

Die Messung von Multi-Jet Wirkungsquerschnitten in  
tiefinelastischer Streuung im H1-Experiment bei HERA

von  
Arno Heister

Diplomarbeit in Physik  
vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen  
im Juni 1999

angefertigt am  
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

## Übersicht

Messungen zur 2-, 3- und 4-Jet Produktion in tiefinelastischer Positron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA werden vorgestellt. Diese Analyse beruht auf den Daten der Jahre 1995 bis 1997, dies entspricht einer integrierten Luminosität von  $\mathcal{L}_{\text{int}} \approx 33 \text{ pb}^{-1}$ . Die Selektion der Multi-Jet Ereignisse mit transversalen Jet Energien  $E_T > 5 \text{ GeV}$  im Bereich hoher Impulsüberträge  $150 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 5000 \text{ GeV}^2$  wird mit dem inklusiven  $k_{\perp}$ -Jetalgorithmus im Breit-System durchgeführt. Gemessene Wirkungsquerschnitte von Observablen wie dem Impulsübertrag  $Q^2$ , der invarianten Masse und der mittleren transversalen Energie des Multi-Jet Systems, die relative Rate von 3- zu 2-Jet Wirkungsquerschnitten und auch Winkelverteilungen der Multi-Jet Systeme werden für Detektoreffekte korrigiert. Die Ergebnisse werden verglichen mit störungstheoretischen QCD-Rechnungen der Ordnung  $\alpha_s^2$  (DISENT) und Vorhersagen von Modellen, die auf Parton-Kaskaden beruhen (HERWIG, LEPTO und ARIADNE).

## Abstract

Measurements of 2-, 3- and 4-jet production in deep inelastic scattering with the H1-detector at HERA are presented. This analysis is based on data collected in the years 1995 - 1997, corresponding to an integrated luminosity of  $\mathcal{L}_{\text{int}} \approx 33 \text{ pb}^{-1}$ . Multi-jet events with transverse jet energies  $E_T > 5 \text{ GeV}$  in the region of high momentum transfers  $150 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 5000 \text{ GeV}^2$  are selected in the Breit frame with the inclusive  $k_{\perp}$  jet algorithm. Cross sections are measured differentially in the momentum transfer  $Q^2$ , the invariant mass and the average transverse energy of the multi-jet system. Relative rates of 3- to 2-jet cross sections and angular distributions of the multi-jet systems are corrected for detector effects. Predictions of perturbative QCD calculations in order  $\alpha_s^2$  (DISENT) and predictions of parton cascade models (HERWIG, LEPTO and ARIADNE) are compared to the measured results.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Das H1-Experiment bei HERA</b>	<b>3</b>
1.1 Der Speicherring HERA . . . . .	3
1.2 Der H1-Detektor . . . . .	4
1.2.1 Die Kalorimeter . . . . .	6
1.2.2 Das Spurkammersystem . . . . .	8
1.2.3 Das Luminositätssystem und die Flugzeitähler . . . . .	9
1.2.4 Die Datennahme des H1-Detektors . . . . .	10
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>13</b>
2.1 Die tiefinelastische ep-Streuung . . . . .	13
2.1.1 Kinematische Variablen . . . . .	13
2.1.2 Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik . . . . .	15
2.2 Der totale Wirkungsquerschnitt . . . . .	17
2.3 Jets in der QCD . . . . .	23
2.3.1 Das LO-Bild von Jets . . . . .	24
2.3.2 Der inklusive $k_{\perp}$ -Jetalgorithmus . . . . .	27
2.3.3 Das Breit-System . . . . .	28
2.4 Theoretische Vorhersagen . . . . .	29
2.4.1 Monte-Carlo Programme mit Parton-Kaskade . . . . .	29
2.4.2 Rechnungen mit exakten Matrix-Elementen . . . . .	32
2.5 Raten von 3- zu 2-Jet Ereignissen . . . . .	33
2.6 Multi-Jet Variablen . . . . .	33
<b>3 Die Analyse der Daten</b>	<b>37</b>
3.1 Die Auswahl von tiefinelastischen Ereignissen . . . . .	37
3.1.1 Die Run-Selektion . . . . .	38
3.1.2 Die Monte-Carlo Simulationen . . . . .	38
3.1.3 Die Identifikation des gestreuten Positrons . . . . .	38
3.2 Der hadronische Endzustand . . . . .	39
3.3 Die Definition des tiefinelastischen Phasenraums . . . . .	40

3.4	Die Selektion von Jets . . . . .	40
3.5	Die Verbesserung der Qualität der Messung . . . . .	41
3.5.1	Der $(E - p_z)$ Schnitt . . . . .	41
3.5.2	Der $z_{vertex}$ -Schnitt . . . . .	42
3.5.3	Das Bunchcrossing-Zeitfenster . . . . .	43
3.5.4	Photonabstrahlung des Positrons . . . . .	43
3.5.5	Die Messung des gestreuten Positrons . . . . .	44
3.6	Die Wahl des hadronischen Endzustands für die Jetsuche . . . . .	45
3.7	Die Korrektur der Daten . . . . .	49
3.7.1	Die Bin-by-Bin Korrekturmethode . . . . .	49
3.7.2	Kontrollverteilungen . . . . .	50
3.7.3	Weitere Selektionsschnitte für die Multi-Jet Variablen . . . . .	58
3.7.4	Auflösungsverteilungen und Migrationsstudien . . . . .	59
3.7.5	Die Korrekturfaktoren . . . . .	67
3.7.6	Der Einfluß systematischer Unsicherheiten . . . . .	72
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>77</b>
4.1	2-Jet Observablen . . . . .	78
4.2	3-Jet Observablen . . . . .	78
4.3	4-Jet Observablen . . . . .	82
4.4	3-Jet Raten . . . . .	85
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>87</b>
	<b>A Hadronisierungskorrekturen</b>	<b>89</b>
	<b>B Systematische Unsicherheiten</b>	<b>95</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>104</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>105</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>111</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>113</b>

# Einleitung

Die tiefinelastische Streuung von Elektronen an Protonen gibt Aufschlüsse über den Aufbau des Protons. Bei hohen Schwerpunktsenergien kann die Struktur des Protons aufgelöst und die Verteilung der Konstituenten (Quarks und Gluonen) bestimmt werden. Die Wechselwirkung dieser Konstituenten wird durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die Eigenschaften dieser Wechselwirkung können bei hohen Impulsüberträgen sehr genau studiert werden.

Am Elektron-Proton Speicherring HERA finden Elektron-Proton Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von 300 GeV statt. Die Messung des inklusiven Elektron-Proton Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit des Impulsübertrages  $Q^2$  und der Skalenvariable  $x_{\text{Bjorken}}$  ermöglicht bei HERA die Bestimmung der Protonstrukturfunktionen in einem kinematischen Bereich, der früheren Experimenten nicht zugänglich war. Dies erlaubt Tests der QCD in neuen Bereichen.

Die Strukturfunktionen sind jedoch nur indirekt von der starken Wechselwirkung beeinflusst. Die Struktur des hadronischen Endzustands ist dagegen in direkter Weise von der Dynamik der starken Wechselwirkung abhängig. Strukturen im hadronischen Endzustand, die aus energiereichen, kollimierten Teilchenbündeln bestehen, werden als *Jets* bezeichnet.

Durch Untersuchung der Produktionsraten von Jets können die Vorhersagen der Quantenchromodynamik getestet werden, und es können Parameter der Theorie bestimmt werden, wie beispielsweise die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$  und die Gluondichte im Proton.

Studien zur Jetproduktion bei HERA wurden in den vergangenen Jahren an den Physikalischen Instituten der RWTH Aachen durchgeführt. Im Photoproduktionsbereich wurden Jet-Raten [1] und Jet-Wirkungsquerschnitte [2] gemessen und die Gluondichte im Photon bestimmt [3]. In tiefinelastischer Streuung wurde aus gemessenen Jet-Raten [4, 5, 6] und Jet-Wirkungsquerschnitten [7] der Wert der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  bestimmt. Außerdem wurde aus diesen Daten die Gluondichte im Proton ermittelt [8, 7]. Die interne Struktur von Jets wurde in der Arbeit [9] untersucht.

Während aufgrund der beschränkten Datenmenge in früheren Jahren die Analysen auf Studien zur 2-Jet Produktion beschränkt waren, ist mit der großen Datenmenge der Jahre 1995 bis 1997 erstmals die Analyse höherer Jet-Multiplizitäten bei hohen Impulsüberträgen  $Q^2$  möglich.

In dieser Arbeit wird die Produktion von 2-, 3- und 4-Jet Ereignissen im Bereich hoher Impulsüberträge  $150 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 5000 \text{ GeV}^2$  untersucht.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert:

- Im ersten Kapitel wird das H1-Experiment am HERA-Speicherring beschrieben. In diesem Zusammenhang werden die Komponenten des H1-Detektors beschrieben, die für die vorliegende Analyse wichtig sind.
- Die theoretischen Grundlagen für diese Arbeit werden im zweiten Kapitel vorgestellt. Neben einem kurzen Abriss der QCD werden die gemessenen Observablen definiert.
- Das dritte Kapitel enthält eine detaillierte Beschreibung der Analyse der H1 Daten. Die Selektion der Multi-Jet Ereignisse aus den H1 Daten und die Korrektur der gemessenen Multi-Jet Verteilungen wird beschrieben.
- Die Ergebnisse und deren Interpretation befinden sich im vierten Kapitel.

# Kapitel 1

## Das H1-Experiment bei HERA

Das Forschungsinstitut DESY<sup>1</sup> in Hamburg betreibt seit 1992 den einzigen Elektron-Hadron Speicherring der Welt: HERA<sup>2</sup>. In Abbildung 1.1 ist ein Plan des DESY-Geländes mit der HERA-Anlage zu sehen. Bei dem HERA-Speicherring handelt es sich um die größte Anlage bei DESY, die seit nunmehr 30 Jahren benutzt wird, um Untersuchungen der fundamentalen Eigenschaften der Materie in der Teilchenphysik durchzuführen.<sup>3</sup>

### 1.1 Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA, dessen Umfang 6.3 km beträgt, besteht aus zwei getrennten Speicherringen für Elektronen und Protonen.<sup>4</sup> Beim Bau des Protonrings wurden supraleitende Magnete und Hochfrequenz-Resonatoren verwendet. Die Magnete des Elektron-Rings sind normalleitend. Ein Teil der Resonatoren zur Beschleunigung der Elektronen oder Positronen sind ebenfalls supraleitend.

Zur Zeit der Datennahme von 1995 bis 1997 betrug die nominelle Energie für Protonen 820 GeV und für Positronen 27.5 GeV. Dadurch ist eine Untersuchung von Prozessen mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV möglich.<sup>5</sup>

Es gibt vier Wechselwirkungszonen bei HERA, an denen die Teilchenstrahlen aus Elektronen und Protonen für Kollisionsexperimente benutzt werden können. Sie werden von verschiedenen Experimenten verwendet. Zwei Wechselwirkungszonen sind mit Elektron/Proton-Kollisionsexperimenten belegt: H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd). Die beiden anderen Experimentierplätze werden von den Experimenten HERMES (Halle Ost) und HERA-B (Halle West) verwendet, die beide nur einen der beiden Teilchenstrahlen nutzen: HERMES

---

<sup>1</sup>Deutsches Elektronen **S**ynchrotron

<sup>2</sup>Hadron-Elektron-Ring-Anlage

<sup>3</sup>Es gibt am DESY auch Forschungsprogramme zur Nutzung der Synchrotronstrahlung in Oberflächenphysik, Materialwissenschaften, Chemie, Molekularbiologie, Geophysik und Medizin [10].

<sup>4</sup>Mit HERA können Elektronen oder Positronen beschleunigt werden. Die Bezeichnungen Elektron und Positron werden im weiteren synonym verwendet.

<sup>5</sup>In den Jahren 1995 bis 1997 wurden Positronen statt Elektronen bei HERA verwendet.

verwendet die polarisierten Elektronen von HERA, um die Spinverteilungen von Quarks im Proton und Neutron zu vermessen [11]. Das HERA-B Experiment benötigt die Protonen des HERA-Rings zur Bestimmung der CP-Verletzung im B-Mesonen System [12].

In den beiden Speicherringen ist Platz für 210 Teilchenpakete mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns.<sup>6</sup> Die Wechselwirkung von Elektronen und Protonen kann demnach ungefähr alle 96 ns stattfinden. Der Zeitpunkt der nominellen Wechselwirkung wird *Bunchcrossing* genannt.

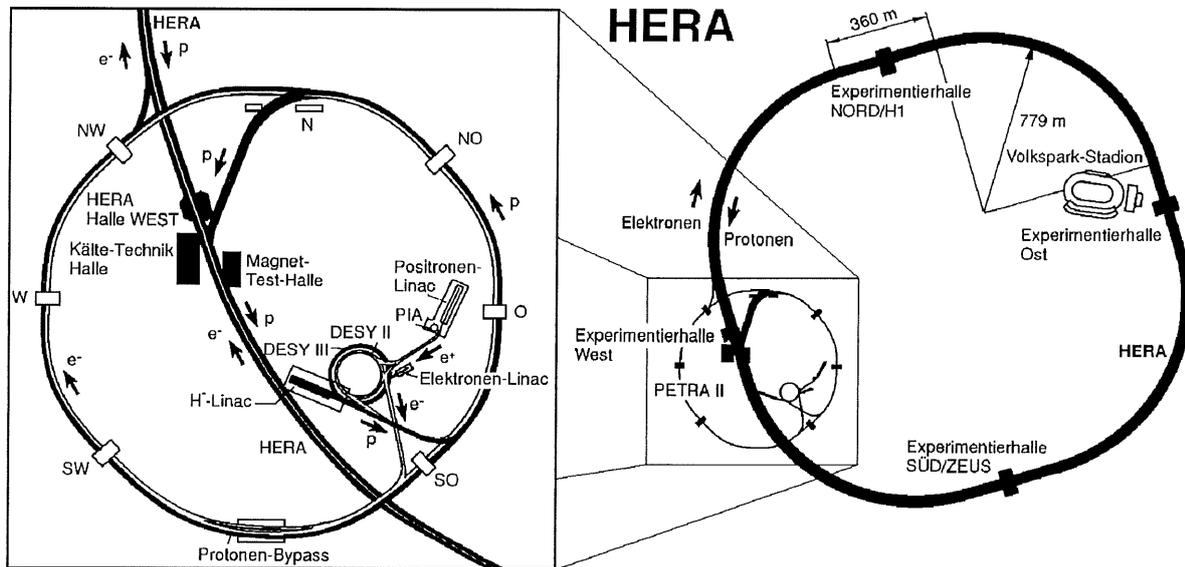


Abbildung 1.1: Das DESY-Gelände mit den älteren Beschleunigern (DESY II, DESY III, PETRA II, etc.), die heute zum Teil als Vorbeschleuniger für HERA genutzt werden (links). Auf der rechten Seite ist HERA mit den vier Experimentierhallen zu sehen.

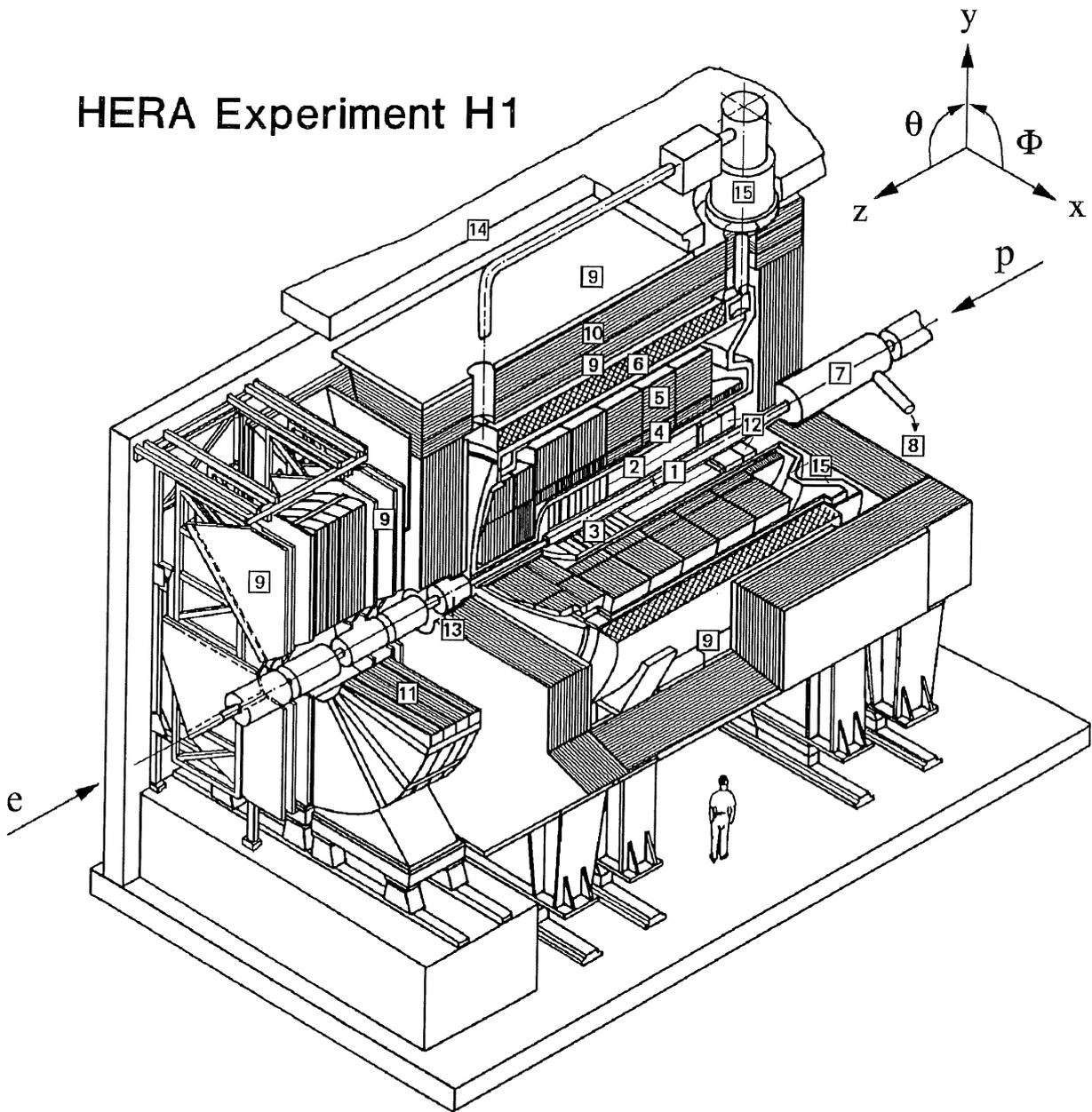
## 1.2 Der H1-Detektor

Die Reaktionsprodukte der Kollision von Elektronen und Hadronen an den nominellen Wechselwirkungspunkten bei HERA werden mit Hilfe der Detektoren H1 [13, 14] und ZEUS [15] nachgewiesen. Ein schematisches Bild des H1-Detektors ist in Abbildung 1.2 zu sehen.

Beide Detektoren sind wegen der unterschiedlichen Energie von Elektronen und Protonen asymmetrisch gebaut. Das Schwerpunktsystem der kollidierenden Teilchen ist im Vergleich zum Laborsystem in Richtung der Protonen, die eine viel höhere Energie haben, verschoben. Ihre Kalorimeter umschliessen den Wechselwirkungspunkt fast vollständig. Die Bauweise der Kalorimeter ist jedoch unterschiedlich: Der H1-Detektor hat mit Hilfe eines Flüssig-Argon

<sup>6</sup>Nicht alle der 210 Plätze sind beim Betrieb von HERA auch mit Teilchenpaketen belegt.

# HERA Experiment H1



- |  |   |
|--|---|
| 1. Strahlrohr und Strahlmagnete                    | 8. Helium-Kälteanlage                       |
| 2. Zentrale Spurkammer                             | 9. Myon-Kammer                              |
| 3. Vorwärtsspurkammer und Übergangsstrahlungsmodul | 10. Instrumentiertes Eisen (Streamerröhren) |
| 4. Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei,LAr)      | 11. Myon-Toroid-Magnet                      |
| 5. Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl,LAr)        | 12. warmes Kalorimeter (SPACAL)             |
| 6. Supraleitende Spule (1,2 T)                     | 13. Vorwärts-Kalorimeter                    |
| 7. Kompensationsmagnet                             | 14. Betonabschirmung                        |
|  | 15. Flüssig-Argon-Kryostat.                 |

Abbildung 1.2: Isometrische Aufrißzeichnung des H1-Detektors

Sampling Kalorimeters (LAr)<sup>7</sup>, das von einem Dipolmagneten umschlossen wird, eine gute Elektron/Hadron Identifikation und eine gute Energieauflösung. Durch den Einsatz eines Uran-Szintillator Sampling Kalorimeters mit gleichem Ansprechverhalten für Elektronen und Hadronen hat das ZEUS-Experiment die Messung des hadronischen Endzustands optimiert. Der Dipolmagnet des ZEUS-Detektors befindet sich innerhalb des Kalorimeters [16].

Die Ausmaße des H1-Detektors sind ungefähr  $12\text{ m} \times 10\text{ m} \times 15\text{ m}$ . Sein Gewicht beträgt ca. 2800 t. In den folgenden Abschnitten werden die Komponenten des H1 Detektors genauer beschrieben, die für die vorliegende Analyse von Bedeutung sind.

### 1.2.1 Die Kalorimeter

Der H1-Detektor verfügt zur Energiemessung der gestreuten Teilchen über vier verschiedene Kalorimeter<sup>8</sup>: das LAr-Kalorimeter, das SPACAL<sup>9</sup>, den Tail-Catcher und das Plug-Kalorimeter. Der zentrale und vorwärtige Bereich des Detektors wird vom LAr-Kalorimeter abgedeckt. Für die Energiemessung im rückwärtigen Bereich befindet sich dort das SPACAL-Kalorimeter. Die beiden weiteren Kalorimeter Tail-Catcher<sup>10</sup> und Plug (Energiemessung im Vorwärtsbereich in der Nähe des Strahlrohres) werden in dieser Analyse nicht benutzt. Deshalb werden nur die beiden für die Analyse wichtigen Kalorimeter LAr und SPACAL näher beschrieben.

#### Das LAr-Kalorimeter

Das LAr-Kalorimeter (Abbildung 1.3) deckt den Polarwinkelbereich von  $4^\circ < \theta < 154^\circ$  ab.<sup>11</sup> Es ist in acht Segmente in Richtung des Strahlrohres aufgeteilt, welche jeweils aus acht gleichartigen Oktanten zusammengesetzt sind. Jedes dieser acht Segmente besteht innen aus einem elektromagnetischen und außen aus einem hadronischen Nachweisteil. Es gibt eine Ausnahme: Das BBE-Segment (vgl. Abbildung 1.3) weist nur einen elektromagnetischen Teil auf.

Der elektromagnetische Teil des LAr-Kalorimeters besteht aus 2.4 mm dicken Blei-Absorbern mit 2.35 mm aktivem Material aus flüssigem Argon. Dieser Teil hat eine absolute Dicke von 20 bis 30 Strahlungslängen. Mit Hilfe von Teststrahlungsmessungen ist eine Energieauflösung von  $\sigma_E/E \approx 0.12/\sqrt{E} \oplus 0.01$  ermittelt worden<sup>12</sup>.

Für den hadronischen Teil sind 19 mm dicke Stahlplatten als Absorbermaterial verwendet worden. Als aktiver Teil sind wieder 2.4 mm großen Lücken im Absorbermaterial vorhanden,

---

<sup>7</sup>engl.: **L**iquid-**A**rgon sampling calorimeter, Abk.: LAr-Kalorimeter

<sup>8</sup>Seit 1998 gibt es einen neuen Subdetektor: Das VLQ-Spektrometer, welches aus einem Kalorimeter und einem Spursystem besteht.

<sup>9</sup>engl.: **S**PAghetti **C**ALorimeter

<sup>10</sup>Der Tail-Catcher befindet sich im instrumentierten Eisen vgl. Abbildung 1.2.

<sup>11</sup> $\theta$  ist der Polarwinkel relativ zur Protonflugrichtung.

<sup>12</sup>Die Einheit von  $E$  ist GeV.

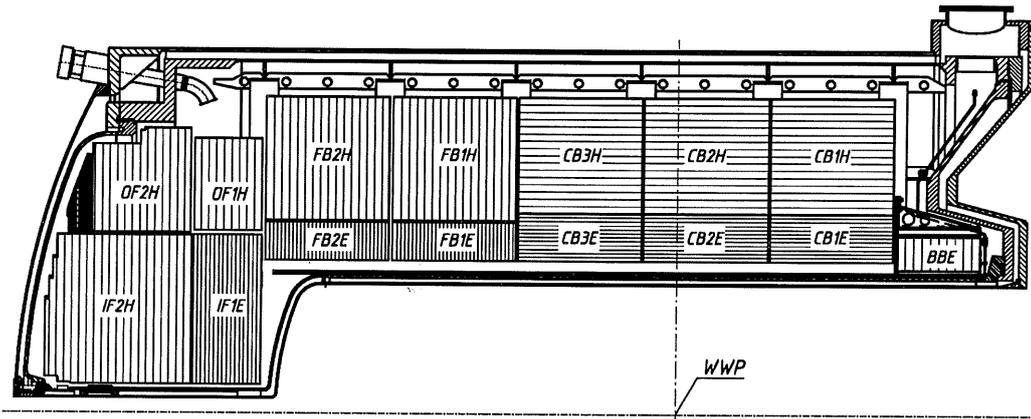


Abbildung 1.3: Seitenansicht des oberen Teils des LAr-Kalorimeters (eingezeichnet ist der nominelle Wechselwirkungspunkt WWP.)

die mit flüssigem Argon gefüllt sind. Hier entspricht die Dicke des hadronischen Teils 5 bis 8 Wechselwirkungslängen. Die Energieauflösung ist  $\sigma_E/E \approx 0.50/\sqrt{E} \oplus 0.02$ .

Wichtige Eigenschaften des LAr-Kalorimeters sind [16]: die gute Stabilität, leichte Kalibrierbarkeit, die Homogenität des Messsignals und die feine Granularität, die mit dem verwendeten aktiven Material, flüssigem Argon, erreicht werden kann. Da sich das Kalorimeter im Inneren des Dipolmagneten befindet, wird die Energieauflösung nicht durch den Dipolmagneten verschlechtert ( $\rightarrow$  totes Material). Auch das Gesamtgewicht und die Größe des Kalorimeters bleiben durch diese Bauweise niedrig.

Das LAr-Kalorimeter ist nicht kompensierend, d.h., das Signal von Hadronen ist bei gleicher Energie um 30 % kleiner als das Signal von Elektronen oder Positronen. Um diese Eigenschaft zu berücksichtigen, werden die gemessenen Energien später bei der Rekonstruktion durch Gewichtungungsverfahren korrigiert.

Hochenergetische Teilchen deponieren häufig Energie in mehr als einer Zelle des Kalorimeters. Diese Zellen werden mit Hilfe eines Algorithmus zu sogenannten Clustern<sup>13</sup> zusammengefaßt. Der Algorithmus wurde auf die Zusammenfassung von elektromagnetischen Schauern optimiert [18].<sup>14</sup>

### Das SPACAL

Das Spaghetti-Kalorimeter (siehe Abbildung 1.4) besteht aus einer Matrix aus Blei als Absorber mit darin eingebetteten szintillierenden Fasern als aktivem Material. Teilchen, die in das SPACAL-Kalorimeter gestreut werden, schauern im Blei auf, so daß die sekundären

<sup>13</sup>engl.: to cluster = Traube, sich scharen um [17]

<sup>14</sup>Mit einer Zelle des Kalorimeters wird ein Auslesekanal bezeichnet.

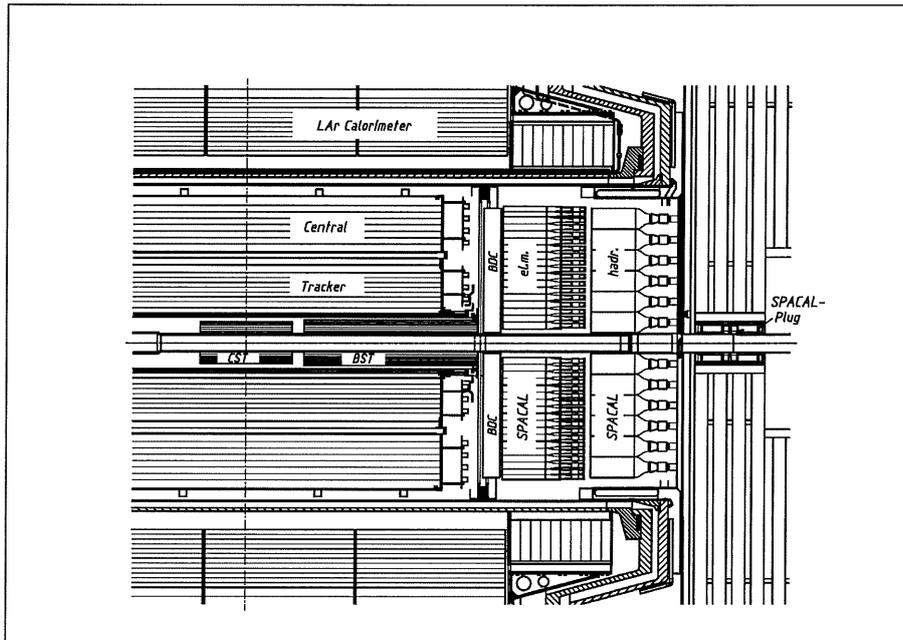


Abbildung 1.4: Ausschnitt einer Seitenansicht des hinteren Teils des H1-Detektors. Neben dem SPACAL ist auch ein PLUG-Kalorimeter und ein Teil des Spurkammersystems (CST, BST und BDC) zu sehen.

Teilchen in den optisch aktiven Fasern Szintillationslicht erzeugen. Dieses Licht wird mit Hilfe von Photomultipliern gemessen.

Wie das LAr-Kalorimeter besteht auch das SPACAL aus einem elektromagnetischen Innen- und einem hadronischen Außen-Teil. Die Anzahl der Zellen im elektromagnetischen Teil beträgt 1192. Sie haben einen Querschnitt von  $40.5 \times 40.5 \text{ mm}^2$ . Das Verhältnis von absorbierendem Blei zu aktivem Material beträgt 2.3:1. Die Dicke des elektromagnetischen Teils ist ungefähr 250 mm (28 Strahlungslängen). Wegen der größeren lateralen Ausdehnung von hadronischen Schauern gegenüber elektromagnetischen haben die 136 Zellen des hadronischen Teils einen größeren Querschnitt von  $119.3 \times 119.3 \text{ mm}^2$ . Durch ein Verhältnis von Absorbermaterial zu aktivem Material von 3.4:1 und eine ähnliche Dicke wie der elektromagnetische Teil hat der hadronische Teil ungefähr 29 Wechselwirkungslängen.

### 1.2.2 Das Spurkammersystem

Mit Hilfe des Spurkammersystems (siehe Abbildung 1.4 und 1.5) werden die Spuren von geladenen Teilchen detektiert. Vom Spurkammersystem wird der Polarwinkelbereich von  $5^\circ < \theta < 178^\circ$  abgedeckt. Der azimutale Winkelbereich wird vollständig abgedeckt.

Das System besteht aus unterschiedlich gebauten Subdetektoren. Neben den zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2, die durch weitere Spurkammern wie zum Beispiel CIZ, COZ,

## 1.2. DER H1-DETEKTOR

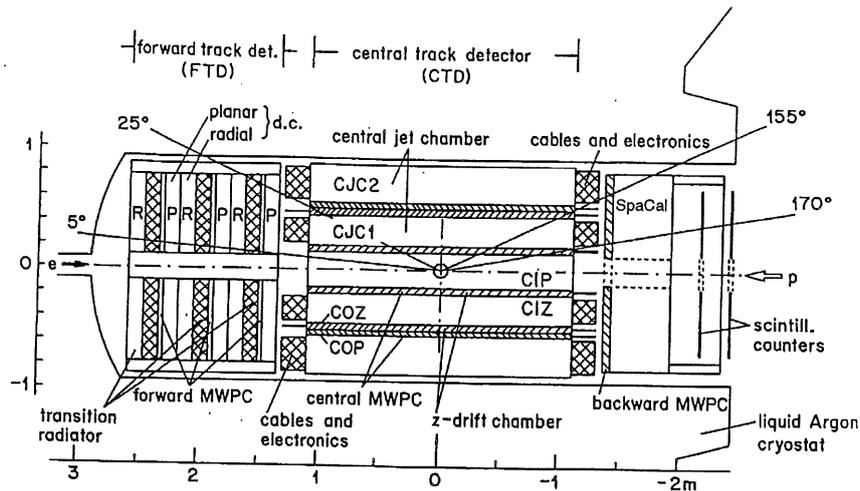


Abbildung 1.5: Längsschnitt durch das Spurkammersystem.

CIP und COP, ergänzt werden, gibt es auch Spurkammern im vorwärtigen Bereich sowie im rückwärtigen Bereich (BDC) des H1-Detektors.<sup>15</sup>

Durch die Kombination der Messungen aller Komponenten des Spurkammersystems kann die Orts- und Impulsbestimmung deutlich verbessert werden. Zum Beispiel verlaufen die Signaldrähte der CJC1 und CJC2 parallel zur Strahlachse. Dadurch kann eine gute Ortsauflösung in der  $r$ - $\phi$  Ebene erreicht werden. Die Auflösung in  $z$ -Richtung ist jedoch durch diese Anordnung der Signaldrähte schlechter. Durch die Kombination mit den beiden Kammern CIZ und COZ, die eine Anordnung der Signaldrähte in konzentrischen Kreisen um die Strahlachse haben, kann die Ortsauflösung insgesamt verbessert werden. Die genauen Daten des Spurkammersystems sind in [13, 14] aufgelistet.

### 1.2.3 Das Luminositätssystem und die Flugzeitähler

Die integrierte Luminosität  $\mathcal{L}$  wird folgendermaßen definiert:

$$\mathcal{L} := \frac{N}{\sigma} \quad (1.1)$$

Sie ist ein Maß für die Anzahl der im Experiment beobachtbaren Kollisionen.  $N$  ist hier die Ereignisrate und  $\sigma$  der Wirkungsquerschnitt des Prozesses [19].

Um Wirkungsquerschnitte von Prozessen aus gemessenen Ereignisraten zu bestimmen, ist eine präzise Messung der integrierten Luminosität der gemessenen Daten wichtig. Eine Me-

<sup>15</sup>Zur Erläuterung der Abkürzungen: CJC: Central Jet Chamber, CIZ: Central Inner Z-chamber, COZ: Central Outer Z-chamber, CIP: Central Inner Proportional chamber, COP: Central Outer Proportional chamber, CST: Central Silicon Tracker, BDC: Backward Drift Chamber.

thode zur Bestimmung der Luminosität ist die Messung der Rate eines Prozesses, dessen Wirkungsquerschnitt sehr genau bekannt ist. Im H1-Experiment wird dazu die elastische Bremsstrahlung  $ep \rightarrow e\gamma p$  (Bethe-Heitler Prozeß) verwendet. Bei diesem Prozeß wird die Struktur des Protons nicht aufgelöst. Der Bethe-Heitler Prozeß kann exakt berechnet werden. Durch die Messung der Ereignisrate des Bethe-Heitler Prozesses und seinem genau bekannten Wirkungsquerschnitt kann die Luminosität berechnet werden. Eine genaue Beschreibung des Luminositätssystems von H1 ist in [13] zu finden. Die Unsicherheit der Messung der integrierten Luminosität ist 1.5 % [20].

Abbildung 1.5 zeigt einen Teil des Flugzeitsystems<sup>16</sup> (**T**ime of **F**light) dargestellt. Es dient dazu, Untergrundereignisse, zum Beispiel Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit dem Strahlrohr oder mit Restgas-Atomen, zu verwerfen. Im Vorwärtsbereich des H1-Detektors befindet sich ein weiterer Zähler für die gleiche Aufgabe. Die Flugzeitähler werden in [14] genauer beschrieben.

### 1.2.4 Die Datennahme des H1-Detektors

Im Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors treffen die Teilchenpakete des Elektron- und Protonstrahls alle 96 ns zusammen. Wie schon im vorigen Abschnitt erwähnt wurde, gibt es neben den Elektron/Proton-Streuprozessen der beiden Teilchenstrahlen (ep-Ereignisse) auch Untergrundereignisse. Zu den schon erwähnten Quellen für Untergrundereignisse kommen noch Beiträge von kosmischen Myonen und von der Synchrotronstrahlung der Elektronen hinzu. Die Rate der gesamten Untergrundereignisse liegt in der Größenordnung von 10 bis 100 kHz. Da es technisch nicht möglich ist, alle Ereignisse aufzuzeichnen, wird während der Datennahme eine Selektion der ep-Ereignisse notwendig. Diese Aufgabe übernehmen die sogenannten *Trigger*.

#### Die Trigger

Zur Auswahl der ep-Ereignisse sind fünf Triggerstufen realisiert: L1, L2 bis L5. Die Triggerstufe L1 arbeitet totzeitfrei und hat nach  $2.5 \mu\text{s}$  ein Ereignis bewertet. Ist ein Ereignis von L1 akzeptiert worden, wird die Datennahme angehalten und für dieses Ereignis die Bewertung durch den L2-Trigger abgefragt. Die Antwort dieser Stufe, welche aufgrund von schnellen Algorithmen, die zum Beispiel Ereignistopologien auswerten, ermittelt wird, ist nach  $20 \mu\text{s}$  verfügbar. Die nächste Triggerstufe L3 ist noch nicht implementiert. Die Rate von akzeptierten Ereignissen beträgt typischerweise 10 Hz. L4 ist durch 30 schnelle parallel arbeitende Prozessoren verwirklicht, die mit Hilfe von physikalisch motivierten Algorithmen entscheiden, ob das Ereignis permanent gespeichert wird. Hier ist die Rate der akzeptierten Ereignisse ungefähr 5 Hz.

Die letzte Stufe L5, bei der alle Informationen aus der gesamten Rekonstruktion der Ereignisse benutzt werden, um die aufgezeichneten Ereignisse zu klassifizieren, findet nicht mehr

---

<sup>16</sup>Das Flugzeitsystem wird in der Abbildung als Szintillationszähler (rechte Seite) bezeichnet

## 1.2. DER H1-DETEKTOR

---

während der Datennahme statt. Ereignisse, die die letzte Triggerstufe passiert haben, werden in **P**roduction **O**utput **T**apes (POT) gespeichert. Für die einzelnen Arbeitsgruppen werden die klassifizierten Ereignisse auf **D**ata **S**ummary **T**apes (DST) zur schnelleren Datenselektion für Analysen zusammengefaßt.



# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

Der Rahmen dieser Arbeit wird durch die Theorie der tiefinelastischen Streuung (DIS)<sup>1</sup> gegeben. In diesem Kapitel werden die für die Analyse wichtigen Aspekte dieser Theorie beschrieben.

Im ersten Abschnitt werden die kinematischen Variablen zur Beschreibung eines DIS-Ereignisses definiert. Der Wirkungsquerschnitt für die tiefinelastische Streuung wird im zweiten Abschnitt eingeführt und im Rahmen der Quanten-Chromodynamik (QCD) diskutiert. Die Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts durch Strukturfunktionen und deren Interpretation in der QCD werden erläutert. Die Beschreibung von hadronischen Jets durch die QCD wird im dritten Abschnitt dargestellt. Neben dem verwendeten Jet-Algorithmus wird auch das Breit-Bezugssystem vorgestellt. Der vierte Abschnitt enthält eine Beschreibung der Modellrechnungen, die für diese Analyse herangezogen wurden. In den beiden letzten Abschnitten werden verschiedene Multi-Jet Observablen definiert.

### 2.1 Die tiefinelastische ep-Streuung

Es lassen sich zwei Arten von Streuprozessen unterscheiden. In einem elastischen Streuprozeß bleibt die gesamte kinetische Energie der Reaktion erhalten. In einem unelastischen Prozeß ist die kinetische Energie keine Erhaltungsgröße mehr. Durch einen solchen Prozeß werden zum Beispiel innere Freiheitsgrade angeregt oder einer der Stoßpartner zerbricht bei der Wechselwirkung.

Die tiefinelastische Elektron-Proton Streuung (ep-Streuung) ist ein solcher unelastischer Prozeß, bei dem das Proton in viele Teile zerbricht.

