INAUGURAL-DISSERTATION

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

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Christoph Werner

aus Stuttgart

Tag der mündl. Prüfung: 15. Februar 2006

Untersuchung der Partondynamik bei kleinen Bjørken-x mit Drei-Jet-Ereignissen in tief-unelastischer e^+-p-Streuung bei HERA

Gutachter: Prof. Dr. Franz Eisele
Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

Kurzfassung

Es wurden Drei-Jet-Ereignisse bei niedrigen Werten der Bjørkenschen Skalenvariablen x ($10^{-4} < x < 10^{-2}$) und niedrigen Photonvirtualitäten Q^2 ($5\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 80\ \mathrm{GeV}^2$) in tief-unelastischer Positron-Proton-Streuung untersucht. Die zur Analyse genutzten, in den Jahren 1999 und 2000 von H1 aufgezeichneten Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 44.2\ \mathrm{pb}^{-1}$. Es sollte untersucht werden, ob in $k_\perp$ ungeordnete Gluon-Abstrahlungen in QCD-Parton-Kaskaden auftreten. Solche Abstrahlungen sind mit Termen proportional zu $\log 1/x$ in der QCD-Entwicklung verknüpft, die bei der DGLAP-Evolution größtenteils vernachlässigt werden. Die gemessenen differentiellen Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte wurden mit $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-QCD-Vorhersagen sowie mit Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren in führender Ordnung α_s verglichen. Die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage liefert eine gegenüber der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Rechnung deutlich verbesserte Beschreibung der Daten. Trotzdem unterschätzt die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage die Daten, vor allem bei kleinen x und bei Ereignissen mit mehr als einem Jet in Vorwärts-Richtung. Versuche, mit Observablen die Ordnung der Abstrahlungen in $k_\perp$ und η direkt zu untersuchen, waren nicht erfolgreich.

Abstract

Three-jet events in deep-inelastic positron-proton collisions have been investigated in the region of low values of the Bjørken scaling variable x ($10^{-4} < x < 10^{-2}$) and low photon virtualities Q^2 ($5\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 80\ \mathrm{GeV}^2$). The total luminosity of the data used in this analysis and collected by H1 in 1999 and 2000 is $\mathcal{L} = 44.2\ \mathrm{pb}^{-1}$. One goal was to investigate whether gluon radiation unordered in $k_\perp$ exists in QCD parton cascades. Such radiation is associated with terms proportional to $\log 1/x$ in the QCD evolution which are mostly neglected by the DGLAP approximation. Differential three-jet cross sections are compared to $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ and $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ QCD predictions and to the predictions of leading order α_s Monte Carlo generators. While the $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ prediction significantly improves the description of the data with respect to the $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ calculation, it underestimates the data especially at low x and the number of events with more than one jet in the forward direction. Attempts to directly investigate the ordering of the radiated gluons with respect to $k_\perp$ and η were not successful.

Für meine Eltern
und meine Schwester

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Tief-unelastische Lepton-Proton-Streuereignisse gewähren einen Einblick in die Struktur des Protons. Diese konnte bisher noch nicht vollständig im Rahmen der Theorie der starken Wechselwirkung, der QCD[1], vorhergesagt werden und muss daher im Experiment gemessen werden. In der Berechnung des Wirkungsquerschnitts geht die Protonstruktur in Form der Strukturfunktion $F_2^p(x, Q^2)$ ein[2], die von der Bjørkenschen Skalenvariablen x und von der Virtualität Q^2 des bei der Streureaktion ausgetauschten virtuellen Eichbosons abhängt.

Obwohl die QCD derzeit keine quantitative Vorhersage von F_2^p erlaubt, kann man im Prinzip aus $F_2^p(x, Q_0^2)$ bei einer festen Skala Q_0^2 die Funktion $F_2^p(x, Q^2)$ bei einer beliebigen anderen Skala Q^2 in der QCD-Störungstheorie berechnen. In der Störungstheorie oder auch perturbativen QCD werden Amplituden nach Potenzen der starken Kopplungskonstante α_s entwickelt. Dies ist möglich, wenn α_s hinreichend klein ist, was bei hohen Energien oder kleinen Abständen der Fall ist. Bei der perturbativen Berechnung der Skalenbrechung der Strukturfunktionen tauchen zahlreiche Terme mit unterschiedlichen Skalen auf, die nicht alle gleichzeitig aufsummiert werden können. Daher behilft man sich mit Näherungen. Standardmäßig werden heute dafür die DGLAP[3]-Evolutionsgleichungen [1] verwendet. Sie berücksichtigen Terme proportional zu $(\alpha_\mathrm{s} \log Q^2)^n$ und zu $(\alpha_\mathrm{s} \log Q^2)^n(\alpha_\mathrm{s} \log 1/x)^m$ und vernachlässigen die führenden Terme in $\alpha_\mathrm{s} \log 1/x$. Man erwartet daher, dass diese Näherung bei sehr kleinen x zusammenbrechen wird. In diesem Bereich sollten sich dann Effekte des BFKL[4]-Formalismus [2] bemerkbar machen, bei dem die führenden $\log 1/x$-Terme und gemischte Terme aufsummiert werden.

Natürlich hat man die DGLAP-Evolution bei HERA ausführlich getestet. HERA ist in der Lage, F_2^p bei x-Werten hinunter bis zu 10^{-4} zu messen. Trotzdem ist es möglich, $F_2^p(x, Q^2)$ über den gesamten bei HERA zugänglichen (x, Q^2)-Bereich mit der DGLAP-Näherung zu beschreiben [3]. Es wurden zwar bei sehr kleinen Q^2 ($Q^2 < 1$ GeV^2) Abweichungen von der perturbativen DGLAP-Rechnung gefunden [4], aber bei derart kleinen Q^2 ist die Anwendbarkeit der QCD-Störungsrechnung nicht gegeben.

[1]QuantenChromoDynamik

[2]siehe z. B. F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons 1984

[3]benannt nach den Anfangsbuchstaben der Nachnamen der Autoren (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi), früher bekannt unter dem Namen Altarelli-Parisi-Gleichungen

[4]Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov

Der Erfolg der DGLAP-Beschreibung mag daran liegen, dass F_2^p eine inklusive Größe ist und man bei der Wahl der Form der Anfangsverteilung $F_2^p(x, Q_0^2)$ sehr große Freiheiten hat. Dies könnte dazu führen, dass Abweichungen von DGLAP bei kleinen x durch eine geeignete Wahl der Anfangsverteilung bei $Q^2 = Q_0^2$ verdeckt werden können.

Nun kann man versuchen, Hinweise auf eine andere Partondynamik bei kleinen x zu finden, indem man den Endzustand der tief-unelastischen Streuereignisse näher untersucht. Abb. 1.1 (links) zeigt einen Feynman-Graphen für tief-unelastische Streuung

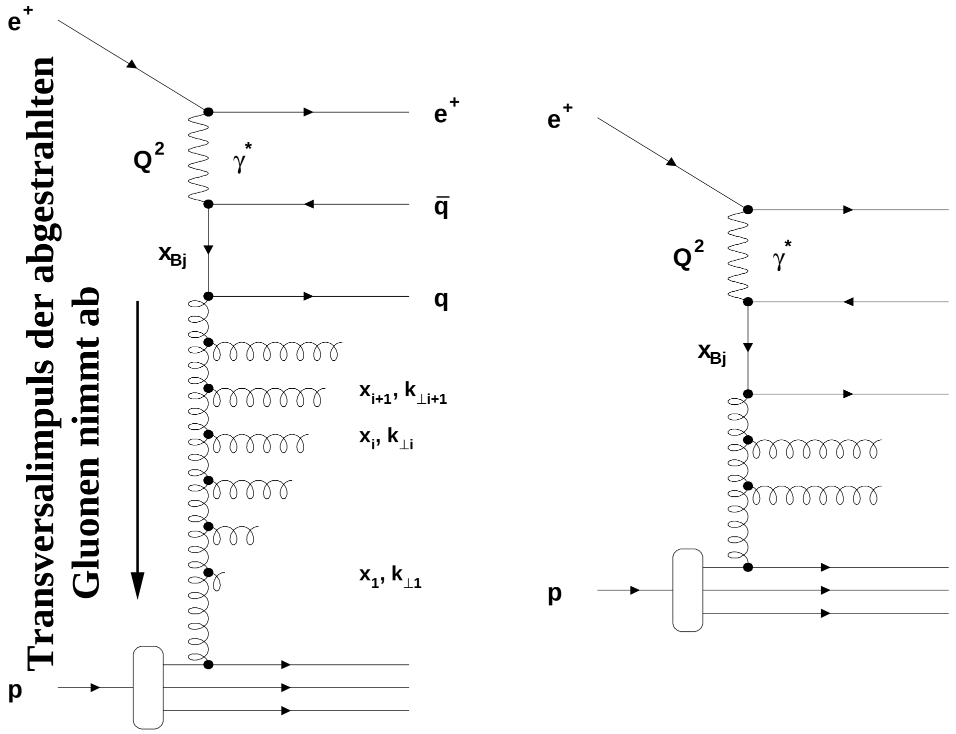

Abbildung 1.1: Links: Feynman-Diagramm der Photon-Gluon-Fusion mit zusätzlichen, nach dem Transversalimpuls der Gluonen geordneten Gluon-Abstrahlungen. Rechts: Feynman-Diagramme wie dieses liefern Terme proportional zu $\alpha_s \log 1/x$

mit mehreren aufeinanderfolgenden Gluon-Abstrahlungen („Parton-Kaskade“). Werden die $\log 1/x$-Terme – wie bei der DGLAP-Näherung – vernachlässigt, so werden Konfigurationen bevorzugt, bei denen der Transversalimpuls der emittierten Gluonen geordnet ist: Die Abstrahlung mit dem höchsten Transversalimpuls findet direkt am harten Streuprozess, d. h. an der „Quarkbox“ statt; der Transversalimpuls weiterer abgestrahlter Gluonen nimmt zur Proton-Richtung hin ab. In der BFKL-Näherung, die führende Terme in $\log 1/x$ berücksichtigt, gibt es eine solche „$k_\perp$-Ordnung“ nicht. Daher würde man bei Gültigkeit der BFKL-Evolution eine größere Anzahl von Jets mit hohen Transversalimpulsen nahe der Proton-Richtung erwarten, als dies von der DGLAP-Näherung vorhergesagt wird [5].

Seit einiger Zeit gibt es eine QCD-Vorhersage für Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte unter Berücksichtigung von Termen bis zur 3. Ordnung in α_s [6]. Mit Termen proportional zu α_s^3 gehen auch Diagramme wie das in Abb. 1.1 (rechts) gezeigte in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts ein. Dieses Diagramm ist aber mit einem Beitrag zur führenden Ordnung der $\log 1/x$-Terme verknüpft. Somit werden in der QCD-Vorhersage auch führende Terme in $\alpha_s \log 1/x$ berücksichtigt, allerdings – im Gegensatz zur BFKL-Evolution – werden sie nicht in allen Ordnungen von α_s aufsummiert. Dadurch wird auch die Bevorzugung von $k_\perp$-geordneten Abstrahlungen abgeschwächt.

Die hadronischen Endzustände sind bei HERA bereits intensiv im Hinblick auf die Partondynamik bei kleinen x untersucht worden. So wurden Ereignisse mit einem ([7]–[9]), zwei ([10]–[13]) und drei ([9],[14]) Jets analysiert, der Transversal-Energiefluss gemessen und Ereignisse mit neutralen π-Mesonen im Vorwärtsbereich des H1-Detektors, d. h. nahe der Bewegungsrichtung der Protonen, untersucht ([15]). Die Daten wurden mit Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren verglichen, die Prozesse bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ exakt berechnen und höhere Ordnungen nur über Partonschauer-Modelle annähern. Ereignisgeneratoren mit DGLAP-artigen Partonschauern beschreiben die Daten im allgemeinen nicht; Diskrepanzen gibt es vor allem im Vorwärtsbereich, bei kleinen Transversalimpulsen und bei kleinen x. Modelle, die Parton-Kaskaden erlauben, bei denen die Abstrahlung mit dem höchsten Transversalimpuls nicht vorzugsweise direkt am harten Streuprozess stattfindet, wie beispielsweise das Color Dipole Model (CDM, [24]) oder solche, bei denen das virtuelle Photon hadronisch fluktuieren kann und es zwei Partonkaskaden – eine von der Proton- und eine von der Photon-Seite – gibt, sind oft in der Lage, die Daten in akzeptabler Weise zu beschreiben ([8]–[10],[11],[12],[15]). Auch Vergleiche mit QCD-Vorhersagen bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ ([7]–[9],[11]–[13]) bzw. $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ ([12],[9],[14]) wurden durchgeführt. Diese beschreiben die Daten in einem großen Bereich des Phasenraums; nur bei kleinen Q^2, kleinen x und kleinen Transversalimpulsen nahe der Proton-Richtung liegen die Daten jedoch teilweise erheblich über den Vorhersagen, wobei die Vorhersagen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ eine deutliche Verbesserung gegenüber denen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ darstellen.

In dieser Arbeit soll durch die Analyse von Drei-Jet-Ereignissen in tief-unelastischer e^+-p-Streuung bei niedrigen Werten von x nach Hinweisen für das Wirken der $\log 1/x$-Terme bei der Parton-Evolution gesucht werden. Im linken Diagramm der Abb. 1.1 findet man das Quark und das Antiquark aus der Quarkbox und mehrere abgestrahlte Gluonen im Endzustand. Die Quarks aus dem harten Streuprozess werden nach der Hadronisierung jeweils einen Jet bilden. Auch die Gluonen, die über eine ausreichende Energie verfügen, werden als Jets im Detektor beobachtbar sein. In einem Drei-Jet-Ereignis sollte daher mindestens einer der Jets von abgestrahlten Gluonen initiiert worden sein. Man misst also nicht nur den harten Streuprozess, sondern ist auch auf Abstrahlungen sensitiv.

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf dem Vergleich von Drei-Jet-Wirkungsquerschnitten mit der QCD-Vorhersage NLOjet++ [6]. Dabei werden auch Jet-Topologien untersucht, die einen oder zwei Jets nahe der Bewegungsrichtung des einlaufenden Protons haben. Außerdem wird versucht, mit Hilfe von Observablen, die auf die $k_\perp$-Ordnung der abgestrahlten Partonen sensitiv sind, Hinweise auf $\log 1/x$-Terme bei niedrigen x zu finden.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

- Kapitel 2 gibt eine kurze Einführung in die theoretische Beschreibung der tief-unelastischen Lepton-Proton-Streuung. Dabei werden auch die Produktion von Jets in der QCD und die Evolutionsgleichungen beschrieben. Schließlich werden die Monte-Carlo-Simulationsprogramme, die zur Korrektur von Detektor-Einflüssen verwendet werden, und die QCD-Vorhersagen vorgestellt, mit denen die Daten verglichen werden sollen.

- In Kapitel 3 werden der Speicherring HERA und der H1-Detektor kurz vorgestellt. Die Komponenten des Detektors, die für diese Arbeit wichtig sind, werden etwas ausführlicher beschrieben. Auch die Rekonstruktion der Kinematik der untersuchten Ereignisse und die Suche nach Jets werden erläutert.

- Kapitel 4 beschreibt, nach welchen Kriterien die Ereignisse ausgewählt werden. Dazu gehört auch eine Übersicht über die wichtigsten Untergrund-Prozesse und eine Beschreibung, wie sie unterdrückt werden können.

- In Kapitel 5 geht es um die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte. Dazu wird erläutert, wie man die Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulationen durch Umgewichtungen verbessern konnte. Außerdem wird gezeigt, wie die Einflüsse des Detektors und von Abstrahlungen reeller Photonen aus den Daten herausgerechnet und Wirkungsquerschnitte auf dem Niveau der Partonen bestimmt werden.

- Die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte für Drei-Jet-Ereignisse werden in Kap. 6 vorgestellt. Zuvor wird noch die Behandlung der systematischen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte erklärt. Die Wirkungsquerschnitte werden mit der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage des Programms NLOjet++ sowie mit Monte-Carlo-Generatoren, die Prozesse in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ berechnen und höhere Ordnungen durch Näherungen berücksichtigen, verglichen.

- In Kapitel 7 werden Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte mit mindestens einem Jet nahe der Proton-Richtung („Vorwärts-Jet“) untersucht. Es werden Ereignisse mit einem und mit zwei Vorwärts-Jets betrachtet und jeweils mit den Vorhersagen von NLOjet++ und zwei $\mathcal{O}(\alpha_s)$-Monte-Carlo-Generatoren verglichen.

- Schließlich werden in Kap. 8 Observablen betrachtet, die auf die $k_\perp$-Ordnung der abgestrahlten Gluonen sensitiv sein sollten. Diese Daten werden wieder mit $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-QCD-Vorhersagen und mit den $\mathcal{O}(\alpha_s)$-Monte-Carlo-Generatoren verglichen.

- In Kapitel 9 werden alle Ergebnisse nochmals zusammengefasst und der Versuch einer Interpretation unternommen.

Anmerkungen

In dieser Arbeit werden Impuls, Energie und Masse in natürlichen Einheiten angegeben. Dabei gilt $\hbar = c = 1$, wobei $\hbar$ mit dem Planckschen Wirkungsquantum h über $\hbar = h/2\pi$ zusammenhängt und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist. Impuls und Masse haben dann die Dimension einer Energie und werden in Elektronenvolt (eV) gemessen.

Vierervektoren werden mit einem Querstrich ($\bar{v}$), Dreiervektoren mit einem Vektorpfeil ($\vec{v}$) gekennzeichnet (z. B. $\bar{p} = (E, \vec{p})$).

Kapitel 2

Die Erzeugung von Jets in tief-unelastischer e^+-p-Streuung

Überblick: Nach einer kurzen Definition der die tief-unelastischen Streuereignisse beschreibenden kinematischen Variablen wird in Abschnitt 2.2 das Quark-Parton-Modell vorgestellt, mit dem man den Wirkungsquerschnitt der tief-unelastischen Streuung unter Vernachlässigung der Wechselwirkungen der Konstituenten des Protons untereinander berechnen kann. Diese Wechselwirkungen sind Gegenstand der Quantenchromodynamik (Abschnitt 2.3). Die Korrekturen der Quantenchromodynamik zur Beschreibung der tief-unelastischen Streuung werden in Abschnitt 2.4 zusammen mit den wichtigsten Näherungen der Partondynamik erläutert. Es schließt sich ein kurzer Abschnitt über die Produktion von Drei-Jet-Ereignissen an. Im letzten Abschnitt werden die für diese Arbeit verwendeten theoretischen Vorhersagen vorgestellt.

2.1 Tief-unelastische e^+-p-Streuung

Abbildung 2.1 zeigt, wie man sich die tief-unelastische Positron-Proton-Streuung im Quark-Parton-Modell vorstellt: Ein Positron wechselwirkt durch den Austausch eines virtuellen Photons mit einem Parton des Protons. Bezeichnet man den Viererimpuls des Protons bzw. des Positrons vor der Streuung mit $\bar{p} = (p^\mu) = (E, \vec{p})$ bzw. $\bar{k} = (k^\mu)$ sowie den des gestreuten Positrons mit $\bar{k}\,' = (k\,'^{\,\mu})$, so kann man die Kinematik dieser Streureaktion durch folgende Variablen beschreiben:

- die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = \sqrt{(\bar{p} + \bar{k})^2}$. Bei HERA sind $\bar{p} = (920; 0; 0; 920)$ GeV und $\bar{k} = (27{,}6; 0; 0; -27{,}6)$ GeV; $\sqrt{s}$ ist somit ungefähr gleich 319 GeV.

- die Virtualität des ausgetauschten Eichbosons $Q^2 := -\bar{q}^2$ ist das negative Quadrat seines Viererimpulses $\bar{q} = \bar{k} - \bar{k}\,' =: (q_0, \vec{q})$.

- die Bjørkensche Skalenvariable x, gegeben durch

$$x = \frac{Q^2}{2\bar{p} \cdot \bar{q}} \; .$$

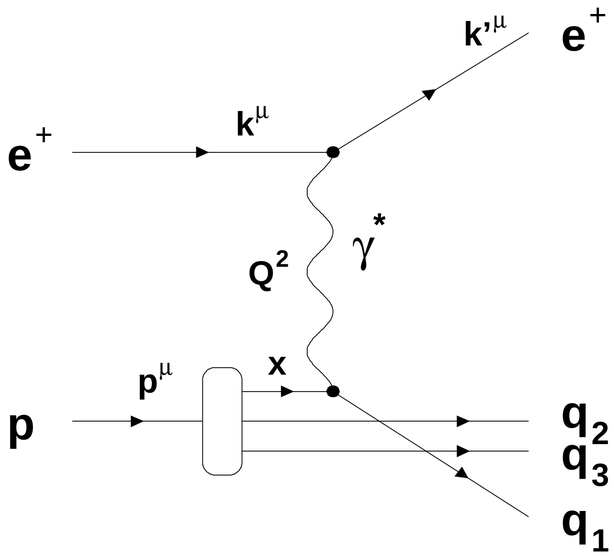

Abbildung 2.1: Tief-unelastische Positron-Proton-Streuung nach dem Quark-Parton-Modell

> Im Quark-Parton-Modell stellt x den Impulsbruchteil des mit dem Photon wechselwirkenden Partons vor der Streuung am Gesamtimpuls des Protons $\vec{p}$ dar, d. h., der Impuls des streuenden Partons ist $x\vec{p}$. Es gilt $0 < x < 1$.

Mit diesen Variablen ist die Kinematik der Streureaktion vollständig bestimmt; es gibt also nur drei unabhängige Variablen. Weitere gebräuchliche kinematische Observablen sind:

- y, ein Maß für die vom Positron auf das Proton übertragene Energie:

$$y = \frac{\bar{p} \cdot \bar{q}}{\bar{p} \cdot \bar{k}} , \qquad (0 < y < 1) ,$$

- die invariante Masse des hadronischen Endzustands $W = (\bar{p} + \bar{q})^2$.

Unter Vernachlässigung der Ruhemassen bestehen dabei folgende Relationen zwischen den kinematischen Variablen:

$$Q^2 = sxy , \qquad W^2 = \frac{Q^2}{\frac{1}{x} - 1} = \frac{Q^2 x}{1 - x} .$$

Von tief-unelastischer Streuung spricht man bei Werten für W ab einigen GeV und bei $Q^2 > Q^2_{\text{min}} \approx 1$ GeV.

2.2 Das Quark-Parton-Modell

Eine theoretische Beschreibung für tief-unelastische Positron-Proton-Streureaktionen wird durch das Quark-Parton-Modell[1] gegeben: Das Proton besteht aus punktförmi-

[1] siehe z. B. in V. D. Barger, R. J. N. Phillips, *Collider Physics*, Updated Edition, Addison-Wesley 1996

gen, geladenen Konstituenten, den Partonen, und dissoziiert ständig in virtuelle Zustände mit freien Partonen, also etwa in ein Parton mit dem Impuls $x\vec{p}$ und eine Gruppe von Partonen mit dem Impuls $(1-x)\vec{p}$.[2] Die Lebensdauer des virtuellen Zustands kann mit der Energie-Zeit-Unschärferelation zu $\tau_{\mathrm{virt}} \sim 1/\Delta E$ abgeschätzt werden, wobei ΔE der Betrag ist, um den die Energie des virtuellen Zustands über der des Protons liegt. Die Zeit, während der die Energie q_0 vom Proton absorbiert wird, beträgt etwa $\tau_{\mathrm{Streuung}} \sim 1/q^0$. In einem Bezugssystem, in dem sich das Proton schnell bewegt, vergeht die Eigenzeit des Protons aufgrund der relativistischen Zeitdilatation sehr langsam, so dass $\tau_{\mathrm{Streuung}} \ll \tau_{\mathrm{virt}}$, falls außerdem noch $\bar{q}\cdot\bar{p}$ und Q^2 hinreichend groß ($\gg m_{\mathrm{p}}$ (Protonmasse)) sind. Man darf also die Partonen während des Streuvorgangs näherungsweise als freie Teilchen betrachten. Das Photon wechselwirkt mit einem dieser freien Konstituenten und überträgt dabei so viel Energie auf das Parton, dass es aus dem Proton herausgestreut und das Proton dabei zerstört wird. Nach dieser Streureaktion bilden sich aus dem Parton und dem Protonrest Hadronen. So entsteht der hadronische Endzustand, der im folgenden mit X bezeichnet wird. Aus welchen Hadronen er genau aufgebaut ist, spielt für die weitere Betrachtung keine Rolle, da im Folgenden der *inklusive* Wirkungsquerschnitt betrachtet wird, bei dem nur das gestreute Positron, aber nicht der hadronische Endzustand gemessen wird.

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e^+p \to e^+X$ ergibt sich nun aus der inkohärenten Summe der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Reaktionen $e^+q \to e^+q$. Um den e^+-p-Wirkungsquerschnitt zu berechnen, muss man daher den e^+-q-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Quark-Impulses sowie die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit einem bestimmten Impuls im Proton zu finden, kennen. Der Wirkungsquerschnitt der e^+-q-Streuung kann mit Hilfe der Quantenelektrodynamik berechnet werden. Dabei wird das Quark ebenso wie das Positron als Spin-$^1/_2$-Teilchen betrachtet. Man erhält[3]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma(e^+q \to e^+q)}{\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2 e_q^2}{Q^4}\left(1+(1-y)^2\right) ,$$

wobei α die Feinstrukturkonstante ist und e_q die Ladung des Quarks, gemessen in Einheiten der Elementarladung. $y = (\bar{p}\cdot\bar{k})/(\bar{p}\cdot\bar{q})$ ist in Abschnitt 2.1 nur für die Reaktion $e^+p \to e^+X$ definiert worden; für den Prozess $e^+q \to e^+q$ müsste man $\bar{p}$ durch $\bar{p}_q$ ersetzen; $\bar{p}_q$ ist dabei der Viererimpuls des Quarks. Da $\bar{p}_q$ (unter Vernachlässigung der Protonmasse; die Quarks werden im Quark-Parton-Modell ohnehin als masselos angenommen) gleich $x\cdot\bar{p}$ ist, bleibt der Wert von y bei einem Austausch von $\bar{p}$ durch $\bar{p}_q$ ungeändert. Q^2 wird nur aus den Viererimpulsen für das Positron im Anfangs- und im Endzustand berechnet und ist daher für die e^+-p- und die e^+-q-Reaktion gleich. Sei nun $f_q(x)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür, ein Parton mit dem Impulsbruchteil x im Proton zu finden. Dann erhält man für den e^+-p-Wirkungsquerschnitt

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x} Y_+(y)\cdot F_2^{p,\,\mathrm{QPM}}(x) ,$$

[2]Die elektrisch geladenen Partonen werden *Quarks* genannt. Das Proton besteht aus drei *Valenzquarks* und zusätzlich aus kurzlebigen virtuellen Quark-Antiquark-Paaren. Außerdem gibt es noch elektrisch ungeladene Partonen, die *Gluonen*.

[3]für nicht (Spin-) polarisierte Strahl-Teilchen

mit

$$Y_\pm(y) = 1 \pm (1-y)^2 \qquad F_2^{p,\,\mathrm{QPM}}(x) = \sum_q e_q^2 x f_q(x)\ .$$

Dabei wird über alle Quarktypen q („Flavours") summiert. $F_2^{p,\,\mathrm{QPM}}(x)$ ist die Proton-Strukturfunktion. Sie hängt im Quark-Parton-Modell nur von x, nicht aber von Q^2 ab. Dies nennt man das „Bjørkensche Skalenverhalten". Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, wird dieses Skalenverhalten durch die Berücksichtigung der Wechselwirkung der Partonen untereinander gebrochen. Obige Formel für den Wirkungsquerschnitt ist nur für Virtualitäten des ausgetauschten Eichbosons deutlich kleiner als das Quadrat der Z_0-Masse ($Q^2 \ll m_Z^2$) gültig, da statt des Photons im Prinzip auch ein Z_0-Boson ausgetauscht werden könnte. Aufgrund der hohen Masse des Z_0 von ~ 91 GeV ist der Z_0-Austausch bei kleinen Q^2 allerdings unterdrückt. Neben den geladenen Partonen, den Quarks, gibt es auch noch ungeladene Partonen, die Gluonen. Da sie aber als elektrisch neutrale Teilchen nicht an das Photon koppeln, tragen sie nicht zum Quark-Parton-Modell-Wirkungsquerschnitt bei.[4]

2.3 Grundlagen der Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die Wechselwirkung der Gluonen und der Quarks. Sie ist eine nichtabelsche Eichtheorie mit der Symmetriegruppe SU(3) im Farbraum. Die Eichbosonen (Spin 1) sind in dieser Theorie die Gluonen. Sie vermitteln die Kräfte zwischen den Quarks, von denen es sechs verschiedene Typen (*Flavours*) gibt: u (up-), c (charm-) und t (top-) Quark tragen eine elektrische Ladung von $+^2/_3$, d (down-), s (strange-) und b (bottom-) Quark eine Ladung von $-^1/_3$, angegeben jeweils in Einheiten der Elementarladung. Jedes dieser Quarks gibt es in drei Farbladungszuständen, in „rot", „grün" und „blau". Außerdem gibt es noch 6 Anti-Quarks in jeweils drei Anti-Farbladungszuständen. Vorhersagen für Wirkungsquerschnitte von Hochenergie-Reaktionen erhält man mit den Methoden der Störungsrechnung durch Anwendung der Feynman-Regeln. Damit erhält man den Wirkungsquerschnitt in Form einer Potenzreihe in der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung α_s.

Die Feynman-Regeln können durch Feynman-Diagrame visualisiert werden, die aus den in Abbildung 2.2 gezeigten fundamentalen Vertizes der QCD aufgebaut werden können. Der linke Vertex beschreibt die Kopplung der Quarks an Gluonen. Er entspricht dem fundamentalen Vertex der Quantenelektrodynamik (QED), die die Wechselwirkung elektrisch geladener Teilchen beschreibt. Im Gegensatz zur QED, die eine abelsche Eichtheorie ist und bei der das Eichboson, das Photon, selbst keine elektrische Ladung trägt, tragen die Eichbosonen der QCD, die Gluonen, selbst auch eine Farbladung. Dies führt zu dem Drei- und dem Vier-Gluon-Vertex. Es gibt acht verschiedene Farbladungszustände der Gluonen.

[4]Sie machen sich allerdings trotzdem bemerkbar: Integriert man die Summe aller Parton-Impulsverteilungen $xf_q(x)$ auf, so müsste man den Wert eins erhalten, da sich der Impuls des Protons aus den Impulsen aller Partonen zusammensetzt. Berücksichtigt man aber nur die Impulse der Quarks, so erhält man für $\int_0^1 \sum_q xf_q(x)\,\mathrm{d}x \approx 0{,}5$; die geladenen Partonen tragen also nur die Hälfte des Proton-Impulses; die andere muss folglich von ungeladenen Parton getragen werden.

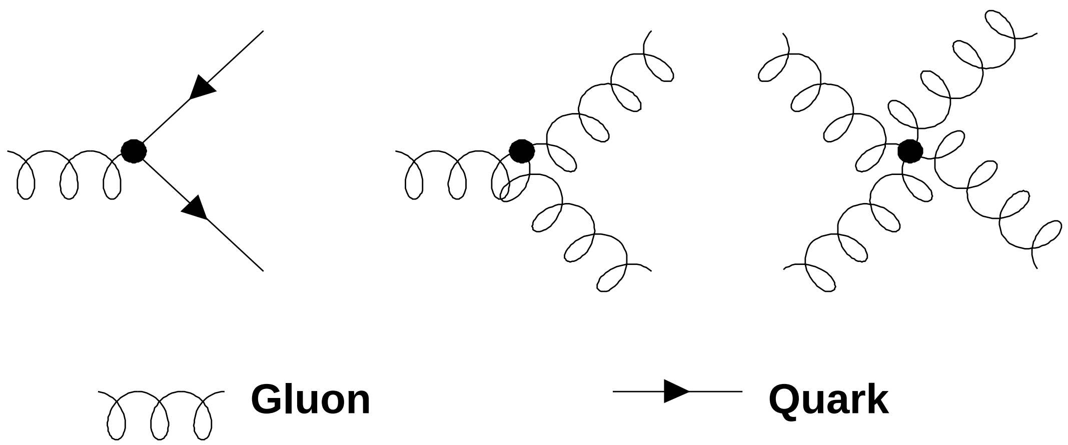

Abbildung 2.2: Die fundamentalen Vertizes der QCD. Quarks werden dabei durch Linien, Gluonen durch Spiralen dargestellt

Aus diesen fundamentalen Vertizes werden nun die Feynman-Diagramme aufgebaut. Jedes Diagramm gibt einen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt, wobei jeder dieser fundamentalen Vertizes einen Faktor α_{s} liefert (der rechte in Abbildung 2.2 liefert α_{s}^2). Diagramme der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_{\mathrm{s}}^3)$ sind beispielsweise aus drei dieser Vertizes aufgebaut; ein Beispiel für ein solches Diagramm ist in Abbildung 1.1 (rechts) gezeigt. Zu den Diagrammen höherer Ordnung zählen auch Schleifendiagramme, wie sie in Abbildung 2.3 gezeigt sind. Um den Beitrag dieser Diagramme auszurechnen, wird

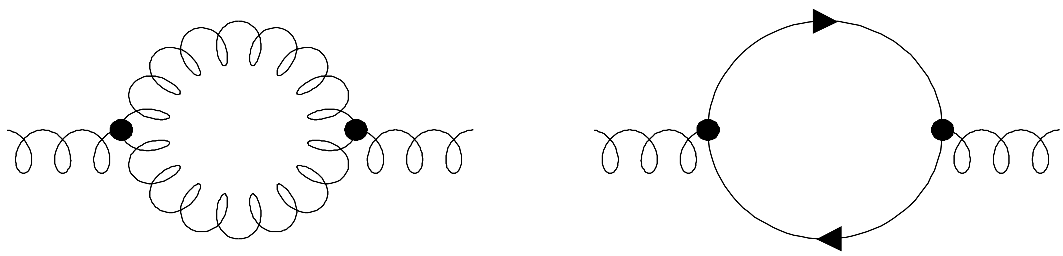

Abbildung 2.3: Beispiele für Schleifen-Diagramme, die zu Divergenzen führen

ein Integral über den Schleifenimpuls ausgeführt. Dieser Impuls ist durch die Viererimpulserhaltung nicht festgelegt und kann daher unendlich groß werden. Deshalb divergiert das Integral. Dieses wird in der Regel durch einen Abschneideparameter oder durch eine Integration in $4-\epsilon$ anstelle von vier Dimensionen „regularisiert“, d. h., das Integral wird gemäß einer bestimmten Vorschrift endlich gemacht. Die regularisierten Divergenzen werden anschließend in die Kopplungsstärke absorbiert. Dies geschieht anhand eines Renormierungs-Schemas.[5] Dabei wird ein neuer Parameter eingeführt, die Renormierungs-Skala μ_{r}, von der dann die renormierte Kopplungsstärke

[5]In der QCD wird üblicherweise das $\overline{\mathrm{MS}}$-Schema (modifiziertes Minimales Subtraktionsschema) zusammen mit dimensionaler Regularisierung verwendet. Dabei werden die $1/\epsilon$-Pole zusammen mit $(\log 4\pi - \gamma_{\mathrm{E}})$-Termen in die Kopplungsstärke absorbiert. $\gamma_{\mathrm{E}} = -\Gamma'(1) = 0{,}5772\ldots$ ist dabei die Euler-Konstante.

abhängt. Die Physik selbst sollte natürlich nicht von dieser Skala abhängen, d. h., die (messbaren) Vorhersagen der QCD, wie z. B. die Wirkungsquerschnitte, sollten – bei Berücksichtigung aller Ordnungen in α_s – unabhängig vom gewählten Wert für μ_r sein. Dies wird durch die sogenannte *Renormierungsgruppengleichung* ausgedrückt, die auch die Skalenabhängigkeit der starken Kopplung $\alpha_\mathrm{s}(\mu_\mathrm{r})$ liefert. Sie wird durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$\mu_\mathrm{r}\frac{\partial\alpha_\mathrm{s}}{\partial\mu_\mathrm{r}} = -\frac{\beta_0}{2\pi}\alpha_\mathrm{s}^2 - \frac{\beta_1}{4\pi^2}\alpha_\mathrm{s}^3 + \dots ,$$

mit

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_\mathrm{f} , \qquad \beta_1 = 51 - \frac{19}{3}n_\mathrm{f} .$$

n_f ist dabei die Zahl der Flavours mit einer Masse unterhalb von μ_r. Löst man diese Differentialgleichung in niedrigester Ordnung, also nur unter Berücksichtigung des Terms in α_s^2, so erhält man

$$\alpha_\mathrm{s}(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log(\mu^2/\Lambda^2)} ,$$

wobei Λ, die QCD-Skala, experimentell bestimmt werden muss. Oft wird aber auch $\alpha_\mathrm{s}(m_Z)$ angegeben und daraus $\alpha_\mathrm{s}(\mu_\mathrm{r})$ nach folgender Formel berechnet:

$$\alpha_\mathrm{s}(\mu_\mathrm{r}) = \frac{\alpha_s(m_Z)}{1 + (\beta_0/4\pi)\alpha_\mathrm{s}^2(m_Z)\log(\mu_\mathrm{r}^2/m_Z^2)} .$$

Der derzeitige Weltmittelwert für $\alpha_\mathrm{s}(m_Z)$ liegt bei $0{,}1187 \pm 0{,}0020$ [16]. Dies entspricht einem Wert der QCD-Skala von $\Lambda = 217^{+25}_{-23}$ MeV (für fünf aktive Quark-Flavours).[6]

Die Formel für die Skalenabhängigkeit der starken Kopplung zeigt, dass die Quarks und Gluonen bei hohen Energien ($\mu \gg \Lambda$) oder kleinen Abständen hinreichend kleine Kopplungen haben ($\alpha_\mathrm{s} \ll 1$, „asymptotische Freiheit“), so dass die Anwendung perturbativer Methoden in der QCD tatsächlich gerechtfertigt ist und die Entwicklungen in Potenzen von α_s konvergieren. Zu großen Abständen und kleinen Energien hin steigt die starke Kopplungskonstante an. Dieses Verhalten ist kompatibel mit dem Quark-Einschluss: freie Quarks und Gluonen wurden bisher nicht beobachtet; sie kommen nur in den Hadronen vor. Man kann sich vorstellen, dass es deshalb keine freien Partonen gibt, weil die Kräfte zwischen ihnen mit steigendem Abstand zunehmen; ab einer bestimmten Entfernung enthält das Kraftfeld genug Energie, um ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen, aus dem sich dann Hadronen bilden. Allerdings divergiert die starke Kopplungskonstante für $\mu_\mathrm{r} \to \Lambda$; die Störungstheorie ist also bei großen Abständen – also auch zur Beschreibung des Quark-Einschlusses – nicht mehr anwendbar. Letztendlich auch deshalb ist der Quark-Einschluss theoretisch noch nicht völlig verstanden.

[6] Das sechste Quark, das *top*, hat eine Masse $m_t \gg m_Z$ und trägt daher auf der Z^0-Masse nicht zum Laufen von α_s bei; es ist „nicht aktiv“.

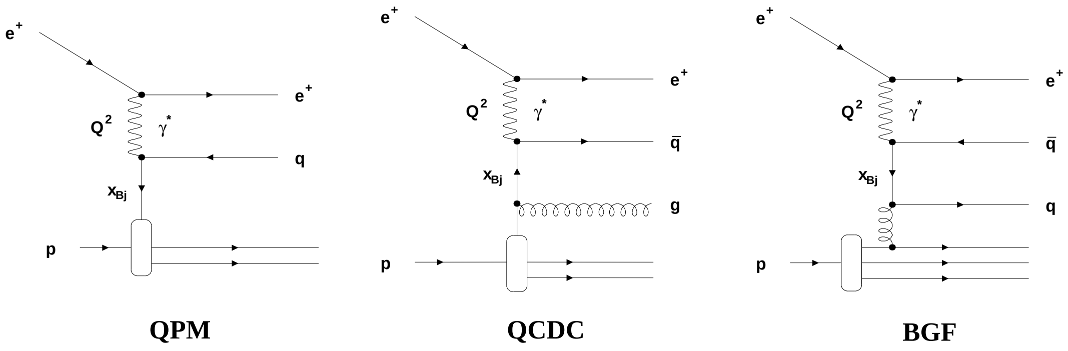

Abbildung 2.4: Feynman-Diagramme für das Quark-Parton-Modell und zwei Diagramme in führender Ordnung α_s

2.4 Die QCD und das Parton-Modell

Bisher wurde für die Berechnung des $e^+q \to e^+q$-Wirkungsquerschnitts nur das QPM-Diagramm (Abbildung 2.4 links) berücksichtigt. Die Korrektur durch die niedrigste Ordnung der QCD-Störungsrechnung (mit Prozessen in führender Ordnung α_s (d. h. $\mathcal{O}(\alpha_s)$)) fügt im Wesentlichen zwei Typen von Diagrammen hinzu: QCD-Compton (QCDC) und Boson-Gluon-Fusion (BGF). Jeweils ein Vertreter beider Typen ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Weitere Vertreter sind beispielsweise ein dem links dargestellten Quark-Parton-Modell-Prozess ähnliches Diagramm, bei dem das Photon nicht an ein Valenzquark, sondern an ein Seequark koppelt. Auch beim QCD-Compton-Prozess (Mitte) kann das Photon an ein Seequark koppeln, außerdem kann das Gluon auch erst im Endzustand (also nach der Wechselwirkung des Quarks mit dem Eichboson) abgestrahlt werden.

Leider führen diese Diagramme zu Divergenzen, falls Partonen nahezu parallel zum einlaufenden oder zum auslaufenden Parton abgestrahlt werden (kollineare Divergenzen), oder falls die abgestrahlten Partonen sehr niedrige Energien besitzen (infrarote Divergenzen). Diese werden beseitigt, indem man sie aus dem partonischen harten Streuprozess herausfaktorisiert und in die Partondichten absorbiert. Diese Vorgehensweise entspricht der im letzten Abschnitt vorgestellten Renormierung und wird *Faktorisierung* genannt. Dabei wird wieder eine Massenskala eingeführt, die Faktorisierungsskala μ_f. Sie trennt die kurzreichweitigen Effekte (den harten Streuprozess) von den langreichweitigen Effekten, die der QCD-Störungstheorie nicht mehr zugänglich sind. Die faktorisierten Partondichten $f_q(x, \mu_f^2)$ sind universell, d. h., sie hängen nicht vom partonischen harten Streuprozess ab. Analog zur Renormierung sollen die Wirkungsquerschnitte nicht von μ_f abhängen, wenn alle Ordnungen in α_s berücksichtigt werden. Dies führt dazu, dass die Partondichten – wie in $f_q(x, \mu_f^2)$ schon angedeutet – von μ_f^2 abhängen. Als Faktorisierungsskala wird oft die Virtualität des ausgetauschten Eichbosons Q^2 benutzt. Die Abhängigkeit von der Faktorisierungsskala lässt sich wieder durch eine Differentialgleichung – analog zur Renormierungsgruppengleichung im letzten Abschnitt – ausdrücken. Um diese Evolutionsgleichungen zu lösen, muss man im Prinzip alle Beiträge aller Ordnungen der QCD-Störungstheorie berücksichtigen. Da dies nicht möglich ist, benutzt man Näherungen, die die Terme proportional zu

$(\alpha_s \log Q^2)^n$ oder $(\alpha_s \log 1/x)^n$ und evtl. auch noch gemischte Terme aufsummieren. Die Aufsummierung der führenden $\log Q^2$ Terme führt auf die DGLAP-Näherung [1], die der führenden $\log 1/x$-Terme auf die BFKL-Evolution [2].

2.4.1 Die DGLAP-Evolutionsgleichungen

Die DGLAP-Gleichungen beschreiben die Evolution der Partondichten $f_q(x, Q_0^2)$ von einer Anfangsskala $Q^2 = Q_0^2$ zu einer beliebigen anderen Skala Q^2:

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}f_q(x,Q^2)}{\mathrm{d}\log Q^2} &= \frac{\alpha_s(\mu_r)}{2\pi}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y}\left[P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) f_q(y,Q^2) + P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) f_g(y,Q^2)\right] , \\
\frac{\mathrm{d}f_g(x,Q^2)}{\mathrm{d}\log Q^2} &= \frac{\alpha_s(\mu_r)}{2\pi}\int_x^1 \frac{\mathrm{d}y}{y}\left[P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) f_g(y,Q^2) + \sum_q P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) f_q(y,Q^2)\right] .
\end{aligned}$$

Dabei sind die *Splitting-Funktionen* in niedrigster Ordnung gegeben durch

$$\begin{aligned}
P_{qq}(z) &= \frac{4}{3}\frac{1+z^2}{1-z} , & P_{qg}(z) &= \frac{1}{2}\left(z^2 + (1-z)^2\right) , \\
P_{gg}(z) &= 6\left(\frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} + z(1-z)\right) , & P_{gq}(z) &= \frac{4}{3}\frac{1+(1-z)^2}{z} .
\end{aligned}$$

Die DGLAP-Gleichungen beschreiben, wie ein Parton mit dem Impulsbruchteil x aus einem Parton mit dem größeren Impulsbruchteil x' entstehen kann. Die Wahrscheinlichkeitsdichte, dass ein Parton i in zwei Partonen j und k aufsplittet, die jeweils den Bruchteil z und $1-z$ des Impulses des Partons i tragen, beträgt $\delta(1-z) + (\alpha_s/2\pi)P_{ij}(z)\log(Q^2/Q_0^2)$.

Da die DGLAP-Näherung mit den oben angeführten Splitting-Funktionen Terme proportional zu $(\alpha_s \log 1/x)^n$ vernachlässigt, erwartet man, dass sie bei kleinen x versagt. Die oben beschriebenen Gleichungen bezeichnet man auch als LL(Q^2)-Approximation (leading log (führende Logarithmen) in Q^2) oder als LLA (leading log approximation – Näherung durch führende Logarithmen), da alle führenden Terme in $\alpha_s \log Q^2$ aufsummiert werden.

Zu den $(\alpha_s \log Q^2)^n$-Termen tragen vor allem die Bereiche des Phasenraums bei, in denen die Propagator-Gluonen (siehe Abbildung 2.5) strikt in $k_\perp$ geordnet sind:

$$Q^2 \gg \cdots \gg k_{\perp}{}_{i+1}^2 \gg k_{\perp}{}_i^2 \gg \cdots \gg k_{\perp}{}_0^2 .$$

Für die Bruchteile der longitudinalen Impulse gilt $x < \cdots < x_{i+1} < x_i < \cdots < x_0 < 1$. Das bedeutet, dass der Phasenraum für Gluonabstrahlungen mit steigendem Q^2 wächst.

Der Transversalimpuls der Propagator-Gluonen nimmt also vom harten Streuprozess zum Proton hin ab. Dies hat natürlich auch Einfluss auf die Transversalimpulse der abgestrahlten Gluonen: Für Gluonabstrahlungen nahe der Protonrichtung steht dann kein hoher Transversalimpuls mehr zur Verfügung; deshalb sind Jets nahe der Proton-Richtung und mit hohem Transversalimpuls nach der DGLAP-Evolution selten.

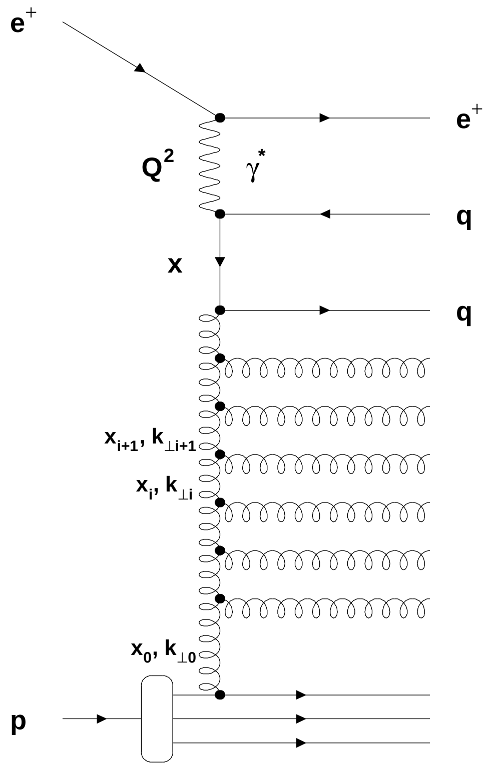

Abbildung 2.5: BGF-Diagramm mit zusätzlichen Gluon-Abstrahlungen („Leiterdiagramm“). $k_{\perp i}$ bzw. x_i sind die Transversal- bzw. Bruchteile der Longitudinalimpulse der Propagator-Gluonen

2.4.2 Die BFKL-Gleichung

Bei kleinen Werten von x dominiert die Gluon-Verteilung über die (Anti-)Quark-Verteilungen. Wie sich diese in Abhängigkeit von x verändert, wird durch die BFKL-Gleichung beschrieben. Genaugenommen beschreibt sie die Evolution der *unintegrierten Gluondichte* $f_g^{\text{unintegr.}}(x, k_\perp)$, die mit der üblichen Gluondichte $f_g(x, Q^2)$, wie sie beispielsweise in den DGLAP-Gleichungen vorkommt, auf folgende Weise zusammenhängt:

$$x f_g(x, Q^2) = \int_0^{Q^2} \frac{\mathrm{d}k_\perp^2}{k_\perp^2} f_g^{\text{unintegr.}}(x, k_\perp^2) \; .$$

Die BFKL-Gleichung vernachlässigt die Terme proportional zu $(\alpha_\mathrm{s} \log Q^2)^n$ und berücksichtigt nur die Terme in $(\alpha_\mathrm{s} \log 1/x)^n$. Sie beschreibt daher nur einen sehr speziellen Grenzfall, dessen praktische Anwendung sehr eingeschränkt ist; sie könnte bei kleinen x und moderaten Q^2 gültig sein. Im Leiterdiagramm der Abbildung 2.5 beschreibt die BFKL-Gleichung die Bereiche des Phasenraums, in denen für den Bruchteil des Longitudinalimpulses der Propagator-Gluonen am Protonimpuls x_i

$$x \ll \cdots \ll x_{i+1} \ll x_i \ll \cdots \ll x_1 \ll 1$$

gilt. Die Transversalimpulse $k_\perp$ der Propagator-Gluonen sind hingegen nicht geordnet; daher gibt es eine höhere Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines Gluons mit hohem Transversalimpuls nahe der Proton-Richtung als bei der DGLAP-Evolution.

2.4.3 Die CCFM-Evolution

Sowohl DGLAP als auch BFKL beschreiben die Evolution der Partondichten nur in einem bestimmten Bereich des Phasenraums. Die Summation von führenden Termen in $\alpha_s \log Q^2$ bzw. $\log 1/x$ entspricht der Summation von Leiterdiagrammen wie des in Abbildung 2.5 gezeigten mit $k_\perp$-geordneten bzw. x_i-geordneten Propagator-Gluonen. Um eine Lösung zu erhalten, die in einem größeren Bereich des Phasenraum gültig ist, gibt es Ansätze, bei denen über eine größere Klasse von Diagrammen summiert wird. Der bekannteste dieser Ansätze dürfte die CCFM[7]-Evolution sein [17]. Die zugrundeliegende Idee ist die kohärente Gluonstrahlung, die zu einer Ordnung der Emissionswinkel Θ_i der abgestrahlten Gluonen führt. Mit $z_i = x_i/x_{i-1}$ und $q_{\perp i} = p_{\perp i}/(1-z_i)$, wobei $p_{\perp i}$ der Transversalimpuls des i-ten abgestrahlten Gluons ist, erhält man durch die Ordnung im Emissionswinkel

$$z_{i-1} q_{\perp i-1} < q_{\perp i} \, .$$

Für große z_i erhält man damit eine $p_\perp$-Ordnung ($p_{\perp i-1} < p_{\perp i}$) ähnlich wie bei der DGLAP-Näherung, für $z \to 0$ schränkt die Winkelordnung die $q_\perp$ fast nicht ein und man erhält nicht in $p_\perp$ geordnete Abstrahlungen wie bei der BFKL-Evolution. Somit kann die CCFM-Evolution sowohl die Effekte der DGLAP-Entwicklung als auch die der BFKL-Gleichung reproduzieren.

2.4.4 Zur Untersuchung der Partondynamik in dieser Arbeit

In dieser Arbeit soll nach Hinweisen gesucht werden, die auf eine (in $k_\perp$) ungeordnete Emission von Gluonen deuten. Solche Abstrahlungen sind mit den Termen proportional zu $\log 1/x$ verknüpft, die in der DGLAP-Näherung größtenteils vernachlässigt werden.

2.5 Die Produktion von Drei-Jet-Ereignissen

Die in Abbildung 2.4 gezeigten Prozesse bis zur führenden Ordnung in α_s erzeugen bis zu zwei Partonen im Endzustand. Ist der Transversalimpuls der Partonen groß genug, so werden sie sich als jeweils ein Bündel von energiereichen Hadronen im Detektor bemerkbar machen. Solche Bündel von Hadronen nennt man Jets. Eine genauere quantitative Definition von Jets wird in Abschnitt 3.3.3 gegeben werden. Um also mindestens drei Jets zu erzeugen, braucht man mindestens drei harte Partonen im Endzustand. Dies lässt sich beispielsweise dadurch erreichen, dass im mittleren oder im rechten Diagramm der Abbildung 2.4 eines der Quarks ein zusätzliches Gluon mit hohem Transversalimpuls abstrahlt. Ein Beispiel für ein Feynman-Diagramm für die Produktion von mindestens drei Jets ist auch in Abbildung 1.1 (rechts) zu sehen. Dort

[7]Catani, Ciafaloni, Fiorani, Marchesini

werden sogar bis zu vier Jets erzeugt, da es zwei zusätzliche Gluon-Abstrahlungen und damit vier Partonen im Endzustand gibt.

