Chiral U(6) X (6) Algebra of current densities*, Phys. Rev. **D 148**, 1467 (1966).

[Bjo69] J. Bjorken, *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum*, Phys. Rev. **D 179**, 1547 (1969).

[CDF91] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, *The Topology of Three Jet Events in $p\bar{p}$-Collisions*, Phys. Rev. **D** (1991).

[CDF96] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, *Further Properties of High-Mass Mulitjet-Events*, Phys. Rev. **D 54**, 4221 (1996).

[CDW93] S. Catani, Y. Dokshitzer und B. Webber, *The k_T-Clustering Algorithm for Jets in DIS and Hadron Collisions*, Nucl. Phys. **B 406**, 187 (1993).

[CKL98] T. Carli, H. Küster und M. Lindstroem, *Weighted Monte Carlo, Fact or Fiction*, H1 software note 58-05/98 (1998).

[CS96a] S. Catani und M. H. Seymour, *Jet cross sections at next-to-leading oder*, Proceedings of the Workshop: Future Physics at HERA, Hamburg , 519–523 (1996).

[CS96b] S. Catani und M. H. Seymour, *QCD Jet Calculations in DIS based on the Subtraction method and Dipole Formalism*, hep-ph 9609237 and Proceedings of DIS 1996 , 454–458 (1996).

[CS97] S. Catani und M. H. Seymour, *A General Algorithm for Caculating Jet Cross Sections in NLO QCD*, Nucl. Phys. **B 485**, 291–419 (1997).

[CSS94] K. Charchula, G. Schuler und H. Spiesberger, Comp. Phys. Commun. **81**, 381 (1994).

[D0 96] D0 Collaboration, S. Abachi *et al.*, *Topological Distributions of Inclusive Three- and Four-Jet Events*, Phys. Rev. **D 53**, 6000 (1996).

[Dür95] M. Düren, *The Hermes Experiment: From the Design to the first Results*, Interner Bericht, HERMES 95-02 (Juli 1995).

[Eng95] R. Engel, Z. Phys.**C 66**, 203 (1995).

[ER96] R. Engel und J. Ranft, Phys. Rev. **D 54**, 4244 (1996).

[Erd96] M. Erdmann, DESY preprint 96-090 (1996).

[ES93] S. Ellis und D. Soper, Phys. Rev. **D 48**, 3160 (1993).

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

[GA96] S. Geer und T. Asakawa, *Analysis of Multijet Events Produced at High Energy Hadron Colliders*, Phys. Rev. **D 47**, 4793 (1996).

[GP88] G. Gustafson und U. Petterson, *Dipole Formulation in QCD Cascades*, Nucl. Phys. **B 306**, 741 (1988).

[H1 93] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 336**, 499 (1993).

[H1 94] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, *Beam Tests and Calibration of the H1 LAr Calorimeter*, Nucl. Instr. Meth. **A 350**, 57 (1994).

[H1 96a] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instr. Meth. **A 386**, 310 (1996).

[H1 96b] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, *The Tracking, Calorimeter and Muon Detectors of H1 at HERA*, Nucl. Instr. Meth. **A 386**, 310 (1996).

[H1 96c] H1 SpaCal Group, Nucl. Instr. Meth. **A 382**, 395 (1996).

[H1 97a] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, *Determination of the longitudinal Proton Structure Function* F_L, Phys. Lett. **B 393**, 452 (1997).

[H1 97b] H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, *Diffraction Dissociation in Photoproduction at HERA*, Z. Phys.**C 74**, 221 (1997).

[H1 99a] H1 Collaboration, C. Adloff *et al.*, *Deep-Inelastic ep Scattering at low* Q^2 *at HERA*, Publikation in Vorbereitung (1999).

[H1 99b] H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, *First Measurement of Three Jet Cross Sections in DIS at HERA*, Int. Europhys. Conf. on HEP , Juli (1999).

[HER94] HERA-B Collaboration, *An Experiment to Study CP-Violaton in the B-System using an internal Target in the HERA Proton Ring*, Proposal, DESY-prc 94/02 (Mai 1994).

[HM94] F. Halzen und A. D. Martin, *Quarks & Leptons: An introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, 1994.