#### 2.1.1 Kinematische Variablen

Die Ereigniskinematik des Streuprozesses kann durch lorentzinvariante Variablen, die durch die Vierervektoren des einlaufenden und auslaufenden Elektrons  $k$  und  $k'$  und dem Vierer-

---

<sup>1</sup>engl.: Deep Inelastic Scattering

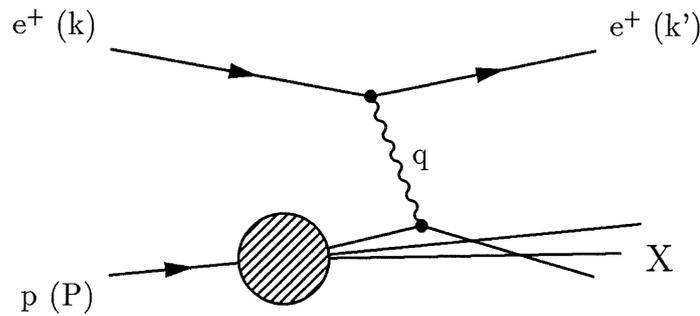


Abbildung 2.1: Kinematik der tiefinelastischen Streuung

vektor  $P$  des einlaufenden Protons definiert sind, beschrieben werden (vgl. [16, 21]). Eine schematische Darstellung der Streuung ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Es werden folgende Größen definiert:

- Der Viererimpulsübertrag  $q$  der Streureaktion:

$$q^2 := (k - k')^2 \quad (2.1)$$

- Das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton Systems:

$$s := (P + k)^2 \quad (2.2)$$

- Das Quadrat der invarianten Masse des bei der Reaktion ausgetauschten virtuellen Bosons:

$$Q^2 := -q^2 \quad (2.3)$$

- Die Bjorken-Skalenvariable  $x$  (oder  $x_{Bj}$ ):

$$x := \frac{Q^2}{2 \cdot P \cdot q} \quad (0 \leq x \leq 1) \quad (2.4)$$

- Die Skalenvariable  $y$ :

$$y := \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \quad (0 \leq y \leq 1) \quad (2.5)$$

- Das Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Systems X:

$$W^2 := (q + P)^2 \quad (2.6)$$

Wenn die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  des Prozesses bekannt ist, reichen zur Beschreibung des tiefinelastischen Streuprozesses zwei Variablen aus, um die Kinematik vollständig zu determinieren. Es gilt:

$$Q^2 = x y s \quad (2.7)$$

## 2.1. DIE TIEFINELASTISCHE EP-STREUUNG

---

Die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  kann exakt berechnet werden. Unter Vernachlässigung der Masse des Protons gilt:

$$s = (k + P)^2 \approx 4E_e E_p \quad (2.8)$$

mit  $E_e \simeq$  Energie des Elektrons vor der Wechselwirkung  
 $E_p \simeq$  Energie des Protons vor der Wechselwirkung

Die oben eingeführten Variablen enthalten verschiedene Informationen über den tiefinelastischen Streuprozess:

- $Q^2$  ist ein Maß für die Härte der Wechselwirkung.
- In einem Bezugssystem, in dem der Transversalimpuls der Quarks gegenüber dem Impuls in Protonflugrichtung vernachlässigt werden kann, ist  $x$  der Impulsbruchteil des Protons, der in die Streureaktion eingeht.
- Im Ruhesystem des Protons stellt  $y$  den Energieverlust des gestreuten Elektrons dar und ist demzufolge ein Maß für die Inelastizität des Prozesses.

### 2.1.2 Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Variablen  $Q^2$ ,  $x$  und  $y$  sind im Experiment nicht unmittelbar meßbar. Es gibt verschiedene Methoden, um diese Variablen aus meßbaren Größen, zum Beispiel Energien und Winkel, zu rekonstruieren [16].

#### Die Elektron-Methode

Bei dieser Methode werden aus der Energie  $E'_e$  und dem Polarwinkel  $\theta_e$  des gestreuten Elektrons die Variablen  $Q^2$ ,  $x$  und  $y$  berechnet:

$$Q_{el}^2 := 2E_e E'_e (1 + \cos \theta_e) \quad (2.9)$$

$$y_{el} := 1 - \frac{E'_e}{2E_e} (1 - \cos \theta_e) \quad (2.10)$$

$$x_{el} := \frac{Q^2}{y_{el} s} \quad (2.11)$$

Die Rekonstruktion der Größe  $Q^2$  ist bei dieser Methode im gesamten kinematischen Bereich sehr gut. Für große Werte von  $y$  ist die Rekonstruktion dieser Größe gut [20].

#### Die Jacquet-Blondel-Methode

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen  $Q^2$ ,  $x$  und  $y$  wird bei der von A. Blondel und F. Jacquet entwickelten Methode nur mit Meßgrößen des hadronischen Endzustands

durchgeführt [22]:

$$Q_{jb}^2 := \frac{(\sum_i p_{x,i})^2 + (\sum_i p_{y,i})^2}{1 - y_{jb}} \quad (2.12)$$

$$y_{jb} := \frac{\sum_i (E - p_z)_i}{2E_e} \quad (2.13)$$

$$x_{jb} := \frac{Q_{jb}^2}{y_{jb} s} \quad (2.14)$$

Die Summen in den Gleichungen (2.12) und (2.13) laufen über alle rekonstruierten Objekte  $i$  (z.B. Spuren, Energiedepositionen, etc.) des hadronischen Endzustands.

Der Beitrag von Teilchen, die in Richtung des Strahlrohrs fliegen und durch fehlende Nachweisgeräte nicht meßbar sind, kann vernachlässigt werden. Diese haben geringe transversale Energien und liefern nur geringe Beiträge zu den Summen in den Gleichungen (2.12) und (2.13). Die Güte der Rekonstruktion der kinematischen Variablen mit Hilfe dieser Methode hängt sehr von der Qualität der Energiemessung des hadronischen Endzustands ab.

### Die $\Sigma$ -Methode

Eine Weiterentwicklung der Jacquet-Blondel-Methode ist die  $\Sigma$ -Methode. Ihre Definition lautet [23]:

$$Q_{\Sigma}^2 := \frac{E'_e{}^2 \sin^2 \theta_e}{1 - y_{\Sigma}} \quad (2.15)$$

$$y_{\Sigma} := \frac{\sum_i (E - p_z)_i}{\sum_i (E - p_z)_i + E'_e(1 - \cos \theta_e)} \quad (2.16)$$

$$x_{\Sigma} := \frac{Q_{\Sigma}^2}{y_{\Sigma} s} \quad (2.17)$$

Die Rekonstruktion von  $y_{\Sigma}$  ist bei großem  $y$  gegenüber der Jacquet-Blondel-Methode verbessert. Die  $\Sigma$ -Methode ist in erster Näherung unempfindlich gegen die Abstrahlung von Photonen des einlaufenden Elektrons.

### Die Elektron- $\Sigma$ -Methode

Die Elektron- $\Sigma$ -Methode verbindet die guten Eigenschaften der Elektron-Methode (beste  $Q^2$  Rekonstruktion) und die der  $\Sigma$ -Methode (beste  $x$  Rekonstruktion). Dazu wird  $Q^2$  aus der Elektron-Methode und  $x$  aus der  $\Sigma$ -Methode berechnet [24]:

$$Q_{e\Sigma}^2 := \frac{E'_e{}^2 \sin^2 \theta_e}{1 - y_{el}} = Q_{el}^2 \quad (2.18)$$

$$x_{e\Sigma} := \frac{E'_e{}^2 \sin^2 \theta_e}{s y_{\Sigma} (1 - y_{\Sigma})} = x_{\Sigma} \quad (2.19)$$

$$y_{e\Sigma} := \frac{2E_0}{\sum_i (E - p_z)_i} y_\Sigma \quad (2.20)$$

$$(2.21)$$

## 2.2 Der totale Wirkungsquerschnitt in tiefinelastischer Streuung in der QCD

Ist im Endzustand der tiefinelastischen Streureaktion das Strahllepton (Elektron) noch vorhanden, so wird diese Reaktion Streuung mit neutralem Strom (NC)<sup>2</sup> genannt. Die Wechselwirkung zwischen Elektron  $e^-$  und Proton  $p$  wird durch den Austausch eines elektrisch neutralen Bosons, ein Photon  $\gamma$  oder  $Z$ -Boson  $Z^0$ , vermittelt. Die Wechselwirkung für NC-Prozesse kann folgendermaßen dargestellt werden (siehe auch Abbildung 2.1):

$$e^- p \rightarrow e^- X \quad (2.22)$$

Der totale NC Wirkungsquerschnitt ist in der Bornschen Näherung proportional zu einem helizitätsgewichteten Strukturfunktionsterm  $\phi_{\text{NC}}(x, Q^2)$  [20]:

$$\left( \frac{d^2 \sigma_{\text{NC}}}{dx dQ^2} \right)_{\text{Born}} = \frac{2 \pi \alpha^2}{x} \left( \frac{1}{Q^2} \right)^2 \phi_{\text{NC}}(x, Q^2) \quad (2.23)$$

$$= \frac{2 \pi \alpha^2}{x Q^4} \left[ Y_+ \tilde{F}_2(x, Q^2) - Y_- x \tilde{F}_3(x, Q^2) - y^2 \tilde{F}_L(x, Q^2) \right] \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \alpha &\simeq \text{Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante,} \\ \tilde{F}_2, x \tilde{F}_3, y^2 \tilde{F}_L &\simeq \text{verschiedene Strukturfunktionen,} \\ Y_\pm &= 1 \pm (1 - y)^2. \end{aligned}$$

Mit den Strukturfunktionen wird versucht, die Zusammensetzung des Protons zu parametrisieren. Der Strukturfunktionsterm  $\phi_{\text{NC}}(x, Q^2)$  ist hier eine Linearkombination der Strukturfunktionen  $\tilde{F}_2$ ,  $x \tilde{F}_3$  und  $y^2 \tilde{F}_L$ . Die Helizitätsabhängigkeit der elektroschwachen Wechselwirkung ist in den Funktionen  $Y_\pm$  enthalten. Die Strukturfunktionen  $\tilde{F}_2$  und  $\tilde{F}_3$  können parametrisiert werden [25]:

$$\tilde{F}_2 \equiv F_2 - v \frac{\kappa_w Q^2}{(Q^2 + M_Z^2)} F_2^{\gamma Z} + (v^2 + \alpha^2) \left( \frac{\kappa_w Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 F_2^Z \quad (2.25)$$

$$\tilde{F}_3 \equiv -a \frac{\kappa_w Q^2}{(Q^2 + M_Z^2)} F_3^{\gamma Z} + (2va) \left( \frac{\kappa_w Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 F_3^Z \quad (2.26)$$

---

<sup>2</sup>engl.: Neutral Current

mit	$M_Z$	$\simeq$	Masse des $Z^0$ ,
	$v, a$	$\simeq$	vektorielle und axiale Beiträge der Kopplung des Elektrons zum $Z^0$ ,
	$F_2, F_{2,3}^Z, F_{2,3}^{\gamma,Z}$	$\simeq$	Strukturfunktionen,
	$\kappa_w$	$=$	$(1/4 \sin^2\theta_w \cos^2\theta_w)$ , $\theta_w \simeq$ Weinbergwinkel.

Die Größen  $v$  und  $a$  sind durch den schwachen Isospin des Elektrons bestimmt [26]:

$$v = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2\theta_w \approx -0.04 \quad (2.27)$$

$$a = -\frac{1}{2} \quad (2.28)$$

Die elektromagnetische Strukturfunktion  $F_2$  beschreibt die Wechselwirkung beim Austausch eines Photons  $\gamma$ . Die Strukturfunktionen  $F_{2,3}^Z$  und  $F_{2,3}^{\gamma,Z}$  beinhalten jeweils den  $Z^0$  Austausch oder den  $\gamma Z^0$ -Interferenzterm.

Für  $Q^2 \ll M_Z^2 \approx 8400 \text{ GeV}^2$  können die Beiträge von  $F_{2,3}^Z$  und  $F_{2,3}^{\gamma,Z}$  vernachlässigt werden. In den Gleichungen (2.25) und (2.26) bleibt dann nur der  $F_2$  Term von (2.25) übrig. Der Einfluß des  $Z^0$  Austauschs beträgt  $\lesssim 5\%$  im kinematischen Bereich von  $Q^2 < 5000 \text{ GeV}^2$ . Er darf aber für hohe Impulsüberträge  $Q^2$  nicht vernachlässigt werden, die die Größenordnung des Quadrats der  $Z^0$  Masse haben. Im Phasenraum, der in dieser Analyse<sup>3</sup> betrachtet wird, ist der Einfluß von  $y^2 \tilde{F}_3$  nur gering und wird deswegen ebenso wie der  $y^2 \tilde{F}_L$ -Strukturfunktionsterm vernachlässigt [20].

### Das Quark-Parton Modell

Historisch wurde die tiefinelastische Streuung zuerst durch das Quark-Parton Modell (QPM) beschrieben. Ausgehend von der Vorhersage von Bjorken [27], daß die Strukturfunktionen im Grenzwert für  $Q^2 \rightarrow \infty$  und  $P \cdot q \rightarrow \infty$  nur von  $x = Q^2/(2 \cdot P \cdot q)$  abhängen, entwickelte Feynman [28] dieses Modell.

Erste Messungen am SLAC [29] bestätigten das Skalenverhalten der Strukturfunktionen für  $Q^2$ : Im Meßbereich von  $1 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$  waren die Strukturfunktionen unabhängig von  $Q^2$ .

Das Quark-Parton Modell beruht auf zwei Grundannahmen:

- Das Proton besteht aus punktförmigen Konstituenten: den Partonen<sup>4</sup>.
- Bei hohem Impulsübertrag  $Q^2$  verhalten sich die Partonen in der Wechselwirkung wie freie Teilchen. So kann die Wechselwirkung, zum Beispiel von Leptonen und Protonen, als inkohärente Summe der Wechselwirkungen mit den individuellen Partonen angesehen werden.

---

<sup>3</sup>siehe Kapitel 3.3

<sup>4</sup>Später wurden die Partonen mit denen von Gell-Mann postulierten Quarks identifiziert [30].

## 2.2. DER TOTALE WIRKUNGSQUERSCHNITT

Bei kleinen Zeitskalen ( $\propto 1/\sqrt{Q^2}$ ) wechselwirkt das Photon oder das  $Z^0$  mit einem freien Parton (Quark) aus dem Proton (siehe Abbildung 2.1). Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion kann deshalb wie folgt parametrisiert werden:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{NC}}}{dx dQ^2} = \sum_{a \in \{q, \bar{q}, g\}} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_a(\xi) \frac{d^2\sigma_a(\frac{x}{\xi}, Q^2)}{d\xi dQ^2} \quad (2.29)$$

Der Faktor  $f_a(\xi)$  ist die Wahrscheinlichkeitsdichte ein Parton einer bestimmten Sorte  $i$  mit dem Impulsbruchteil  $\xi$  im Proton zu finden und wird Partondichte(-Funktion) genannt. Wenn wir die im letzten Abschnitt angesprochene Näherung für  $Q^2 \ll M_Z^2$  ausführen, erhalten wir aus Gleichung (2.24):

$$\frac{d^2\sigma_{\text{NC}}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[ (1-y + \frac{y^2}{2})F_2 - \frac{y^2}{2}F_L \right] \quad (2.30)$$

$$= \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} [(1-y)F_2 + xy^2F_1] \quad (2.31)$$

In dieser Näherung gilt:  $\tilde{F}_L \equiv F_L = F_2 - 2xF_1$ .  $F_1$  und  $F_2$  beschreiben transversale und longitudinale Beiträge zum Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{NC}} = \sigma_{\text{T}} + \sigma_{\text{L}}$ :  $F_1$  die transversalen Beiträge ( $\sigma_{\text{T}}$ ) und  $F_2$  die Summe ( $\sigma_{\text{T}} + \sigma_{\text{L}}$ ).

Setzen wir die Gleichung für die elastische Streuung von Leptonen und Quarks [21, 31] in Gleichung (2.29) ein, so erhalten wir nach Integration:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{NC}}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[ 1 - y + \frac{y^2}{2} \right] \sum_a e_a^2 f_a(x) \quad (2.32)$$

Vergleichen wir nun die letzte Gleichung (2.32) mit Gleichung (2.31) so finden wir:

$$\frac{F_2}{x} = 2 \cdot F_1 = \sum_a e_a^2 f_a(x) \quad (2.33)$$

Das Quark-Parton Modell ermöglicht also eine einfache Beschreibung der Strukturfunktionen durch die Partondichte Funktionen  $f_a(x)$ . Die Gleichung (2.33) liefert die Vorhersage des QPM, daß die Strukturfunktionen unabhängig von  $Q^2$  sind. Das QPM ist damit konsistent mit den Messungen am SLAC [29].

Die Beziehung  $F_2 = 2 \cdot x \cdot F_1$  ist unter dem Namen *Callan-Gross Beziehung* bekannt [32]. Sie ist nur dann gültig, wenn die Quarks die einzigen Konstituenten des Protons sind und spiegelt den Spin der Quarks wider. Daraus folgt dann auch, daß  $F_L = F_2 - 2xF_1 = 0$  ist und die longitudinale Absorptionskomponente des Wirkungsquerschnitts verschwindet.

Wenn Quarks und Antiquarks die einzigen Konstituenten des Protons sind, müssen sie auch den gesamten Impuls des Protons tragen. Messungen haben aber gezeigt:

$$\sum_q \int_0^1 dx x(q(x) + \bar{q}(x)) \approx 0.5 \quad (2.34)$$

Die Summe  $q$  läuft über alle Quarksorten. Das bedeutet, daß alle Impulse der Quarks im Proton zusammen nur etwa die Hälfte des Impulses des gesamten Protons haben. Die QCD erklärt dieses Defizit durch die Existenz zusätzlicher neutraler Partonen im Proton: den Gluonen.

Die Vorhersage des Skalenverhaltens der Strukturfunktionen durch das QPM ist durch neuere Messungen in einem größeren kinematischen Bereich auch durch die H1-Kollaboration [20] widerlegt worden.

### Strukturfunktionen in der Quanten-Chromodynamik

Die Skalenverletzung der Strukturfunktionen kann durch die QCD erklärt werden. Auch das inkonsistente Ergebnis für Gleichung (2.34), das dadurch entsteht, weil nur die Impulse der Quarks in der Rechnung berücksichtigt wurden, kann mit Hilfe der QCD verstanden werden. Einige wichtige Merkmale der QCD sind [21, 31, 33]:

- Quarks tragen neben der elektrischen Ladung noch eine zusätzliche Farbladung (rot, grün oder blau), die Ladung der starken Wechselwirkung.
- Die starke Wechselwirkung wird durch acht verschiedene farbige Gluonen vermittelt. Sie sind masselos und haben Spin 1, d.h., sie sind Bosonen.
- Da Gluonen selbst eine Farbladung tragen, können sie mit sich selbst wechselwirken. Sie haben keine elektrische Ladung.

Um einen Wirkungsquerschnitt in der QCD zu berechnen, müssen wir über den gesamten Phasenraum für alle Quarks und Gluonen integrieren. Diese Integrale sind divergent. Damit diese Integrale berechnet werden können, wird der divergente Teil ausgeklammert (dimensionale Regularisierung [34]). Dadurch wird der berechnete Wirkungsquerschnitt aber abhängig von der Energieskala  $\mu_r^2$ , die bei der Regularisierung benutzt worden ist. Diese unphysikalische Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Skala  $\mu_r^2$  wird durch die Einführung einer effektiven Kopplungsstärke und effektiven Partonmassen kompensiert (Renormierung)<sup>5</sup>. Die Renormierungsskala  $\mu_r^2$  wird üblicherweise mit einer typischen, prozeßrelevanten Energieskala identifiziert. Im inklusiven ep-Wirkungsquerschnitt wird deshalb  $\mu_r^2 \equiv Q^2$  benutzt. Die  $Q^2$ -Abhängigkeit der effektiven Kopplungsstärke  $\alpha_s(Q^2)$  kann in erster Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  folgendermaßen berechnet werden:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12 \pi}{(33 - 2 n_a) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (2.35)$$

mit  $n_a \simeq$  Anzahl der Quarksorten  $a$ ,  
 $\Lambda \simeq$  freier Parameter der QCD, der durch experimentelle Messungen bestimmt werden muß [21].

<sup>5</sup>Effektive Größen zu definieren bedeutet, daß diese auch von der Renormierungsskala  $\mu_r^2$  abhängen. Eine genauere Beschreibung ist in [21], [31] oder [33] zu finden.

## 2.2. DER TOTALE WIRKUNGSQUERSCHNITT

Einen störungstheoretischen Ansatz im Rahmen der QCD zu formulieren erfordert, daß  $\alpha_s$  klein sein muß. Für  $Q^2 \rightarrow \Lambda$  divergiert  $\alpha_s(Q^2)$  in Gleichung (2.35). Im Grenzwert von  $Q^2 \rightarrow \infty$  strebt die Kopplungsstärke  $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$ . Bei hohen Impulsüberträgen sind die Quarks also *asymptotisch frei* und eine störungstheoretische Rechnung ist möglich. Bei großen Abständen wird  $\alpha_s$ , die Kopplungsstärke, immer größer, so daß es nicht möglich ist, ein einzelnes stabiles farbiges Parton nachzuweisen. Dieses Verhalten heißt Confinement<sup>6</sup>.

Mit den Modifikationen des QPM durch die QCD, beispielsweise dem Vorhandensein von Gluonen neben den Quarks im Proton, kann das Quark-Parton Modell als niedrigste Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^0)$  eines QCD-Prozesses verstanden werden. Die Summe der Konstituenten des Protons (Quarks *und* Gluonen) können jetzt auch dessen Impuls widerspiegeln (vgl. Gleichung (2.34)). Die Skalenverletzung der Strukturfunktionen bei hohem und niedrigem  $x$  kann dadurch erklärt werden, daß im Rahmen der QCD Quarks Gluonen abstrahlen können, die sich wiederum in Quark/Anti-Quark Paare aufspalten können. Wenn die Auflösung bei einer tiefinelastischen Streuung durch höheres  $Q^2$  besser (höher) wird, können mehr Gluonabstrahlungen und Quark/Anti-Quark Paare aufgelöst werden. Die Anzahl der Partonen, die den Protonimpuls tragen, nimmt zu, die Wahrscheinlichkeit, ein Parton mit hohem  $x$  zu finden, dadurch jedoch ab. Die Wahrscheinlichkeit, ein Parton mit kleinerem  $x$  bei hohem  $Q^2$  zu finden, nimmt zu. Das führt dazu, daß die Strukturfunktionen im QCD-Bild eine  $Q^2$ -Abhängigkeit haben.

Im QCD-Bild haben die Partondichten eine zusätzliche Abhängigkeit von der *Faktorisierungsskala*  $\mu_f$ . Sie definiert die Grenze, bei der eine Unterscheidung zwischen lang- und kurzreichweitigen Wechselwirkungen getroffen wird. Wenn die relevante Skala für einen QCD-Prozeß (z.B. eine Gluon-Abstrahlung) größer als  $\mu_f$  ist, wird dieser Prozeß als störungstheoretisch berechenbar behandelt. Alle Partonabstrahlungen mit einer Skala kleiner als  $\mu_f$  werden in die Partondichte  $f_a(x, \mu_f)$  absorbiert [31]. Wie schon für die Renormierungsskala  $\mu_r$  wird üblicherweise auch  $Q^2$  für den inklusiven ep-Wirkungsquerschnitt als Faktorisierungsskala  $\mu_f$  verwendet.

Die Bestimmungsgleichungen der Strukturfunktionen (z.B. Gleichung (2.33) ) müssen im QCD-Bild modifiziert werden.

$$F(x) \rightarrow F(x, Q^2) \quad (2.36)$$

$$f_a(x) \rightarrow f_a(x, Q^2) \quad (2.37)$$

mit  $F \simeq$  Strukturfunktion  
 $f_a \simeq$  Partondichte der Partonsorte  $a \in \{q, \bar{q}, g\}$

### Die DGLAP-Gleichungen

Um Wirkungsquerschnitte auszurechnen, müssen die Partondichten  $f_a(x, Q^2)$  bekannt sein. Die QCD kann eine Vorhersage für die Entwicklung der Partondichten ausgehend von einer Partondichte  $f_a(x, Q^2 = Q_0^2)$  bei einem bestimmten Wert  $Q_0^2$  machen. Die Partondichte

<sup>6</sup>engl.: to confine = begrenzen, einschränken, einsperren [17]

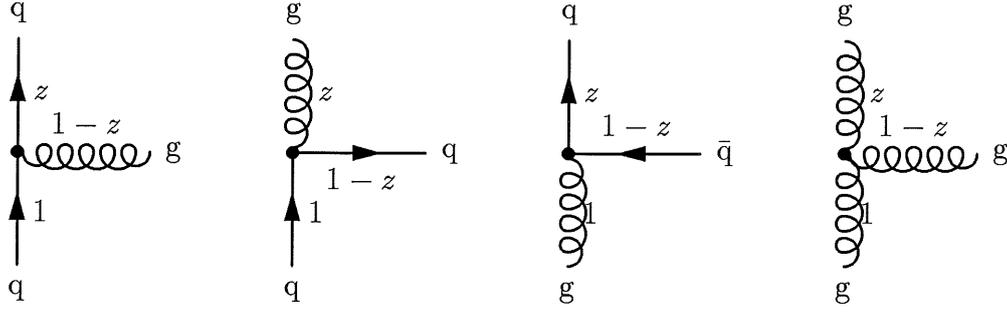


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme der niedrigsten Ordnung für die Splitting-Funktionen (von links nach rechts):  $P_{gq}$ ,  $P_{qq}$ ,  $P_{q\bar{q}}$  und  $P_{gg}$ .

$f_a(x, Q_0^2)$  muß experimentell bestimmt werden. Die DGLAP-Gleichungen <sup>7</sup> sind Differentialgleichungen mit denen eine Vorhersage für die Entwicklung der Partondichten gemacht werden können. Ihre Definition lautet [35, 36, 37]:

$$\frac{dq_a(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[ q_a(\xi, Q^2) P_{qq} \left( \frac{x}{\xi}, \alpha_s \right) + g(\xi, Q^2) P_{qg} \left( \frac{x}{\xi}, \alpha_s \right) \right] \quad (2.38)$$

$$\frac{dg(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \left[ \sum_a q_a(\xi, Q^2) P_{gq} \left( \frac{x}{\xi}, \alpha_s \right) + g(\xi, Q^2) P_{gg} \left( \frac{x}{\xi}, \alpha_s \right) \right] \quad (2.39)$$

mit  $a \simeq$  alle Quarksorten, über die summiert wird,  
 $q_a(\xi, Q^2) \simeq$  Partondichte-Funktion der Quarksorte  $a$   
 $g(\xi, Q^2) \simeq$  Partondichte-Funktion für Gluonen  
 $P_{ij}(\frac{x}{\xi}, \alpha_s) \simeq$  Splitting-Funktion.

Die Splitting-Funktion  $P_{ij}$  geben die Wahrscheinlichkeit an, ob ein Tochter-Parton  $i$ , das durch eine Aufspaltung entstanden ist, einen Impulsbruchteil  $z$  von dem Mutter-Parton  $j$  trägt (vgl. Abbildung 2.2). Die möglichen Prozesse bei der Aufspaltung eines Partons sind:

$$q \rightarrow qg \quad (2.40)$$

$$g \rightarrow q\bar{q} \quad (2.41)$$

$$g \rightarrow gg \quad (2.42)$$

Die Splitting-Funktionen können perturbativ berechnet werden [38]. Für  $z = \frac{x}{\xi}$  gilt:

$$P_{ij}(z, \alpha_s) = P_{ij}^{(0)}(z) + \left( \frac{\alpha_s}{2\pi} \right) P_{ij}^{(1)}(z) + \left( \frac{\alpha_s}{2\pi} \right)^2 P_{ij}^{(2)}(z) + \dots \quad (2.43)$$

mit  $P_{ij}^{(n)}(z) \simeq$  Splitting-Funktionen  $P_{ij}(z)$  der Ordnung  $n$ .

<sup>7</sup>nach Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi

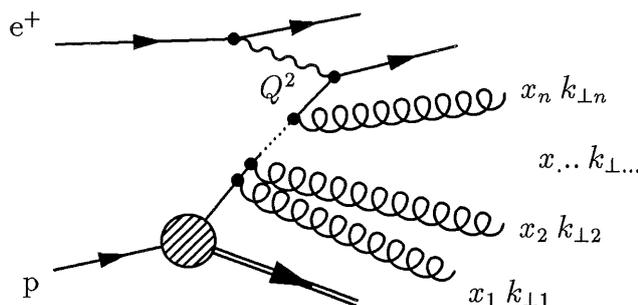


Abbildung 2.3: Leiter-Diagramm mit  $n$  Gluon Abstrahlungen. Die transversalen Impulse  $k_{\perp i}$  sind streng aufsteigend geordnet.

Die DGLAP-Gleichung kann mit Hilfe der Leading-Log-Approximation (LLA) hergeleitet werden. In dieser Näherung werden nur Beiträge zu den Strukturfunktionen mit Logarithmen der Ordnung  $\mathcal{O}([\alpha_s \ln Q^2]^n)$  in einer gegebenen Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^n)$  berücksichtigt und Terme in der gleichen Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^n)$  mit Logarithmus-Termen höherer Ordnung vernachlässigt. In einer Feldtheorie mit asymptotischer Freiheit wie der QCD (vgl. Kapitel 2.2) ist diese Näherung asymptotisch exakt. Eine Voraussetzung für die Gültigkeit der LLA ist die strenge Ordnung der transversalen Impulse  $k_{\perp i}$  (siehe Abbildung 2.3) [38]:

$$k_{\perp 1}^2 \ll k_{\perp 2}^2 \ll \dots \ll k_{\perp n}^2 \ll Q^2 \quad (2.44)$$

Für die longitudinalen Impulskomponenten  $x_i$  gilt:

$$x_1 < x_2 < \dots < x_n \quad (2.45)$$

Die LLA ist nur gültig in Bereichen relativ großer Werte von  $x$  ( $x > 10^{-4}$ ), für die Terme  $\propto \ln \frac{1}{x}$  nicht zu groß werden [39]. Für den Bereich kleiner  $x$  wurden andere Näherungsmethoden vorgeschlagen, beispielsweise die BFKL-Gleichung [40, 41].

## 2.3 Jets in der QCD

In den vielen Teilchen, die bei einer tiefinelastischen Streuung entstehen, können wir mit Hilfe einer Darstellung eines tiefinelastischen Ereignisses (Abbildung 2.4) schon mit bloßem Auge kollimierte Teilchenstrahlen entdecken: diese werden als *Jets* bezeichnet. Jets ermöglichen die Untersuchung von hochenergetischen Quarks und Gluonen, die aufgrund des Confinements nicht als freie Teilchen detektiert werden können (vgl. Abschnitt 2.2).

Bei hohen Energien, d.h., bei kleinen Abständen sind die Partonen asymptotisch frei und ihre Wechselwirkungen untereinander können störungstheoretisch mit Hilfe der QCD berechnet werden. Wenn die Teilchen durch die Streuung immer größere Abstände untereinander bekommen, entstehen aus ihnen farblosen Hadronen. Dieser Prozeß wird auch Hadronisierung genannt.

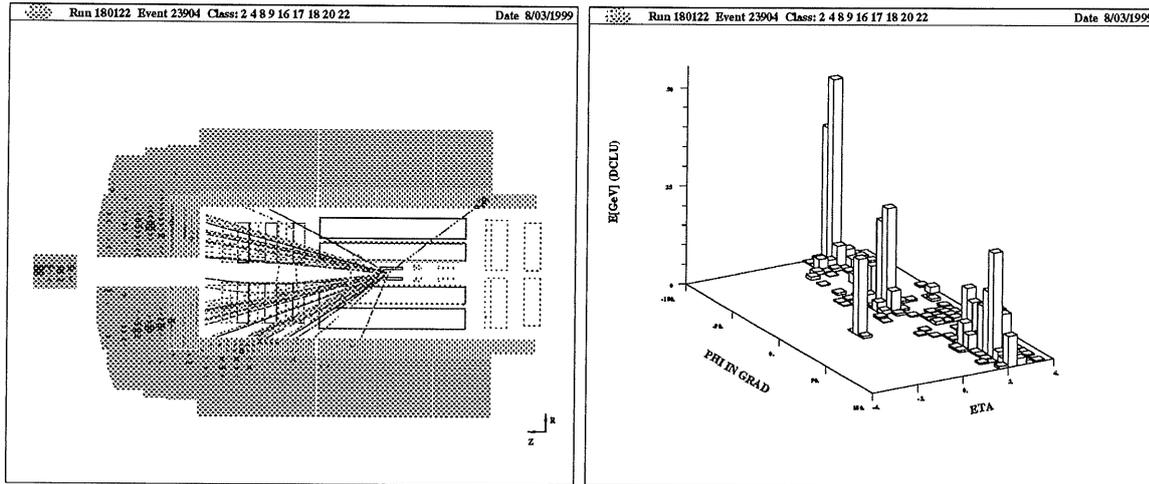


Abbildung 2.4: Ein DIS 3-Jet Ereignis im H1-Detektor (links) und eine Darstellung der im Detektor deponierten Energie (rechts). Der Impulsübertrag bei diesem Ereignis beträgt:  $Q^2 = 237 \text{ GeV}^2$ .

Die aus den Partonen entstandenen Hadron-Jets tragen aber immer noch Informationen über ihre Wechselwirkungen bei kleinen Abständen. Durch Jet-Algorithmen wird versucht, die Hadronen im Endzustand einer tiefinelastischen Streuung möglichst so zusammenzufassen, daß die resultierenden Jets den zugrunde liegenden harten QCD-Prozeß widerspiegeln.

### 2.3.1 Das LO-Bild von Jets

Mit Leading Order (LO) wird die führende Ordnung in einem störungstheoretisch berechenbaren QCD-Prozeß bezeichnet<sup>8</sup>. In DIS kann es verschiedene Multiplizitäten von hadronischen Jets im Endzustand geben. Das entspricht dann in LO-Rechnungen verschiedenen Ordnungen  $\alpha_s$ . Der allgemeine Jet-Wirkungsquerschnitt lautet [42]:

$$\sigma_{\text{had}}^{\text{LO}}[n\text{-jet}] = \sum_a \int_0^1 d\xi \int d\text{PS}^{(k'+n)} f_a(\xi, \mu_f) \cdot \alpha_s^{n-1}(\mu_r) \hat{\sigma}_{a \rightarrow n \text{ partons}}^{\text{LO}}(k + p \rightarrow k' + p_1, \dots, p_n) J_{n \leftarrow n}(\{p_i\}) \quad (2.46)$$

<sup>8</sup>engl.: Leading Order = führende Ordnung

### 2.3. JETS IN DER QCD

mit	$a$	$\simeq$	alle Partonen ( $q, \bar{q}, g$ ), über die summiert wird,
	$\xi$	$\simeq$	Impulsbruchteil des Protons, der vom wechselwirkenden Parton in den harten QCD-Prozeß eingeht,
	$dPS^{(k'+n)}$	$\simeq$	lorentz-invariantes Phasenraumelement für $n+1$ Teilchen (das gestreute Elektron und $n$ Jets),
	$f_a(\xi, \mu_f)$	$\simeq$	Partondichte Funktion,
	$\hat{\sigma}_{LO}$	$\simeq$	LO Wirkungsquerschnitt für $n$ Partonen im Endzustand (für $\alpha_s \equiv 1$ ),
	$J_{n \leftarrow n}(\{p_i\})$	$\simeq$	Funktion die u.a. den Jetalgorithmus enthält.

Das lorentz-invariante Phasenraumelement hat die Form:

$$dPS^{(k'+n)} = \delta^4(p + k - k' - \sum_{i=1}^n p_i) 2\pi \frac{d^3 k'}{2E'} \prod_i^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} \quad (2.47)$$

$E'$  ist dabei die Energie des gestreuten Elektrons und  $E_i$  sind die Energien der  $i$  Hadronen im Endzustand.

Die Funktion  $J_{n \leftarrow n}(\{p_i\})$  hat den Wert Eins, wenn aus einer Konfiguration aus  $n$  Partonen auch  $n$  Jets gebildet werden und die Jets sämtliche Winkel- und Energieschnitte passieren. Ansonsten hat sie den Wert Null. Die Funktion ist so definiert, daß Phasenraumbereiche ausgeschlossen werden, in denen  $\hat{\sigma}_{LO}$  divergent ist ( $\rightarrow$  infrarote und kollineare Divergenzen). Eine relevante Skala  $\mu_f$  für die Berechnung von Jet-Wirkungsquerschnitten ist die transversale Energie  $E_T$  der Jets relativ zur Flugrichtung der Protonen ( $z$ -Achse)<sup>9</sup>. Als Renormierungsskala  $\mu_r$  kann die transversale Energie  $E_T$  auch verwendet werden [43].

#### 2-,3- und 4-Jet Produktion

In niedrigster Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^0)$  ist maximal ein Jet im Endzustand vorhanden: das gestreute Quark (vgl. Abbildung 2.1):

$$e^- + q \rightarrow e^- + q \quad (2.48)$$

Zum 2-Jet Wirkungsquerschnitt (Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s)$ ) tragen zwei Prozesse bei (Abbildung 2.5):

$$e^- + q \rightarrow e^- + q + g \quad (\text{QCD} - \text{Compton}) \quad (2.49)$$

$$e^- + g \rightarrow e^- + q + \bar{q} \quad (\text{Boson} - \text{Gluon Fusion}) \quad (2.50)$$

Die 3-Jet Produktion wird in der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  (LO) durch drei mögliche Prozesse beschrieben:

$$e^- + q \rightarrow e^- + q + g + g \quad (2.51)$$

$$e^- + g \rightarrow e^- + q + \bar{q} + g \quad (2.52)$$

$$e^- + q \rightarrow e^- + q + q + \bar{q} \quad (2.53)$$

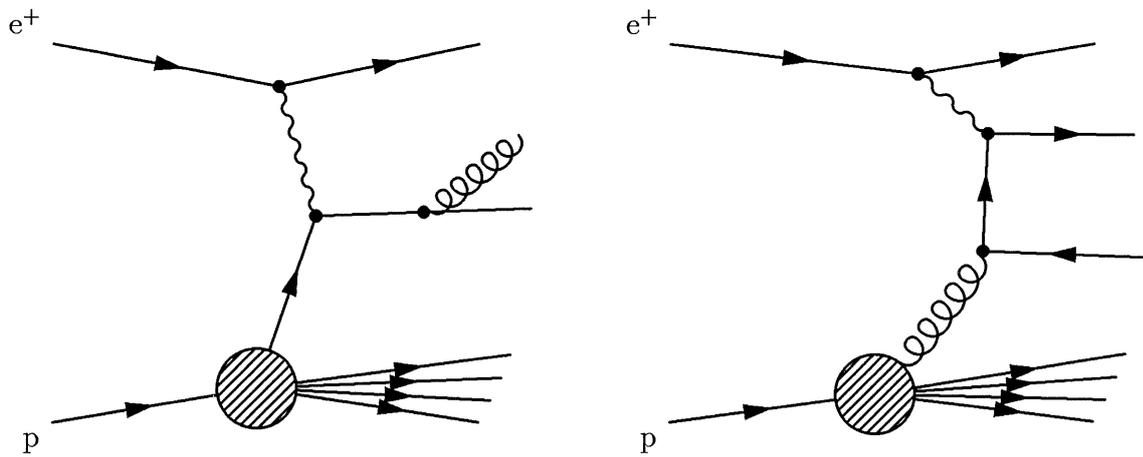


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramme der LO 2-Jet Produktion. Links der QCD-Compton Prozeß (QCDC) und rechts die Boson-Gluon Fusion (BGF).

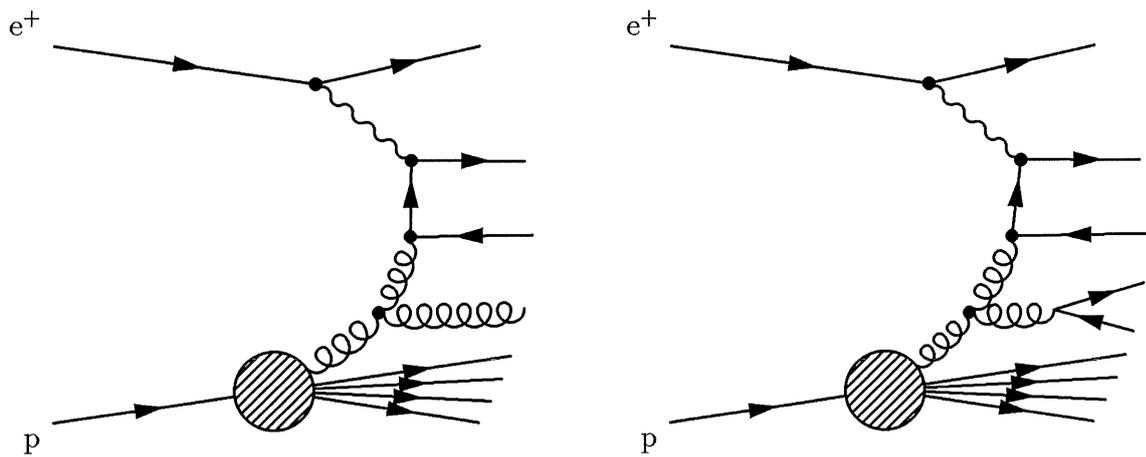


Abbildung 2.6: Ein möglicher Beitrag zur 3-Jet Produktion mit einem 3-Gluon Vertex (links). Auf der rechten Seite ist dieser Graph mit einem zusätzlichen Quark/Anti-Quark Splitting erweitert worden, so daß dieser Prozeß jetzt einen möglichen Beitrag zur 4-Jet Produktion darstellt.

## 2.3. JETS IN DER QCD

---

Durch Abstrahlung eines weiteren Gluons bei den relevanten Prozessen der 2-Jet Produktion (2.49), (2.50) erhalten wir die Prozesse (2.51), (2.52) in nächsthöherer Ordnung  $\alpha_s$ . Zum 3-Jet Wirkungsquerschnitt tragen auch Prozesse (2.52) mit einem 3-Gluon Vertex bei (vgl. Abbildung 2.6), die zum ersten Mal in Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  möglich sind. Es gibt insgesamt acht verschiedene Prozesse (Feynman-Diagramme), die zur 3-Jet Produktion beitragen. Die 4-Jet Produktion  $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$  hat im LO-Bild 4 verschiedene Beiträge:

$$e^- + q \rightarrow e^- + q + g + g + g \quad (2.54)$$

$$e^- + q \rightarrow e^- + q + q + \bar{q} + g \quad (2.55)$$

$$e^- + g \rightarrow e^- + q + \bar{q} + g + g \quad (2.56)$$

$$e^- + g \rightarrow e^- + q + \bar{q} + q + \bar{q} \quad (2.57)$$

Diese Prozesse entstehen zum Beispiel durch eine weitere Abstrahlung von Gluonen bei den LO 3-Jet Prozessen oder durch ein zusätzliches Quark/Anti-Quark Splitting<sup>10</sup> eines Gluons im Endzustand eines 3-Jet Prozesses (Abbildung 2.6). Zur 4-Jet Produktion tragen in LO insgesamt 54 verschiedene Prozesse (Feynman-Diagramme) bei.

### 2.3.2 Der inklusive $k_{\perp}$ -Jetalgorithmus

Bei der Suche nach Jet-Ereignissen gibt es zwei grundsätzlich unterschiedliche Typen von Jetalgorithmen, die Teilchen im Endzustand zu Jets zusammenzufassen. Mit Teilchen sind hier zum Beispiel Energie-Cluster im Detektor, Hadronen und Partonen in QCD-Rechnungen gemeint.