2.6 Monte-Carlo-Generatoren und QCD-Vorhersagen

Um für einen bestimmten Bereich des Phasenraums Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt eines bestimmten Prozesses zu machen, gibt es zwei Arten von Programmen: Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren, die einzelne Ereignisse simulieren, und QCD-Vorhersagen, die nur Wirkungsquerschnitte auf Parton-Niveau berechnen. Die Ereignisgeneratoren würfeln zufällige Ereignisse aus, wobei die Verteilung der gewürfelten Ereignisse im Phasenraum der von der Theorie vorhergesagten Wahrscheinlichkeitsverteilung entspricht, die durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt gegeben ist. Sie werden eingesetzt, um die Einflüsse des Detektors auf die Messung herauszurechnen (siehe Abschnitt 5.1) und um die Daten mit ihren Vorhersagen zu vergleichen. Derzeit sind solche Programme aber nicht in der Lage, QCD-Diagramme höherer Ordnung als $\mathcal{O}(\alpha_s)$ in die (exakte) Berechnung des Wirkungsquerschnitts einzuschließen; höhere Ordnungen in α_s werden lediglich durch *Partonschauer-Modelle* oder das *Farbdipol-Modell* approximiert. Um die Daten mit (exakten) Rechnungen höherer Ordnung vergleichen zu können, gibt es die QCD-Vorhersagen, die allerdings nur partonische Wirkungsquerschnitte liefern.

2.6.1 Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren

Bei der Ereignis-Generation gehen diese Programme folgendermaßen vor: Am Anfang steht der differentielle Wirkungsquerschnitt. Er gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine bestimmte Reaktion stattfindet und mit welcher Wahrscheinlichkeit die Teilchen des Endzustands mit einer bestimmten Energie in eine bestimmte Richtung fliegen. Mit einer dieser Wahrscheinlichkeitsverteilungen entsprechenden Häufigkeit werden im ersten Schritt die in der Berechnung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigten Prozesse generiert. Bei allen in dieser Arbeit verwendeten Generatoren umfasst dies Quark-Parton-Modell Prozesse und Prozesse in führender Ordnung α_s („$\mathcal{O}(\alpha_s)$-Monte-Carlo-Programme“), wie sie schon in Abb. 2.4 gezeigt wurden. Dies sind die möglichen „harten Prozesse“ für die $\mathcal{O}(\alpha_s)$-MC-Generatoren. QCD-Prozesse höherer Ordnung in α_s werden durch *Partonschauer-Modelle* oder das *Farbdipol-Modell* (s. u.) approximiert. Es gibt Abstrahlungen im Anfangszustand (Initial State, IS) und im Endzustand (Final State, FS). IS-Abstrahlungen finden vor dem harten Streuprozess statt, FS-Abstrahlungen danach. Manche Programme bieten auch die Möglichkeit, QED-Abstrahlungen mitzusimulieren. Dabei strahlt das Positron vor (Initial State Radiation, ISR) oder nach (Final State Radiation, FSR) der harten Wechselwirkung ein reelles Photon ab. Am Ende hat man dann den Endzustand des Ereignisses auf Parton-Niveau. Die für diesen ersten Schritt verwendeten Programme werden am Ende dieses Abschnitts kurz vorgestellt.

Bis hierhin kann alles noch in QCD-Störungstheorie berechnet werden. Beim zweiten Schritt ist dies nicht mehr der Fall. Der Endzustand auf Parton-Niveau besteht aus Gluonen und Quarks, also Teilchen, die nicht als freie Teilchen beobachtet werden können. Dieses Phänomen wird als *Confinement* oder auch als *Quarkeinschluss* bezeichnet. Also müssen alle Teilchen des Endzustands, die eine Farbladung tragen, im als „Hadronisierung“ oder „Fragmentierung“ bezeichneten zweiten Schritt in farblose Hadronen übergehen. Dies wird in allen in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Generatoren mit Hilfe des Programms JETSET [18], das das Lund-String-Modell [19] implementiert, durchgeführt. Man erhält danach den Endzustand auf Hadron-Niveau.

Schließlich will man noch wissen, wie die generierten Ereignisse auf dem Detektor-Niveau aussehen. Man geht vom hadronischen Endzustand aus und simuliert die Detektorantwort mit Hilfe des Programms GEANT [20]. Es benutzt die Geometrie und die Materialeigenschaften aller Subdetektoren des H1-Experiments, um die generierten Hadronen auf ihrem Weg durch den Detektor zu verfolgen und ihre Wechselwirkungen zu simulieren. Danach werden die simulierten Detektorsignale verwendet, um das Ereignis mit den gleichen Algorithmen wie die Daten zu rekonstruieren. Am Ende liegen die simulierten Ereignisse auf Parton-, Hadron- und Detektor-Niveau vor. Sie werden benutzt, um detektorunabhängige Wirkungsquerschnitte zu ermitteln.

Die für den ersten Schritt verwendeten Programme, die den Endzustand auf Parton-Niveau erzeugen, werden nun im Folgenden kurz vorgestellt:

DJANGOH 1.3 und ARIADNE

DJANGOH [21] kann QED-Abstrahlungen durch den Aufruf des Programms HERACLES [22] mitsimulieren. Abstrahlungen von Partonen werden nicht gemäß den DGLAP-Evolutionsgleichungen generiert, sondern es wird das Programm ARIADNE [23] verwendet, das das Farbdipol-Modell (Color Dipole Model, CDM) [24] implementiert. Dieses beschreibt die Abstrahlung von Gluonen durch Farb-Dipole. Beim QPM-Diagramm in Abb. 2.4 bilden das gestreute Quark und der Protonrest (symbolisiert durch zwei Quarklinien) einen Farbdipol. Dieser kann nach dem Farbdipol-Modell Gluonen abstrahlen, wodurch neue Farbdipole gebildet werden, die ebenfalls Partonen abstrahlen können. So entsteht eine Parton-Kaskade, bei der die einzelnen Abstrahlungen im Gegensatz zu DGLAP-Parton-Kaskaden nicht im Transversalimpuls geordnet sind. Somit erzeugt CDM ähnlich der BFKL-Evolution nicht $k_\perp$-geordnete Parton-Kaskaden.

RAPGAP 2.08

RAPGAP [25] simuliert zusätzliche Parton-Abstrahlungen im Gegensatz zu DJANGOH mit DGLAP-Partonschauern. Zusätzlich zu Prozessen mit direktem Austausch des Photons bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ modelliert es auch Prozesse, in denen das ausgetauschte Photon hadronisch fluktuiert. Dieser Beitrag durch das virtuelle aufgelöste Photon wird in der niedrigsten Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ berücksichtigt. In diesen Prozessen ist die Energie von der Proton-Seite her reduziert, wodurch der harte Streuprozess näher an die Proton-Richtung rückt. Auch RAPGAP kann mit Hilfe von HERACLES QED-Abstrahlungen simulieren. Dies ist allerdings nur für direkte Prozesse möglich, nicht für die Beiträge des aufgelösten Photons. Da deshalb eine konsistente Berechnung der ISR- und FSR-Prozesse nur schwer möglich ist, wurde von dieser Option kein Gebrauch gemacht. Für die Generation mit RAPGAP wurde versehentlich eine

Programm	DJANGOH	RAPGAP	NLOjet++
Proton-PDF	CTEQ5L [27]	MRS (G) 2/1995 [29]	CTEQ6M [28]
Photon-PDF	-	SaS 2D [26]	-
Renormierungs-Skala μ_{R}	Q^2	$Q^2 + p_\perp^2$	$(1/3)\sum_{i=1}^{3} p_{\perp i}$
Faktorisierungs-Skala μ_{F}	Q^2	$Q^2 + p_\perp^2$	$(1/3)\sum_{i=1}^{3} p_{\perp i}$

Tabelle 2.1: Die wichtigsten Parameter für die verwendeten theoretischen Modelle. Bei NLOjet++ sind die Jets in $p_\perp$ geordnet: $p_{\perp 1} > p_{\perp 2} > p_{\perp 3}$

alte Proton-Strukturfunktion verwendet. Da die Monte-Carlo-Simulation aber – wie in Abschnitt 5.4 beschrieben – durch Umgewichtung einiger Verteilungen an die Daten angepasst wird, spielt dies für die Analyse der Daten keine Rolle.

Die partonischen Wirkungsquerschnitte in Kap. 6 ff. wurden mit Hilfe des DJANGOH-Generators bestimmt. Das Programm RAPGAP wurde nur zur Bestimmung systematischer Unsicherheiten verwendet (siehe Abschnitt 6.2).

2.6.2 QCD-Vorhersagen fester Ordnung in α_{s}

Zum Vergleich mit QCD-Vorhersagen höherer Ordnung wird das Programm NLOjet++ [6] benutzt. Es ist in der Lage Wirkungsquerschnitte in QCD-Störungstheorie bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_{\mathrm{s}}^3)$ zu berechnen. Zur Evolution der Partondichten wird die DGLAP-Näherung verwendet, die zur Ordnung α_{s}^3 bereits führende Terme proportional zu $\alpha_{\mathrm{s}} \log 1/x$ enthält, wie schon in der Einführung (Kap. 1) erwähnt wurde. Alle in dieser Arbeit gezeigten Vorhersagen von NLOjet++ wurden von O. Behnke erstellt.

Alle wichtigen Parameter der verwendeten Monte-Carlo-Generatoren und QCD-Vorhersagen sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Kapitel 3

HERA und der H1-Detektor

Überblick: In diesem Kapitel werden der Lepton-Proton Speicherring HERA und der H1-Detektor kurz vorgestellt. Danach werden die für diese Analyse verwendeten Detektoren eingehender beschrieben. Schließlich wird erklärt, wie die Kinematik eines Ereignisses rekonstruiert und Jets gesucht werden.

3.1 Der Speicherring HERA

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) ist ein sogenannter Lepton-Proton Speicherring. HERA befindet sich am DESY[1] in Hamburg in einem unterirdischen Tunnel mit einem Umfang von etwa sechs Kilometern und ist seit 1992 in Betrieb. Protonen und Leptonen laufen dabei in entgegengesetzter Richtung in zwei getrennten Beschleunigerringen. Als Leptonen können sowohl Elektronen e^- als auch Positronen e^+ verwendet werden. Die Teilchen durchlaufen mehrere Vorbeschleuniger, ehe sie in den HERA-Ring eingeschossen werden (siehe Abb. 3.1).

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden in den Jahren 1999 und 2000 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet. Zu Anfang des Jahres 1999 wurde HERA mit Elektronen betrieben; nach einer längeren Betriebsruhe von Ende April bis Anfang Juli wurde von Elektronen auf Positronen umgestellt. Diese wurden dann auch im ganzen Jahr 2000 beibehalten. In dieser Arbeit werden nur die Positron-Daten beider Jahre verwendet, um einen möglichst homogenen Datensatz zu erhalten. Die Protonen wurden damals auf eine Energie von 920 GeV beschleunigt, die Positronen auf 27,5 GeV. Damit wurde eine Schwerpunktsenergie von 319 GeV erzielt.

Die Teilchen werden im HERA-Speicherring mit supraleitenden Dipolmagneten, die Feldstärken von 4,7 T für die Protonen bzw. von 0,17 T für die Positronen erzeugen, auf eine Kreisbahn gezwungen. Dabei verlieren sie Energie durch Synchrotronstrahlung. Dieser Energieverlust wird durch Beschleunigungsstrecken auf den geraden Abschnitten des Speicherrings wieder kompensiert. Dort werden die Teilchen in Hochfrequenzfeldern beschleunigt. Ein Teilchenstrahl ist deshalb auch kein kontinuierlicher Strahl von Teilchen, sondern besteht aus bis zu 220 Paketen („Bunche“) mit jeweils 10^{10} bis 10^{11} Teilchen. Der zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bunchen beträgt 96 ns, d. h. alle 96 ns durchdringen sich in den Wechselwirkungspunkten ein Proton-

[1]Deutsches Elektronen-SYnchrotron

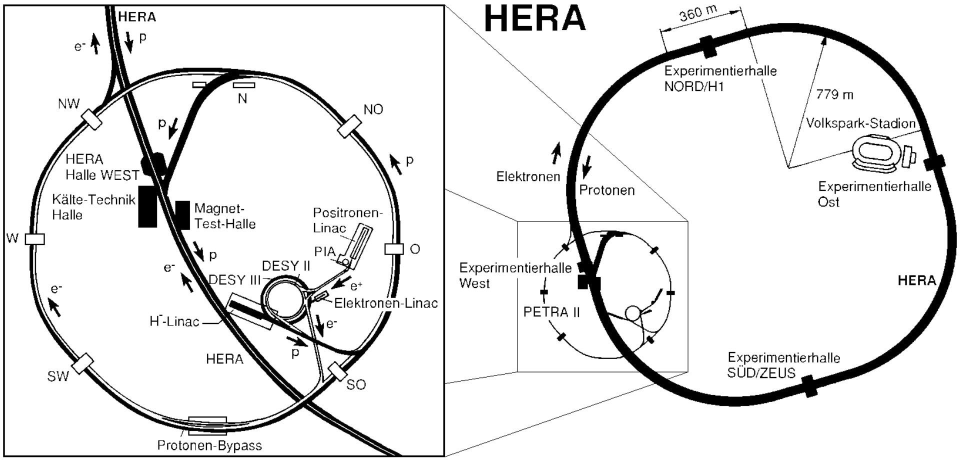

Abbildung 3.1: Beschleuniger-Infrastruktur rund um HERA (links). Die Teilchen durchlaufen mehrere Vorbeschleuniger, bevor sie in den HERA-Ring transferiert werden. Rechts ist der ganze HERA-Ring mit seinen vier unterirdischen Experimentierhallen zu sehen. H1 befindet sich in der Experimentierhalle Nord (oben)

und ein Positron-Bunch. Neben den Beschleunigungsstrecken befinden sich auf den geraden Abschnitten von HERA auch Quadrupolmagnete zur Fokussierung der Strahlen und die Experimentierhallen.

Am HERA-Ring werden die Protonen und die Positronen an zwei gegenüberliegenden Stellen zur Kollision gebracht: eine liegt in der Experimentierhalle Nord, in der sich das H1-Experiment befindet, die zweite in der südlichen Experimentierhalle mit dem ZEUS-Experiment. Beide Experimente untersuchen Streureaktionen von Protonen und Elektronen bzw. Positronen. Es stehen noch zwei weitere Hallen für Experimente am HERA-Ring zur Verfügung, die Hallen Ost und West. Die Halle Ost beherbergt seit 1995 das HERMES Experiment. Dieses nutzt nur den Lepton-Strahl, um die Spin-Struktur des Nukleons zu vermessen: die Leptonen durchqueren einen Gastank, der mit Spin-polarisiertem Wasserstoff, Deuterium oder Helium-3 bei sehr niedrigem Druck gefüllt ist. Die dabei stattfindenden Kollisionen der Leptonen mit den Gasteilchen werden analysiert. In der Experimentierhalle West befand sich bis vor kurzem das Hera-B Experiment. Dieses nutzte nur den Proton-Strahl: In die Außenbereiche des Strahls wurden Drähte gefahren und Kollisionen zwischen Protonen und den Atomkernen in den Drähten beobachtet. Bei Hera-B wurde vor allem der b- und der c-Produktionsquerschnitt in Proton-Kern-Reaktionen gemessen.

3.2 Der H1-Detektor

Eine detaillierte Beschreibung der Komponenten des H1-Detektors befindet sich in [30]. Im Folgenden soll zunächst nur der Aufbau des Detektors grob beschrieben werden. Anschließend werden die in dieser Arbeit verwendeten Subdetektoren ausführlicher vorgestellt.

Der H1-Detektor ist etwa 15 m lang, 12 m breit und 10 m hoch. Er wiegt etwa

2800 t. Eine dreidimensionale Zeichnung des Detektors ist in Abb. 3.2 zu sehen. Ein Viertel des Detektors ist ausgeschnitten, so dass man alle wichtigen Subdetektoren erkennen kann. Das rechtshändige H1-Koordinatensystem ist folgendermaßen definiert:

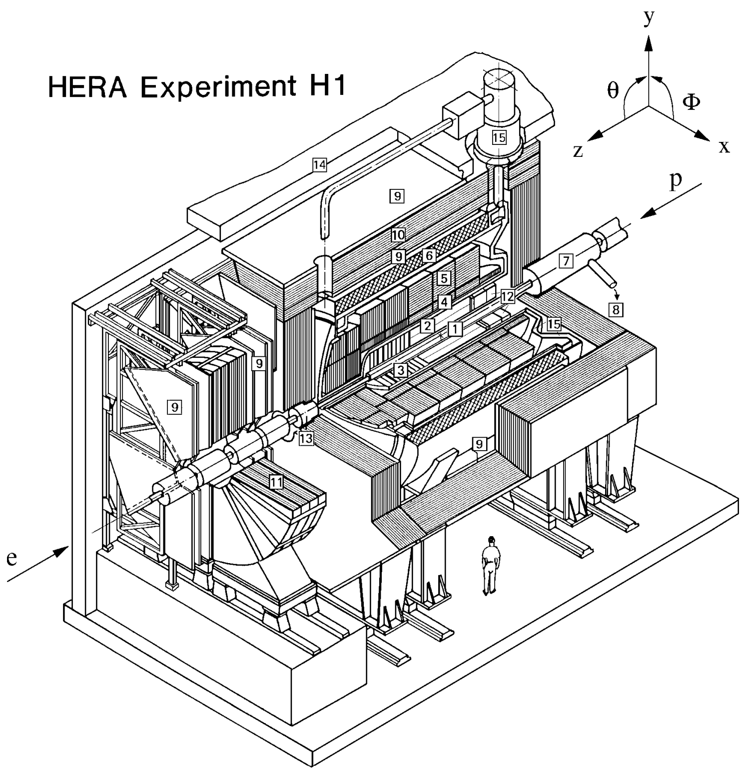

Abbildung 3.2: Der H1-Detektor. Positronen durchqueren den Detektor von links nach rechts, Protonen in umgekehrter Richtung

Der Ursprung liegt im Wechselwirkungspunkt $\boxed{1}$. Dort werden Protonen und Positronen zur Kollision gebracht. Die z-Achse liegt parallel zur Richtung des Proton-Strahls, die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Rings und die y-Achse nach oben. Der Polarwinkel θ ist der Winkel relativ zur Richtung des Proton-Strahls, der Azimuth-Winkel φ wird in der x-y-Ebene relativ zur x-Achse gemessen, und zwar so, dass $\varphi > 0$ gilt, wenn $y > 0$ ist. Geht man von einem kartesischen Koordinatensystem zu zylindrischen Koordinaten über, so gibt man anstelle der x- und der y-Koordinate den Radius $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ und den Azimuth-Winkel φ an. Man spricht dann auch von der r-φ-Ebene, und nicht mehr von der x-y-Ebene.

Anstelle des Polarwinkels θ wird für relativistische Teilchen auch oft die Pseudorapidität verwendet. Sie ist definiert durch

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \ .$$

Für masselose Teilchen sind Differenzen in der Pseudorapidität unter Lorentz-Transformationen mit einem Boost entlang der z-Achse invariant.

Der H1-Detektor entspricht vom Aufbau her einem typischen Mehrzweck-Detektor an einem Beschleunigerexperiment: Mit ihm werden Energien und Impulse von Teilchen in einem Raumwinkel von fast 4π um den Wechselwirkungspunkt herum gemessen. Er besteht aus mehreren Subdetektoren, die zylinderförmig um die Strahlachse angeordnet sind. Die Wechselwirkungszone $\boxed{1}$ liegt innerhalb des Strahlrohrs. Dieses ist von Siliziumstreifendetektoren und vom zentralen Spurkammersystem $\boxed{2}$ umgeben, das durch das Vorwärts-Spurkammersystem $\boxed{3}$ ergänzt wird. Da die in der Wechselwirkungszone kollidierenden Teilchen unterschiedliche Energien haben, ist der Detektor asymmetrisch aufgebaut: Die Energie der Protonen ist deutlich höher als die der Positronen; die Teilchen, die bei einer Wechselwirkung entstehen, sind daher in Bewegungsrichtung der einlaufenden Protonen geboostet. Diese Richtung wird auch Vorwärtsrichtung (oder im Folgenden auch Proton-Richtung) genannt. Um die vor allem in Vorwärtsrichtung fliegenden Teilchen gut messen zu können, ist der Detektor dort besser instrumentiert. Die Spurkammern dienen zur Messung der Impulse geladener Teilchen aus der Krümmung der Teilchenspuren in einem Magnetfeld von 1,2 T. Es wird von einem supraleitenden Solenoid $\boxed{6}$ erzeugt. Um die Auswirkungen des Magnetfelds auf den Strahl so gering wie möglich zu halten, wird sein Einfluss durch einen Kompensationsmagneten $\boxed{7}$ ausgeglichen. Mit den Spurkammern und mit dem zentralen Silizium-Spurdetektor (CST, siehe Abbildung 3.3 (links)) wird auch der *Vertex* eines Ereignisses gemessen: Das ist der Punkt, an dem die Teilchen, die eine Reaktion ausgelöst haben, kollidiert sind. Von dort fliegen viele geladene Teilchen in alle Richtungen davon; aus deren Spuren wird der Vertex rekonstruiert. Die Spurkammern werden vom elektromagnetischen $\boxed{4}$ und vom hadronischen Teil $\boxed{5}$ des Flüssig-Argon-Kalorimeters umgeben, das die Energie der Teilchen misst. Dieses befindet sich in einem Kryostat $\boxed{15}$, der das flüssige Argon auf einer Temperatur von ca. 88 K hält. In Rückwärtsrichtung[2] schließt sich an das zentrale Spurkammersystem die Rückwärts-Driftkammer an, gefolgt vom Rückwärts-Kalorimeter $\boxed{12}$. Die Energie von Teilchen, die in Vorwärtsrichtung nahe am Strahlrohr fliegen, wird vom PLUG $\boxed{13}$, einem Vorwärts-Kalorimeter, gemessen. Umgeben wird das Ganze vom Myon-System $\boxed{9}\boxed{10}\boxed{11}$: Das instrumentierte Eisen $\boxed{10}$ dient auch zur Rückführung des vom Solenoid $\boxed{6}$ erzeugten Magnetfelds. Es wird ergänzt durch die Myonkammern $\boxed{9}$, die den zentralen und den Vorwärtsbereich abdecken. Mit Hilfe des Toroid-Magneten $\boxed{11}$ lassen sich auch die Impulse von in Vorwärtsrichtung fliegenden Myonen messen. Um das Austreten von Strahlung zu vermeiden, ist der Detektor an den entsprechenden Stellen mit einem Betonmantel abgeschirmt.

Im Folgenden werden nun die Subdetektoren, die in dieser Arbeit verwendet werden, etwas genauer beschrieben.

3.2.1 Das Spurkammersystem

Abbildung 3.3 (links) zeigt einen Längsschnitt durch das H1-Spurkammersystem, rechts ist ein Querschnitt durch die zentralen Spurkammern zu sehen. Das Spurkammersystem von H1 besteht aus drei Teilen: den Vorwärts-Spurkammern, dem zentralen Spurkammersystem und der Rückwärts-Driftkammer.

[2]entgegengesetzt zur Vorwärtsrichtung, also in Richtung des Positron-Strahls

Das zentrale Spurkammersystem

Ein Querschnitt durch das zentrale Spurkammersystem ist im rechten Bild von Abb. 3.3 gezeigt. Es deckt den Polarwinkelbereich $25^\circ < \theta < 155^\circ$ ab. Die wichtigsten

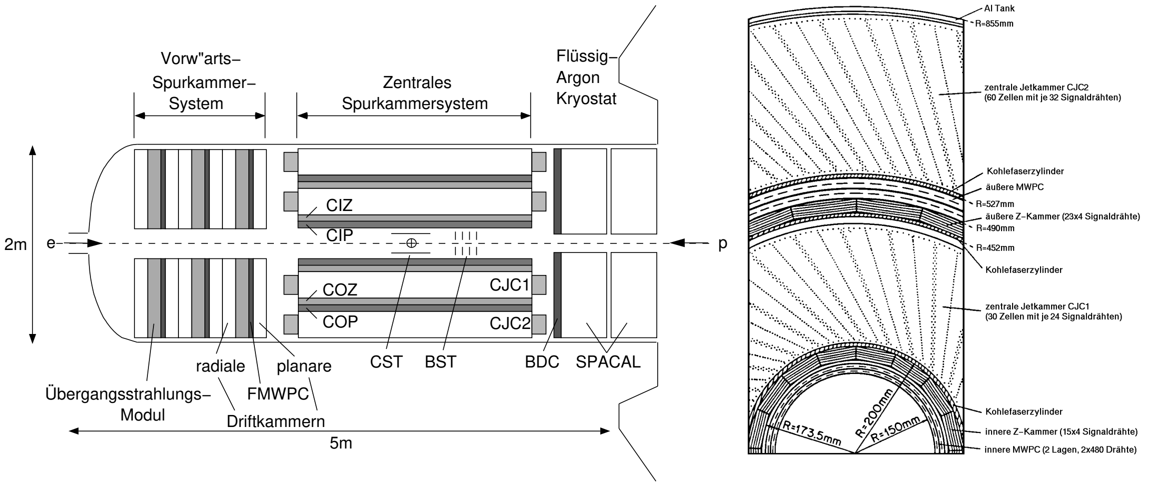

Abbildung 3.3: Links: Längsschnitt durch das Spurkammersystems von H1 entlang des Strahlrohrs (mit Rückwärts-Kalorimeter (SpaCal)). Rechts: Querschnitt durch das zentrale Spurkammersystem von H1 (senkrecht zum Strahlrohr)

Detektoren für die Spurrekonstruktion im Zentralbereich des H1-Detektors sind die beiden zentralen Jetkammern (Central Jet Chamber 1 und 2, CJC1 und 2). Die Signaldrähte der Kammern verlaufen parallel zur Strahlrichtung; mit diesen Kammern kann daher die r-φ-Koordinate sehr genau gemessen werden, die z-Koordinate kann hingegen nur mit begrenzter Auflösung bestimmt werden: Dies geschieht durch Auslese beider Enden des Drahts und einem Vergleich der gemessenen Signalstärken. Zur genauen Messung der z-Koordinaten gibt es innerhalb jeder Jet-Kammer eine z-Kammer, deren Signaldrähte senkrecht zur Strahlrichtung liegen: die innere z-Kammer (Central Inner z-chamber, CIZ) liegt innerhalb der CJC1, die äußere (Central Outer z-chamber, COZ) zwischen CJC1 und CJC2. Innerhalb der CJC1 befindet sich noch der zentrale Silizium-Spurdetektor (Central Silicon Tracker, CST) [31]. Er deckt einen Polarwinkelbereich von 30° bis 150° ab und dient vor allem der Bestimmung des Ereignisvertex und von sekundären Zerfallsvertizes. Er wird allerdings in dieser Analyse nicht benutzt. Schließlich gibt es noch die innere und die äußere Proportionalkammer (Central Inner (Outer) Proportional chamber, CIP (COP)). Bei ihnen wurde weniger Wert auf eine gute Auflösung gelegt, sondern sie sollen schnellstmöglich Spursegmente für die erste Triggerstufe zur Verfügung stellen. Eine Übersicht über das Auflösungsvermögen der zentralen Spurdetektoren und ihre geometrischen Akzeptanzen ist in Tabelle 3.1 zu finden. Im Magnetfeld von 1,2 T können damit die Impulse geladener Teilchen mit einer Genauigkeit von $\sigma_p/p^2 \approx 0{,}003\ \mathrm{GeV}^{-1}$ und ihre Polarwinkel mit einer Präzision $\sigma_\theta \approx 1$ mrad gemessen werden.

Detektor	geometrische Akzeptanz (Polarwinkel)	Auflösungsvermögen $\sigma_{r\varphi}$ (μm)	σ_z (μm)
CST	$30° < \theta < 150°$	12	25
CJC1	$11° < \theta < 170°$	170	22000
CJC2	$26° < \theta < 154°$	170	22000
CIZ	$16° < \theta < 169°$	25000	350
COZ	$25° < \theta < 156°$	58000	350
CIP	$8° < \theta < 172°$		
COP	$25° < \theta < 156°$		

Tabelle 3.1: Geometrische Akzeptanzen und Auflösungsvermögen der Spurdetektoren

Das Vorwärts-Spurkammersystem

Das Vorwärts-Spurkammersystem deckt einen Polarwinkelbereich von $7° < \theta < 25°$ ab. Wie man in Abbildung 3.3 (links) erkennen kann, besteht es aus drei identischen Supermodulen: Jedes ist aus einer planaren Driftkammer aufgebaut, an die sich in Vorwärtsrichtung die Vorwärts-Proportionalkammern (Forward Multi-Wire Proportional Chambers, FMWPCs) anschließen, die die erste Triggerstufe mit Spurinformationen versorgen. Es folgt ein Übergangsstrahlungsmodul aus 400 Polypropylen-Folien zur Unterscheidung von Elektronen und geladenen Pionen. Der Abschluss des Supermoduls wird von einer radialen Driftkammer gebildet, die neben den Spuren geladener Teilchen auch die Photonen der Übergangsstrahlung misst. Die planaren und die radialen Driftkammern unterscheiden sich nur in der Anordnung ihrer Drähte: in den planaren verlaufen die Drähte parallel zueinander, in den radialen strahlenförmig vom Strahlrohr nach außen. Die Drähte beider Kammertypen stehen senkrecht auf die Strahlachse. Die radialen Kammern erreichen in der r-φ-Ebene eine Auflösung von etwa 200 μm, die Planaren von etwa 170 μm.

Leider haben Teilchen, bis sie das Vorwärts-Spurkammersystem erreicht haben, zwei Strahlungslängen an Material durchlaufen. Nach einer Strahlungslänge hat ein Lepton oder ein Photon mit einer Wahrscheinlichkeit von 63% eine elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Material erfahren. Da bei einer tief-unelastischen Streureaktion zahlreiche neutrale Pionen entstehen, die nahezu instantan in zwei Photonen zerfallen, werden immer mehrere Photonen auch in Richtung des Vorwärts-Spurkammersystems fliegen und auf dem Weg dorthin mit der Materie wechselwirken. Durch Paarerzeugung entstehen geladene, sekundäre Teilchen, die auch in den Vorwärts-Spurkammern gemessen werden. Dadurch findet man im Vorwärtsbereich viele Spuren, die nicht mit einer Spur in den zentralen Spurkammern verbunden werden können. Dies ist auch dann der Fall, wenn Teilchen im Material vor dem Vorwärts-Spurkammersystem mehrfach gestreut werden. Da das Vorwärts-Spurkammersystem darüber hinaus auch von der Detektor-Simulation nicht richtig beschrieben wird, werden in dieser Analyse keine Vorwärts-Spuren verwendet. Im Vorwärtsbereich werden Teilchen somit ausschließlich durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessen.

Die Rückwärts-Spurdetektoren

Die Rückwärts-Spurkammer (Backward Drift Chamber, BDC) [32] misst geladene Teilchen im Rückwärts-Bereich des Detektors. Sie überdeckt einen Polarwinkelbereich von 153° bis 177° und verbessert die Winkelmessung geladener Teilchen gegenüber einer Messung allein mit dem Rückwärts-Kalorimeter (SpaCal). Außerdem kann man mit der BDC feststellen, ob die Energiedepositionen im SpaCal durch geladene oder neutrale Teilchen erzeugt wurden. Die Ortsauflösung der Kammer in der x-y-Ebene beträgt etwa $\sigma \approx 340\ \mu$m; damit lässt sich der Polarwinkel geladener Spuren auf $\sigma_\theta \approx 0{,}5$ mrad genau angeben. Die BDC wird in dieser Analyse nur benutzt, um eine genauere Winkelmessung des gestreuten Positrons zu erhalten.

3.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (Abb. 3.4) deckt einen Polarwinkel-Bereich von $4° < \theta < 154°$ ab. Mit ihm werden die Teilchenenergien gemessen. Es ist aus etwa 45000

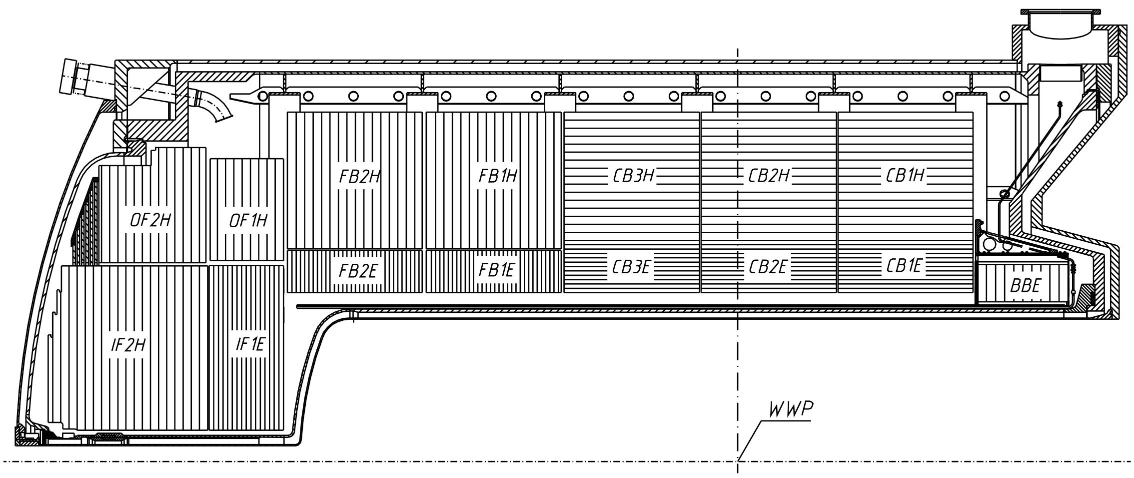

Abbildung 3.4: Längsschnitt durch Flüssig-Argon-Kalorimeter. Es ist nur die Hälfte oberhalb des Strahlrohrs dargestellt

neben- und hintereinander angeordneten Kalorimeter-Zellen aufgebaut. Eine Zelle besteht aus mehreren hintereinander liegenden Absorberplatten, die durch quaderförmige, mit flüssigem Argon gefüllte Zwischenräume getrennt sind, die an zwei gegenüberliegenden Seiten mit Elektroden versehen sind. An diese wird eine Hochspannung von 1,5 kV gelegt. Treffen Teilchen auf die Absorberplatten, so entstehen Teilchenschauer mit vielen Sekundärteilchen. Die sich dabei bildenden geladenen Teilchen ionisieren das flüssige Argon: Es entstehen Elektron-Ionen-Paare. Die Elektronen und die Ionen werden vom elektrischen Feld im flüssigen Argon getrennt und zu den Elektroden transportiert. Da die Elektronen wesentlich kürzere Driftzeiten als die Ionen aufweisen, wird nur das von ihnen an den Elektroden erzeugte Signal ausgewertet. Die erzeugte Ladung ist der Energie des einfallenden Teilchens proportional, vorausgesetzt, der vom Teilchen im Kalorimeter initiierte Schauer ist vollständig darin enthalten.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter besteht aus zwei Sektionen: aus einer inneren, elektromagnetischen und aus einer äußeren, hadronischen. Entlang der Strahlachse ist es in acht „Räder“ unterteilt, die das Strahlrohr ringförmig umschließen. Die beiden äußeren Räder besitzen nur eine hadronische Sektion, die sechs mittleren auch eine elektromagnetische. Der elektromagnetische Teil des Kalorimeters ist zwischen 20 und 30 Strahlungslängen dick. Als Absorber kommen dort 2,4 mm dicke Bleiplatten zum Einsatz. Für die hadronischen Zellen werden 19 mm dicke Edelstahlplatten verwendet. Zwischen den Platten befindet sich in beiden Fällen eine 2,4 mm dicke Schicht aus flüssigem Argon. Die hadronische Sektion ist zwischen 5 und 8 hadronische Wechselwirkungslängen dick.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist nicht kompensierend, d. h. Elektronen oder Positronen erzeugen nicht die gleiche Ladungsmenge wie Hadronen gleicher Energie: Ein Elektron mit einer Energie von einigen GeV wird etwa 1,3 bis 1,4 mal so viel Ladung im Kalorimeter deponieren wie ein geladenes Pion. Dies wird von einem Software-Algorithmus korrigiert (siehe Abschnitt 3.3).

Mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter erreicht man eine Energieauflösung von

$$\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 1\%$$

für die elektromagnetische Sektion, und

$$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 2\%$$

für die hadronische. Das „$\oplus$“ deutet an, dass beide Terme quadratisch zu addieren sind.

3.2.3 Das Rückwärts-Kalorimeter (SpaCal)

Das Rückwärts-Kalorimeter deckt den gleichen Polarwinkelbereich wie die BDC ab ($153^\circ < \theta < 177^\circ$). Es dient der Messung von Teilchenenergien in Rückwärtsbereich des H1-Detektors und besteht wie das Flüssig-Argon-Kalorimeter aus einer elektromagnetischen und einer hadronischen Sektion: die elektromagnetische ist knapp 28 Strahlungslängen dick, elektromagnetische und hadronische Sektion zusammen entsprechen etwa zwei hadronischen Wechselwirkungslängen. In dieser Arbeit wird das Rückwärts-Kalorimeter zur Detektion des gestreuten Positrons verwendet.

Als Absorbermaterial im Rückwärts-Kalorimeter wird Blei verwendet, das von szintillierenden Fasern durchsetzt ist.[3] Die in einem Schauer gebildeten Teilchen erzeugen in den Szintillator-Fasern Licht, das von Photomultipliern in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Dieses ist der vom einfallenden Teilchen im Kalorimeter deponierten Energie proportional.

Mit dem SpaCal wird eine Energieauflösung von

$$\sigma_E/E = 7{,}5\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 1\%$$

im elektromagnetischen Teil und

$$\sigma_E/E = 30\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}} \oplus 7\%$$

im hadronischen Teil erreicht.

[3] Da die langen, dünnen Fasern an „Spaghetti“ erinnern, wird das Rückwärts-Kalorimeter auch „Spaghetti-Kalorimeter“ (oder SpaCal, von engl. SPAghetti CALorimeter) genannt.

3.2.4 Die Messung der Luminosität

Für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist eine genaue Kenntnis der (integrierten) Luminosität unabdingbar. Die Luminosität L ist der Proportionalitätsfaktor zwischen Wirkungsquerschnitt σ und Ereignisrate $\mathrm{d}N/\mathrm{d}t$:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = L \cdot \sigma \; .$$

Integriert man diese Gleichung über die Zeit und löst die Gleichung nach dem Wirkungsquerschnitt σ auf, so erhält man

$$\sigma = \frac{1}{\mathcal{L}} \cdot N \qquad \text{mit } \mathcal{L} = \int \mathrm{d}t L \text{ und } N = \int \mathrm{d}t \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} \; .$$

Der Wirkungsquerschnitt ist also der Quotient aus der Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse N und der integrierten Luminosität $\mathcal{L}$. Man kann aber natürlich auch die Ereignisrate $\mathrm{d}N/\mathrm{d}t$ für einen bekannten Wirkungsquerschnitt σ messen, um daraus die Luminosität zu berechnen.

Genau das ist das Prinzip der Luminositätsmessung bei H1: Die Luminosität wird durch die Messung von Bethe-Heitler-Ereignissen ($ep \to ep\gamma$, Bremsstrahlung) ermittelt. Dieser Prozess ist theoretisch sehr gut verstanden und sein Wirkungsquerschnitt kann sehr genau berechnet werden [33]. Das Luminositäts-System [34] ist in Abb. 3.5 gezeigt. Detektiert werden nur das gestreute Positron und das abgestrahlte Photon.

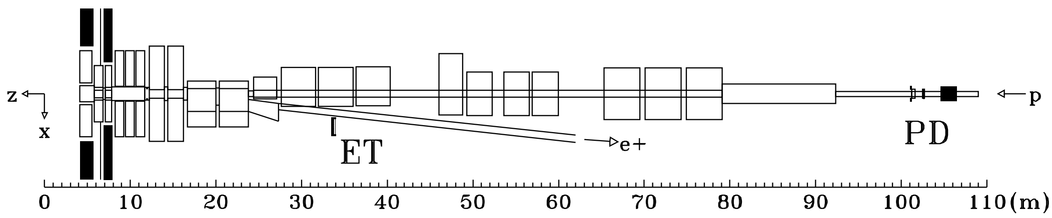

Abbildung 3.5: Das Luminositäts-System: ET: Detektor für die gestreuten Positronen (Electron Tagger, ET), PD: Photon-Detektor. Direkt vor dem Photon-Detektor ist noch ein Blei-Filter und ein Wasser-Čerenkov-Detektor angebracht

Der Detektor für das gestreute Positron (Electron Tagger, ET) befindet sich an der Position $z = -33{,}4$ m, der Photon-Detektor (PD) bei $z = -102{,}9$ m. Bei beiden handelt es sich um Kristall-Čerenkov-Kalorimeter. Zur instantanen Ermittlung der Luminosität während der Datennahme wird eine Koinzidenz beider Detektoren bei der Messung der Bethe-Heitler-Rate verlangt; zur endgültigen Bestimmung der Luminosität werden später nur die Ereignisse im Photondetektor herangezogen, da mit dieser Methode die systematische Unsicherheit der Luminositätsmessung auf 1,5% reduziert werden kann.

Ein zwei Strahlungslängen dicker Blei-Filter gefolgt von einem Wasser-Čerenkov-Detektor sind direkt vor dem Photon-Detektor angebracht. Der Blei-Filter schützt den Photon-Detektor vor der in seiner Umgebung herrschenden intensiven Synchrotron-Strahlung; der Čerenkov-Detektor reduziert den Untergrund durch die Synchrotron-Strahlung, indem er alle Ereignisse verwirft, bei denen ein Photon eine Wechselwirkung im Blei-Filter erfahren hat. Beide Kalorimeter (PD und ET) werden während der Datennahme fortwährend kalibriert, indem man sich zu Nutze macht, dass die Summe der Energien des Photons und des Positrons gleich der Positron-Strahlenergie sein muss.

Zum Bethe-Heitler-Prozess $ep \to ep\gamma$ gibt es den Untergrund-Prozess $eA \to eA\gamma$, bei dem das Positron nicht mit einem Proton, sondern mit dem Kern A eines Gasteilchens im nicht perfekten Vakuum des Strahlrohrs wechselwirkt. Die Rate dieser Ereignisse ist nicht vernachlässigbar, sie beträgt etwa 10% der Bethe-Heitler-Rate. Um diesen Untergrund abzuziehen, gibt es die *Positron-Pilot-Bunche*. Diese Bunche haben keinen Kollisions-Partner unter den Proton-Bunchen und wechselwirken daher nur mit den Restgas-Atomen im Strahlrohr. Mit ihnen misst man die Untergrund-Rate R_0. Aus ihr und der Gesamtrate R_{tot} errechnet sich die Luminosität nach der Formel

$$L = \frac{R_{\text{tot}} - (I_{\text{tot}}/I_0)R_0}{\sigma_{\text{vis}}} ,$$

wobei I_{tot} die Stromstärke des Positron-Strahls und I_0 die der Positron-Pilot-Bunche allein ist. σ_{vis} ist der für die gegebene Akzeptanz sowie Nachweis- und Triggereffizienz des Luminositäts-Systems berechnete Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt.

3.2.5 Das Flugzeit-System

Das Flugzeit-System [35] dient der Unterdrückung von Strahl induziertem Untergrund. Die Idee dahinter ist folgende: Stellt man sich an eine Position $z_{\text{B}} > 0$ im Detektor, dann fliegen die Positron-Pakete kurz vor einem *Bunch-Crossing*[4] in Richtung des Wechselwirkungspunkts vorbei; dort trifft der Positron- auf einen Proton-Bunch und alle Protonen des Proton-Bunches, die keine Wechselwirkung mit den Positronen hatten, fliegen kurz nach diesem Bunch-Crossing in der den Positron-Bunchen entgegengesetzter Richtung am Beobachter vorbei. Fand während des Bunch-Crossings eine Wechselwirkung statt, so werden die dabei entstandenen Teilchen sich fast mit Lichtgeschwindigkeit vom Ereignis-Vertex entfernen. Da auch die nicht wechselwirkenden Protonen fast Lichtgeschwindigkeit haben, werden sie den Beobachter bei z_{B} etwa zur gleichen Zeit erreichen wie die Reaktionsprodukte. Es kann aber auch geschehen, dass ein Strahl-Positron z. B. mit einem Gasatom im Strahlrohr, wechselwirkt, bevor es den Beobachter erreicht. Auch die in dieser Wechselwirkung entstandenen Teilchen bewegen sich mit nahezu der gleichen Geschwindigkeit und in der gleichen Richtung wie die Strahl-Positronen; die Reaktionsprodukte der Strahl-Gas-Wechselwirkung und die Strahl-Positronen erreichen den Beobachter bei z_{B} etwa gleichzeitig mit den Positronen und vor dem Wechselwirkungspunkt. Dies bedeutet, dass Teilchen aus einer Untergrundreaktion des Positron-Strahls den Beobachter bei $z_{\text{B}} > 0$ kurz vor einem Bunch-Crossing (zusammen mit dem Positron-Bunch) erreichen, Teilchen aus einer e^+-p-Reaktion erst danach (gleichzeitig mit dem Proton-Bunch).

Das Gleiche gilt für durch den Proton-Strahl induzierten Untergrund für einen Beobachter bei $z_{\text{B}} < 0$, wenn man gegenüber dem letzten Absatz die Rolle der Positronen und der Protonen vertauscht. Um solche Untergrund-Ereignisse zu verwerfen, werden die Flugzeit-Detektoren (Time-of-Flight, ToF) verwendet. Sie sind in Abb. 3.6 gezeigt.

[4] Ein Bunch-Crossing ist das Aufeinandertreffen eines Proton- und eines Positron-Bunches im Wechselwirkungspunkt des H1-Experiments.

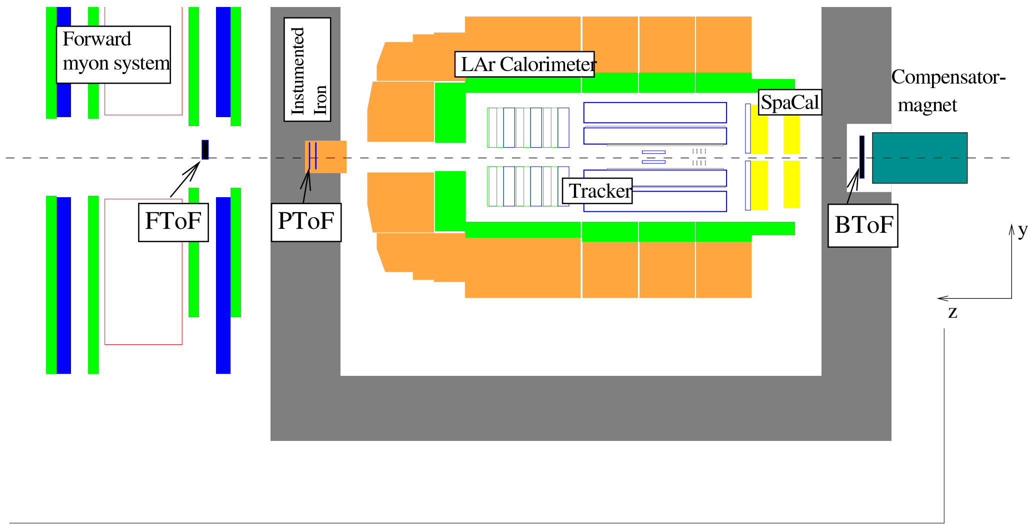

Abbildung 3.6: Überblick über die Detektoren des Flugzeit-Systems (Blick vom Inneren des HERA-Speicherrings auf den seitlich aufgeschnittenen H1-Detektor). Das Veto-System liegt rechts außerhalb des Bildes. Die Abbildung ist [35] entnommen

Es gibt ein Vorwärts-ToF (Forward Time-Of-Flight, Vorwärts-Flugzeitsystem, FToF, $z = +7{,}0$ m), ein PLUG ToF, auf der dem Wechselwirkungspunkt abgewandten Seite des PLUG-Kalorimeters (PToF, $z = +5{,}3$ m), und eines in der Rückwärtsregion (Backward ToF, BToF, $z = -3{,}2$ m). Diese werden noch durch zwei Detektoren des Veto-Systems an den z-Positionen $-6{,}5$ m und $-8{,}1$ m unterstüzt. Bei allen Detektoren handelt es sich um Szintillatoren. Es gibt während der Zeit zwischen zwei Bunch-Crossings (96 ns) zwei Fenster: Für die bei $z > 0$ ($z < 0$) gelegenen Detektoren liegt das Wechselwirkungs-Fenster zeitgleich zum Vorbeiflug des vom Wechselwirkungspunkt kommenden Proton-(Positron-)Bunches, also während der Zeitspanne, in der Teilchen aus e^+-p-Kollisionen während des Bunch-Crossings den Detektor erreichen sollten; das Untergrund-Fenster deckt die Zeit zwischen zwei Wechselwirkungsfenstern ab; während dieser Zeit detektierte Teilchen werden als aus Untergrundreaktionen stammend betrachtet. Die Information, ob während eines dieser Zeitfenster Teilchen in den ToF- oder Veto-Detektoren nachgewiesen wurden, wird von der ersten Triggerstufe verwendet, um Untergrund-Ereignisse auszusortieren.

3.2.6 Das Triggersystem

Die Rate, mit der Positron- und Proton-Bunche am Wechselwirkungspunkt des H1-Experiments aufeinandertreffen, beträgt 10.4 MHz. Ereignisse, die nennenswerte Signale in den verschiedenen Subdetektoren erzeugen, treten etwa mit einer Rate von 50 kHz auf. Die meisten dieser Ereignisse entstehen durch Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit Restgasatomen im Strahlrohr oder von Wechselwirkungen der dem Strahl verlorengegangenen Teilchen mit der Wand des Strahlrohrs, mit Kollimatoren, usw. Eine weitere Quelle sind *kosmische Ereignisse*: Myonen aus der Höhenstrahlung können den H1-Detektor erreichen und dort Signale erzeugen. Dies geschieht mit einer Frequenz von etwa 700 Hz. Die interessanten Ereignisse, die mit dem H1-Detektor untersucht werden sollen, treten viel seltener auf. So beträgt die Rate tief-unelastischer Streuereignisse bei niedrigen Q^2, wie sie in dieser Analyse untersucht werden sollen, nur etwa 2–3 Hz; Drei-Jet-Ereignisse bei niedrigen x und Q^2 sind noch wesentlich seltener. Da nur etwa 10-20 Ereignisse pro Sekunde permanent auf Band geschrieben werden können, ist es von wesentlicher Bedeutung, dass vor allem diese interessanten Ereignisse herausgefiltert und abgespeichert werden. Dies ist die Aufgabe des Triggersystems.

Das H1-Triggersystem besteht aus vier Stufen (L1-L4), von denen allerdings zur Zeit nur drei benutzt werden.

Die erste Triggerstufe (L1) muss spätestens 2,3 μs nach einem Bunch-Crossing eine Entscheidung getroffen haben, ob das Ereignis, das während des Bunch-Crossing stattfand, weiterverarbeitet oder verworfen werden soll. Während dieser Zeit gab es weitere 24 Bunch-Crossings. Deshalb werden die Detektorsignale der letzten 27–35 Bunch-Crossings fortlaufend in den Buffern (Pipelines) der Ausleseelektronik für jeden Subdetektor zwischengespeichert[5]. Erst wenn die erste Triggerstufe entscheidet, dass das 24 Bunch-Crossings zurückliegende Ereignis interessant gewesen sein könnte, wird die Zwischenspeicherung der Detektorsignale unterbrochen und das Ereignis an die nächsthöhere Triggerstufe weitergegeben. Damit beginnt die Totzeit zu laufen: Ereignisse während dieser Zeit können nicht (zwischen-) gespeichert werden. Basis für die L1-Trigger-Entscheidung sind 256 Trigger-Elemente, die aus den Detektorsignalen erzeugt werden. Diese sind durch logische Verknüpfungen zu 128 Subtriggern verschaltet. Sobald einer von diesen anspricht, wird das Ereignis an die zweite Triggerstufe (L2) weitergereicht.

Da deren Eingangsrate nicht mehr als etwa 1 kHz betragen soll, ist es in der Regel nötig, einen oder mehrere Trigger mit einem *Prescale* zu versehen. Ist das Prescale auf eins gesetzt, so wird das Ereignis jedes Mal, wenn der Trigger anspricht, auf der zweiten Triggerstufe weiterverarbeitet. Ist das Prescale hingegen $n > 1$ ($n \in I\!N$), so geschieht dies nur bei jedem n-ten Mal. Es werden also $n - 1$ von n Ereignissen, bei denen der Trigger aktiv war, direkt auf der Triggerstufe 1 verworfen. Man sagt auch, der Trigger wurde n-fach herunterskaliert. Durch diese Maßnahme wird erreicht, dass die Eingangsrate der zweiten Triggerstufe nicht zu hoch wird.