[Hoe91] K. Hoeger, *Measurements fo x,y,* Q^2 *in Neutral Current Events*, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hamburg **Vol. 1**, 43 (1991).

[Hut90] J. Huth *et al.*, *Towards a Standardization of Jet Definitions*, FERMILAB-CONF-90 **249-E** (1990).

[Ing91] G. Ingelman, *LEPTO version 6.1*, Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hamburg **Vol. 3**, 1366 (1991).

[Jun95] H. Jung, *The RAPGAP Monte Carlo for Deep Inelastic Scattering, version 2.07/00*, Comp. Phys. Commun. **86**, 147 (1995).

[Kla99] M. Klasen, *Three Jet Cross Sections in Photoproduction at HERA*, Eur. Phys. J. C **7**, 225–232 (1999).

[Lön92] L. Lönnblad, *ARIADNE version 4, A Program for Simulation of QCD-Cascades Implementing the Colour Dipol Model, Revision 8*, Comp. Phys. Commun. **71**, 15 (1992).

[Moh97] R. Mohr, *Diplomarbeit Uni Hamburg: Vergleich von MC-Modellen mit Daten der tiefunelastischen e-p-Streuung bei HERA*, (Januar 1997).

[S. 97] S. Egli *et al.*, *Calculating Event Weights in Case of Downscaling on Trigger Levels 1-4*, H1 internal note 04/97-517 (1997).

[Sey95] M. H. Seymour, *Jets in QCD*, In proceedings of 'Topical Workshop on p-$\bar{p}$ collider physics, Batavia, oder hep-ph-9506421 (Mai 1995).

[Sjö94] T. Sjöstrand, PHYTHIA *5.7 and* JETSET *7.4 Physics and Manual*, Comp. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).

[Sjö95] T. Sjöstrand, *Event Generators in Particle Physics*, Proceedings of the XV Brazilian National Meeting on Particles and Fields, CERN-TH **95–10** (Januar 1995).

[Sop97] D. Soper, *Basics of QCD Perturbation Theory*, hep-ph 9702203 (1997).

[The96] The ZEUS Collaboration, J. Breitweg *et al.*, *Dijet Angular Distributions in Direct and Resolved Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. **B 384**, 401 (1996).

[Wob99] M. Wobisch, *Measurement and QCD-Analysis of Jet Cross Sections in Deep-Inelastic Positron-Proton Collisions at* $\sqrt{s} = 300$ *GeV*, Doktorarbeit, Univ. Aachen (1999).

[ZEU93] ZEUS Collaboration, *Ed. U. Holm: The ZEUS Detector*, Status Report 1993 (1993).

[ZEU98] ZEUS Collaboration, J. Breitweg *et al.*, *Measurement of Three-Jet Distributions in Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. **B 443**, 394–408 (1998).

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle auf die klassische Form der Danksagung verzichten und nur einige Menschen gesondert erwähnen.

Zuerst möchte ich mich herzlich bei meiner Kollegin Katerina Tzamariudaki bedanken. Ich hatte das Glück die letzten eineinhalb Jahre der Promotion mit ihr das Büro teilen zu können. Durch ihre lebendige und menschlich verständnisvolle Art hat sie mir den Alltag oft viel erträglicher gemacht. Ebenso herzlich möchte ich mich bei Kirstin Hebbel bedanken für die Unterstützung und die gemeinsam verbrachte Zeit seit unserem Studienbeginn. (“Hey, wir haben es geschafft ! “)
Dorothea Samtleben, Cigdem Issever, Thomas Schörner, Ulrike Wollmer und Stephan Hurling danke ich für die Gespräche und die lustigen Treffen “zwischendurch“.
Tancredi Carli danke ich für die drei Jahre physikalische Betreuung.
Für die gute Zusammenarbeit und den Spass dabei möchte ich meinen “Computing-Kollegen“ danken, insbesondere Thomas Finnern, Christoph Grab, Ralf Gerhards und Günter Eckerlin. Hannes Jung danke ich für die richtige Unterstützung zur richtigen Zeit.

Meiner Familie möchte ich herzlich Dank sagen für die jahrelange Unterstützung in jeglicher Hinsicht. Last but not least gehört mein liebevoller Dank Adi Bornheim.