Die eine Klasse von Algorithmen kombiniert Teilchen zu Jets, die in einem vorher definierten geometrischen Kegel liegen und heißen *Cone-Algorithmen*<sup>11</sup>. Die Algorithmen dieser Klasse benötigen Eingabeparameter wie beispielsweise den Öffnungswinkel des Kegels, um eine Entscheidung treffen zu können, welche Teilchen zusammengefaßt werden.

Die zweite Klasse besteht aus *Cluster-Algorithmen*. Sie fassen nach einem Schema sukzessiv Teilchen zu Jets zusammen, bis ein Abbruchkriterium erfüllt ist.

Die Definition für den inklusiven  $k_{\perp}$ -Jetalgorithmus wurde von D. Ellis und E. Soper vorgeschlagen [44]. Um das Clustern von Teilchen zu Jets durchzuführen, benutzt der Algorithmus die Observablen  $E_T$ ,  $\Delta\eta$  und  $\Delta\phi$ .<sup>12</sup> Die Jet-Suche mit diesem Algorithmus funktioniert folgendermaßen:

1. Der Ausgangspunkt für die Jet-Suche ist eine Liste von Vierervektoren der Teilchen und eine leere Liste von Jets.

---

<sup>9</sup>Es gilt:  $E_T = E \sin \theta$ , mit  $E \simeq$  Energie und  $\theta \simeq$  Polarwinkel des Jets.

<sup>10</sup>Quark/Anti-Quark Splitting bedeutet:  $g \rightarrow q + \bar{q}$ .

<sup>11</sup>engl.: cone = Kegel

<sup>12</sup>Die Pseudo Rapidität wird mit Hilfe des Polarwinkels  $\theta$  definiert:  $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ .

2. Für jeden Eintrag  $i$  der Liste der Teilchen und auch für jede Kombination  $(i, j)$  aus dieser Liste werden folgende Größen berechnet:

$$d_i = E_{T,i}^2 R_0^2 \quad \text{und} \quad d_{ij} = \min(E_{T,i}^2, E_{T,j}^2) R_{ij}^2 \quad \text{mit} \quad R_{ij}^2 = \Delta\eta_{i,j}^2 + \Delta\phi_{i,j}^2 \quad (2.58)$$

3. Der kleinste berechnete Abstand aus allen  $d_i$  und  $d_{ij}$  wird  $d_{min}$  genannt.
4. Ist der kleinste Wert  $d_{min}$  ein Abstand  $d_{ij}$  zwischen zwei Teilchen, so werden diese beiden zu einem neuen Teilchen nach folgendem  $E_T$ -Rekombinationsschema<sup>13</sup> kombiniert:

$$E_{T,jet} = \sum_i E_{T,i}, \quad \eta_{jet} = \frac{\sum_i E_{T,i} \eta_i}{\sum_i E_{T,i}}, \quad \phi_{jet} = \frac{\sum_i E_{T,i} \phi_i}{\sum_i E_{T,i}}. \quad (2.59)$$

Die Summen laufen über alle Teilchen  $i$ . Nach der Kombination werden die beiden kombinierten Teilchen aus der Liste der Teilchen entfernt und die Kombination als neues Teilchen in die Liste der Teilchen aufgenommen.

5. Wenn der kleinste Wert von  $d_{min}$  aus der Größe  $d_i$  bestimmt worden ist, wird das Teilchen aus der Liste der Teilchen entfernt und in die Liste der Jets aufgenommen.
6. Die Cluster-Prozedur ist beendet wenn keine Teilchen mehr in der Liste der Teilchen vorhanden sind.

Die Jets, die zuletzt in die Liste der Jets aufgenommen werden, haben die höchsten transversalen Energien  $E_T$ . Durch diesen Algorithmus werden sukzessiv Teilchen mit einem Abstand  $R_{ij} < R_0$  zusammengefaßt, so daß nach der Cluster-Prozedur alle Jets einen Abstand  $R_{ij} > R_0$  untereinander haben. Der Wert von  $R_0$  wird auf eins gesetzt [45].

In [46] wurde gezeigt, daß im Vergleich zu anderen Algorithmen Jet-Wirkungsquerschnitte für den  $k_\perp$ -Jetalgorithmus am geringsten durch nicht perturbative Prozesse ( $\rightarrow$  Hadronisierungskorrekturen) beeinflußt werden.

### 2.3.3 Das Breit-System

Der inklusive  $k_\perp$ -Algorithmus kombiniert Jets aus Teilchen, die ins Breit-System geboostet<sup>14</sup> worden sind. In diesem Bezugssystem ist die transversale Energie  $E_T$  der Jets direkt korreliert zur Härte des zugrundeliegenden QCD-Prozesses. Die Definition des Breit-Bezugssystems lautet :

$$x\vec{P} + \frac{\vec{q}}{2} = 0 \quad (2.60)$$

Im Breit-System wird in niedrigster Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^0)$  das einlaufende Quark am Photon wie an einer Mauer reflektiert und besitzt keine transversale Energie. In Multi-Jet Ereignissen sind die transversalen Energien der Jets im Breit-System balanciert. Eine Skizze eines 3-Jet Ereignisses im Breit-System ist in Abbildung 2.7 zu sehen.

<sup>13</sup>Dieses Rekombinationsschema folgt der Snowmass-Konvention [45].

<sup>14</sup>Mit dem Begriff *Boost* wird eine Lorentztransformation bezeichnet [31, 33].

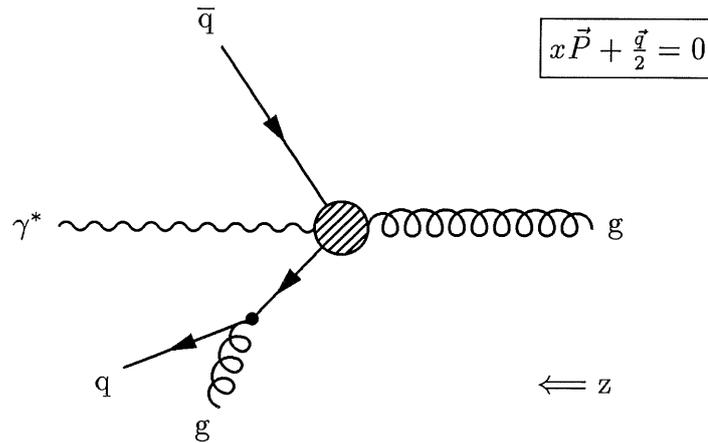


Abbildung 2.7: 3-Jet Produktion im Breit-System. Das von rechts einlaufende Gluon  $g$  hat den Impuls  $\vec{q}$ . Nach der Wechselwirkung sind 3 partonische Jets vorhanden. Die Summe ihrer transversalen Energien ist Null.

## 2.4 Theoretische Vorhersagen

Theoretische QCD-Vorhersagen zur Multi-Jet Produktion sind in verschiedenen Näherungen verfügbar. Zum einen gibt es Rechnungen ausgehend von Matrix-Elementen der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s)$ . Beiträge von höheren Ordnungen in  $\alpha_s$  werden durch die QCD motivierten Näherungsverfahren (Parton-Kaskade) berechnet. Andererseits gibt es auch Rechnungen, in denen die exakten Matrix-Elemente des Prozesses in LO dazu benutzt werden, Wirkungsquerschnitte auszurechnen. Die Berechnung der Multi-Jet Wirkungsquerschnitte wird mit Monte-Carlo Computerprogrammen durchgeführt, da die Rechnungen sehr aufwendig sind und zum Teil nicht analytisch durchgeführt werden können.

### 2.4.1 Monte-Carlo Programme mit Parton-Kaskade

Die verschiedenen Monte-Carlo Programme mit Parton-Kaskade verwenden unterschiedliche Verfahren, um Beiträge höhere Ordnungen  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  zu berücksichtigen. Mit diesen Näherungen wird versucht, das Verhalten der Partonen so nachzubilden, wie eine exakte QCD-Rechnung es vorhersagen würde.

Quantenmechanische Interferenz-Effekte<sup>15</sup> werden bei den Rechnungen mit QCD Matrix-Elementen automatisch berücksichtigt. Da die Abstrahlung von Gluonen oder ein Quark/Anti-Quark Splitting durch Wahrscheinlichkeitsamplituden bei der Parton-Kaskade bestimmt werden, sind Interferenzeffekte zwischen den Partonen nicht natürlich, wie bei den QCD-Matrix Rechnungen, eingebaut. Durch Einschränkungen im erlaubten Phasenraum für die Abstrahlung von Gluonen kann zum Beispiel die destruktive Interferenz nachmodelliert werden.

<sup>15</sup>Diese Effekte werden auch als Farb-Kohärenz zwischen Partonen bezeichnet (engl.: color coherence).

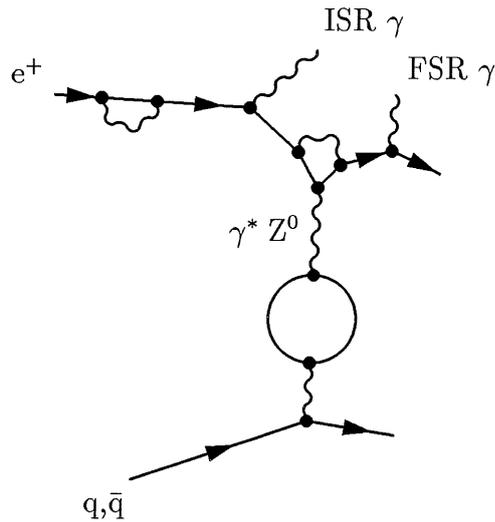


Abbildung 2.8: DIS-Prozeß mit einigen möglichen QED-Korrekturen. Neben ISR- und FSR-Abstrahlungen von Photonen sind auch virtuelle QED-Korrekturen eingezeichnet.

Aufeinanderfolgende Abstrahlungen finden dadurch immer unter kleiner werdenden Winkeln statt <sup>16</sup>.

Die Simulation von physikalischen Ereignissen mit Computerprogrammen, beispielsweise die Simulation einer Messungen mit dem H1 Detektor, kann in verschiedene Schritte eingeteilt werden:

1. Die Berechnung des leptonischen Vertex: Vor und nach der Wechselwirkung des Elektrons durch ein Photon  $\gamma$  oder ein  $Z^0$  mit einem Parton ( $q$  oder  $\bar{q}$ ) sind QED-Prozesse höherer Ordnung möglich<sup>17</sup>. Eine Abstrahlung von weiteren Photonen vor und nach der Wechselwirkung oder virtuelle QED-Korrekturen werden durch Programme wie HERACLES<sup>18</sup> [48] berechnet. Photonen, die vor der Wechselwirkung abgestrahlt werden, heißen ISR-Photonen (engl.: **I**nitial **S**tate **R**adiated photons). Nach der Wechselwirkung werden sie FSR-Photonen (engl.: **F**inal **S**tate **R**adiated photons) genannt. Einige der Korrekturen, die mit HERACLES berechnet werden können, sind in Abbildung 2.8 eingezeichnet. Als Interface zu den QCD Monte-Carlo Programmen wird das Programm DJANGO (Version 6.2) [49] verwendet.
2. perturbative Berechnung der QCD-Matrizen  $\mathcal{O}(\alpha_s)$
3. Parton-Kaskade (Modellierung höherer Ordnungen  $\mathcal{O}(\alpha_s^m)$ )

<sup>16</sup>Diese Winkelordnung wird auch als *Angular Ordering* bezeichnet [38, 47].

<sup>17</sup>Eine detaillierte Beschreibung der Quanten-Elektrodynamik (QED) ist in [31, 33] zu finden.

<sup>18</sup>Zusammen mit LEPTO und ARIADNE wurde die Version 4.4 von HERACLES benutzt.

## 2.4. THEORETISCHE VORHERSAGEN

---

4. Hadronisierung: Die Hadronisierung der Partonen zu farbneutralen Teilchen ist perturbativ nicht berechenbar. Es gibt verschiedene Hadronisierungsmodelle mit denen es möglich ist, diesen Prozeß zu simulieren.
5. Die Simulation des Detektors: Der Einfluß des H1 Detektors auf die Messung des Endzustands der Teilchen wird mit dem Programm H1SIM durchgeführt<sup>19</sup>. Die Einflüsse der verschiedenen im Detektor verwendeten Materialien und Einschränkungen in der Akzeptanz des Detektors werden bei der Simulation auch berücksichtigt.

### LEPTO

Die Näherung, die in dem Monte-Carlo Programm LEPTO (Version 6.5) [51] verwendet wird, heißt MEPS<sup>20</sup> [52]. Sie beruht auf der LLA der DGLAP-Gleichungen (Kapitel 2.2). In dieser Näherung werden QCD-Abstrahlungen vor und nach dem harten Subprozeß berechnet<sup>21</sup>. Die Hadronisierung wird mit dem in dem Programm JETSET (Version 7.4) [53, 54] eingebauten LUND-Stringmodell [55] berechnet.

### HERWIG

Das HERWIG Monte-Carlo Programm (Version 5.9) [56] benutzt eine andere Implementierung der Parton-Schauer Näherung in der Kohärenzeffekte voll berücksichtigt werden. Die Hadronisierung in HERWIG wird mit dem CLUSTER-Fragmentations-Modell simuliert. In HERWIG werden keine QED-Korrekturen berechnet und es existiert auch kein Interface zu HERACLES wie beispielsweise DJANGO für LEPTO und ARIADNE.

### ARIADNE

Das Farb-Dipol Modell<sup>22</sup>, das im ARIADNE Monte-Carlo Programm (Version 4.08) [57] implementiert ist, simuliert mit Hilfe von unabhängigen strahlenden Dipolen, die zwischen farbigen Partonen aufgespannt sind, die Parton-Kaskade um höhere Ordnungen  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  zu berechnen [58, 59, 60]. Die erste Abstrahlung in der Kaskade wird korrigiert, um das Matrix-Element  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  zu reproduzieren [61]. Die Hadronisierung wird wie in LEPTO auch mit dem LUND-Stringmodell in JETSET (Version 7.4) berechnet.

### Hadronisierungsmodelle

Die Hadronisierung von Partonen zu farblosen Hadronen findet in kinematischen Bereichen (kleine Impulsüberträge, große Längenskalen) statt, bei denen perturbative Ansätze der QCD

---

<sup>19</sup>Das H1SIM-Programm verwendet das Programmpaket GEANT [50].

<sup>20</sup>engl.:Matrix Element Parton Shower

<sup>21</sup>Die Abstrahlungen heißen Initial State Parton Shower (ISPS) vor dem harten Subprozeß und Final State Parton Shower (FSPS) nachher.

<sup>22</sup>engl.:Color Dipol Modell, Abk.: CDM

versagen (Kapitel 2.2). Deshalb wird versucht, die Hadronisierung durch nicht-perturbative Ansätze im Rahmen der QCD zu modellieren.

**String-Modell:** Das String-Modell [55] beruht auf einem ähnlichen Ansatz wie das Farb-Dipol Modell von ARIADNE: Zwischen einem Quark/Anti-Quark Paar und zwischen einem Quark oder Anti-Quark und dem Protonrest bildet sich ein Farbfeld in der Form eines dünnen Farbschlauchs (Strings)<sup>23</sup> aus. Bewegen sich nun die beiden Teilchen, die den Farb-String erzeugen, auseinander, so erhöht sich die Energie im Farbfeld. Reicht die Energie, die gleichmäßig über den String verteilt ist, aus, eine neues Quark/Anti-Quark- oder Diquark-Paar zu erzeugen, so bricht der Farb-String auf und teilt sich in zwei Teile zwischen dem neu erzeugten Paar und jeweils einem der beiden vorherigen Paare auf. Der Prozeß stoppt, wenn die gesamte Energie verbraucht ist.

Sind im Endzustand der Partonkaskade auch Gluonen, die zwei Farben gleichzeitig haben, vorhanden, so bildet sich ein Farbstring zwischen einem Quark/Anti-Quark Paar und dem Gluon aus. Dieser Farbstring hat ein anderes Verhalten bei der Fragmentation als die oben beschriebenen. Damit ist es möglich, die Hadronisierung eines Gluons genauer zu modellieren [62].

Die entstandenen Fragmente werden in einem letzten Schritt zu Mesonen und Baryonen zusammengesetzt.

**Cluster-Modell:** Im Cluster-Modell [63] werden die Partonen zu Farb-Singulets zusammen gefaßt. Alle Gluonen werden nicht-perturbativ in Quark/Anti-Quark Paare aufgespalten. Als nächstes werden benachbarte Quark/Antiquark-Paare zu farblosen Clustern mit kleinen Massen kombiniert. Im letzten Schritt werden die Cluster als Überlagerung von Meson-Resonanzen interpretiert, die dann in stabile Hadronen zerfallen.

## 2.4.2 Rechnungen mit exakten Matrix-Elementen

Die exakte perturbative Rechnung in Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  erfordert eine Rechnung mit allen 2-Jet Produktions Matrix-Elementen. Eine Rechnung der Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  erfordert die Implementation aller 3-Jet Produktions Matrix-Elemente in das entsprechende Monte-Carlo Programm (siehe Kapitel 2.3.1). Programme, die diese exakten Rechnungen durchführen können, heißen LO-Programme. Sie kommen ohne die Parton-Kaskaden Näherung aus und beinhalten so am natürlichsten perturbative QCD zum Vergleich mit gemessenen Multi-Jet Wirkungsquerschnitten.

Es gibt auch Programme, die in der Lage sind, Beträge einer Ordnung höher als LO bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten miteinzubeziehen. Diese höhere Ordnung wird auch exakt berechnet. Die Programme werden als NLO-Programme<sup>24</sup> bezeichnet. Für eine NLO 2-Jet Vorhersage werden beispielsweise neben den LO 2-Jet Matrixelementen auch alle

---

<sup>23</sup>engl.: string = Saite [17]

<sup>24</sup>engl.:Next to Leading Order, Abk.:NLO

## 2.5. RATEN VON 3- ZU 2-JET EREIGNISSEN

---

LO 3-Jet Matrixelemente in die Berechnung der NLO 2-Jet Wirkungsquerschnitte einfließen. Die gemessenen 2- und 3-Jet Observablen dieser Analyse werden mit LO Rechnungen des Programms DISENT verglichen.

### DISENT

Das Programm DISENT [64] kann Parton-Wirkungsquerschnitte in LO für 2- und 3-Jet Produktion berechnen. Als Renormierungsskala  $\mu_r$  und Faktorisierungsskala  $\mu_f$  wird die mittlere transversale Energie der Jets verwendet (siehe Kapitel 2.3.1).

## 2.5 Raten von 3- zu 2-Jet Ereignissen

Das Verhältnis von 3- zu 2-Jet Wirkungsquerschnitten wird als *Rate* bezeichnet. Die Definition der Rate von 3- zu 2-Jet Wirkungsquerschnitten als Funktion der kinematischen Variablen  $Q^2$  und der invarianten n-Jet Masse  $M_{n\text{ Jet}}$  lautet:

$$R_{3/2}(Q^2) = \frac{\sigma_{3\text{jet}}(Q^2)}{\sigma_{2\text{jet}}(Q^2)} \quad (2.61)$$

$$R_{3/2}(M_{n\text{ jet}}) = \frac{\sigma_{3\text{jet}}(M_{3\text{jet}})}{\sigma_{2\text{jet}}(M_{2\text{jet}})} \quad (2.62)$$

## 2.6 Multi-Jet Variablen

Ein System von Variablen, die ein Multijetsystem charakterisieren können, wurde von S. Geer und T. Asakawa vorgeschlagen [65]. Ein System aus  $N$  Jets kann mit  $N$  Vierervektoren beschrieben werden. Durch die Impulserhaltung in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung reduziert sich die Anzahl von unabhängigen Variablen von  $4N$  auf  $(4N - 3)$ . Da das Multijet-System  $\phi$ -symmetrisch zur  $z$ -Achse ist, bleiben nur  $(4N - 4)$  unabhängige Variablen übrig.

Eine tiefinelastische Streuung von Teilchen 1 (Elektron) und Teilchen 2 (Proton) in einen Multiteilchenendzustand 3,4,5,6,... (Multijets) sieht schematisch folgendermaßen aus:

$$1 + 2 \quad \longrightarrow \quad 3 + 4 + 5 + 6 + \dots$$

Die Endzustände 3,4,5,6,... werden in ihrem Schwerpunktsystem (das Jet-Schwerpunktsystem) betrachtet und in der Energie geordnet. Der höchstenergetische Jet im Jet-Schwerpunktsystem hat die Bezeichnung 3.

Für die verschiedenen Multiplizitäten der Jets können wir jetzt, neben der invarianten Masse  $M_{Jet}$  des gesamten Multijet-Systems,  $(4N - 5)$  unabhängige weitere Variablen definieren.

### 2-Jet Ereignisse

$$1 + 2 \quad \longrightarrow \quad 3 + 4 \quad (2.63)$$

- Der Kosinus des Winkels zwischen der Protonflugrichtung ( $z$ -Achse) und dem höchst-energetischsten Jet (3):

$$\cos\theta^* \equiv \frac{\vec{P}_{AV} \cdot \vec{P}_3}{|\vec{P}_{AV}| \cdot |\vec{P}_3|} \quad (2.64)$$

Dabei ist  $\vec{P}_{AV}$  die Richtung des Hauptimpulsübertrags. Da die Energie bei HERA für die Protonen viel höher als für die leichteren Elektronen ist, kann in guter Näherung die Protonflugrichtung ( $z$ -Achse) als Referenzachse in den Gleichungen benutzt werden.

- Die beiden Massenanteile der einzelnen Jets an der Gesamtmasse des 2-Jet Ereignisses:

$$f_i \equiv \frac{m_i}{M_{2Jet}} \quad , \quad i = 3, 4 \quad (2.65)$$

Mit  $m_i$  wird die invariante Masse eines Jets bezeichnet. Diese beiden dimensionslosen Größen sind in dieser Analyse immer gleich Null, da die einzelnen Jets vom benutzten Jetalgorithmus immer masselos rekonstruiert werden. Deshalb wird im folgenden auf diese Größen nicht weiter eingegangen.

### 3-Jet Ereignisse

$$1 + 2 \quad \longrightarrow \quad 3 + 4 + 5 \quad (2.66)$$

- Die Dalitz-Variablen  $X_3, X_4$  und  $X_5$ :
  - Der normierte Anteil der Energie des höchstenergetischsten Jets (3) an der Jet Gesamtenergie:

$$X_3 \equiv \frac{2E_3}{E_3 + E_4 + E_5} = \frac{2E_3}{M_{3Jet}} \quad (2.67)$$

- Der normierte Anteil der Energie des zweithöchstenergetischsten Jets (4) an der Jet Gesamtenergie:

$$X_4 \equiv \frac{2E_4}{E_3 + E_4 + E_5} = \frac{2E_4}{M_{3Jet}} \quad (2.68)$$

Die dritte Variable  $X_5$  ist linear abhängig von den beiden anderen. Es gilt:

$$X_3 + X_4 + X_5 = 2 \quad (2.69)$$

- Der Kosinus des Winkels zwischen der Protonrichtung ( $z$ -Achse) und dem höchst-energetischsten Jet (3):

$$\cos\theta_3 \equiv \frac{\vec{P}_{AV} \cdot \vec{P}_3}{|\vec{P}_{AV}| \cdot |\vec{P}_3|} \quad (2.70)$$

## 2.6. MULTI-JET VARIABLEN

---

- Der Winkel  $\psi_3$  zwischen der Ebene, die durch die Protonrichtung und den höchstenergetischen Jet (3) aufgespannt wird und der Ebene, in der alle drei Jets liegen:<sup>25</sup>

$$\cos \psi_3 \equiv \frac{(\vec{P}_3 \times \vec{P}_{AV}) \cdot (\vec{P}_4 \times \vec{P}_5)}{|\vec{P}_3 \times \vec{P}_{AV}| \cdot |\vec{P}_4 \times \vec{P}_5|} \quad (2.71)$$

### 4-Jet Ereignisse

$$1 + 2 \longrightarrow 3 + 4 + 5 + 6 \quad (2.72)$$

Das 4-Jet System wird auf ein 3-Jet System reduziert.

1. Es werden die invarianten Massen aller 2-Jet Untersysteme des 4-Jet Ereignisses gebildet: (3,4), (3,5), (3,6), (4,5), (4,6) und (5,6)
2. Das System mit der kleinsten invarianten Masse wird durch Addition der Vierervektoren zu einem Jet (AB-Jet) kombiniert. Die beiden Jets, die den AB-Jet bilden, heißen Jet A und Jet B.

Damit kann das reduzierte 4-Jet System aus dem kombinierten Jet AB-Jet und den beiden anderen Jets (nicht die Jets A und B) definiert werden:

$$1 + 2 \longrightarrow 3' + 4' + 5' \quad (2.73)$$

Die Jets sind wieder in der Energie geordnet. Es gibt zusätzlich noch das AB-System, das aus den beiden Jets (A und B) besteht, die einen der Jets des reduzierten 4-Jet Systems gebildet haben. Die Multijet-Variablen für die beiden Systeme lauten:

- Die Dalitz-Variablen  $X_{3'}$  und  $X_{4'}$ :

$$X_{3'} \equiv \frac{2E_{3'}}{E_{3'} + E_{4'} + E_{5'}} = \frac{2E_{3'}}{M_{3'Jet}} \quad (2.74)$$

$$X_{4'} \equiv \frac{2E_{4'}}{E_{3'} + E_{4'} + E_{5'}} = \frac{2E_{4'}}{M_{3'Jet}} \quad (2.75)$$

Auch hier gilt:

$$X_3' + X_4' + X_5' = 2 \quad (2.76)$$

- $\cos \theta_{3'}$ :

$$\cos \theta_{3'} \equiv \frac{\vec{P}_{AV} \cdot \vec{P}_{3'}}{|\vec{P}_{AV}| \cdot |\vec{P}_{3'}|} \quad (2.77)$$

---

<sup>25</sup>Im Jet-Schwerpunktsystem liegen alle Jets immer in einer Ebene.

- $\cos \psi_{3'}$ :

$$\cos \psi_{3'} \equiv \frac{(\vec{P}_{3'} \times \vec{P}_{AV}) \cdot (\vec{P}_{4'} \times \vec{P}_{5'})}{|\vec{P}_{3'} \times \vec{P}_{AV}| \cdot |\vec{P}_{4'} \times \vec{P}_{5'}|} \quad (2.78)$$

Für das AB-System sind folgende Variablen definiert:<sup>26</sup>

- Die Dalitz-Variablen  $X_A$ :

$$X_A \equiv \frac{E_A}{E_A + E_B} \quad (2.79)$$

- Der Winkel  $\psi'_{AB}$  zwischen der Ebene, die durch die Protonrichtung und den AB-Jet aufgespannt wird, und der Ebene, in der Jet A und Jet B liegen:

$$\cos \psi'_{AB} \equiv \frac{(\vec{P}_A \times \vec{P}_B) \cdot (\vec{P}_{AB} \times \vec{P}_{AV})}{|\vec{P}_A \times \vec{P}_B| \cdot |\vec{P}_{AB} \times \vec{P}_{AV}|} \quad (2.80)$$

Für höhere Jet-Multiplizitäten können auch Variablen in der gleichen Art und Weise, wie für die 2-,3- und 4-Jet Variablen gezeigt wurde, definiert werden. Die in dieser Analyse zur Verfügung stehenden H1 Daten erlauben die Untersuchung von Multi-Jet Systemen mit bis zu 4 Jets im Endzustand.<sup>27</sup>

Die oben definierten Multijet-Variablen haben besondere Merkmale:

- Unterschiedliche Jet-Multiplizitäten können untersucht und verglichen werden. Ein  $n$ -Jet Ereignis kann zum Beispiel mit einem  $(n + 1)$ -Jet Ereignis verglichen werden.
- Sie spannen den ganzen  $(4N - 4)$  Multijet Phasenraum auf.

---

<sup>26</sup>Der Jet A hat per Definition eine höhere Energie als Jet B.

<sup>27</sup>Es handelt sich um eine inklusive Multi-Jet Messung, d.h., beispielsweise für ein selektiertes 3-Jet Ereignis folgt daraus, daß mindestens 3 Jets im Endzustand vorliegen.

# Kapitel 3

## Die Analyse der Daten

Mit der hohen Statistik der H1 Daten aus den Jahren 1995 bis 1997 ist zum ersten Mal die Messung von 3- und 4-Jet Wirkungsquerschnitten in tiefinelastischer Streuung möglich. Die Messung der Multi-Jet Variablen (Kapitel 2.6) für die 2-, 3- und 4-Jet Produktion wurde ebenfalls durchgeführt worden.

Für die genaue Messung der verschiedenen Observablen ist eine Auswahl von Ereignissen, zahlreiche technische Studien und eine Korrektur der gemessenen Daten notwendig. In diesem Kapitel werden diese Schritte beschrieben.

Zur Bestimmung der Korrekturfunktionen mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen ist es notwendig, daß die Monte-Carlo Generatoren Details der Ereignistopologien in den H1 Daten hinreichend genau beschreiben. Der Vergleich der H1 Daten mit den beiden Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE wurde für verschiedene Jet-Multiplizitäten durchgeführt. Die Beschreibung der gemessenen Daten durch die Monte-Carlo Generatoren ist auch für alle tiefinelastischen Ereignisse, die die Ausgangsbasis für die Jetsuche darstellen, untersucht worden. Eine Auswahl der wichtigsten Kontrollverteilungen für die gemessenen Multi-Jet Wirkungsquerschnitte wird präsentiert. Der Schwerpunkt der gezeigten Kontrollverteilungen liegt bei den 3-Jet Verteilungen.

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden die ausführlichen Studien zur Bestimmung der experimentellen Unsicherheiten der Messung dargestellt.

### 3.1 Die Auswahl von tiefinelastischen Ereignissen

Die Selektion von tiefinelastischen NC-Ereignissen (vgl. Kapitel 2.2) basiert auf der Identifikation des gestreuten Positrons im LAr-Kalorimeter und der Bestimmung des Wechselwirkungspunktes (Vertex) im H1-Detektor. Um Untergrundereignisse, d.h. alle nicht tiefinelastischen Ereignisse, zu unterdrücken und um hinreichend gut gemessene tiefinelastische Positron-Proton Ereignisse als Grundlage für die Analyse zu haben, werden bestimmte Anforderungen an die untersuchten H1-Daten gestellt.

### 3.1.1 Die Run-Selektion

Um sicherzustellen, daß die untersuchten Ereignisse umfassend im H1 Detektor gemessen werden konnten, wird verlangt, daß wichtige Detektorkomponenten zur Zeit der Datennahme funktionierten. Zu diesen Komponenten gehören beispielsweise das LAr-Kalorimeter und die Spurkammern CJC1, CJC2, CIP und COP, sowie das Luminositätssystem und das TOF-System. Die Selektion der Daten der vorliegenden Analyse wurde von B. Heinemann durchgeführt und ist detailliert in [66] beschrieben. Die selektierten H1 Daten der Jahre 1995 bis 1997 entsprechen einer integrierten Luminosität von  $\mathcal{L}_{\text{int}} \approx 33 \text{ pb}^{-1}$ .

### 3.1.2 Die Monte-Carlo Simulationen

Verteilungen der gemessenen Daten werden in diesem Kapitel mit simulierten Monte-Carlo Ereignissen verglichen. Dazu werden die Generatoren LEPTO und ARIADNE jeweils zusammen mit DJANGO eingesetzt (vgl. Kapitel 2.4.1). Die simulierten Ereignisse wurden entsprechend einer integrierten Luminosität von  $\mathcal{L}_{\text{int}} \approx 90 \text{ pb}^{-1}$  (LEPTO) und  $\mathcal{L}_{\text{int}} \approx 160 \text{ pb}^{-1}$  (ARIADNE), inklusive einer detaillierten Detektorsimulation, erzeugt.

### 3.1.3 Die Identifikation des gestreuten Positrons

Mit Hilfe des Algorithmus QESCAT [67] werden Positron-Kandidaten im Bereich des LAr-Kalorimeters selektiert. Als Kriterium dient die Form und die Isolation der Energiedeposition im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters.

#### Die Spur des Positrons

Neben einer Energiedeposition im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters sollte das gestreute Positron eine Spur im Spurkammersystem produzieren. Führt keine Spur zu einem Energiecluster im LAr-Kalorimeter, der als Positron-Kandidat selektiert wurde, so handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit nicht um ein Positron. Es könnte beispielsweise ein Photon oder ein neutrales Pion sein, das die Energiedeposition im Kalorimeter hinterlassen hat. Deshalb wird im Akzeptanzbereich des Spurkammersystems eine Spur verlangt, die in Richtung des Positron-Kandidaten zeigt [66]:

$$\text{dist}(\text{Cluster}, \text{Spur}) < 12 \text{ cm} \quad \text{wenn} \quad \theta_{\text{Positron}, \text{Cluster}} > 35^\circ$$

Falls dem Positron-Kandidaten eine Spur zugeordnet werden kann, werden der Polar- und Azimutalwinkel mit den Spurinformatoren rekonstruiert, sonst werden die Cluster-Informationen benutzt.

### 3.2 Der hadronische Endzustand

Es gibt unterschiedliche Methoden die Informationen des H1-Detektors über den hadronischen Endzustand zu Objekten auszuwerten. Es werden im folgenden drei unterschiedliche Methoden vorgestellt, die als Grundlage für die Rekonstruktion der Ereigniskinematik und die Jetsuche benutzt worden sind.

#### CLUSTER

Eine einfache Methode beruht darauf, ausschließlich die Informationen der Kalorimeter-Cluster (LAr-Kalorimeter, SPACAL, etc.) zu verwenden, um die Energie und den Impuls der Teilchen des hadronischen Endzustands zu bestimmen. In dieser Methode werden keine Spurinformatoren der Teilchen berücksichtigt.

In der Praxis zeigt sich, daß das LAr-Kalorimeter ein Schwellenverhalten für Hadronen mit kleinen Energien aufweist, so daß nicht die vollständige Energie des hadronischen Endzustands im Kalorimeter nachweisbar ist. Dies kann durch die Hinzunahme von Spurinformatoren korrigiert werden, wie es beispielweise bei der CLIM- und FSCOMB-Methode gemacht wird.

#### CLIM

Die CLIM-Methode<sup>1</sup> wurde von G. Knies vorgeschlagen und verwendet zusätzlich zu den Kalorimeter-Clustern auch Informationen der Teilchenspuren, um die Messung des hadronischen Endzustands zu verbessern [68]. Um zu vermeiden, daß Teilchenenergien doppelt gezählt werden, werden die Impulse aller Spuren, die einen Impuls  $p > 350$  MeV haben, auf den festen Wert  $p \equiv 350$  MeV herunterskaliert. Der hadronische Endzustand besteht dann aus der Menge der Vierer-Vektoren sämtlicher Cluster und (ggf. skalierten) Spuren. Der Endzustand, der durch die CLIM-Methode definiert wird, hat durch die Hinzunahme der Spuren grundsätzlich eine höhere Energie als der Endzustand der CLUSTER-Methode.

#### FSCOMB

Eine Methode, die ebenfalls die kalorimetrische Energiemessung mit der Impulsmessung des Spurkammersystems kombiniert, heißt FSCOMB<sup>2</sup> [69, 70]. Durch diesen Algorithmus, der für den H1 Detektor optimiert wurde, werden Spuren und Kalorimeter-Cluster zum hadronischen Endzustand kombiniert. Spuren mit einem transversalen Impuls  $p_T > 2$  GeV werden verworfen, da die Impulsauflösung des Spurkammersystems für hohe Spurimpulse schlechter wird. Alle Spuren, die einen transversalen Impuls kleiner als 2 GeV haben, werden für den hadronischen Endzustand zusammen mit der Energie, die im Kalorimeter gemessen wurde, berücksichtigt. Dabei ist notwendig zu verhindern, daß Energien doppelt gezählt werden.

---

<sup>1</sup>Cluster and Limited Momentum tracks

<sup>2</sup>Final State COMBined

Dazu werden im elektromagnetischen (hadronischen) Kalorimeter deponierte Energien verworfen, die in einem Zylinder von 15 (25) cm Radius in Richtung der Spur mit  $p_T < 2$  GeV liegen<sup>3</sup>. Nur in dem Fall, daß die gesamte Energie in beiden Zylindern größer als der zugehörige Spurimpuls ist, wird ausschließlich die kalorimetrische Energie berücksichtigt und die Spurinformaton verworfen. Die Kalorimeter-Cluster, die bei der FSCOMB-Methode verwendet werden, sind entsprechend der aktuellen Kalibration des LAr-Kalorimeters kalibriert worden (vgl. [20]).

Wie später in Kapitel 3.6 gezeigt wird, erlaubt die FSCOMB-Methode die beste Rekonstruktion des hadronischen Endzustands. Sie wird deshalb im weiteren verwendet, falls nicht explizit angegeben wird, daß die CLUSTER- oder CLIM-Methode angewendet wurde.

### 3.3 Die Definition des tiefinelastischen Phasenraums

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen  $Q^2$ ,  $x$  und  $y$  wird mit Hilfe der Elektron-Sigma-Methode durchgeführt. Sie hat für den untersuchten Phasenraum die beste Auflösung aller kinematischen Variablen (vgl. Kapitel 2.1.2 und [20]).

Der Phasenraum für diese Analyse wird durch zwei Schnitte definiert:

$$\begin{aligned} 150 \text{ GeV}^2 < Q_{e\Sigma}^2 < 5000 \text{ GeV}^2 \\ 0.2 < y_{e\Sigma} < 0.6 \end{aligned}$$

### 3.4 Die Selektion von Jets

Die Jets werden mit dem inklusiven  $k_{\perp}$ -Jetalgorithmus definiert (Kapitel 2.3.2). Dieser Algorithmus kann unterschiedlich definierte Objekte des hadronischen Endzustands (vgl. Kapitel 3.2) in verschiedenen Bezugssystemen zu Jets gruppieren. Das Breit-Bezugssystem wird als Bezugssystem für die Jetsuche benutzt (siehe Kapitel 2.3.3).

Damit die Meßergebnisse mit den Vorhersagen von perturbativen QCD-Rechnungen verglichen werden können, werden nur Jets mit hohen transversalen Energien  $E_T$  im Breit-System, selektiert:

$$E_T > 5 \text{ GeV}$$

Um die Begrenzung der Akzeptanz des H1-Detektors zu berücksichtigen, wird der Winkelbereich der Jets so eingeschränkt, daß die Jet-Achsen noch ausreichend weit im LAr-Kalorimeter liegen. Deshalb werden nur Jets akzeptiert, deren Pseudorapidität  $\eta_{\text{Lab}}$  im Laborsystem in folgendem Bereich liegen:

$$-1 < \eta_{\text{Lab}} < 2.5$$

---

<sup>3</sup>Die Achse des Zylinders ist durch die in das Kalorimeter verlängerte Teilchenspur gegeben.

## 3.5. DIE VERBESSERUNG DER QUALITÄT DER MESSUNG

---

Dies entspricht einem Bereich des Polarwinkels  $\theta_{\text{Lab}}$  von:

$$10^\circ \lesssim \theta_{\text{Lab}} \lesssim 140^\circ$$

Um eine wohldefinierte untere Grenze für die invariante Masse  $M_{n\text{ Jet}}$  des 2-,3- bzw. 4-Jet Systems zu haben wird ein minimaler Wert festgelegt:<sup>4</sup>

$$M_{n\text{ Jet}} > 25 \text{ GeV}$$

Im Zusammenhang mit der Messung der Multi-Jet Variablen bekommt dieser Selektionschnitt auf die invariante Masse noch eine weitere Bedeutung (siehe 3.7.3).

### 3.5 Selektionsschnitte zur Verbesserung der Qualität der Messung

Zur Reduzierung des Anteils von Untergrundereignissen und um die Bereiche schlechter Detektorakzeptanz auszuschließen, werden zusätzliche Selektionsschnitte durchgeführt.

#### 3.5.1 Der $(E - p_z)$ Schnitt

Bei Vernachlässigung der Massen von Positron und Proton gilt im Anfangszustand der Positron/Proton-Wechselwirkung:

$$\sum_i (E - p_z)_i = (E - p_z)_{\text{Proton}} + (E - p_z)_{\text{Positron}} = 2E_e = 55 \text{ GeV} \quad (3.1)$$

Die Summe läuft über alle Teilchen  $i$  im Anfangszustand. Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung sollte dieser Wert im Endzustand der Reaktion den gleichen Wert besitzen:

$$\sum_i (E - p_z)_i = 2E_e = 55 \text{ GeV} \quad (3.2)$$

Die Summe läuft über alle Teilchen  $i$  im Endzustand, einschließlich des gestreuten Positrons. Aus diesen Gründen wird für die selektierten Ereignisse verlangt [7]:

$$45 \text{ GeV} < \sum_i (E - P_z)_i < 65 \text{ GeV}$$

Dieser Schnitt verwirft Ereignisse, in denen Energie schlecht rekonstruiert wurde. Außerdem werden Untergrundereignisse verworfen, in denen beispielsweise das gestreute Positron unter  $\theta \approx 180^\circ$  gestreut wurde (also nicht detektiert wurde) und stattdessen ein Teilchen des hadronischen Endzustands als Positron-Kandidat akzeptiert wurde. In Abbildung 3.1 ist die  $(E - p_z)$ -Verteilung für alle 2- und 3-Jet Ereignisse dargestellt<sup>5</sup>. Beide Monte-Carlo Generatoren sind in der Lage die  $(E - p_z)$ -Verteilung für die 2- und 3-Jet Ereignisse auch außerhalb der Schnittgrenzen relativ gut zu beschreiben.

---

<sup>4</sup>Ein  $n$ -Jet System besteht aus *mindestens*  $n$  Jets.

<sup>5</sup>In diesem Kapitel sind alle Verteilungen nur mit statistischen Fehler gezeigt.