Die zweite Stufe wertet topologische Korrelationen mehrerer Subdetektoren gleichzeitig aus (L2TT, Level 2 Topological Trigger). Unabhängig davon werden die Detektorsignale auch von einem neuronalen Netz (L2NN, Level 2 Neural Network) verarbeitet. Der L2-Trigger reduziert die Triggerrate weiter um einen Faktor 20 auf 50 Hz. Dabei muss die Entscheidung, ob ein Ereignis behalten oder verworfen werden soll, innerhalb von 20 μs getroffen worden sein. Wird das Ereignis verworfen, wird die Zwischenspeicherung der Detektorsignale wieder aufgenommen; die Totzeit ist beendet. Wird entschieden, dass das Ereignis an die nächste Triggerstufe weitergereicht werden soll, so werden zunächst die Signale aller Detektoren in diesem Ereignis ausgelesen, was etwa 1–2 ms dauert. Erst danach kann der Detektor wieder Signale verarbeiten.

[5]Für jeden Auslesekanal gibt es eine *Pipeline*, die aus mehreren hintereinandergeschalteten Speichern besteht. In jedem dieser Speicher kann das Signal eines Auslesekanal für ein bestimmtes Bunch-Crossing gespeichert werden. Soll ein neues Signal hinzugefügt werden, wird das Signal des am weitesten zurückliegenden Bunch-Crossings überschrieben, so dass immer die Signale der letzten Bunch-Crossings verfügbar sind. Wie viele das genau sind (bei H1 27–35), hängt von der Länge der Pipeline ab.

Somit ist die Totzeit wesentlich länger, falls das Ereignis von der zweiten Triggerstufe akzeptiert wurde. Prescales sorgen auch auf der zweiten Triggerstufe dafür, dass die Triggerraten nicht zu hoch werden. Zusammen mit den Prescales der ersten Triggerstufe sorgen sie auch dafür, dass die Totzeit des Detektors unter 10% bleibt.

Die nächste Triggerstufe ist die vierte (L4), da die dritte in den Jahren 1999 und 2000 noch nicht in Betrieb genommen war. Die Eingangsrate beträgt ~ 50 Hz. Im Gegensatz zu L1 und L2 wird das Ereignis hier nicht synchron zur Datennahme behandelt, sondern auf einer Prozessorfarm weiterverarbeitet. Dazu gehört auch eine teilweise Rekonstruktion der Kinematik des Ereignisses. Von der vierten Triggerstufe akzeptierte Ereignisse werden mit einer Rate von 10–20 Hz permanent auf Band geschrieben.

Diese Ereignisse werden schließlich noch vollständig rekonstruiert. Dabei erfolgt auch eine grobe Einteilung der Ereignisse nach physikalischen Kriterien. Dabei werden Ereignisse eingeteilt in solche mit einer harten Skala (Hohe Energie im Myon-System, hohe fehlende Energie, hohe Transversalimpulse, etc.) und solche mit einem bestimmten Endzustand (Diffraktion, Multi-Jets, Schwere Quarks, usw.). Dies wird als L5-Klassifikation bezeichnet.

3.3 Rekonstruktion physikalischer Größen

Im Folgenden wird beschrieben, wie die Kinematik des Ereignisses aus der Messung des gestreuten Positrons ermittelt wird (Abschnitt 3.3.1) und wie der hadronische Endzustand rekonstruiert wird (Abschnitt 3.3.2). In Abschnitt 3.3.3 wird schließlich erläutert, wie aus den Objekten des hadronischen Endzustands Jets gebildet werden.

3.3.1 Kinematische Variablen

Zur Rekonstruktion der Kinematik nach der „Elektron-Methode“ geht man vom *Cluster* des gestreuten Positrons aus. Dieses deponiert in der Regel in mehreren Kalorimeterzellen Energie. Mehrere räumlich zusammenhängende Zellen mit deponierter Energie bilden einen *Cluster*. Aus der Energie in den einzelnen Zellen und ihrer Position wird der Schwerpunkt des Clusters und die Energie $E_{e,\,\mathrm{gestr}}$ des Positrons ermittelt. Der Polarwinkel $\theta_{e,\,\mathrm{gestr}}$ des gestreuten Positrons ist der Winkel, der die Verbindungslinie zwischen Ereignisvertex und dem Schwerpunkt des Clusters mit der Strahlrichtung einschließt. Letztere ist in der Regel um einige Millirad gegen die Detektorachse geneigt.

Aus dem Polarwinkel und der Energie des gestreuten Positrons werden nun die kinematischen Variablen Q^2_{Elek}, y_{Elek} und x_{Elek} mit folgenden Formeln berechnet:

$$Q^2_{\mathrm{Elek}} = 4E_e E_{e,\,\mathrm{gestr}} \cos^2 \frac{\theta_{e,\,\mathrm{gestr}}}{2}\ , \tag{3.1}$$

$$y_{\mathrm{Elek}} = 1 - \frac{E_{e,\,\mathrm{gestr}}}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_{e,\,\mathrm{gestr}}}{2}\ , \tag{3.2}$$

$$x_{\mathrm{Elek}} = \frac{s}{Q^2_{\mathrm{Elek}} \cdot y_{\mathrm{Elek}}}\ .$$

Dabei stellt E_e die Energie des Positrons vor der Streuung dar, ist also gleich der Strahlenergie des Positron-Strahls.

3.3.2 Der hadronische Endzustand

Dazu gehören alle in der Reaktion entstandenen Teilchen mit Ausnahme des gestreuten Positrons. Diese müssen nun zu Jets zusammengefasst werden. Zuvor sollte man sich allerdings klarmachen, wie die verschiedenen Teilchen im Detektor gemessen werden. Bei neutralen Teilchen ist das klar: Sie machen sich (wenn überhaupt) als Energie in den Kalorimetern bemerkbar. Das Gleiche gilt für geladene Teilchen. Doch deren Energie kann man auch aus der Spurkrümmung messen.[6] Bei hohen Energien ist sicherlich die Energiemessung durch das Kalorimeter zuverlässiger, da die relative Energieauflösung beim Kalorimeter mit steigender Energie besser wird. Nur bei niedrigen Energien ist die Spurmessung genauer. Um die bestmögliche Energiemessung zu erhalten, müssen beide Messungen kombiniert werden. Da die Auflösung des Detektors nicht beliebig fein ist, kann man auch nicht alle Teilchen trennen; Teilchen, die nahe beieinander auf das Kalorimeter treffen, erzeugen zusammen einen Cluster. Man misst also keine Teilchen, sondern Cluster und Spuren. Aus diesen erhält man die *kombinierten Objekte*, wenn man die Energiemessung aus den Spuren und aus den Clustern kombiniert. Dabei werden übrigens nur Spuren der zentralen Spurkammern mit Impulsen kleiner als 2 GeV verwendet, Spuren der Vorwärtskammern werden in dieser Analyse überhaupt nicht berücksichtigt. Die Details der Kombination von Spuren und Clustern sind in [36] beschrieben.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist ein nichtkompensierendes Kalorimeter, d. h., elektromagnetische und hadronische Schauer gleicher Energie deponieren unterschiedliche Energiebeträge im Kalorimeter. Daher muss die Energie hadronischer Schauer bzw. des hadronischen Anteils elektromagnetischer Schauer mit Hilfe einer Software-Gewichtung auf die elektromagnetischer Schauer korrigiert werden. In dieser Analyse wird dazu der neue Gewichtungs-Algorithmus [37] eingesetzt. Darüber hinaus wird eine Energiekalibration der Jets angewendet [38], die für die Messung von Jets bei kleinen Photonvirtualitäten Q^2 und niedrigen Transversalimpulsen optimiert ist. Sie korrigiert die Energien der kombinierten Objekte nochmals in Abhängigkeit von der Pseudorapidität.

3.3.3 Der Jet-Algorithmus

Aus den Objekten des hadronischen Endzustands müssen jetzt noch Jets gebildet werden. Einen Jet kann man im Prinzip als Ansammlung vieler energetischer Teilchen in einem kleinen Winkelbereich definieren. Diese qualitative Definition eines Jets muss für die Messung von Jet-Wirkungsquerschnitten in eine exakte quantitative Definition umgesetzt werden. In dieser Analyse wird dazu der „inklusive $k_\perp$-Algorithmus“ verwendet. Dies ist ein Algorithmus, der ursprünglich für die Suche von Jets in e^+-e^--Kollisionen entwickelt und erst später für hadronische Reaktionen modifiziert wurde.

Sicherheit gegen Infrarot- und kollineare Singularitäten

Ein Problem bei der Bildung von Jets ist die Divergenz der Wirkungsquerschnitte in der QCD-Störungstheorie, wenn ein Teilchen in zwei nahezu parallel fliegende (kolli-

[6] Mit der Spurkrümmung misst man genau genommen den Impuls. Sein Betrag ist aber gleich der Energie, wenn man die Ruhemasse vernachlässigt.

neare) Teilchen aufspaltet oder ein Teilchen sehr niedriger Energie abstrahlt (Infrarot-Divergenz). Um die Messungen mit der Theorie zu vergleichen, müssen daher Observablen gefunden werden, die sich nicht ändern, wenn ein Teilchen des Endzustands in zwei kollineare Teilchen aufsplittet bzw. ein Teilchen niedriger Energie abstrahlt. Diese Variablen nennt man dann „sicher gegen kollineare Divergenzen“ bzw. „infrarot-sicher“. Die Jet-Definition muss beide Bedingungen erfüllen.

Exklusive und inklusive Jet-Definitionen

Bei e^+-e^--Kollisionen werden in der Regel *exklusive* Jet-Wirkungsquerschnitte gemessen, also Reaktionen wie „$e^+ + e^- \rightarrow$ genau n Jets und sonst nichts“. Alle bei der Reaktion entstandenen Teilchen sind in einem der n Jets. In e^+-p-Reaktionen nehmen im Gegensatz zum e^+-e^--Fall nicht alle Teilchen des Anfangszustands *vollständig* an der Reaktion teil, sondern es gibt „Zuschauer-Partonen“ im Proton, den *Proton-Rest*. Hier stammen also – anders als bei e^+-e^--Reaktionen – nicht alle Teilchen des Endzustands aus der harten Wechselwirkung. Man muss also den harten Prozess vom Rest des Ereignisses trennen. Daher werden bei diesen Reaktionen in der Regel nicht alle Teilchen des Endzustands einem Jet zugeordnet, sondern es gibt auch Teilchen, die zu keinem Jet gehören. Man misst daher meistens *inklusive* Jet-Wirkungsquerschnitte ($e^+ + p \rightarrow e^+ + n$ Jets $+ X$), bei denen man außer n Jets noch weitere Teilchen X im Endzustand hat.

Der inklusive $k_\perp$-Algorithmus

Alle diese Bedingungen werden vom inklusiven $k_\perp$-Algorithmus [39] erfüllt. Er beginnt mit einer Liste von Protojets, aus denen dann nach einer rekursiven Vorschrift Jets gebildet werden. Anfangs sind die Protojets genau alle Objekte des hadronischen Endzustands. Danach geht man folgendermaßen vor:

1. Man definiert für jeden Protojet
$$d_i = p_{\perp i}^2 \ ,$$
und für jedes Paar zweier Protojets
$$d_{ij} = \min(p_{\perp i}^2, p_{\perp j}^2) \left[(\eta_i - \eta_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2 \right] \ .$$
Dabei bezeichnen η und φ die Pseudorapidität bzw. den Azimuthwinkel der Jet-Achse.

2. Der kleinste Wert aller d_i und d_{ij} wird gesucht und $d_{\min}$ genannt.

3. Ist das $d_{\min}$ einer der d_{ij}, so werden die Protojets i und j zur einem Protojet k vereinigt:
$$p_{\perp k} = p_{\perp i} + p_{\perp j} \ , \qquad \eta_k = \frac{p_{\perp i}\eta_i + p_{\perp j}\eta_j}{p_{\perp k}} \ , \qquad \varphi_k = \frac{p_{\perp i}\varphi_i + p_{\perp j}\varphi_j}{p_{\perp k}} \ .$$

4. Ist hingegen eines der d_i das $d_{\min}$, so wird der Protojet von der Liste der Protojets gestrichen und auf die Liste der Jets gesetzt.

5. Falls es noch Protojets gibt, geht es wieder mit Schritt 1 weiter.

Man erhält auf diese Weise eine Liste mit masselosen Jets, denn durch die Rekombinationsvorschrift im dritten Schritt werden nur die Raum-Komponenten der Jet-Vierervektoren festgelegt; die Energie wird dann dem Betrag des Dreier-Impulses gleich gesetzt. Interessant für die Analyse sind aber nur die Jets, die als letzte auf die Liste der Jets gesetzt wurden, da sie die Jets mit den höchsten Transversalimpulsen sind.

Kapitel 4

Die Auswahl der Ereignisse

Überblick: In diesem Kapitel wird die Auswahl der Datenereignisse beschrieben. Dazu wird zunächst in Abschnitt 4.1 erklärt, wie man die gesuchten Drei-Jet-Ereignisse in tief-unelastischer e^+-p-Streuung bei niedrigen x und Q^2 mit dem H1-Detektor erkennen kann. Es schließt sich eine Beschreibung der wichtigsten Untergrund-Ereignisse an (Abschnitt 4.2). Diese lösen eine Detektorantwort aus, die den gesuchten Drei-Jet-Ereignissen in tief-unelastischer e^+-p-Streuung sehr ähnlich ist, werden aber in anderen Reaktionen erzeugt.

Ereignisse werden in verschiedenen „Runs" (s. u.) aufgenommen. Bei der Datenselektion werden zunächst alle Runs verworfen, die für die Analyse ungeeignet sind (Abschnitt 4.3). Danach werden alle Ereignisse der übrig gebliebenen Runs einer zweistufigen Ereignisauswahl unterworfen: Zuerst werden tief-unelastische Streuereignisse bei kleinen Werten von x und Q^2 ausgewählt (Abschnitt 4.4). Dabei gibt es eine Reihe von Bedingungen (Schnitte), die ein Ereignis erfüllen muss. Genügt es außerdem auch den Kriterien der in Abschnitt 4.5 beschriebenen Jet-Selektion, so wird es als Drei-Jet-Ereignis ausgewählt.

4.1 Eigenschaften von Drei-Jet-Ereignissen

In dieser Arbeit sollen Drei-Jet-Ereignisse in tief-unelastischer e^+-p-Streuung bei niedrigen Werten der Bjørkenschen Skalenvariablen x und kleinen Virtualitäten Q^2 des ausgetauschten Eichbosons untersucht werden. In Abbildung 4.1 ist ein Beispielereignis gezeigt, an dem man gut erkennen kann, wodurch sich diese Ereignisse auszeichnen und wie man sie mit dem H1-Detektor identifizieren kann. Bei kleinem Q^2 wird das Positron nach Gleichung (3.1) nur wenig abgelenkt und kann im Rückwärts-Kalorimeter (SpaCal) nachgewiesen werden. Da das Positron in Materie einen elektromagnetischen Schauer erzeugt, wird praktisch die gesamte Energie im elektromagnetischen Teil des SpaCals deponiert, im hadronischen Teil ist in der Regel keine Energie zu finden. Weiter erkennt man auf der Abbildung im Bereich der Spurkammern zahlreiche rekonstruierte Teilchenbahnen, die fast alle von einem Punkt ausgehen, dem Ereignisvertex. Man kann auch drei „Bündel" aus Spuren erkennen, die zu rot markierten Energieeinträgen im Flüssig-Argon-Kalorimeter hin zeigen: Dies sind die drei Jets.

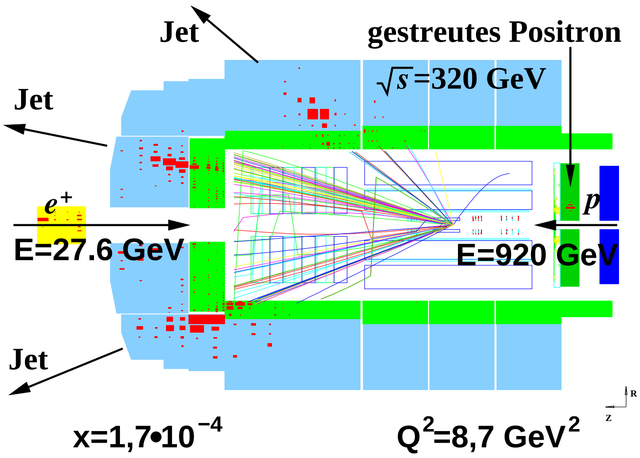

Abbildung 4.1: Beispiel für ein Drei-Jet-Ereignis. Blau: hadronische Kalorimeter, Grün: elektromagnetische Kalorimeter (jeweils der etwas hellere Farbton für das Flüssig-Argon-Kalorimeter und der dunklere für das SpaCal), Gelb: Vorwärts-Kalorimeter (PLUG), Rot: Energiedepositionen in den Kalorimetern. Innerhalb des elektromagnetischen Teils des Flüssig-Argon-Kalorimeters ist das Spurkammersystem mit zahlreichen rekonstruierten Spuren zu sehen

Um Drei-Jet-Ereignisse bei niedrigen Q^2 auszuwählen[1], muss man also das gestreute Positron als Energiedeposition im elektromagnetischen Teil des SpaCals nachweisen und Jets in Form von Energiedepositionen im Flüssig-Argon-Kalorimeter sowie Spuren im Spurkammersystem suchen.

4.2 Untergrund-Ereignisse

Bei der Auswahl von Ereignissen wird man natürlich versuchen, Untergrund-Ereignisse auszusortieren. Diese sehen den gewünschten Ereignissen zwar ähnlich, werden aber durch andere Mechanismen erzeugt. Werden sie nicht erkannt und verworfen, so misst man eine zu hohe Ereignisrate und somit auch einen zu großen Wirkungsquerschnitt.

4.2.1 Der e-p induzierte Untergrund

Dieser Untergrund besteht fast ausschließlich aus Photoproduktionsereignissen, bei denen das Positron nicht in den Detektor gestreut wird, sondern im Strahlrohr verschwindet. Photoproduktionsereignisse mit mehreren Jets können mit DIS Drei-Jet-Ereignissen verwechselt werden, wenn ein Teilchen des hadronischen Endzustands ins SpaCal fliegt und dort als gestreutes Positron missidentifiziert wird.

[1] Eigentlich sollen in dieser Analyse Ereignisse bei kleinen x untersucht werden. Da $x = Q^2/sy$ ist, erhält man kleine Werte von x nur, wenn man Ereignisse mit kleinem Q^2 selektiert.

4.2.2 Der Nicht-e-p-Untergrund

Dazu zählen kosmische Ereignisse und der Strahl induzierte Untergrund. Letzterer wird durch Wechselwirkungen des Strahls mit der Strahlrohrwand oder mit Restgas-Atomen im Strahlrohr hervorgerufen. Kommen Teilchen von ihrer Sollbahn ab, so können sie mit der Wand des Strahlrohrs kollidieren und Teilchenschauer erzeugen. Geschieht dies im H1-Detektor, so können diese Schauer das gestreute Positron oder Jets vortäuschen. Gleiches kann durch die Kollision von Strahlteilchen mit Restgasatomen geschehen, die aufgrund des nicht-perfekten Vakuums immer im Strahlrohr vorhanden sind. Es ist zwar unwahrscheinlich, dass eine solche Reaktion ein komplettes DIS-Drei-Jet-Ereignis vortäuscht, aber wenn eine solche Reaktion sich mit einem e^+-p-Streuereignis überlagert kann dies dazu führen, dass das Ereignis einen zusätzlichen Jet zu haben scheint oder einen zusätzlichen elektromagnetischen Energieeintrag im SpaCal hat, der dann fälschlicherweise als das gestreute Positron interpretiert wird.

Kosmische Ereignisse

Bei kosmischen Ereignissen erzeugen Teilchen aus der Höhenstrahlung im H1-Detektor Teilchenschauer. Auch hier ist eine Missidentifikation als gestreutes Positron oder als Jet möglich.

Die Drei-Jet-Ereignisse, die in dieser Arbeit ausgewählt werden, sind von den in Frage kommenden Untergrund-Prozessen glücklicherweise so stark verschieden, dass der Untergrund sich auf einfache Weise auf ein vernachlässigbares Maß reduzieren lässt.

4.3 Die Auswahl der Runs

Im ersten Schritt der Datenselektion werden alle *Runs* verworfen, die für diese Analyse nicht zu gebrauchen sind. Die *Runs* sind Datennahme-Perioden, die bis zu mehrere Stunden lang dauern können und während derer die Einstellungen des Trigger- und des Auslesesystems unverändert bleiben. Während eines Runs können durchaus mehrere 10000 Ereignisse auf Band geschrieben werden.

Bei H1 gibt es eine grobe Einteilung der Runs in solche „guter“, „mittlerer“ und „schlechter“ Qualität. Bei guten Runs sind alle wichtigen Subdetektoren funktionsfähig, bei solchen mittlerer Qualität dürfte eines der wichtigen Systeme ausgefallen sein. Für diese Analyse wurden nur Runs verwendet, deren Qualität mindestens „mittel“ war. Außerdem muss sichergestellt werden, dass alle Subdetektoren und Subtrigger, die zur korrekten Identifizierung oder Rekonstruktion eines Ereignisses nötig sind, funktioniert haben und auch ausgelesen worden sind: Um Drei-Jet-Ereignisse bei niedrigem Q^2 in tief-unelastischer e^+-p-Streuung zu identifizieren, muss man zunächst im SpaCal nach einer elektromagnetischen Energiedeposition durch das gestreute Positron suchen. Die Teilchen in den Jets werden mit dem zentralen Spurkammersystem und dem Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessen. Die zentralen Jet-Kammern dienen zur Bestimmung des Ereignisvertex; er wird benötigt, um die Kinematik des Ereignisses zu berechnen. Damit das Ereignis überhaupt aufgezeichnet wird, muss es getriggert worden sein, d. h., einer der Subtrigger muss angesprochen haben. Dies ist natürlich nur möglich, wenn das zentrale Triggersystem funktioniert, der verwendete Subtrigger (s61, siehe Abschnitt 4.4.1) aktiviert ist und alle Detektoren, die dieser verwendet, ausgelesen wurden. Es müssen daher zusätzlich noch die Vieldraht-Proportionalkammern in der Auslese verlangt werden. Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten muss die Luminosität bekannt sein; daher werden auch alle Runs ohne funktionierende Luminositätsmessung verworfen.

Um Drei-Jet-Ereignisse zu identifizieren, benötigt man somit das Flüssig-Argon-Kalorimeter, das SpaCal, die zentralen Jet-Kammern[2], die Vieldraht-Proportionalkammern, das Luminositätssystem und das zentrale Triggersystem mit einem funktionsfähigen Subtrigger s61. „benötigt“ bedeutet bei den Subdetektoren nicht nur, dass sie ausgelesen worden sind, sondern auch, dass sie mit den notwendigen Betriebsspannungen versorgt worden sind. Der erste Teil dieser Bedingung, nämlich die Forderung, dass die Subdetektoren ausgelesen worden sind, ist für alle Ereignisse, die zum gleichen Run gehören, konstant. Bei der Forderung nach den korrekten Betriebsspannungen ist dies nicht der Fall: So kann es passieren, dass die Hochspannung der Spurkammern während eines Runs für einige Zeit vermindert wird. Dies geschieht beispielsweise, wenn die Ströme in den Kammern die Maximalwerte, bis zu denen keine Gefahr einer Schädigung der Kammer besteht, überschreiten. Daher wird der Status der Betriebsspannungen aller Subdetektoren zu jedem Ereignis gespeichert. Bei der Runselektion werden somit nur solche Runs ausgeschlossen, bei denen einer der oben aufgelisteten Subdetektoren nicht ausgelesen wurde; die Betriebsspannungen werden erst bei der Ereignisauswahl überprüft.

Ein weiteres Kriterium für die Auswahl der Runs ist das Prescale des zur Auswahl der Ereignisse verwendeten Subtriggers s61. Dieses Prescale skaliert den Subtrigger – wie in Abschnitt 3.2.6 beschrieben – herunter. Man erhält dann nicht mehr jedes Ereignis, sondern – bei einem Prescale von n – nur noch jedes n-te und misst nur noch den Bruchteil $1/n$ der eigentlichen Ereignisrate. Dies berücksichtigt man bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts, indem man jedem Ereignis das Gewicht n gibt, d. h. indem man jedes Ereignis n-fach zählt.[3] Das Prescale für einen bestimmten Subtrigger ist während eines Runs konstant, kann aber von Run zu Run variieren. Eine weitere Reduktion von Ereignissen findet auf der vierten Triggerstufe statt.[4] Dort wird – abhängig von der Kinematik des Ereignisses – manchmal nur jedes sechzigste „gute“ Ereignis akzeptiert. Dadurch ergeben sich schnell hohe Gewichte für einzelne Ereignisse. Dies kann dazu führen, dass die Messung – in einem Bereich des Phasenraums mit wenigen Ereignissen – durch ein einzelnes Ereignis mit hohem Gewicht dominiert wird. Daher werden nur Prescales von bis zu zwei für den in dieser Analyse verwendeten Subtrigger s61 (s. Abschnitt 4.4.1) erlaubt; Runs, in denen s61 stärker herunterskaliert war, werden nicht analysiert.

Die ausgewählten Runs werden nicht nur in der Ereignisauswahl verwendet (siehe

[2]Es wird zur Messung der Teilchenimpulse in den Jets nicht das ganze zentrale Spurkammersystem benötigt; die Jet-Kammern sind dafür ausreichend.

[3]Dabei geht man davon aus, dass dieses Herunterskalieren keinen Einfluss auf die folgenden Triggerstufen hat, d. h. die auf der ersten Triggerstufe durch das Herunterskalieren verworfenen Ereignisse wären mit der gleichen Wahrscheinlichkeit von den folgenden Triggerstufen akzeptiert worden wie die tatsächlich von der ersten Stufe akzeptierten.

[4]Prescales gibt zwar auch auf der zweiten Triggerstufe, aber s61 ist davon nicht betroffen, da er keine L2-Bedingung enthält, d. h. er wird immer von der zweiten Triggerstufe an die vierte weitergereicht.

Abschnitte 4.4 und 4.5), sondern auch zur Berechnung der Luminosität. Dabei wird auch die Spannungsversorgung der zur Analyse benötigten Subdetektoren beachtet: Wie schon erwähnt, wird zu jedem Ereignis der Status der Betriebsspannungen aller Subdetektoren abgespeichert. Diese Information wird bei der Berechnung der Luminosität ausgewertet, so dass die Luminosität nur während der Zeiten aufintegriert wird, in denen alle geforderten Subdetektoren mit den benötigten Spannungen versorgt waren. Die integrierte Luminosität für diese Analyse beträgt

$$\mathcal{L} = 44.2 \text{ pb}^{-1} .$$

4.4 Selektion von tief-unelastischen Streuereignissen

Die Auswahl der Ereignisse für diese Analyse erfolgt in zwei Schritten: In diesem Abschnitt wird die Auswahl tief-unelastischer Streuereignisse beschrieben, im nächsten (Abschnitt 4.5) die Selektion von Drei-Jet-Ereignissen.

Zur Auswahl von tief-unelastischen Streuereignissen bei niedrigen x und Q^2 werden sukzessive Schnitte angewendet. Ein Schnitt ist eine Bedingung, die das Ereignis erfüllen muss, um nicht verworfen zu werden. Im Folgenden werden nun die Schnitte aufgelistet, zusammen mit einer kurzen Begründung für jeden Schnitt. Der Text ist dabei wie folgt gegliedert: Abschnitt 4.4.1 stellt den verwendeten Subtrigger vor. Es folgt eine Beschreibung der Schnitte zur Reduktion des Untergrunds. Dabei werden die Qualitätsschnitte auf den Positron-Kandidaten gesondert behandelt (Abschnitt 4.4.2); erst danach folgen die übrigen Schnitte zur Unterdrückung des Untergrunds. In Abschnitt 4.4.4 werden schließlich die kinematischen Schnitte aufgelistet, die den Phasenraums für die zu messenden Wirkungsquerschnitte definieren.

4.4.1 Die Triggerbedingung

Für unterschiedliche e-p-Streureaktionen gibt es unterschiedliche Triggerbedingungen. Um tief-unelastische Streuprozesse bei niedrigen Q^2 auszuwählen, eignet sich vor allem der Subtrigger s61. Er verlangt

1. Energie im SpaCal,
2. einen Ereignisvertex und
3. eine Spur mit einem hohen Transversalimpuls (mehr als 800 MeV) in den zentralen Jetkammern.

Die Energieschwelle für das SpaCal lag in den Jahren 1999 und 2000 bei etwa 6 GeV. Die Energie muss dabei in eine Matrix aus 4×4 Kalorimeterzellen innerhalb eines nur 20 ns großen Fensters, das 4 ns vor dem zugehörigen Bunch-Crossing beginnt, deponiert werden.

Für die Vertex-Bedingung werden die Vieldraht-Proportionalkammern benutzt. Liegen drei oder vier gemessene Spurpunkte auf einer geraden Linie, so wird diese zur

Strahlrichtung hin extrapoliert. Die Bedingung ist erfüllt, wenn mehrere der extrapolierten Linien sich in einem kleinen Bereich um den Strahl herum treffen.

Zur weiteren Unterdrückung von Untergrundreaktionen wie z. B. der Wechselwirkungen des Strahls mit Restgasatomen oder der Strahlrohrwand müssen die Ereignisse gewisse zeitliche Bedingungen erfüllen: so müssen sie beispielsweise mit einem Bunch-Crossing zeitlich eng korreliert sein. Auch dies ist Voraussetzung für ein Ansprechen des Subtriggers s61, wobei diese zeitliche Korrelation aus den Informationen des Flugzeit- und des Veto-Systems (siehe Abschnitt 3.2.5) ermittelt wird.

4.4.2 Schnitte auf den Positron-Kandidaten

In diesem Abschnitt werden die Qualitätsschnitte auf den Positron-Kandidaten beschrieben. Diese Schnitte sollen sicherstellen, dass die im elektromagnetischen Teil des SpaCals deponierte Energie tatsächlich vom gestreuten Positron stammt, und nicht von einem anderen Teilchen aus dem hadronischen Endzustand.

Als Kandidat für das gestreute Positron wird immer der elektromagnetische *Cluster* mit der größten Energie gewählt. Ein *Cluster* besteht dabei aus mehreren zusammenhängenden Kalorimeterzellen, in denen Energie deponiert wurde. Auch Hadronen können Energie im SpaCal deponieren, lösen dabei aber hadronische Schauer im Absorbermaterial des SpaCals aus, wohingegen ein Positron einen elektromagnetischen Schauer verursacht. Hadronische Schauer sind im Mittel etwas diffuser und breiter als elektromagnetische Schauer. Außerdem ist die hadronische Wechselwirkungslänge wesentlich größer als die elektromagnetische Strahlungslänge. Somit entwickelt sich ein elektromagnetischer Schauer früher und schneller; das SpaCal ist gerade so konstruiert worden, dass ein elektromagnetischer Schauer in der Regel vollständig in der elektromagnetischen Sektion des Kalorimeters enthalten ist; ein hadronischer Schauer sollte hingegen noch einen beträchtlichen Teil seiner Energie in die hadronische Sektion des SpaCals deponieren. Man verlangt daher, dass der Cluster kompakt, d. h. der Radius des Clusters r_{clus} hinreichend klein ist und die Energie im hadronischen Teil des SpaCals E_{had} eine gewisse Grenze nicht überschreitet:

$$
\begin{aligned}
r_{\text{clus}} &< 3{,}5 \text{ cm} , \\
E_{\text{had}} &< 0{,}5 \text{ GeV} .
\end{aligned}
$$

Bei Photoproduktionsereignissen, bei denen ein Hadron als gestreutes Positron missidentifiziert wird, hat das Hadron in der Regel eine niedrigere Energie als die meisten in tief-unelastischer Streuung in das SpaCal gestreuten Positronen. Daher verlangt man

$$
E_{e,\,\text{gestr}} > 9 \text{ GeV} ,
$$

wobei $E_{e,\,\text{gestr}}$ die Energie des Kandidaten für das gestreute Positron ist. Hadronen mit einer höheren Energie als 9 GeV deponieren in der Regel mehr als 0,5 GeV in den hadronischen Teil des SpaCals und werden durch den Schnitt auf E_{had} unterdrückt.

Die SpaCal-Region, die dem Strahlrohr am nächsten liegt, leidet unter hohen Untergrund-Raten. Auch muss sichergestellt werden, dass der Cluster noch vollständig im SpaCal enthalten ist, d. h. er sollte weit genug vom Rand des Kalorimeters entfernt liegen, dass man sich sicher sein kann, dass die ganze Energie des Schauers ins SpaCal gegangen ist. Deshalb schneidet man auf die Entfernung zwischen der Strahlachse und dem Schwerpunkt des Clusters $R_{\mathrm{Strahl-Cluster}}$:

$$10 \text{ cm} < R_{\mathrm{Strahl-Cluster}} < 67 \text{ cm}$$

Außerdem werden noch tote Bereiche von der Analyse ausgeschlossen [40], d. h. die Kandidaten-Cluster müssen außerhalb dieser Bereiche liegen. Die toten Regionen des

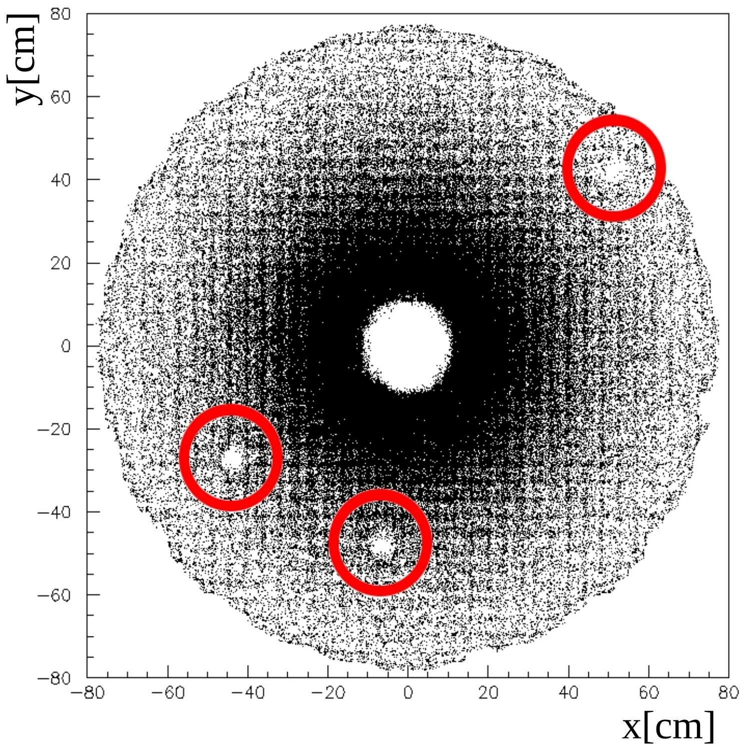

Abbildung 4.2: Tote Bereiche im SpaCal während der Datennahme mit Positronen in den Jahren 1999 und 2000 [40]: Hier sind die Distanzen in x- und in y-Richtung von gestreuten Positron-Kandidaten relativ zur Achse des Proton-Strahls gegeneinander aufgetragen. Jeder Punkt entspricht einem Kandidaten mit einer Energie oberhalb von 8 GeV

SpaCals für die Jahre 1999 und 2000 sind in Abbildung 4.2 gezeigt. Da der Cluster des gestreuten Positrons eine gewisse Ausdehnung hat, wurde ein Bereich von ca. 4 cm um die toten Bereiche herum zusätzlich herausgeschnitten, so dass der Schwerpunkt des Clusters sich außerhalb der folgenden Bereiche im SpaCal befinden muss:

$$\begin{array}{lcl} -48{,}5 \text{ cm} < x_{\mathrm{pos}} < -36{,}5 \text{ cm} & \text{und} & -32{,}5 \text{ cm} < y_{\mathrm{pos}} < -20{,}5 \text{ cm}\ , \\ -12{,}0 \text{ cm} < x_{\mathrm{pos}} < 0{,}0 \text{ cm} & \text{und} & -52{,}5 \text{ cm} < y_{\mathrm{pos}} < -40{,}5 \text{ cm}\ , \\ 44{,}5 \text{ cm} < x_{\mathrm{pos}} < 56{,}5 \text{ cm} & \text{und} & 36{,}5 \text{ cm} < y_{\mathrm{pos}} < 48{,}5 \text{ cm}\ . \end{array}$$

Dabei messen x_{pos} bzw. y_{pos} die Entfernung des Positron-Kandidaten von der Achse des Proton-Strahls in x- bzw. in y-Richtung.

4.4.3 Schnitte zur Untergrund-Unterdrückung

Die übrigen Schnitte zur Unterdrückung von Untergrund-Ereignissen sind im Einzelnen:

Schnitt auf den z-Vertex: Die z-Koordinate des Ereignisvertex z_{vtx} muss die Forderung

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

erfüllen. Der Ereignisvertex ist der Ort, an dem die Teilchenkollision, die das Ereignis ausgelöst hat, stattgefunden hat.

Der Positron- und der Proton-Strahl werden in der Wechselwirkungszone des H1-Detektors zur Kollision gebracht. Da die Wechselwirkungszone im Ursprung des H1-Koordinatensystems liegt, sollte auch der Ereignisvertex dort liegen (Nominalposition). Weil die Strahlpakete eine gewisse Ausdehnung haben, werden die Ereignisvertizes um diese Nominalposition streuen; es sollte aber zumindest im Mittel $z_{\mathrm{vtx}} = 0$ gelten. Zusätzlich variiert auch die Position, an der die beiden Strahlen aufeinandertreffen, leicht von Run zu Run. Bei der x- und der y-Koordinate sind es maximal 3 mm, in der z-Koordinate kann die Variation auch einige cm betragen. Wechselwirkungen von Strahlteilchen mit Restgasatomen im Strahlrohr oder mit der Wand des Strahlrohrs finden nicht in gleicher Weise wie tief-unelastische Streuereignisse um den nominellen Wechselwirkungspunkt herum konzentriert statt. Gleiches gilt für die wesentlich seltener auftretenden kosmischen Ereignisse. Sie alle werden durch diesen Schnitt unterdrückt.

$(E - p_z)$-Schnitt: Hier wird für jedes gemessene Teilchen des Endzustands die z-Komponente des Teilchenimpulses von der Energie abgezogen. Dann wird über alle Teilchen, d. h. den gesamten hadronischen Endzustand und das gestreute Positron, summiert.[5] Der so erhaltene Wert für $E - p_z$ des gesamten Ereignisses muss der Bedingung

$$50 \text{ GeV} < E - p_z < 70 \text{ GeV}$$

genügen. Dieser Schnitt reduziert den Photoproduktionsuntergrund. Im Anfangszustand, also vor der Kollision, hat man nur die beiden Strahlteilchen, das Positron und das Proton. Das Proton liefert zu $E - p_z$ keinen Beitrag, da es in die z-Richtung fliegt ($E_p = p_{zp}$), nur das Positron liefert einen Beitrag von etwa 55 GeV ($E_e = -p_{ze} \Rightarrow (E - p_z)_e = 2E_e$). Energie- und Impulserhaltung verlangen, dass dies im Endzustand genauso ist. Werden alle Teilchen, die nicht exakt in Richtung der positiven z-Achse fliegen (denn deren Beitrag zu $E - p_z$ verschwindet genauso wie der des einlaufenden Protons), detektiert, so sollte $E - p_z = 55$ GeV gelten. Fluktuationen in der Energiemessung können allerdings zu leicht kleineren oder deutlich höheren Werten führen. Verschwindet aber wie im Fall der Photoproduktion das Positron des Endzustands im Strahlrohr, so ist $E - p_z$ kleiner und das Ereignis wird verworfen. Zusätzlich werden auch radiative Ereignisse unterdrückt, bei denen das Positron vor der Streuung ein Photon abstrahlt, wodurch es einen Teil seiner Energie verliert. Werte oberhalb von

[5] Genaugenommen wird nicht $E - p_z$ aller Teilchen, sondern $E - p_z$ aller kombinierten Objekte (siehe Abschnitt 3.3) und $E - p_z$ des gestreuten Positrons summiert.

70 GeV erreichen fast nur Strahl induzierte Untergrund-Ereignisse, deren Anteil durch diesen Schnitt weiter reduziert wird.

Kein Myon-Untergrund: Myonen kosmischen Ursprungs und Halo-Myonen[6] werden von dem Software-Paket QBGFMAR [41] identifiziert. Kosmische und Halo-Myonen werden aufgrund von 10 verschiedenen Mustern gesucht. Identifiziert einer dieser 10 Algorithmen das Ereignis als kosmisch oder entdeckt ein Halo-Myon, so wird es verworfen.

4.4.4 Kinematische Schnitte

Fast alle bisher aufgeführten Schnitte werden nur angewendet, um tief-unelastische Streuereignisse innerhalb des H1-Detektors zu identifizieren und Untergrund-Ereignisse abzutrennen. Dabei werden auch tief-unelastische Streuereignisse fälschlicherweise verworfen. Diese Ineffizienz der Selektion wird der Detektor-Simulation entnommen und bei der Entfaltung (siehe Kapitel 5) korrigiert.

Auf die in diesem Abschnitt beschriebenen kinematischen Schnitte trifft dies nicht zu. Sie dienen in der Regel nicht zur Unterscheidung von tief-unelastischen Streu- und Untergrund-Ereignissen, sondern dazu, sich die tief-unelastischen Streuereignisse herauszusuchen, die sich mit dem H1-Detektor gut messen lassen. So sind beispielsweise die Schnitte in Q^2_{Elek} und in $\theta_{e,\,\text{gestr}}$ durch die Winkelakzeptanz des SpaCals motiviert. Sie schränken also den Phasenraum für die Messung ein und müssen daher auch auf dem Parton- und auf dem Hadron-Niveau der QCD-Vorhersagen und Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt werden.

Die kinematischen Schnitte sind teilweise redundant (untereinander und mit den in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Schnitten). Gefordert wird:

$$\begin{aligned}
5\ \text{GeV}^2 <\ & Q^2_{\text{Elek}} < 80\ \text{GeV}^2\ , \\
10^{-4} <\ & x_{\text{Elek}} < 10^{-2}\ , \\
0{,}1 <\ & y_{\text{Elek}} < 0{,}7\ , \\
156^\circ <\ & \theta_{e,\,\text{gestr}} < 175^\circ\ .
\end{aligned}$$

Schließlich gehört auch der bereits in Abschnitt 4.4.2 beschriebene Schnitt auf die Energie des gestreuten Positrons zu den kinematischen Schnitten:

$$E_{e,\,\text{gestr}} > 9\ \text{GeV}\ .$$

Der Schnitt in y_{Elek} reduziert radiative Ereignisse und beschränkt den Phasenraum auf einen Bereich, in dem die Elektron-Methode (Abschnitt 3.3.1) angewendet werden kann. Der Schnitt auf x_{Elek} ist durch das Ziel dieser Analyse motiviert, Ereignisse bei kleinen x zu untersuchen.

[6] Sowohl in kosmischen Schauern als auch in Strahl induzierten Untergrund-Ereignissen werden geladene Pionen produziert, die in Myonen zerfallen.

4.5 Die Auswahl der Drei-Jet-Ereignisse

In diesem Abschnitt wird die zweite Stufe der Ereignisauswahl beschrieben: In den tief-unelastischen Streuereignissen sollen Jets gesucht werden. Wie dies vor sich geht, ist im Abschnitt 3.3 erklärt worden. Hier wird nur noch das Bezugssystem beschrieben, in denen die Jets gesucht werden (Abschnitt 4.5.1). Danach wird in Abschnitt 4.5.2 die Standard-Jet-Auswahl vorgestellt. Alle Ereignisse müssen sie erfüllen; es kann aber vorkommen, dass zusätzliche Bedingungen an das Ereignis gestellt werden. Dies wird an den entsprechenden Stellen (ausschließlich in den Kapiteln 7 und 8) erklärt.

4.5.1 Das hadronische Schwerpunktsystem

Die Jets werden im hadronischen oder $\gamma^\star$-p-Schwerpunktsystem gesucht. Das ist das System, in dem die Summe der Vierervektoren des einlaufenden Protons $\bar{p}$ und des Vierervektors des ausgetauschten virtuellen Eichbosons $\bar{q} = \bar{k} - \bar{k}'$, also der Vierervektor $\bar{q} + \bar{p}$ ruht. Das Koordinatensystem ist so ausgerichtet, dass das gestreute Positron in der $x^\star$-$z^\star$-Ebene liegt und das einlaufende Proton in die $z^\star$-Richtung zeigt. In dieses hadronische Schwerpunktsystem werden alle Objekte des hadronischen Endzustands transformiert. Erst danach werden mit dem inklusiven $k_\perp$-Algorithmus (Abschnitt 3.3.3) Jets gebildet. Alle Größen in diesem System werden – genauso wie die Koordinatenachsen – mit einem hochgestellten Stern ($\star$) gekennzeichnet.

4.5.2 Die Standard-Jet-Auswahl

Die Jets werden mit dem inklusiven $k_\perp$-Jet-Algorithmus aus den ins $\gamma^\star$-p-Ruhesystem transformierten kombinierten Objekten gebildet. Der $p_\perp$-Schnitt wurde dabei auf 1,5 GeV gesetzt.

Ein einzelner Jet wird akzeptiert, wenn er die Bedingungen

$$-1 < \eta_{\mathrm{Jet}} < 2{,}5$$

und

$$p^\star_{\perp\mathrm{Jet}} > 4 \text{ GeV}$$

erfüllt. Dabei sind η_{Jet} die Pseudorapidität des Jets im Laborsystem und $p^\star_{\perp\mathrm{Jet}}$ der Transversalimpuls des Jets im hadronischen Schwerpunktsystem.

Ein Drei-Jet-Ereignis muss mindestens drei akzeptierte Jets haben. Darüber hinaus muss mindestens einer der Jets der Bedingung

$$-1 < \eta_{\mathrm{Jet}} < 1{,}3$$

genügen. Dieser Jet liegt dann in der Akzeptanz der zentralen Vieldraht-Proportionalkammern, die die Spurinformationen für den Trigger liefern. Damit konnte die Triggereffizienz um 2% gesteigert werden. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sollen auch mit QCD-Vorhersagen verglichen werden. Diese Vorhersagen konvergieren mitunter nur sehr langsam oder überhaupt nicht, wenn für alle Jets der gleiche Schnitt auf den Transversalimpuls verlangt wird. Daher wurde zusätzlich verlangt, dass die beiden Jets mit dem höchsten Transversalimpuls auch noch der Forderung

$$p^{\star}_{\perp 1} + p^{\star}_{\perp 2} > 9 \text{ GeV}$$

genügen.

Die Jets werden nach abnehmenden Transversalimpulsen im hadronischen Schwerpunktsystem geordnet, d. h. es gilt

$$p^{\star}_{\perp 1} > p^{\star}_{\perp 2} > p^{\star}_{\perp 3} \, .$$

Diese Nummerierung der Jets gilt für alle Kapitel mit Ausnahme von Kapitel 8. Wie die Jets dort sortiert bzw. nummeriert werden, wird im Kapitel selbst erklärt.

In den Kapiteln 7 und 8 werden auch andere Jet-Selektionen verwendet. Diese sind aber lediglich Verschärfungen der hier vorgestellten Drei-Jet-Selektion, d. h. alle Ereignisse, die nach den dort näher erläuterten Selektionen übrig bleiben, erfüllen auch die Drei-Jet-Auswahlkriterien, die in diesem Abschnitt vorgestellt wurden.

Zum Schluss sind nochmals alle Schnitte in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Luminosität und die Anzahl der Drei-Jet-Ereignisse nach allen Schnitten der Daten und der verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse sind in Tabelle 4.2 zu finden.

Triggerbedingung
Subtrigger s61
Schnitte auf den Positron-Kandidaten
$r_{\mathrm{clus}} < 5$ cm $E_{\mathrm{had}} < 0{,}5$ GeV 10 cm $< R_{\mathrm{Strahl-Cluster}} <$ 67 cm Schnitte auf tote Bereiche im SpaCal
Schnitte zur Untergrund-Unterdrückung
-35 cm $< z_{\mathrm{vtx}} <$ 35 cm 50 GeV $< E - p_z <$ 70 GeV kein kosmischer Untergrund gefunden
Kinematische Schnitte
5 GeV$^2 < Q^2_{\mathrm{Elek}} <$ 80 GeV^2 $10^{-4} < x_{\mathrm{Elek}} < 10^{-2}$ $0{,}1 < y_{\mathrm{Elek}} < 0{,}7$ $156° < \theta_{e,\,\mathrm{gestr}} < 175°$ $E_{e,\,\mathrm{gestr}} > 9$ GeV
Die Standard-Drei-Jet-Auswahl
akzeptierter Jet $\Leftrightarrow$ ($-1 < \eta < 2{,}5$ und $p^\star_\perp > 4$ GeV)
mindestens 3 akzeptierte Jets, davon: ein Jet mit $-1 < \eta < 1{,}3$ $p^\star_{\perp 1} + p^\star_{\perp 2} > 9$ GeV

Tabelle 4.1: Zusammenfassung aller Schnitte: Auf die Daten und auf das Detektor-Niveau der Simulationen wurden alle Schnitte, auf das Parton- und das Hadron-Niveau nur die kinematischen und die Jet-Schnitte angewendet

	$\mathcal{L}/\mathrm{pb}^{-1}$	# Ereignisse
Daten	44,2	38407
DJANGOH	113,7	61477
RAPGAP	24,67	17230

Tabelle 4.2: Integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ und Anzahl der Drei-Jet-Ereignisse für die Daten und die Monte-Carlo-Simulationen

Kapitel 5

Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

Überblick: In diesem Kapitel wird erklärt, wie man unter Anwendung der Bin-zu-Bin-Methode aus den Daten Wirkungsquerschnitte auf dem Niveau der Partonen bestimmt (Abschnitte 5.1 und 5.2). Anschließend werden die radiativen Korrekturen behandelt. Prozesse, bei denen das Positron vor oder nach der Streuung ein reelles Photon abstrahlt, sind normalerweise nicht in theoretischen Rechnungen eingeschlossen. Daher werden die partonischen Wirkungsquerschnitte in einem weiteren Schritt auf Wirkungsquerschnitte in niedrigster Ordnung der QED (Born-Niveau) korrigiert, in denen diese Prozesse herausgerechnet sind (Abschnitt 5.3). Damit die Bin-zu-Bin-Methode angewendet werden kann, müssen die Daten von der Detektor-Simulation hinreichend gut beschrieben werden. Um die Übereinstimmung von Simulation und Daten zu verbessern, müssen die Simulationen umgewichtet werden (Abschnitt 5.4). Dass die umgewichteten Verteilungen die Daten gut genug beschreiben, um die Bin-zu-Bin-Methode anzuwenden, wird in Abschnitt 5.5 gezeigt. Dort wird außerdem untersucht, mit welcher Genauigkeit kinematische und Jet-Observablen gemessen werden können. Da bisher Wirkungsquerschnitte in der Regel auf dem Hadron-Niveau bestimmt wurden, bedarf die Entscheidung, partonische Wirkungsquerschnitte zu erstellen, der Erläuterung (Abschnitt 5.6). Bei der Darstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte wird die x-Achse in kleine Intervalle, die *Bins*, unterteilt, und die Anzahl der Ereignisse, die in ein bestimmtes Intervall fallen, gezählt und als zugehöriger y-Wert aufgetragen. Es ist sicher nicht sinnvoll, diese Bins wesentlich kleiner zu wählen als die Genauigkeit, mit der man die entsprechende Größe im Detektor messen kann. Wie die Breiten der Bins genau gewählt werden, wird in Abschnitt 5.7 erläutert. Auch wird gezeigt, wie groß die Korrektur auf Parton-Niveau und die radiative Korrektur ausfallen.

5.1 Die Entfaltung der Daten

Um eine Theorie zu testen, muss man deren Vorhersagen mit Messungen vergleichen. Auch die in dieser Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitte sollen mit der Theorie verglichen werden. Die Vorhersagen der Theorie sind aber nicht direkt mit dem vergleichbar, was im Detektor gemessen wird: Durch Ineffizienzen oder die limitierte Akzeptanz des Detektors werden nicht alle Ereignisse im gewählten Phasenraum aufgezeichnet. Durch die begrenzte Auflösung des Detektors werden Messgrößen verschmiert; im Extremfall wird ein Ereignis dadurch fälschlicherweise akzeptiert oder verworfen, weil eine Größe falsch gemessen wurde: Denkbar wäre beispielsweise, dass ein Ereignis auf dem Niveau der Partonen selektiert (verworfen) wird, aber, weil durch die Fehlmessung von Variablen mindestens einer der Schnitte (die auf Parton-Niveau nicht erfüllten Schnitte) auf Detektor-Niveau nicht (doch) erfüllt ist (sind), wird das Ereignis auf Detektor-Niveau verworfen (selektiert). Aber auch bei Ereignissen, die auf Parton- und Detektor-Niveau die Kriterien der Ereignisauswahl erfüllen, kann es zu *Migrationen* kommen, wenn z. B. für eine bestimmte Größe das Ereignis auf Parton-Niveau in einem anderen Bin als auf Detektor-Niveau liegt.

Um die Daten mit theoretischen Modellen vergleichen zu können, müssen sie also auf diese Detektor-Effekte korrigiert werden. Dazu werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte üblicherweise auf Hadron-Niveau entfaltet. In dieser Arbeit werden allerdings partonische Wirkungsquerschnitte anstelle der hadronischen bestimmt werden (mehr dazu in Abschnitt 5.6).