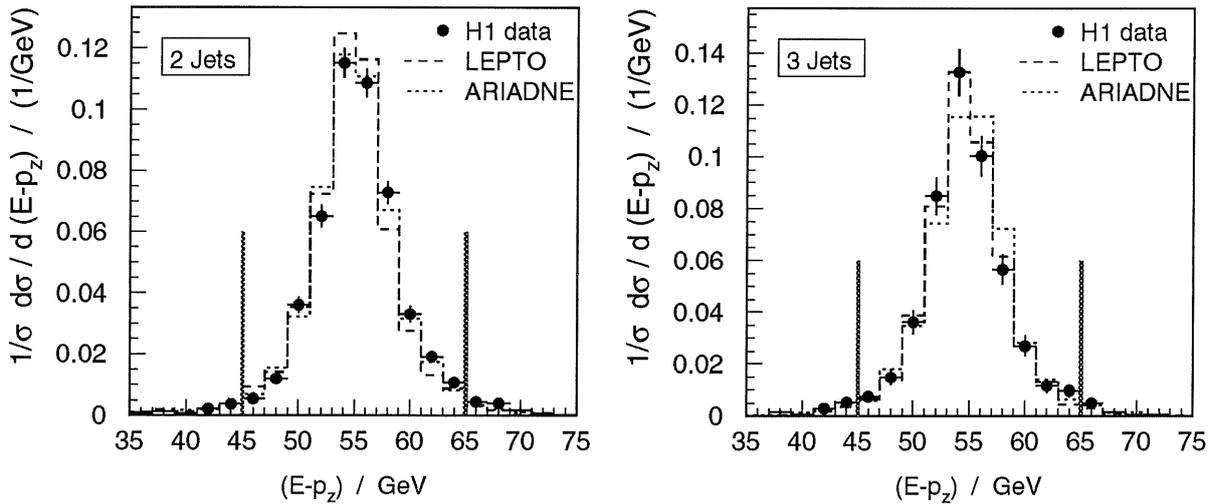


Abbildung 3.1: Die  $(E - p_z)$ -Verteilung für die H1 Daten und für die Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE mit den Schnittgrenzen. Links ist die Verteilung für die 2-Jet Ereignisse und rechts für die 3-Jet Ereignisse zu sehen.

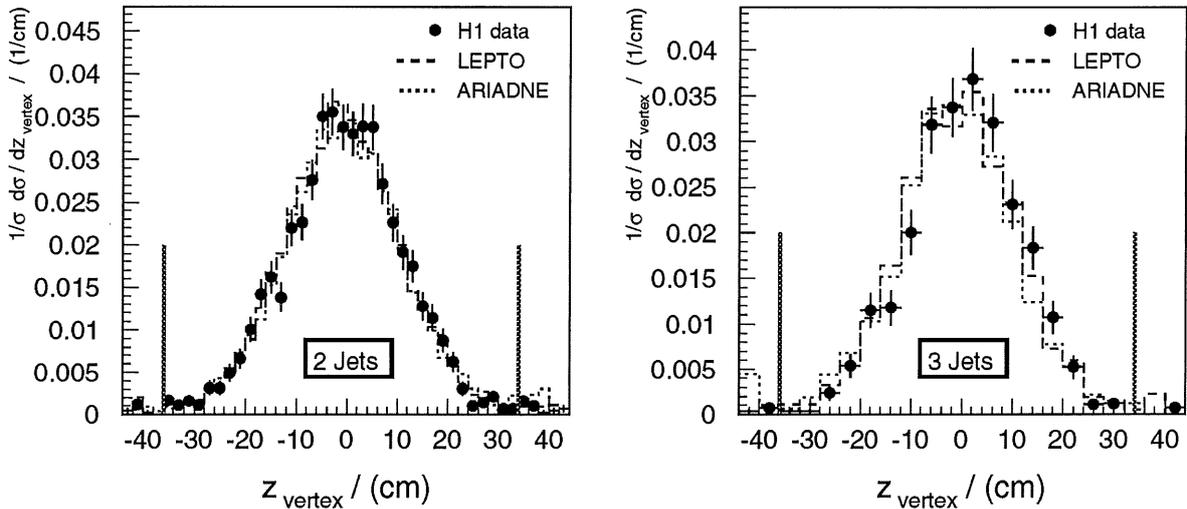


Abbildung 3.2: Links ist die Verteilung des  $z$ -Vertex für die 2-Jet Ereignisse und rechts für die 3-Jet Ereignisse zu sehen.

### 3.5.2 Der $z_{\text{vertex}}$ -Schnitt

Wegen der endlichen Ausdehnung der Teilchenpakete ist die Wechselwirkung zwischen den Positronen und Protonen gaußförmig um den nominellen Wechselwirkungspunkt (siehe Ab-

### 3.5. DIE VERBESSERUNG DER QUALITÄT DER MESSUNG

---

bildung 1.3) verteilt. Untergrundereignisse die von Wechselwirkungen von Positronen oder Protonen mit Restgas-Atomen oder der Strahlrohrwand herrühren, sind für alle Positionen des Ereignisvertex in  $z$ -Richtung gleich wahrscheinlich verteilt. Untergrundereignisse lassen sich dadurch unterdrücken, daß folgender Schnitt auf die Position des rekonstruierten  $z$ -Vertex angewendet wird:

$$-36 \text{ cm} < z_{\text{vertex}} < 34 \text{ cm}$$

Die  $z$ -Vertex Verteilung ist in Abbildung 3.2 für 2- und 3-Jet Ereignisse gezeigt. Die Verteilungen sind durch beide Monte-Carlo Generatoren, auch über die Schnittgrenzen hinaus, gut beschrieben.

#### 3.5.3 Das Bunchcrossing-Zeitfenster

Die Ereignisse, die von einer tiefinelastischen Wechselwirkung in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunktes herrühren, treten mit einem Takt von 96 ns auf. Untergrundereignisse, zum Beispiel kosmische Myonen und Strahl-Halo Myonen, treten nicht synchron mit dem Takt auf, mit dem sich die Positron- und Proton-Pakete durchdringen ( $\rightarrow$  Bunchcrossing siehe Kapitel 1.1). Deshalb werden zur Reduzierung von Untergrundereignissen drei Zeitfenster von ungefähr 20 ns definiert, in denen Ereignisse zugelassen werden. Die zentrale Spurkammer CJC liefert die Information über den Zeitpunkt (CJC-T0) der Wechselwirkung im H1 Detektor. Das aktuelle Bunchcrossing findet bei ungefähr 400 ticks<sup>6</sup> statt. Neben einem Zeitfenster für das aktuelle Bunchcrossing, werden zwei weitere Zeitfenster definiert, die einem früheren und einem späteren Bunchcrossing entsprechen [66]:

- $300 \text{ ticks} < \text{CJC} - \text{T0} < 500 \text{ ticks} \simeq$  das aktuelle Bunchcrossing
- $800 \text{ ticks} < \text{CJC} - \text{T0} < 1000 \text{ ticks} \simeq$  ein Bunchcrossing später
- $-200 \text{ ticks} < \text{CJC} - \text{T0} < 0 \text{ ticks} \simeq$  ein Bunchcrossing früher

#### 3.5.4 Photonabstrahlung des Positrons

Die Jetsuche findet im Breit-Bezugssystem statt (vgl. Kapitel 2.3.2). Dazu werden die Teilchen des hadronischen Endzustands durch eine Lorentztransformation in dieses System überführt. In der unmittelbaren Umgebung des gestreuten Positrons können sich Photonen befinden, die nach der tiefinelastischen Wechselwirkung vom Positron abgestrahlt wurden

---

<sup>6</sup>500 ticks entsprechen beim H1-Detektor 96 ns, dem zeitlichen Abstand zweier aufeinanderfolgender Teilchenpakete im HERA-Speicherring.

(FSR-Photonen vgl. Kapitel 2.4.1). Durch den Boost in das Breit-System können diese Photonen eine sehr hohe transversale Energie erlangen und könnten dadurch fälschlicherweise als Jets identifiziert werden. Deshalb werden Objekte des hadronischen Endzustands, die sich in einem Abstand  $\Delta R < 0.5$  um den Positroncluster befinden, vom hadronischen Endzustand ausgeschlossen [66]:

$$\Delta R_{\text{Positron, Teilchen}} = \sqrt{(\eta_{\text{Positron}} - \eta_{\text{Teilchen}})^2 - (\phi_{\text{Positron}} - \phi_{\text{Teilchen}})^2} > 0.5$$

### 3.5.5 Die Messung des gestreuten Positrons

Die Trigger für tiefinelastische Ereignisse beruhen auf der Erkennung einer hohen Energiedeposition im LAr-Kalorimeter. Die Informationen von verschiedenen Triggerelementen sind zu zwei Subtriggern S67 und S75 zusammengefaßt. Das Ansprechen einer dieser beiden Trigger wird für die Selektion eines Ereignisses verlangt. Um eine hohe Effizienz der verwendeten Trigger zu gewährleisten, werden ineffiziente Regionen durch Schnitte ausgeblendet. Außerdem werden Bereiche des LAr-Kalorimeters ausgeschlossen, in denen eine gute Energierekonstruktion des gestreuten Positrons nicht möglich ist.

#### Ineffiziente Triggerbereiche

Durch seinen geometrischen Aufbau hat das LAr-Kalorimeter Regionen, die nur eine unzureichende oder gar keine Messung des Positrons zulassen. Folgende Bereiche in der  $z$ - $\phi$  Ebene, die eine eingeschränkte Triggereffizienz aufweisen, werden ausgeblendet [66]:

- $-60 \text{ cm} < z_e < 20 \text{ cm}$  und  $-135^\circ < \phi_e < -112.5^\circ$
- $-120 \text{ cm} < z_e < 20 \text{ cm}$  und  $90^\circ < \phi_e < -112.5^\circ$
- $-90 \text{ cm} < z_e < -20 \text{ cm}$  und  $135^\circ < \phi_e < 157.5^\circ$

wobei  $z_e$  der mit der Spurinformation extrapolierte Auftreffpunkt des Positrons im Kalorimeter und  $\phi_e$  der Azimutalwinkel des Positrons ist.<sup>7</sup>

#### Die $\phi$ -und $z$ -Cracks

Jedes der acht Segmente des LAr-Kalorimeters ist in acht Oktanten eingeteilt (vgl. Kapitel 1.2.1). Im Übergangsbereich zwischen jeweils zwei Oktanten desselben Segments, den  $\phi$ -Cracks, ist die Vermessung des gestreuten Positrons ungenau, da sich am Rand der Oktanten vermehrt totes Material befindet und genau im Zwischenraum das Positron nicht nachgewiesen werden kann. Diese ineffizienten Bereiche des LAr-Kalorimeters werden für

<sup>7</sup>Der Nullpunkt für die Detektorgröße  $z_e$  ist der nominelle Wechselwirkungspunkt (vgl. Abbildung 1.3.)

### 3.6. DIE WAHL DES HADRONISCHEN ENZZUSTANDS FÜR DIE JETSUCHE

---

die Rekonstruktion des gestreuten Positrons herausgeschnitten: Um jeden der acht  $\phi$ -Cracks wird ein Winkelbereich von  $\pm 2^\circ$  ausgeblendet. Die  $\phi$ -Cracks sind alle  $45^\circ$  symmetrisch, angefangen bei  $\phi = 0^\circ$ , um das Strahlrohr angeordnet.

Aus den oben genannten Gründen, ist ebenfalls eine genaue Messung von Positronen, die in den Übergangsbereich zwischen zwei Segmenten des LAr-Kalorimeters gestreut werden, nicht möglich. Die Wechselwirkung zwischen Positronen und Protonen findet gaußförmig verteilt um den nominellen Wechselwirkungspunkt statt (vgl. Kapitel 3.5.2). Dadurch ist es auch möglich, daß ein Positron genau in den Bereich zwischen den beiden Segmenten CB2 und CB3 des LAr-Kalorimeters (vgl. Abbildung 1.3) gestreut werden kann und deshalb nicht richtig gemessen wird. Aus diesem Grund wird dieser  $z$ -Crack herausgenommen und die Positronen, die in diese Region gestreut werden, verworfen [66]:

$$z_e < 15 \text{ cm} \text{ oder } z_e > 25 \text{ cm}$$

#### Das Positron im BBE des LAr-Kalorimeters

Am äußersten rechten Rand des BBE-Moduls kann das gestreute Positron nicht mehr vollständig nachgewiesen werden (vgl. Abbildung 1.3). Nur Positronen, deren verlängerte Spur die volle Höhe des BBE durchquert, werden selektiert [66]. Dies ist gewährleistet, wenn die  $z$ -Komponente des Auftreffpunktes im BBE folgende Bedingung erfüllt:

$$z_e > -180 \text{ cm}$$

## 3.6 Die Wahl des hadronischen Endzustands für die Jetsuche

### Auflösungen von Observablen

Die Auflösungen der invarianten Masse für 2-, 3- und 4-Jet Systeme für die drei vorgestellten Methoden CLUSTER, CLIM und FSCOMB sind in Abbildung 3.3 zu sehen. Gezeigt ist das Verhältnis von rekonstruiertem Wert  $M_{n\text{-Jet, Det.}}$  und generiertem Wert  $M_{n\text{-Jet, Gen.}}$ . Es ist zu erkennen, daß für die CLUSTER-Methode die Masse ca. 5% zu niedrig rekonstruiert wird, während für die CLIM- und FSCOMB-Methoden die Rekonstruktion auf  $\pm 1\%$  genau ist. Gegenüber CLIM besitzt FSCOMB eine geringfügig bessere Auflösung. Sie liegt im Bereich von 11% - 13%.

### Migrationsstudien

Eine weitere Betrachtung der Qualität der Rekonstruktion wird mit Migrationsstudien durchgeführt (Abbildung 3.4). Sie werden als weitere Grundlage für eine Wahl der Art der Objekte, mit denen der hadronische Endzustand definiert wird, herangezogen. Jedes mit einem Monte-Carlo Generator generierte Ereignis wird aufgrund seiner physikalischen Eigenschaften in ein

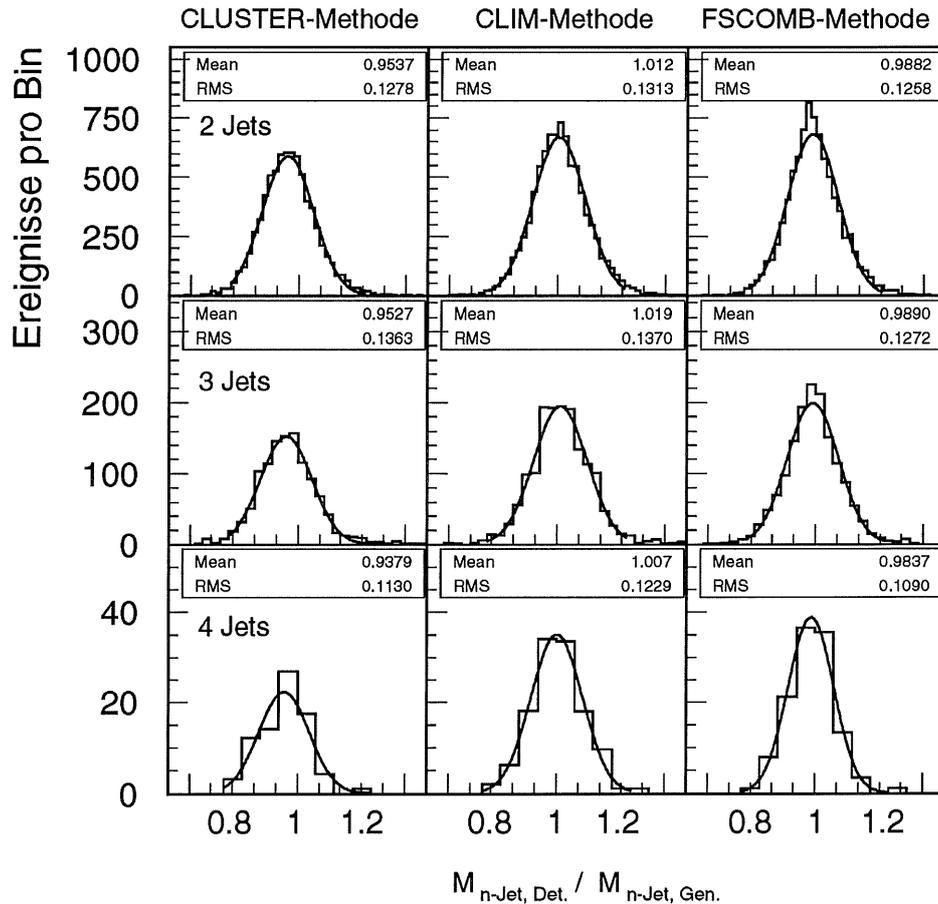


Abbildung 3.3: Auflösung der invarianten Masse  $M_{\text{Jet}}$  der Jets für verschiedene Definitionen des hadronischen Endzustands.

Raster eingeordnet. Dabei werden die rekonstruierten Eigenschaften (Detektor-Level) auf der Ordinatenachse und die generierten Eigenschaften (Generator-Level) auf der Abzissenachse aufgetragen. Die verschiedenen Qualitätskriterien (Schnitte), die für die Selektion der Daten verwendet werden, werden einzeln abgefragt. Hat ein Ereignis alle Schnitte auf dem Detektor-Level (Generator-Level) passiert so befindet es sich in der obersten Zeile (in der ganz rechten Spalte). Hat es auf einem der beiden Level einen Schnitt nicht passiert so erscheint es in der korrespondierenden Zeile oder Spalte. Im obersten rechten Feld befinden sich demnach die Ereignisse, die alle Schnitte auf dem Detektor- und Generator-Level passiert haben. Wenn häufig Ereignisse auf dem Detektor-Level mit gleichen Eigenschaften, wie auf dem Generator-Level generiert, gemessen wurden, dann sind in diesen Migrations-Verteilungen die Diagonalelemente groß. Treten jedoch Ungenauigkeiten bei der Messung

### 3.6. DIE WAHL DES HADRONISCHEN ENZZUSTANDS FÜR DIE JETSUCHE

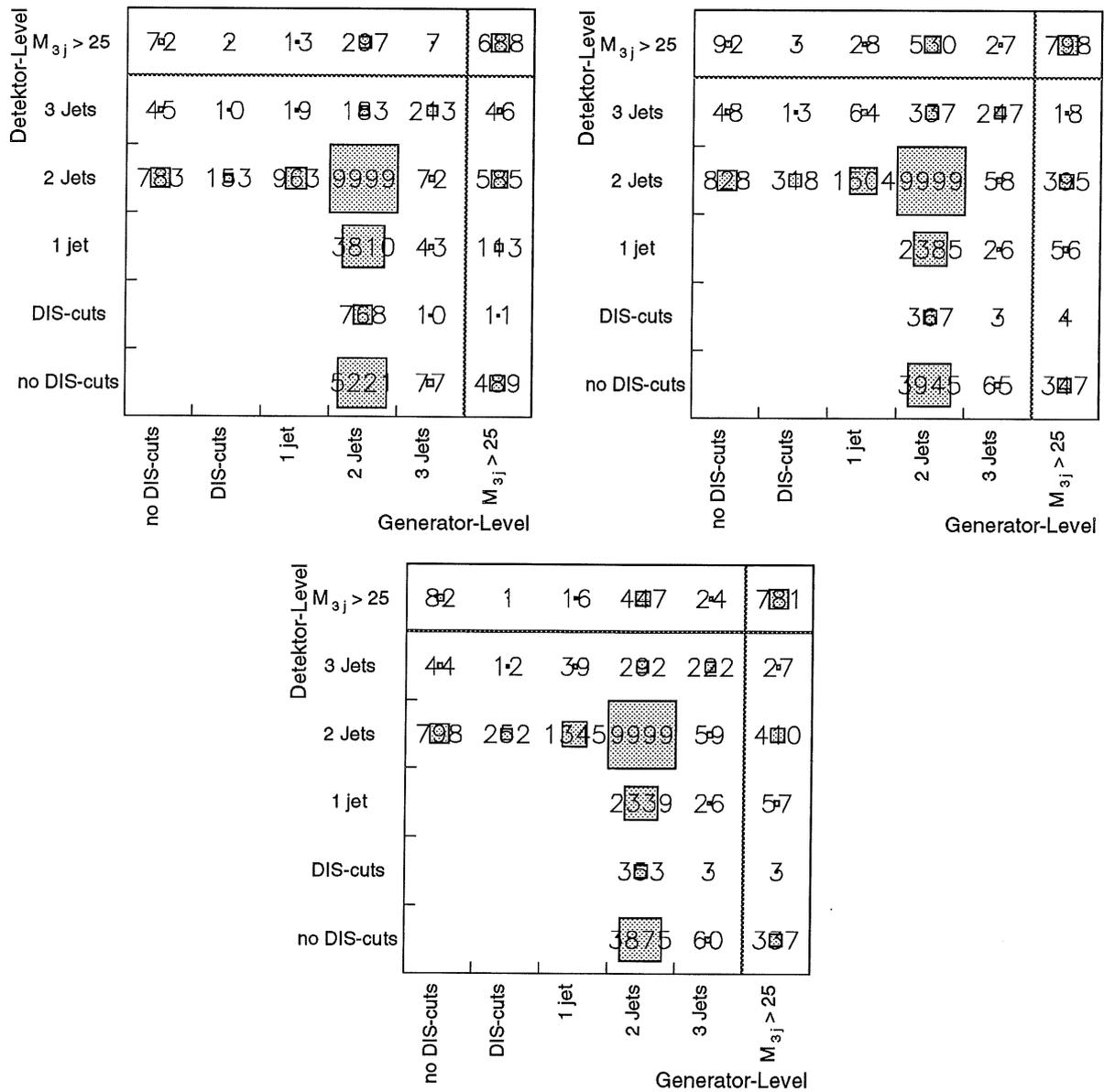


Abbildung 3.4: Migrationsstudien für die CLUSTER-Methode (links oben), die CLIM-Methode (rechts oben) und die FSCOMB-Methode (Mitte). Die selektierten 3-Jet Ereignisse für den Detektor- und Generator-Level sind durch zwei zusätzliche Linien gekennzeichnet (oberste Zeile und ganz rechte Spalte). Die Verteilungen sind normiert worden, so daß der höchste Eintrag 9999 beträgt.

Methode	CLUSTER	CLIM	FSCOMB
Reinheit	63%	54%	59%
Effizienz	36%	49%	48%

Tabelle 3.1: Vergleich der Reinheit und Effizienz der CLUSTER-, CLIM- und FSCOMB-Methode für 3-Jet Produktion.

auf, werden auch Ereignisse in den Nebendiagonal-Feldern zu finden sein.

In allen Migrationsverteilungen fallen Nebendiagonalelemente auf, welche die Migrationen zwischen rekonstruierten und generierten 2- und 3-Jet Ereignissen betreffen. Die Einträge in diesen Nebendiagonalelementen stammen von Ereignissen, in denen 3 Jets im betrachteten Phasenraum generiert wurden, aber nur 2 Jets rekonstruiert wurden. Beispielsweise könnte einer der drei generierten Jets aufgrund einer falschen  $E_T$ -Rekonstruktion die Bedingung  $E_T > 5$  GeV nicht erfüllen. In ähnlicher Weise kann ein generiertes 2-Jet Ereignis, in dem ein dritter Jet  $E_T < 5$  GeV besitzt, als 3-Jet Ereignis rekonstruiert werden, falls das  $E_T$  des dritten Jets höher (mit  $E_T > 5$  GeV) rekonstruiert würde.

Für die CLUSTER- und CLIM-Methode sind die Migrationen von 2-Jet Ereignissen auf Generator-Level zu 3-Jet Ereignissen auf Detektor-Level und der umgekehrte Fall verschieden groß. Für die FSCOMB-Methode sind die Migrationen von 2-Jet Ereignissen zu 3-Jet Ereignissen symmetrischer.

Die unterschiedliche Art der Migrationen, die die drei Methoden haben, spiegelt sich in der Reinheit und Effizienz der Rekonstruktion von 3-Jet Ereignissen wider.

- Die Reinheit  $R$  ist das Verhältnis aller korrekt rekonstruierten Ereignisse (d.h. aller Ereignisse die auf Detektor- und auf Generator-Level als  $n$ -Jet Ereignisse klassifiziert werden) zu sämtlichen *rekonstruierten*  $n$ -Jet Ereignissen. Sie ist ein Maß für den Anteil des vorhandenen Untergrundes in einem Datensatz.
- Die Effizienz  $E$  ist das Verhältnis aller korrekt rekonstruierten Ereignisse (d.h. aller Ereignisse die auf Detektor- und auf Generator-Level als  $n$ -Jet Ereignisse klassifiziert werden) zu sämtlichen *generierten*  $n$ -Jet Ereignissen. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein generiertes  $n$ -Jet Ereignis auch als solches rekonstruiert wird.

In der Tabelle 3.1 sind diese Größen für die 3-Jet Produktion aufgelistet. Bei der CLUSTER-Methode ist die Reinheit sehr hoch, aber die Effizienz sehr klein. Mit der Rekonstruktion der Ereignisse durch die CLIM-Methode wird die Effizienz der Messung stark verbessert, aber die Reinheit sinkt im Vergleich zu der CLUSTER-Methode. Die FSCOMB-Methode erzielt gleichzeitig eine hohe Reinheit und Effizienz. Durch die vorteilhafte Rekonstruktion des hadronischen Endzustands mit der FSCOMB-Methode wird diese in der weiteren Analyse als Grundlage für die Jetsuche verwendet.

Die Anzahl, der mit dieser Wahl selektierten Ereignisse, ist in Tabelle 3.2 dargestellt.

Jet-Multiplizität	Anzahl selektierter Ereignisse
2	2005
3	666
4	84

Tabelle 3.2: Anzahl der selektierten Ereignisse.

## 3.7 Die Korrektur der Daten

Eine Korrektur der Daten für Detektoreffekte und QED-Strahlungskorrekturen (vgl. Kapitel 2.4.1) wird nun durchgeführt. In der Korrekturprozedur werden Ineffizienzen und Einflüsse von Beschränkungen des Akzeptanzbereiches des H1 Detektors aus den rekonstruierten Daten entfaltet.

### 3.7.1 Die Bin-by-Bin Korrekturmethode

Die Korrektur der Daten wird mit der Bin-by-Bin Korrekturmethode durchgeführt. Dazu wird mit Hilfe von simulierten Monte-Carlo Ereignissen für jeden einzelnen Datenpunkt ein Korrekturfaktor ermittelt. Die Anwendbarkeit der Bin-by-Bin Korrektur hängt von zwei Voraussetzungen ab:

- Migrationen zwischen einzelnen Bins sollten gering sein, da sie nicht explizit in dieser Methode berücksichtigt werden. Dies wird dadurch erreicht, daß die Breite der Bins den Auflösungen der Meßgrößen angepaßt wird.
- Die simulierten Ereignisse, mit denen die Korrekturfaktoren bestimmt werden, sollten mit den gemessenen Ereignissen in ihren Topologien vergleichbar sein. Gemessene und berechnete Wirkungsquerschnitte von kinematischen Größen ( $Q^2, x, \dots$ ), von Jet-Variablen ( $E_T, \eta_{\text{Lab}}, \dots$ ), etc. sollten für jedes Bin möglichst übereinstimmen. Durch die Vergleichbarkeit der gemessenen und simulierten Ereignisse, werden auch die Migrationen zwischen den Bins der gemessenen Observablen von den Monte-Carlo Generatoren beschrieben. Dazu muß vor allem die Form der gemessenen Verteilungen gut von den Monte-Carlo Generatoren beschrieben werden. Die absolute Normierung ist für die Vergleichbarkeit der Migrationen von Daten und Monte-Carlo Vorhersagen nicht nötig. In dem Maße, in dem die Vergleichbarkeit vorliegt, werden auch Migrationen implizit in dieser Methode berücksichtigt.

Nachdem die Voraussetzungen für die Verwendbarkeit bestimmter Monte-Carlo Generatoren geprüft worden sind, können mit ihnen Korrekturfaktoren für die H1-Daten berechnet werden. Um einen Korrekturfaktor, der Detektoreffekte und die QED-Strahlungskorrekturen beinhaltet, für jedes Bin zu bestimmen, werden zwei verschiedene Monte-Carlo Rechnungen benötigt. Die eine Vorhersage  $\sigma_{\text{rad., Det.}}^{\text{MC}}$  enthält Wirkungsquerschnitte mit QED-

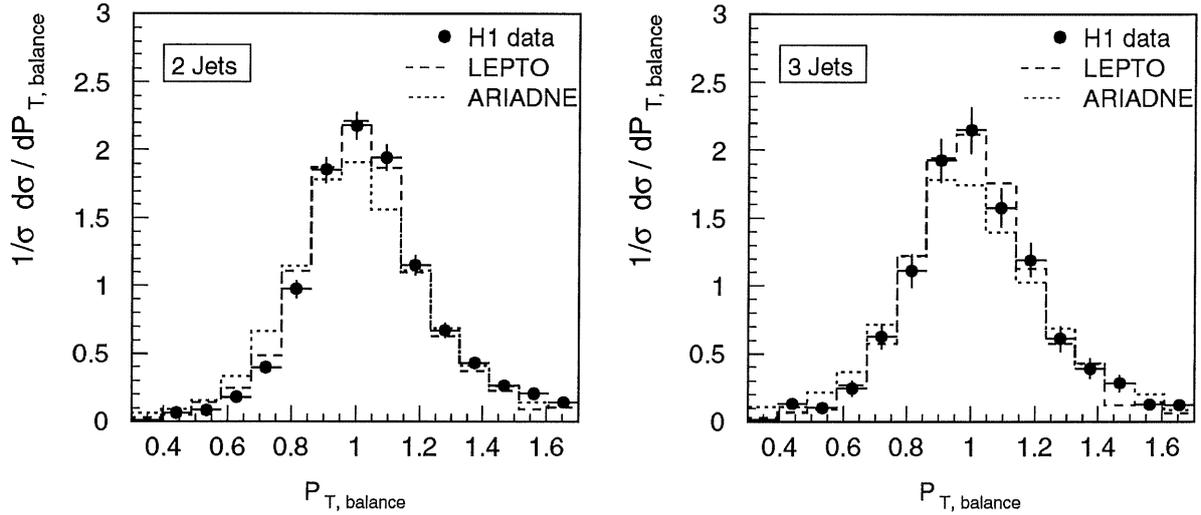


Abbildung 3.5: Die  $P_{T, \text{balance}}$ -Verteilung der 2-Jet Ereignisse (links) und der 3-Jet Ereignisse (rechts).

Strahlungskorrekturen unter Einbeziehung der Detektorsimulation (Detektor-Level)<sup>8</sup>. Die andere Vorhersage  $\sigma_{\text{n.rad., Had.}}^{\text{MC}}$  wird unter identischen physikalischen Voraussetzungen erstellt, jedoch ohne QED-Strahlungskorrekturen und ohne Detektorsimulation (nicht radiativer Hadron-Level). Mit diesen auf Detektor-Level und nicht radiativem Hadron-Level berechneten Observablen kann jetzt ein Korrekturfaktor  $k$  für jedes Bin  $i$  der gemessenen Observablen berechnet werden:

$$k(i) = \frac{\sigma_{\text{n.rad., Gen.}}^{\text{MC}}(i)}{\sigma_{\text{rad., Det.}}^{\text{MC}}(i)} \quad (3.3)$$

### 3.7.2 Kontrollverteilungen

Die Verwendbarkeit der Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE für die Bin-by-Bin Korrektur wird durch die Übereinstimmung der H1 Daten mit den simulierten Ereignissen gewährleistet. Die gute Beschreibung der H1 Daten durch die Monte-Carlo Generatoren wird im folgenden dargestellt. Die Auflösung und Migrationen von Observablen wurden für beide Monte-Carlo Generatoren untersucht und die Bin-Breite der zu messenden Observablen dementsprechend angepaßt.

Die transversale Energie des gestreuten Elektrons sollte mit der des hadronischen Endzustands balanciert sein. Der Quotient  $P_{T, \text{balance}}$  aus der transversalen Energie des Elektrons und der Summe der transversalen Energien der Objekte im hadronischen Endzustand ist für alle 2- und 3-Jet Ereignisse in der Abbildung 3.5 gezeigt. Beide Verteilungen sind schmal

<sup>8</sup>vgl. Kapitel 2.4.1

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

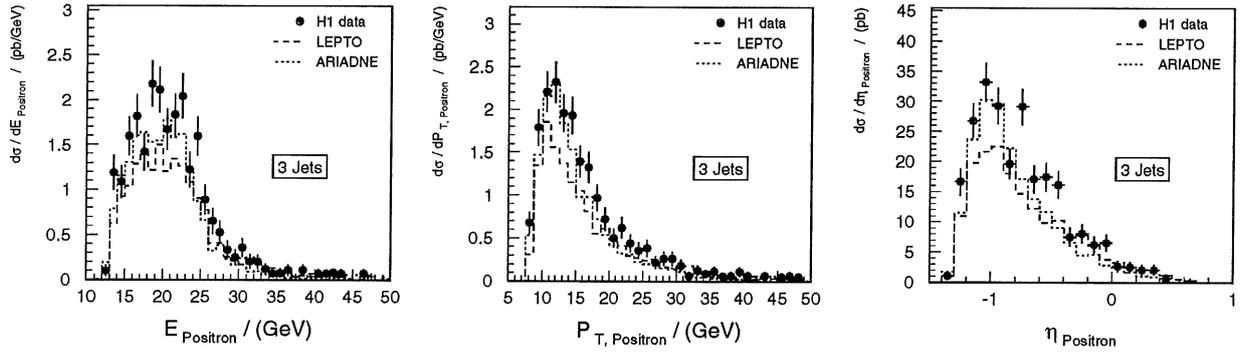


Abbildung 3.6: Verteilungen der Positronkinematik für 3-Jet Ereignisse.

und ihr Maximum liegt bei eins. Bei der Rekonstruktion der meisten Ereignisse ist also der transversale Impuls gut balanciert. Die Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE sind in der Lage diese Verteilungen zu beschreiben.

#### Positron Observablen

In Abbildung 3.6 sind drei Observablen des gestreuten Positrons für 3-Jet Ereignisse gezeigt: die Energie  $E$ , der transversale Impuls  $P_T$  und die Pseudo-Rapidität  $\eta$ . Die Energie des Positrons ist immer größer als 11 GeV. Bei diesen Energien ist die Effizienz des Positron-Triggers  $99.5\% \pm 0.5\%$  (vgl. Kapitel 3.5.5 und [66]). Die Vorhersage der Generatoren LEPTO und ARIADNE stimmt mit der Form der gemessenen Daten gut überein. Die absolute Höhe der 3-Jet Wirkungsquerschnitts wird dagegen von beiden Modellen nicht beschrieben.

#### Kinematische Observablen

Die  $Q^2$ - und  $x$ -Verteilungen für 2-, 3- und 4-Jet Ereignisse sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte werden mit den Vorhersagen des ARIADNE und LEPTO Monte-Carlo Generators verglichen. Die Form der differentiellen Verteilungen von 2- und 3-Jet Ereignissen wird annähernd von diesen Modellen beschrieben. Nur in den Verteilungen der 4-Jet Ereignisse sind deutliche Diskrepanzen zu sehen.

#### Die Separation der Jets

In Abbildung 3.8 sind die kleinsten Abstände zwischen Jets und einem Jet und dem Positron in der  $\eta$ - $\phi$ -Ebene für 2-, 3- und 4-Jet Ereignisse gezeigt. Dargestellt ist jeweils der kleinste Abstand zwischen zwei Jets in einem Multi-Jet System (obere Reihe) und der kleinste Abstand eines Jets aus einem Multi-Jet System zum gestreuten Positron (untere Reihe). Das Maximum der Verteilung des Abstands zweier Jets der 2-Jet Ereignisse liegt ungefähr bei

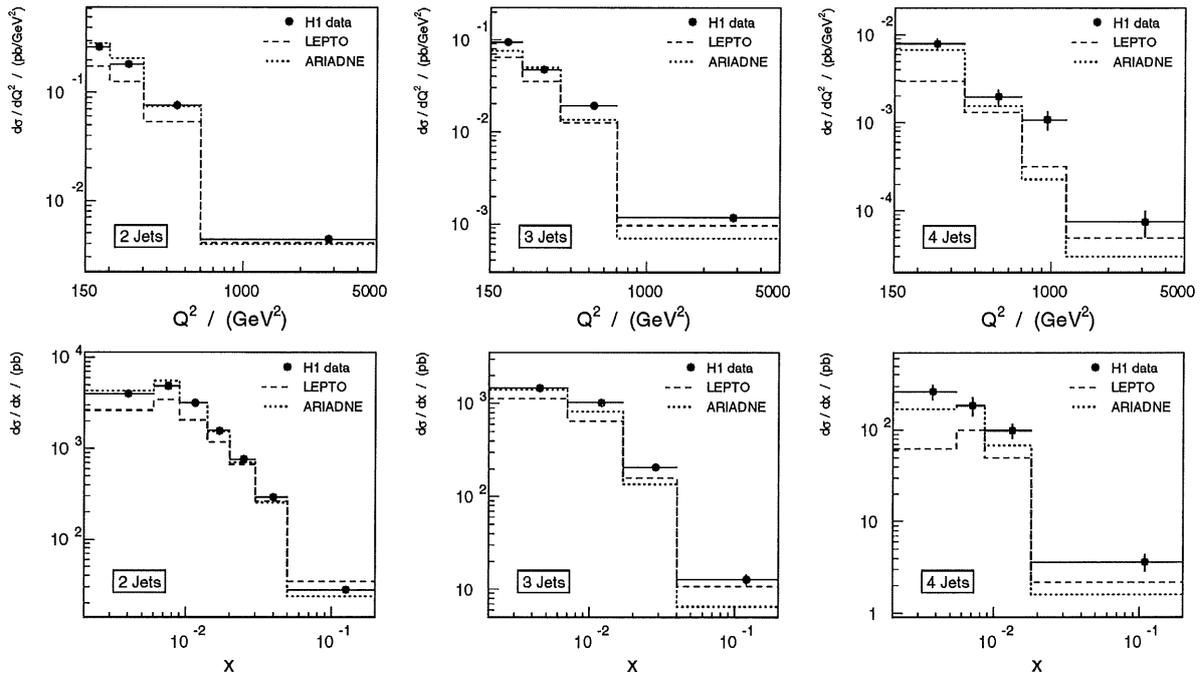


Abbildung 3.7: Die kinematischen Variablen  $Q^2$  und  $x$  in 2-,3- und 4-Jet Produktion.

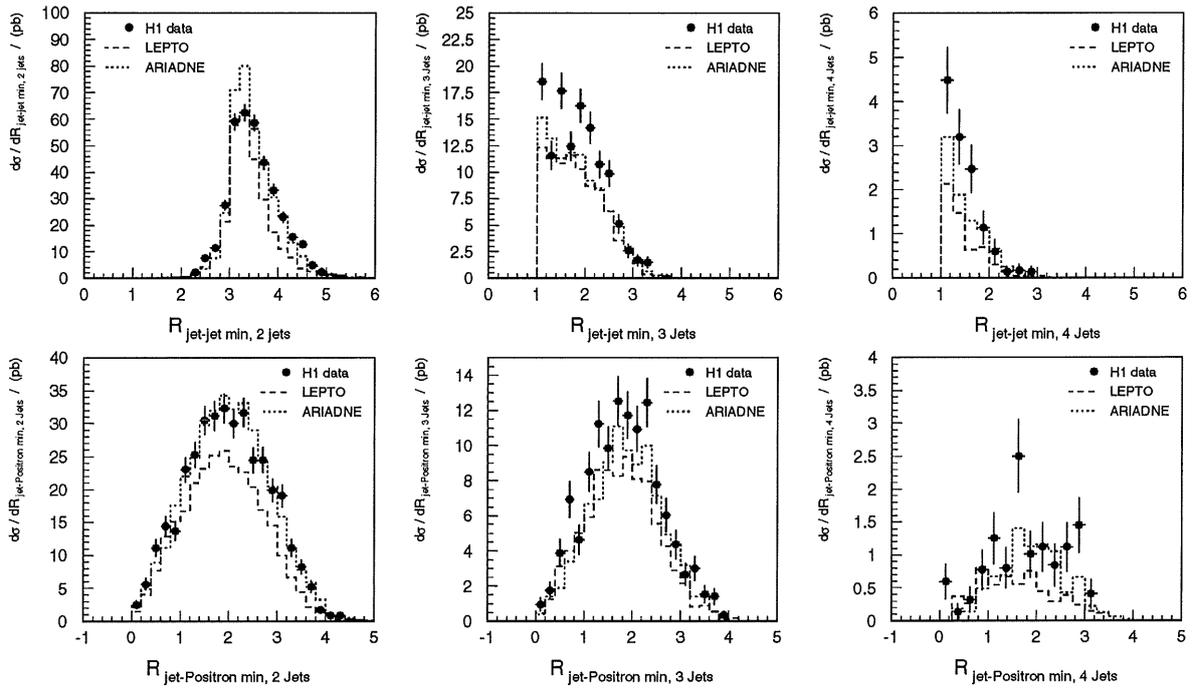


Abbildung 3.8: Der kleinste Abstand in  $\eta$ - $\phi$ -Ebene zweier Jets eines 2-, 3- und 4-Jet Systems (obere Zeile) und der eines Jets aus einem Multi-Jet System zum gestreuten Positron (untere Zeile).

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

---

dem Wert 3.2. In einem 2-Jet Ereignis ist der transversale Impuls der beiden Jets im Breit-Bezugssystem balanciert. Deshalb haben sie meistens einen Abstand im Azimutalwinkel  $\phi$  von  $180^\circ$  ( $\pi \approx 3.14$ ). Die 3- und 4-Jet Verteilungen für den kleinsten Abstand zweier Jets zeigen keine Ausprägung eines solchen Maximums, da jetzt die Impulserhaltung nur für alle Jets eines 3- oder 4-Jet Ereignisses gilt. Vielmehr zeigen die Verteilungen, daß die Jets von 3- und 4-Jet Ereignissen näher zusammen liegen, da die Anzahl der Jets in dem gleichen Phasenraumvolumen zugenommen hat. Außerdem spiegelt der Anstieg zu kleinen Abständen die Dynamik der Gluonabstrahlung bei der Multi-Jet Produktion wider. Wegen der Jetdefinition (vgl. Kapitel 2.3.2) ist der kleinste Abstand zweier Jets immer größer als der Wert eins. Wichtig ist, daß der kleinste Abstand zwischen einem Jet und dem Positron zu kleinen Werten stark abfällt. Ein Wiederanstieg bei kleinen Abständen würde auf die Fehlidentifikation vom Positron abgestrahlter Photonen als Jets hindeuten (vgl. Kapitel 3.5.4). Der Abstand zweier Jets untereinander und auch der Abstand der Jets zum gestreuten Positron wird von beiden Monte-Carlo Generatoren beschrieben.

#### Jet-Profile

Die Jetprofile für die 2-, 3- und 4-Jet Ereignisse sind in den Abbildungen 3.9 bis 3.11 zu sehen. Die Anzahl der Einträge steigt in der  $\Delta\phi$ -Verteilung zu den Werten  $-180^\circ$  und  $180^\circ$  wieder an, da die zwei Jets eines 2-Jet Ereignisses in  $\phi$  balanciert sind und jeweils die Signatur des anderen Jets bei  $-180^\circ$  und  $180^\circ$  zu sehen ist. (vgl. Abschnitt: Die Separation der Jets). Bei den Profilen der 3-Jet Ereignisse ist ein höherer Sockel für das  $\Delta\phi$ -Profil des dritten Jets zu erkennen. Der dritte Jet ist immer in der Nähe des Jets, aus dem er beispielsweise durch die Abstrahlung eines harten Gluons entstanden ist (vgl. Kapitel 2.3.1). Dadurch ist das  $\Delta\phi$ -Profil dieses Jets etwas verschmiert, aber dennoch gut zu erkennen. Da der dritte Jet in der Nähe des ersten oder zweiten Jets liegt, sind die Profile dieser Jets auch leicht verschmiert. Für die 4-Jet Ereignis ist auch ein erhöhter Sockel in den  $\Delta\phi$ -Profilen aus dem gleichen Grund zu erkennen. Die Verschmierung der Profile ist durch das Auftreten des vierten Jets noch verstärkt. Die Jet-Profile werden für alle Jet-Multiplizitäten von den Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE gut beschrieben.

#### Jet Observablen

Der Vergleich von gemessenen Daten und den Vorhersagen der Monte-Carlo Generatoren ist für die Verteilungen der kleinsten transversalen Jet-Energie  $E_{T,\min}$ , der mittleren transversalen Energie der Jets im Breit-System  $\bar{E}_T$  und der invarianten Masse  $M_{\text{Jet}}$  durchgeführt worden. In Abbildung 3.12 sind die Verteilungen für die 2-, 3-, und 4-Jet Ereignisse dargestellt. Bei den  $E_{T,\min}$ -Verteilungen ist der  $E_T > 5$  GeV Schnitt zu erkennen. In der 2-Jet Verteilung ist aufgrund des Massenschnitts erst ein Anstieg des Wirkungsquerschnitts und dann ein schnelles Abfallen zu hohen transversalen Energien hin, zu erkennen. Die Verteilungen für die 3- und 4-Jet Ereignisse zeigen diesen Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts nicht: Sie fallen schnell auf einen kleinen Wert ab. Demnach ist, bei gleichen Schnitten auf

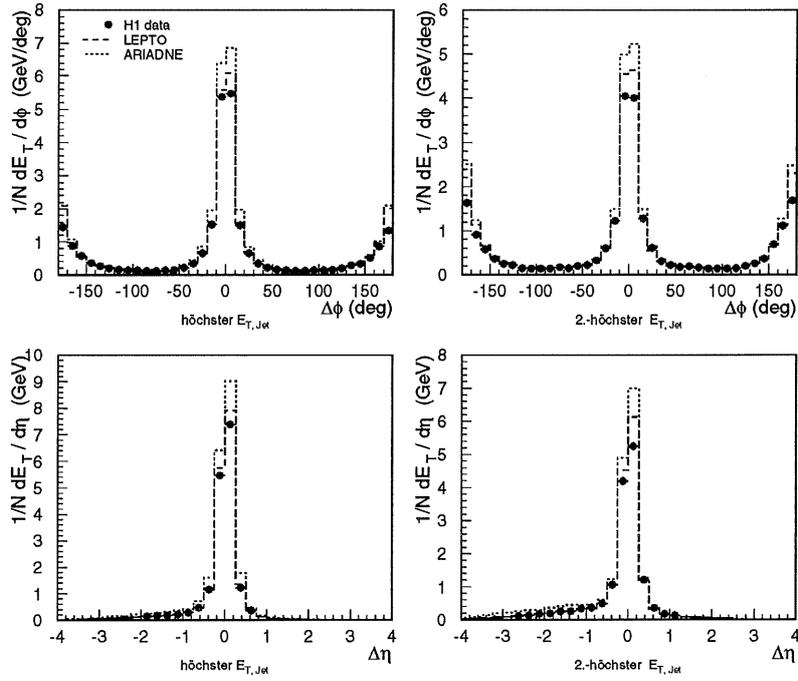


Abbildung 3.9: Jet-Profile in 2-Jet Produktion.

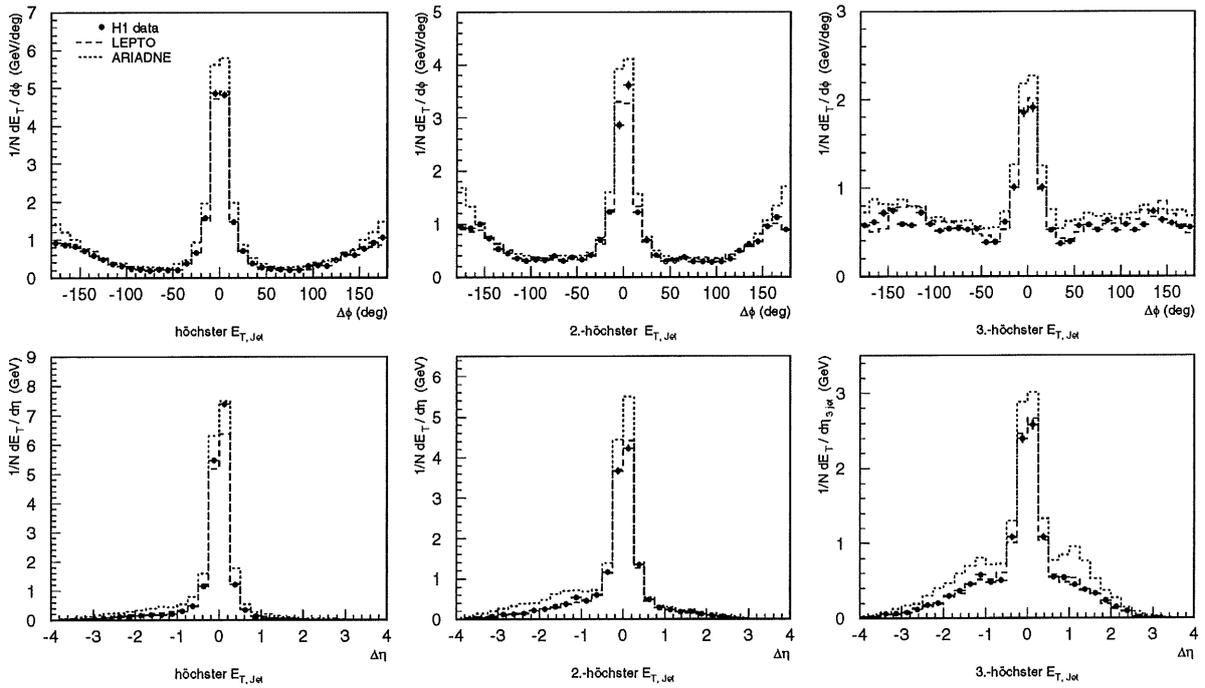


Abbildung 3.10: Jet-Profile in 3-Jet Produktion.

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

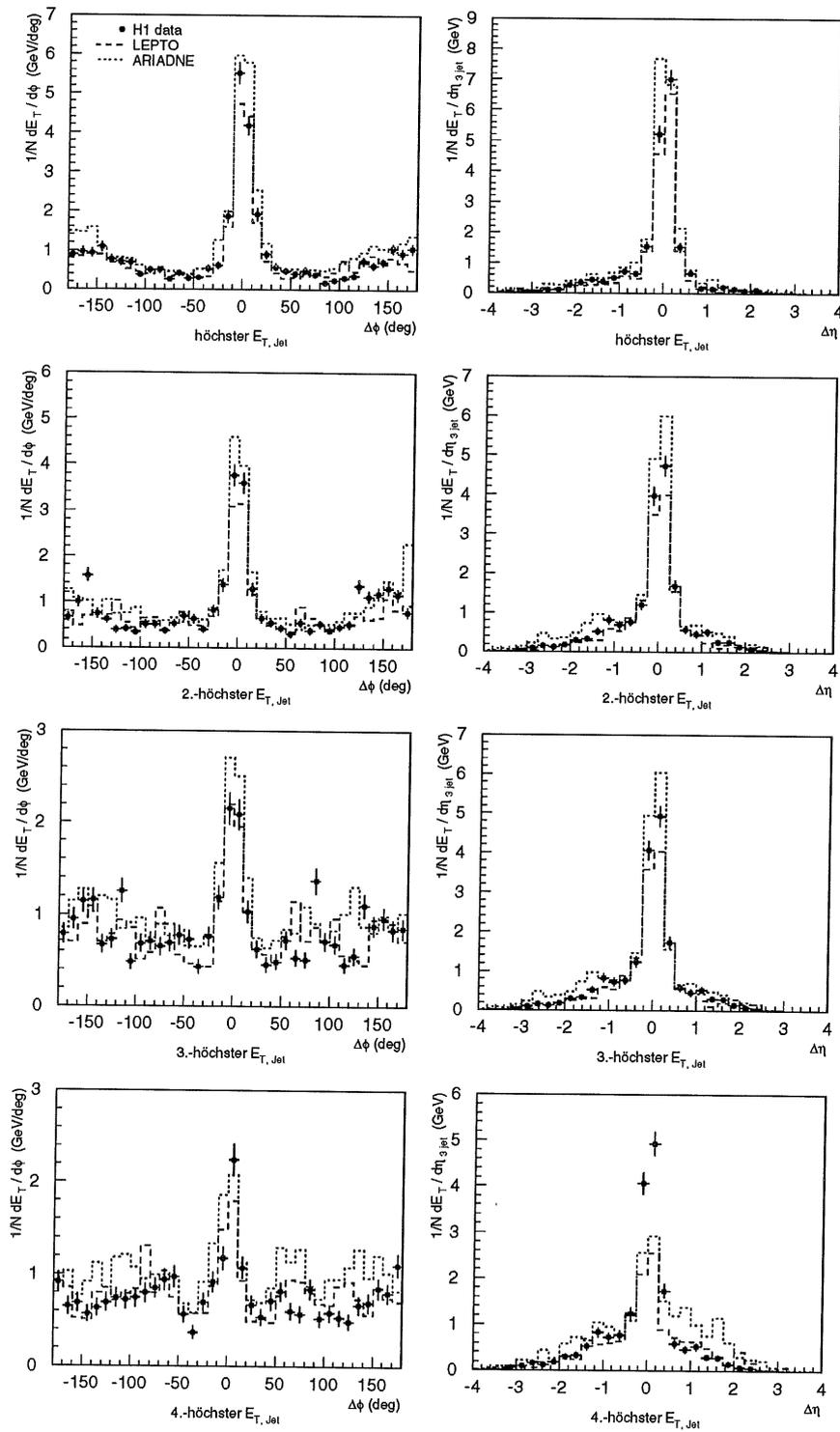


Abbildung 3.11: Jet-Profil in 4-Jet Produktion.

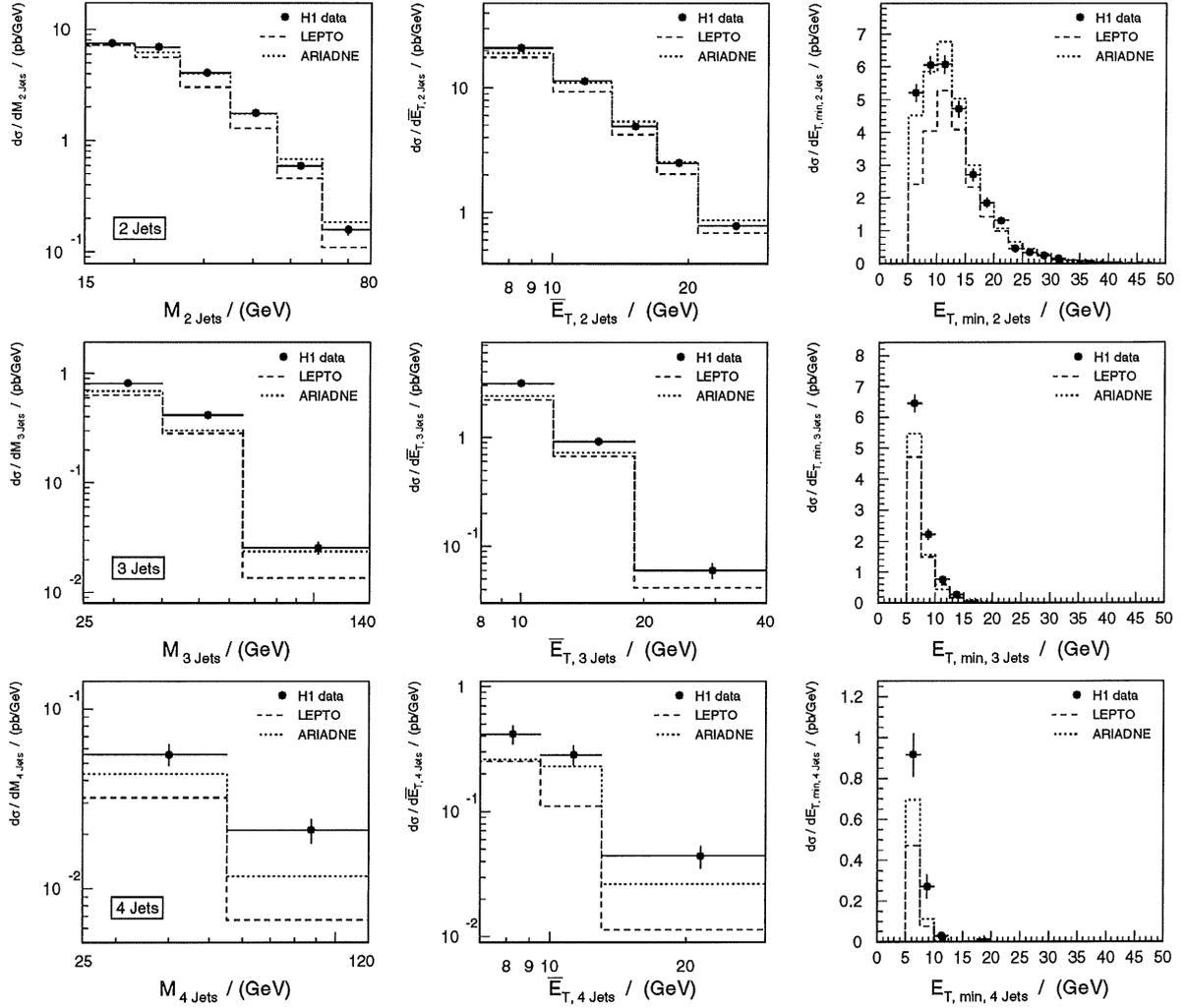


Abbildung 3.12: Die Verteilungen für die invariante Masse  $M_{\text{Jet}}$  (linke Spalte), die mittlere transversale Energie  $\bar{E}_T$  (mittlere Spalte) und die niedrigste transversale Jet-Energie (rechte Spalte) in 2-, 3- in 4-Jet Ereignissen.

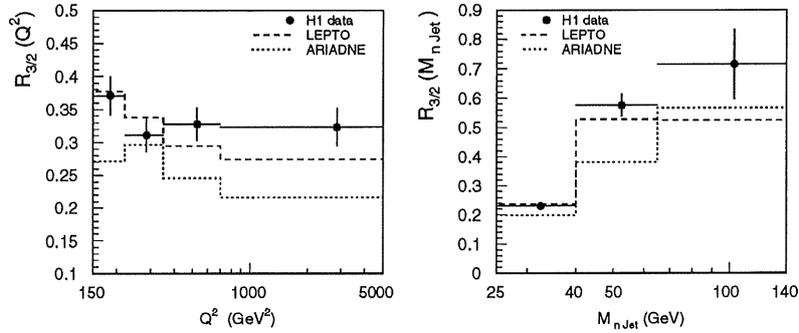


Abbildung 3.13: Raten von 3-Jet zu 2-Jet Ereignissen in  $Q^2$ - und  $M_{\text{Jet}}$ -Bins

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

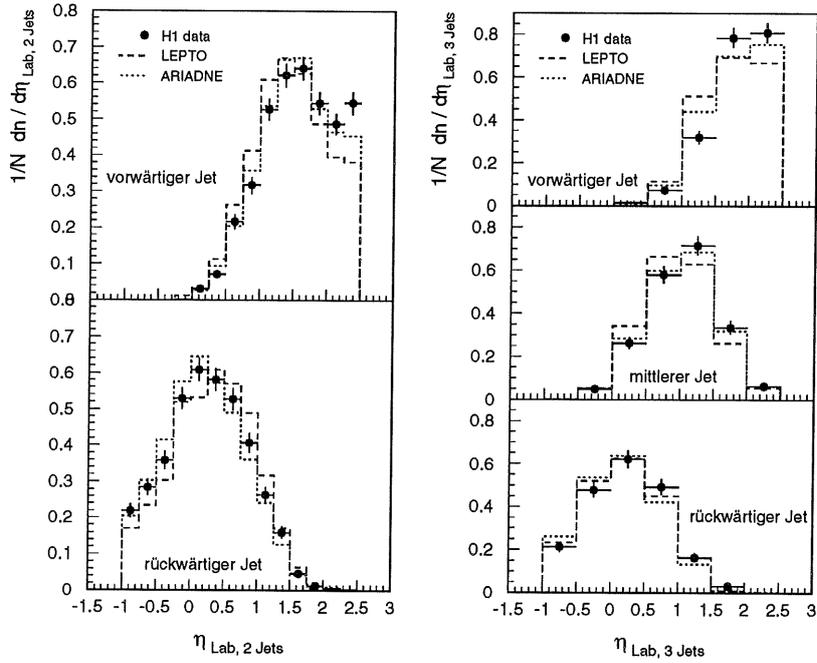


Abbildung 3.14: Verteilungen der Jet-Pseudo-Rapidity für 2- und 3-Jet Ereignisse

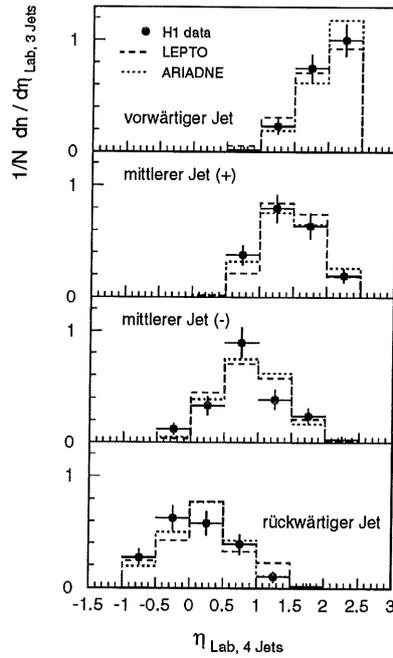


Abbildung 3.15: Verteilungen der Jet-Pseudo-Rapidity für die 4-Jet Ereignisse

die invariante  $n$ -Jet Masse, der Schnitt in die transversalen Energie  $E_T$  der Jets bei den 3- und 4-Jet Ereignissen im Verhältnis viel härter als für die 2-Jets. Die Monte-Carlo Generatoren können die Form der gemessenen Daten beschreiben. Für die 3- und 4-Jet Verteilungen ist eine Diskrepanz in der absoluten Normierung zwischen den H1 Daten und den beiden Monte-Carlo Generatoren zu erkennen.

Die Raten der 3- zu 2-Jet Ereignisse als Funktion von  $Q^2$  und  $M_{n\text{ Jet}}$  sind in Abbildung 3.13 gezeigt. Es ist zu erkennen, daß diese Rate in den gemessenen Daten unabhängig von  $Q^2$  ist, während sie stark mit der Masse ansteigt. LEPTO und ARIADNE zeigen dagegen einen leichten Abfall der Rate mit  $Q^2$  und einen weniger starken Anstieg zu großen invarianten Massen  $M_{n\text{ Jet}}$ .

In den Abbildungen 3.14 und 3.15 sind die  $\eta_{\text{Lab}}$ -Verteilungen der 2-, 3- und 4-Jet Ereignisse dargestellt. Die Beschreibung der Daten ist von beiden Monte-Carlo Generatoren hinreichend gut.

### 3.7.3 Weitere Selektionsschnitte für die Multi-Jet Variablen

Für die Messung der Multi-Jet Variablen (Kapitel 2.6) werden zusätzliche Selektionsschnitte durch die Einschränkung des Phasenraums für die Variablen  $\theta_3$  und  $X_3$  angewendet:<sup>9</sup>

$$\begin{aligned} |\cos \theta_3| &< 0.8 \\ X_3 &< 0.95 \end{aligned}$$

Diese Schnitte werden gemacht um den Einfluß [65] des  $E_T > 5$  GeV Schnitts (Kapitel 3.4) auf den Phasenraum dieser Variablen zu reduzieren.

In Abbildung 3.16 sind die Verteilungen von 2- und 3-Jet Ereignissen, in der Ebene der invarianten Multi-Jet Masse  $M_{n\text{ Jet}}$  und des Streuwinkels  $\cos \theta_3$  (bzw.  $\cos \theta^*$  bei 2-Jet Ereignissen) des höchstenergetischen Jets, gezeigt. Diese Verteilungen sind die Vorhersagen des Matrixelements in LO, die mit dem Programm DISSENT berechnet wurden. Es ist zu erkennen, daß in den Bereichen kleiner Jet-Massen und großer  $|\cos \theta_3|$ -Werte keine Ereignisse liegen. Ereignisse in diesem Phasenraumbereich werden durch den Schnitt auf die transversale Jet-Energie  $E_T$  verworfen. Dies ist in Abbildung 3.17 gezeigt, in welcher die  $\cos \theta_3$ - $M_{n\text{ Jet}}$ -Ebene für drei verschiedene  $E_T$ -Schnitte dargestellt ist (rechts). Links sind die entsprechenden Verteilungen von  $\psi_3$  abgebildet. Die Verteilungen zeigen, daß ein härterer  $E_T$ -Schnitt hauptsächlich Phasenraumbereiche großer  $|\cos \theta_3|$  bei geringen invarianten 3-Jet Massen  $M_{3\text{ Jet}}$  verwirft. Außerdem reduziert er den Wirkungsquerschnitt bei  $\psi_3 \rightarrow 0^\circ$  und  $\psi_3 \rightarrow 180^\circ$ , was zu einer starken Veränderung der Form dieser Verteilung führt. In Abbildung 3.18 sind weitere Verteilungen von 3-Jet Ereignissen dargestellt. Die Verteilung in der  $X_3$ - $M_{3\text{ Jet}}$ -Ebene (rechts) zeigt eine reduzierte Ereignisdichte für große  $X_3$  und  $\cos \theta_3 \rightarrow 0$ . Beide Effekte werden durch den  $E_T$ -Schnitt verursacht.

Die beschriebenen Einflüsse des  $E_T$ -Schnitts auf die Multi-Jet Variablen können durch die Anwendung eines (möglichst harten) Schnitts auf die Multi-Jet Masse  $M_{n\text{ Jet}}$ , bzw. durch

<sup>9</sup>Die Schnitte werden für die 2-Jet Variablen nur in  $\theta^*$  und für die 4-Jet Variablen in  $\theta_{3'}$  und  $X_{3'}$  gemacht.

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

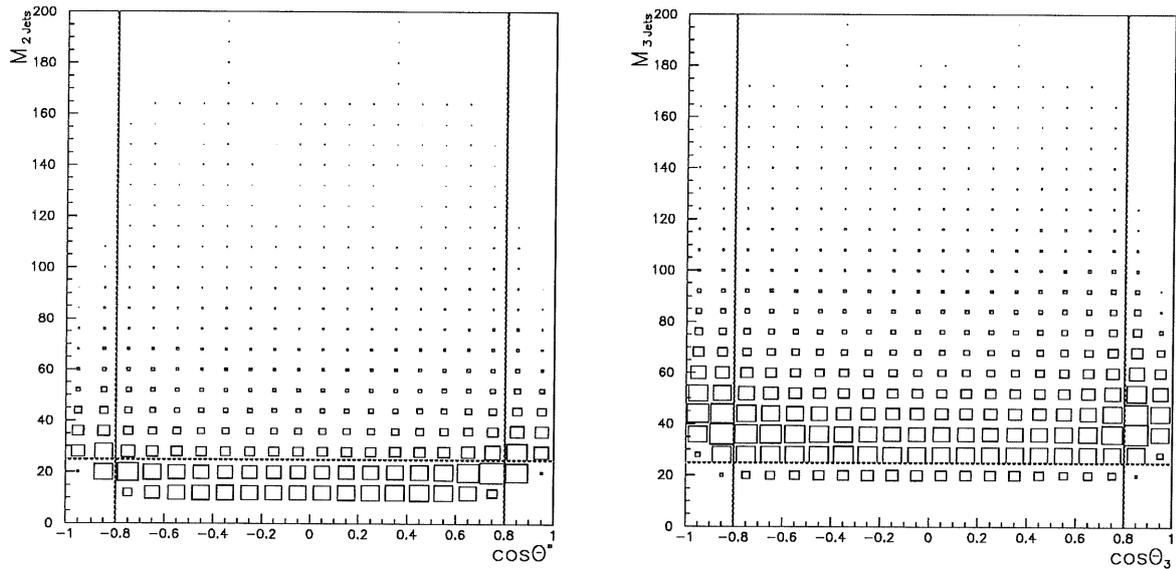


Abbildung 3.16: Darstellungen der Multi-Jet Variablen für 2-Jet Ereignisse (links) und 3-Jet Ereignisse (rechts) in der  $\cos \theta_3$ - $M_{n, \text{Jet}}$ -Ebene für das DISENT Programm. Die Schnitte für die Variablen  $M_{n, \text{Jet}}$  und  $\cos \theta_3$  sind eingezeichnet.

Schnitte auf die weiteren Multi-Jet Variablen, reduziert werden. Diese Schnitte wurden in dieser Analyse so gewählt, daß mit der verbleibenden Ereignismenge noch eine Messung von differentiellen Wirkungsquerschnitten möglich ist.

#### Multi-Jet Observablen

Die Verteilungen der Multi-Jet Variablen der 2-, 3- und 4-Jet Ereignisse sind in den Abbildungen 3.19 und 3.20 gezeigt. Um die Form der Verteilungen der Daten mit den Vorhersagen der Monte-Carlo Generatoren zu vergleichen, sind die Verteilungen auf den jeweiligen totalen  $n$ -Jet Wirkungsquerschnitt normiert. Innerhalb der statistischen Fehler ist die Beschreibung aller Multi-Jet Variablen gut. Selbst die Form der gemessenen 4-Jet Observablen kann ansatzweise durch die Monte-Carlo Generatoren wiedergegeben werden.

#### 3.7.4 Auflösungverteilungen und Migrationsstudien

Die Migrationen für die 2-,3- und 4-Jet Ereignisse sind in Abbildung 3.21 für den Monte-Carlo Generator ARIADNE dargestellt. Die Migrationen für das LEPTO Programm sind sehr ähnlich zu denen des ARIADNE Programms.

Die Untersuchung von Migrationen mit Hilfe von 2-dimensionalen Migrationsverteilungen wurde schon in Kapitel 3.6 erläutert. Für die 2-Jet Ereignisse zeigt sich im Gegensatz zu den

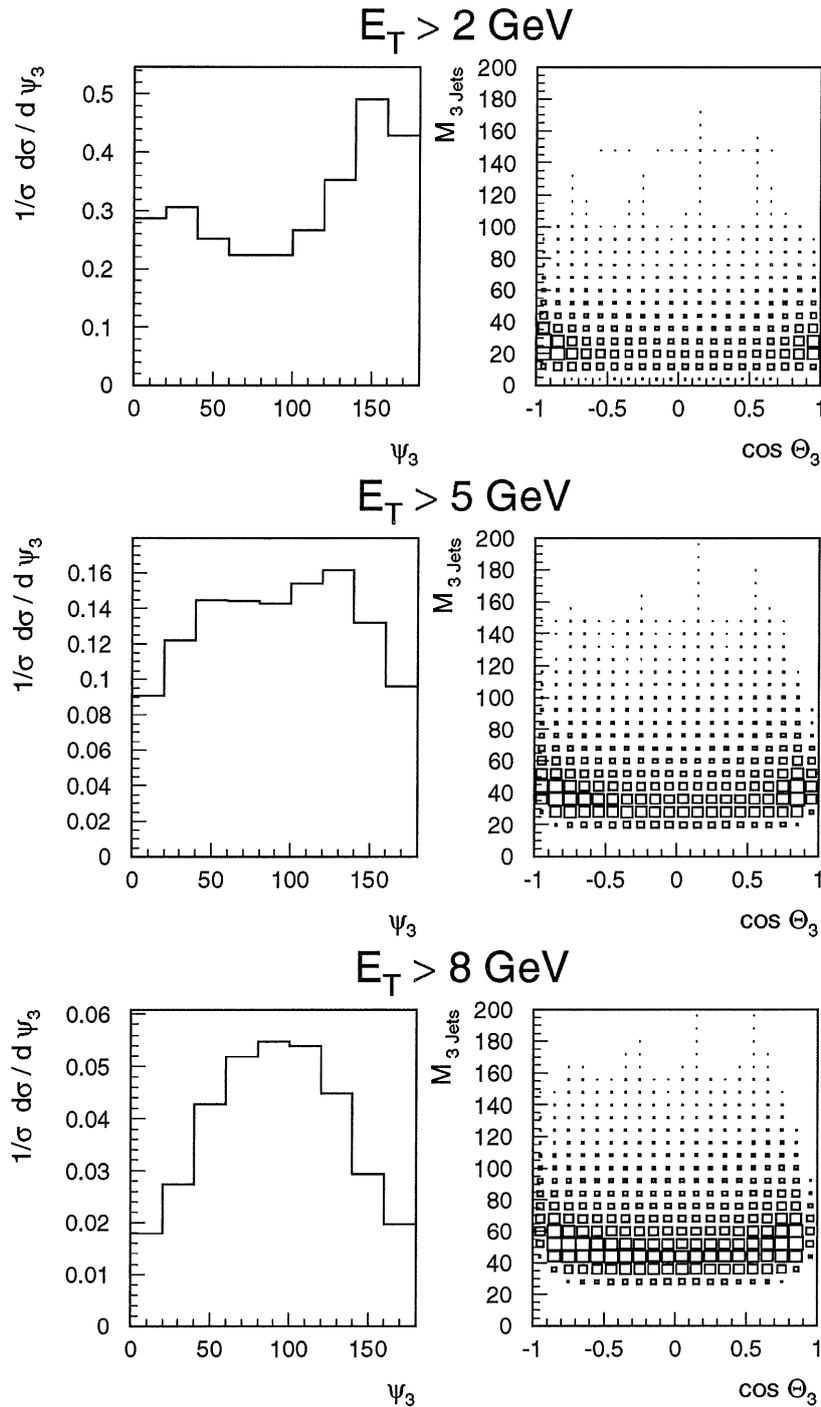


Abbildung 3.17: Mit dem LO-Programm DISENT ist der Effekt des  $E_T$ -Schnitts auf die  $\psi_3$ -Verteilung (linke Spalte) dargestellt. Alle anderen Selektionsschnitte sind festgehalten. Die Veränderung der 2-dimensionalen Verteilung von  $\cos \theta_3$  gegen die invariante Masse  $M_{3 \text{ Jet}}$  (rechte Spalte) ist für verschiedene  $E_T$ -Schnitte ohne die Schnitte in  $M_{3 \text{ Jet}}$ ,  $\cos \theta_3$  und  $X_3$  dargestellt.

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

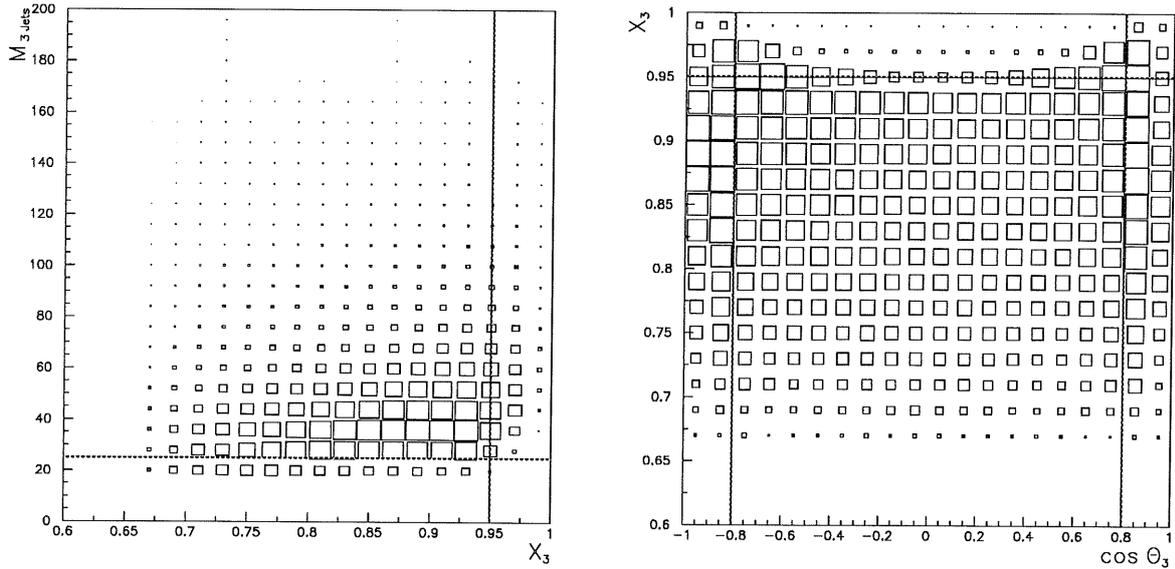


Abbildung 3.18: 2-dimensionale Darstellungen der Multi-Jet Variablen in 3-Jet Produktion. Die  $X_3$ - $M_{3 \text{ Jet}}$ -Ebene (links) und die  $X_3$ - $\cos \theta_3$ -Ebene (rechts) sind mit den Schnitten in die Multi-Jet Variablen  $M_{3 \text{ Jet}}$ ,  $\cos \theta_3$  und  $X_3$  für das DISENT-Programm gezeigt.

3-Jet Ereignissen ein relativ unkritisches Bild. Die Diagonalelemente des 2-Jet Migrationsplots (Abbildung 3.21 links) sind im Vergleich zu den Nebendiagonalelementen sehr groß. Das bedeutet, daß sehr häufig die 2-Jet Ereignisse so rekonstruiert wurden, wie sie generiert wurden. Die Reinheit und Effizienz für die Messung von 2-Jet Wirkungsquerschnitten ist also viel besser als für die Messung von 3-Jet Wirkungsquerschnitten (siehe Tabelle 3.3). Für die 3-Jet Ereignisse wurde der Migrationsplot schon ausführlich in Kapitel 3.6 erläutert. In der 4-Jet Produktion sind die Migrationen zwischen den unterschiedlichen Jet-Multiplizitäten noch größer (Abbildung 3.21 rechts). Aus diesem Grund wird die Reinheit und Effizienz der Messung der 4-Jet Produktion deutlich schlechter im Vergleich zur Messung der 2-Jet Produktion.

In den Migrationsplots für die 2-, 3- und 4-Jet Ereignisse (Abbildung 3.21) ist auch die

Jet-Multiplizität	2	3	4
Reinheit	84%	59%	40%
Effizienz	60%	48%	36%

Tabelle 3.3: Vergleich der Reinheit und Effizienz bei der Messung von Ereignissen verschiedener Jet-Multiplizitäten.

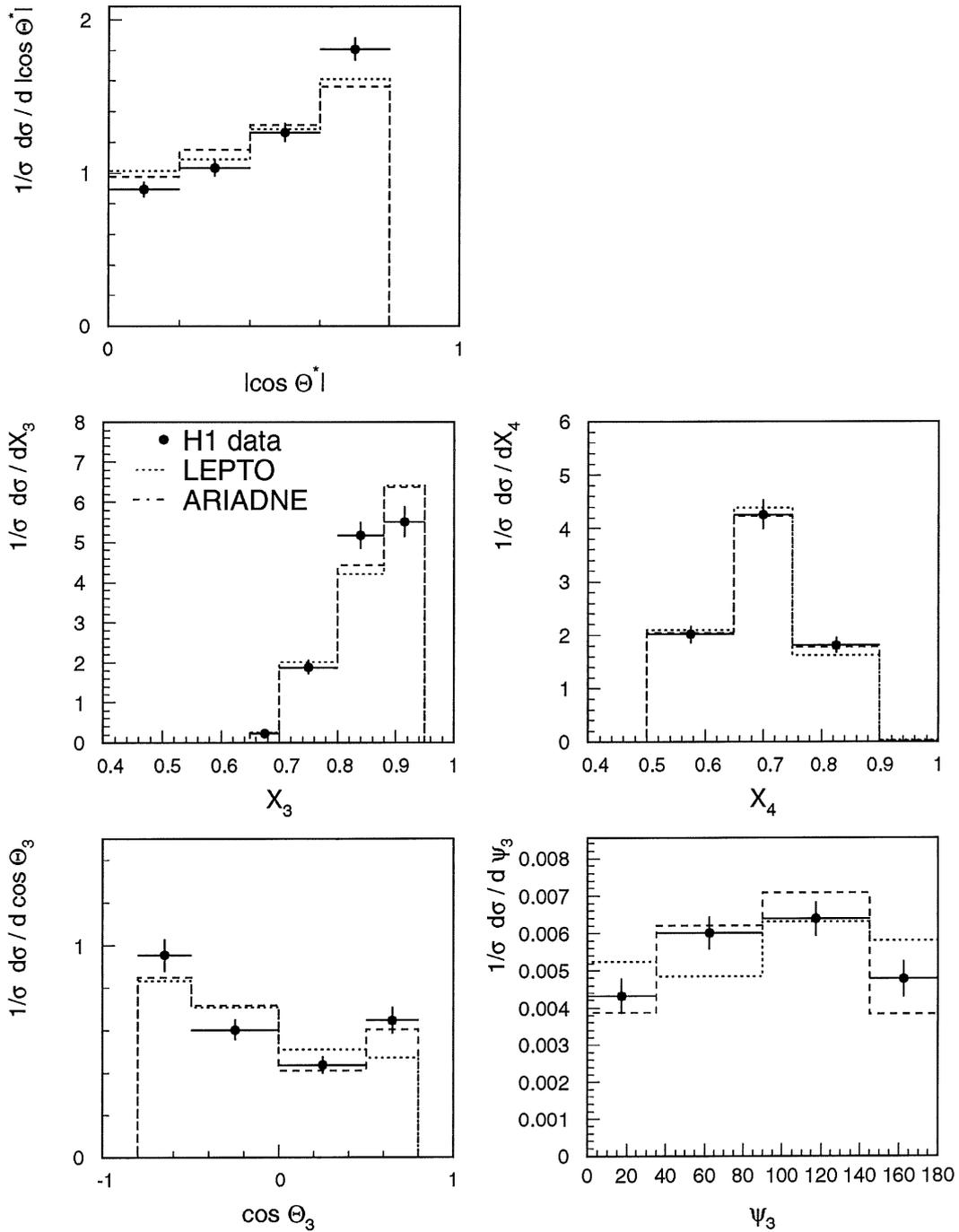


Abbildung 3.19: H1-Daten mit Vorhersagen der Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE für die Multi-Jet Variablen der 2- und 3- Jet Ereignisse.

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

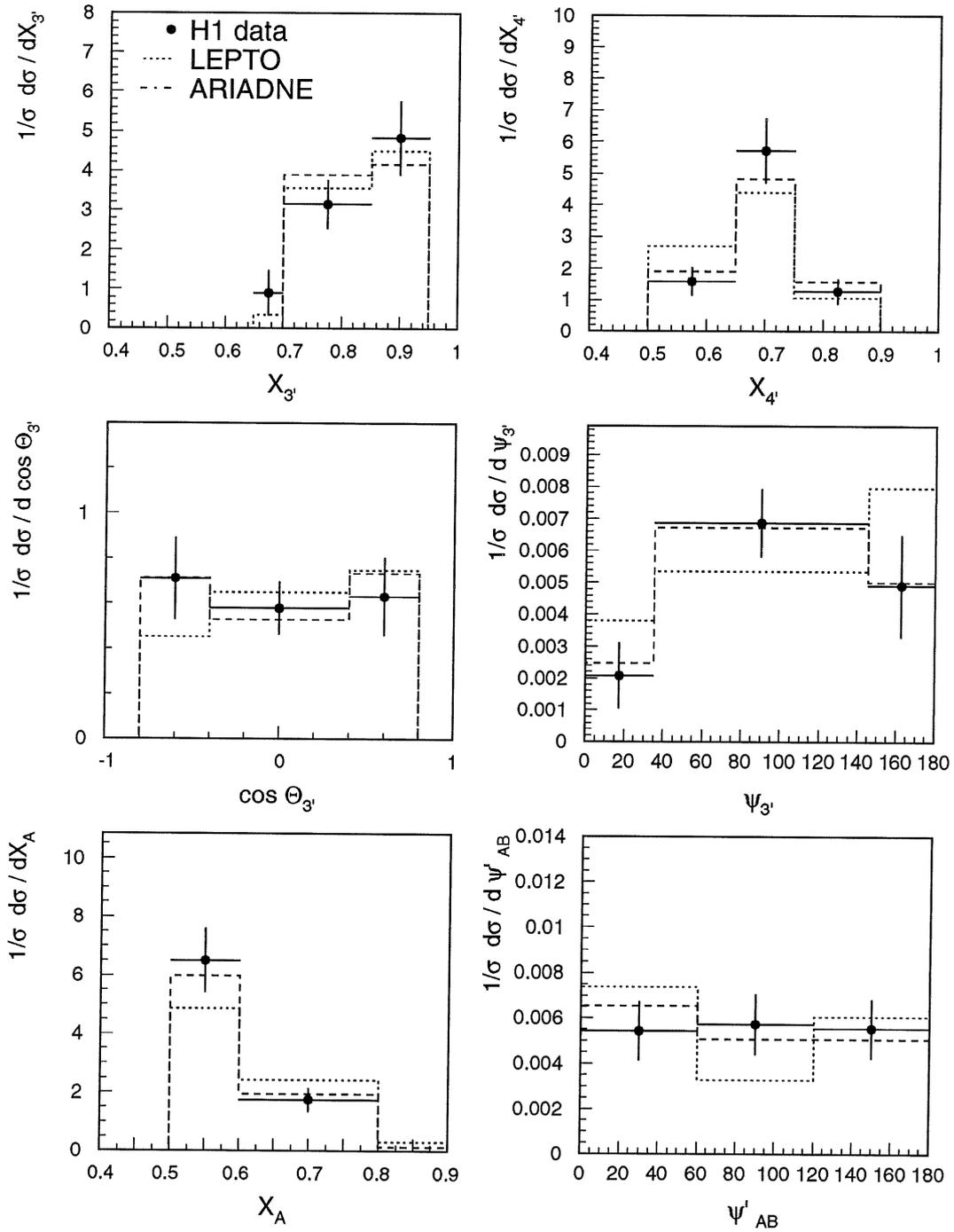


Abbildung 3.20: H1-Daten mit Vorhersagen der Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE für die Multi-Jet Variablen der 4-Jet Ereignisse.