5.2 Das Prinzip der Bin-zu-Bin-Methode

Bei den zu bestimmenden Wirkungsquerschnitten handelt es sich um gebinnte Verteilungen. Wenn man beispielsweise die Verteilung einer Observablen O messen will, so trägt man auf der x-Achse die möglichen Werte der Observablen ab. Kann O kontinuierliche Werte annehmen, so unterteilt man die x-Achse in kleine Intervalle, die sogenannten *Bins*. Nun zählt man, wie oft der Wert von O in ein bestimmtes Intervall fällt, etwa n_i mal in das Intervall $[O_i, O_{i+1}[$. Diesen Wert n_i trägt man dann auf der y-Achse über dem Intervall ab. Eine gebinnte Verteilung ist somit eine Stufenfunktion, die auf dem Intervall $[O_i, O_{i+1}[$ den konstanten Wert n_i annimmt, wobei n_i angibt, wie viele Ereignisse es mit einem Wert von O in diesem Intervall oder Bin gibt.

Bei der Korrektur der Detektor-Einflüsse steht man vor folgendem Problem: Man hat eine gebinnte Verteilung einer physikalischen Observablen O. Wenn für ein Ereignis der wahre Wert der Observablen (auf Parton-Niveau) im Bin j liegt, so werde er mit der Wahrscheinlichkeit $\mathcal{D}_{ij}$ im Bin i rekonstruiert (auf Detektor-Niveau gemessen). Dann gilt für den Zusammenhang zwischen der partonischen Verteilung O_j^{part} und der vom Detektor gemessenen Verteilung O_i^{det}:

$$O_i^{\text{det}} = \sum_j \mathcal{D}_{ij} O_j^{\text{part}} \ .$$

Im Prinzip ist es möglich, diese Matrix aus den Monte-Carlo-Simulationen zu ermitteln und zu invertieren. Damit kann man aus der Detektor-Verteilung der Daten die Verteilung auf Parton-Niveau berechnen. Diesen Vorgang nennt man Entfaltung.

Falls man aber die Elemente von $\mathcal{D}$, die nicht auf der Diagonalen liegen, vernachlässigen kann, so würde sich obige Gleichung zu

$$O_i^{\text{det}} = \mathcal{D}_{ii} O_i^{\text{part}} =: \mathcal{C}_i^{-1} \cdot O_i^{\text{part}}$$

vereinfachen. Die Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$ kann man wieder mit der Monte-Carlo-Simulation ermitteln:

$$\mathcal{C}_i = \frac{O_i^{\text{part}}}{O_i^{\text{det}}} \; . \tag{5.1}$$

Mit diesen Faktoren kann man die Datenverteilung auf das Niveau der Partonen korrigieren:

$$O_i^{\text{Daten,korr}} = \mathcal{C}_i O_i^{\text{Daten}}$$

Die Bin-zu-Bin-Korrektur darf aber nur angewendet werden, wenn mindestens eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist:

- Die Simulation beschreibt die Daten in allen Details.
- Die Migrationen zwischen Bins sind klein.

In dieser Arbeit wird keine „echte“ Entfaltung durchgeführt, sondern die soeben beschrieben Bin-zu-Bin-Methode angewendet. Dazu ist zu zeigen, dass zumindest eine der beiden Voraussetzungen erfüllt ist. Dies wird im restlichen Teil dieses Kapitels getan. Dabei wird versucht, beide Bedingungen zu erfüllen: In Abschnitt 5.4 werden die Simulationen bestmöglich an die Daten angepasst. Dass das Resultat der Anpassungen zur Anwendung der Bin-zu-Bin-Methode ausreichend ist, wird in in Abschnitt 5.5 gezeigt. In Abschnitt 5.7 werden die Bedingungen für die Wahl der Binbreite so festgelegt, dass zumindest gewisse Mindestanforderungen erfüllt sind.

5.3 Radiative Korrekturen

Die QCD-Vorhersagen berücksichtigen in der Regel keine QED-Prozesse höherer Ordnung. Dazu gehört beispielsweise der Prozess, bei dem das Positron vor oder nach der Streuung ein (reelles) Photon abstrahlt. Bei der Auswahl der Datenereignisse können diese Prozesse nicht vollständig unterdrückt werden. Problematisch an den Ereignissen, in denen QED-Abstrahlungen auftreten, ist, dass die Kinematik des Ereignisses dann falsch rekonstruiert wird. Wird nämlich das Photon vor der Streuung emittiert, so reduziert sich die Energie des kollidierenden Positrons und somit auch die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$; bei der Rekonstruktion wird aber immer $\sqrt{s} = 319$ GeV vorausgesetzt. Findet die Abstrahlung des Photons hingegen erst nach der Streuung statt, so kann es ebenfalls geschehen, dass die Kinematik des Ereignisses fehlerhaft berechnet wird, da man in diesem Fall die Viererimpulse des Positrons und des Photons addieren müsste. Sind sie im Detektor räumlich so nahe beieinander, dass sie nicht getrennt werden können, so wird die Kinematik korrekt bestimmt; sobald man sie im Detektor als zwei verschiedene Teilchen auflösen kann, wird nur eines als gestreutes Positron interpretiert und die Kinematik wird fehlerhaft rekonstruiert.

Glücklicherweise kann dieser Effekt mit Hilfe der Quantenelektrodynamik sehr genau berechnet werden. Die Daten werden also nicht nur auf den Einfluss des Detektors, sondern auch auf QED-Prozesse höherer Ordnung korrigiert. Der Faktor $\mathcal{C}_i$ in Gleichung (5.1) ist dann zu ersetzen durch:

$$\mathcal{C}_i' = \frac{O_i^{\text{part, nicht}-\text{rad}}}{O_i^{\text{det, rad}}} \; .$$

Um diesen Faktor zu ermitteln, braucht man zwei verschiedene Mengen (Samples) von Monte-Carlo-Ereignissen: Das eine Sample umfasst Ereignisse mit QED-Abstrahlungen; es wird dazu benutzt, die Verteilung $O^{\mathrm{det,\,rad}}$ auf Detektor-Niveau unter Einschluss von QED-Effekten höherer Ordnung zu bestimmen, und es muss daher auch durch die Detektor-Simulation laufen. Dies ist beim zweiten Sample nicht nötig, da es nur zur Ermittlung von partonischen Größen dient: Es ist ein „nicht-radiatives“ Monte-Carlo-Sample, berücksichtigt also keine QED-Korrekturen höherer Ordnung. Damit wird die Verteilung von O auf Parton-Niveau ohne QED-Abstrahlungen $O_i^{\mathrm{part,\,nicht-rad}}$ gewonnen.

In der Regel – wie auch in dieser Arbeit – unterteilt man den Gesamtkorrekturfaktor in zwei einzelne Korrekturfaktoren auf: $\mathcal{C}_i$ für die Korrektur von Detektor- auf Parton-Niveau (radiativ) und den radiativen Korrekturfaktor $\mathcal{R}_i$, der vom radiativen auf das nicht-radiative Parton-Niveau korrigiert:

$$\mathcal{C}_i = \frac{O_i^{\mathrm{part,\,rad}}}{O_i^{\mathrm{det,\,rad}}} \qquad \text{und} \qquad \mathcal{R}_i = \frac{O_i^{\mathrm{part,\,nicht-rad}}}{O_i^{\mathrm{part,\,rad}}} \,. \tag{5.2}$$

Es gilt dann: $\mathcal{C}_i' = \mathcal{C}_i \cdot \mathcal{R}_i$.

5.4 Beschreibung der Daten durch die Simulation

Im Folgenden wird beschrieben, welche Vorarbeiten nötig sind, um den ersten der beiden Faktoren, nämlich den für die Korrektur der Detektoreffekte zuständigen Faktor $\mathcal{C}_i$, zu ermitteln. Um die Bin-zu-Bin-Korrektur anwenden zu können, müssen die Daten durch die Simulation hinreichend gut beschrieben werden. Um dies zu erreichen, müssen die Monte-Carlo-Simulationen umgewichtet werden.

5.4.1 Die benutzten Monte-Carlo-Simulationen

Zur Berechnung von $\mathcal{C}_i$ werden die Programme RAPGAP und DJANGOH benutzt. Der Umfang und die für die Berechnung der Korrekturfaktoren wichtigen Eigenschaften der beiden Monte-Carlo-Samples kann der Tabelle 5.1 entnommen werden. Für die Berechnung von $\mathcal{C}_i$ werden die Verteilungen auf Parton-Niveau des ersten DJANGOH-Samples oder von RAPGAP durch die entsprechenden Detektor-Verteilungen geteilt. DJANGOH (1) ist ein radiatives Monte-Carlo-Sample, also kann man ohne Probleme die Parton-Verteilung einer beliebigen Observablen mit $O_i^{\mathrm{part,\,rad}}$ und ihre Detektor-Verteilung mit $O_i^{\mathrm{det,\,rad}}$ identifizieren. RAPGAP hingegen ist ein nicht-radiatives Monte-Carlo-Sample. Auch diese Simulation soll nun so umgewichtet werden, dass sie die Daten möglichst gut beschreibt. Die Daten enthalten aber Ereignisse mit QED-Abstrahlungen. Somit wird die Form der Verteilungen von RAPGAP nach der Umgewichtung zumindest näherungsweise einer radiativen Monte-Carlo-Simulation entsprechen. Somit kann man $\mathcal{C}_i$ für RAPGAP in guter Näherung in gleicher Weise wie für DJANGOH erhalten, nämlich indem man $O_i^{\mathrm{part,\,rad}}$ bzw. $O_i^{\mathrm{det,\,rad}}$ durch die partonische bzw. Detektor-Verteilung der zwar nicht-radiativen, aber umgewichteten RAPGAP-Monte-Carlo-Simulation approximiert.

Generator	N_{gen}	$\mathcal{L}/\text{pb}^{-1}$	rad.	Det.-Sim.	Bez.
DJANGOH (1)	$10{,}36 \cdot 10^6$	113,7	ja	1999/2000	CDM rad 99/00
RAPGAP dir+res	$1{,}38 \cdot 10^6$	24,67	nein	2000	RG d+r nrad 00
DJANGOH (2)	$400 \cdot 10^6$	285,71	nein	nein	—
DJANGOH (3)	$400 \cdot 10^6$	280,31	ja	nein	—

Tabelle 5.1: Die für die Detektor- und radiative Korrektur verwendeten Monte-Carlo-Simulationen. Es sind die Zahl der generierten Ereignisse N_{gen} und die integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ der Samples aufgelistet. Die vierte Spalte gibt an, ob für das Monte-Carlo-Sample radiative Ereignisse mitsimuliert wurden oder nicht; die vorletzte, ob eine komplette Detektorsimulation durchgeführt wurde und wenn ja, dann für welche Datennahme-Perioden (Jahre). In der letzten Spalte steht schließlich die Bezeichnung, mit der das entsprechende Sample in Diagrammen gekennzeichnet wird. Bis auf die Unterschiede in der Berücksichtigung von QED-Abstrahlungen und die fehlende Detektorsimulation entsprechen die DJANGOH-Samples (2) und (3) dem zur Entfaltung benutzten Sample (1)

Es gibt einen weiteren Unterschied zwischen der Simulation von DJANGOH und der von RAPGAP: Bei DJANGOH wurde für die Detektorsimulation der Zustand des Detektors der Jahre 1999 und 2000 zugrunde gelegt, bei RAPGAP wurden nur die Bedingungen des Jahres 2000 simuliert. Die Unterschiede zwischen beiden Jahren sind allerdings äußerst gering und RAPGAP wird – ähnlich wie bei den radiativen Korrekturen – durch die Umgewichtung an den Zustand des Detektors in beiden Jahren angepasst. Bei DJANGOH wurde darauf geachtet, dass der Anteil der für das Jahr 1999 simulierten Ereignisse an den insgesamt verfügbaren Monte-Carlo-Ereignissen dem der Ereignisse des Jahres 1999 an allen Datenereignissen entspricht.

5.4.2 Die Umgewichtung der z-Koordinate des Ereignis-Vertex

Die Verteilung der z-Koordinate des Ereignisvertex in den Daten ist für konstante Strahlverhältnisse annähernd gaußförmig. Spätestens nach einer erneuten Füllung von HERA mit Protonen und Positronen ändern sich aber in der Regel die Parameter dieser Gauß-Verteilung, also die Position und die Breite der Verteilung der z-Koordinate des Vertex. Die Standardabweichung der z-Vertex-Verteilung beträgt etwa 11 cm. Da die Detektorakzeptanz von der Position des Ereignisvertex abhängt, muss die z-Vertex-Verteilung von den Monte-Carlo-Simulationen reproduziert werden. Dies gilt im Prinzip auch für die x- und die y-Verteilung; nur sind die x- bzw. y-Koordinate des Ereignisvertex vom Ursprung nicht weiter als 3 mm entfernt, so dass dies vernachlässigt werden kann.

Der Ereignisvertex der Monte-Carlo-Ereignisse liegt auf Parton- und auf Hadron-Niveau im Ursprung des Koordinatensystems. Erst für das Detektor-Niveau wird ein Ereignisvertex simuliert. Die z-Koordinate des simulierten Ereignisvertex ist gaußförmig verteilt mit einem festen Mittelwert und mit einer festen Standardabweichung. In der Regel ist dies eine gute, aber keine perfekte Näherung für die z-Vertex-Verteilung in den Daten. Damit die Detektorakzeptanz für Daten- und Monte-Carlo-Ereignisse gleich ist, wird daher als erstes die z-Vertex-Verteilung der Monte-Carlo-Samples an die Daten angepasst. Dazu wird jedem Monte-Carlo-Ereignis ein Gewicht gegeben:

$$\text{Gewicht} = \frac{N_{\text{Daten}}(z_{\text{vtx}})}{N_{\text{MC}}(z_{\text{vtx}})} \ .$$

Die z_{vtx}-Verteilung ist auch eine gebinnte Verteilung. Zur Bestimmung der Gewichte werden die Verteilungen für die Daten und für die Monte-Carlo-Simulation so normiert, dass die Fläche unter den Kurven jeweils eins ist. Dann wird aus der gebinnten Verteilung eine glatte Funktion $N(z)$ interpoliert, indem man den Bininhalt n_i der Mitte eines Bins zuordnet, also $N({}^1/{}_2(O_i + O_{i+1})) = n_i$ setzt, und dazwischenliegende Werte lokal mit einem Polynom approximiert. Die z-Vertex-Verteilung nach der Umgewichtung ist in Abbildung 5.7 (3. Zeile links) gezeigt.

5.4.3 Die Korrektur der Triggereffizienz

Als nächstes wird überprüft, ob die Triggereffizienz von den Monte-Carlo-Simulationen richtig wiedergegeben wird. Da der Trigger innerhalb sehr kurzer Zeit und nur aus einem Bruchteil der Detektorinformation seine Entscheidung, das Ereignis genauer anzuschauen oder gleich zu verwerfen, treffen muss, kann es auch bei „guten“ Ereignissen, d. h. solchen, die alle in Kapitel 4 beschriebenen Schnitte mit Ausnahme der Triggerbedingung (Abschnitt 4.4.1) erfüllen, vorkommen, dass der Subtrigger s61 nicht anspricht. Die Wahrscheinlichkeit, dass der Subtrigger bei diesen „guten“ Ereignissen angesprochen hat, nennt man die Triggereffizienz.

Die Rate der Drei-Jet-Ereignisse wird mit dem Subtrigger s61 bestimmt. Wenn seine Triggerffizienz nicht 100% beträgt, wird die Rate zu niedrig gemessen. Um den Wirkungsquerschnitt korrekt angeben zu können, muss man daher auch die Ereignisse hinzuzählen, die zwar alle Schnitte erfüllt haben, aber bereits vom Trigger aussortiert wurden. Dies wird automatisch bei der Entfaltung auf Parton-Niveau mitberücksichtigt: Mit der Detektor-Simulation wird auch die Effizienz des Subtriggers s61 mitsimuliert, d. h. auch in der Simulation werden „gute“ Ereignisse mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit (= 1−Triggereffizienz) verworfen. Damit die Triggereffizienz bei der Entfaltung korrekt berücksichtigt wird, muss diese Wahrscheinlichkeit in den Daten und in der Simulation übereinstimmen. Daher wird überprüft, ob die Triggereffizienz in der Monte-Carlo-Simulation richtig wiedergegeben wird.

Dazu ist die Triggereffizienz in Daten und in den Monte-Carlo-Simulationen zu ermitteln. Dies geschieht mit zwei Kontrolltriggern. Diese sollten unabhängig von den Subtriggern oder Triggerelementen sein, deren Effizienz es zu bestimmen gilt. Wie schon in Abschnitt 4.4.1 erläutert, besteht der Subtrigger s61 im Wesentlichen aus drei Elementen: elektromagnetische Energie im SpaCal, eine z-Vertex und eine Spurbedingung. Da auch der z-Vertex mit Spuren gemessen wird, werden die beiden Elemente zusammengefasst und man hat dann noch zwei Bedingungen zu überprüfen: die SpaCal- und die (kombinierte) Spurbedingung. Als unabhängiger Subtrigger zur Berechnung der SpaCal-Effizienz wurde s77 gewählt, der fehlende Energie im Flüssig-Argon-Kalorimeter und gewisse Spur-Kriterien verlangt; für die Effizienz der Spurbedingung wird s1, der ab einer gewissen Mindestenergiedeposition im SpaCal anspricht, verwendet. Nun zählt man die Ereignisse, die alle Schnitte außer der Triggerbedingung

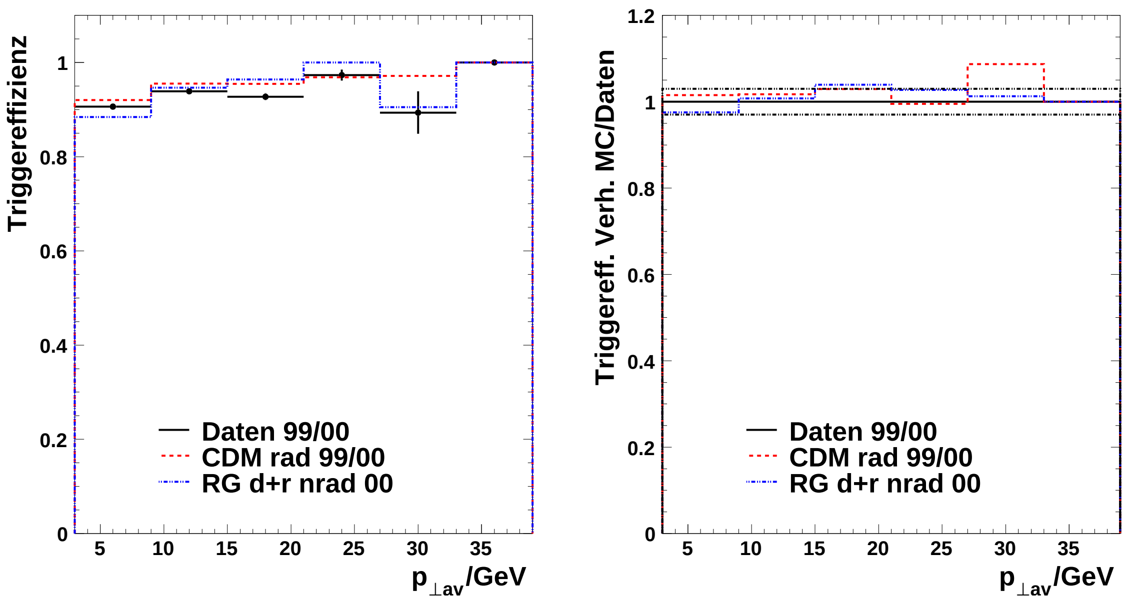

Abbildung 5.1: Links: Gesamttriggereffizienz für s61 in den Daten und beiden Monte-Carlo-Simulationen in Abhängigkeit von $p_{\perp\mathrm{av}}$. Die Datenpunkte sind mit statistischen Fehlern versehen. Rechts: Verhältnisse der Triggereffizienz der Monte-Carlo-Simulationen jeweils geteilt durch die der Daten. Die strichpunktierte schwarze Linie gibt die systematische Unsicherheit in der Triggereffizienz ($\pm 3\%$) an, die in Kapitel 6 angenommen wird.

erfüllen und bei denen der Kontrolltrigger angesprochen hat (N_{ct}). Außerdem zählt man die Ereignisse, bei denen zusätzlich das zu überprüfende Triggerelement (SpaCal-Bedingung für ct=s77, Spurbedingung für ct=s1) angesprochen hat ($N_{\mathrm{ct+te}}$). Dann erhält man die Effizienz t_{Spur} der Spurbedingung und t_{SpaCal} der SpaCal-Bedingung mit

$$t_{\mathrm{Spur}} = \left.\frac{N_{\mathrm{ct+te}}}{N_{\mathrm{ct}}}\right|_{\mathrm{ct=s1}} , \qquad t_{\mathrm{SpaCal}} = \left.\frac{N_{\mathrm{ct+te}}}{N_{\mathrm{ct}}}\right|_{\mathrm{ct=s77}} ,$$

und die Gesamteffizienz für s61 durch Multiplikation beider Einzel-Effizienzen. Sie ist im linken Diagramm der Abbildung 5.1 als Funktion der Variable

$$p_{\perp\mathrm{av}} = \frac{1}{2} \sum_{i \text{ mit } 1<\eta_i<1{,}3} p^{\star}_{\perp i}$$

gezeigt. Summiert wird dabei über alle akzeptierten Jets, für deren Pseudorapidität η $1 < \eta < 1{,}3$ gilt. Die Triggereffizienz wurde in den Monte-Carlo-Simulationen leicht angepasst. Dazu wurde das Verhältnis der Triggereffizienzen der Monte-Carlo-Simulationen durch die der Daten gebildet und bei DJANGOH eine lineare, bei RAPGAP eine quadratische Funktion an das Verhältnis angepasst. Diese Funktionen werden verwendet, um den simulierten Ereignissen ein Gewicht zu geben: Zu jedem Ereignis wird $p_{\perp\mathrm{av}}$ berechnet und der Kehrwert des Funktionswerts der angepassten Funktion an der Stelle $p_{\perp\mathrm{av}}$ als Gewicht genommen (siehe dazu auch Abschnitt 5.4.4). Das Ergebnis ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Das dort aufgetragene Verhältnis gibt die nach

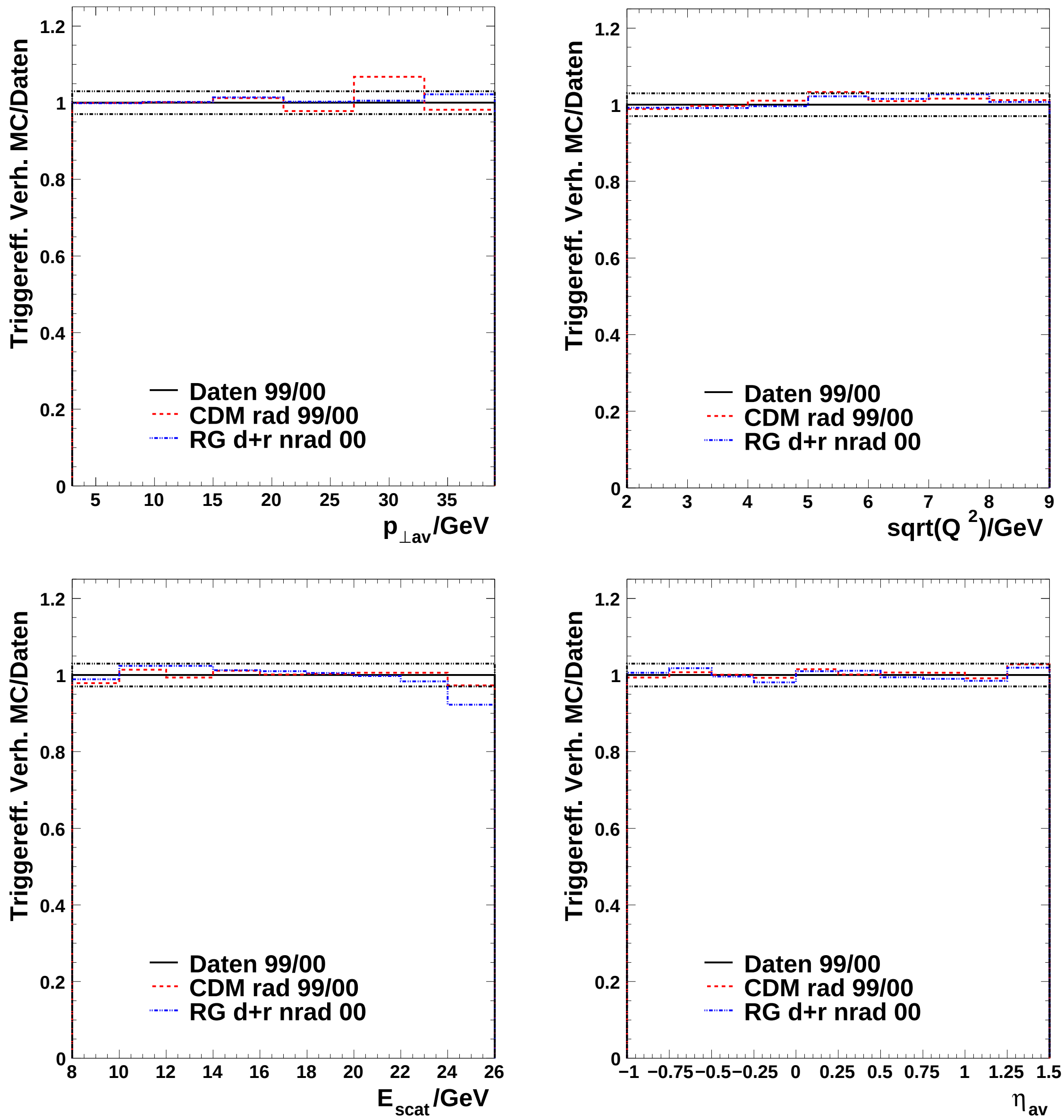

Abbildung 5.2: Verhältnisse der Gesamttriggereffizienz von s61 der Monte-Carlo-Simulationen jeweils geteilt durch die der Daten in Abhängigkeit von verschiedenen Observablen. Die Variable η_{av} ist die Hälfte der Summe der Labor-Pseudorapiditäten der beiden Jets mit dem höchsten Transversalimpuls (im hadronischen Schwerpunktsystem), für die $1 < \eta < 1{,}3$ gilt. Die strichpunktierte schwarze Linie gibt die systematische Unsicherheit in der Triggereffizienz ($\pm 3\%$) an, die in Kapitel 6 angenommen wird

der Korrektur verbleibenden Unterschiede der Triggereffizienz in Daten und Simulation an. Es ist in fast allen Bins kleiner als 3%.

5.4.4 Umgewichtung der Transversalimpulsverteilung von DJANGOH

Ein erster Vergleich der Daten mit den Monte-Carlo-Simulationen zeigt eine deutliche Abweichung von DJANGOH in der Transversalimpulsverteilung der Jets:[1] In Abb. 5.3 sind die Transversalimpulsverteilungen der beiden ersten Jets abgebildet. Dabei sind die drei Verteilungen so normiert, dass die Monte-Carlo-Verteilungen die gleiche Fläche unter der Kurve einschließen wie die der Daten („Flächennormierung der Monte-Carlo-Verteilungen auf die Daten“). Man kann daher die Form der Verteilungen vergleichen, nicht aber, ob die Zahl der von der Simulation vorhergesagten Ereignisse mit der Zahl der Datenereignisse übereinstimmt. Dies ist auch nicht nötig, da die absolute Normierung der Monte-Carlo-Verteilungen von der Wahl der Renormierungs- und der Faktorisierungsskala abhängt; daher kann man die Normierung der Monte-Carlo-Simulation innerhalb gewisser Grenzen frei wählen.

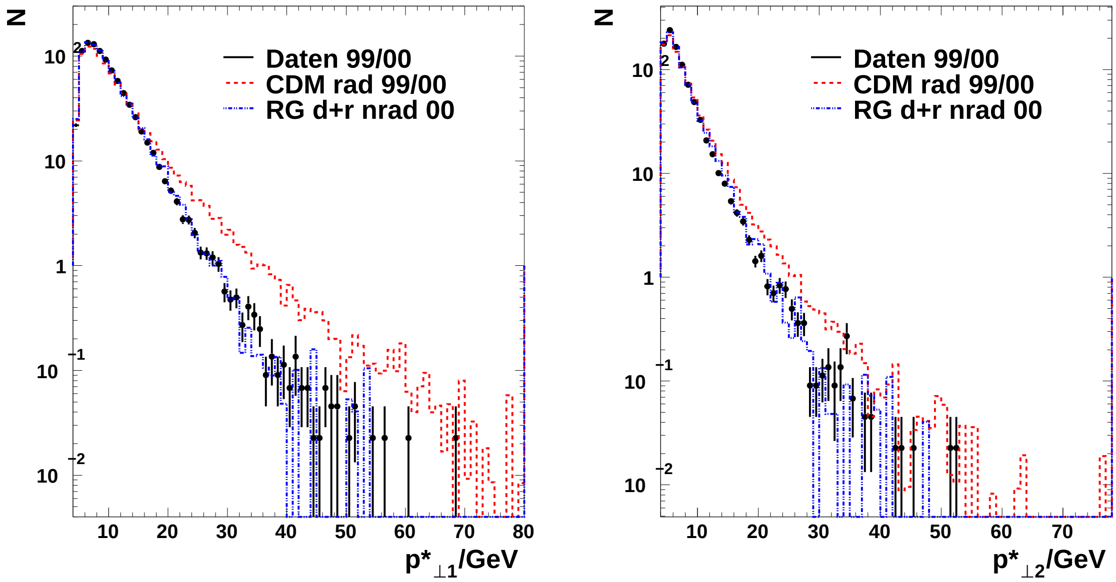

Abbildung 5.3: $p_\perp^\star$-Verteilung für den Jet mit dem höchsten ($p_{\perp 1}^\star$) und für den mit dem zweithöchsten Transversalimpuls im hadronischen Schwerpunktsystem. Bei den Daten sind statistische Fehler eingezeichnet. Die Daten-Verteilungen sind auf die Luminosität (In jedem Bin ist die Anzahl der Ereignisse pro pb^{-1} angegeben), die Monte-Carlo-Verteilungen sind auf die Daten flächennormiert worden

Während RAPGAP die Form der Transversalimpulsverteilungen in den Daten beschreibt, liefert DJANGOH zu viele Jets mit hohem Transversalimpuls. Die beobachteten Abweichungen der Transversalimpulsverteilungen der DJANGOH-Simulation von den Daten hängen mit der Simulation von Gluonabstrahlungen durch das Monte-Carlo-Programm ARIADNE zusammen [42], das das Farbdipol-Modell (CDM) implementiert. Dieses Programm ist zwar in der Lage, die Endzustände von e^+-e^--Kollisionen gut zu beschreiben [43], aber die Implementation des Farbdipol-Modells

[1] Die Jets werden nach absteigendem Transversalimpuls $p_\perp^\star$ im hadronischen Schwerpunktsystem geordnet; Jet 1 ist der mit dem höchsten $p_\perp^\star$.

für e-p-Kollisionen erweist sich als problematisch. In [44] wurde zwar versucht, die Beschreibung tief-unelastischer Streuereignisse durch die Anpassung einiger Parameter in ARIADNE zu verbessern. Doch leider konnte kein Satz von Parametern gefunden werden, mit dem alle Eigenschaften der Daten beschrieben werden können.

Um eine Monte-Carlo-Simulation zur Entfaltung verwenden zu können, muss die *Form* der Datenverteilungen richtig wiedergegeben werden. Daher ist es nötig, die $p_\perp^\star$-Verteilung von DJANGOH umzugewichten. Da in dieser Analyse ein Ereignis mindestens drei Jets hat, gibt es im Prinzip drei umzugewichtende Verteilungen. Alle drei Verteilungen auf einmal umzugewichten, ist relativ kompliziert, daher wird zunächst nur die $p_\perp^\star$-Verteilung des ersten Jets ($p_{\perp 1}^\star$) umgewichtet. Wie sich zeigen wird, genügt dies, um alle drei Verteilungen zufriedenstellend zu beschreiben. Wie schon bei der Korrektur der Triggereffizienz, wird das Verhältnis der Monte-Carlo-Verteilung und der Daten-Verteilung gebildet und mit einem Polynom gefittet. Dabei wird der Grad des Polynoms so gewählt, dass der χ^2-Wert etwa bei eins liegt. Damit hat man das Verhältnis der Transversalimpulsverteilung des ersten Jets in den Monte-Carlo-Simulationen $f_{\mathrm{MC}}(p_\perp^\star)$ und in den Daten $f_{\mathrm{Daten}}(p_\perp^\star)$

$$\frac{f_{\mathrm{MC}}(p_\perp^\star)}{f_{\mathrm{Daten}}(p_\perp^\star)} \approx F(p_\perp^\star)$$

durch das Polynom $F(p_\perp^\star)$ approximiert. Gibt man nun jedem Monte-Carlo-Ereignis, dessen erster Jet den Transversalimpuls $p_{\perp 1}^\star$ besitzt, das Gewicht $1/F(p_{\perp 1}^\star)$, so bekommt man als neue Monte-Carlo-Verteilung

$$f'_{\mathrm{MC}}(p_\perp^\star) = f_{\mathrm{MC}}(p_\perp^\star)/F(p_\perp^\star) \approx f_{\mathrm{MC}}(p_\perp^\star) \cdot \frac{f_{\mathrm{Daten}}(p_\perp^\star)}{f_{\mathrm{MC}}(p_\perp^\star)} = f_{\mathrm{Daten}}(p_\perp^\star)\,.$$

Die Monte-Carlo-Verteilung gleicht nach der Umgewichtung also der Datenverteilung oder ist ihr zumindest sehr ähnlich geworden. Nach dem gleichen Prinzip werden auch die noch folgenden Umgewichtungen durchgeführt (Abschnitt 5.4.5). Für die $p_\perp^\star$-Umgewichtung von DJANGOH wurde ein Polynom dritten Grades verwendet (Abbildung 5.4 (links)). Die Transversalimpulsverteilung des ersten Jets nach der Umgewichtung ist im rechten Schaubild gezeigt. Sie ist jetzt hinreichend gut beschrieben. Dies trifft auch auf die Transversalimpulse der anderen Jets zu (siehe Abschnitt 5.5 und Abbildung 5.10).

5.4.5 Umgewichtung der Kinematik

Nach den Umgewichtungen in der z-Koordinate des Ereignisvertex und im Transversalimpuls des ersten Jets sowie der Korrektur der Triggereffizienz gibt es leider immer noch Daten-Verteilungen, die von den Simulationen nicht beschrieben werden. Dies betrifft (vor allem bei RAPGAP) die kinematischen Verteilungen x, Q^2, y und $E'_{\mathrm{e,\,gestr}}$, aber auch Verteilungen der Pseudorapiditäten der Jets und deren Summen und Differenzen. Darüber hinaus werden $E - p_z$ und r_{clus}, der Cluster-Radius des Kandidaten für das gestreute Positron, nicht richtig beschrieben. Einige dieser Verteilungen sind in Abbildung 5.5 gezeigt.

Also müssen weitere Variablen umgewichtet oder auf eine andere Art korrigiert werden. Die beiden Observablen $E - p_z$ und r_{clus} sind für die Analyse nicht von großer

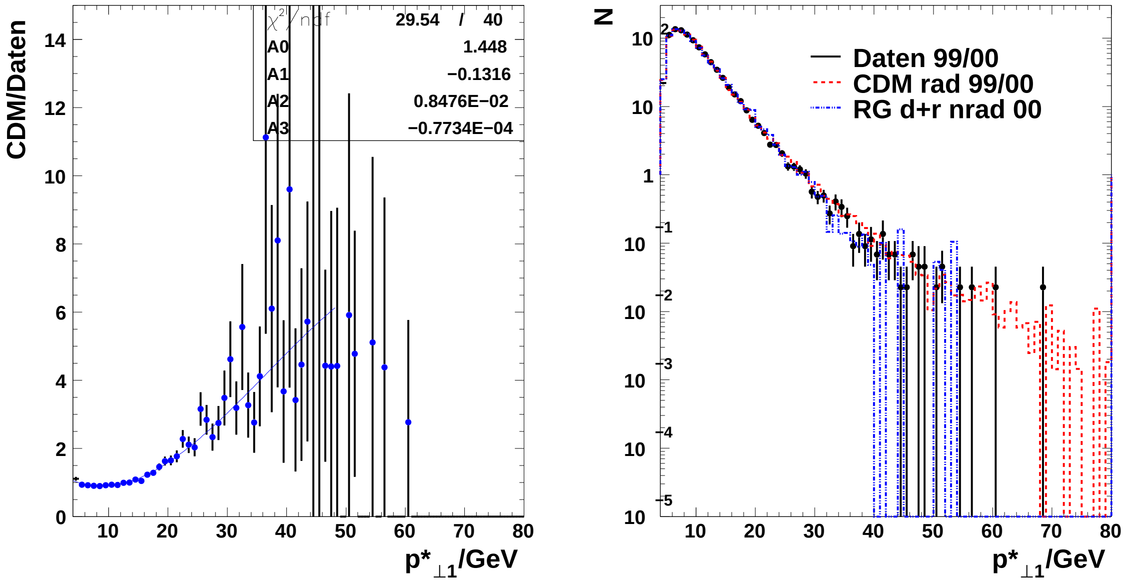

Abbildung 5.4: Links: Verhältnis DJANGOH durch Daten der jeweiligen $p^\star_{\perp 1}$-Verteilungen. Ein Polynom dritten Grades wurde angepasst und die simulierten DJANGOH-Ereignisse damit umgewichtet. Rechts: Die Transversalimpulsverteilung des ersten Jets ($p^\star_{\perp 1}$) nach der Umgewichtung. Die Datenpunkte sind mit statistischen Fehlern versehen. Die Normierung der Verteilungen ist in Abbildung 5.3 beschrieben

Bedeutung: Auf sie wird nur geschnitten, um Untergrund zu unterdrücken (siehe Abschnitt 4.4), für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte sind sie nur insofern von Bedeutung, dass durch die Schnitte auf diese Größen auch „erwünschte" Ereignisse verworfen werden. Wie auch schon bei der Triggereffizienz gilt hier, dass diese Ineffizienz zwar bei der Entfaltung korrigiert wird, aber nur, wenn die Effizienz in den Daten und in den Simulationen übereinstimmen. Sind die Verteilungen – wie in diesem Fall – gegeneinander verschoben, so ist dies sicherlich nicht erfüllt und es werden in den Daten und in der Simulation unterschiedliche Prozentsätze von „erwünschten" Ereignissen vergeworfen. Daher wurde zur $E - p_z$-Verteilung der Daten ein konstanter Wert von 0,59 GeV hinzuaddiert, um beide Verteilungen möglichst deckungsgleich zu machen. r_{clus} wurde in den Simulationen gemäß der Formel

$$r'_{\mathrm{clus}} = 0{,}93 \cdot r_{\mathrm{clus}} + 0{,}35 \text{ cm}$$

angepasst.

Um für die anderen Verteilungen der Monte-Carlo-Simulationen eine bessere Übereinstimmung mit den Daten zu erreichen, wurden nacheinander die Variablen $\sqrt{Q^2_{\mathrm{Elek}}}$, $\eta_1 + \eta_2$, $\eta_1 - \eta_2$ und y_{Elek} umgewichtet. Dabei sind η_1 und η_2 die Pseudorapiditäten von Jet 1 bzw. Jet 2. Die Umgewichtung in $\sqrt{Q^2_{\mathrm{Elek}}}$ korrigiert im Wesentlichen die versehentlich bei RAPGAP benutzte alte Strukturfunktion (siehe Tabelle 2.1); bei der $\sqrt{Q^2_{\mathrm{Elek}}}$-Verteilung von DJANGOH gab es nur eine geringe Korrektur.

Bei allen Umgewichtungen wurde genauso vorgegangen wie in Abschnitt 5.4.4 bei der Umgewichtung der $p^\star_\perp$-Verteilung von DJANGOH. Wie die Verteilungen nach der endgültigen Umgewichtung aussehen, wird in Abschnitt 5.5 gezeigt. Hier sei noch auf

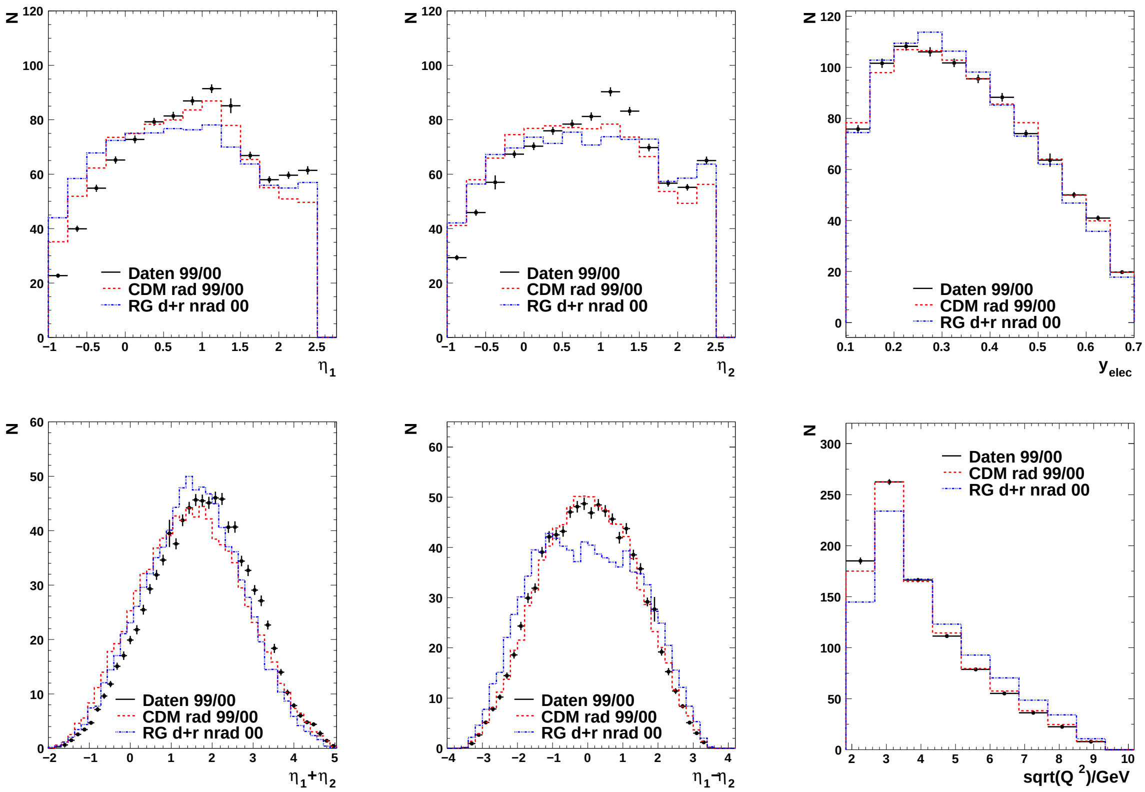

Abbildung 5.5: Die Verteilungen der Pseudorapidität der ersten beiden Jets (oben links und Mitte) sowie deren Summe (unten links) und Differenz (unten Mitte). Rechts sind die kinematischen Variablen y_{Elek} (oben) und $\sqrt{Q^2_{\mathrm{Elek}}}$ (unten) abgebildet. Die Datenpunkte sind mit statistischen Fehlern versehen, die Normierung der Verteilungen ist in Abbildung 5.3 beschrieben

ein Problem der Umgewichtung hingewiesen. In Abbildung 5.6 sind die Verteilungen der Pseudorapidität des ersten und des zweiten Jets vor und nach der Umgewichtung in der Variable y_{Elek} gezeigt. Eine Nebenwirkung der angepassten y_{Elek}-Verteilung ist also eine schlechtere Übereinstimmung der Pseudorapiditätsverteilungen von Daten und Monte-Carlo-Simulationen. Daher wird zwar die y_{Elek}-Umgewichtung für die Entfaltung benutzt, aber der Unterschied der Entfaltungsfaktoren $\mathcal{C}_i$ vor und nach der y_{Elek}-Umgewichtung wird als systematische Unsicherheit (siehe Abschnitt 6.2) behandelt.

5.4.6 Anwendung der Ereignis-Gewichte auf den verschiedenen Niveaus

Bisher wurde lediglich beschrieben, welche Variablen umgewichtet werden und wie die Gewichte ermittelt werden. Doch die simulierten Ereignisse sind auf drei verschiedenen Niveaus vorhanden: Auf Parton-, auf Hadron- und auf Detektor-Niveau. In diesem Abschnitt wird erläutert, auf welchem Niveau diese Gewichte angewendet werden.

Am einfachsten ist dies für die Korrektur der Triggereffizienz einzusehen: Dies ist

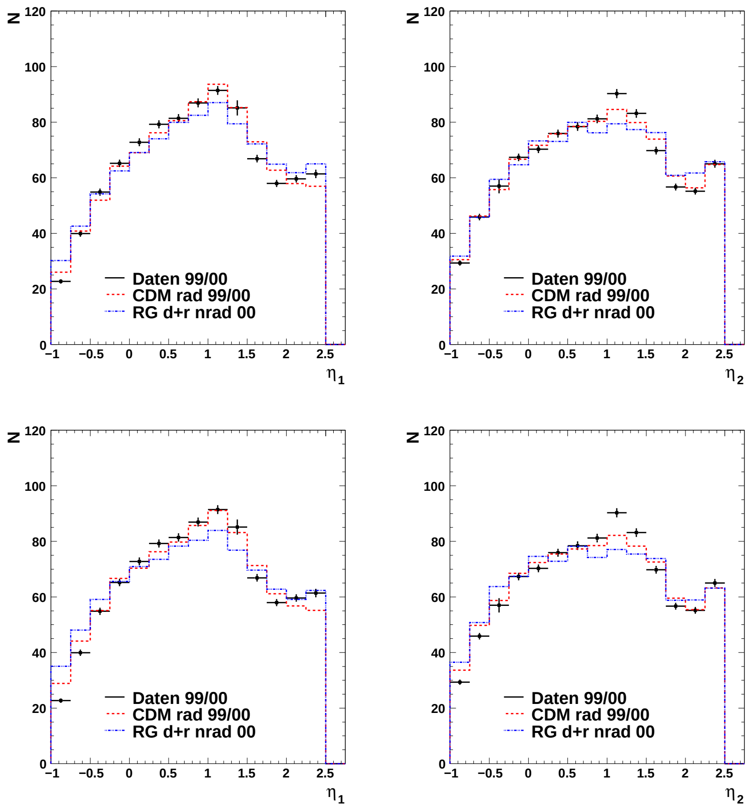

Abbildung 5.6: Pseudorapiditätsverteilungen des ersten und des zweiten Jets. Oben vor der Umgewichtung in y_{Elek}, unten danach. Die Datenpunkte sind mit statistischen Fehlern versehen, die Normierung der Verteilungen ist in Abbildung 5.3 beschrieben

die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis auf Detektor-Niveau, das alle Schnitte außer der Trigger-Bedingung erfüllt, dass auch diese Bedingung erfüllt ist. Die Triggereffizienz spielt deshalb nur auf Detektor-Niveau eine Rolle und wird deshalb auch nur dort umgewichtet. Auf Parton- und Hadron-Niveau gibt es keinen Trigger; Ereignisse, die alle Schnitte erfüllen, werden mit Wahrscheinlichkeit eins akzeptiert. Daher bleiben Parton- und Hadron-Niveau von dieser Umgewichtung unberührt.

Ähnlich ist es bei der Umgewichtung der z-Koordinate des Ereignisvertex. Da Ereignisse mit einem anderen z-Vertex eine andere Akzeptanz im Detektor haben, wird die Monte-Carlo-Simulation so „umgerechnet", dass die z-Vertex-Verteilung in Daten und Simulation übereinstimmt und folglich auch die Detektor-Akzeptanz für Daten- und simulierte Ereignisse im Mittel gleich ist. Dies ist aber für Hadron- und Parton-Niveau bedeutungslos; alle Ereignisse haben dort ihren Vertex im Ursprung. Also wird das entsprechende Gewicht nur auf Detektor-Niveau angewendet.

Bei den anderen Umgewichtungen liegt der Fall anders: die $p_\perp^\star$-Umgewichtung behebt einen Fehler der Monte-Carlo-Simulation DJANGOH; dieser ist auch auf Hadron- und Parton-Niveau präsent, daher wird das Gewicht auf allen Niveaus angewendet.

Die kinematischen Umgewichtungen werden auch auf allen Niveaus angewendet, aber nur zur Ermittlung der Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$. Schließlich werden diese Umgewichtungen durchgeführt, um die Übereinstimmung der Simulation mit den Daten zu verbessern, damit die Bin-zu-Bin-Methode angewendet werden kann. Es wird also die Modellvorhersage an die Daten angepasst, und dies geschieht auch auf Parton- und auf Hadron-Niveau. Will man aber später die Wirkungsquerschnitte auf Parton-Niveau vergleichen, dann ist man natürlich an den „ursprünglichen“ Vorhersagen des Modells interessiert und lässt diese Gewichte weg.

5.5 Kontrollverteilungen

Nachdem die Monte-Carlo-Simulationen wie in Abschnitt 5.4 beschrieben in einigen wichtigen kinematischen Verteilungen umgewichtet wurden, muss man sich davon überzeugen, dass alle wichtigen Aspekte der Daten von den Simulationen richtig wiedergegeben werden. Dies verifiziert man anhand zahlreicher Kontrollverteilungen. Alle hier gezeigten Verteilungen – zumindest die in den Abschnitten 5.5.1 und 5.5.3 – sind in der gleichen Weise normiert: Die Datenpunkte sind auf Luminosität normiert, geben also die Anzahl der Ereignisse pro inversem Picobarn in einem Bin an; die Monte-Carlo-Verteilungen sind so normiert, dass die Gesamtzahl der Drei-Jet-Ereignisse pro inversem Picobarn der der Daten entspricht. Damit lässt sich die Form der Verteilungen vergleichen.

Im Anschluss daran werden noch die Korrelationen der wichtigsten Observablen zwischen Parton- und Detektor-Niveau studiert. Daraus können dann die Auflösungen gewonnen werden.

5.5.1 Kinematik der Ereignisse

In Abbildung 5.7 werden die wichtigsten kinematischen Verteilungen der Daten mit beiden umgewichteten Monte-Carlo-Simulationen verglichen. Die Energie sowie der Polar- und der Azimuthwinkel des gestreuten Positrons und die daraus bestimmte Kinematik wird von beiden Simulationen gut wiedergegeben. DJANGOH beschreibt dabei viele Verteilungen geringfügig besser als RAPGAP. Auch die Verteilung der z-Koordinate des Ereignisvertex und die $(E - p_z)$-Summe des gesamten Endzustandes (d.h. hadronischer Endzustand und das gestreute Positron) werden von der Simulation beschrieben. Das gleiche gilt für den Cluster-Radius des Positron-Kandidaten r_{clus} und die Energie im hadronischen SpaCal hinter dem Positron-Kandidaten E_{had}.

5.5.2 Energiefluss-Verteilungen

Als nächstes wird überprüft, ob die Simulationen in der Lage sind, den Energiefluss in den Ereignissen zu beschreiben. Die entsprechenden Verteilungen sind in Abbildung 5.8 gezeigt. Der Transversalenergiefluss (Achsenbeschriftung „$E_\perp$ Fluss“) $(\mathrm{d}E_\perp)/(d\eta)$ gibt an, wo bei einem mittleren Drei-Jet-Ereignis im Detektor Energie deponiert wird. Dazu wird für jedes selektierte Ereignis der Transversalimpuls aller Teilchen des hadronischen Endzustands (bzw. aller kombinierten Objekte) in Bins der Pseudorapidität aufsummiert. Indem man den Bininhalt durch die Binbreite teilt, erhält man den Transversalenergiefluss für ein Ereignis. Mittelt man diesen über alle Drei-Jet-Ereignisse, erhält man den in Abbildung 5.8 (oben links) dargestellten Transversalenergiefluss.

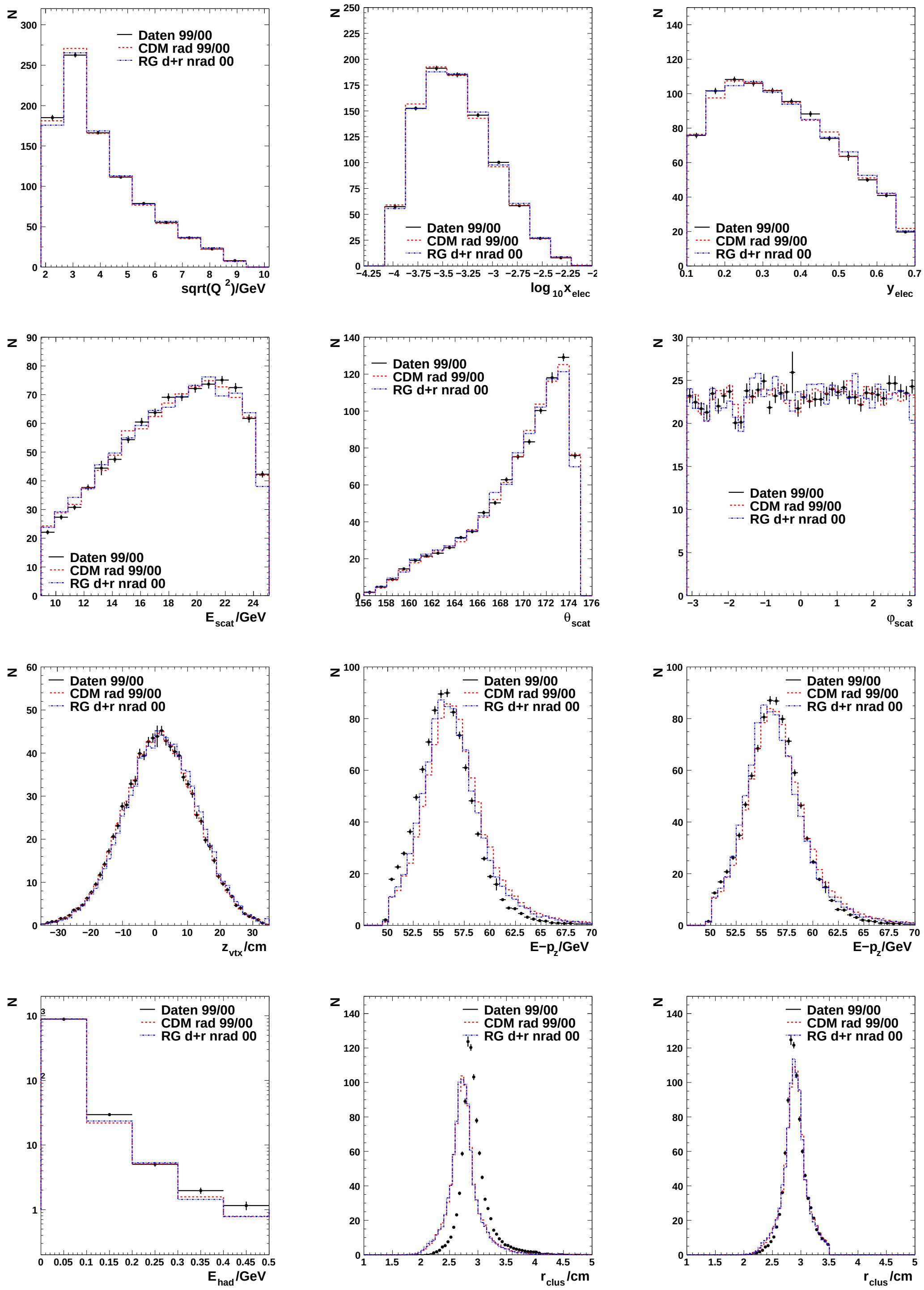

Abbildung 5.7: Kontrollverteilungen zur Kinematik. Oberste Zeile (von links nach rechts): $\sqrt{Q^2_{\text{Elek}}}$, $\log_{10} x_{\text{Elek}}$ und y_{Elek}; zweite Zeile: Energie, Polar- und Azimuthwinkel des gestreuten Positrons; dritte Zeile: z-Koordinate des Ereignisvertex, $E - p_z$ des gesamten Endzustands vor und nach der Anpassung; unterste Zeile: E_{had} und r_{clus}, letzterer vor und nach der Anpassung. Die Datenpunkte sind mit statistischen Fehlern versehen, die Normierung der Verteilungen ist in Abbildung 5.3 beschrieben

Summiert man nicht die Transversalimpulse, sonder zählt man die Anzahl der Teilchen (bzw. Objekte) des hadronischen Endzustands, so erhält man den Objektfluss (Abbildung 5.8 oben rechts). Da die Teilchen (oder Objekte) in den Jets innerhalb eines Kegels von $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2} < 1$ um die Jet-Achse liegen, muss vor allem der Bereich $-2 < \eta < 3{,}5$ beschrieben sein. Dies ist bei beiden Monte-Carlo-Simulationen bis auf Abweichungen im Vorwärtsbereich (große Pseudorapiditäten) der Fall, wieder mit Vorteilen für DJANGOH. Auch der Anteil der Spuren und der LAr-Cluster am Transversalenergiefluss wird richtig wiedergegeben, wieder mit Abweichungen im Vorwärtsbereich. Verbleibende Abweichungen der Simulationen von den Daten sind von ähnlicher Größe wie die Unterschiede zwischen beiden Simulationen. Diese werden bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheit der Entfaltung in Abschnitt 6.2 berücksichtigt.

Verteilungen des Transversalenergieflusses um die Jet-Achsen nennt man Jetprofile. Sie sind für den Jet mit dem höchsten und dem niedrigsten Transversalimpuls der drei Jets (also für Jet 1 und 3) ebenfalls in Bild 5.8 abgebildet. Dabei wird für die Jetprofile in der Pseudorapidität η bzw. in azimuthaler (φ-) Richtung die Transversalenergie in einem Azimuthwinkel-Intervall bzw. Pseudorapiditäts-Intervall von ± 1 um die Jet-Achse aufsummiert und über alle Ereignisse gemittelt. In von Abbildung 5.9 wird dies etwas deutlicher: Für das Jetprofil in der Pseudorapidität (linke Bildhälfte) wird jede Energiedeposition in der $\Delta\eta$-$\Delta\varphi$-Ebene berücksichtigt, die innerhalb des schraffierten Bands liegt. Dabei wird über $\Delta\varphi$ integriert, d. h. für einen bestimmten $\Delta\eta$-Bin gehen alle Teilchen bzw. Objekte ein, für die $|\Delta\varphi| = |\varphi_{\text{Objekt}} - \varphi_{\text{Jet-Achse}}| < 1$ gilt und deren Pseudorapidität η relativ zur Jet-Achse in diesem $\Delta\eta$-Bin liegt. Für Jetprofile in azimuthaler Richtung (Abbildung 5.9 rechts) gilt das Gleiche, wenn man η und φ vertauscht. Die in Abbildung 5.8 gezeigten Jetprofile des ersten und dritten Jets werden von RAPGAP besser beschrieben als von DJANGOH, vor allem in den von der Jet-Achse weiter entfernten Bereichen der $\Delta\eta^\star$-Profile. Auch hier gilt das schon zu den Verteilungen des Transversalenergieflusses gesagte: Die Simulationen beschreiben die Daten nicht perfekt, die Unterschiede zwischen beiden Simulationen sind aber ähnlich groß wie die zwischen den Daten und den Simulationen. Diese Unterschiede fließen in den Fehler auf den Entfaltungsfaktor ein: Dazu werden nämlich die Entfaltungsfaktoren $\mathcal{C}_i$ einmal mit DJANGOH und einmal mit RAPGAP bestimmt; aus der Differenz beider Faktoren kann man die systematische Unsicherheit der Entfaltung abschätzen (Abschnitt 6.2).

5.5.3 Jet-Verteilungen

Nachdem untersucht wurde, wie gut Observablen, die mit dem gestreuten Positron oder dem Ereignis als Ganzen zusammenhängen, von der Simulation beschrieben werden, muss man dasselbe auch für die Jets tun. Die Kontrollverteilungen für die Jet-Observablen sind in Abbildung 5.10 gezeigt. Die Transversalimpulse der drei Jets werden von beiden Monte-Carlo-Simulationen gleich gut beschrieben; leichte Abweichungen sieht man bei den Verteilungen der Pseudorapiditäten. Hier kann keine der Simulationen die Daten wirklich beschreiben, auch wenn DJANGOH näher an den Daten liegt als RAPGAP. Doch ähnlich wie bei den Energieflussverteilungen weichen die Simulationen von den Daten nicht stärker ab als die Simulationen untereinander;

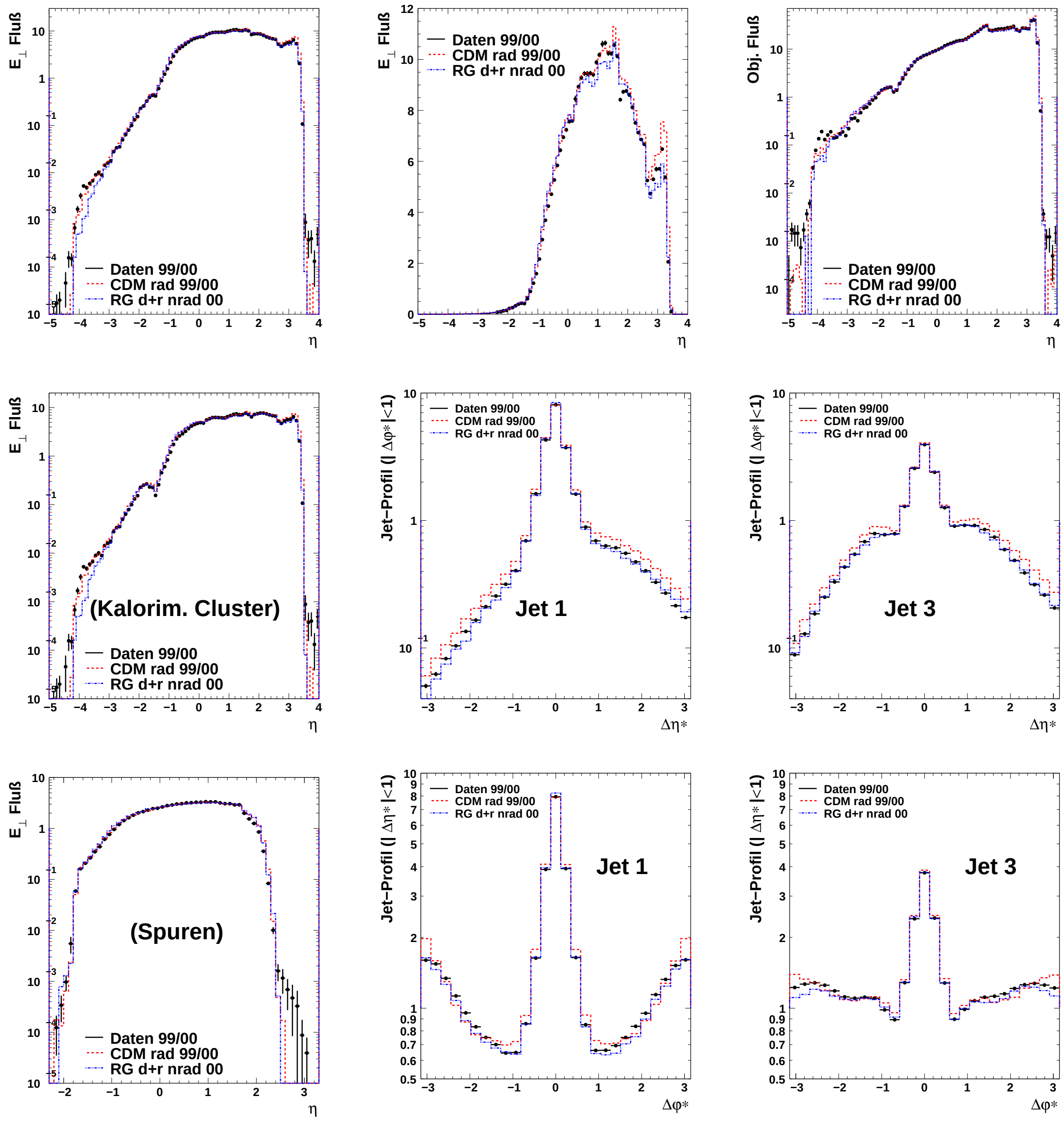

Abbildung 5.8: Energiefluss-Kontrollverteilungen: Obere Reihe: Transversalenergiefluss in logarithmischer und linearer Auftragung, rechts der Fluss der Objekte des hadronischen Endzustands; mittlere Reihe: Beitrag der Cluster zum Transversalenergiefluss, Transversalenergieprofile von Jet 1 und 3 in der Pseudorapidität; unterste Reihe: Beitrag der Spuren zum Transversalenergiefluss und Jetprofile in azimuthaler Richtung. Die Datenpunkte sind mit statistischen Fehlern versehen

der Unterschied zwischen beiden Simulationen geht wieder in die systematische Entfaltungsunsicherheit ein. Auch die Summe und die Differenz der Pseudorapiditäten der beiden ersten Jets werden von DJANGOH besser als von RAPGAP wiedergegeben. Die Anzahl der akzeptierten Jets in einem Ereignis wird nur von DJANGOH richtig beschrieben; RAPGAP liegt vor allem bei höheren Jet-Multiplizitäten deutlich unter

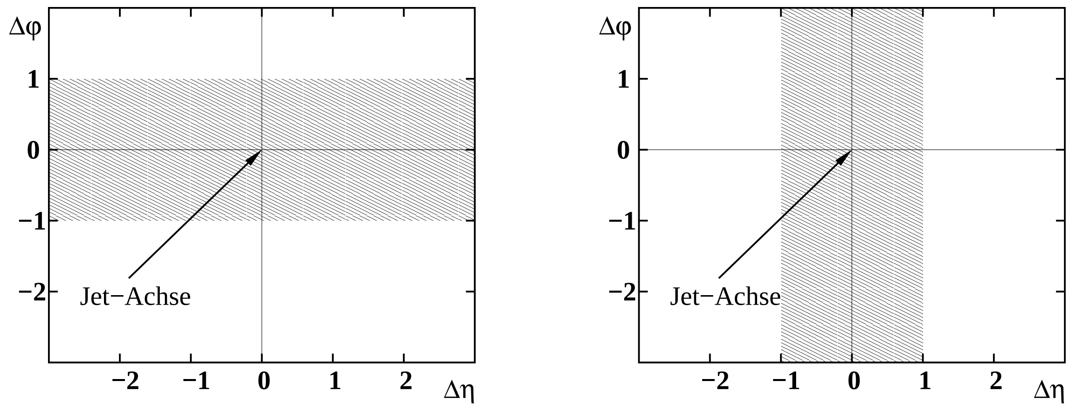

Abbildung 5.9: Zur Definition der Jetprofile

den Daten.

5.5.4 Auflösung kinematischer Größen

Um die Korrelation von Observablen auf Detektor-Niveau mit dem wahren Wert auf Parton-Niveau zu untersuchen und die Auflösung der mit dem Detektor gemessenen Größen zu bestimmen, wird die DJANGOH Monte-Carlo-Simulation verwendet, die – wie soeben gezeigt wurde – die Daten besser als RAPGAP beschreibt. RAPGAP dient in dieser Analyse nur der Bestimmung der Unsicherheit der Entfaltungsfaktoren $\mathcal{C}_i$.

In Abbildung 5.11 (oben) sind die Korrelationen der kinematischen Variablen x, y und Q^2 zwischen Parton- und Detektor-Niveau gezeigt. Zur Rekonstruktion auf Detektor-Niveau wird dabei die in Abschnitt 3.3 vorgestellte Elektron-Methode verwendet. Ebenfalls in Abbildung 5.11 sind die Korrelationen für die Energie, den Polar- und den Azimuthwinkel des gestreuten Positrons dargestellt. Wie man sieht, sind alle vom Detektor rekonstruierten Größen gut mit den wahren Werten auf Parton-Niveau korreliert. Zur Ermittlung des Auflösungsvermögens wird für jede der Observablen der auf Detektor-Niveau ermittelte Wert durch den wahren Wert auf Parton-Niveau geteilt. Die so entstandenen Verteilungen sind in Abbildung 5.12 gezeigt. An jede dieser Verteilungen wird eine Gaußverteilung angepasst und deren Standardabweichung als Maß für die Auflösung der Observablen genommen. Sie liegt bei den gezeigten Verteilungen zwischen 1% und 4%; x_{Elek} wird aus y_{Elek} und Q^2_{Elek} berechnet und man erreicht daher nur eine Auflösung von etwa 8%; $\theta_{\mathrm{e,\,gestr}}$ wird besser als 0,1% aufgelöst.

5.5.5 Auflösung der Jet-Observablen

In dieser Analyse sollen die auf Detektor-Niveau gemessenen Jets benutzt werden, um etwas über Parton-Abstrahlungen zu lernen. Damit dies möglich ist, müssen die Jets auf Detektor-Niveau gut mit den Jets auf dem Parton-Niveau korreliert sein.

Betrachtet man die Korrelation der Jet-Multiplizitäten, bei der die Anzahl der akzeptierten Jets für jedes auf Detektor-Niveau selektierte Ereignis gegen die Anzahl der akzeptierten Jets auf Parton-Niveau aufgetragen ist (Abbildung 5.13 oben links), so sieht es zunächst so aus, als ob es um die Korrelationen zwischen Parton- und

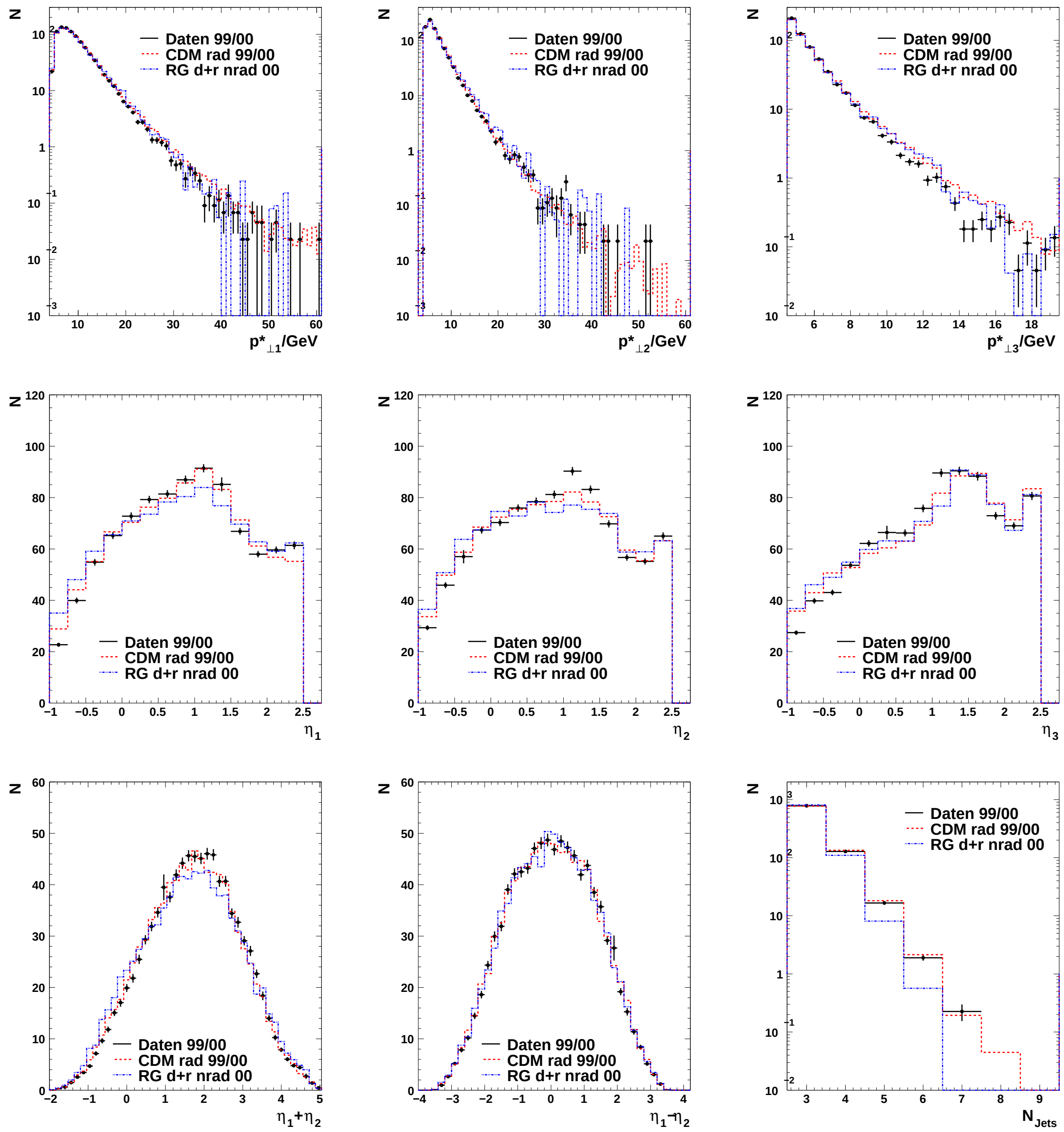

Abbildung 5.10: Jet-Kontrollverteilungen: Oberste Zeile: Transversalimpulse $p_\perp^\star$ der drei Jets; mittlere Zeile: Pseudorapiditäten η der Jets; letzte Zeile: Summe und Differenz der Pseudorapiditäten der beiden ersten Jets sowie die Jet-Multiplizität. Die Datenpunkte sind mit statistischen Fehlern versehen, die Normierung der Verteilungen ist in Abbildung 5.3 beschrieben

Detektor-Niveau schlecht bestellt ist, da viele Ereignisse mit mindestens drei Detektor-Jets weniger als drei Parton-Jets haben. Doch dies ist nicht verwunderlich: Da das $p_\perp^\star$-Spektrum der Jets (Abbildung 5.10) sehr steil abfällt, kann es sehr leicht geschehen, dass zumindest einer der Jets auf Detektor-Niveau knapp oberhalb und auf Parton-Niveau knapp unterhalb des Schnitts auf den Transversalimpuls der Jets liegt. Die Korrelation der Jets kann trotzdem gut sein; dies ist dann der Fall, wenn man zu

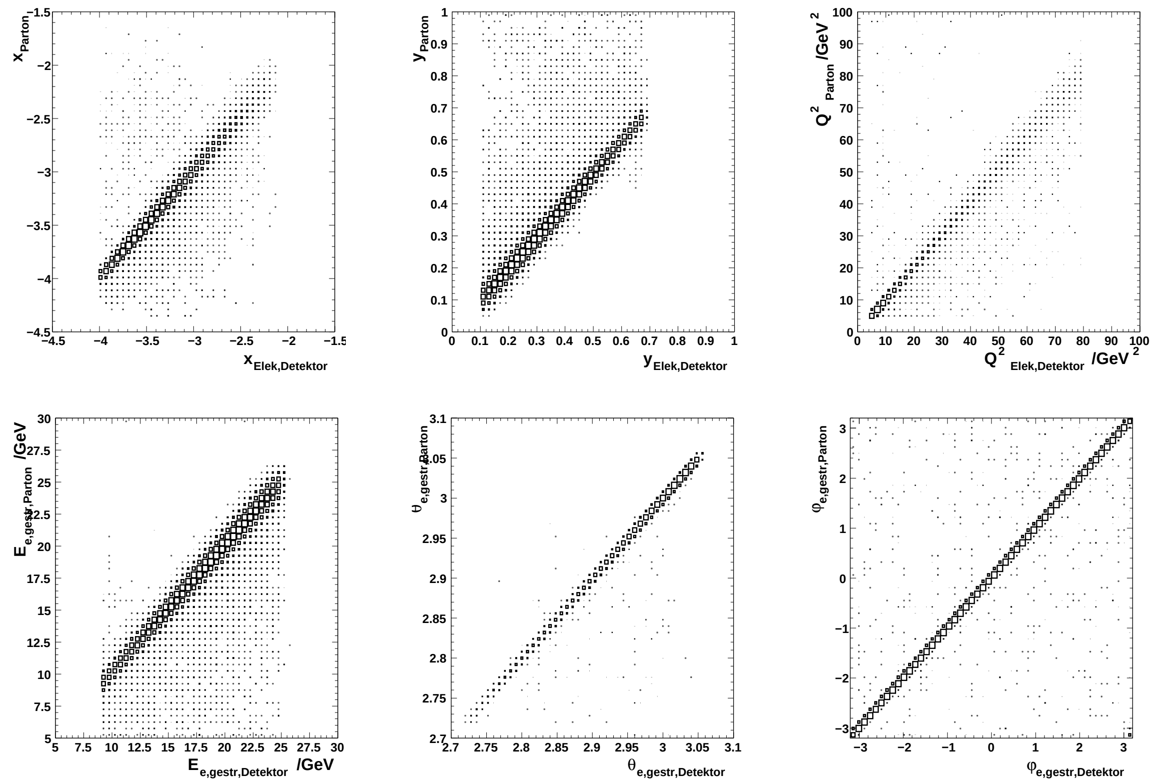

Abbildung 5.11: Korrelationen zwischen Parton- und Detektor-Niveau für die wichtigsten kinematischen Variablen: Obere Reihe: x, y und Q^2; untere Reihe: Energie, Polar- und Azimuthwinkel des gestreuten Positrons. Die Parton-Observable ist jeweils nach oben, die Detektor-Observable nach rechts aufgetragen

jedem Detektor-Jet einen Parton-Jet finden kann, der eine ähnliche Pseudorapidität, einen ähnlichen Polarwinkel und einen ähnlichen Transversalimpuls aufweist.

Um das zu überprüfen, geht man von allen auf Detektor-Niveau akzeptierten Jets aus und versucht, diesen Parton-Jets zuzuordnen, wobei es keine Rolle spielt, ob der Parton-Jet akzeptiert wurde oder nicht. Bei dieser Zuordnung wird folgendermaßen vorgegangen: Zuerst wird die Distanz jedes Detektor-Jets von jedem Parton-Jet berechnet. Als Maß für den Abstand wird

$$\Delta R = \sqrt{(\eta^{\star}_{\mathrm{Detektor}} - \eta^{\star}_{\mathrm{Parton}})^2 + (\varphi^{\star}_{\mathrm{Detektor}} - \varphi^{\star}_{\mathrm{Parton}})^2}$$

verwendet, wobei mit φ^* der Azimuthwinkel und mit η^* die Pseudorapidität der Jets im hadronischen Schwerpunktsystem bezeichnet wird und $-\pi < \varphi^{\star}_{\mathrm{Detektor}} - \varphi^{\star}_{\mathrm{Parton}} \leq \pi$ gelten soll. Alle diese ΔR-Werte werden nun nach zunehmendem ΔR sortiert. Dann werden nacheinander jeweils der Parton- und der Detektor-Jet einander zugeordnet, die den kleinsten Abstand ΔR voneinander haben und von denen kein Jet bereits zugeordnet wurde. Dies geht solange, bis alle Detektor-Jets oder alle Parton-Jets zugeordnet worden sind.

Um die Korrelationen zwischen Parton- und Detektor-Niveau zu studieren, geht man von diesen zugeordneten Jets aus. Dazu werden zwei Datensätze verwendet:

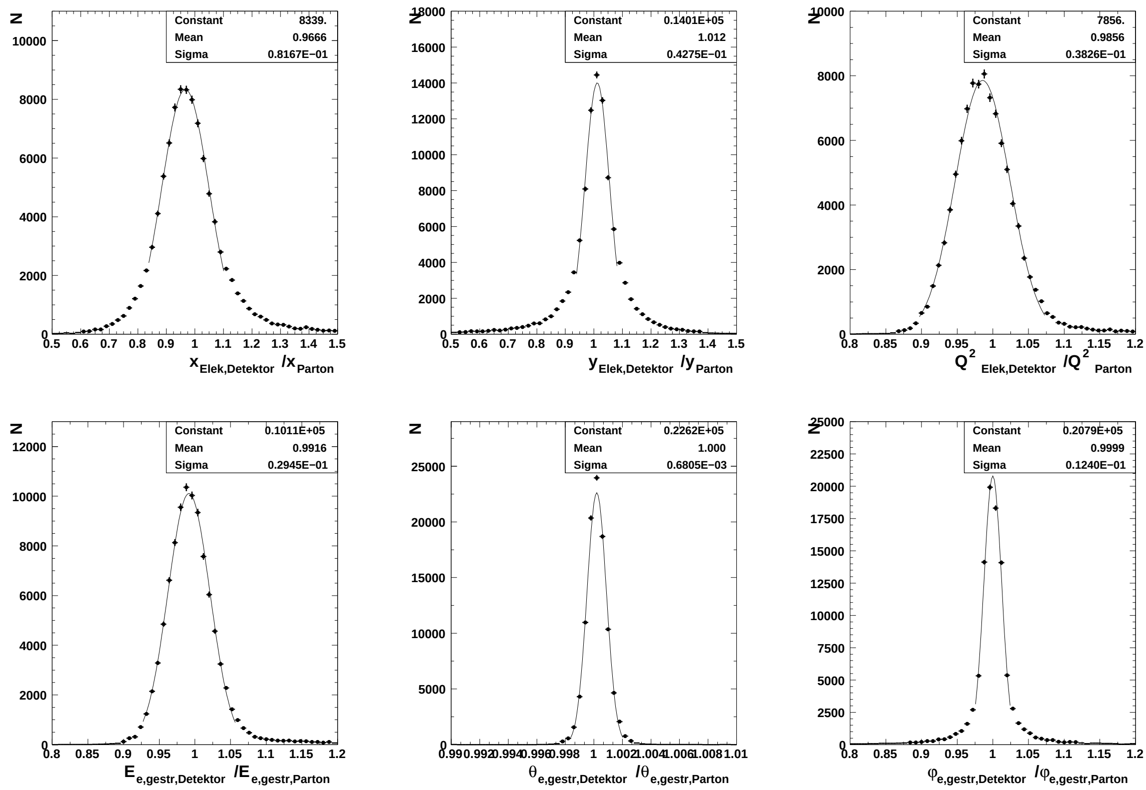

Abbildung 5.12: Auflösungen der wichtigsten kinematischen Variablen: Obere Reihe: x, y und Q^2; untere Reihe: Energie, Polar- und Azimuthwinkel des gestreuten Positrons. Es ist immer das Verhältnis des vom Detektor gemessenen Wertes geteilt durch den wahren Wert auf Parton-Niveau aufgetragen. An die Verteilungen wurde jeweils eine Gaußkurve angepasst

Zuerst werden alle zugeordneten Jets der Drei-Jet-Ereignisse zur Untersuchung der Korrelationen herangezogen; in einem zweiten Schritt werden nur die räumlich gut korrelierten Jets (mit $\Delta R < 0{,}3$) betrachtet.

Korrelationen aller zugeordneten Jets

In Abbildung 5.13 (oben Mitte)[2] ist die Anzahl der zugeordneten Parton-Jets gegen die Zahl der akzeptierten Detektor-Jets aufgetragen. Wie man sieht, findet man für fast drei Fünftel aller Ereignisse genauso viele zugeordnete Parton-Jets wie akzeptierte Detektor-Jets und für fast zwei Drittel aller Drei-Jet-Ereignisse auf Detektor-Niveau mindestens drei zugeordnete Parton-Jets. Die Verteilung rechts daneben ist die ΔR-Verteilung der Detektor-Jets.[3] In der zweiten Zeile der Abbildung 5.13 sind die Korrelationen zwischen zugeordneten Jets dargestellt. Die zugeordneten Parton-Jets sind räumlich gut mit dem zugehörigen Detektor-Jets korreliert; fast immer zeigt die Jet-Achse des Parton-Jets in eine ähnliche Richtung wie der Detektor-Jet. Schlechter ist

[2]Ein Wert von -1 bedeutet, dass das Ereignis auf Parton-Niveau den Kriterien der tief-unelastischen Auswahl nicht entsprach.

[3]Einträge bei $-0{,}1$ bedeuten, dass dem Detektor-Jet kein Parton-Jet zugeordnet werden konnte.

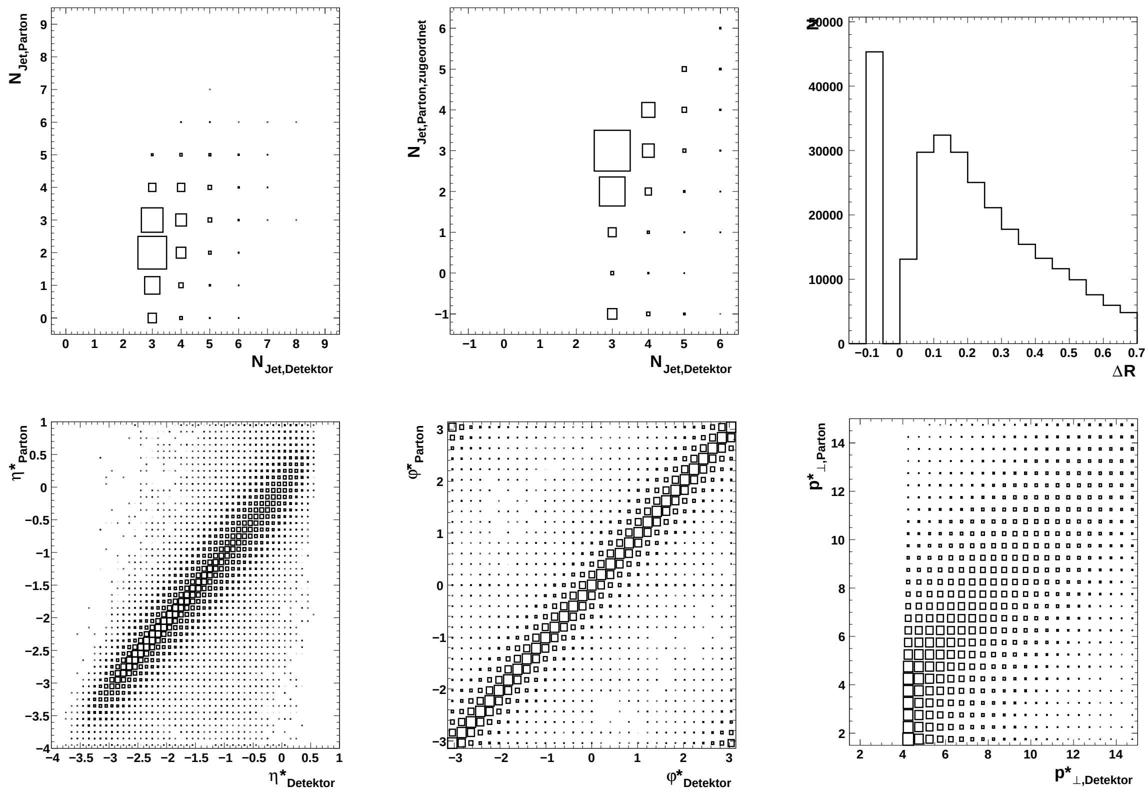

Abbildung 5.13: Jet-Korrelationen zwischen Parton- und Detektor-Niveau. In allen Verteilungen (außer ΔR) ist die Parton-Observable nach oben, die Detektor-Observable nach rechts aufgetragen. Oben: Jet-Multiplizität auf Parton- und auf Detektor-Niveau (zwei Verteilungen, Details siehe Text) und Distanz der einander zugeordneten Jets ΔR (siehe Text), unten: Detektor-Parton-Korrelationen der Pseudorapidität, des Azimuthwinkels und des Transversalimpulses der zugeordneten Jets

die Korrelation zwischen den Transversalimpulsen der Jets; vor allem unterhalb von 5 GeV ist sie problematisch. Schaut man sich die Korrelation der Transversalimpulse in vier verschiedenen Bereichen der Pseudorapidität der Jets an (Abbildung 5.14), so stellt man fest, dass dies vor allem Jets im Vorwärtsbereich, etwa ab $\eta > 1$ betrifft.

Korrelationen der Jets mit $\Delta R < 0{,}3$

Bisher wurden bei den Korrelationsstudien auch Zuordnungen von Parton- zu Detektor-Jets zugelassen, die sehr weit voneinander entfernt sind, also räumlich schlecht korreliert waren. Wenn das der Fall ist, so haben Detektor- und Parton-Jet möglicherweise nichts miteinander zu tun, d. h. der Detektor-Jet ist dann eventuell nicht der hadronisierte und durch die Detektor-Simulation gelaufene Parton-Jet. Dann kann man auch keine gute Korrelation der Transversalimpulse erwarten. Daher wurden räumlich besonders gut korrelierte Kombinationen getrennt untersucht. Dazu wurden alle Detektor-Jets mit zugeordneten Parton-Jets herangezogen, bei denen $\Delta R < 0{,}3$ galt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.15 zu sehen. Die ersten beiden Verteilungen der 2. Reihe, in der der zum einen die Anzahl der zugeordneten Parton-Jets gegen die Anzahl

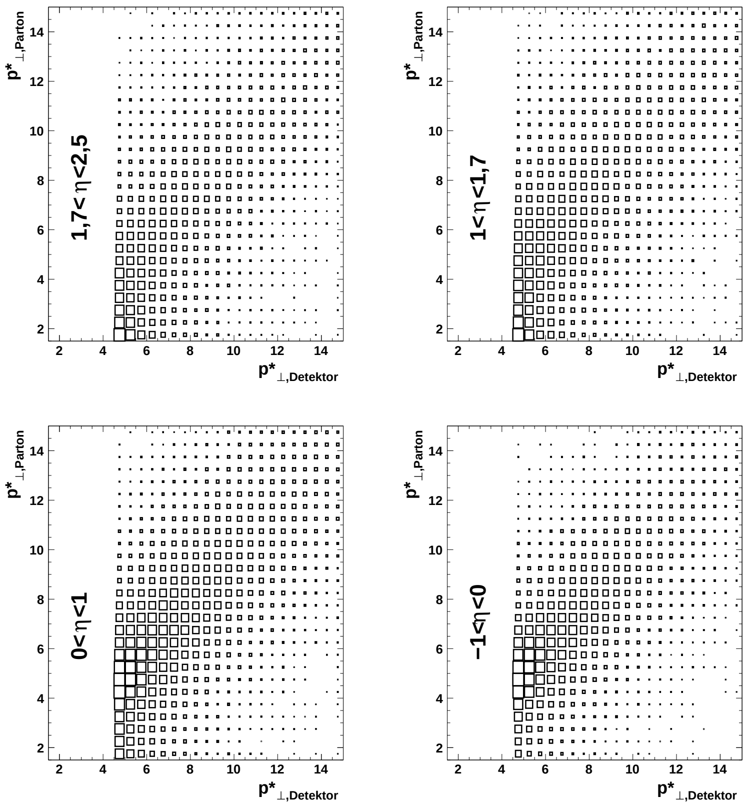

Abbildung 5.14: Transversalimpuls-Korrelationen von Jets zwischen Parton- und Detektor-Niveau in verschiedenen Bereichen der Pseudorapidität η. Wieder ist die Parton-Observable nach oben, die Detektor-Observable nach rechts aufgetragen

der akzeptierten Detektor-Jets aufgetragen ist und zum anderen die ΔR-Verteilung[4] der zugeordneten Jets dargestellt ist, zeigen, dass jetzt etwa nur noch die Hälfte der Detektor-Jets einen Parton-Partner haben, und dass es nur noch sehr wenige Ereignisse gibt, in denen allen Detektor-Jets ein Parton-Jet zugeordnet werden konnte. Die Korrelation der Transversalimpulse ist jetzt deutlich besser; selbst im Vorwärtsbereich ist sie bis hinunter zu den kleinsten akzeptierten Transversalimpulsen vorhanden. Räumlich gut korrelierte Jets haben also auch eine gute Transversalimpulskorrelation. Allerdings konnten nur in etwa 15% der ausgewählten Drei-Jet-Ereignisse auch mindestens drei Jets mit $\Delta R < 0{,}3$ zugeordnet werden. Bei den meisten Drei-Jet-Ereignissen ist mindestens einer der Jets räumlich nur schlecht zu einem Parton-Jet korreliert. Daher muss man sich darauf verlassen können, dass auch die schlecht oder überhaupt nicht korrelierten Jets von der Simulation richtig wiedergegeben werden: Davon kann man ausgehen, wenn alle Jet-Verteilungen wie Pseudorapidität und Polarwinkel sowie die Transversalimpulse der Jets und die Anzahl der Jets pro Ereignis von der Simulation reproduziert werden. Ursprünglich sollte der Schnitt auf die Transversalimpulse der Jets sogar nur 3 GeV betragen. Selbst dann werden die Jet-Verteilungen von der Simulation beschrieben und räumlich gut korrelierte Jets zeigen auch eine gute Transversalimpuls-

[4]Ein Eintrag von $-0{,}1$ in der ΔR-Verteilung bedeutet, dass dem Detektor-Jet kein, ein Wert von $-0{,}05$, dass ihm nur ein Parton-Jet mit $\Delta R > 0{,}3$ zugeordnet werden konnte.

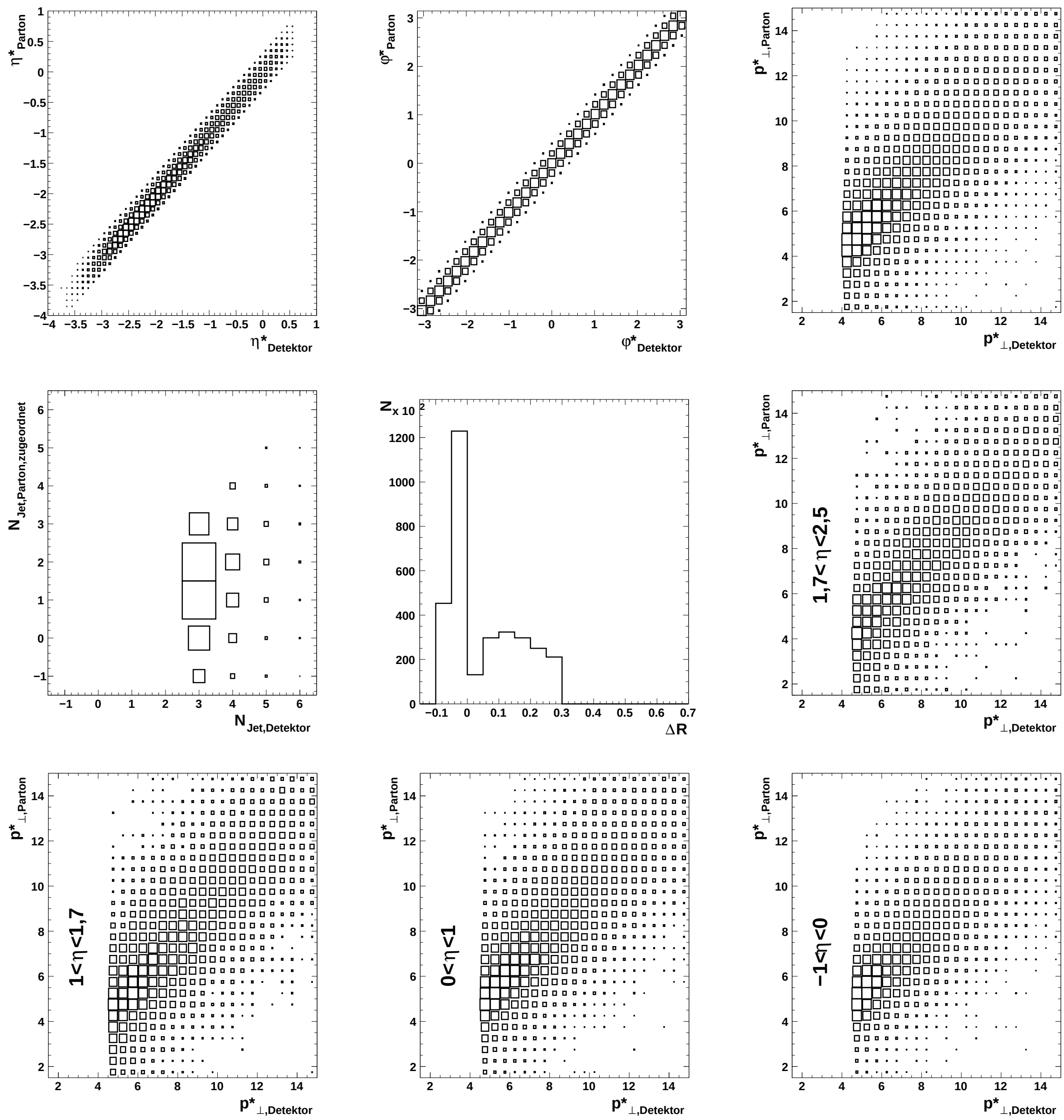

Abbildung 5.15: Jet-Korrelationen für räumlich gut korrelierte Jets ($\Delta R < 0{,}3$): obere Reihe: Korrelationen der Jets für Pseudorapidität $\eta^\star$, Azimuthwinkel $\varphi^\star$ und Transversalimpuls $p_\perp^\star$; Mitte: Jet-Multiplizitäten und ΔR-Verteilung (siehe Text). Die übrigen vier Verteilungen zeigen die Korrelation der Transversalimpulse $p_\perp^\star$ der zugeordneten Jets in verschiedenen Bereichen der Pseudorapidität η

korrelation. Allerdings ist die Zahl der schlecht korrelierten Jets dann noch deutlich höher. Mit der Wahl eines höheren Mindesttransversalimpulses der Jets von 4 GeV werden sie auf ein vernünftiges Maß reduziert. Damit ist man auf der sicheren Seite; man kann davon ausgehen, dass die gewählten Schnitte auf die Transversalimpulse der Jets hoch genug sind, dass die Detektor-Jets hinreichend gut zu den Parton-Jets korreliert sind und auch die schlecht korrelierten Jets von der Simulation beschrieben werden.

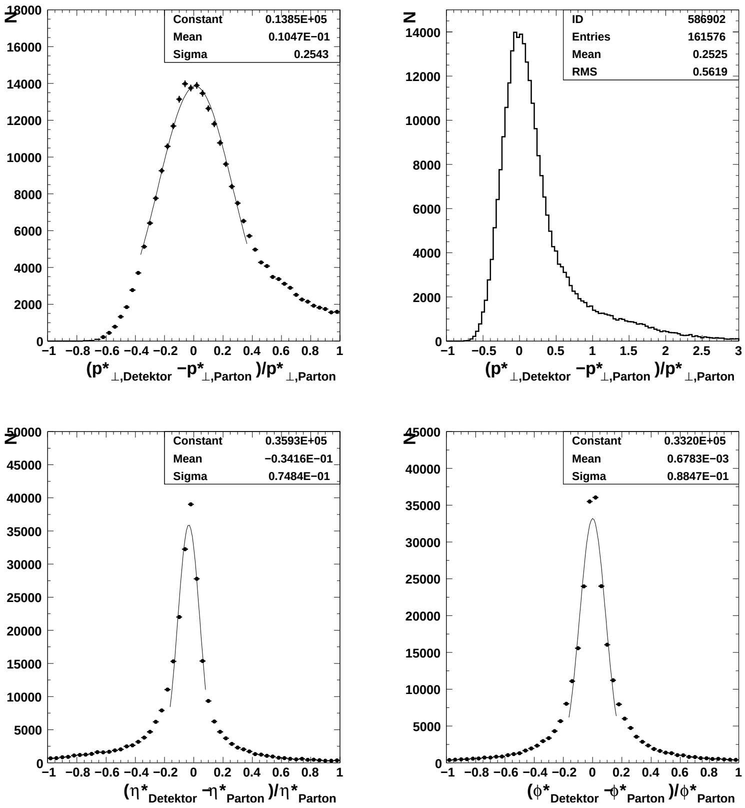

Abbildung 5.16: Auflösung der Jet-Größen: Transversalimpuls der Jets (oben links und rechts), Pseudorapidität (unten links) und Azimuthwinkel (unten rechts) der Jets

Die Jet-Observablen werden nicht so gut aufgelöst wie die übrigen kinematischen Variablen. Abbildung 5.16 zeigt die Auflösungen des Transversalimpulses, der Pseudorapidität und des Azimuthwinkels. Es ist offensichtlich unmöglich, Gaußkurven an die Verteilungen anzupassen, da die Ausläufer der Verteilungen deutlich größer als bei einer Gaußkurve sind. Dies betrifft besonders die Transversalimpulse, wie man anhand von Abbildung 5.16 (oben rechts) sehen kann, deren x-Achse so gewählt ist, dass auch große Abweichungen noch sichtbar sind. Daher wurde die Auflösung über die Stichproben-Standardabweichung abgeschätzt:

$$x_i = \frac{p^\star_{\perp i,\,\mathrm{Detektor}} - p^\star_{\perp i,\,\mathrm{Parton}}}{p^\star_{\perp i,\,\mathrm{Parton}}}\,, \qquad \sigma = \frac{1}{N-1}\sqrt{\sum_{i=1}^{N}\left(x_i - \left(\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i\right)\right)^2}\,,$$

wobei die Summe $\sum_{i=1}^{N}$ über alle Detektor-Jets mit einem zugeordneten Parton-Jet läuft. Für die Pseudorapidität und den Azimuthwinkel wurde x_i analog definiert. Die damit abgeschätzten Auflösungen betragen 32%, 26% und 25% für den Transversalimpuls, die Pseudorapidität und den Azimuthwinkel der Jets.

Zusammenfassung

Insgesamt werden die Daten von den Simulationen hinreichend gut beschrieben, um die Bin-zu-Bin-Methode anwenden zu können: DJANGOH liefert dabei eine bessere

Beschreibung der Daten als RAPGAP. DJANGOH reproduziert nur die Jetprofile nicht so gut wie RAPGAP; bei allen anderen Verteilungen ist es ebenbürtig oder besser. Vor allem die Verteilungen der Pseudorapidität der Jets und die Jet-Multiplizitäten werden von DJANGOH besser als von RAPGAP beschrieben. Daher wird zur Entfaltung auf Parton-Niveau die DJANGOH-Simulation verwendet, und die Hälfte des Unterschieds der Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$ zwischen DJANGOH und RAPGAP zur Abschätzung der systematischen Fehler der Entfaltung genommen (Abschnitt 6.2). Verbleibende Unterschiede zwischen den Verteilungen der Daten und der Monte-Carlo-Simulationen – beispielsweise bei den Pseudorapiditäten der Jets oder den Jet-Profilen – sind etwa von gleicher Größe wie die Unterschiede zwischen den Verteilungen beider Simulationen; sie werden daher vom systematischen Fehler der Entfaltung gedeckt.

Auch die Auflösung der kinematischen und der Jet-Observablen wurde untersucht. Dazu wurden Korrelationen der kinematischen Observablen und der Jets zwischen Parton- und Detektor-Niveau studiert. Dabei stellte sich heraus, dass die kinematischen Observablen gut zwischen Parton- und Detektor-Niveau korreliert sind. Bei den Jets zeigen räumlich gut korrelierte Jets auch eine gute Korrelation des Transversalimpulses; allerdings gibt es nur wenige Ereignisse, bei denen alle Jets gut zu Parton-Jets korreliert sind. Der Schnitt auf den Transversalimpuls der Jets im hadronischen Schwerpunktsystem (4 GeV) wurde so gewählt, dass die Zahl der nicht gut korrelierten Jets in vernünftigen Grenzen gehalten werden konnte. Zudem kann man davon ausgehen, dass auch die schlecht korrelierten Jets von der Simulation beschrieben werden; schließlich werden die Jet-Verteilungen auf Detektor-Niveau schon bei kleineren als den gewählten Jet-Transversalimpulsen von der Simulation wiedergegeben.

5.6 Partonische oder hadronische Wirkungsquerschnitte?

Bisher wurde meist das Niveau der stabilen Hadronen zum Vergleich der Daten mit theoretischen Vorhersagen herangezogen. Anfangs gab es nur Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren, die Ereignisse sowohl auf Hadron- als auch auf Parton-Niveau bereitstellen. Damals hatte man das Hadron-Niveau als Grundlage von Theorie-Vergleichen gewählt. Mit dem Aufkommen von QCD-Vorhersagen höherer Ordnung in α_s, die nur Wirkungsquerschnitte auf Parton-Niveau liefern, musste man die neuen partonischen Wirkungsquerschnitte der Vorhersagen mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten auf Hadron-Niveau vergleichen. Dazu wurden dann die partonischen Wirkungsquerschnitte der Vorhersagen mit einer Hadronisierungskorrektur auf das Hadron-Niveau korrigiert. Die Hadronisierungs-Korrektur wurde (analog zur Berechnung des Korrekturfaktors $\mathcal{C}_i$) mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren ermittelt. Da das Hauptaugenmerk dieser Arbeit auf dem Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit partonischen QCD-Vorhersagen höherer Ordnung in α_s liegt, wurde auch geprüft, die Daten auf Parton-Niveau zu entfalten, um so die Daten direkt mit den Vorhersagen vergleichen zu können. Dabei wurde festgestellt, dass die systematischen Unsicherheiten der Entfaltung bei einer Korrektur direkt auf Parton-Niveau reduziert werden: Die systematische Unsicherheit der Entfaltung wird durch den Vergleich der beiden Monte-Carlo-Simulationen DJANGOH und RAPGAP abgeschätzt. Wie soeben gezeigt wurde, beschreibt DJANGOH die Daten etwas besser als RAPGAP. Daher wird DJANGOH zur Entfaltung genutzt und die halbe Differenz der mit DJANGOH und der mit RAPGAP aus den Daten gewonnenen partonischen Wirkungsquerschnitte wird als systematische Unsicherheit der Entfaltung angenommen. Entfaltet man auf Hadron-Niveau, so hat man zwei systematische Unsicherheiten zu berücksichtigen: einmal die der Entfaltung auf Hadron-Niveau; zum anderen die Unsicherheit der Hadronisierungskorrektur, die auf die partonische Vorhersage angewendet wird.

Um die Unterschiede zwischen RAPGAP und DJANGOH zu sehen, wurden die Verhältnisse der Korrekturfaktoren von DJANGOH und RAPGAP gebildet, d. h. die Korrekturfaktoren von DJANGOH wurden durch die von RAPGAP geteilt. Dabei werden drei verschiedene Korrekturfaktoren betrachtet: die für eine direkte Korrektur vom Detektor- zum Parton-Niveau, also genau die in den Abschnitten 5.2 und 5.3 definierten Faktoren $\mathcal{C}_i$, dann die zur Korrektur vom Detektor- zum Hadron- ($\mathcal{H}_i$) und vom Hadron- zum Parton-Niveau ($\mathcal{P}_i$). Letztere sind wie folgt definiert:

$$\mathcal{H}_i = \frac{O_i^{\text{had, rad}}}{O_i^{\text{det, rad}}} \,, \qquad \mathcal{P}_i = \frac{O_i^{\text{part, rad}}}{O_i^{\text{had, rad}}} \,.$$

Die Verhältnisse (kv) erhält man durch

$$\text{kv(Detektor} \to \text{Parton)} = \frac{\mathcal{C}_i^{\text{DJANGOH}}}{\mathcal{C}_i^{\text{RAPGAP}}} \,,$$

$$\text{kv(Detektor} \to \text{Hadron)} = \frac{\mathcal{H}_i^{\text{DJANGOH}}}{\mathcal{H}_i^{\text{RAPGAP}}} \,, \qquad \text{kv(Hadron} \to \text{Parton)} = \frac{\mathcal{P}_i^{\text{DJANGOH}}}{\mathcal{P}_i^{\text{RAPGAP}}} \,.$$

Einige Beispiele sind in Abb. 5.17 zu sehen. Dabei fällt auf, dass sich die rote (Hadron → Parton) und die blaue Linie (Detektor → Hadron) oft entgegengesetzt verhalten. Bei DJANGOH ist die Korrektur von Detektor- auf Hadron-Niveau im Bereich kleiner Transversalimpulse größer als bei RAPGAP, bei der Korrektur von Hadron- auf Parton-Niveau ist der Korrekturfaktor von RAPGAP größer. Bei großen Transversalimpulsen ist es genau umgekehrt. Es sieht also so aus, als ob sich beide Monte-Carlo-Simulationen auf Parton-Niveau ähnlicher sind als auf Hadron-Niveau. Damit ist auch die systematische Unsicherheit beim Vergleich der Daten mit QCD-Vorhersagen kleiner, wenn der Vergleich direkt auf Parton-Niveau stattfindet, denn dabei spielt nur die Unsicherheit der Korrekturfaktoren von Detektor- auf Parton-Niveau eine Rolle, und nicht – wie beim Vergleich auf Hadron-Niveau – die Unsicherheit der Korrekturfaktoren sowohl von Detektor- auf Hadron- wie auch (in Form der Hadronisierungskorrektur) von Hadron- auf Parton-Niveau.