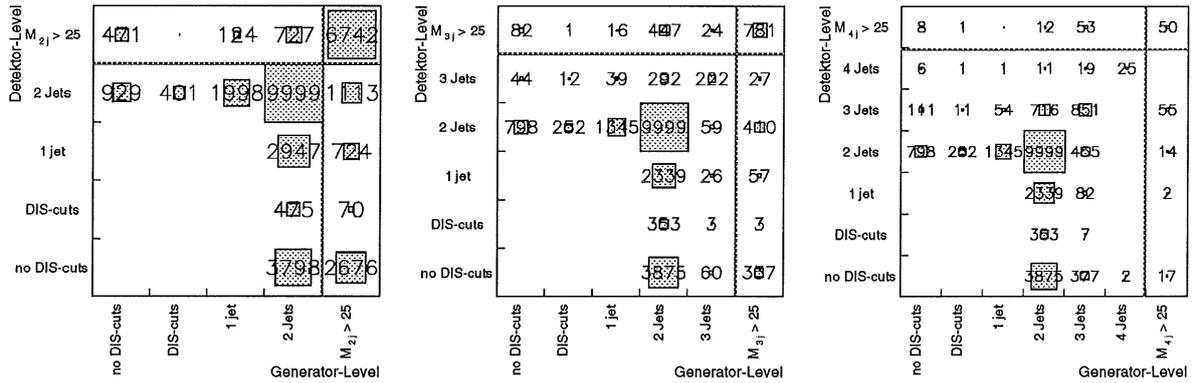


Abbildung 3.21: Migrationsstudien für 2-, 3- und 4-Jet Produktion mit dem ARIADNE Monte-Carlo Generator (von links nach rechts).

unterschiedliche Härte der verschiedenen Selektionsschnitte (vgl. Kapitel 3.3 und 3.4) für die verschiedenen Jet-Multiplizitäten zu erkennen. Bei den 2-Jet Ereignissen werden sehr viele Ereignisse durch den Schnitt auf die invarianten 2-Jet Masse  $M_{2\text{Jet}}$  verworfen: Viele Ereignisse gehen beim Übergang von der vorletzten Zeile (Spalte) in die letzte Zeile (Spalte) verloren<sup>10</sup>. Die Ereignisse, die bei diesem Übergang verworfen werden, haben den  $M_{2\text{Jet}}$ -Schnitt nicht passiert. Bei den 3-Jet Ereignissen wird die Anzahl der Ereignisse nur deutlich beim Übergang von der drittletzten Zeile (Spalte) zur vorletzten Zeile (Spalte) reduziert. Das bedeutet, dass der  $E_T$ -Schnitt für den dritten Jet, also die Entscheidung, ob prinzipiell ein 2- oder 3-Jet Ereignis vorliegt, das harte Kriterium für die 3-Jet Selektion ist. Hat der dritte Jet diesen Schnitt passiert, so ist die invariante 3-Jet Masse häufig so hoch, daß auch der Massenschnitt  $M_{3\text{Jet}}$  passiert wird. Durch diesen Schnitt werden nur wenige Ereignisse nicht weiter akzeptiert. Die 4-Jet Migrationsstudie zeigt ein ähnliches Bild wie die der 3-Jet Ereignisse. Die  $E_T$ -Selektionsschnitt ist auch für die 4-Jet Selektion das härteste Kriterium.

### Reinheit und Effizienzen für die einzelnen Bins der Observablen

Durch eine Erweiterung der Migrationsstudien in Abbildung 3.21 ist es möglich einen Eindruck über die Reinheit und Effizienz für jedes Bin einer Observablen zu bekommen. In den Abbildungen 3.22 und 3.23 sind diese erweiterten Migrationsplots für die 3-Jet Produktion dargestellt. Bei der Anzahl der Bins und der Wahl der Bin-Größen ist die Auflösung der einzelnen Observablen berücksichtigt worden, so daß jedes der Bins eine durchschnittliche Reinheit von 40% besitzt. In jedem Analysebin befinden sich durchschnittlich 100 3-Jet Ereignisse<sup>11</sup>. In allen Verteilungen ist wieder die erhöhte Anzahl von Migrationen von 2-Jets

<sup>10</sup>Als letzte Zeile (Spalte) wird die oberste Zeile (ganz rechte Spalte) bezeichnet.

<sup>11</sup>Für die 4-Jet Ereignisse wurde versucht in jedem Bin ungefähr eine gleiche Anzahl von Ereignissen zu haben.

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

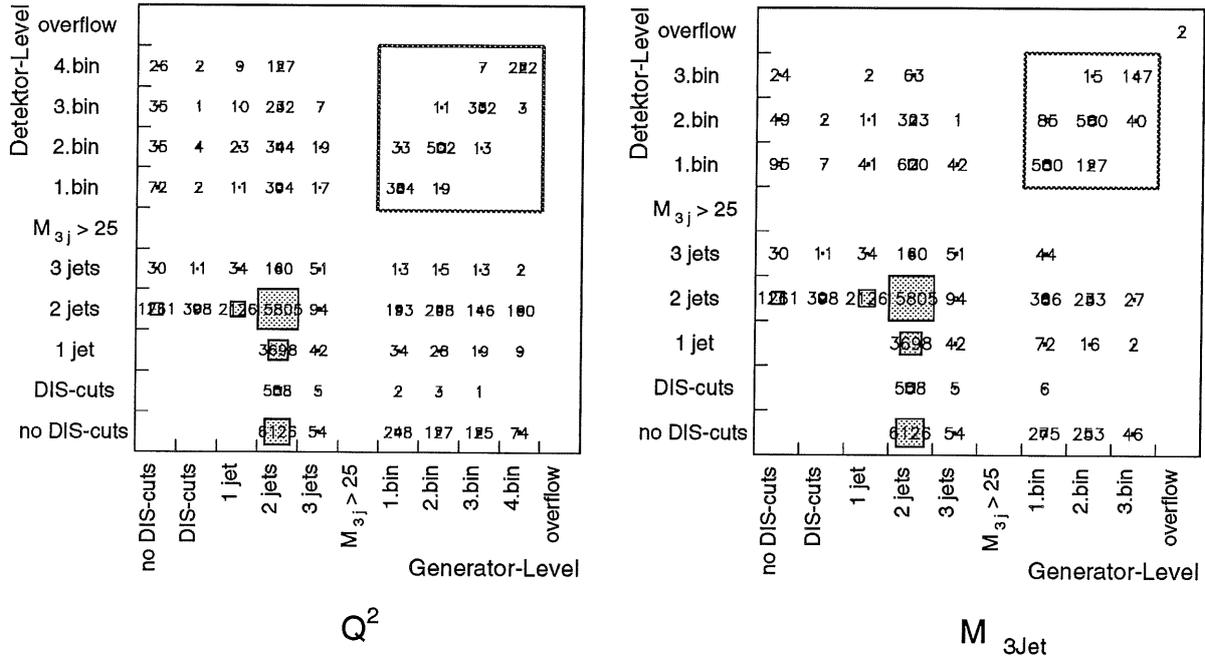


Abbildung 3.22: Migrationsstudien für die Bins der  $Q^2$ -Verteilung der 3-Jet Ereignisse (links) und der invarianten Masse  $M_{3\text{Jet}}$  (rechts) mit dem ARIADNE Monte-Carlo Generator.

des einen Levels zu 3-Jets des anderen Levels zu erkennen. Dadurch wird die Reinheit und Effizienz in jedem Bin verschlechtert, so daß auch Bins mit einer Reinheit von nur 32%, beispielsweise in der  $X_3$ -Verteilung der 3-Jet Ereignisse vorhanden sind. Die Migrationen in den Bins der Observablen und auch die Migrationen von Ereignissen in die Menge der selektierten Jet-Ereignisse hinein, werden durch die Korrekturfaktoren, die mit Hilfe der Bin-by-Bin Korrektur, bestimmt werden berücksichtigt (siehe Kapitel 3.7.5).

Die Größe der Migrationen zwischen einzelnen Bins ist für die Multi-Jet Variablen höher als beispielsweise für die  $Q^2$ -Verteilung der 3-Jet Ereignisse. Besonders die  $\psi_3$ -Verteilung der 3-Jet Ereignisse weist hohe Migrationen zwischen den einzelnen Bins auf. Die endliche Impuls und Energieauflösung des H1 Detektors hat zur Folge, daß die Jets aus einem 3-Jet System in einer falschen Reihenfolge sortiert werden können (vgl. Kapitel 2.6), so daß dann die Multi-Jet Variablen auf dem Detektor-Level nicht wie auf dem Generator-Level rekonstruiert werden.

#### Auflösungen von Observablen

Für verschiedene Observablen sind die Auflösungen für den ARIADNE Monte-Carlo Generator gezeigt<sup>12</sup> Für Winkelvariablen, zum Beispiel die Pseudo-Rapidity  $\eta$  oder  $\cos \theta_3$ , ist die

<sup>12</sup>Die Studien mit dem LEPTO Monte-Carlo generator führten zu vergleichbaren Ergebnissen.

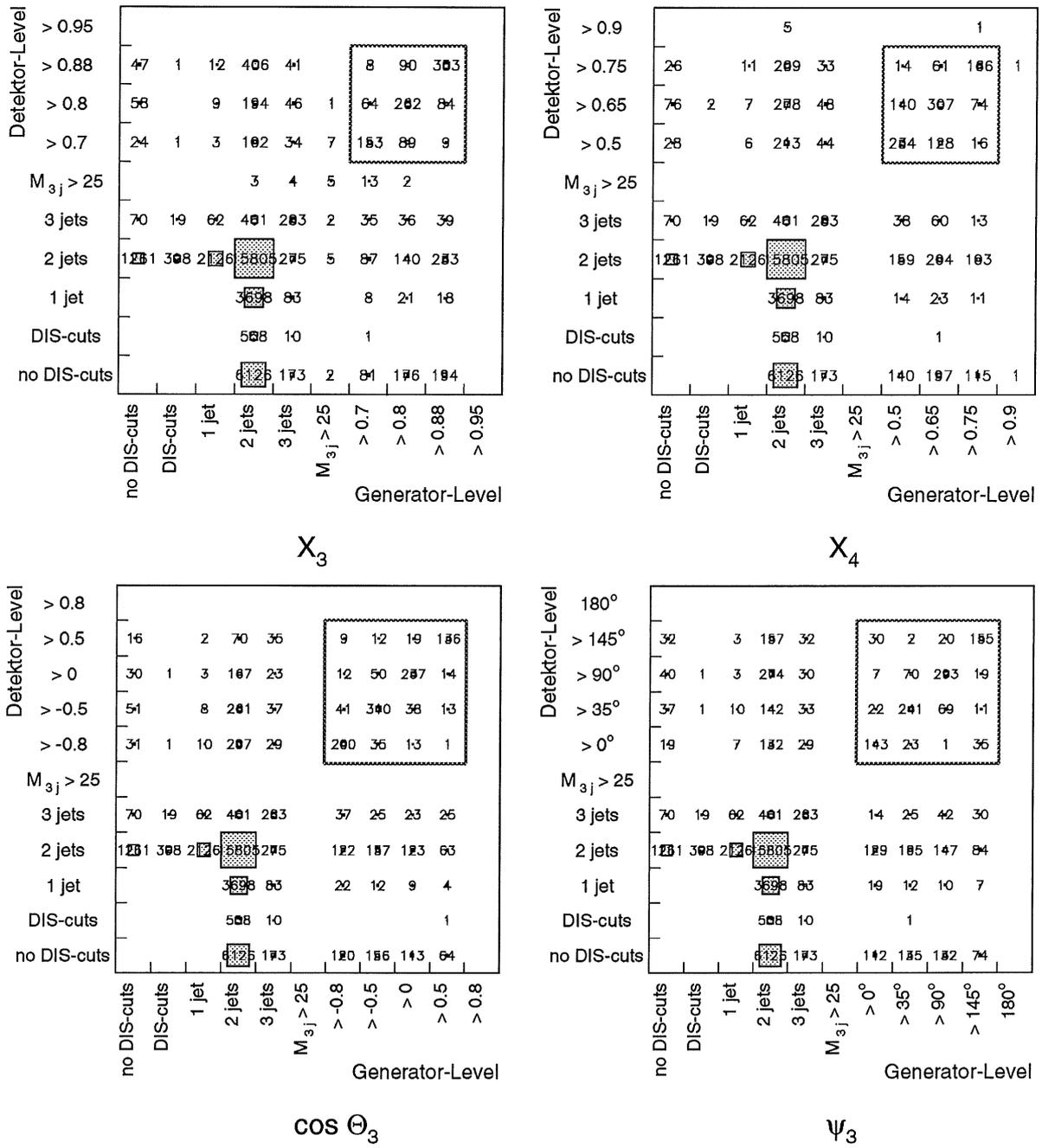


Abbildung 3.23: Die Migrationen in den Bins der Multi-Jet Variablen für die 3-Jet Produktion mit dem ARIADNE Monte-Carlo Generator.

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

---

Differenz des Wertes auf dem Detektor-Level und dem zugehörigen Wert auf dem Generator-Level dargestellt. Diese Verteilungen sollten ihr Maximum idealerweise bei dem Wert Null haben.

Die Auflösungen von einigen Observablen in 2-,3- und 4-Jet Produktion sind in Abbildung 3.24 dargestellt. Alle Verteilungen haben das Maximum bei ihrem nominellen Wert eins oder null. Die Auflösung für die mittlere transversale Energie  $\overline{E}_T$  der Jets beträgt durchschnittlich 12%. Je kleiner die gemessene Energie wird, desto schlechter wird die Auflösung (vgl. Kapitel 1.2.1). Dies ist deutlich in der Auflösung für den Jet mit der kleinsten transversalen Energie  $E_{T,min}$  zu erkennen. Bei der zugehörigen Verteilung für 2-Jet Ereignisse wird die Auflösung schon um ungefähr 4% schlechter. Da in den 3- und 4-Jet Ereignissen der dritte Jet häufig an der  $E_T > 5$  GeV Schnittgrenze liegt, ist die Auflösung der  $E_{T,min}$ -Verteilungen der 3- und 4-Jet Ereignisse noch schlechter (vgl. letzter Abschnitt und Abbildung 3.12). Die Auflösung in der Observablen  $E_{T,min}$  beträgt für die 3- und 4-Jet Ereignisse ungefähr 19%.

In den Abbildung 3.25 und 3.26 sind die Auflösungen der Multi-Jet Variablen dargestellt. Die Verteilungen der Dalitz-Variablen  $X_3, X_4, X_A$ , etc. haben ihr Maximum ungefähr bei dem Wert eins. Ihr Auflösung beträgt durchschnittlich 19%. Die Winkelvariablen haben alle ein deutliches Maximum bei dem Wert null und auch eine gute Auflösung. Bei den Multi-Jet Variablen, besonders bei den Winkelvariablen  $\cos \theta^*, \psi_3$ , etc., ist in allen Auflösungsverteilungen ein erhöhter Untergrund zu erkennen. Hier spiegeln sich auch die erhöhten Migrationen in den einzelnen Analysebins wider (vgl. vorheriges Kapitel).

#### 3.7.5 Die Korrekturfaktoren

Die Beschreibung der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte durch die beiden Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE ist akzeptabel. Auch die Auflösungs- und Migrationsstudien in den letzten Kapiteln haben gezeigt, daß die Korrektur der Daten mit Hilfe der Bin-by-Bin Korrektur durchgeführt werden kann. Da die Beschreibung der Daten durch beide Monte-Carlo Programme ähnlich ist, wird der Mittelwert der Korrekturfaktoren, die mit den Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE gewonnen wurde, für die Korrektur der Daten verwendet.

In Abbildung 3.27 sind die Korrekturfaktoren für die einzelnen Bins der  $Q^2$ -,  $M_{3\text{ Jet}}$ - und der  $\overline{E}_T$ -Verteilung dargestellt. Sie sind für alle Bins der 3-Jet Ereignisse in der gleichen Gößenordnung und liegen im Bereich von ungefähr 10%. Die Bins für hohe Werte der invarianten Masse  $M_{3\text{ Jet}}$  und der mittleren transversalen Energie  $\overline{E}_T$  der 3-Jet Ereignisse haben höhere Korrekturen. In diesen Bins ist aber auch der statistische Fehler des Mittelwertes sehr hoch. Die Korrekturfaktoren der beiden Monte-Carlo Generatoren sind in diesem Bereich sehr unterschiedlich. Dieser Unterschied wird in der systematischen Unsicherheit berücksichtigt (siehe Kapitel 3.7.6). Der Korrekturfaktor für das erste Bin der  $Q^2$ -Verteilung der 3-Jet Ereignisse ist sehr hoch. Hier wird der Akzeptanzschnitt gegen die schlechte Positronmessung im BBE des LAr-Kalorimeters aus den gemessenen Daten herauskorrigiert.

Die Korrekturfaktoren für die Raten (Abbildung 3.29) sind kleiner als die der 3-Jet Ob-

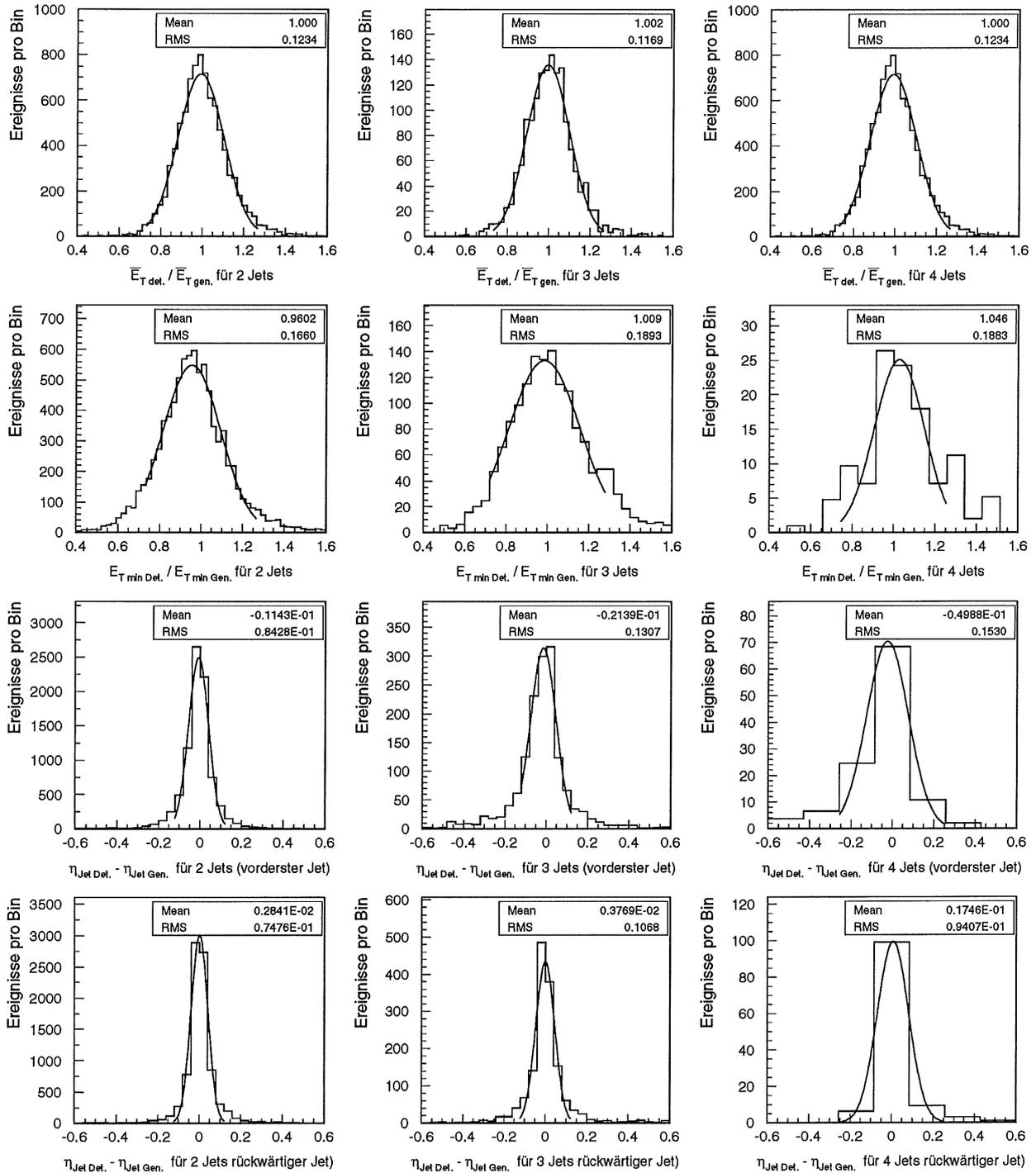


Abbildung 3.24: Die Auflösungen von verschiedenen 2-, 3- und 4-Jet Observablen bestimmt mit dem ARIADNE Monte-Carlo Generator.

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

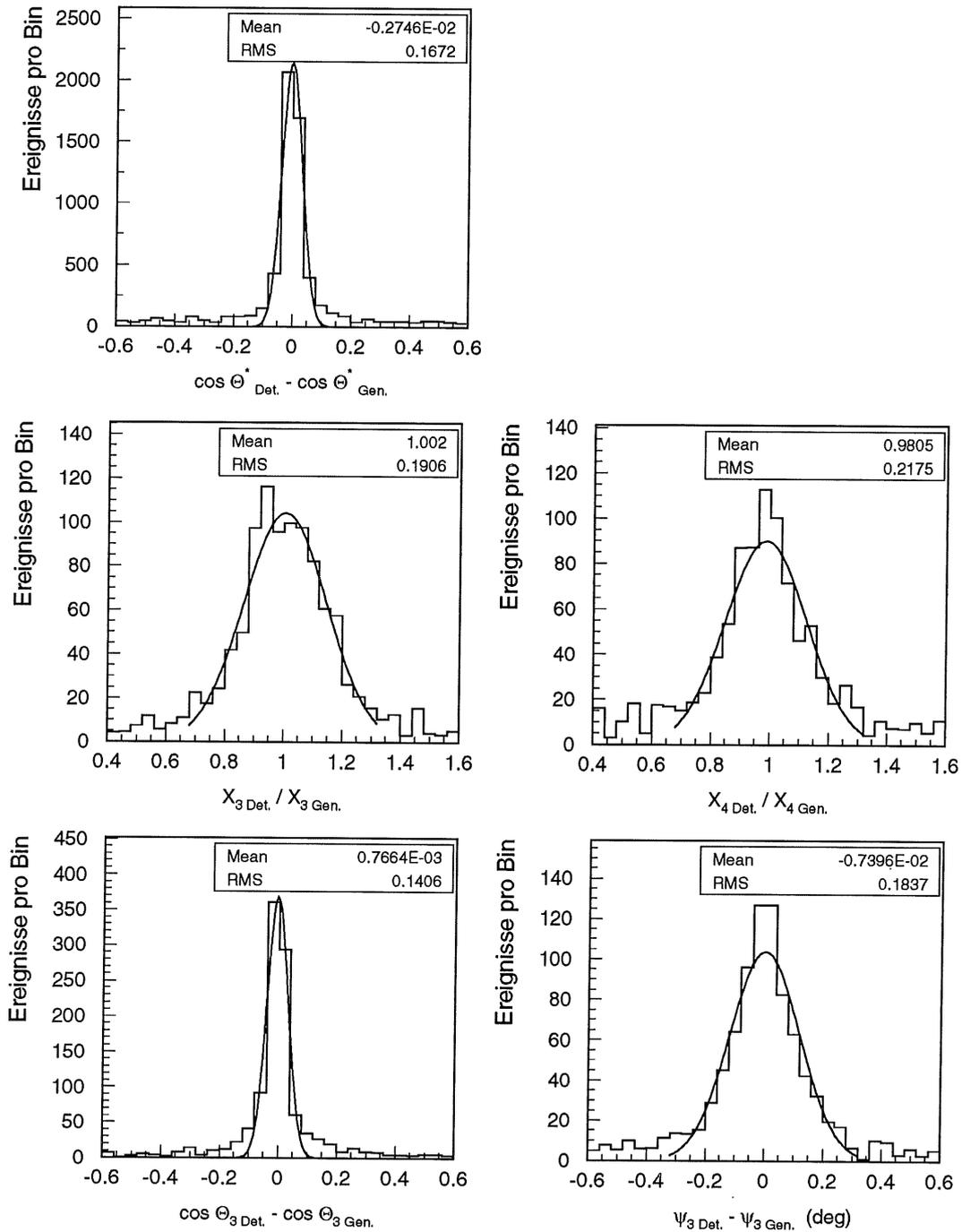


Abbildung 3.25: Auflösungen der 2- und 3-Jet Multi-Jet Variablen für den ARIADNE Monte-Carlo Generator.

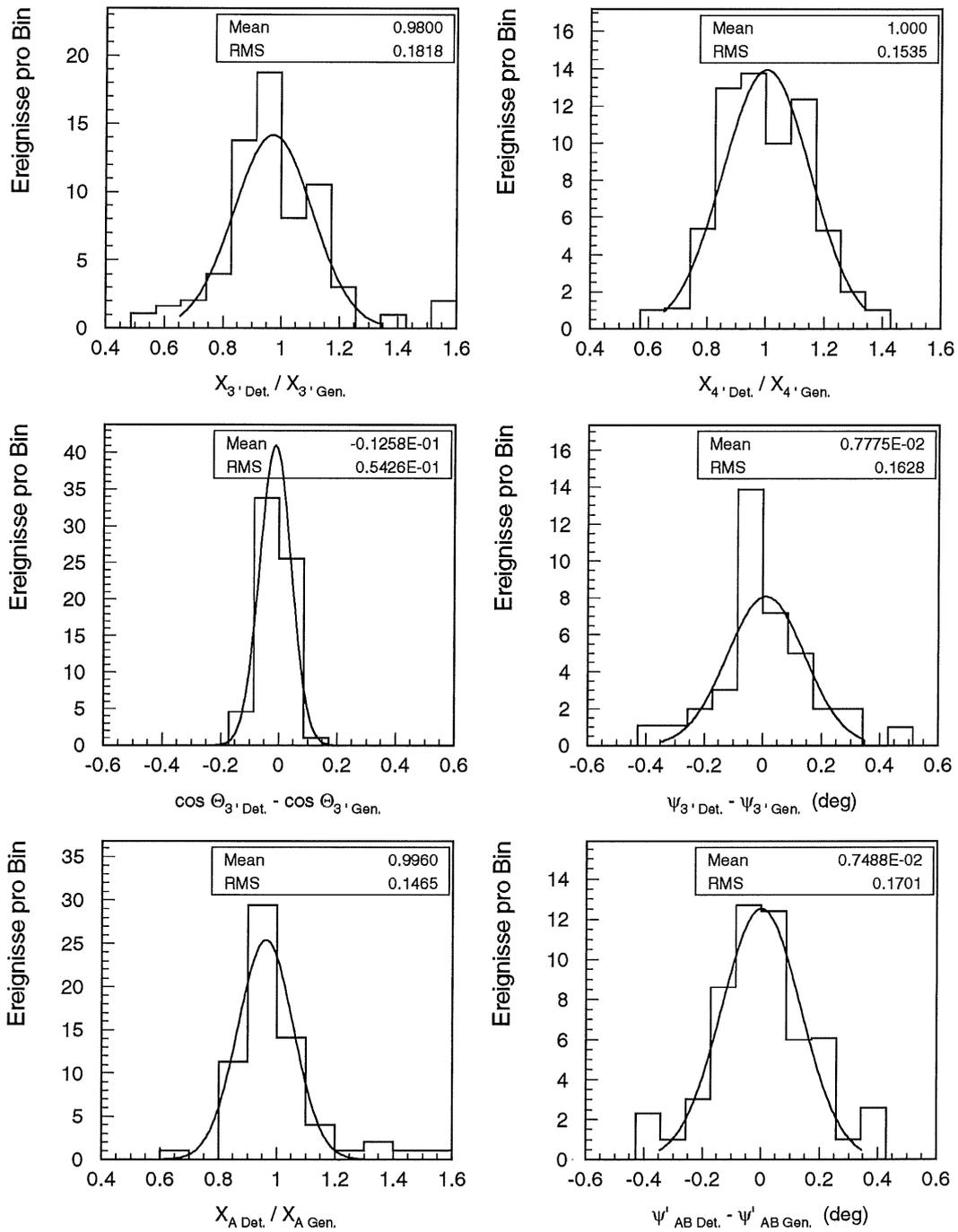


Abbildung 3.26: Auflösungen der 4-Jet Multi-Jet Variablen für den ARIADNE Monte-Carlo Generator.

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

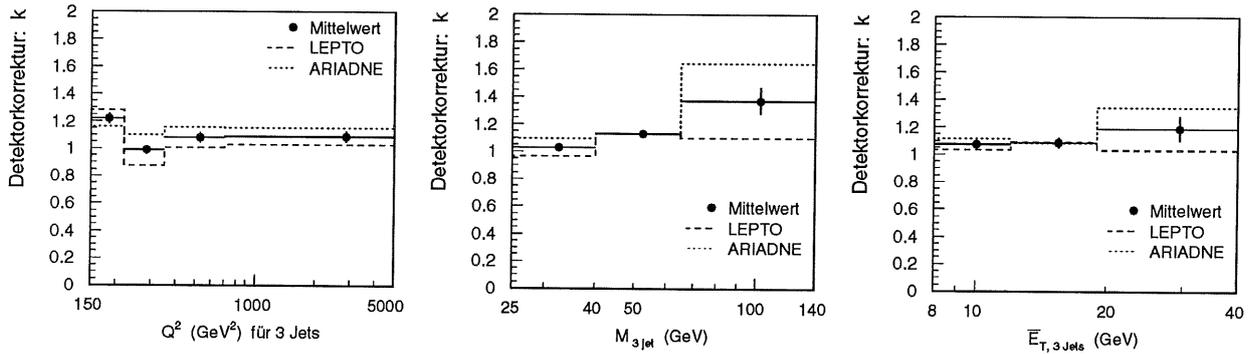


Abbildung 3.27: Die Korrekturfaktoren für die  $Q^2$ - und  $M_{3\text{Jet}}$ - und  $\overline{E}_T$ -Verteilung für die 3-Jet Ereignisse sind für ARIADNE und LEPTO zusammen mit dem Mittelwert dargestellt.

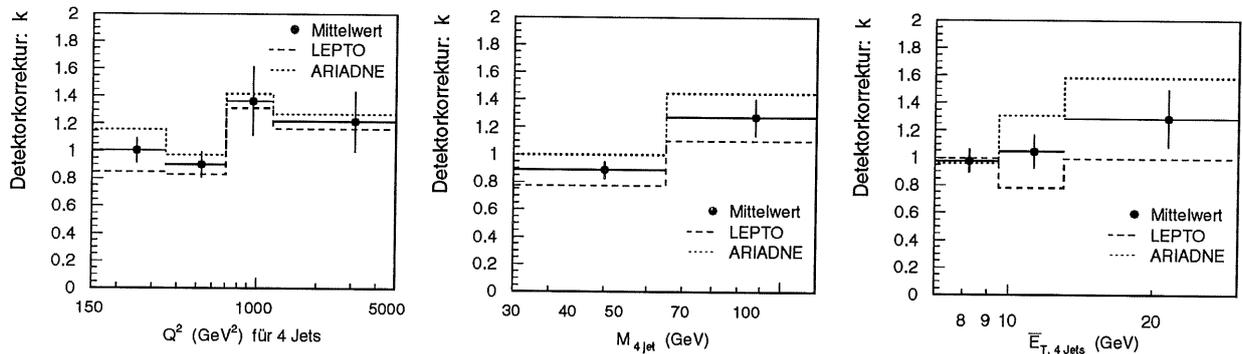


Abbildung 3.28: Die Korrekturfaktoren für die  $Q^2$ - und  $M_{4\text{Jet}}$ - und  $\overline{E}_T$ -Verteilung für die 4-Jet Ereignisse sind für ARIADNE und LEPTO zusammen mit dem Mittelwert dargestellt.

servablen. Bei der Messung der Rate von 3- zu 2-Jet Ereignissen heben sich beispielsweise Ineffizienzen bei der Positron-Identifikation auf.

Für die Multi-Jet Variablen der 2- und 3-Jet Ereignisse (Abbildung 3.30) heben sich Ineffizienzen aufgrund der Normierung auf. Dadurch sind die Korrekturen für diese Observablen klein. Einige Korrekturfaktoren haben sehr hohe statistische Fehler, weil in diesen Bins nur sehr wenige Ereignisse enthalten sind.

Durch die geringe Statistik der 4-Jet Ereignisse ist die Unsicherheit der Korrekturfaktoren für die  $Q^2$ -,  $M_{4\text{Jet}}$ - und der  $\overline{E}_T$ -Verteilungen der 4-Jet Ereignisse groß (Abbildung 3.28). Die schlechtere Reinheit und Effizienz bei der Messung im Vergleich zu den 2- und 3-Jet Ereignissen spiegelt sich in den höheren Korrekturfaktoren für die 4-Jet Observablen wider. Bei den normierten Verteilungen (Abbildung 3.31) sind, wie schon bei den 2- und 3-Jet Verteilungen, die Korrekturen klein.

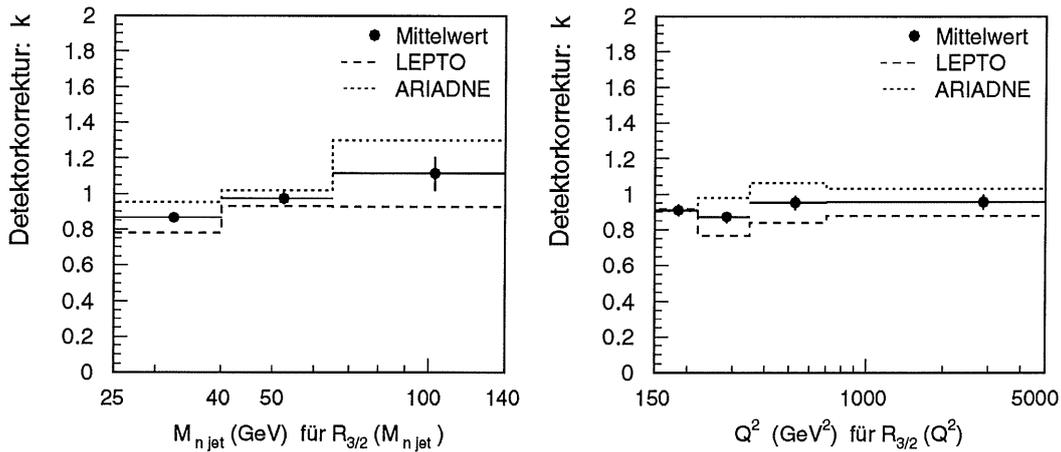


Abbildung 3.29: Die Korrekturfaktoren für die Raten  $R_{3/2}$  sind für ARIADNE und LEPTO zusammen mit dem Mittelwert dargestellt

Quelle	Variationsbereich	durchschnittliche syst. Unsicherheit
Positron Energie Kalibration	$\pm(0.7\text{bis}3)\%$	2%
Positron Polarwinkel	$\pm 3$ mrad	1%
Positron Azimutalwinkel	$\pm 3$ mrad	$< 1\%$
Energie von LAr-Clustern	$\pm 4\%$	10%
Energie von SPACAL-Clustern	$\pm 7\%$	$< 1\%$
Impuls der Teilchenspuren	$\pm 3\%$	$< 1\%$
Luminositätsbestimmung	-	1.5%
Modellabhängigkeit	-	7%

Tabelle 3.4: Die verschiedenen Beiträge zur systematischen Unsicherheit der Messung.

### 3.7.6 Der Einfluß systematischer Unsicherheiten

Es gibt bei der Messung der verschiedenen differentiellen Wirkungsquerschnitte systematische Unsicherheiten. Diese kommen beispielsweise von der Unsicherheit in den Messungen von Energien und Winkeln. Um diese Unsicherheiten zu bestimmen, werden die einzelnen Fehlerquellen im Rahmen ihrer Unsicherheiten nach oben und nach unten variiert. Die verschiedenen Quellen, die zu der systematischen Unsicherheit der Messung beitragen, ihr Variationsbereich und der durchschnittliche prozentuale Beitrag zur gesamten systematischen Unsicherheit der Messung sind in der Tabelle 3.4 zusammengefaßt. Die gesamte systematische Unsicherheit ist die quadratische Summe der Unsicherheiten der einzelnen Beiträge: Die Modellabhängigkeit ist durch die Hälfte des Abstands der Korrekturfaktoren, die mit den beiden Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE bestimmt worden sind, definiert.

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

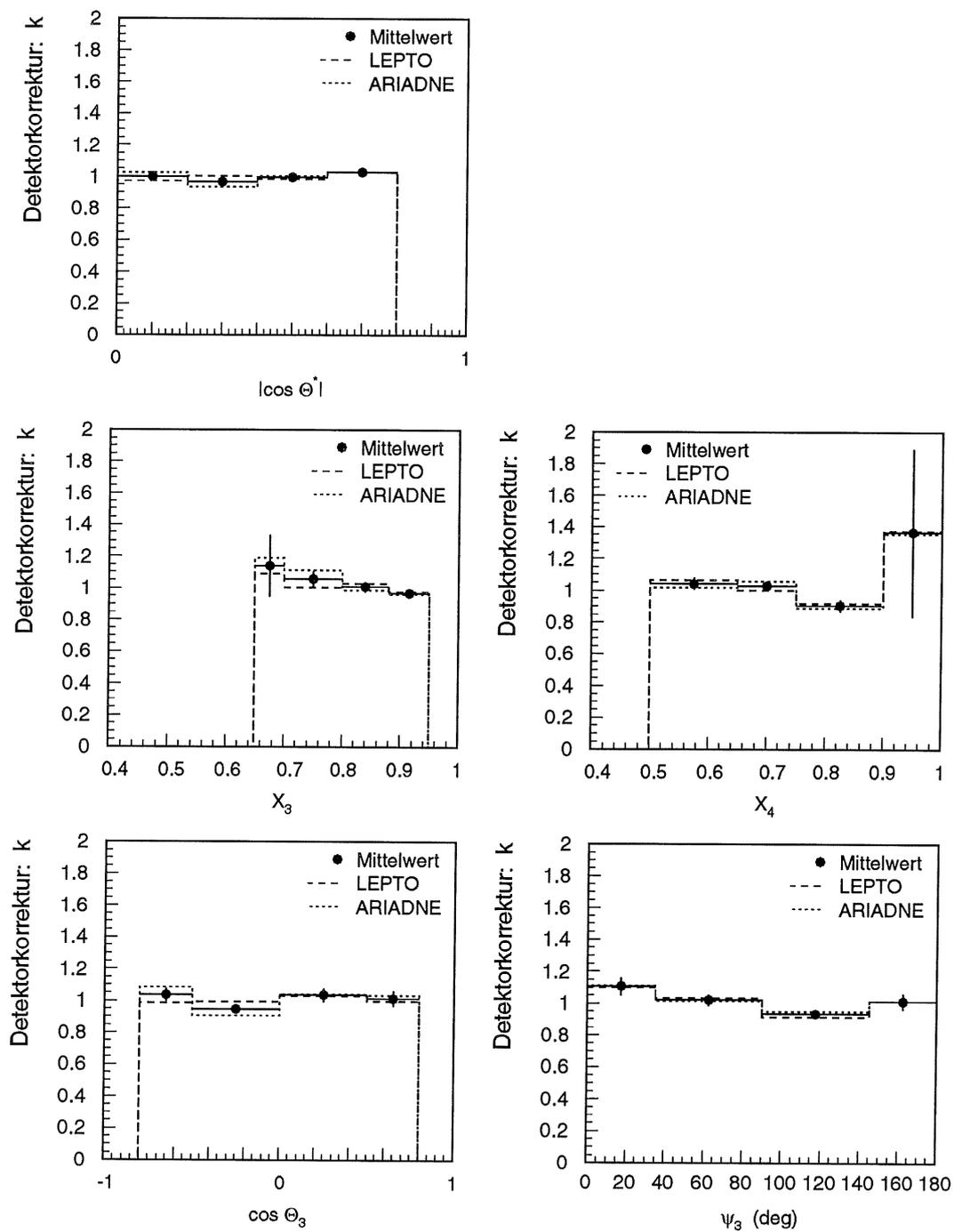


Abbildung 3.30: Die Korrekturfaktoren der 2- und 3-Jet Multi-Jet Variablen sind für ARIADNE und LEPTO zusammen mit dem Mittelwert dargestellt.