Die direkte Entfaltung auf das Parton-Niveau erleichtert also nicht nur den Vergleich mit $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersagen, die nur Wirkungsquerschnitte auf dem Niveau der Partonen liefern, sondern reduziert auch die systematische Unsicherheit der Entfaltungsfaktoren für den Vergleich mit Vorhersagen.

5.7 Festlegung der Binbreiten

Wie schon in Abschnitt 5.2 angekündigt, sollen in dieser Arbeit möglichst beide Voraussetzungen für die Anwendung der Bin-zu-Bin-Methode erfüllt werden. Der ersten

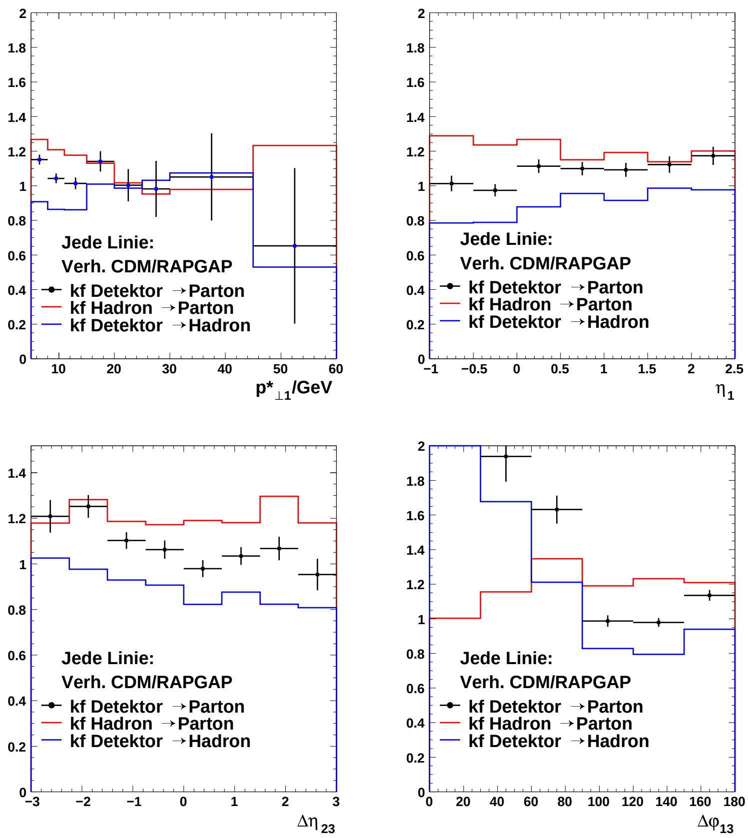

Abbildung 5.17: Verhältnisse der Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$, $\mathcal{H}_i$ und $\mathcal{P}_i$ (DJANGOH geteilt durch RAPGAP) für einige Observablen: Transversalimpuls $p^\star_{\perp 1}$ (oben links) und Pseudorapidität η_1 (oben rechts) des ersten Jets, sowie die Differenzen in der Pseudorapidität von Jet 2 und Jet 3 ($\Delta\eta_{23}$, unten links) und im Azimuthwinkel von Jet 1 und Jet 3 ($\Delta\varphi_{13}$, unten rechts)[6]

Voraussetzung, einer hinreichend guten Beschreibung der Daten durch die Simulation, ist durch die in Abschnitt 5.4 beschriebenen Umgewichtungen und Korrekturen Rechnung getragen worden, wie in Abschnitt 5.5 gezeigt wurde. Im Folgenden werden die Migrationen zwischen Bins untersucht.

Von Migrationen spricht man, wenn Ereignisse auf Detektor-Niveau in einem Bin i der Verteilung einer bestimmten Observablen rekonstruiert werden, aber auf Parton-Niveau zu einem anderen Bin j der Verteilung der gleichen Observablen gehören oder überhaupt nicht selektiert wurden. Ein Maß für die Größe der Migrationen sind die Stabilität s_i und die Reinheit r_i im Bin i. Sie sind folgendermaßen definiert:

$$s_i = \frac{\#\ \text{Ereignisse Part}_i\ \&\ \text{Det}_i}{\#\ \text{Ereignisse Part}_i\ \&\ \text{Det}_{\text{alle}}}\ ,$$

$$r_i = \frac{\#\ \text{Ereignisse Part}_i\ \&\ \text{Det}_i}{\#\ \text{Ereignisse Part}_{\text{alle}}\&\ \text{Det}_i}\ .$$

Dabei steht '# Ereignisse Part$_i$ & Det$_i$' für die Anzahl der Ereignisse, bei denen eine

[6]Für die Observable $\Delta\varphi_{13}$ wurden keine differentiellen Wirkungsquerschnitte erstellt, da die Min-

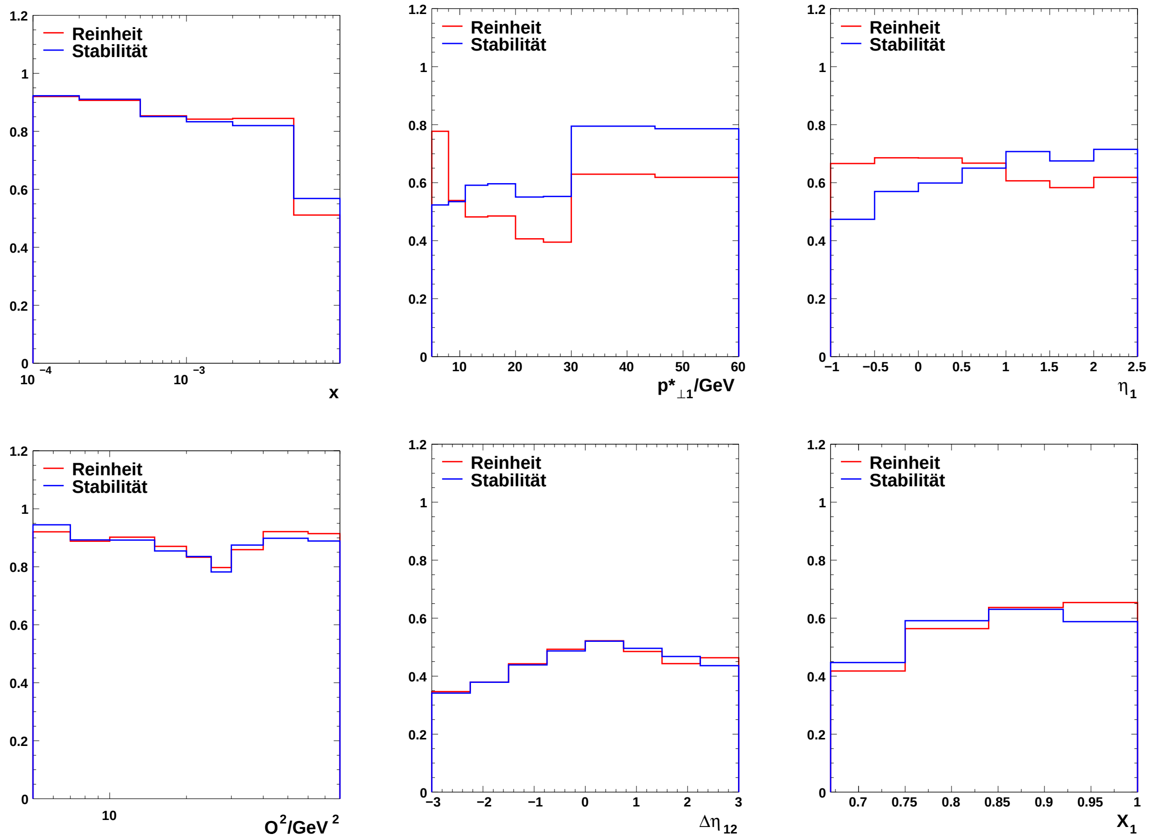

Abbildung 5.18: Reinheit $r^{(\mathrm{Det.}\to\mathrm{Had.})}$ und Stabilität $s^{(\mathrm{Det.}\to\mathrm{Had.})}$ für einige ausgewählte Observablen: oben (von links nach rechts) für x, den Transversalimpuls $p^{\star}_{\perp 1}$ und die Pseudorapidität η_1 von Jet 1, unten (von links nach rechts) für Q^2, die Differenz der Pseudorapiditäten von Jet 1 und 2 ($\Delta\eta_{12}$) und für die in Abschnitt 6.3 definierte Variable X_1

bestimmte Observable auf Parton-Niveau und auf Detektor-Niveau im Bin i gemessen wurde. 'Det$_{\mathrm{alle}}$' bedeutet, dass es keine Rolle spielt, in welchem Bin die Observable für das Ereignis rekonstruiert wurde; allerdings sollte das Ereignis auf Detektor-Niveau akzeptiert worden sein. Zur Berechnung der Stabilität im Bin i geht man somit von allen Ereignissen aus, die auf Parton- und Detektor-Niveau selektiert wurden und auf Parton-Niveau im Bin i liegen. Dann ist die Stabilität im Bin i der Anteil der Ereignisse, die auch auf Detektor-Niveau im Bin i liegen, die also nicht aus dem Bin migriert sind. Bei der Definition der Reinheit sind die Rollen von Detektor- und Parton-Niveau vertauscht; sie gibt daher an, welcher Anteil der auf beiden Niveaus selektierten Ereignisse nicht in das Bin i auf Detektor-Niveau hineinmigriert ist, sondern dort auch generiert wurde.

Stabilität und Reinheit kann man in gleicher Weise für die bisher beim H1-Experiment verwendete Entfaltung auf Hadron-Niveau definieren; man hat dazu lediglich

destanforderungen in Abschnitt 5.7 nicht mit beiden Simulationen erfüllt werden konnten: Selbst bei nur zwei äquidistanten Bins waren die Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$ sowie die Reinheit r und die Stabilität s zu klein.

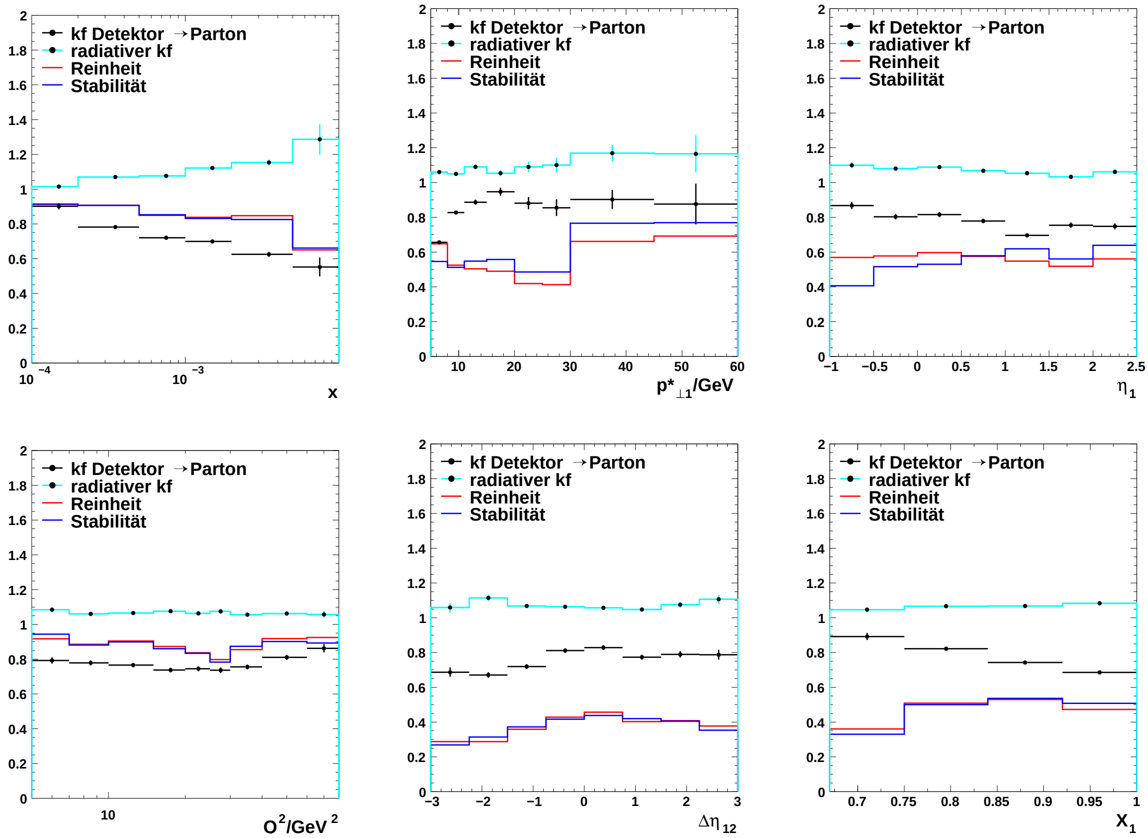

Abbildung 5.19: Die Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$ und $\mathcal{R}_i$ sowie Reinheit r und Stabilit'at s für die Observablen aus Abbildung 5.18

das Parton-Niveau in den obigen Definitionen durch das Hadron-Niveau zu ersetzen. Für eine Entfaltung auf Hadron-Niveau ist es in der H1-Kollaboration üblich, eine Reinheit bzw. Stabilität von mindestens 30% zu verlangen; werden diese Bedingungen nicht erfüllt, muss eine größere Binbreite gewählt werden. Für eine Entfaltung auf Parton-Niveau gibt es eine solche Regel nicht. Um sicherzustellen, dass die „minimalen Qualitätsanforderungen“ von H1 erfüllt werden, werden daher zusätzlich die Migrationen zwischen Detektor- und Hadron-Niveau untersucht und die Binbreiten so gewählt, dass $s^{(\text{Det.}\to\text{Had.})} > 30\%$ und $r^{(\text{Det.}\to\text{Had.})} > 30\%$ gelten. Wie groß die Stabilitäten und die Reinheiten für eine Entfaltung auf Hadron-Niveau dann tatsächlich sind, kann man der Abbildung 5.18 für einige Beispiele entnehmen. Für alle in dieser Arbeit gezeigten Verteilungen sind obige Bedingungen erfüllt. Die Reinheit r und die Stabilität s für eine Entfaltung auf Parton-Niveau sind – zusammen mit den Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$ und $\mathcal{R}_i$ – in Abbildung 5.19 für die gleichen Verteilungen wie in Abbildung 5.18 gezeigt. Die Werte von r und s sind nicht sehr verschieden von den analogen Größen für die Entfaltung auf Hadron-Niveau, $r^{(\text{Det.}\to\text{Had.})}$ und $s^{(\text{Det.}\to\text{Had.})}$. Nur in wenigen Bins liegen sie unter 30%, aber immer über 25%.

Damit sind natürlich nur Migrationen innerhalb der auf beiden Niveaus selektierten Ereignisse berücksichtigt worden. Zusätzlich müssen noch Migrationen in und aus der Menge der auf Detektor-Niveau selektierten Ereignisse betrachtet werden. Gibt es einen hohen Anteil von Ereignissen, die auf Detektor-Niveau selektiert wurden, aber nicht auf Parton-Niveau, so wäre $\mathcal{C}_i$ nach (5.1) sehr klein, hingegen sehr groß beim umgekehrten Fall, dass ein großer Teil der Ereignisse auf Parton-, aber nicht auf Detektor-Niveau ausgewählt wurde. Eine notwendige Bedingung dafür, dass solche Migrationen nicht zu groß werden, ist folglich, dass die Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$ nicht zu stark von eins abweichen. Daher wird zusätzlich noch

$$0{,}4 < \mathcal{C}_i < 2$$

gefordert. Die Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$ und $\mathcal{R}_i$ sowie die Stabilitäten und Reinheiten einiger Beispielverteilungen sind in Abbildung 5.19 mit eingezeichnet. Alle Bedingungen an r_i, s_i und $\mathcal{C}_i$ sind erfüllt. Dies gilt auch für alle in dieser Arbeit gezeigten Wirkungsquerschnitte. Der Korrekturfaktor $\mathcal{C}_i$ für die Entfaltung von Detektor- auf Parton-Niveau liegt im Mittel zwischen 0,7 und 0,8; der radiative Korrekturfaktor $\mathcal{R}_i$ vergrößert den Wirkungsquerschnitt im Mittel um etwa 10%.

Zusammenfassung

Damit sind jetzt beide Bedingungen für die Entfaltung nach der Bin-zu-Bin-Methode erfüllt: Die Daten werden von den Simulationen hinreichend gut beschrieben und die Migrationen sind nicht allzu groß. Damit sind alle Voraussetzungen für die Erstellung von Wirkungsquerschnitten auf Parton-Niveau gegeben. Diese werden im folgenden Kapitel gezeigt.

Kapitel 6

Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte

Überblick: In diesem Kapitel werden die Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte vorgestellt und mit theoretischen Vorhersagen verglichen. In Abschnitt 6.1 wird kurz erläutert, wie die Wirkungsquerschnitte ermittelt werden. Für einen aussagekräftigen Vergleich mit QCD-Vorhersagen muss man natürlich die Genauigkeit der gemessenen Wirkungsquerschnitte kennen. Daher werden in Abschnitt 6.2 die systematischen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte erläutert. In Abschnitt 6.3 werden die Wirkungsquerschnitte mit der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage des Programms NLOjet++, in Abschnitt 6.4 mit den $\mathcal{O}(\alpha_s)$-Monte-Carlo-Generatoren DJANGOH und RAPGAP verglichen.

6.1 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Im letzten Kapitel wurde dargestellt, wie die Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulationen verbessert und die Binbreiten der Wirkungsquerschnitte gewählt wurden. Die Bestimmung eines (partonischen) differentiellen Wirkungsquerschnitts in einer Variablen x erfolgt in mehreren Schritten: Zuerst wird Bin-weise ein differentieller Wirkungsquerschnitt auf Detektor-Niveau bestimmt:

$$\left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x}\right|_{\text{Bin } i}^{\text{Detektor}} = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse im Bin } i}{\mathcal{L} \cdot (\text{Binbreite des Bins } i)} .$$

Dabei ist $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität des Datensatzes. Ebenso verfährt man mit den Ereignissen der Monte-Carlo-Simulation, nur dass dort zusätzlich Wirkungsquerschnitte auf Hadron- und auf Parton-Niveau bestimmt werden. Aus dem Parton- und dem Detektor-Wirkungsquerschnitt der (umgewichteten) Simulation DJANGOH (DJANGOH (1) in Tabelle 5.1) werden nun wie in Kapitel 5 beschrieben die Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$ (Detektor $\rightarrow$ Parton) und aus den Parton-Wirkungsquerschnitten einer radiativen und einer nicht-radiativen Simulation (DJANGOH (3) bzw. DJANGOH (2) in Tabelle 5.1) der Korrekturfaktor $\mathcal{R}_i$ (radiativ $\rightarrow$ Born-Niveau) berechnet. Der auf Born-Niveau korrigierte partonische differentielle Wirkungsquerschnitt der Daten in der Variablen x ergibt sich nun durch

$$\left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x}\right|_{\text{Bin } i} = \mathcal{R}_i \cdot \mathcal{C}_i \cdot \left.\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}x}\right|_{\text{Bin } i}^{\text{Detektor}} .$$

6.2 Bestimmung der systematischen Unsicherheiten

Energien, Impulse und Winkel können im H1-Detektor natürlich nicht mit beliebiger Genauigkeit gemessen werden. Da die Wirkungsquerschnitte von diesen Größen abhängen, muss untersucht werden, wie sich diese Unsicherheiten in die Wirkungsquerschnitte fortpflanzen. Dies wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

Es werden drei Typen von systematischen Unsicherheiten unterschieden:

Korrelierte Fehler: Hier sind die Fehler der einzelnen Bins miteinander korreliert. Ein Beispiel dafür ist der Fehler der Energieskala des gestreuten Positrons. Ist die tatsächliche Energie des gestreuten Positrons kleiner als die gemessene, so wird für die Variable Q^2_{Elek} in Gleichung (3.1) ein zu großer Wert rekonstruiert und die Verteilung verschiebt sich: in den Bins bei hohen Q^2_{Elek} findet man mehr, in den niedrigen Q^2_{Elek}-Bins weniger Ereignisse. Bei einer Änderung der Energie des gestreuten Positrons um einen konstanten Faktor gibt es also mehr Ereignisse in Bins mit hohem Q^2_{Elek}, wenn es gleichzeitig weniger Ereignisse in Bins bei niedrigem Q^2_{Elek} gibt und umgekehrt.

Skalenfehler: Dies sind korrelierte Fehler, bei denen die Fehler der einzelnen Bins proportional zum Inhalt der Bins sind, d. h. der Fehler in jedem Bin ist gleich dem Inhalt des Bins multipliziert mit einem konstanten Faktor. Ein Beispiel für einen solchen Fehler ist die Unsicherheit der Luminositätsmessung. Ist die Luminosität 1% kleiner als gemessen, so werden auch die differentiellen Wirkungsquerschnitte in jedem Bin um 1% zu klein gemessen. Für jeden Wirkungsquerschnitt werden die Skalenfehler von den korrelierten Fehlern abgezogen und getrennt angegeben.

Unkorrelierte Fehler: Dies sind alle anderen Fehler, bei denen die Fehler der einzelnen Bins nicht miteinander korreliert sind.

Als unkorrelierte Fehler werden hier nur die statistischen Fehler betrachtet. Diese treten an drei Stellen auf:

1. Die begrenzte Anzahl von Datenereignissen führt zu einem statistischen Fehler der Daten-Verteilungen.

2. Die Entfaltungsfaktoren $\mathcal{C}_i$ werden mit statistisch limitierten Monte-Carlo-Simulationen berechnet, ebenso wie

3. die Korrekturfaktoren $\mathcal{R}_i$ für die radiativen Korrekturen.

Dabei werden die beiden letzten Unsicherheiten zum unkorrelierten Fehler des Wirkungsquerschnitts zusammengefasst, indem man beide Fehler für jedes Bin quadratisch addiert. Der statistische Fehler der Daten wird in den Wirkungsquerschnitten gesondert angegeben.

Von den korrelierten Fehlern werden die Skalenfehler abgezogen. Dies geschieht folgendermaßen: Um die Auswirkungen einer systematischen Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt zu ermitteln, wird die mit einer Messunsicherheit behaftete Größe einmal um die Unsicherheit nach oben und einmal nach unten variiert und der Wirkungsquerschnitt jeweils neu bestimmt. Sei N_i der i-te Bininhalt des unveränderten differentiellen Wirkungsquerschnitts und N_i^+ und N_i^- die entsprechenden Werte der variierten Wirkungsquerschnitte. Dann ist in der Regel nicht nur $N_i \neq N_i^\pm$, sondern auch der nicht variierte (integrierte) Wirkungsquerschnitt N

$$N = \sum_i N_i \cdot x_i \neq \sum_i N_i^\pm \cdot x_i = N^\pm$$

verschieden von den variierten Wirkungsquerschnitten $N^\pm$. x_i ist dabei die Breite des i-ten Bins. Die Änderung der Normierung wird nun in den Skalenfehler gesteckt. Der Skalenfehler im Bin i ist dabei:

$$\sigma^\pm_{\text{Skala}}(i) = \frac{N^\pm - N}{N} \cdot N_i \; ;$$

Für jeden Bin wird also die relative Änderung der Normierung als relativer (Skalen-) Fehler genommen. Was danach übrig bleibt, also

$$\sigma^\pm_{\text{korr}}(i) = N_i^\pm - N_i - \sigma^\pm_{\text{Skala}}(i) = N_i^\pm - N_i \left(1 + \frac{N^\pm - N}{N}\right) \; ,$$

ist dann der korrelierte Fehler.

Mit folgenden systematischen Unsicherheiten wurde in dieser Weise verfahren:

- Mit der Unsicherheit der Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$: Da DJANGOH die Daten etwas besser beschreibt als RAPGAP (siehe Abschnitt 5.5), wird DJANGOH zur Entfaltung verwendet. Die systematische Unsicherheit der Entfaltung wird aus einer Entfaltung mit RAPGAP ermittelt. 50% der Differenz zur Entfaltung mit DJANGOH werden als systematischer Fehler angenommen.

- Mit der Unsicherheit auf die Energie-Skala des Flüssig-Argon-Kalorimeters: Die Skala ist bis auf ±4% bekannt. Dies ist zusammen mit der Entfaltungsunsicherheit die dominierende systematische Unsicherheit der Messung.

- Durch die letzte Umgewichtung der Monte-Carlo-Simulationen, nämlich die in Abschnitt 5.4.5 beschriebene Umgewichtung der kinematischen Variable y_{Elek}, hat sich die Beschreibung der Jet-Pseudorapiditäten in den Daten durch die Simulationen verschlechtert. Daher wird der Unterschied der Korrekturfaktoren $\mathcal{C}_i$ vor und nach der y_{Elek}-Umgewichtung als zusätzliche Unsicherheit der Entfaltung angenommen.

- Mit der Unsicherheit des Beitrags der Spuren zu den kombinierten Objekten, die 3% beträgt.

- Mit den Unsicherheiten bei der Messung des gestreuten Positrons: Dies sind die Messunsicherheit im Winkel von 1 mrad und die Messunsicherheit in der Energie von 2%.

- Mit der Unsicherheit der Luminositätsmessung von 1,5%.

Fehlerquelle	systematische Variation	korr. Fehler	Skalenfehler
LAr Energieskala	±4%	±2–7%	±15%
SpaCal em Energieskala (Positr.-Energiemessg.)	±2%	±1–5%	±0,6%
Spuren in komb. Obj.	±3%	±1–3%	±2,3%
Positron-Winkelmessung	±0.001 rad	±0,5-1%	±1,3%
Triggereffizienz	±3%	< 0.1%	±3%
Luminositätsmessung	±1.5%	< 0.1%	±1,5%
radiative Korrektur	±2%	< 0.1%	±2%
Entfaltung	DJANGOH vs. RAPGAP	±5–25%	±8%
Umgewichtung	DJ. mit vs. ohne y-Umgew.	±0,5-1%	±2%
Summe		±5–25%	±18%

Tabelle 6.1: Systematische Unsicherheiten und ihr typischer Beitrag zum systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte

- Mit der Unsicherheit auf die Triggereffizienz: Wie schon in Abschnitt 5.4.3 erwähnt, wird diese zu 3% abgeschätzt.
- Mit der Unsicherheit auf die radiativen Korrekturfaktoren $\mathcal{R}_i$: Sie beträgt 2% [45].

Wie sich diese Unsicherheiten auf den systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte auswirken, zeigt Tabelle 6.1. Die einzelnen korrelierten Unsicherheiten bzw. Skalenfehler werden jeweils quadratisch zu einem korrelierten Gesamtfehler bzw. Gesamtskalenfehler addiert. Zum Skalenfehler tragen im wesentlichen nur die Unsicherheit der LAr-Energieskala und die der Entfaltung bei; bei der korrelierten Unsicherheit dominiert in den meisten Bins die Unsicherheit auf die Korrekturfaktoren; in einigen spielen auch die Fehler auf die LAr-Skala und die Positron-Energiemessung eine Rolle. Die unkorrelierten Fehler sind in fast allen Bins vernachlässigbar, ebenso wie die statistischen Fehler der Daten.

Abbildung 6.1 zeigt, wie die Datenpunkte und die Fehler in den Diagrammen dargestellt sind: Die inneren Fehlerbalken geben die statistischen Fehler der Daten an, die gesamte Länge der Fehlerbalken entspricht der quadratischen Summe aus dem statistischen Fehler und der unkorrelierten Unsicherheit. Die korrelierte Unsicherheit wird durch ein orange schraffiertes Band dargestellt, der Skalenfehler durch ein schwarzes Polygon.

6.3 Vergleich der Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte mit QCD-Vorhersagen

In diesem Abschnitt werden die Wirkungsquerschnitte mit der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-QCD-Vorhersage NLOjet++ [6] verglichen. Der errechnete $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Wirkungsquerschnitt ist als rosafarbene Linie dargestellt (siehe Abbildung 6.2). Dieser ist von der Renormierungs- und der Faktorisierungsskala ($\mu_r = \mu_f = (^1/_3) \sum_{i=1}^{3} p_{\perp i}$) abhängig. Zur Abschätzung dieser

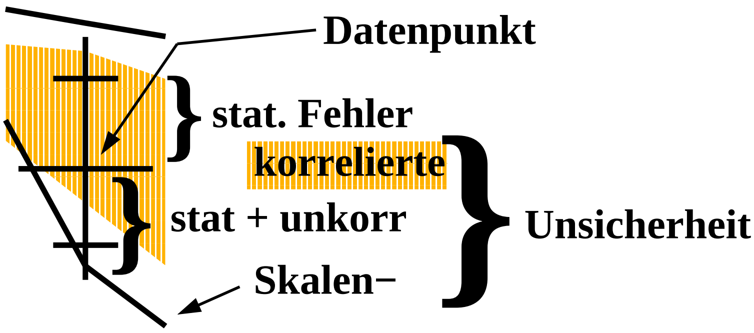

Abbildung 6.1: Darstellung der Datenpunkte und der Fehler: die inneren Fehlerbalken geben die Größe des statistischen Fehlers der Daten an, die äußeren den statistischen und die unkorrelierte systematische Unsicherheit (quadratisch addiert). Das schraffierte orangefarbene Band gibt die korrelierte systematische Unsicherheit, die schwarze Umrandung den Skalenfehler an

Abbildung 6.2: Darstellung der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage: das rote Band gibt an, wie stark sich der Wirkungsquerschnitt verändert, wenn man die Faktorisierungs- und die Renormierungs-Skala um einen Faktor zwei nach oben und nach unten variiert. Die helle rosafarbene Linie gibt den Wirkungsquerschnitt für die Standard-Skalen an

Skalen-Unsicherheit werden beide Skalen um einen Faktor zwei nach oben und nach unten variiert. Den Einfluss dieser Variation auf den vorhergesagten Wirkungsquerschnitt zeigt das rote Band an. Eine Vorhersage bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ ($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage) – ebenfalls durch das Programm NLOjet++ – wird durch eine gestrichelte blaue Linie dargestellt.

In Abbildung 6.3 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den Variablen Q^2 und der Pseudorapidität des ersten Jets, η_1, dargestellt.[1] Der Wirkungsquerschnitt der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage liegt dabei um 18% unter dem Wirkungsquerschnitt der Daten. Dieser Unterschied ist vom Skalenfehler der Daten und von der Skalenunsicherheit der QCD-Vorhersage gedeckt. Daher werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Vorhersage um 18% heraufskaliert, damit der Wirkungsquerschnitt der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage genauso groß wird wie der der Daten. Dies ist nützlich, um im Folgenden die Form der Verteilungen der Daten und der QCD-Vorhersage zu vergleichen. Die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage, die noch deutlicher unter den Daten liegt, wird mit dem gleichen Faktor skaliert wie die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage. Somit bleibt die relative Normierung zwischen der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung ungeändert. Der Skalenfehler ist für alle

[1] Die Jets werden nach absteigendem Transversalimpuls $p_\perp^\star$ im hadronischen Schwerpunktsystem geordnet: $p_{\perp 1}^\star > p_{\perp 2}^\star > p_{\perp 3}^\star$.

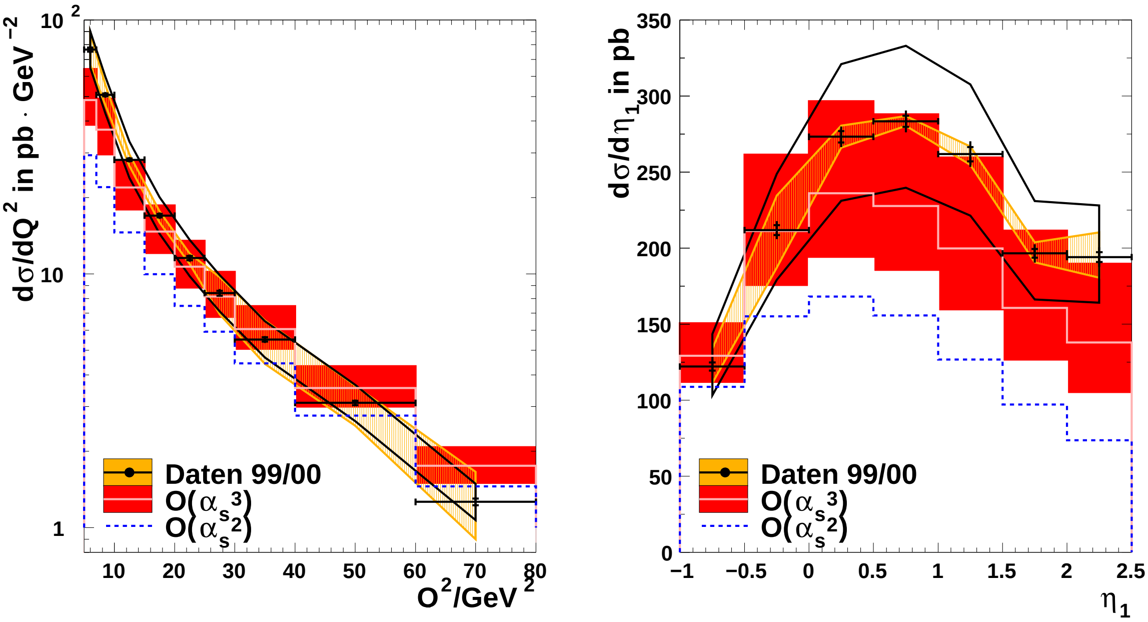

Abbildung 6.3: Differentielle Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte in Q^2 (links) und η_1, der Pseudorapidität des ersten Jets

Wirkungsquerschnitte gleich; er wird daher im Folgenden bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten weggelassen.

In Abbildung 6.4 sind die – auf die soeben beschrieben Weise angepassten – differentiellen Wirkungsquerschnitte in den Variablen Q^2, x und der Jet-Multiplizität N_{Jet} (der Anzahl der Jets in einem Ereignis) dargestellt und sowohl mit der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$- als auch mit der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage von NLOjet++ verglichen. $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Q^2$ wie auch $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_{\mathrm{Bj}}$ werden von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung zu flach vorhergesagt. Die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage ist allerdings noch flacher und liefert deutlich zu kleine Wirkungsquerschnitte. Die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage verbessert also die Beschreibung der Daten relativ zur $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage vor allem im Bereich kleiner x und Q^2, allerdings nicht stark genug, um die Daten beschreiben zu können. Da der Endzustand bei der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage nur aus maximal drei Partonen besteht, werden auch nur maximal drei Jets erzeugt (unteres Bild). Die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage hingegen liefert auch Vier-Jet-Ereignisse, verglichen mit den Daten allerdings deutlich zu wenig.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Transversalimpulse und der Pseudorapiditäten der Jets werden in den Abbildungen 6.5 und 6.6 gezeigt. Die Transversalimpulse werden von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage gut reproduziert. Insbesondere wird das Defizit der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage vor allem bei kleinen Transversalimpulsen aufgefüllt.
Die Pseudorapiditäten der Jets werden nicht so gut beschrieben. Die größten Unterschiede zwischen der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$- und der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage sind im Vorwärtsbereich, also bei großen Pseudorapiditäten, zu finden. Dies führt dazu, dass die Jets der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung im Mittel bei größeren Pseudorapiditäten liegen als die der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Rechnung. Vergleicht man die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage mit den Daten, so fällt auf, dass es in den Daten mehr Jets im Vorwärtsbereich und eher weniger im Rückwärtsbereich gibt. Am besten passt noch die Verteilung in η_2, wo sich Daten und $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage in etwa

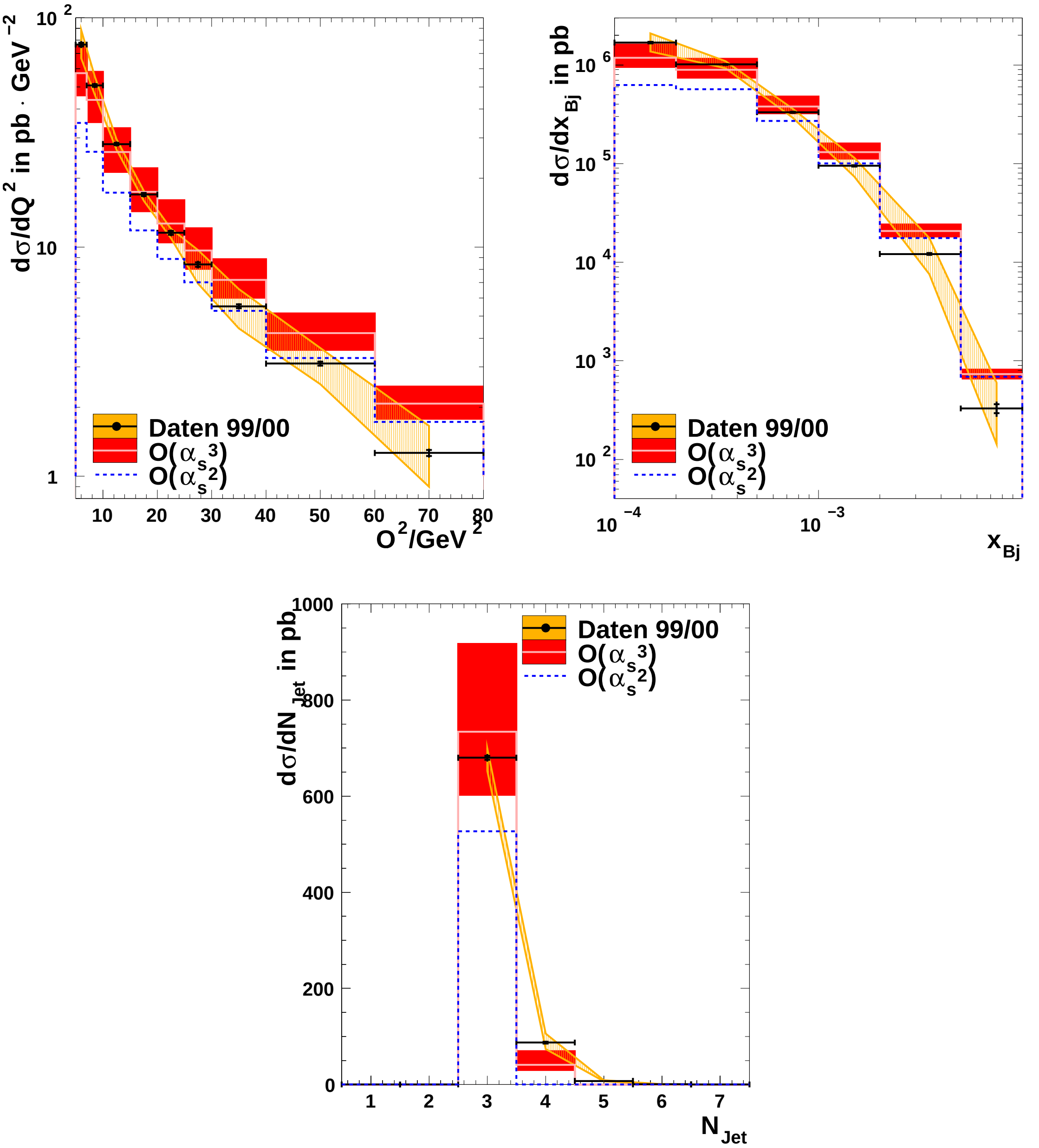

Abbildung 6.4: Differentielle Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte in Q^2 (links), x (rechts) und der Jet-Multiplizität N_{Jet} (unten). Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der QCD-Vorhersagen wurden mit einem konstanten Faktor hochskaliert, so dass der Wirkungsquerschnitt der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage gleich dem der Daten ist. Der Gesamtskalenfehler der Daten (18%) ist nicht eingezeichnet

gleichen. Insgesamt liegen aber die Jets in den Daten im Mittel bei noch größeren Pseudorapiditäten als in der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage.

Abbildung 6.7 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den Differenzen der Pseudorapiditäten zweier Jets. Hier unterscheiden sich die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$- und die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage ungefähr durch einen konstanten Faktor, wobei die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage etwa 50% über der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Rechnung liegt. Die Form der Verteilungen wird von den Vorher-

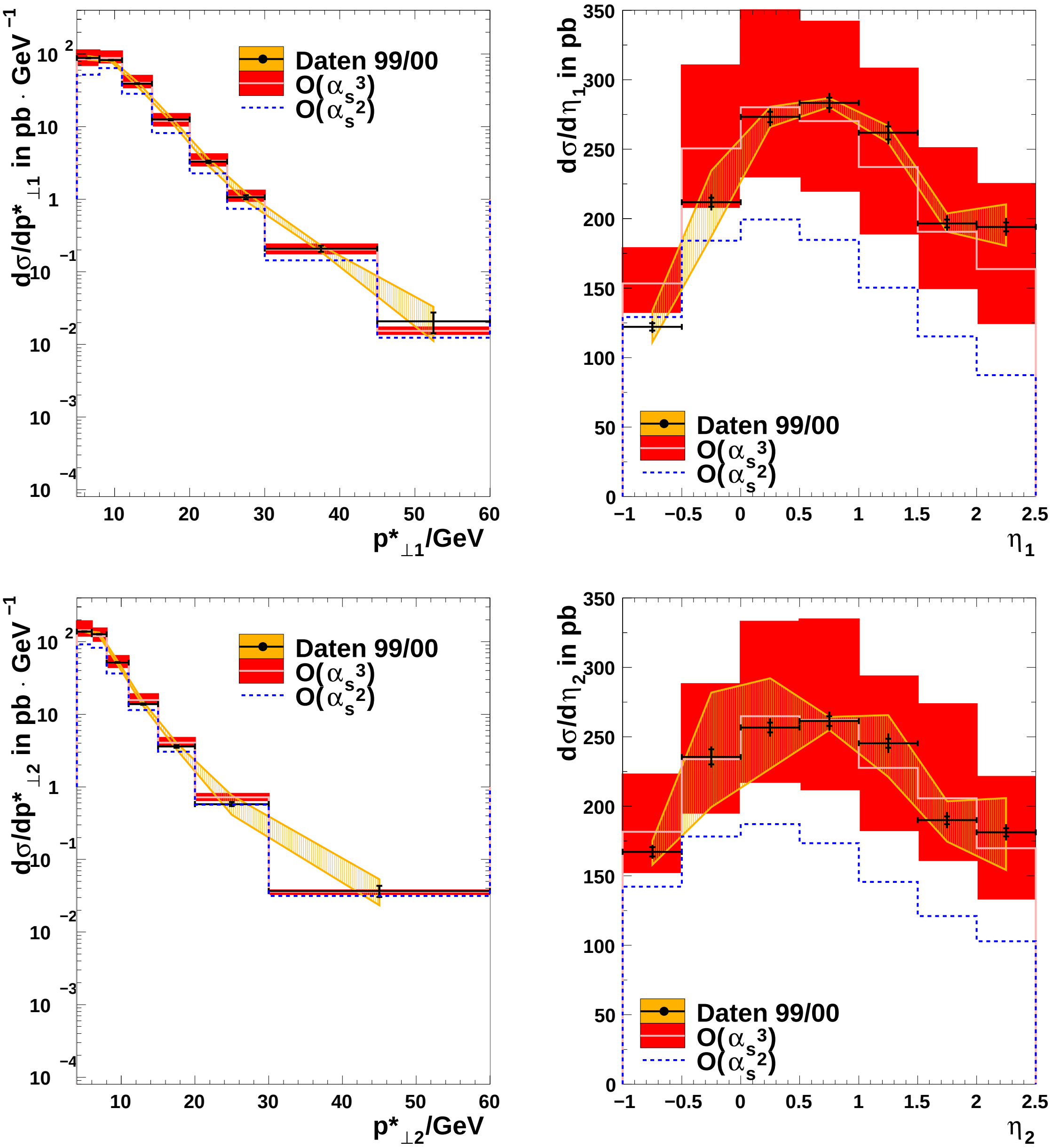

Abbildung 6.5: Differentielle Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte: Links die Transversalimpulse $p^{\star}_{\perp}$, rechts die Pseudorapiditäten η der beiden ersten Jets. Zur Normierung siehe die Bildunterschrift von Abbildung 6.4. Der Gesamtskalenfehler der Daten (18%) ist nicht eingezeichnet

sagen im Mittel richtig wiedergegeben: Während $\Delta\eta_{12}$ in den Daten zu etwas höheren Werten verschoben ist, ist es bei $\Delta\eta_{23}$ gerade umgekehrt.

In [46] wird ein vollständiger Satz von Variablen vorgeschlagen, bestehend aus

- der Drei-Jet-Masse $m_{3\mathrm{J}} = \sqrt{(\bar{p}_1 + \bar{p}_2 + \bar{p}_3)^2}$, wobei $\bar{p}_i$ die Vierervektoren der drei Jets sind,

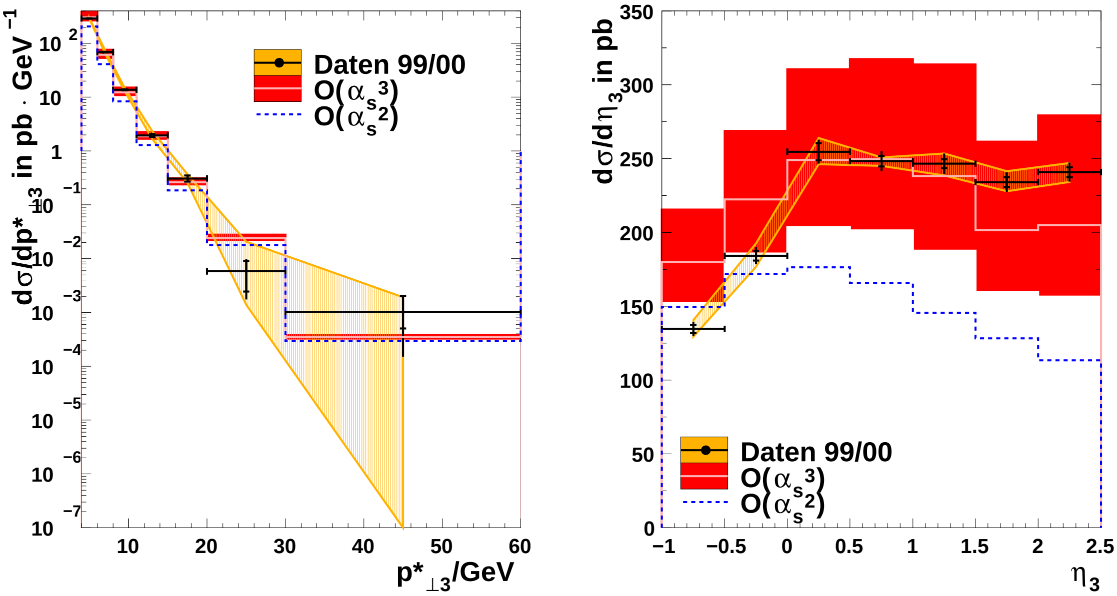

Abbildung 6.6: Differentielle Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte: Links der Transversalimpuls $p^{\star}_{\perp 3}$ des dritten Jets, rechts seine Pseudorapidität η_3. Zur Normierung siehe die Bildunterschrift von Abbildung 6.4. Der Gesamtskalenfehler der Daten (18%) ist nicht eingezeichnet

- den Jetmassen der einzelnen Jets geteilt durch $m_{3\mathrm{J}}$, nämlich $f_i = m_i/m_{3\mathrm{J}} = \sqrt{\bar{p}_i^2}/m_{3\mathrm{J}}$ $(i = 1, 2, 3)$,
- dem Energieanteil des ersten bzw. des zweiten Jets an der Gesamtenergie, $X'_i = 2E'_i/(E'_1 + E'_2 + E'_3)$ $(i = 1, 2)$,
- dem Winkel θ' des ersten Jets relativ zur Strahlrichtung und
- dem Winkel ψ' zwischen der Ebene, in der die drei Jets liegen, und der vom ersten Jet und der Strahlrichtung aufgespannten Ebene.

Dabei werden die Jets in das Drei-Jet-Ruhesystem geboostet, in dem der Vierervektor $\bar{p}'_1+\bar{p}'_2+\bar{p}'_3$ ruht. Größen in diesem System sind mit einem Apostroph (') gekennzeichnet. Die Jets werden dann nach absteigender Energie in diesem System sortiert; der erste Jet hat also die größte Energie E'_1.

Da in dieser Arbeit eher niederenergetische (und masselose) Jets (siehe Abschnitt 3.3.3) betrachtet werden, sollen nur die X_i und die Winkel gemessen werden. Die X_i sind durch die Kinematik auf folgende Wertebereiche beschränkt[2]:

$$^2/_3 \leq X'_1 \leq 1 \,, \qquad ^1/_2 \leq X'_2 \leq 1 \,.$$

Die genaue Definition der Winkel ist die Folgende:

$$\cos\theta' = \frac{\vec{p}_1^{\,\prime} \cdot \vec{p}_{\mathrm{Strahl}}^{\,\prime}}{|\vec{p}_1^{\,\prime}| \cdot |\vec{p}_{\mathrm{Strahl}}^{\,\prime}|} \,,$$

[2]Dies gilt allerdings nur für masselose Jets, was hier aber der Fall ist.

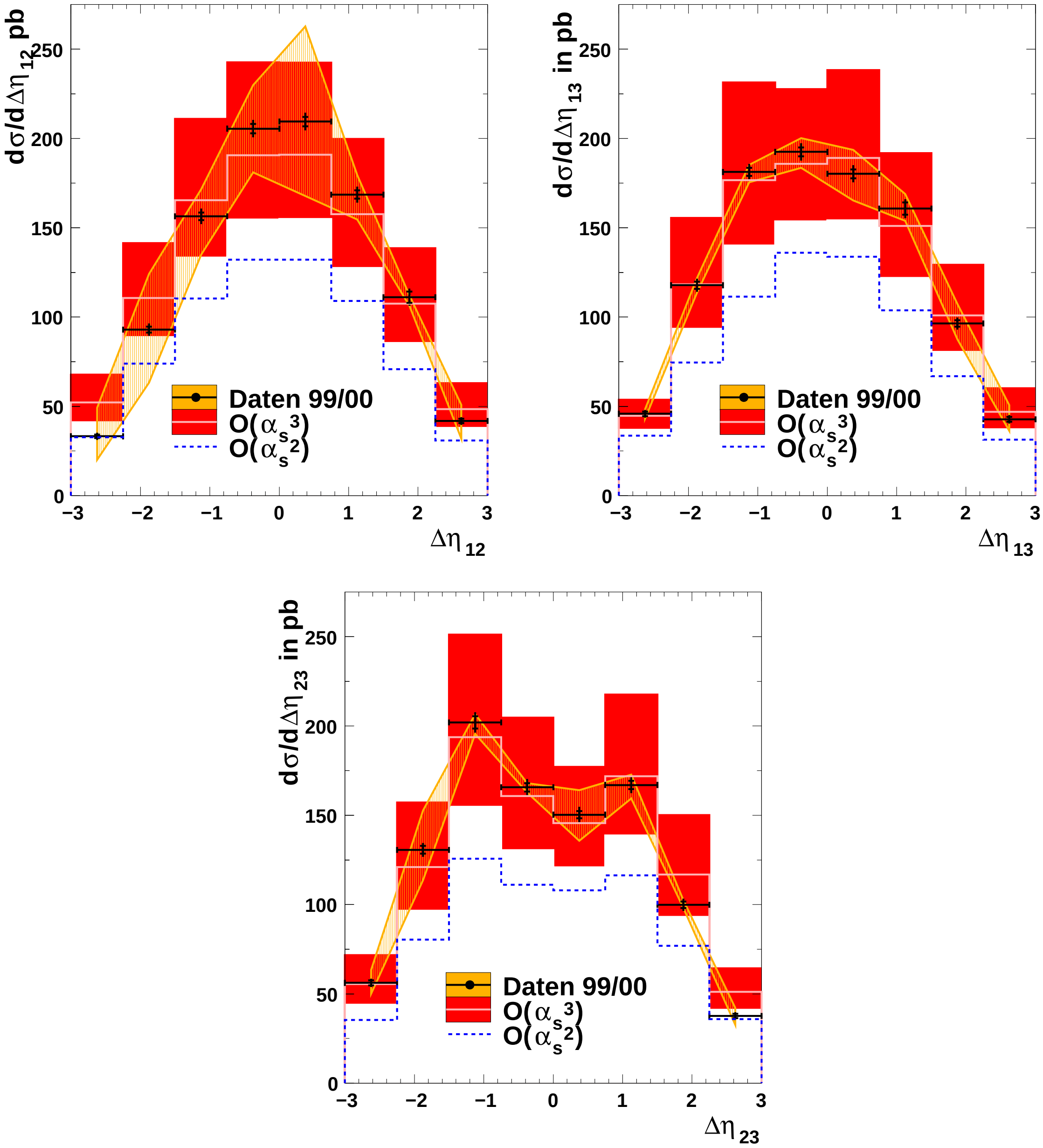

Abbildung 6.7: Differentielle Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte in Differenzen der Pseudorapiditäten η zweier Jets: $\Delta\eta_{12} = \eta_1 - \eta_2$ (links), $\Delta\eta_{13} = \eta_1 - \eta_3$ (rechts) und $\Delta\eta_{23} = \eta_2 - \eta_3$ (unten). Zur Normierung siehe die Bildunterschrift von Abbildung 6.4. Der Gesamtskalenfehler der Daten (18%) ist nicht eingezeichnet

$$\cos\psi' = \frac{(\vec{p}_1^{\,\prime} \times \vec{p}_{\mathrm{Strahl}}^{\,\prime}) \cdot (\vec{p}_2^{\,\prime} \times \vec{p}_3^{\,\prime})}{|\vec{p}_1^{\,\prime} \times \vec{p}_{\mathrm{Strahl}}^{\,\prime}| \cdot |\vec{p}_2^{\,\prime} \times \vec{p}_3^{\,\prime})|} \, .$$

Dabei ist $\vec{p}_{\mathrm{Strahl}}^{\,\prime}$ die „mittlere“ Strahlrichtung. Sie ist definiert als

$$\vec{p}_{\mathrm{Strahl}}^{\,\prime} = \vec{p}_a^{\,\prime} - \vec{p}_b^{\,\prime} \, ,$$

wenn a und b die einlaufenden wechselwirkenden Partonen sind und Parton a die höhere Energie hat. Bezogen auf die Kinematik der tief-unelastischen Streuung, sind die wechselwirkenden Partonen das Parton aus dem Proton, das an der harten Wechselwirkung teilnimmt, und das ausgetauschte Eichboson. Vernachlässigt man die Transversalimpulse und die Massen dieser Teilchen, so sind deren Vierervektoren proportional zu den Vierervektoren der einlaufenden Strahlteilchen: $\bar{p}_a = x_{\text{Gluon}} \cdot \bar{p}_{\text{Proton}}$ und $\bar{p}_b = y \cdot \bar{p}_{\text{Positron}}$. Dabei wird x_{Gluon} berechnet durch

$$x_{\text{Gluon}} = x \cdot \left(1 + \frac{\hat{s}}{Q^2}\right) , \qquad \text{mit } \hat{s} = \left(\sum_{i=1}^{3} \bar{p}_i\right)^2 .$$

Dabei läuft die Summe über alle drei Jets. Der Vektor $\vec{p}_{\text{Strahl}}$ bzw. der Vierevektor $\bar{p}_{\text{Strahl}}$ ist dann gegeben durch

$$\bar{p}_{\text{Strahl}} = \pm(\bar{p}_a - \bar{p}_b) = \pm \begin{pmatrix} x_{\text{Gluon}} \cdot 920\ \text{GeV} - y \cdot 27{,}55\ \text{GeV} \\ 0 \\ 0 \\ x_{\text{Gluon}} \cdot 920\ \text{GeV} + y \cdot 27{,}55\ \text{GeV} \end{pmatrix} .$$

Dabei gilt das Plus-Zeichen, falls $x_{\text{Gluon}} \cdot 920\ \text{GeV} > y \cdot 27{,}55\ \text{GeV}$ ist, sonst das Minuszeichen. Beide Winkel sind in Abbildung 6.8 graphisch dargestellt.