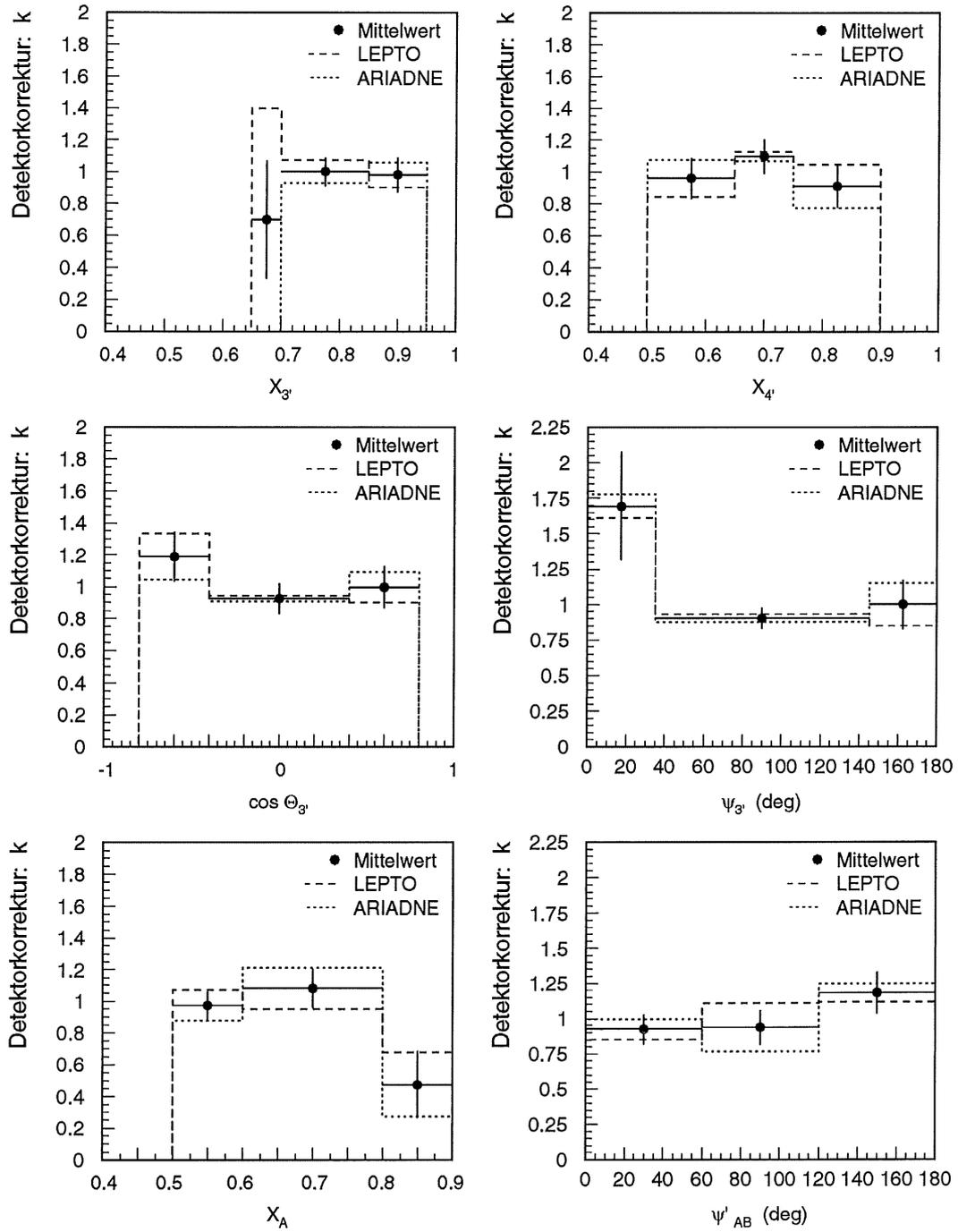


Abbildung 3.31: Die Korrekturfaktoren der 4-Jet Multi-Jet Variablen mit dem Mittelwert.

### 3.7. DIE KORREKTUR DER DATEN

---

Die größten Beiträge zur systematischen Unsicherheit kommen von der Variation der Energieskala der LAr-Kalorimetercluster und von der Modellabhängigkeit. Bei den normierten Multi-Jet Variablen sind die systematischen Unsicherheiten kleiner, da eine absolute Änderung des Wirkungsquerschnitts nicht zum systematischen Fehler dieser Observablen beiträgt. Nur Änderungen in der Form der Verteilungen nach der Variation würde sich in der systematischen Unsicherheit der Multi-Jet Variablen widerspiegeln. Im Anhang B sind für einige Observablen die einzelnen Beiträge der verschiedenen Quellen zur gesamten systematischen Unsicherheit dargestellt.



# Kapitel 4

## Ergebnisse

Für tiefinelastische Streuung im kinematischen Bereich von  $150 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 5000 \text{ GeV}^2$  und  $0.2 < y < 0.6$  werden korrigierte Verteilungen für die 2-, 3- und 4-Jet Produktion präsentiert. Die Jets wurden im Breit-Bezugssystem mit dem inklusiven  $k_{\perp}$ -Jetalgorithmus und transversalen Energien  $E_T > 5 \text{ GeV}$  selektiert. Die Pseudorapidität der gefundenen Jets wurde im Laborsystem auf den Bereich von -1 bis 2.5 festgelegt. Auf die invariante Masse des Multi-Jet-Systems  $M_{n \text{ Jet}}$  wurde ein weiterer Schnitt von 25 GeV angewendet.

Für die 2-Jet Ereignisse wird die  $|\cos \theta^*|$ -Verteilung gezeigt, die den Betrag des Winkels zwischen der Protonrichtung und dem höchstenergetischen Jet im Schwerpunktsystem der Jets wiedergibt.

Für die 3- und 4-Jet Ereignisse werden differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Impulsübertrags  $Q^2$ , der Skalenvariablen  $x_{Bj}$ , der invarianten Masse des Multi-Jet Systems  $M_{n \text{ jet}}$  und der mittleren transversalen Energie der Jets  $\bar{E}_{T, \text{Breit}}$  gezeigt. Die in Kapitel 2.6 eingeführten (auf den Multi-Jet Wirkungsquerschnitt normierten) Multi-Jet Variablen  $X_3$ ,  $X_4$ ,  $\cos \theta_3$  und  $\psi_3$  werden für 3-Jet Ereignisse präsentiert. Für die 4-Jet Ereignisse werden die Multi-Jet Variablen  $X_{3'}$ ,  $X_{4'}$ ,  $X_A$ ,  $\cos \theta_{3'}$ ,  $\psi_{3'}$  und  $\psi'_{AB}$  gezeigt.

Abschließend werden die Raten von 3- zu 2-Jets in Abhängigkeit von  $Q^2$  und der Multijetmasse  $M_{n \text{ Jet}}$  vorgestellt.

Alle Verteilungen werden mit QCD-Vorhersagen der Monte-Carlo Generatoren HERWIG, LEPTO und ARIADNE verglichen. Für die Berechnung der Multi-Jet Wirkungsquerschnitte wurde die Partondichtefunktion CTEQ4L mit dem zugehörigen Wert der starken Kopplungskonstanten von  $\alpha_s(M_Z) = 0.132$  verwendet.

Die Vorhersagen des QCD-Matrixelementes in niedrigster Ordnung der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  wurden mit dem Programm DISENT für die 2- und 3-Jet Produktion berechnet. Diese Vorhersagen liegen auf dem *Parton-Level* vor. Die Auswirkungen der nicht-perturbativ berechenbaren Hadronisierung auf die Wirkungsquerschnitte fehlt bei diesen Vorhersagen. Die Größe der Hadronisierungskorrekturen wurde mit den Monte-Carlo Generatoren HERWIG, LEPTO und ARIADNE bestimmt. Die Ergebnisse werden im Anhang A diskutiert. Für die DISENT Vorhersagen wurde die Partondichtefunktion CTEQ5L mit dem

zugehörigen  $\alpha_s(M_Z) = 0.127$  verwendet.

Die korrigierten Verteilungen enthalten alle statistischen Fehler und systematischen Unsicherheiten. Die inneren Fehlerbalken stellen den statistischen Fehler dar. Der gesamte Fehlerbalken repräsentiert die quadratische Summe der statistischen und systematischen Fehler.

## 4.1 2-Jet Observablen

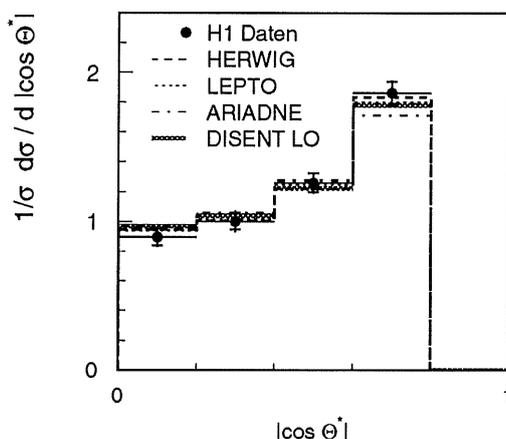


Abbildung 4.1: Die  $|\cos \theta^*|$  Observable der 2-Jet Produktion.

Die Observable  $|\cos \theta^*|$  bezeichnet den Betrag des Kosinus des Jetwinkels im 2-Jet Schwerpunktsystem. Es ist zu erkennen, daß die Jets bevorzugt in Richtung der Parton-Photon-Achse produziert werden. Die Verteilung wird sehr gut von den Monte-Carlo Generatoren und von der DISSENT-Rechnung beschrieben.

## 4.2 3-Jet Observablen

### 3-Jet Wirkungsquerschnitte

Die 3-Jet Observablen  $Q^2$ ,  $x_{Bj}$ ,  $M_{3\text{Jet}}$  und  $\overline{E}_T$  sind in Abbildung 4.2 gezeigt. Alle Wirkungsquerschnitte fallen für große Werte der Observablen stark ab. Die DISSENT-Vorhersage liegt 10% bis 30% über den Daten. Dies ist im Rahmen der erwarteten Hadronisierungskorrekturen (siehe Anhang A) mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten kompatibel. Alle Vorhersagen der Monte-Carlo Generatoren mit Parton-Kaskade für die 3-Jet Wirkungsquerschnitte liegen fast im gesamten Bereich außerhalb der Fehler unter den Daten. HERWIG und LEPTO liegen dabei etwa 30% bis 40% unter den Daten, jedoch bei größtem  $Q^2$  und  $x_{Bj}$  ist HERWIG mit den Daten kompatibel (Abbildung 4.2 oberste Zeile). Beide Modelle können die Form der Verteilungen beschreiben. ARIADNE zeigt einen noch geringeren Wirkungsquerschnitt

## 4.2. 3-JET OBSERVABLEN

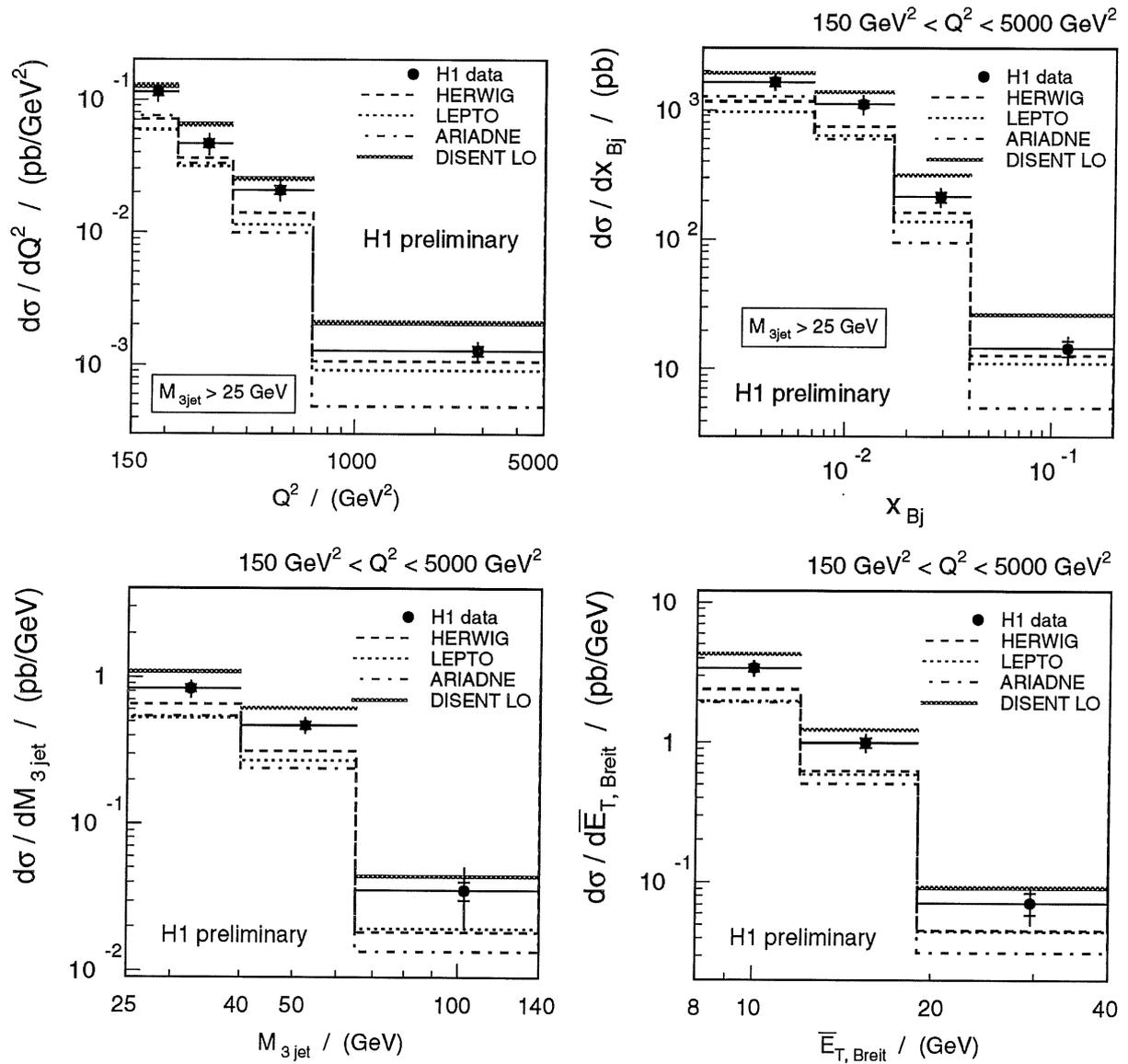


Abbildung 4.2: Verschiedene Observablen der 3-Jet Produktion.

und einen steileren Abfall der Verteilungen und gibt somit die schlechteste Beschreibung der Daten.

### Multi-Jet Variablen

Die Multi-Jet Variablen sind in Abbildung 4.3 dargestellt.  $X_3$  (links oben) gibt den doppelten Wert des Anteils des höchstenergetischen Jets an der Gesamtenergie des 3-Jet Systems an. Die  $X_3$  Verteilung umfaßt den Bereich  $0.65 < X_3 < 0.95$  wobei der Schwerpunkt der Ver-

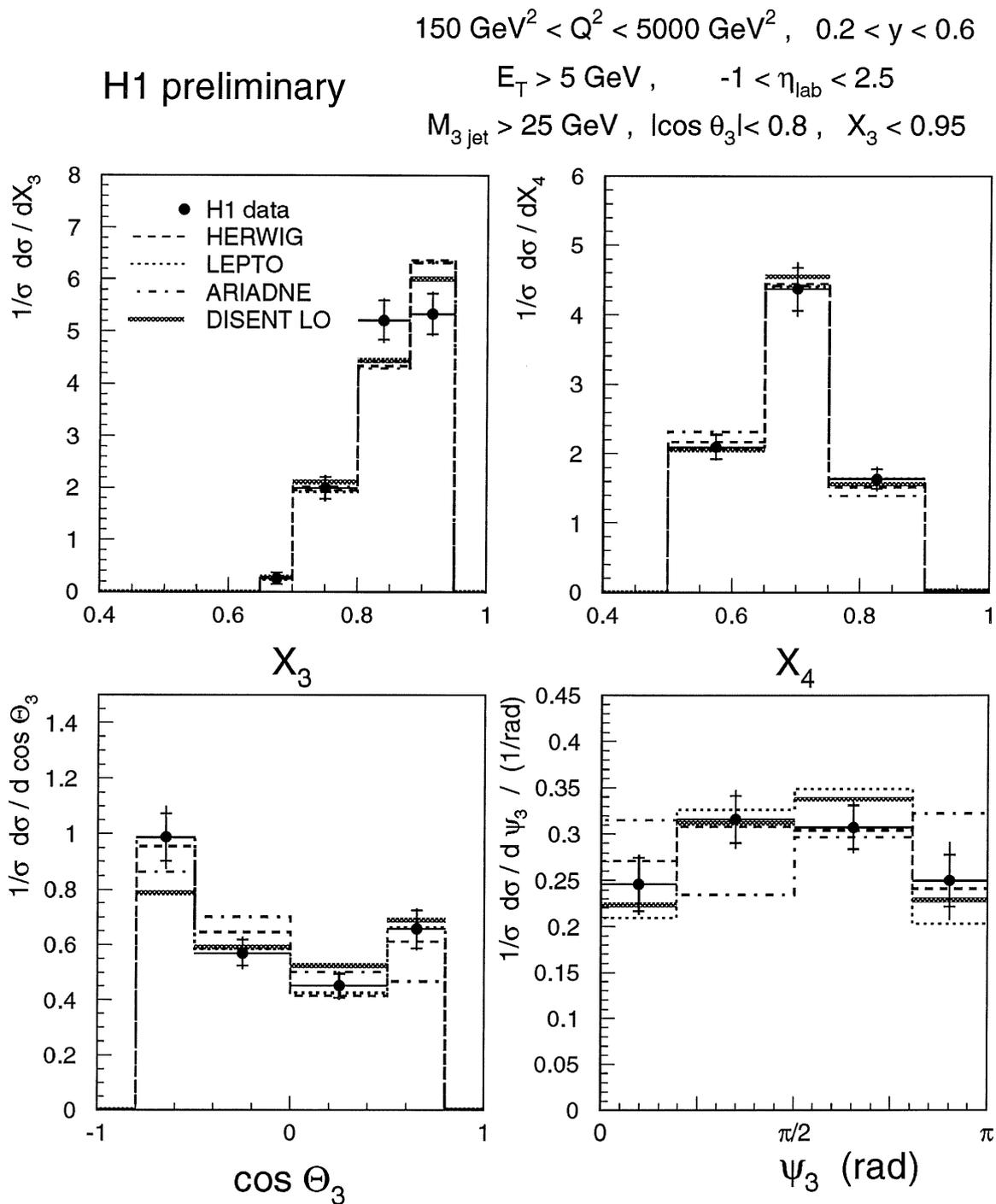


Abbildung 4.3: Multi-Jet Observablen der 3-Jet Produktion.

## 4.2. 3-JET OBSERVABLEN

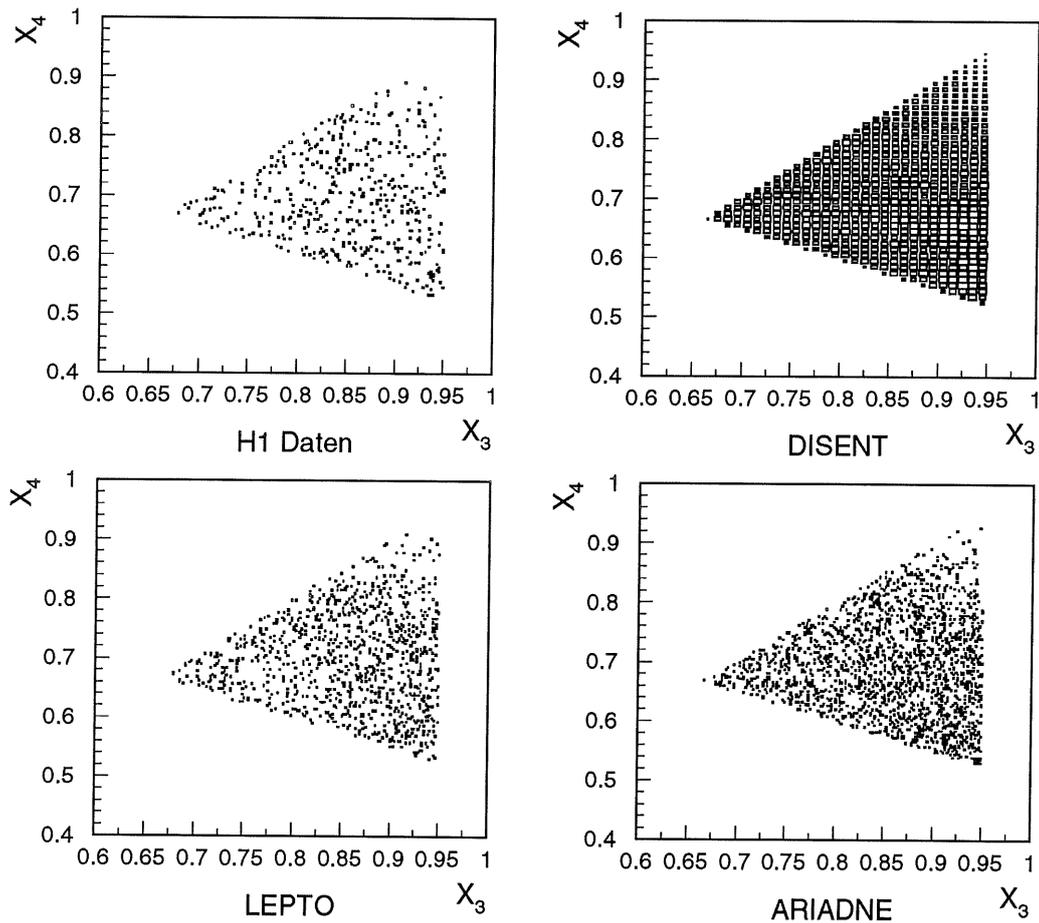


Abbildung 4.4: Dalitz Auftragung für die H1 Daten (links oben) im Vergleich mit DISENT (rechts oben), LEPTO (links unten) und ARIADNE (rechts unten).

teilung bei großen Werten liegt. Dies bedeutet, daß der höchstenergetische Jet mindestens ein Drittel, meist aber fast die Hälfte der Gesamtenergie besitzt.

Die  $X_4$  Verteilung gibt in entsprechender Weise den doppelten Energieanteil des Jets mit der zweithöchsten Energie an. Das Maximum dieser Verteilung liegt bei ungefähr 0.7. Das heißt, daß dieser Jet häufig ungefähr ein Drittel der Gesamtenergie trägt.

Die  $\cos \theta_3$  Verteilung zeigt die Winkelverteilung des höchstenergetischen Jets. Ähnlich wie in der 2-Jet Produktion liegen die meisten Einträge bei  $|\cos \theta_3| \rightarrow 1$ . Im Gegensatz zur 2-Jet Produktion ist aber der Endzustand in 3-Jet Ereignissen nicht symmetrisch. Es ist erkennbar, daß der höchstenergetische Jet bevorzugt unter Winkeln  $\theta_3 \rightarrow 180^\circ$  (d.h. in Protonrichtung) produziert wird. Dieses weist darauf hin, daß der dritte Jet vorwiegend in Protonrichtung produziert wird.

$\psi_3$  bezeichnet den Winkel zwischen der Ebene, die durch die Protonrichtung und den höchst-

energetischen Jet aufgespannt wird und der Ebene, in der alle drei Jets liegen. Die Verteilung zeigt ein Maximum bei  $\psi_3 \rightarrow 90^\circ$ .

Alle Multi-Jet Variablen werden durch das QCD-Matrixelement (DISENT) beschrieben. Die Monte-Carlo Generatoren HERWIG und LEPTO sind ebenfalls in der Lage, die Form dieser normierten Verteilungen gut wiederzugeben. ARIADNE gibt eine deutlich schlechtere Beschreibung der Winkelverteilungen.

### Dalitz Auftragung

In Abbildung 4.4 sind Dalitz Auftragungen für die 3-Jet Ereignisse gezeigt. Es ist erkennbar, daß der kinematisch erlaubte Bereich in den H1 Daten gleichmäßig besetzt ist, wie auch von DISENT, LEPTO und ARIADNE beschrieben. Nur im Bereich großer  $X_3, X_4$  (d.h.  $X_5 \rightarrow 0$ ) sind weniger Ereignisse anzutreffen, da die Forderung einer minimalen transversalen Jet Energie ( $E_T > 5 \text{ GeV}$ ) diesen Phasenraum unterdrückt.

## 4.3 4-Jet Observablen

### 4-Jet Wirkungsquerschnitte

Die differentiellen 4-Jet Wirkungsquerschnitte als Funktion von  $Q^2$ ,  $M_{4 \text{ Jet}}$  und  $\overline{E}_T$  sind in Abbildung 4.5 gezeigt. Alle Verteilungen zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die 3-Jet Verteilungen.

Alle Wirkungsquerschnitte fallen für große Werte der Observablen stark ab. Keines der Modelle kann die Größe der gemessenen Wirkungsquerschnitte auch nur annähernd beschreiben. HERWIG, LEPTO und ARIADNE unterschätzen den gemessenen Wirkungsquerschnitt um einen Faktor zwei bis drei. Trotzdem sind diese Modelle in der Lage, die Form der Verteilungen relativ gut zu beschreiben.

### Multi-Jet Variablen

Die normierten Multi-Jet Variablen sind für die 4-Jet Ereignisse in Abbildung 4.6 gezeigt. Sämtliche Verteilungen ähneln denen der entsprechenden 3-Jet Verteilungen. Obwohl die Modelle den 4-Jet Wirkungsquerschnitt sehr stark unterschätzen, geben sie trotzdem eine gute Beschreibung des Verlaufs dieser Verteilungen.

4.3. 4-JET OBSERVABLEN

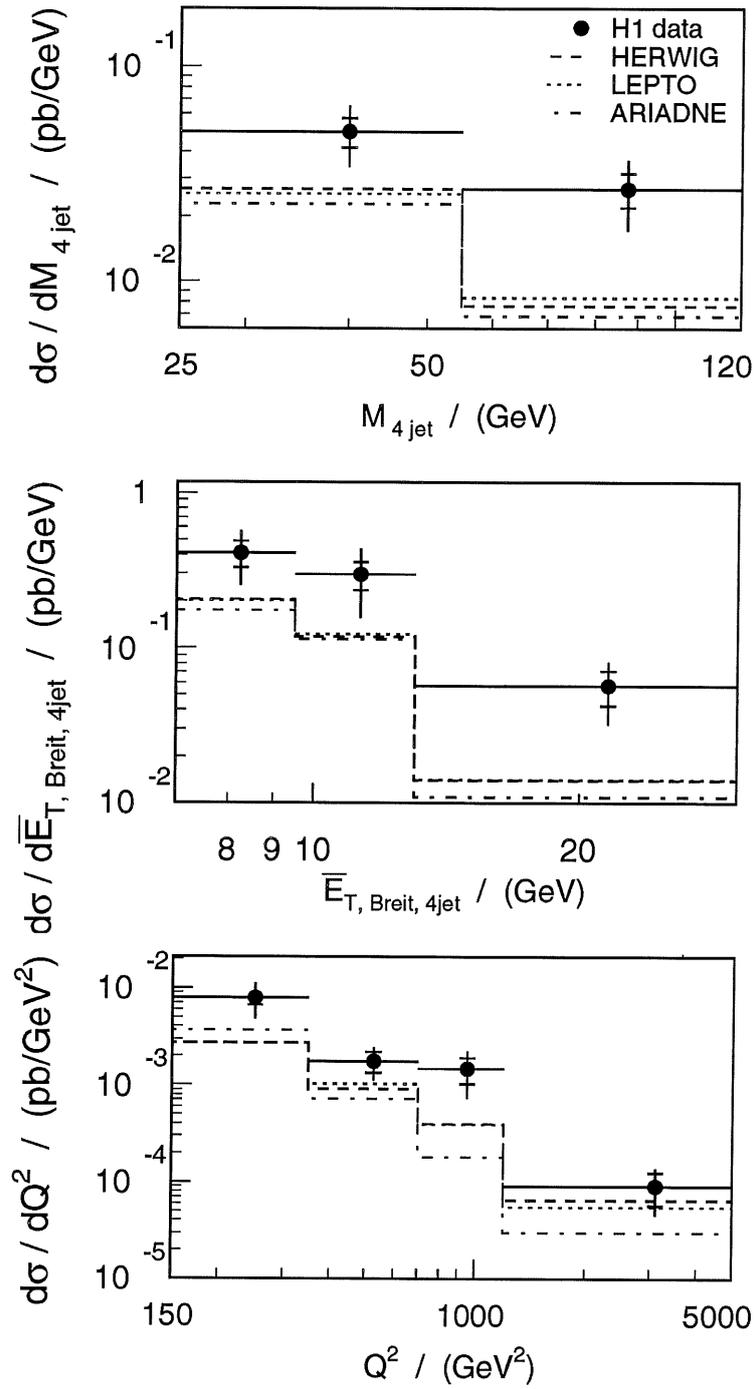


Abbildung 4.5: Verschiedene Observablen der 4-Jet Produktion.

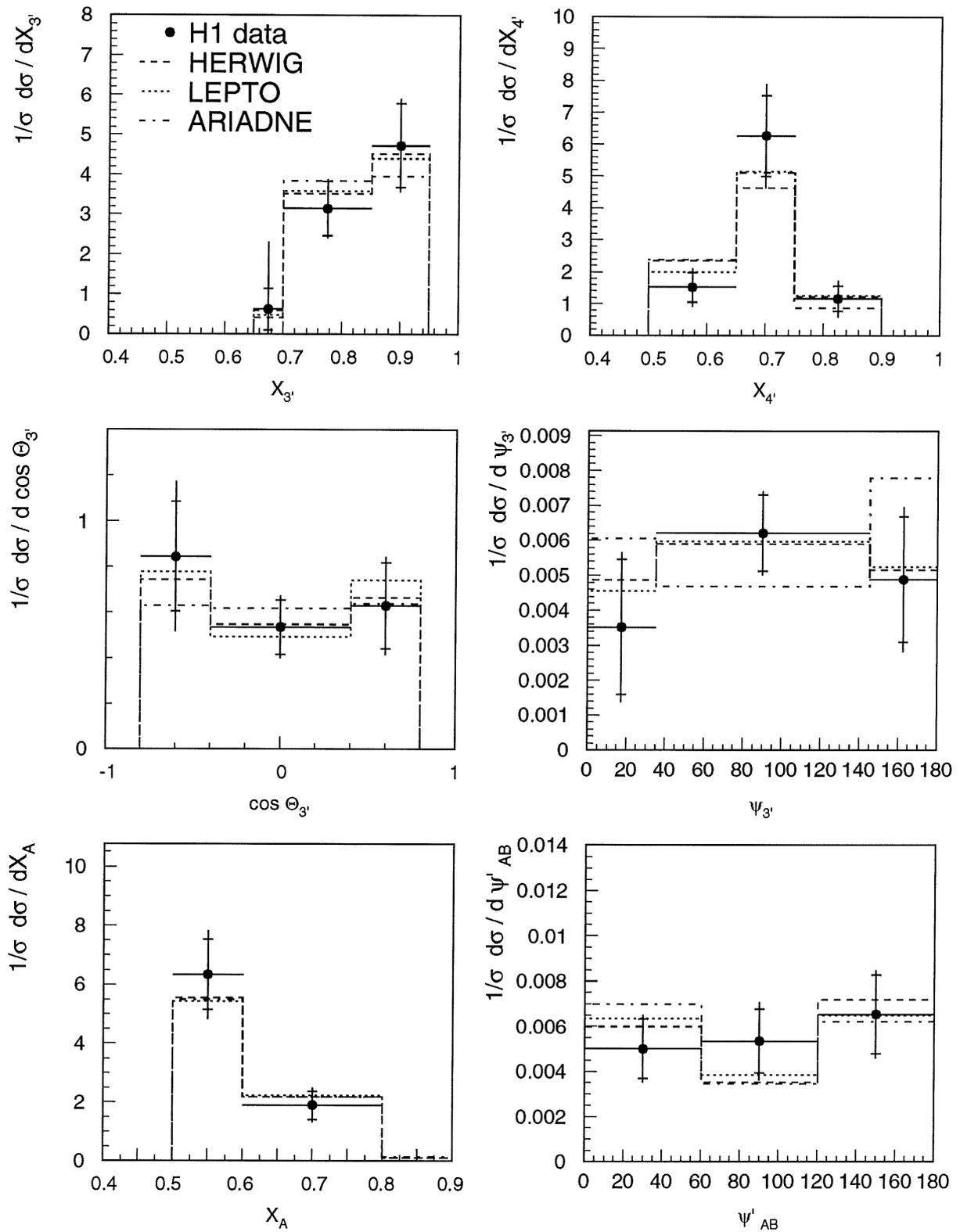


Abbildung 4.6: Multi-Jet Observablen der 4-Jet Produktion.

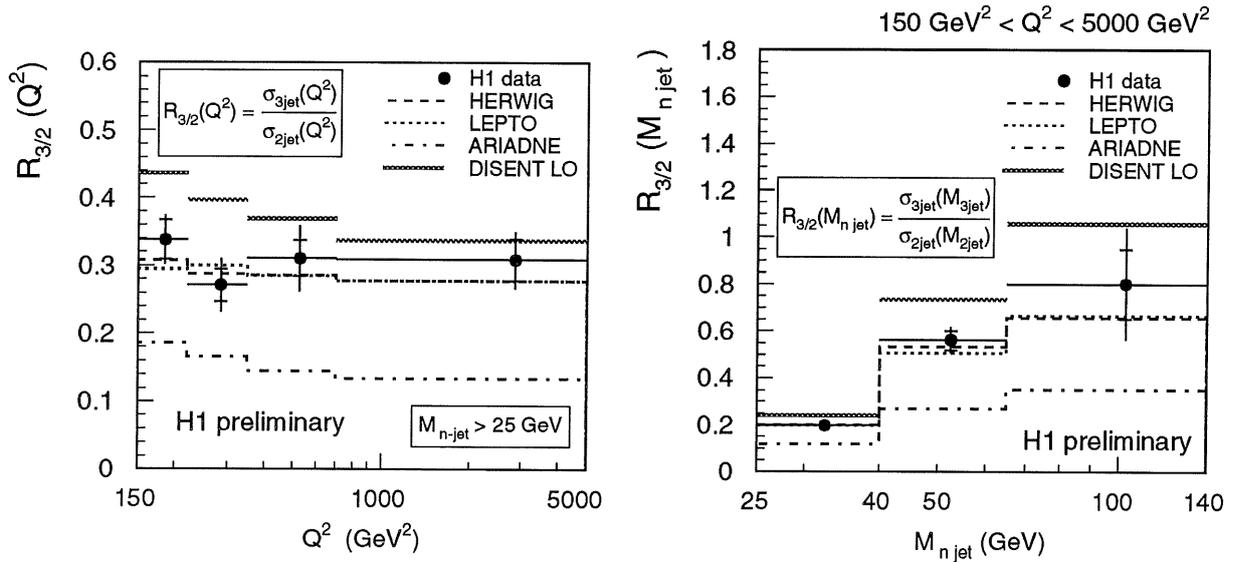


Abbildung 4.7: Die Raten von 3-zu 2-Jet Ereignissen als Funktion des Impulsübertrages  $Q^2$  (links) und der invarianten Multi-Jet Masse (rechts).

## 4.4 3-Jet Raten

In der Abbildung 4.7 ist die Rate des 3-Jet Wirkungsquerschnittes relativ zum 2-Jet Wirkungsquerschnitt als Funktion des Impulsübertrages  $Q^2$  (links) und der invarianten Multi-Jet Masse (rechts) dargestellt. Die in den H1 Daten beobachtete Rate ist unabhängig von  $Q^2$  und zeigt einen starken Anstieg zu hohen invarianten Multi-Jet Massen. Beide Abhängigkeiten werden sehr gut von den Modellen HERWIG und LEPTO beschrieben.

Die DISENT Rechnung zeigt eine geringe  $Q^2$ -Abhängigkeit, die jedoch im Rahmen der Hadronisierungskorrekturen (Anhang A), die die gleiche  $Q^2$ -Abhängigkeit zeigen, mit den Daten konsistent ist. Die vorhergesagte Massenabhängigkeit ist geringfügig stärker.

Der Generator ARIADNE unterschätzt das Verhältnis der 3- zu 2-Jet Wirkungsquerschnitte um einen Faktor zwei. Außerdem weist die ARIADNE Vorhersage eine  $Q^2$ -Abhängigkeit auf, die in den Daten nicht beobachtet wird.

### Fazit

Die QCD-Matrixelemente in niedrigster Ordnung in der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  können die gemessenen 2- und 3-Jet Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen gut beschreiben, wenn man die Größe der Hadronisierungskorrekturen von ca. 20% bis 40% berücksichtigt.

Die QCD-Modellrechnungen, in denen Matrixelemente der Ordnung  $\alpha_s$  mit Parton-Kaskaden

zur Modellierung höherer Jet-Multiplizitäten enthalten sind, geben in vielen Fällen eine gute Beschreibung der 2- und 3-Jet Verteilungen. Die Implementierung des Parton-Shower Modells in LEPTO und HERWIG beschreibt die 3-Jet Winkelverteilungen überraschend gut. Die Wirkungsquerschnitte werden um ca. 30% bis 40% unterschätzt. Die relativen Raten von 3- zu 2-Jet Wirkungsquerschnitten werden dagegen sehr gut von beiden Modellen beschrieben. Das Dipolkaskadenmodell in der Implementierung in ARIADNE gibt eine deutlich schlechtere Beschreibung der Daten. Es werden sowohl die 3-Jet Winkelverteilungen schlechter beschrieben, als auch die Größe des 3-Jet Wirkungsquerschnittes. Besonders in den Raten der 3- zu 2-Jet Wirkungsquerschnitte liegt ARIADNE um einen Faktor zwei zu niedrig. Die Größe des 4-Jet Wirkungsquerschnittes kann von keinem dieser Modelle annähernd beschrieben werden.

# Zusammenfassung

Zum ersten Mal wurde die Jet-Produktion in tiefinelastischer ep-Streuung bei hohen Jet-Multiplizitäten untersucht. Die Analyse basiert auf den im H1 Experiment aufgezeichneten Daten der Jahre 1995 bis 1997 entsprechend einer integrierten Luminosität von  $\mathcal{L}_{\text{int}} = 33 \text{ pb}^{-1}$ . Im Bereich hoher Impulsüberträge  $150 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 5000 \text{ GeV}^2$  wurden mit dem inklusiven  $k_{\perp}$ -Jetalgorithmus im Breit System Verteilungen kinematischer Variablen und Multi-Jet Variablen für die 2-, 3- und 4-Jet Produktion gemessen. Außerdem wurden die Verhältnisse von 3- zu 2-Jet Wirkungsquerschnitten (die 3- zu 2-Jet Raten) als Funktion des Impulsübertrages  $Q^2$  und der invarianten 3- bzw. 2-Jet Masse gemessen. Die H1 Daten wurden für Detektor-Effekte korrigiert und es wurden ausführliche Studien zur Bestimmung experimenteller Unsicherheiten durchgeführt.

Unterschiedliche theoretische Vorhersagen wurden mit diesen Ergebnissen verglichen. Die Vorhersagen der QCD Matrixelemente in niedrigster Ordnung der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ , geben eine sehr gute Beschreibung von normierten Winkelverteilungen von 2- und 3-Jet Ereignissen. Auch die Form von beispielsweise Multi-Jet Massenverteilungen wird gut beschrieben. Nur die absolute Höhe der 3-Jet Wirkungsquerschnitte wird von der perturbativen Rechnung um ca. 10% bis 30% überschätzt. Dies ist konsistent mit der Beobachtung, daß Hadronisierungskorrekturen von Monte-Carlo Modellen in derselben Größenordnung vorhergesagt werden.

Es wurden auch Vorhersagen von QCD-Modellen mit den Daten verglichen, die mit Hilfe von unterschiedlichen Parton-Kaskaden höhere Jet-Multiplizitäten erzeugen. Da diese Parton-Kaskaden auf Näherungen für weiche und kollineare Abstrahlungen basieren, ist es nicht selbstverständlich, daß sie die Produktion von harten Jets höherer Multiplizität beschreiben können.

Die Modelle HERWIG und LEPTO, die auf dem Parton-Shower basieren, unterschätzen den 3-Jet Wirkungsquerschnitt um ca. 30% bis 40%. Das Dipolkaskadenmodell in ARIADNE liegt noch etwas darunter. Der 4-Jet Wirkungsquerschnitt wird von allen Modellen um einen Faktor zwei unterschätzt. Während HERWIG und LEPTO die normierten Winkelverteilungen sehr gut beschreiben, zeigt ARIADNE hier Diskrepanzen.

Die Raten von 3- zu 2-Jet Ereignissen, als Funktion von  $Q^2$  als auch der Masse  $M_{n \text{ Jet}}$ , werden dagegen sehr gut von HERWIG und LEPTO beschrieben. Die von ARIADNE vorhergesagte Rate ist um einen Faktor zwei zu niedrig.