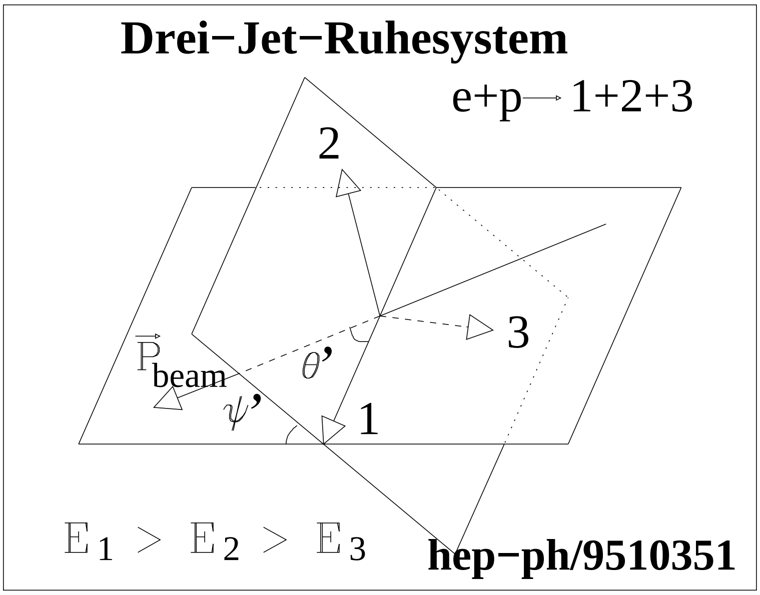

Abbildung 6.8: Zur Definition der beiden Winkel θ' und ψ'. Die Zeichnung stammt aus [46]

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für diese Variablen sind in Abbildung 6.9 gezeigt. Bei den Variablen X_1' und X_2' wird die Form des Wirkungsquerschnitts sowohl von der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- als auch von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage wiedergegeben. Für die Winkelverteilungen trifft dies nur auf die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage zu; die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage liefert hier zu flache Wirkungsquerschnitte.

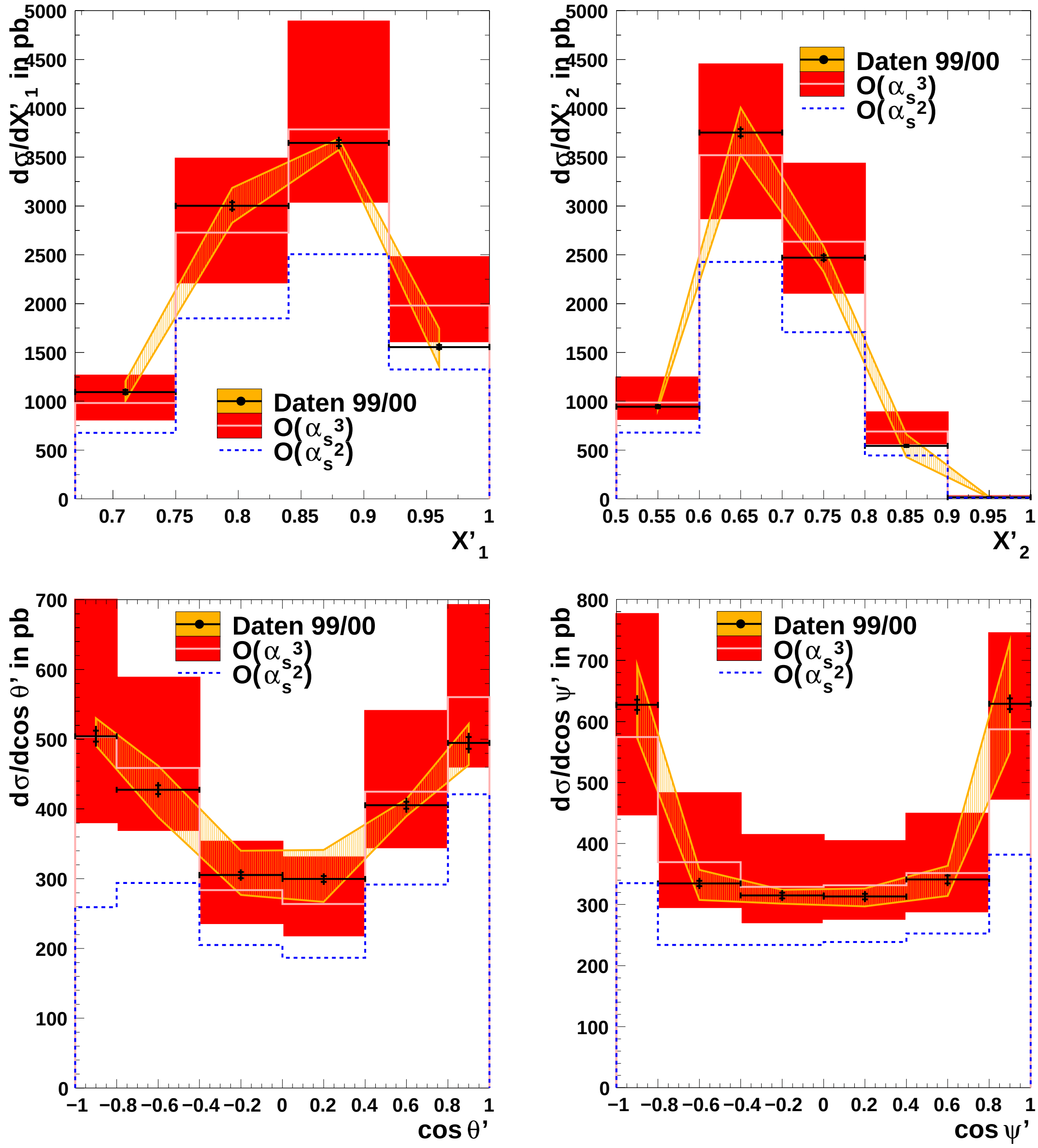

Abbildung 6.9: Differentielle Wirkungsquerschnitte der im Text beschriebenen Variablen X_1', X_2', $\cos\theta'$ und $\cos\psi'$. Zur Normierung siehe die Bildunterschrift von Abbildung 6.4. Der Gesamtskalenfehler der Daten (18%) ist nicht eingezeichnet

Zusammenfassung

Die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage verbessert verglichen mit der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage die Beschreibung der absoluten Normierung der Daten deutlich und in vielen Verteilungen auch die Beschreibung der Form der Daten. Verbesserungen gibt es dabei vor allem durch zusätzliche Ereignisse mit kleinem x und mit Jets bei größeren Pseudorapiditäten. Die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung liegt in der absoluten Normierung der Wirkungsquerschnitte um 18% unter den Daten. Die Form der Transversalimpulsverteilungen der Jets sowie die der

Differenzen der Jet-Pseudorapiditäten werden von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage reproduziert. Das Gleiche trifft auf die soeben vorgestellten Variablen X_1', X_2', $\cos\theta'$ und $\cos\psi'$ zu. Dies gilt aber nicht für die Pseudorapiditäten der Jets; hier liegen die Jets in den Daten im Mittel etwas weiter vorne. Die kinematischen Variablen x und Q^2 werden von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung zu flach vorhergesagt. Insbesondere bei kleinen x ist die Vorhersage immer noch deutlich zu niedrig.

6.4 Vergleich der Daten mit Monte-Carlo-Generatoren

In diesem Abschnitt sollen einige der im letzten Abschnitt gezeigten Wirkungsquerschnitte mit den $\mathcal{O}(\alpha_s)$-Monte-Carlo-Generatoren DJANGOH und RAPGAP verglichen werden.

Erläuterungen zu den verwendeten Monte-Carlo-Simulationen

Die wichtigsten Parameter der Simulationen sind in Tabelle 2.1 aufgeführt; nur für RAPGAP wurde bei den folgenden Vergleichen die auch für DJANGOH verwendete CTEQ5L Proton-Strukturfunktion verwendet. Beide Simulationen sind nicht-radiativ; beinhalten also keine QED-Korrekturen höherer Ordnung.

In Abschnitt 5.4.4 wurde erklärt, wie die fehlerhaften Transversalimpulsverteilungen der Jets in DJANGOH durch eine Umgewichtung im Transversalimpuls des ersten Jets korrigiert werden können. Diese Umgewichtung wurde auch für die in diesem Abschnitt gezeigte DJANGOH-Vorhersage durchgeführt. Dass die DJANGOH-Simulation bei den im Folgenden gezeigten differentiellen Wirkungsquerschnitten im Transversalimpuls der Jets die Daten beschreibt, ist also auf diese Umgewichtung zurückzuführen.

In den Legenden zu den Wirkungsquerschnitten wird DJANGOH mit „CDM“ bezeichnet, da es das Farbdipol-Modell (Colour Dipole Model, CDM) zur Näherung höherer Ordnungen verwendet; RAPGAP wird mit „RG d+r“ bezeichnet, da es neben direkten Prozessen auch einen Beitrag des aufgelösten („resolved“) Photons berücksichtigt.

Die von Monte-Carlo-Generatoren in führender Ordnung α_s berechneten Wirkungsquerschnitte lassen sich durch die Wahl der Renormierungs- und der Faktorisierungsskala innerhalb weiter Grenzen variieren. Deshalb erwartet man auch nicht, dass diese Programme eine korrekte Vorhersage der (integrierten) Wirkungsquerschnitte liefern. Deshalb vergleicht man in der Regel nur die Form der differentiellen Wirkungsquerschnitte: Dazu werden die von den Monte-Carlo-Generatoren vorhergesagten differentiellen Wirkungsquerschnitte mit einem Skalierungsfaktor multipliziert, so dass die (integrierten) Wirkungsquerschnitte der Simulation und der Daten übereinstimmen. Bei den hier betrachteten Drei-Jet-Ereignissen mussten dazu die Vorhersagen von DJANGOH um 8%, die von RAPGAP um 74% angehoben werden.

In Abbildung 6.10 ist die Verteilung der Anzahl der akzeptierten Jets in einem Ereignis, die Jet-Multiplizität N_{Jet} gezeigt. Während DJANGOH die Form der Verteilung geradezu perfekt wiedergibt, werden in RAPGAP insgesamt zu wenig Abstrahlungen produziert: Mit zunehmender Jet-Multiplizität nimmt auch das Defizit von RAPGAP gegenüber den Daten zu.

In Abbildung 6.11 sind die Wirkungsquerschnitte der kinematischen Variablen x und Q^2 sowie die Pseudorapidität des ersten Jets und deren Differenz zu der des zweiten Jets gezeigt. RAPGAP ist nicht in der Lage, auch nur die Form einer dieser Verteilungen zu beschreiben. DJANGOH hingegen reproduziert die Form der Wirkungsquerschnitte in x, Q^2 und $\eta_1 - \eta_2$ nahezu perfekt. Hier ist die Monte-Carlo-Simulation deutlich besser als die NLOjet++-$\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage, bei der Beschreibung von η_1 zumindest ebenbürtig: Wie schon bei der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage, so liegen auch bei DJANGOH die Jets im Mittel bei kleineren Pseudorapiditäten als in den Daten.

Abbildung 6.12 zeigt die im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Variablen X_1', X_2', $\cos\theta'$ und $\cos\psi'$. Die ersten beiden Variablen, X_1' und X_2', werden von DJANGOH besser beschrieben als von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage NLOjet++; die Form der Wirkungsquerschnitte von DJANGOH stimmt fast perfekt mit der der Daten überein. Bei den Winkelverteilungen ist es gerade umgekehrt: Deren Form wird von NLOjet++ besser als von DJANGOH beschrieben. RAPGAP ist nur beim Wirkungsquerschnitt in $\cos\psi'$ in der Lage, die Form der Verteilung annähernd so gut wie die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage wiederzugeben; alle anderen Verteilungen beschreibt es nicht so gut wie DJANGOH und NLOjet++.

Zusammenfassung

Während RAPGAP kaum eine der Verteilungen der Form nach beschreibt, reproduziert DJANGOH die Form der Wirkungsquerschnitte der Daten für Drei-Jet-Ereignisse

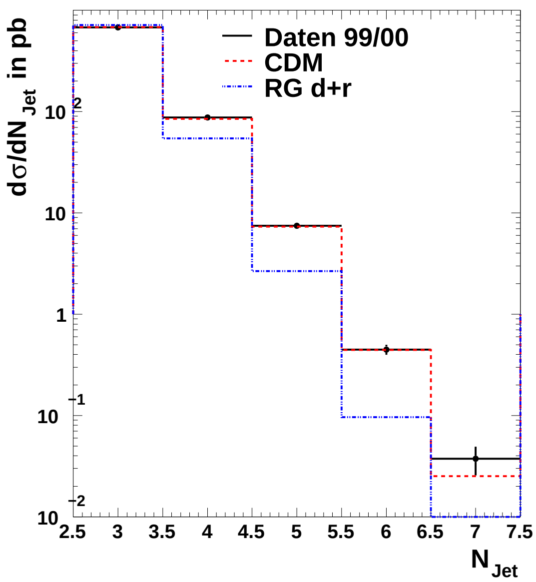

Abbildung 6.10: Verteilung der Jet-Multiplizität N_{Jet}. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Monte-Carlo-Simulationen wurden mit einem konstanten Faktor hochskaliert, so dass der Wirkungsquerschnitt der Vorhersagen gleich dem der Daten ist. Bei den Datenpunkten wurden nur die statistischen Fehler eingezeichnet

erstaunlich gut für eine Simulation, die Wirkungsquerschnitte nur zur ersten Ordnung in α_s exakt berücksichtigt und höhere Ordnungen durch das Farbdipol-Modell nähert. In vielen Verteilungen beschreibt es die Form der Datenverteilungen sogar besser als die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage.

Die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage NLOjet++ beschreibt die räumliche Topologie der Ereignisse sehr gut (X_1', X_2', vor allem aber $\cos\theta'$ und $\cos\psi'$), die beiden Winkel besser als DJANGOH. Bei allen Verteilungen ist eine starke Verbesserung der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage gegenüber der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage festzustellen. Diese zusätzliche Ordnung in α_s reicht

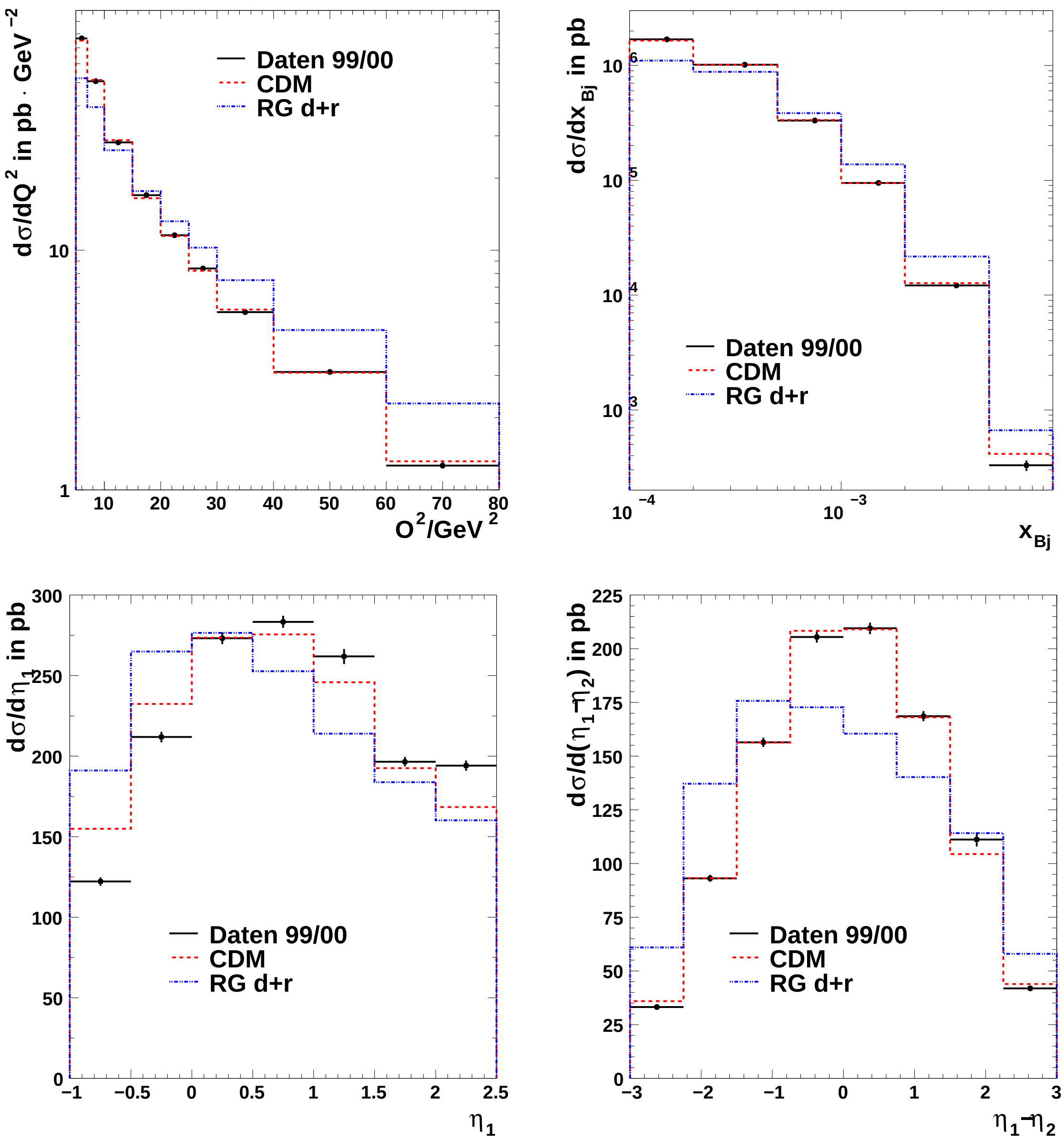

Abbildung 6.11: Differentielle Wirkungsquerschnitte in Q^2 und $\log_{10} x$ (oben) sowie für die Pseudorapidität η des ersten Jets und die Differenz in η der ersten beiden Jets (unten). Zur Normierung siehe die Bildunterschrift von Abbildung 6.10. Bei den Datenpunkten wurden nur die statistischen Fehler eingezeichnet

aber nicht ganz aus, um genügend Abstrahlungen zu erzeugen, insbesondere nicht bei kleinen x und großen Pseudorapiditäten. Hier ist DJANGOH überlegen, da es über das Farbdipol-Modell Abstrahlungen auch in höheren Ordnungen als $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ näherungsweise berücksichtigt und insbesondere die Verteilung der Jet-Multiplizität der Form nach perfekt wiedergibt.

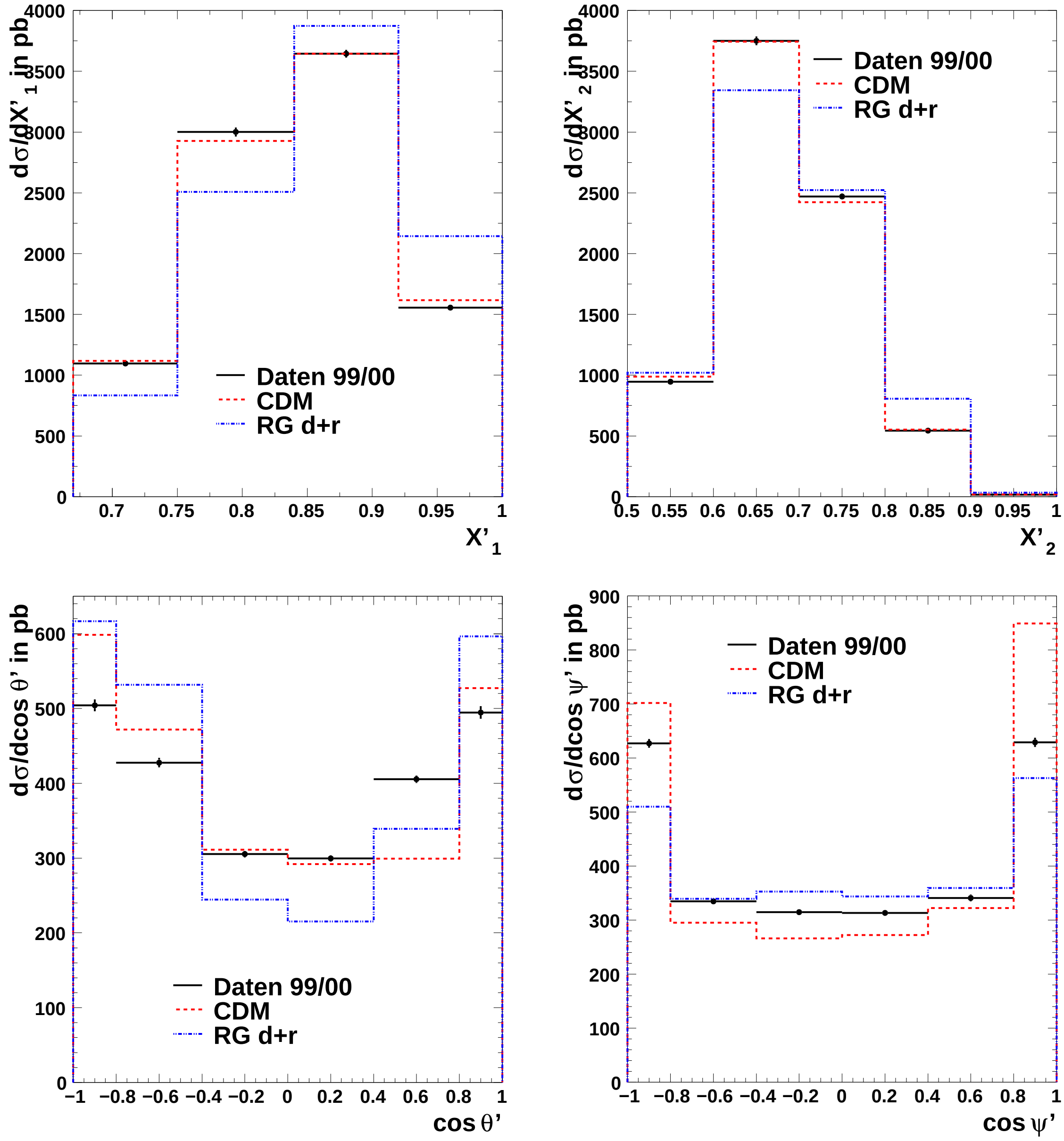

Abbildung 6.12: Differentielle Wirkungsquerschnitte der in Abschnitt 6.3 beschriebenen Variablen X_1', X_2', $\cos\theta'$ und $\cos\psi'$. Zur Normierung siehe die Bildunterschrift von Abbildung 6.10. Bei den Datenpunkten wurden nur die statistischen Fehler eingezeichnet

Kapitel 7

Wirkungsquerschnitte mit Jets im Vorwärtsbereich

Überblick: Der Einfluss der $\log 1/x$-Terme zeigt sich in nicht $k_\perp$-geordneten Gluonabstrahlungen. Dies sollte sich in einer höheren Rate von Ereignissen mit Jets nahe der Proton-Richtung, also im Vorwärts-Bereich („Vorwärts-Jets") bemerkbar machen. In diesem Kapitel werden deshalb Ereignisse, die mindestens einen Vorwärts-Jet enthalten, untersucht. Im ersten Abschnitt wird kurz die Auswahl dieser Ereignisse vorgestellt, ehe im Abschnitt 7.2 die Wirkungsquerschnitte im Vergleich zur $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und zur $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage des Programms NLOjet++ gezeigt werden. In Abschnitt 7.3 werden einige der Wirkungsquerschnitte auch mit den Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren DJANGOH und RAPGAP verglichen.

7.1 Die Auswahl von Ereignissen mit Vorwärts-Jets

Die Auswahl der Ereignisse mit Vorwärts-Jets entspricht genau der in Kapitel 4 beschriebenen Auswahl von Drei-Jet-Ereignissen mit einer zusätzlichen Bedingung: Mindestens einer der drei Jets muss die Auswahlkriterien für einen Vorwärts-Jet erfüllen.

7.1.1 Die Auswahl von Vorwärts-Jets

Die Bedingungen, die ein (nach den Schnitten des Kapitels 4) akzeptierter Jet erfüllen muss, um als Vorwärts-Jet zu gelten, sind denen in [9] ähnlich. Es handelt sich um folgende Schnitte:

- $\theta_{\mathrm{Jet}} < 20°$ (entspricht ungefähr $\eta > 1{,}73$)
- $p^{\star}_{\perp\mathrm{Jet}} > 4$ GeV
- $x_{\mathrm{Jet}} = \frac{E^{*}_{\mathrm{Jet}}}{E_{p\,,\mathrm{Strahl}}} > 0{,}035$

Damit erfüllen die Vorwärts-Jets auch die Schnitte für einzelne Jets in Abschnitt 4.5.

Die verwendeten Datensätze

Im Verlauf der Analyse von Drei-Jet-Ereignissen mit mindestens einem Vorwärts-Jet stellte sich heraus, dass es günstig ist, zwei verschiedene Teilmengen dieser Ereignisse zu betrachten:

1. Ereignisse mit einem Vorwärts- und zwei zentralen Jets und
2. Ereignisse mit zwei Vorwärts- und einem zentralen Jet.

Dabei wird verlangt, dass ein Ereignis

- als Drei-Jet-Ereignis mit mindestens einem Vorwärts-Jet selektiert wurde[1]
- und im Fall der Ereignisse mit einem (zwei) Vorwärts-Jet(s) zwei Jets mit $\eta < 1$ ($\eta > 1$) und einen Jet mit $\eta > 1$ ($\eta < 1$) haben muss.

Es wird also immer nur ein „richtiger" Vorwärts-Jet verlangt, der die unter Punkt 7.1.1 genannten Kriterien erfüllen muss; der zweite „Vorwärts"-Jet bei den Ereignissen mit zwei Vorwärts-Jets muss nur $\eta > 1$ erfüllen. Der Einfachheit halber werden sie trotzdem im Folgenden als „Ereignisse mit zwei Vorwärts-Jets" bezeichnet. Die Bedingung $\eta < 1$ für zwei der Jets und $\eta > 1{,}73$ für den Vorwärts-Jet bei den Ereignissen mit zwei zentralen Jets bedeutet, dass es dort keine Jets mit $1 < \eta < 1{,}73$ gibt. Zur besseren Übersicht sind die Schnitte für beide Ereignisklassen nochmals in Tabelle 7.1 aufgelistet.

2 zentrale Jets	2 „Vorwärts"-Jets
3 Jets, einer davon den Vorwärts-Jet-Kriterien genügend	
2 Jets mit $\eta < 1$ 1 Jet mit $\eta > 1$ (damit automatisch $\eta > 1{,}73$)	1 Jet mit $\eta < 1$ 2 Jets mit $\eta > 1$ (**keine** 2 „echten" Vorwärts-Jets)

Tabelle 7.1: Ereignisselektion für die beiden Datensätze mit Vorwärts-Jets

7.2 Vergleich der Ergebnisse mit NLOjet++

Im Folgenden werden die Wirkungsquerschnitte für Ereignisse mit zwei zentralen bzw. zwei Vorwärts-Jets mit der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage des Programms NLOjet++ verglichen. Dabei werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte für beide Selektionen einander direkt gegenübergestellt: Von jeweils zwei nebeneinander dargestellten Wirkungsquerschnitten in den Abbildungen 7.1 bis 7.5 sind die Wirkungsquerschnitte für beide Vorwärts-Jet-Selektionen nebeneinander abgebildet, links befindet sich jeweils der für Ereignisse mit zwei zentralen, rechts der für Ereignisse mit zwei Vorwärts-Jets.

[1] In Ereignissen mit mehr als drei akzeptierten Jets werden nur die drei mit dem höchsten Transversalimpuls betrachtet.

Wie schon in Abschnitt 6.3, werden auch hier (mit Ausnahme der differentiellen Wirkungsquerschnitte in x) alle differentiellen Wirkungsquerschnitte der NLOjet++-Vorhersagen mit einem Skalierungsfaktor multipliziert, so dass die (integrierten) Wirkungsquerschnitte der Daten und der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage gleich groß sind. Damit kann man die Form der Verteilungen leicht vergleichen. Die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage wurde mit dem gleichen Skalierungsfaktor multipliziert, wie die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage; die relative Normierung der beiden NLOjet++-Vorhersagen wurde somit nicht geändert. Dabei musste die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage bei den Ereignissen mit zwei zentralen Jets um 13%, bei denen mit zwei Vorwärts-Jets um etwa ein Drittel (34%) hochskaliert werden.

Bei dem in Abbildung 7.1 (oben) dargestellten Wirkungsquerschnitten in x fällt sofort auf, dass der Wirkungsquerschnitt der Daten für die Auswahl mit zwei Vorwärts-Jets von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung (und natürlich auch von der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Rechung) wesentlich stärker unterschätzt wird als für die Auswahl mit zwei zentralen Jets. Die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung verbessert die Beschreibung der Daten gegenüber der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage beträchtlich, vor allem bei kleinen x; allerdings reicht dies nicht ganz aus, um die Daten beschreiben zu können. Insgesamt sagt die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung die Verteilung zu flach voraus. Das gleiche gilt für die in Abbildung 7.1 (unten) dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitte in Q^2.

Dabei bewirkt die Korrektur von $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ zu $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ bei den Ereignissen mit zwei zentralen Jets einen um etwa ein Drittel größeren Wirkungsquerschnitt. Bei den Ereignissen mit zwei Vorwärts-Jets liefert die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage sogar einen fast doppelt so großen Wirkungsquerschnitt wie die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Rechnung. Trotzdem sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte nochmals um etwa ein Drittel höher als die der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung. In einigen Bins sind diese Unterschiede noch größer: Im niedrigsten x-Bin (siehe Abbildung 7.1 oben rechts) liegt die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage um einen Faktor 4 über der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage, aber immer noch um einen Faktor 2,5 unter den Daten. Es fehlen also in der NLOjet++-Vorhersage Ereignisse bei kleinen x, und dies vor allem bei den Ereignissen mit zwei Vorwärts-Jets.

Für beide Auswahlen wurden die gleichen Wirkungsquerschnitte erstellt, wie für die Drei-Jet-Ereignisse in Kapitel 6. Im Folgenden wird für jeden Observablentyp nur ein Vertreter gezeigt, d. h. jeweils ein differentieller Wirkungsquerschnitt im Transversalimpuls der Jets, in der Pseudorapidität der Jets und in den Differenzen ihrer Pseudorapiditäten. Zusätzlich wird noch die Summe der Pseudorapiditäten aller drei Jets gezeigt.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für den Transversalimpuls des ersten Jets sind in Abbildung 7.2 (oben) gezeigt.[2] Die Form der Verteilungen wird gut von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage beschrieben, die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Rechnung hingegen liefert einen zu geringen Anteil von Jets mit niedrigen Transversalimpulsen.

Die beiden Schaubilder im unteren Teil der Abbildung 7.2 zeigen die differentiellen Wirkungsquerschnitte in der Pseudorapidität des ersten Jets. Die Form der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage entspricht in etwa der der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Rechnung, während die Jets in den Daten bei leicht größeren Pseudorapiditäten liegen. Letzteres erkennt man auch bei Betrachtung der Summe der Pseudorapiditäten der drei Jets: Diese sind in Abbildung 7.3 (oben) zu sehen: Die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage beschreibt die Form der Daten-Verteilung nicht;

[2] Die Jets sind wieder nach abnehmenden Transversalimpuls im hadronischen Schwerpunktsystem sortiert: $p^\star_{\perp 1} > p^\star_{\perp 2} > p^\star_{\perp 3}$.

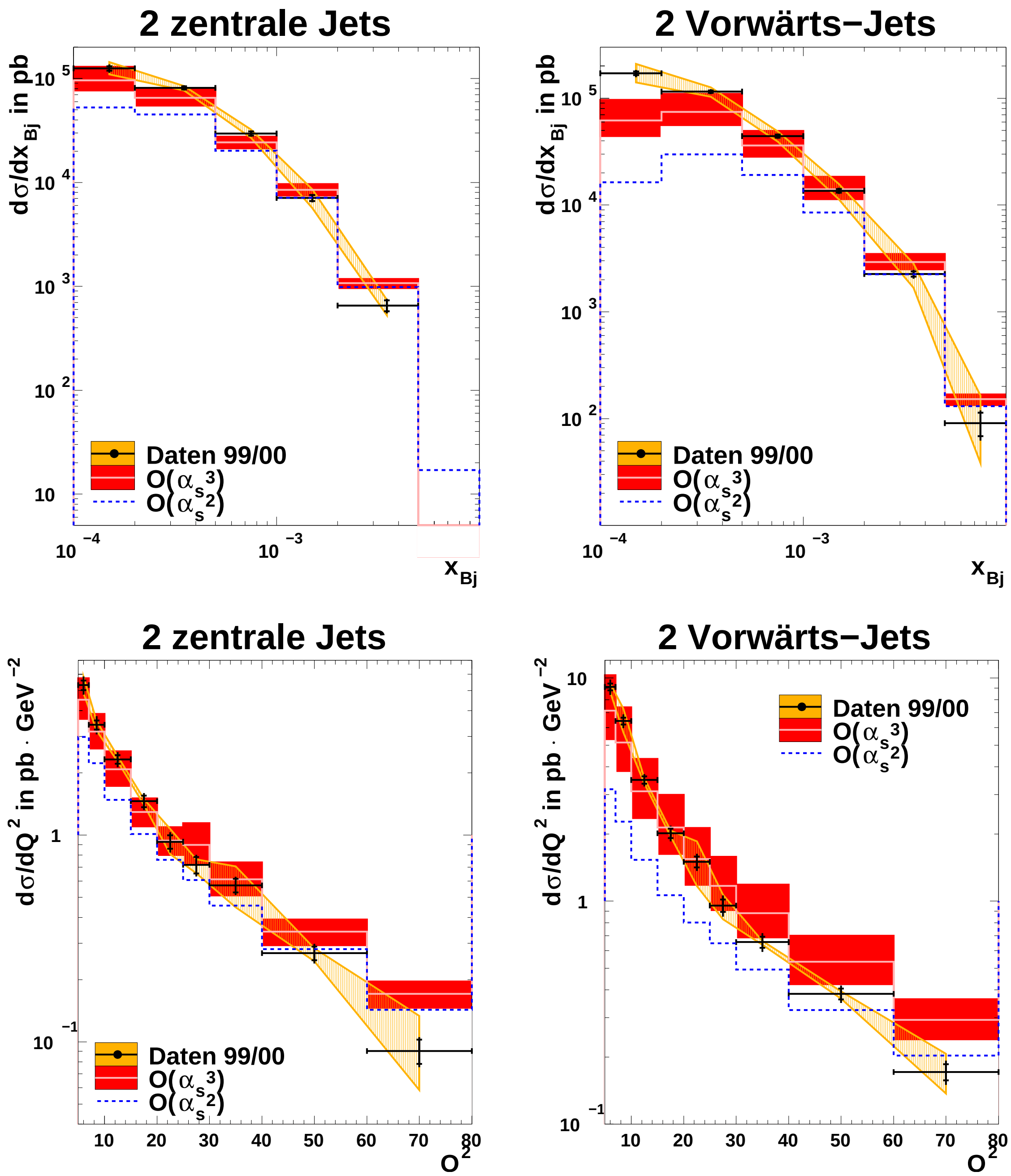

Abbildung 7.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte in den Variablen x (oben) und Q^2 (unten). Links sind jeweils die Wirkungsquerschnitte für die Ereignisse mit zwei zentralen, rechts für die mit zwei Vorwärts-Jets dargestellt. Die Normierung des differentiellen Q^2 Wirkungsquerschnitts wird bei Abbildung 7.2 beschrieben. Der Gesamtskalenfehler der Daten (19%) ist nicht eingezeichnet

die Jets liegen in den Daten insgesamt deutlich weiter vorne. Die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung verbessert die Übereinstimmung mit den Daten; trotzdem haben die Jets in den Daten im Mittel noch etwas größere Pseudorapiditäten. In Abbildung 7.3 (unten) sind die Wirkungsquerschnitte in $\eta_1 - \eta_3$ abgebildet. Die Form der Datenverteilung wird sowohl

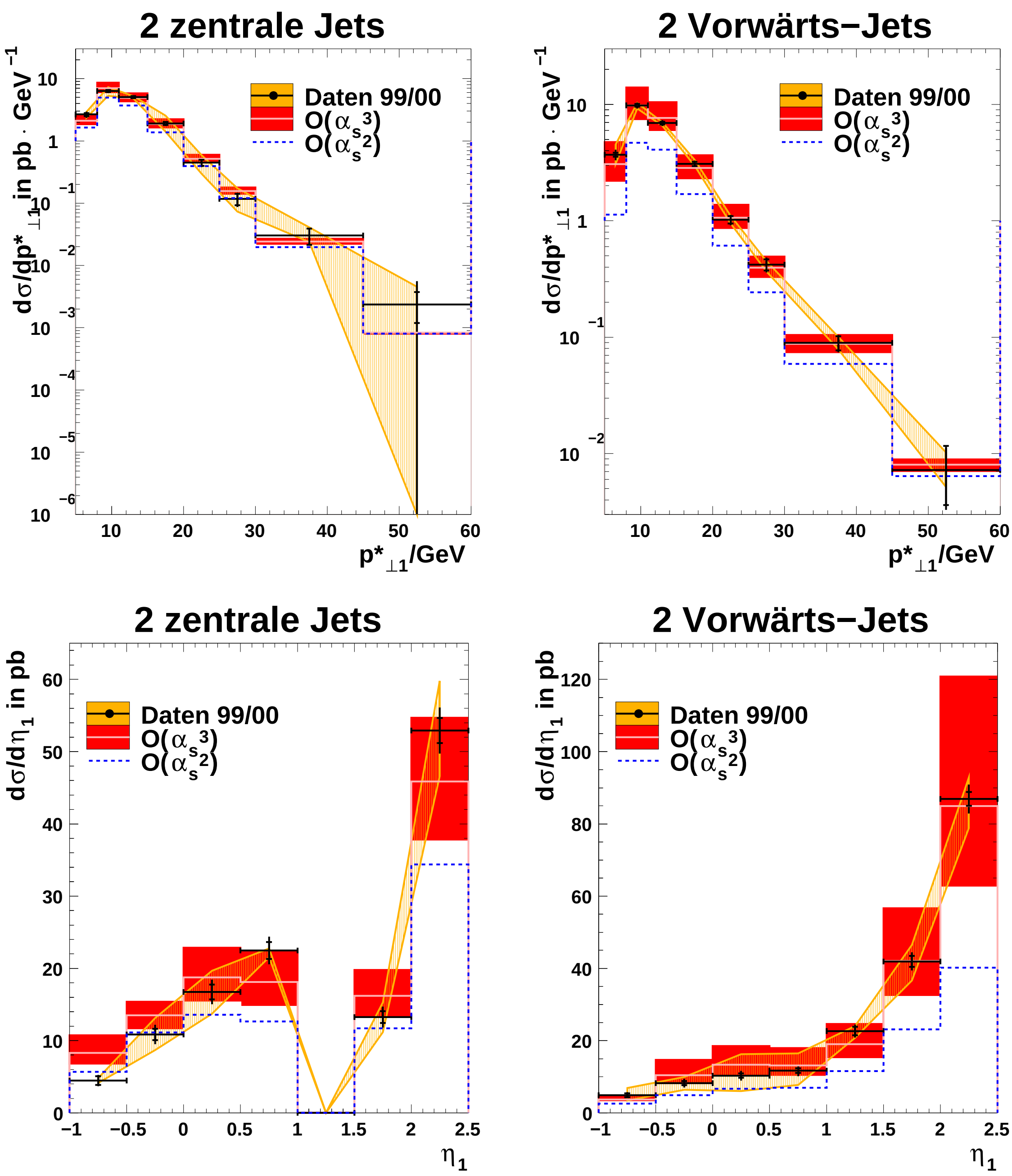

Abbildung 7.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte im Transversalimpuls $p^{\star}_{\perp 1}$ (oben) und in der Pseudorapidität η_1 (unten) des ersten Jets. Links sind jeweils die Wirkungsquerschnitte für die Ereignisse mit zwei zentralen, rechts für die mit zwei Vorwärts-Jets gezeigt. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$- und der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage wurden durch Multiplikation mit einem gemeinsamen Faktor so skaliert, dass der Wirkungsquerschnitt der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage mit dem der Daten übereinstimmt, jeweils getrennt für die Ereignisse mit zwei zentralen bzw. zwei Vorwärts-Jets. Der Gesamtskalenfehler der Daten (19%) ist nicht eingezeichnet

von der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- als auch von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage wiedergegeben.

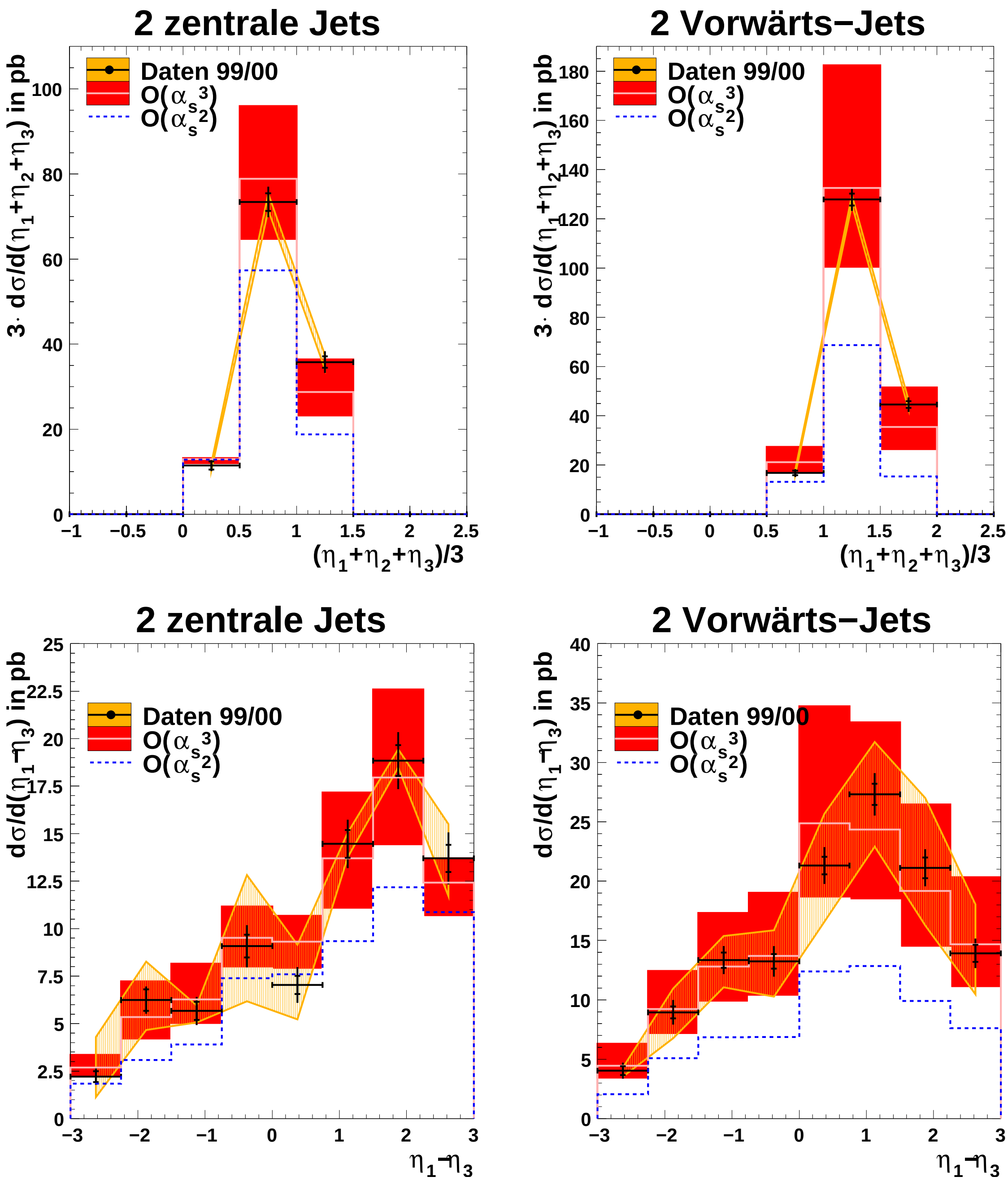

Abbildung 7.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte in der Summe der Pseudorapiditäten η aller drei Jets (oben). Unten die Differenz der Pseudorapiditäten des Jets mit dem höchsten und dem niedrigsten Transversalimpuls (der drei Jets) $\eta_1 - \eta_3$; Links für Ereignisse mit zwei zentralen, rechts für solche mit zwei Vorwärts-Jets. Die Normierung der differentiellen Wirkungsquerschnitte wird bei Abbildung 7.2 beschrieben. Der Gesamtskalenfehler der Daten (19%) ist nicht eingezeichnet

In den Abbildungen 7.4 und 7.5 werden noch die in Abschnitt 6.3 eingeführten Variablen X_1, X_2, $\cos\theta'$ und $\cos\psi'$ mit den Vorhersagen des Programms NLOjet++ verglichen. Die Verteilungen werden sowohl für die Ereignisse mit zwei zentralen,

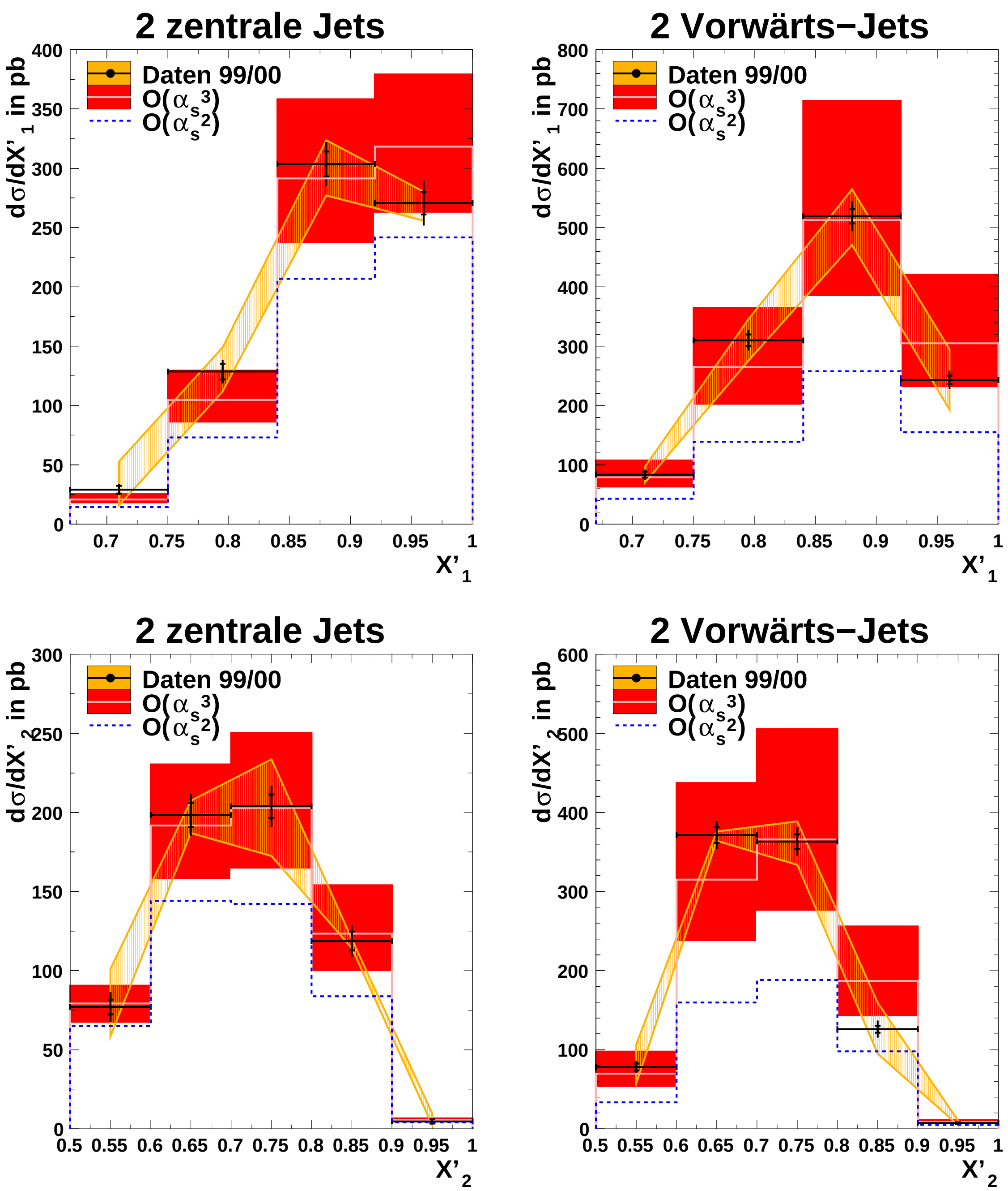

Abbildung 7.4: Differentielle Wirkungsquerschnitte in den in Abschnitt 6.3 beschriebenen Variablen X_1 und X_2. Links für Ereignisse mit zwei zentralen, rechts für solche mit zwei Vorwärts-Jets. Die Normierung der differentiellen Wirkungsquerschnitte ist in der Bildunterschrift zu Abbildung 7.2 beschrieben. Der Gesamtskalenfehler der Daten (19%) ist nicht eingezeichnet

wie auch für die mit zwei Vorwärts-Jets tendenziell richtig wiedergegeben. Für die Ereignisse mit zwei zentralen Jets liegen X_1' in den Daten im Mittel bei etwas niedrigeren, $\cos\psi'$ und $\cos\theta'$ bei etwas höheren Werten als in der Vorhersage; bei Ereignissen mit zwei Vorwärts-Jets sind alle Verteilungen mit Ausnahme von $\cos\psi'$ gegenüber den

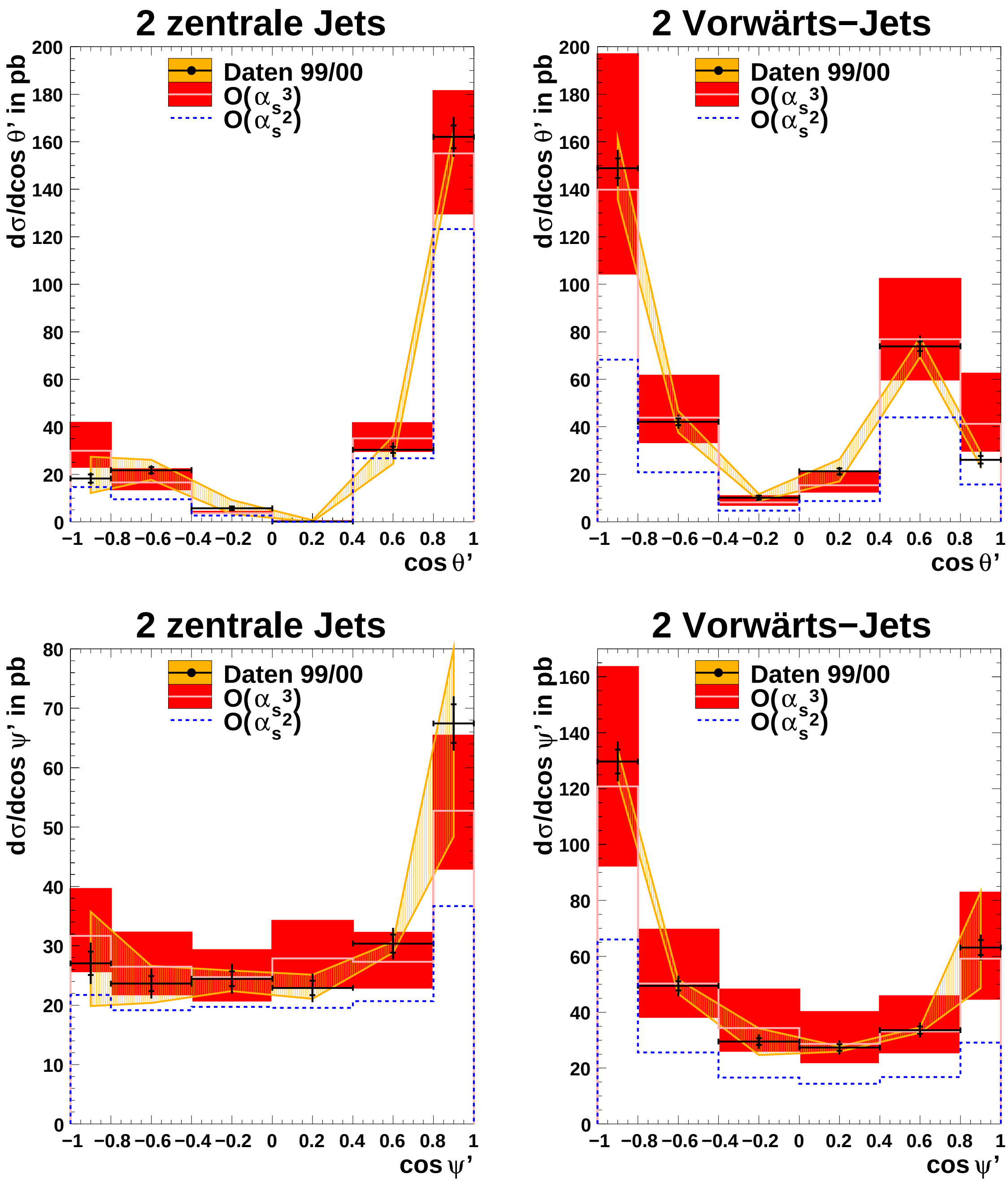

Abbildung 7.5: Differentielle Wirkungsquerschnitte in den in Abschnitt 6.3 beschriebenen Variablen $\cos\theta'$ und $\cos\psi'$. Links für Ereignisse mit zwei zentralen, rechts für solche mit zwei Vorwärts-Jets. Die Normierung der differentiellen Wirkungsquerschnitte ist in der Bildunterschrift zu Abbildung 7.2 beschrieben. Der Gesamtskalenfehler der Daten (19%) ist nicht eingezeichnet

Daten in der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage zu leicht höheren Werten verschoben.

Zusammenfassung

Während die Ereignisse mit zwei zentralen Jets in etwa genauso gut von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage beschrieben werden, wie die Drei-Jet-Ereignisse insgesamt, findet man bei den Ereignissen mit zwei Vorwärts-Jets einen deutlich höheren Überschuss in den Daten vor allem bei kleinen x und im Vorwärts-Bereich. Es liegt die Vermutung nahe, dass die Auswahl mit zwei Vorwärts-Jets sensitiver auf Effekte höherer Ordnungen ist als die mit zwei zentralen Jets oder die Standard-Drei-Jet-Auswahl; denn in den Bereichen des Phasenraums, in denen sich Daten und $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage stark unterscheiden, sind die Änderungen von der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- zur $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage auch größer, als in den übrigen Bereichen. Die Möglichkeit, ein weiteres Gluon abzustrahlen – was einer $\mathcal{O}(\alpha_s^4)$-Rechnung entspräche – würde vermutlich die Übereinstimmung der Vorhersage mit den Daten weiter verbessern.

Die in Abschnitt 6.3 eingeführten Variablen werden der Form nach für beide Vorwärts-Jet-Selektionen gleich gut wiedergegeben.

7.3 Vergleiche mit DJANGOH und RAPGAP

Die Monte-Carlo-Generatoren in führender Ordnung α_s erlauben über Parton-Schauer (RAPGAP) bzw. das Farbdipol-Modell (DJANGOH) Gluon-Abstrahlungen höherer Ordnung als $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$. Von daher ist es interssant zu sehen, wie diese beiden Generatoren die gemessenen Verteilungen beschreiben.

Diese Vergleiche wurden mit den gleichen Monte-Carlo-Samples durchgeführt wie in Abschnitt 6.4. Ebenso wie dort wurde die Normierung der Monte-Carlo-Wirkungsquerschnitte (für beide Vorwärts-Jet-Selektionen getrennt) an die der Daten-Wirkungsquerschnitte angepasst, um die Form der differentiellen Wirkungsquerschnitte vergleichen zu können. Dazu musste DJANGOH um 18% (zwei zentrale Jets) bzw. 15% (zwei Vorwärts-Jets) hochskaliert werden, RAPGAP um 59% bzw. 84%.

In den Legenden zu den Wirkungsquerschnitten wird DJANGOH mit „CDM“ bezeichnet, da es das Farbdipol-Modell (Colour Dipole Model, CDM) zur Näherung höherer Ordnungen verwendet; RAPGAP wird mit „RG d+r“ bezeichnet, da es neben direkten Prozessen auch einen Beitrag des aufgelösten („resolved“) Photons berücksichtigt.

Abbildung 7.6 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte in der Pseudorapidität des ersten Jets, sowie deren Differenz zur Pseudorapidität des dritten Jets. Die gleichen Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 7.2 (unten) bzw. Abbildung 7.3 (unten) mit NLOjet++ verglichen. Die Verteilungen werden von DJANGOH etwa genauso gut beschrieben wie von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage, einige sogar besser. RAPGAP beschreibt die Daten schlechter als NLOjet++ und auch als DJANGOH; alle Verteilungen sind zu kleineren Werten hin verschoben.

Die in Abschnitt 6.3 definierten Variablen X_1, X_2, $\cos\theta'$ und $\cos\psi'$ sind in den Abbildungen 7.7 und 7.8 gezeigt. Die entsprechenden Vergleiche mit NLOjet++ sind in den Abbildungen 7.4 und 7.5 dargestellt. Mit Ausnahme der X_2'-Verteilung beschreibt RAPGAP hier die Form der Wirkungsquerschnitte für die Ereignisse mit zwei zentralen Jets besser als DJANGOH; NLOjet++ beschreibt diese allerdings ähnlich gut. Die Ereignisse mit zwei Vorwärts-Jets werden von keiner der $\mathcal{O}(\alpha_s)$-Monte-

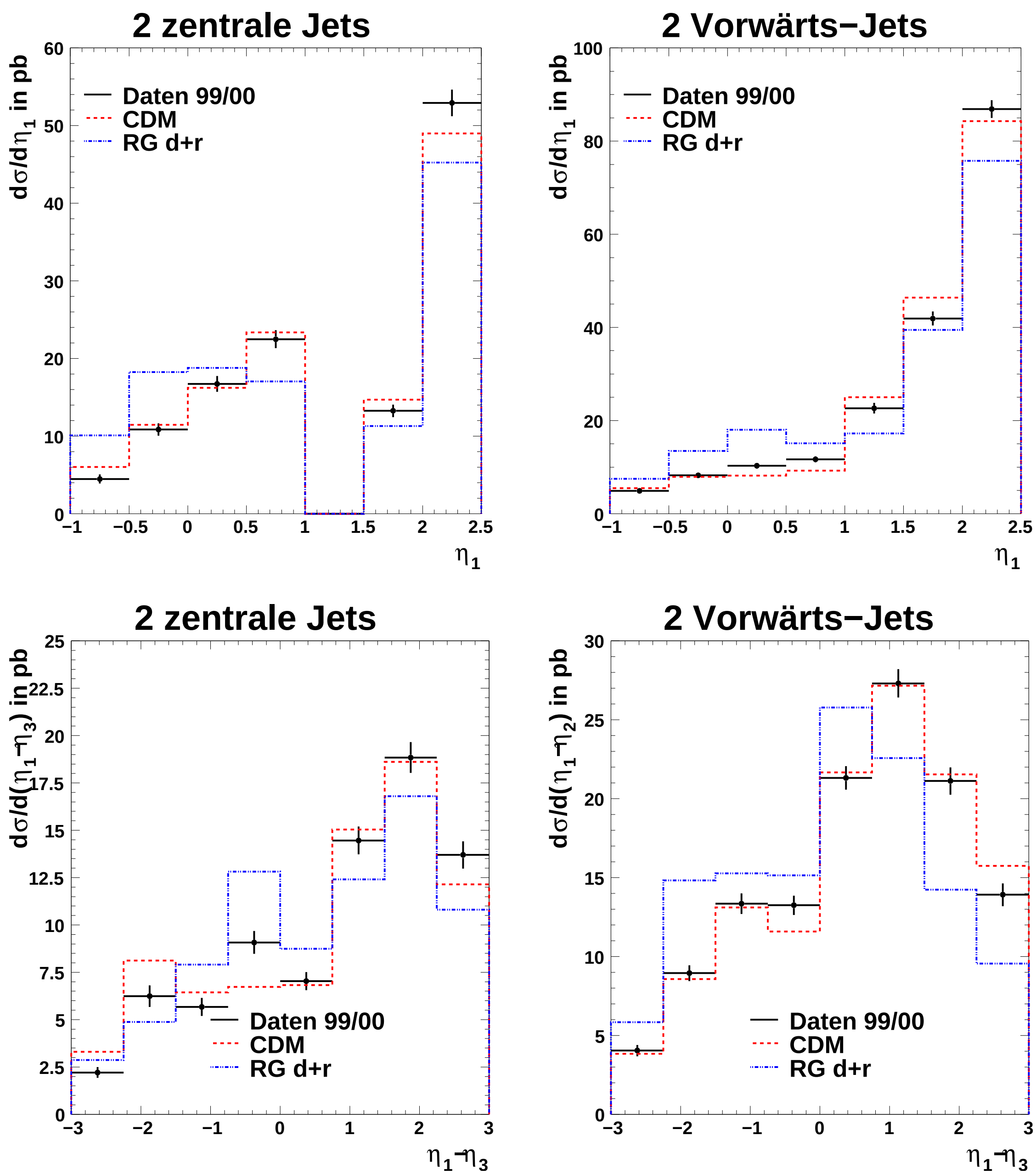

Abbildung 7.6: Differentielle Wirkungsquerschnitte in der Pseudorapidität η des ersten Jets (oben) und in $\eta_1 - \eta_3$ (unten). Links für Ereignisse mit zwei zentralen, rechts für solche mit zwei Vorwärts-Jets. Die Daten werden nur mit statistischen Fehlern dargestellt. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Monte-Carlo-Simulationen wurden mit einem konstanten Faktor so hochskaliert, dass der Wirkungsquerschnitt der Vorhersagen gleich dem der Daten ist

Carlo-Simulationen so gut beschrieben wie von NLOjet++; lediglich die Form der X_2'-Verteilung wird von DJANGOH etwas besser wiedergegeben als von NLOjet++.

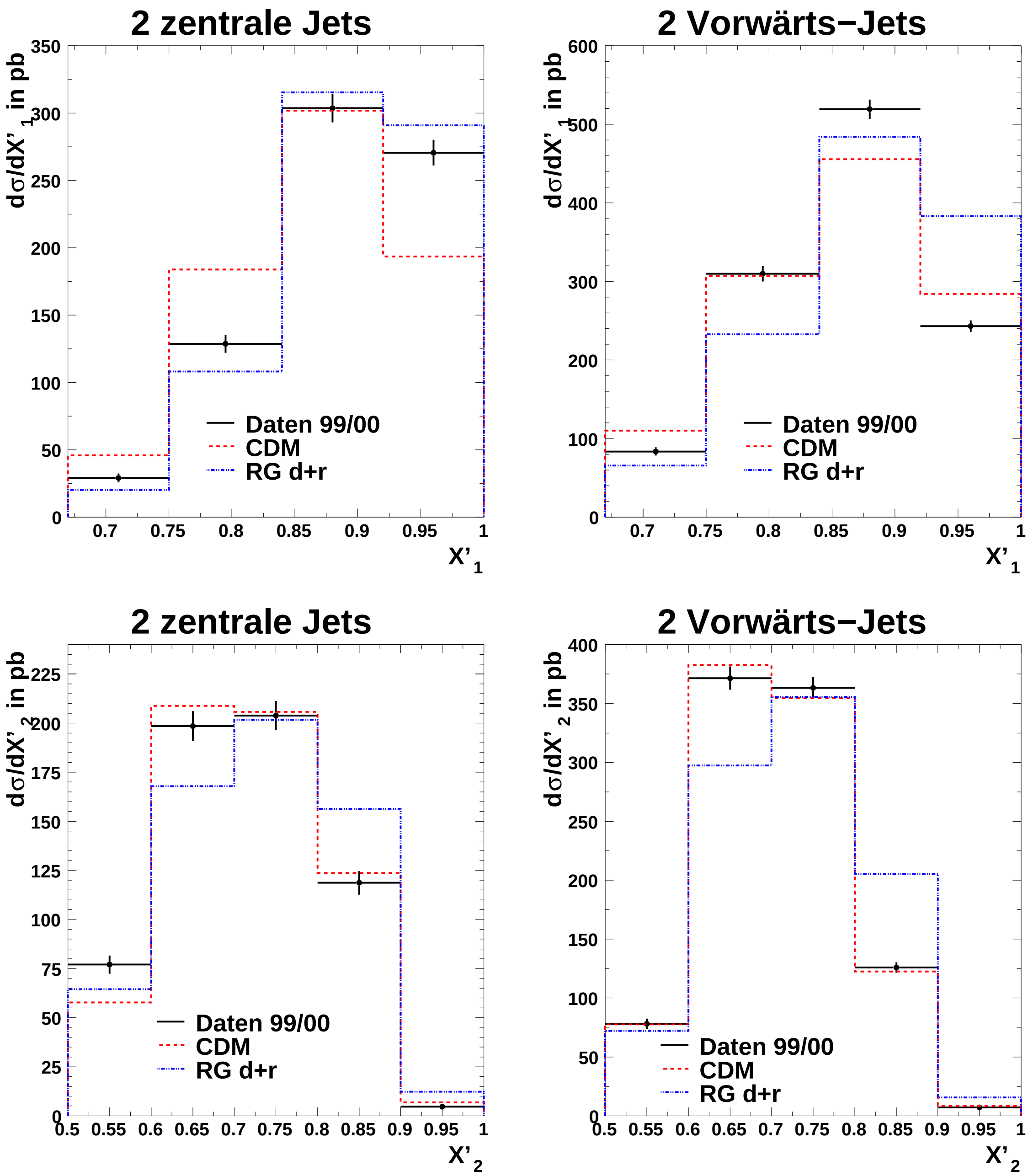

Abbildung 7.7: Differentielle Wirkungsquerschnitte in den in Abschnitt 6.3 beschriebenen Variablen X_1 und X_2. Links für Ereignisse mit zwei zentralen, rechts für solche mit zwei Vorwärts-Jets. Die Daten werden nur mit statistischen Fehlern dargestellt. Zur Normierung der differentiellen Wirkungsquerschnitte siehe die Bildunterschrift von Abbildung 7.6

Zusammenfassung

Wie auch schon bei den Drei-Jet-Ereignissen in Kapitel 6.4 ist RAPGAP nicht in der Lage, die Form oder die Normierung der Daten zu beschreiben. Nur bei den Ereignissen mit zwei zentralen Jets gibt diese Simulation die Form der Wirkungsquerschnitte in

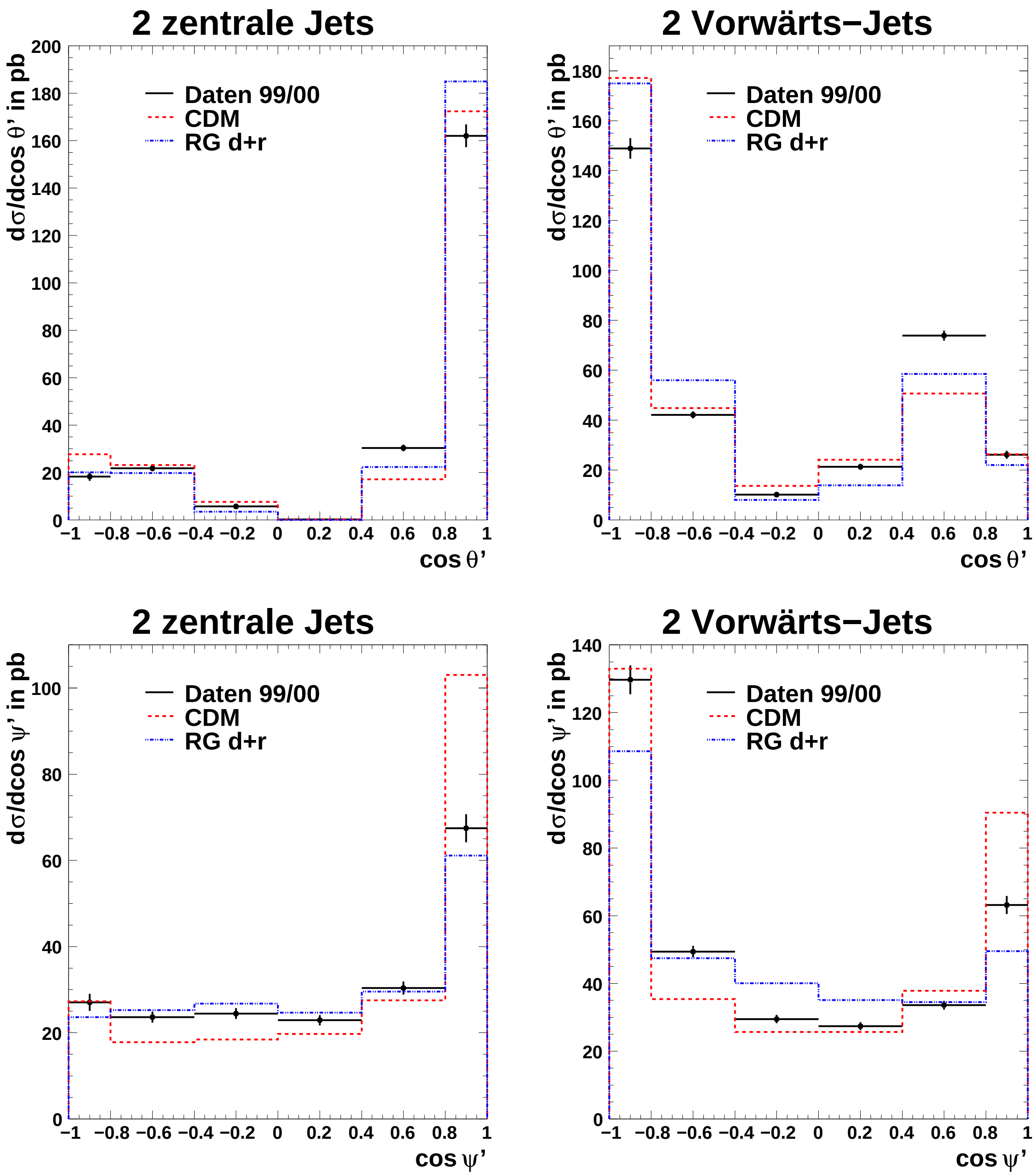

Abbildung 7.8: Differentielle Wirkungsquerschnitte in den in Abschnitt 6.3 beschriebenen Variablen $\cos\theta'$ und $\cos\psi'$. Links für Ereignisse mit zwei zentralen, rechts für solche mit zwei Vorwärts-Jets. Die Daten werden nur mit statistischen Fehlern dargestellt. Zur Normierung der differentiellen Wirkungsquerschnitte siehe die Bildunterschrift von Abbildung 7.6

X_i' sowie $\cos\theta'$ und $\cos\psi'$ wieder. DJANGOH beschreibt die Form vieler Observablen ähnlich gut wie NLOjet++, einige auch besser. Bei den in Abschnitt 6.3 definierten Variablen X_i', $\cos\theta'$ und $\cos\psi'$ kommt es aber nicht an die Beschreibung von NLOjet++ heran, so wie es noch bei allen Drei-Jet-Ereignissen in Abschnitt 6.4 der Fall war. Dadurch, dass man explizit einen Vorwärts-Jet verlangt, scheint man somit auf höhere Ordnungen sensitiv zu werden. Dabei bereiten DJANGOH dann vor allem die relativen Jet-Energien X_i' sowie Winkelkorrelationen der Jet-Richtungen und der Strahlrichtung Probleme. NLOjet++ gibt insgesamt die Form der Verteilungen, insbesondere die räumliche Topologie und die relativen Energien der Jets am besten wieder. Es fehlen aber definitiv noch Gluon-Abstrahlungen in Vorwärtsrichtung, was in der nächsthöheren Ordnung korrigiert werden könnte.

Kapitel 8

Die $p_\perp$- und η-Ordnung der Jets

Überblick: In dieser Arbeit wurde auch versucht, Variablen zu finden, die auf eine $k_\perp$-Ordnung der abgestrahlten Partonen sensitiv sind. Dazu wurde eine Fülle von Variablen untersucht und diejenigen identifiziert, die am ehesten dazu geeignet schienen, $k_\perp$-geordnete und ungeordnete Parton-Kaskaden zu unterscheiden (Abschnitt 8.1). Diese wurden dann sowohl mit der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- bzw. $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung NLOjet++ als auch mit den $\mathcal{O}(\alpha_s)$-Monte-Carlo-Generatoren RAPGAP und DJANGOH verglichen (Abschnitt 8.2).

8.1 Die untersuchten Variablen

In dieser Arbeit sollte auch nach Hinweisen für eine ($k_\perp$-)ungeordnete Abstrahlung von Gluonen gesucht werden. Diese Abstrahlungen sind mit $\log 1/x$-Termen in den QCD-Evolutionsgleichungen verbunden, die bei der DGLAP-Entwicklung größtenteils vernachlässigt werden (vgl. dazu auch Abschnitt 2.4). Man würde erwarten, dass bei Gluonabstrahlungen, die durch eine DGLAP-Entwicklung beschrieben werden, die abgestrahlten Partonen vorzugsweise im Transversalimpuls geordnet sind: der Transversalimpuls der Abstrahlungen würde von kleinen zu großen Pseudorapiditäten abnehmen. Dies sollte sich auch auf die von den abgestrahlten Partonen initiierten Jets auswirken. Um Hinweise auf das Vorhandensein oder die Abwesenheit einer $k_\perp$-Ordnung zu finden, mussten aber zunächst auf eine Ordnung der Abstrahlungen sensitive Observablen gefunden werden.

Dazu wurden für jedes Ereignis die Jets entweder in der Pseudorapidität $\eta^\star$ oder im Transversalimpuls $p_\perp^\star$ geordnet und Produkte aus den Differenzen der Transversalimpulse ($\Delta p^\star_{\perp ij} = p^\star_{\perp i} - p^\star_{\perp j}$) und der Pseudorapiditäten ($\Delta\eta^\star_{ij} = \eta^\star_i - \eta^\star_j$) gebildet und für alle aufeinanderfolgenden Jets aufsummiert, wie z. B. $\sum_{i=2}^{3} \Delta\eta^\star_{i\,(i-1)} \Delta p^\star_{\perp i\,(i-1)}$. Um zu sehen, wie sensitiv die so gebildeten Variablen auf eine evtl. vorhandene $k_\perp$-Ordung der abgestrahlten Partonen sind, wurde die Form der Verteilungen dieser Observablen in den Monte-Carlo-Simulationen RAPGAP und DJANGOH verglichen. RAPGAP erzeugt DGLAP-artige ($k_\perp$-geordnete) Parton-Kaskaden, während DJANGOH ungeordnete Abstrahlungen gemäß dem Farbdipol-Modell produziert. Dabei wurden Variablen gesucht, deren Verteilungen Formunterschiede zwischen beiden Monte-Carlo-Simulationen aufweisen, denn diese Unterschiede könnten von unterschiedlichen $k_\perp$-

Ordnungen der Gluonabstrahlungen in beiden Simulationen kommen. Als vielversprechend erwiesen sich vor allem folgende Variablen:

$$A = \sum_{i=2}^{3} \left(\eta^\star_{i-1} - \eta^\star_i\right) \left(p^\star_{\perp i-1} - p^\star_{\perp i}\right)$$
$$B = \sum_{i=2}^{3} \text{signum} \left(\eta^\star_{i-1} - \eta^\star_i\right)$$

Dabei sind die Jets in $p^\star_\perp$ geordnet ($p^\star_{\perp 1} > p^\star_{\perp 2} > p^\star_{\perp 3}$).

Für DGLAP-geordnete Parton-Kaskaden würde man $p^\star_{\perp i-1} - p^\star_{\perp i} > 0$ und $\eta^\star_{i-1} - \eta^\star_i < 0$ erwarten, also auch $A < 0$ und $B < 0$ (im Mittel). Bei ungeordneten Parton-Kaskaden sollten beide Variablen symmetrisch um den Nullpunkt herum verteilt sein.

Für die Berechnung dieser Variablen wurden alle Ereignisse der Drei-Jet-Auswahl verwendet. Bei Ereignissen mit mehr als drei Jets wurden nur die drei Jets mit den höchsten Transversalimpulsen betrachtet. Zusätzlich wurde verlangt, dass die Jets

$$p^\star_{\perp i} > p^\star_{\perp i+1} + 1 \text{ GeV}$$

erfüllen, da die Auflösung des Jet-Transversalimpulses relativ grob ist (siehe Abschnitt 5.5.5). So wird vermieden, dass bei einer großen Zahl von Ereignissen etwa $p^{\star\,\text{Part}}_{\perp i} > p^{\star\,\text{Part}}_{\perp j}$ auf Parton-Niveau, aber $p^{\star\,\text{Det}}_{\perp i} < p^{\star\,\text{Det}}_{\perp j}$ auf Detektor-Niveau gilt.

Da sich die Drei-Jet-Ereignisse mit zwei Vorwärts-Jets als besonders sensitiv auf höhere Ordnungen erwiesen haben (siehe Kapitel 7), wurde auch versucht, die Ordnung der beiden Vorwärts-Jets zu überprüfen. Dazu geht man von der Drei-Jet-Auswahl aus und verlangt zusätzlich, dass der hinterste Jet (kleinste Pseudorapidität) zu den beiden vordersten eine Pseudorapiditätslücke von mindestens 1,5 aufweist:

$$\eta_i - \eta_1 > 1{,}5 \qquad \text{für } i = 2, 3 \; .$$

Hier ist also der erste Jet nicht der mit dem höchsten Transversalimpuls, sondern der mit der kleinsten Pseudorapidität η_1. Es wurde wieder gefordert, dass die Differenzen der Transversalimpulse der Jets im Absolutbetrag größer als 1 GeV sind:

$$|p^\star_{\perp i} - p^\star_{\perp j}| > 1 \text{ GeV für alle } i, j = 1, 2, 3 \; , \; i \neq j \; .$$

Es wird nur die $k_\perp$-Ordnung der beiden am weitesten vorne befindlichen Jets 2 und 3 untersucht, die nach dem Transversalimpuls sortiert werden ($p^\star_{\perp 2} > p^\star_{\perp 3}$). Dann definiert man die Variablen A' und B' in Analogie zu A und B:

$$A' = (p^\star_{\perp 2} - p^\star_{\perp 3}) \, (\eta^\star_2 - \eta^\star_3) \;\; ,$$
$$B' = \text{signum} \, (\eta^\star_2 - \eta^\star_3) \;\; .$$

Für DGLAP-Parton-Kaskaden sollten Ereignisse mit $\eta^\star_2 < \eta^\star_3$ angereichert sein, so dass im Mittel $A' < 0$ und $B' < 0$ gelten sollte, für ungeordnete Parton-Kaskaden sollten die entsprechenden Mittelwerte Null sein.

8.2 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Verteilungen der im letzten Abschnitt definierten Observablen wurden mit RAPGAP („RG d+r“) und DJANGO („CDM“) verglichen. Die Parameter für beide Monte-Carlo-Simulationen wurden bereits in Abschnitt 6.4 beschrieben. Für einige der Observablen wurden die Daten auch den $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersagen von NLOjet++ gegenübergestellt. Abbildung 8.1 zeigt die Variablen A und B; alle Verteilungen wurden diesmal auf die Luminosität normiert. Die Erwartungen, dass bei geordneten

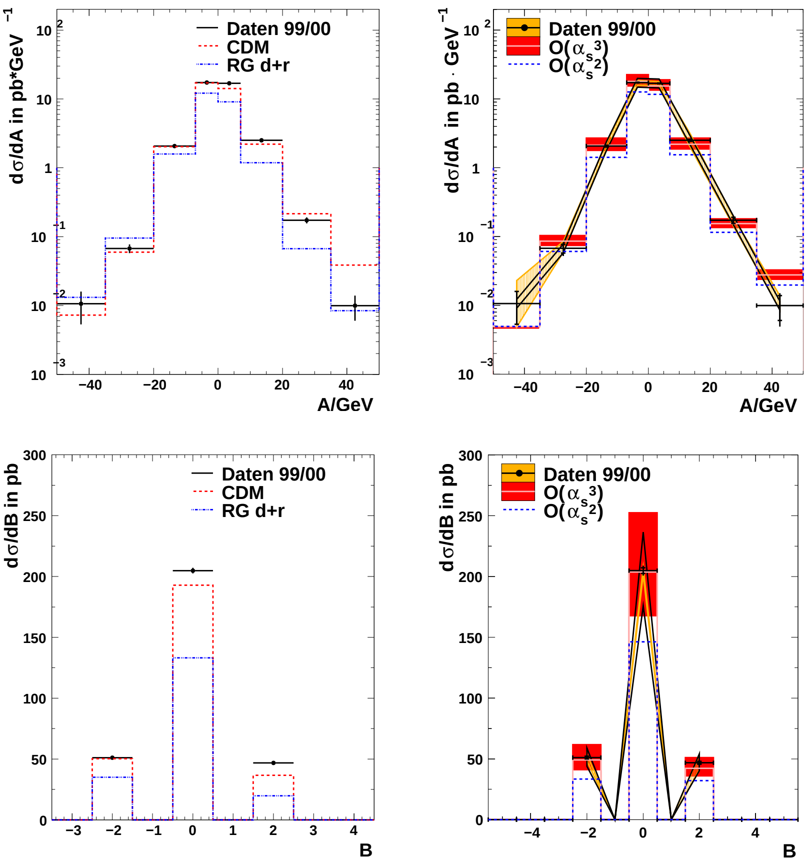

Abbildung 8.1: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den Variablen A (oben) und B (unten). Links werden sie mit den Monte-Carlo-Simulationen RAPGAP und DJANGOH verglichen (bei den Daten sind hier nur die statistischen Fehler eingezeichnet), rechts mit den $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersagen von NLOjet++

Abstrahlungen beide Variablen zu Werten kleiner als Null tendieren, bei ungeordneten Abstrahlungen hingegen eher symmetrisch um Null verteilt sind, werden erfüllt: Ignoriert man Unterschiede in der Normierung der Verteilungen und konzentriert sich auf Formunterschiede, zeigt sich in der Verteilung der Variable A von RAPGAP gegenüber den Daten und DHANGOH eine Präferenz zu negativen Werten hin. Für die Verteilungen von B findet man, dass die Daten eine fast exakt symmetrische Verteilung zeigen, während RAPGAP am stärksten zu negativen Werten hin verschoben ist; DJANGOH liegt in etwa in der Mitte. Die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage ist in der Lage, Form und Normierung beider Verteilungen zu reproduzieren. Auffälig ist, dass die $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage zwar unter den Daten liegt, aber dass die Form trotzdem beschrieben wird; der Unterschied zwischen der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung beschränkt sich somit im Wesentlichen auf eine andere Normierung.

Die beiden anderen Variablen, A' und B', die nur für Ereignisse berechnet wurden, bei denen der hinterste Jet um mindestens 1,5 Einheiten der Pseudorapidität von den zwei vorderen getrennt ist, sind in Abbildung 8.2 dargestellt. Sie wurden nur mit RAPGAP und DJANGOH verglichen. Für den Fall DGLAP-evolvierter Partonschauer würde man wieder im Mittel $A' < 0$ und $B' < 0$ erwarten und eher symmetrische Verteilungen (um den Nullpunkt) für ungeordnete Parton-Abstrahlungen. Die Verteilungen der Daten sind tatsächlich symmetrisch um den Ursprung; nur liefert diesmal RAPGAP die bessere Beschreibung der Daten, wobei wieder unterschiedliche Normierungen der Verteilungen außer Acht gelassen werden sollen. Die Verteilungen von RAPGAP sind ähnlich symmetrisch wie die der Daten, die von DJANGOH hingegen sind eher zu negativen Werten verschoben. Sieht es bei Betrachtung der Variablen A und B eher so aus, als ob die Daten näher bei einer Simulation mit ungeordneten Parton-Abstrahlungen liegen, so scheint bei der Betrachtung von A' und B' genau das Gegenteil der Fall zu sein.

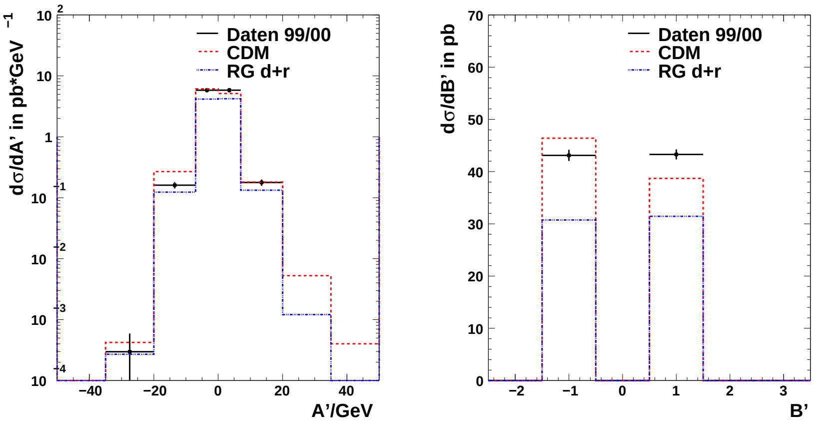

Abbildung 8.2: Die Wirkungsquerschnitte in den Variablen A' (links) und B' (rechts) verglichen mit den Monte-Carlo-Simulationen RAPGAP und DJANGOH (bei den Daten sind nur die statistischen Fehler eingezeichnet)

Zusammenfassung

Der Versuch, die $k_{\perp}$-Ordnung der DGLAP-Evolution mit Hilfe von Jets direkt zu messen, muss wohl als nicht erfolgreich bezeichnet werden. Die Verteilungen einiger Observablen (A und B) legen nämlich nahe, dass die Daten besser von einer Monte-Carlo-Simulation beschrieben werden, die ungeordnete Parton-Abstrahlungen produziert, während die anderer Observablen (A' und B') eher geordnete Parton-Kaskaden zu favorisieren scheinen.

Ein direkter Nachweis ungeordneter Gluon-Abstrahlungen ist somit nicht gelungen.

Kapitel 9

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Drei-Jet-Wirkungsquerschnitte in tief-unelastischer Positron-Proton-Streuung gemessen und mit theoretischen QCD-Vorhersagen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ und $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ sowie mit den $\mathcal{O}(\alpha_s)$-Monte-Carlo-Generatoren DJANGOH und RAPGAP verglichen.

Dabei zeigt sich, dass der gemessene integrierte Drei-Jet-Wirkungsquerschnitt um etwa 18% über der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-QCD-Vorhersage liegt, was innerhalb der Unsicherheit der Messung noch mit der Vorhersage verträglich ist. Dieses Defizit ist allerdings vor allem auf Regionen des Phasenraums mit kleinen Werten der Bjørkenschen Skalenvariable x konzentriert. Außerdem liegen die Jets in den Daten im Mittel bei etwas größeren Pseudorapiditäten als in der QCD-Vorhersage. Schließlich liefert diese zu wenig Ereignisse mit vier Jets und – da die Rechnung nur Terme bis zur Ordnung α_s^3 enthält – überhaupt keine Ereignisse mit mehr als vier Jets. Die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage produziert daher systematisch zu wenige Gluon-Abstrahlungen bei kleinen x und großen Pseudorapiditäten. Die Transversalimpulsverteilung wird hingegen von der QCD-Vorhersage reproduziert. Die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Rechnung stellt eine erhebliche Verbesserung gegenüber der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Vorhersage dar, die nicht nur in der Normierung deutlich unter den Daten liegt, sondern auch die Form der Verteilungen meistens schlechter beschreibt. Die Unterschiede zwischen beiden Vorhersagen sind gerade in den Regionen des Phasenraums (kleine x, Vorwärts-Bereich) besonders groß, in denen die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage die Daten besonders deutlich unterschätzt. Monte-Carlo-Simulationen, die Wirkungsquerschnitte bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ exakt berechnen und höhere Ordnungen durch DGLAP-Partonschauer näherungsweise berücksichtigen, sind auch dann nicht mehr in der Lage, die Daten zu beschreiben, wenn – wie bei RAPGAP – auch Prozesse mit aufgelöstem Photon mitsimuliert werden, wie das beispielsweise bei vielen Messungen von Zwei-Jet-Wirkungsquerschnitten noch der Fall war. DJANGOH hingegen approximiert höhere Ordnungen durch das Farbdipol-Modell, das nicht in $k_\perp$ geordnete Parton-Kaskaden generiert. Es ist in der Lage, die Form der hier untersuchten Wirkungsquerschnitte – wenn auch erst nach einer Umgewichtung der Transversalimpulsverteilungen der Jets – zu reproduzieren, nicht selten sogar besser als NLOjet++.

Bei der Untersuchung der Wirkungsquerschnitte von Drei-Jet-Ereignissen mit einem oder zwei Vorwärts-Jets zeigt sich, dass Ereignisse mit einem Vorwärts-Jet von der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-QCD-Vorhersage mit dem gleichen Grad an Übereinstimmung wie bei allen Drei-Jet-Ereignissen beschrieben werden, dass allerdings bei den Ereignissen mit zwei

Vorwärts-Jets das Defizit vor allem bei kleinen x wesentlich deutlicher ausgeprägt ist. Dabei stellt die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-QCD-Vorhersage schon eine große Verbesserung gegenüber der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$-Rechung insbesondere bei kleinen x und bei Ereignissen mit mehr als einem Vorwärts-Jet dar, doch selbst diese Verbesserungen reichen nicht aus, um die Daten beschreiben zu können: Es fehlen zusätzliche Gluon-Abstrahlungen bei kleinen x und großen Pseudorapiditäten, wie sie durch die nächste Ordnung der Störungsreihe geliefert würden. Für die Monte-Carlo-Generatoren RAPGAP und DJANGOH gilt im Wesentlichen das zu allen Drei-Jet-Ereignissen Gesagte: RAPGAP beschreibt die Form der meisten Verteilungen nicht und die absolute Normierung der Wirkungsquerschnitte erst recht nicht. Nach einer Umgewichtung der Transversalimpulsverteilungen der Jets ist DJANGOH in der Lage, die Form der meisten Verteilungen zu beschreiben, beginnt allerdings bei den Ereignissen mit Vorwärts-Jets Schwächen zu zeigen: DJANGOH reproduziert die Form der Verteilungen von relativen Jet-Energien und von Winkelkorrelationen der Jet- und der Strahlachsen deutlich schlechter als die $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage des Programms NLOjet++.

Man findet also die größten Abweichungen der QCD-Vorhersagen von den Daten wie auch die größten Unterschiede zwischen der $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$- und der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Vorhersage in den Bereichen des Phasenraums, in denen sich der Einfluss der $\log 1/x$-Terme am deutlichsten bemerkbar machen sollte: bei kleinen x und bei Ereignissen, die mehr als einen Jet im Vorwärts-Bereich haben. Mit der zusätzlichen Potenz von α_s in der Störungsentwicklung werden nicht nur weitere Terme in $\log Q^2$ aufsummiert, sondern es kommen auch führende Terme in $\log 1/x$ hinzu, selbst wenn diese nicht in allen Ordnungen von α_s aufsummiert werden. Die Verbesserungen in der Beschreibung des Vorwärts-Bereichs und bei kleinen x könnten durch diese zusätzlich berücksichtigten $\log 1/x$-Terme bedingt sein; leider kann man aber die $\log 1/x$-Beiträge, die durch die Berücksichtigung von Termen der Ordnung α_s^3 zusätzlich auftreten, nicht von den anderen $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$-Korrekturtermen trennen. Deshalb kann auch nicht bewiesen werden, dass diese zusätzlichen Terme für die großen Verbesserungen bei kleinen x und im Vorwärts-Bereich verantwortlich sind.

Der Vergleich der Daten mit $\mathcal{O}(\alpha_s)$-Monte-Carlo-Generatoren zeigt, dass Modelle, die zusätzliche Gluon-Abstrahlungen $k_\perp$-geordnet implementieren, nicht in der Lage sind, die Daten zu beschreiben; das Farbdipol-Modell, das ungeordnete Parton-Kaskaden generiert, beschreibt zumindest die Form der Datenwirkungsquerschnitte recht gut. Der Versuch, mit Hilfe von auf die $p_\perp$-η-Ordnung der Jets sensitiven Variablen direkt etwas über die zugrunde liegende Partondynamik zu lernen, liefert leider keine überzeugende Evidenz für ungeordnete Gluon-Abstrahlungen.

Literaturverzeichnis

[1] V. N. Gribov, L. N. Lipatov, *Deep Inelastic e p Scattering in Perturbation Theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438;
L. N. Lipatov, *The Parton Model and Perturbation Theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 94;
Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+ e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics (auf russisch)*, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641;
G. Altarelli, G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.

[2] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, V. S. Fadin, *The Pomeranchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories*, Sov. Phys. JETP **45** (1977) 199;
I. I. Balitsky, L. N. Lipatov, *The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics*, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 822.

[3] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Deep-inelastic inclusive e p scattering at low x and a determination of α_s*, Eur. Phys. J. C **21** (2001) 33 [arXiv:hep-ex/0012053];
S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *A ZEUS next-to-leading-order QCD analysis of data on deep inelastic scattering*, Phys. Rev. D **67** (2003) 012007 [arXiv:hep-ex/0208023];
C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross sections at HERA*, Eur. Phys. J. C **30** (2003) 1 [arXiv:hep-ex/0304003];
S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *High-Q^2 neutral current cross sections in e^+ p deep inelastic scattering at $\sqrt{s} = 318$ GeV*, Phys. Rev. D **70** (2004) 052001 [arXiv:hep-ex/0401003].

[4] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], *Measurement of the proton structure function F_2 at very low Q^2 at HERA*, Phys. Lett. B **487** (2000) 53 [arXiv:hep-ex/0005018].

[5] A. H. Mueller, *Parton Distributions at very small x Values*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **18C** (1991) 125;
A. H. Mueller, *Jets at Lep and Hera*, J. Phys. G **17** (1991) 1443.

[6] Z. Nagy, Z. Trocsanyi, *Multi-jet cross sections in deep inelastic scattering at next-to-leading order*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001), 082001 [hep-ph/0104315].

[7] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Measurement of inclusive jet cross-sections in deep-inelastic e p scattering at HERA*, Phys. Lett. B **542** (2002) 193 [arXiv:hep-ex/0206029];
S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Inclusive jet cross sections in the Breit frame in neutral current deep inelastic scattering at HERA and determination of* α_s, Phys. Lett. B **547** (2002) 164 [arXiv:hep-ex/0208037].

[8] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Forward jet production in deep inelastic e p scattering and low-x parton dynamics at HERA*, arXiv:hep-ex/0502029.

[9] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Forward jet production in deep inelastic scattering at HERA*, arXiv:hep-ex/0508055.

[10] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Di-jet event rates in deep-inelastic scattering at HERA*, Eur. Phys. J. C **13** (2000) 415 [arXiv:hep-ex/9806029].

[11] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collaboration], *Measurement of dijet production in neutral current deep inelastic scattering at high* Q^2 *and determination of* α_s, Phys. Lett. B **507** (2001) 70 [arXiv:hep-ex/0102042].

[12] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Inclusive dijet production at low Bjorken-x in deep inelastic scattering*, Eur. Phys. J. C **33** (2004) 477 [arXiv:hep-ex/0310019].

[13] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Measurement of dijet production at low* Q^2 *at HERA*, Eur. Phys. J. C **37** (2004) 141 [arXiv:hep-ex/0401010].

[14] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Three-jet production in deep-inelastic scattering at HERA*, Phys. Lett. B **515** (2001) 17 [arXiv:hep-ex/0106078];
S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], *Multijet production in neutral current deep inelastic scattering at HERA and determination of* α_s, arXiv:hep-ex/0502007.

[15] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], *Measurements of transverse energy flow in deep inelastic-scattering at HERA*, Eur. Phys. J. C **12** (2000) 595 [arXiv:hep-ex/9907027];
A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], *Forward* π^0 *production and associated transverse energy flow in deep-inelastic scattering at HERA*, Eur. Phys. J. C **36** (2004) 441 [arXiv:hep-ex/0404009].

[16] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group], *Review of particle physics*, Phys. Lett. B **592** (2004) 1.

[17] M. Ciafaloni, *Coherence Effects in initial Jets at small* Q^2/s, Nucl. Phys. B **296** (1988) 49;
S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini, *QCD Coherence in Initial State Radiation*, Phys. Lett. B **234** (1990) 339;
S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini, *Small x Behavior of Initial State Radiation in Perturbative QCD*, Nucl. Phys. B **336** (1990) 18.

[18] T. Sjostrand, *High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[19] B. Andersson, *The Lund String Model*, aus Durham 1984, Proceedings, Antiproton 1984, 447-462.

[20] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, P. Zanarini, *Geant3*, CERN-DD/EE/84-1

[21] K. Charchula, G. A. Schuler, H. Spiesberger, *Combined QED and QCD radiative effects in deep inelastic lepton - proton scattering: The Monte Carlo generator DJANGO6*, Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 381; http://wwwthep.physik.uni-mainz.de/ hspiesb/djangoh/djangoh.html.

[22] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H. J. Mohring, *Heracles: An Event Generator for e p Interactions at Hera Energies including Radiative Processes: Version 1.0*, Comput. Phys. Commun. **69** (1992) 155.

[23] L. Lonnblad, *ARIADNE version 4: A Program for simulation of QCD cascades implementing the color dipole model*, Comput. Phys. Commun. **71** (1992) 15; L. Lonnblad, *Rapidity gaps and other final state properties in the color dipole model for deep inelastic scattering*, Z. Phys. C **65** (1995) 285.

[24] Y. I. Azimov, Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, S. I. Troian, *The String Effect and QCD Coherence*, Phys. Lett. B **165** (1985) 147;
G. Gustafson, *Dual Description of a Confined Color Field*, Phys. Lett. B **175** (1986) 453;
G. Gustafson, U. Pettersson, *Dipole Formulation of QCD Cascades*, Nucl. Phys. B **306** (1988) 746;
B. Andersson, G. Gustafson, L. Lonnblad, U. Pettersson, *Coherence Effects in Deep Inelastic Scattering*, Z. Phys. C **43** (1989) 625.

[25] H. Jung, *Hard diffractive scattering in high-energy e p collisions and the Monte Carlo generation RAPGAP*, Comput. Phys. Commun. **86** (1995) 147.

[26] G. A. Schuler, T. Sjostrand, *Parton Distributions of the Virtual Photon*, Phys. Lett. B **376** (1996) 193 [arXiv:hep-ph/9601282].

[27] H. L. Lai *et al.* [CTEQ Collaboration], *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions*, Eur. Phys. J. C **12**, 375 (2000) [arXiv:hep-ph/9903282].

[28] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky, W. K. Tung, *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, JHEP **0207** (2002) 012 [arXiv:hep-ph/0201195].

[29] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts, *Pinning down the glue in the proton*, Phys. Lett. B **354** (1995) 155 [arXiv:hep-ph/9502336].

[30] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310;
I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 348.

[31] D. Pitzl et al, *The H1 Silicon Vertex Detector*, Nucl. Instrum. Meth. A **454** (2000) 334 [hep-ex/0002044].

[32] F. Schwab, *Das Rückwärtsdriftkammersystem des H1 Experiments*, Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, H1 thesis h1th-236, https://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-236.ps.

[33] H. Bethe, W. Heitler,*On the Stopping of fast Particles and on the Creation of Positive Electrons*, Proc. Roy. Soc. Lond. A **146** (1934) 83.

[34] H1 Collaboration, *Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA*, eingereicht zur 28th International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau, Polen, Juli 1996.

[35] C. Wissing, A. Beglarian, P. Biddulph, M. Fleischer, *The H1 ToF system in 1996 and 1997*, H1 internal note, H1-01/98-533, 1998.

[36] C. Adloff et al (H1 Collaboration), *Diffraction Dissociation in Photoproduction at HERA*, Z. Phys. C **74** (1997) 221, hep-ex/9702003.

[37] M .Ellerbrock, J. Marks, persönliche Mitteilung.

[38] M. Mozer, persönliche Mitteilung.

[39] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, B. R. Webber, *The $k_\perp$ clustering algorithm for jets in deep inelastic scattering and hadron collisions*, Phys. Lett. B **285** (1992) 291;
S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour, B. R. Webber, *Longitudinally invariant $k_\perp$ clustering algorithms for hadron hadron collisions*, Nucl. Phys. B **406** (1993) 187;
S. D. Ellis, D. E. Soper, *Successive combination jet algorithm for hadron collisions*, Phys. Rev. D **48**, 3160 (1993) [arXiv:hep-ph/9305266].

[40] M. Mozer, persönliche Mitteilung.

[41] E. Chabert *et al.*, H1 note H1-11/98-556.

[42] G. Grindhammer, persönliche Mitteilung.

[43] N. H. Brook, L. Lonnblad, *Summary of activities in working group on QCD cascades of the HERA Monte Carlo workshop*, arXiv:hep-ph/9908367.

[44] N. H. Brook, T. Carli, E. Rodrigues, M. R. Sutton, N. Tobien, M. Weber, *A comparison of deep inelastic scattering Monte Carlo event generators to HERA data*, arXiv:hep-ex/9912053.

[45] K. Sedlák, *Measurement of Dijet Production at Low Q^2 at HERA*, Dissertation, Charles University Prag (2004), H1 thesis h1th-336, https://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-336.ps

[46] S. Geer, T. Asakawa, *The Analysis of Multijet Events Produced at High Energy Hadron Colliders*, Phys. Rev. D **53** (1996) 4793 [arXiv:hep-ph/9510351].

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen herzlich danken, die mich bei meiner Arbeit unterstützt haben. Besonderer Dank gebührt:

- meinem Betreuer, Herrn Prof. Dr. Franz Eisele für die Möglichkeit, diese Arbeit in der H1-Gruppe durchzuführen, für seine hervorragende Betreuung und seine stete Diskussionsbereitschaft.
- Herrn Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon für die Übernahme der Zweitkorrektur.
- Herrn Prof. Dr. Otto Nachtmann und Herrn Prof. Dr. Kurt Roth für die Bereitschaft, an meiner Disputation als Prüfer teilzunehmen.
- Herrn Dr. Olaf Behnke, für seine Unterstützung, für viele Erklärungen und Diskussionen, sowie für die Durchführung der NLOjet++-Rechnungen.
- allen derzeitigen und ehemaligen Mitgliedern der Heidelberger H1-Gruppe: Gerhard Brandt, Jochen Dingfelder, Malte Ellerbrock, David Emschermann, Christian Gerlich, Johannes Haller, Jörg Marks, Matthias Mozer, Sebastian Schätzel, Stefan Schenk, Frank-Peter Schilling und Roger Wolf für kollegiale Zusammenarbeit und stete Hilfsbereitschaft.
- meinen Zimmerkollegen Iuri Bagaturia, Jens Kessler, Matthias Mozer und Roger Wolf für das angenehme Arbeitsklima und gelegentliche Aufmunterungen.
- allen Mitgliedern der Hochenergiephysik-Gruppe für die angenehme und freundschaftliche Arbeitsatmosphäre.
- allen Mitgliedern der H1-Kollaboration für die Unterstützung, die ich während meiner Arbeit von dort erfahren habe.
- meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben, mich fortwährend dabei unterstützt haben und mir vor allem auch während der arbeitsintensiven Phasen den Rücken freigehalten haben.

Diese Arbeit wurde von der Landesgraduiertenförderung Baden-Württemberg unterstützt.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

Christoph Werner