# Anhang A

## Hadronisierungskorrekturen

Um einen Eindruck vom Einfluß der Hadronisierung auf den Unterschied der Wirkungsquerschnitte auf dem Parton- und Hadron-Level zu erhalten, werden für die drei Monte-Carlo Programme HERWIG, LEPTO und ARIADNE die Hadronisierungskorrekturen für die einzelnen Bins der Observablen bestimmt. Dazu wird ähnlich wie bei der Bestimmung der Detektorkorrekturfaktoren für jedes Bin der Quotient des Wirkungsquerschnitts aus dem Parton- und Hadron-Level gebildet:

$$k_{\text{Had.}}(i) = \frac{\sigma_{\text{Parton-Level}}^{\text{MC}}(i)}{\sigma_{\text{Hadron-Level}}^{\text{MC}}(i)} \quad (\text{A.1})$$

Die Hadronisierungskorrekturen für die  $Q^2$ ,  $M_{3\text{Jet}}$  und  $\overline{E}_T$  Verteilungen für die 3-Jet Ereignisse sind in Abbildung A.1 gezeigt. Die beiden Monte-Carlo Generatoren HERWIG und LEPTO, die mit Hilfe von Partonschauern höhere Jetmultiplizitäten erzeugen, zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Die Hadronisierungskorrekturen liegen im Bereich von 20%. Während die Korrekturen unabhängig von  $Q^2$  sind, ist eine Verkleinerung der Korrekturen zu höheren Massen  $M_{3\text{Jet}}$  und zu höheren mittleren transversalen Impulsen  $\overline{E}_T$  des 3-Jet Systems deutlich zu erkennen. Das ARIADNE-Programm, das höhere Jet-Multiplizitäten mit Hilfe der Dipolkaskade erzeugt, sagt deutlich höhere Korrekturen voraus (bis zu 40%). ARIADNE sagt ebenfalls in den folgenden nicht normierten Verteilungen um einen Faktor zwei höhere Hadronisierungskorrekturen voraus.

In Abbildung A.3 sind die Hadronisierungskorrekturen für die Raten  $R_{3/2}$  in Abhängigkeit von  $M_{\text{njet}}$  und  $Q^2$  dargestellt. Bei diesen Korrekturen heben sich Beiträge, die durch Unsicherheiten in der absoluten Normierung der Verteilungen zwischen dem Parton- und Hadron-Level entstehen, auf. Die Korrekturen liegen bei diesen Verteilungen im Rahmen von 10% bis 30% (vgl. Abbildung).

Die Hadronisierungskorrekturen für die Multi-Jet Variablen in 2- und 3-Jet Produktion sind in Abbildung A.4 gezeigt. Bei diesen Verteilungen handelt es sich um normierte Verteilungen, die nur in vernachlässigbarem Maße von der Hadronisierung abhängen. Bei diesen Korrekturen heben sich ebenfalls Beiträge, die durch Unsicherheiten in der absoluten Normierung der Verteilungen zwischen dem Parton- und Hadron-Level entstehen, auf.

Für die 4-Jet Produktion befinden sich die Hadronisierungskorrekturen für die  $Q^2$ ,  $M_{4\text{ Jet}}$  und  $\overline{E}_T$  Verteilungen in Abbildung A.2 sowie die Verteilungen für die Multi-Jet Variablen in Abbildung A.5. Die Korrekturen für die Observablen  $Q^2$ ,  $M_{4\text{ Jet}}$  und  $\overline{E}_T$  liegen im Bereich von 30% bis 80%. Bei den normierten Multi-Jet Variablen sind die Korrekturen deutlich kleiner (bis zu 15%).

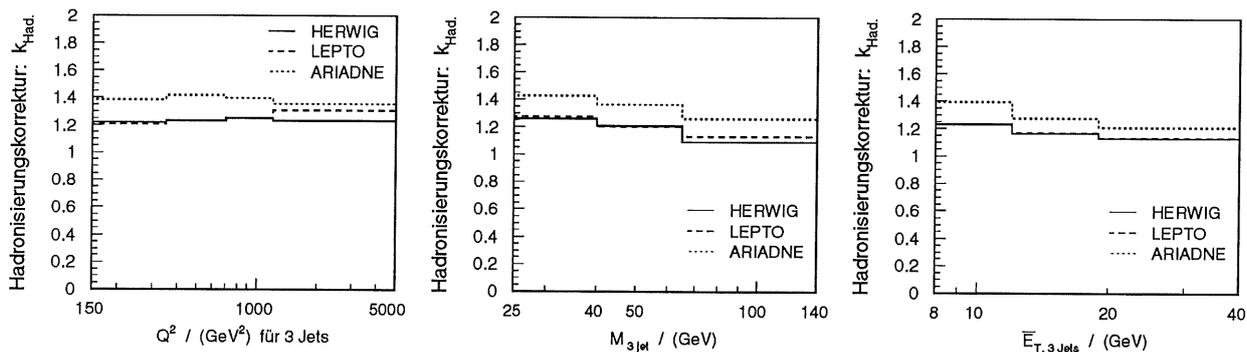


Abbildung A.1: Die Hadronisierungskorrekturen für die  $Q^2$ ,  $M_{3\text{ Jet}}$  und  $\bar{E}_T$  Verteilungen in 3-Jet Produktion.

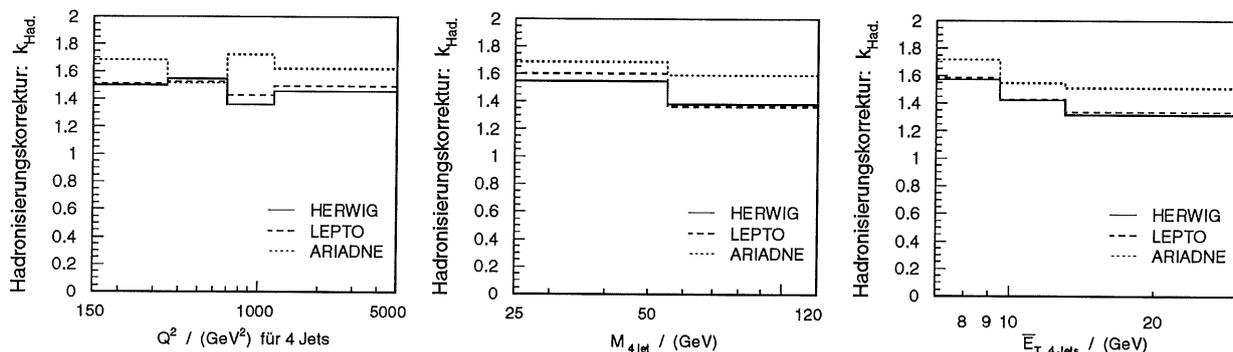


Abbildung A.2: Die Hadronisierungskorrekturen für die  $Q^2$ ,  $M_{4\text{ Jet}}$  und  $\bar{E}_T$  Verteilungen in 4-Jet Produktion.

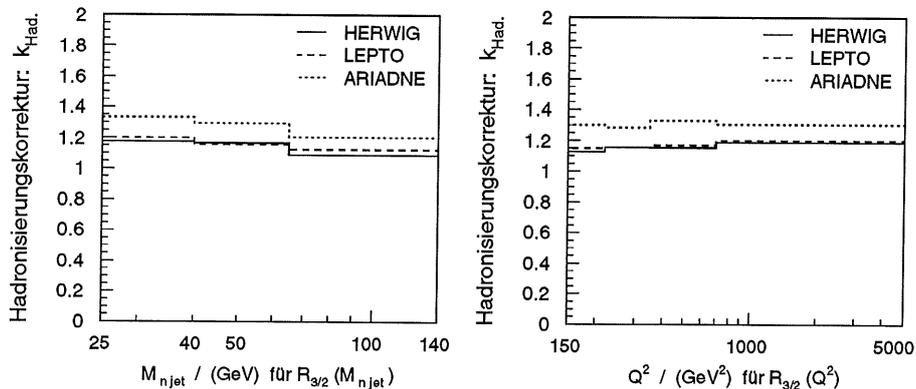


Abbildung A.3: Die Hadronisierungskorrekturen für die Raten  $R_{3/2}$  der 3- zu 2-Jets in Abhängigkeit von  $M_{n\text{ jet}}$  (links) und  $Q^2$  (rechts).

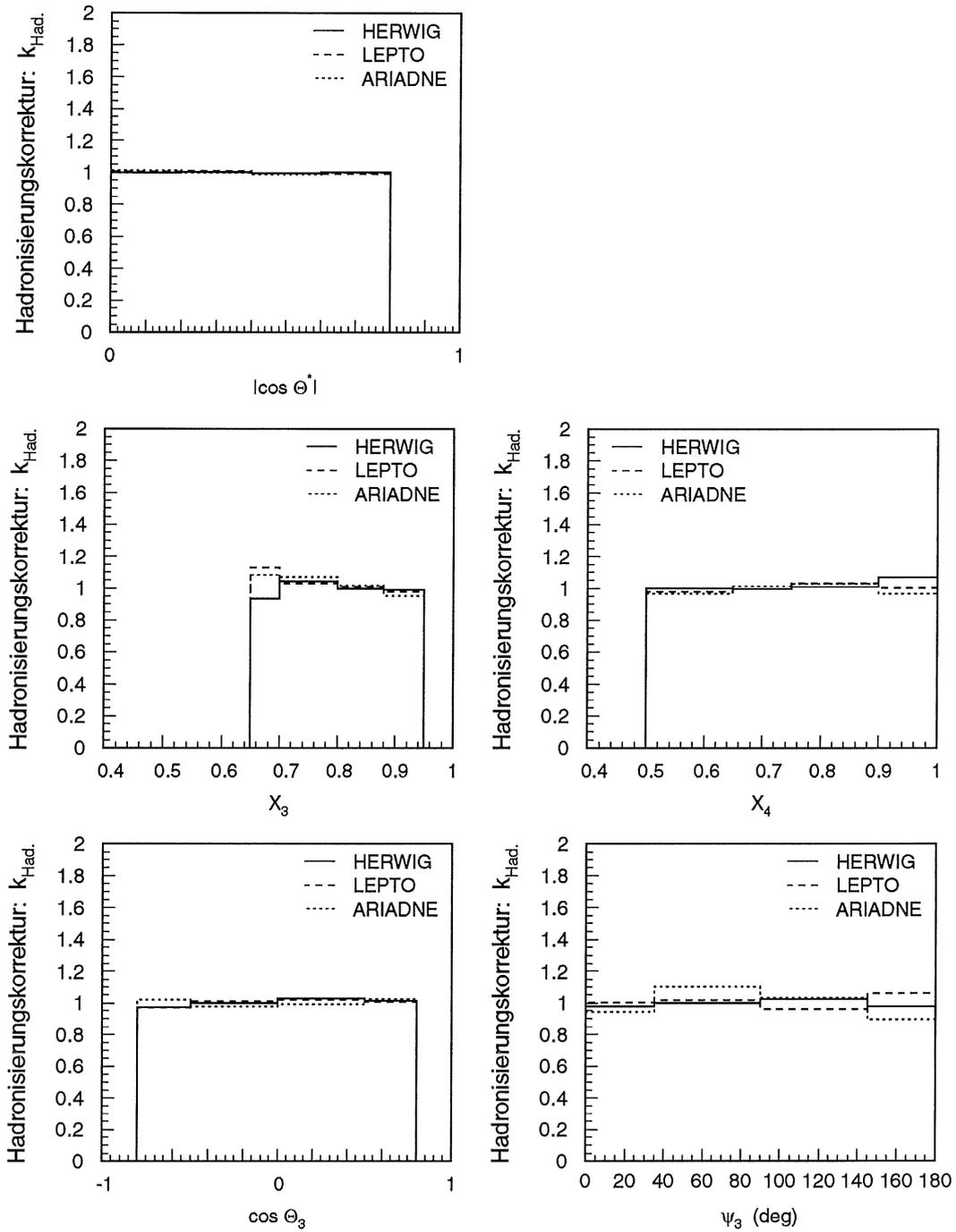


Abbildung A.4: Die Hadronisierungskorrekturen für die Multi-Jet Variablen in 2- und 3-Jet Produktion.

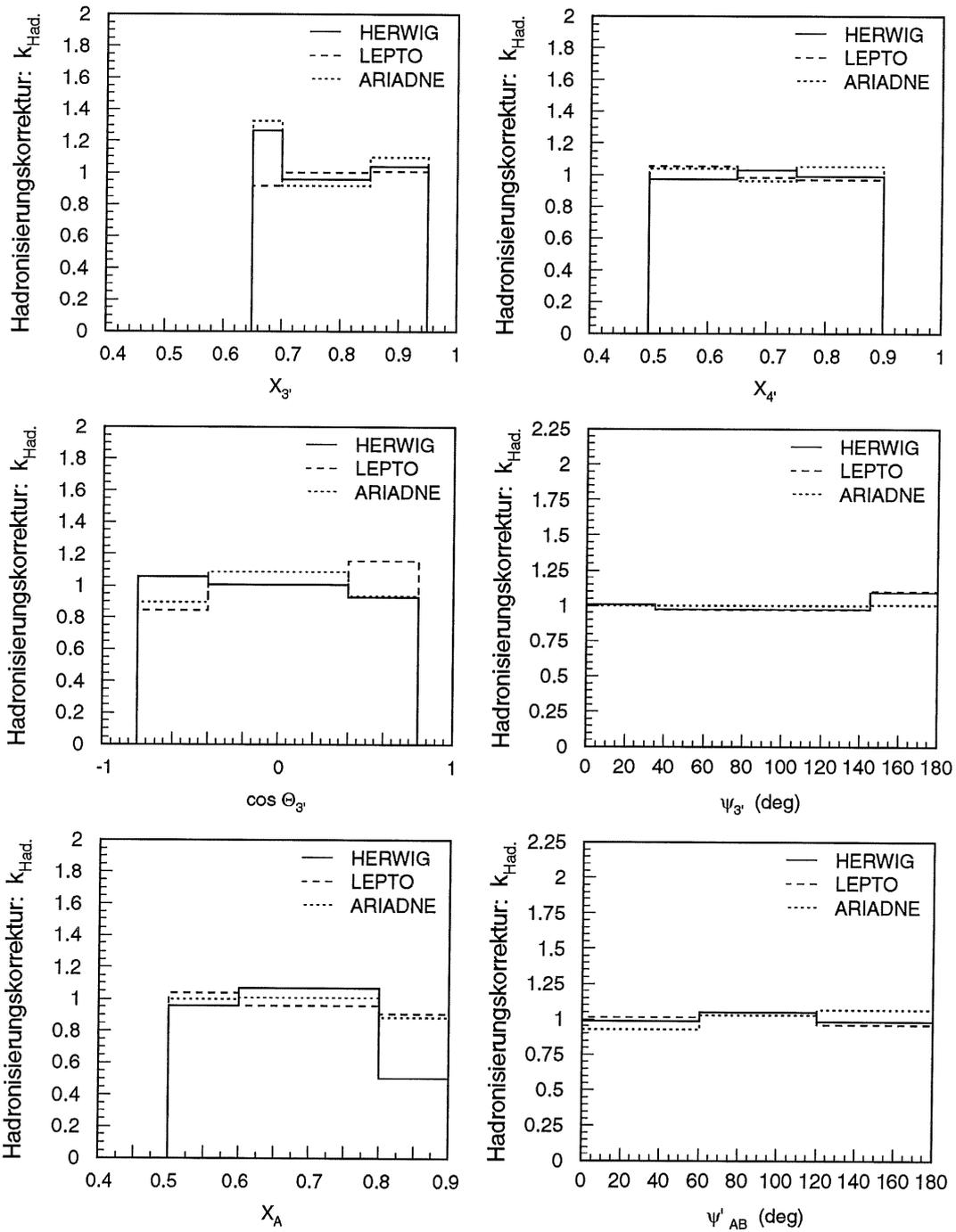


Abbildung A.5: Die Hadronisierungskorrekturen für die Multi-Jet Variablen in 4-Jet Produktion.



# Anhang B

## Systematische Unsicherheiten

Die einzelnen Beiträge zur systematischen Unsicherheit für die Multi-Jet Produktion wurden untersucht. Das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte vor und nach der Variation eines Beitrags, beispielsweise der Energieskala, um den angegebenen Wert gibt eine Abschätzung der Unsicherheit für diesen Beitrag. Die Modellabhängigkeit wird durch die Hälfte des Abstands der Detektorkorrekturfaktoren beider Monte-Carlo Generatoren (vgl. Kapitel 3.7.5) in jedem Bin abgeschätzt. Die maximale Unsicherheit in jedem Bin der Verteilungen wird als systematische Unsicherheit für die Berechnung des gesamten Fehlers verwendet.

In den Abbildungen B.1 bis B.4 sind die einzelnen Beiträge der verschiedenen Quellen systematischer Unsicherheiten für verschiedene Observablen dargestellt. Die größten Beiträge zur systematischen Unsicherheit kommen von den LAr-Cluster Energien, den Spurimpulsen und der Modellabhängigkeit. Bei den normierten Verteilungen der Multi-Jet Variablen in Abbildung B.3 und den Verteilungen für die Raten der 3- zu 2-Jets in Abbildung B.4 sind kleinere systematische Unsicherheiten als beispielsweise für die invariante 3-Jet Masse  $M_{3\text{ Jet}}$  in Abbildung B.1 zu erkennen. Quellen systematischer Unsicherheiten, die ausschließlich die absolute Normierung dieser Verteilungen beeinflussen, tragen nicht zu den experimentellen Unsicherheiten bei.

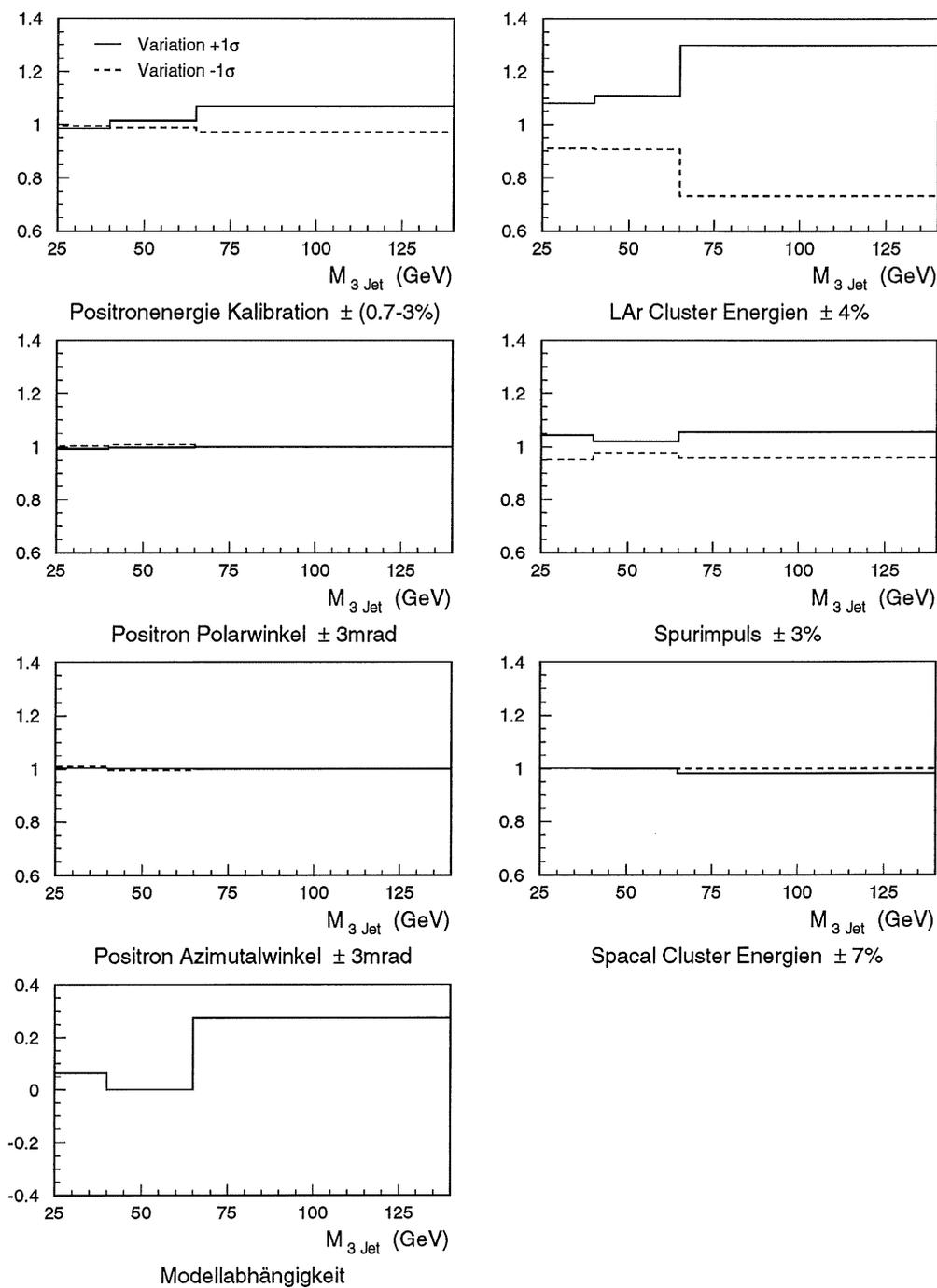


Abbildung B.1: Die systematischen Unsicherheiten für die invariante 3-Jet Masse  $M_{3\text{Jet}}$ .

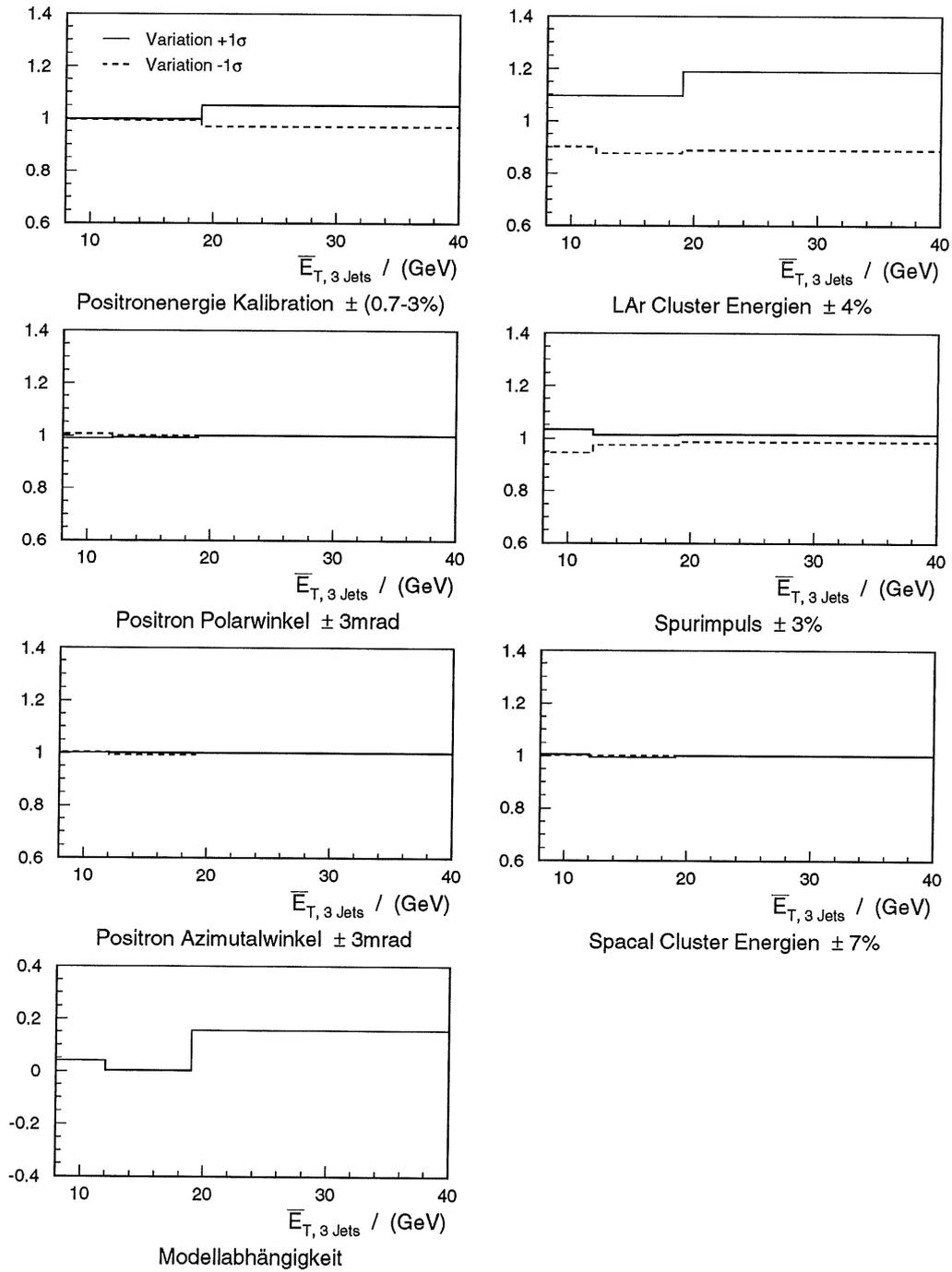


Abbildung B.2: Die systematischen Unsicherheiten für die mittlere transversale Energie in 3-Jet Ereignissen  $\bar{E}_T$ .

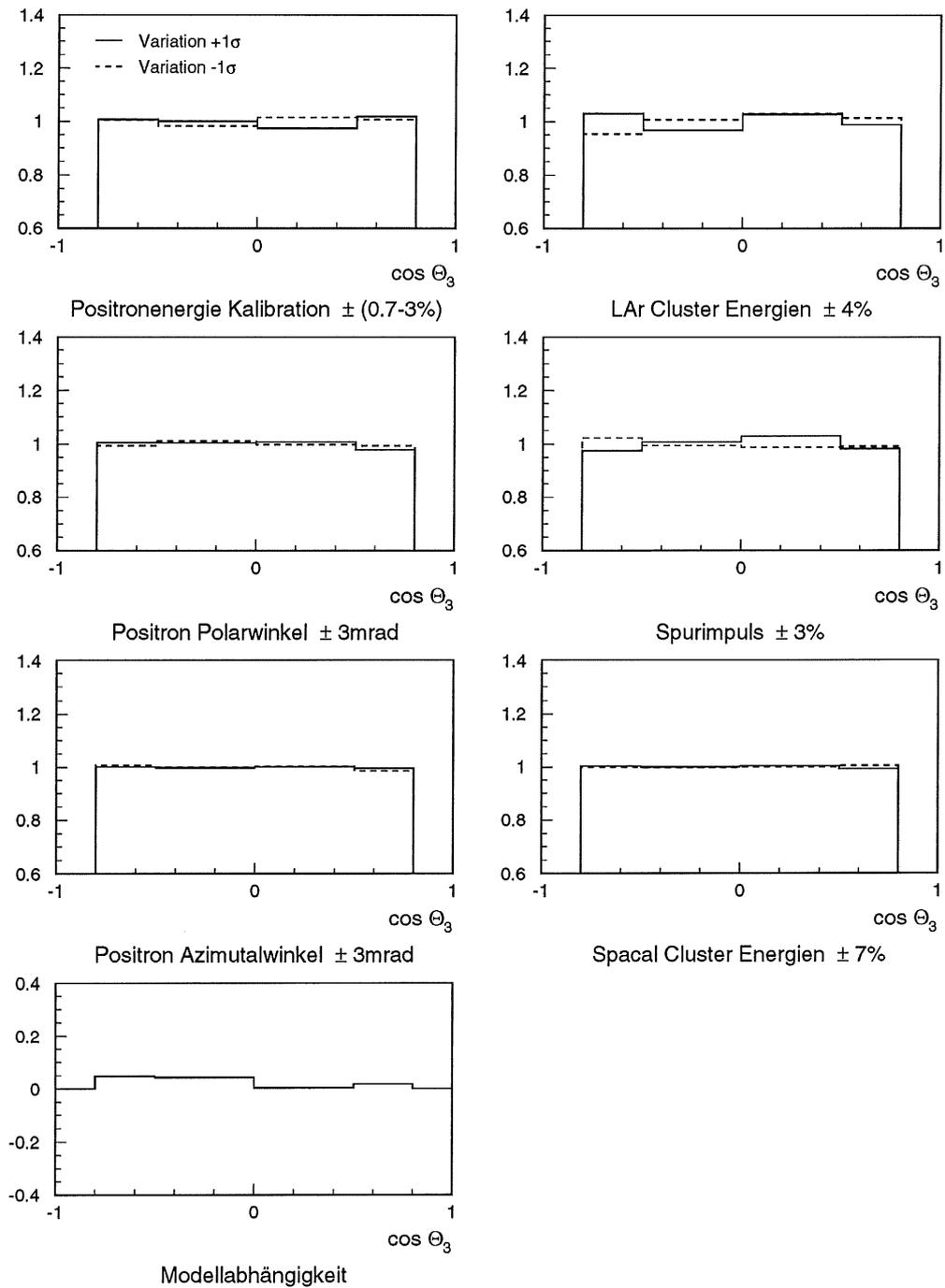


Abbildung B.3: Die systematischen Unsicherheiten für  $\cos \theta_3$  in 3-Jet Ereignissen.

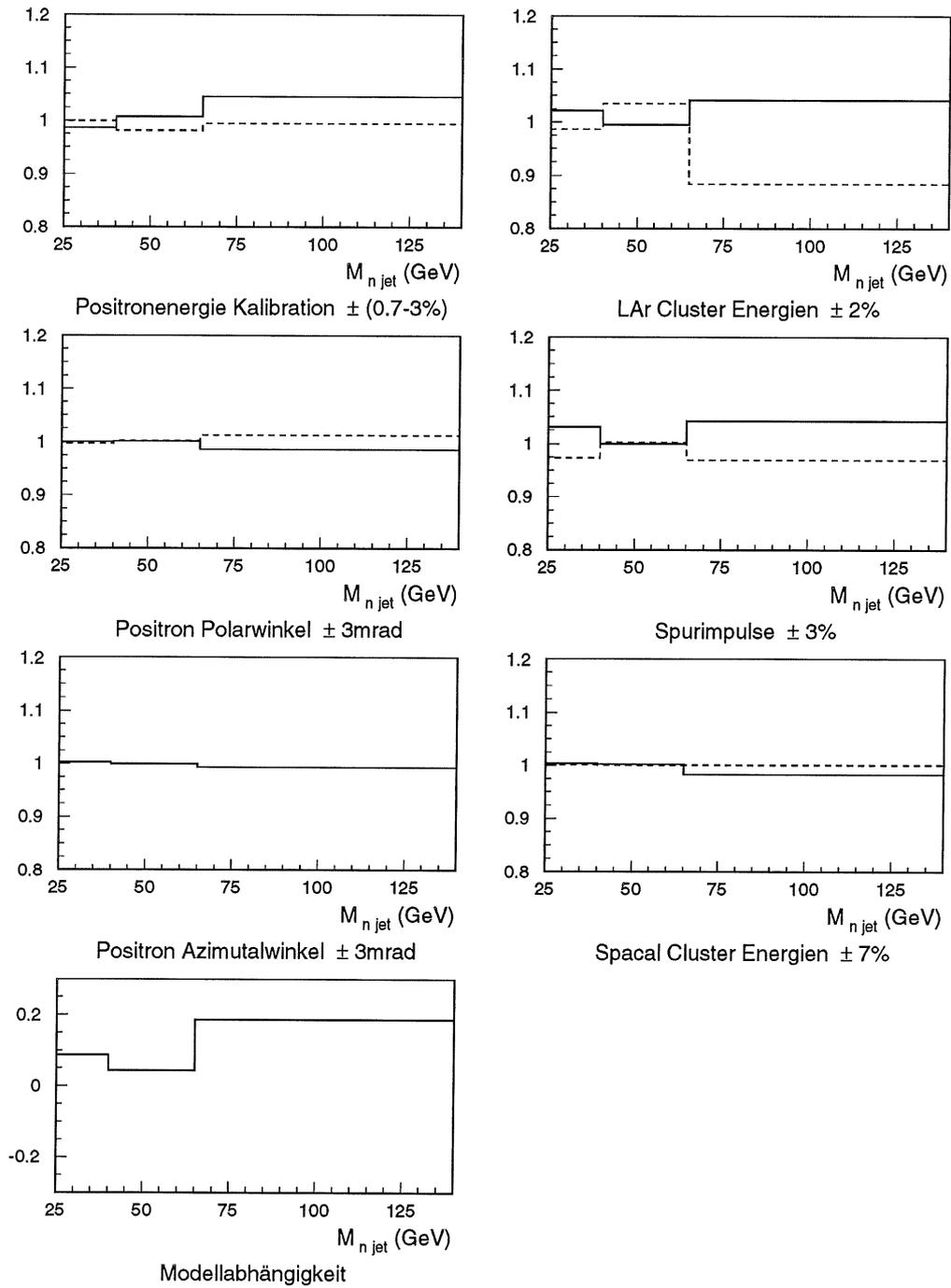


Abbildung B.4: Die systematischen Unsicherheiten für die Rate von 3- zu 2- Jets in Bins der invarianten Multi-Jet Masse  $M_{n\text{Jet}}$ .



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Das DESY-Gelände mit den älteren Beschleunigern (DESY II, DESY III, PETRA II, etc.), die heute zum Teil als Vorbeschleuniger für HERA genutzt werden (links). Auf der rechten Seite ist HERA mit den vier Experimentierhallen zu sehen. . . . .	4
1.2	Isometrische Aufrißzeichnung des H1-Detektors . . . . .	5
1.3	Seitenansicht des oberen Teils des LAr-Kalorimeters (eingezeichnet ist der nominelle Wechselwirkungspunkt WWP.) . . . . .	7
1.4	Ausschnitt einer Seitenansicht des hinteren Teils des H1-Detektors. Neben dem SPACAL ist auch ein PLUG-Kalorimeter und ein Teil des Spurkammersystems (CST, BST und BDC) zu sehen. . . . .	8
1.5	Längsschnitt durch das Spurkammersystem. . . . .	9
2.1	Kinematik der tiefinelastischen Streuung . . . . .	14
2.2	Feynman-Diagramme der niedrigsten Ordnung für die Splitting-Funktionen (von links nach rechts): $P_{gq}$ , $P_{qq}$ , $P_{qg}$ und $P_{gg}$ . . . . .	22
2.3	Leiter-Diagramm mit $n$ Gluon Abstrahlungen. Die transversalen Impulse $k_{\perp i}$ sind streng aufsteigend geordnet. . . . .	23
2.4	Ein DIS 3-Jet Ereignis im H1-Detektor (links) und eine Darstellung der im Detektor deponierten Energie (rechts). Der Impulsübertrag bei diesem Ereignis beträgt: $Q^2 = 237 \text{ GeV}^2$ . . . . .	24
2.5	Feynman-Diagramme der LO 2-Jet Produktion. Links der QCD-Compton Prozeß (QCDC) und rechts die Boson-Gluon Fusion (BGF). . . . .	26
2.6	Ein möglicher Beitrag zur 3-Jet Produktion mit einem 3-Gluon Vertex (links). Auf der rechten Seite ist dieser Graph mit einem zusätzlichen Quark/Antiquark Splitting erweitert worden, so daß dieser Prozeß jetzt einen möglichen Beitrag zur 4-Jet Produktion darstellt. . . . .	26
2.7	3-Jet Produktion im Breit-System. Das von rechts einlaufende Gluon $g$ hat den Impuls $\vec{q}$ . Nach der Wechselwirkung sind 3 partonische Jets vorhanden. Die Summe ihrer transversalen Energien ist Null. . . . .	29
2.8	DIS-Prozeß mit einigen möglichen QED-Korrekturen. Neben ISR- und FSR-Abstrahlungen von Photonen sind auch virtuelle QED-Korrekturen eingezeichnet. . . . .	30

3.1	Die $(E-p_z)$ -Verteilung für die H1 Daten und für die Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE mit den Schnittgrenzen. Links ist die Verteilung für die 2-Jet Ereignisse und rechts für die 3-Jet Ereignisse zu sehen. . . . .	42
3.2	Links ist die Verteilung des $z$ -Vertex für die 2-Jet Ereignisse und rechts für die 3-Jet Ereignisse zu sehen. . . . .	42
3.3	Auflösung der invarianten Masse $M_{\text{Jet}}$ der Jets für verschiedene Definitionen des hadronischen Endzustands. . . . .	46
3.4	Migrationsstudien für die CLUSTER-Methode (links oben), die CLIM-Methode (rechts oben) und die FSCOMB-Methode (Mitte). Die selektierten 3-Jet Ereignisse für den Detektor- und Generator-Level sind durch zwei zusätzliche Linien gekennzeichnet (oberste Zeile und ganz rechte Spalte). Die Verteilungen sind normiert worden, so daß der höchste Eintrag 9999 beträgt. . . . .	47
3.5	Die $P_{\text{T, balance}}$ -Verteilung der 2-Jet Ereignisse (links) und der 3-Jet Ereignisse (rechts). . . . .	50
3.6	Verteilungen der Positronkinematik für 3-Jet Ereignisse. . . . .	51
3.7	Die kinematischen Variablen $Q^2$ und $x$ in 2-,3- und 4-Jet Produktion. . . . .	52
3.8	Der kleinste Abstand in $\eta$ - $\phi$ -Ebene zweier Jets eines 2-, 3- und 4-Jet Systems (obere Zeile) und der eines Jets aus einem Multi-Jet System zum gestreuten Positron (untere Zeile). . . . .	52
3.9	Jet-Profile in 2-Jet Produktion. . . . .	54
3.10	Jet-Profile in 3-Jet Produktion. . . . .	54
3.11	Jet-Profile in 4-Jet Produktion. . . . .	55
3.12	Die Verteilungen für die invariante Masse $M_{\text{Jet}}$ (linke Spalte), die mittlere transversale Energie $\bar{E}_T$ (mittlere Spalte) und die niedrigste transversale Jet-Energie (rechte Spalte) in 2-,3- in 4-Jet Ereignissen. . . . .	56
3.13	Raten von 3-Jet zu 2-Jet Ereignissen in $Q^2$ - und $M_{\text{Jet}}$ -Bins . . . . .	56
3.14	Verteilungen der Jet-Pseudo-Rapiditäten für 2- und 3-Jet Ereignisse . . . . .	57
3.15	Verteilungen der Jet-Pseudo-Rapiditäten für die 4-Jet Ereignisse . . . . .	57
3.16	Darstellungen der Multi-Jet Variablen für 2-Jet Ereignisse (links) und 3-Jet Ereignisse (rechts) in der $\cos \theta_3$ - $M_{\text{n Jet}}$ -Ebene für das DISENT Programm. Die Schnitte für die Variablen $M_{\text{n Jet}}$ und $\cos \theta_3$ sind eingezeichnet. . . . .	59
3.17	Mit dem LO-Programm DISENT ist der Effekt des $E_T$ -Schnitts auf die $\psi_3$ -Verteilung (linke Spalte) dargestellt. Alle anderen Selektionsschnitte sind festgehalten. Die Veränderung der 2-dimensionalen Verteilung von $\cos \theta_3$ gegen die invariante Masse $M_{3 \text{ Jet}}$ (rechte Spalte) ist für verschiedene $E_T$ -Schnitte ohne die Schnitte in $M_{3 \text{ Jet}}$ , $\cos \theta_3$ und $X_3$ dargestellt. . . . .	60
3.18	2-dimensionale Darstellungen der Multi-Jet Variablen in 3-Jet Produktion. Die $X_3$ - $M_{3 \text{ Jet}}$ -Ebene (links) und die $X_3$ - $\cos \theta_3$ -Ebene (rechts) sind mit den Schnitten in die Multi-Jet Variablen $M_{3 \text{ Jet}}$ , $\cos \theta_3$ und $X_3$ für das DISENT-Programm gezeigt. . . . .	61

3.19	<i>H1-Daten mit Vorhersagen der Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE für die Multi-Jet Variablen der 2- und 3- Jet Ereignisse.</i> . . . . .	62
3.20	<i>H1-Daten mit Vorhersagen der Monte-Carlo Generatoren LEPTO und ARIADNE für die Multi-Jet Variablen der 4-Jet Ereignisse.</i> . . . . .	63
3.21	<i>Migrationsstudien für 2-, 3- und 4-Jet Produktion mit dem ARIADNE Monte-Carlo Generator (von links nach rechts).</i> . . . . .	64
3.22	<i>Migrationsstudien für die Bins der <math>Q^2</math>-Verteilung der 3-Jet Ereignisse (links) und der invarianten Masse <math>M_{3\text{Jet}}</math> (rechts) mit dem ARIADNE Monte-Carlo Generator.</i> . . . . .	65
3.23	<i>Die Migrationen in den Bins der Multi-Jet Variablen für die 3-Jet Produktion mit dem ARIADNE Monte-Carlo Generator.</i> . . . . .	66
3.24	<i>Die Auflösungen von verschiedenen 2-, 3- und 4-Jet Observablen bestimmt mit dem ARIADNE Monte-Carlo Generator.</i> . . . . .	68
3.25	<i>Auflösungen der 2- und 3-Jet Multi-Jet Variablen für den ARIADNE Monte-Carlo Generator.</i> . . . . .	69
3.26	<i>Auflösungen der 4-Jet Multi-Jet Variablen für den ARIADNE Monte-Carlo Generator.</i> . . . . .	70
3.27	<i>Die Korrekturfaktoren für die <math>Q^2</math>- und <math>M_{3\text{Jet}}</math>- und <math>\bar{E}_T</math>-Verteilung für die 3-Jet Ereignisse sind für ARIADNE und LEPTO zusammen mit dem Mittelwert dargestellt.</i> . . . . .	71
3.28	<i>Die Korrekturfaktoren für die <math>Q^2</math>- und <math>M_{4\text{Jet}}</math>- und <math>\bar{E}_T</math>-Verteilung für die 4-Jet Ereignisse sind für ARIADNE und LEPTO zusammen mit dem Mittelwert dargestellt.</i> . . . . .	71
3.29	<i>Die Korrekturfaktoren für die Raten <math>R_{3/2}</math> sind für ARIADNE und LEPTO zusammen mit dem Mittelwert dargestellt</i> . . . . .	72
3.30	<i>Die Korrekturfaktoren der 2- und 3-Jet Multi-Jet Variablen sind für ARIADNE und LEPTO zusammen mit dem Mittelwert dargestellt.</i> . . . . .	73
3.31	<i>Die Korrekturfaktoren der 4-Jet Multi-Jet Variablen mit dem Mittelwert.</i> . . . . .	74
4.1	<i>Die <math> \cos \theta^* </math> Observable der 2-Jet Produktion.</i> . . . . .	78
4.2	<i>Verschiedene Observablen der 3-Jet Produktion.</i> . . . . .	79
4.3	<i>Multi-Jet Observablen der 3-Jet Produktion.</i> . . . . .	80
4.4	<i>Dalitz Auftragung für die H1 Daten (links oben) im Vergleich mit DISENT (rechts oben), LEPTO (links unten) und ARIADNE (rechts unten).</i> . . . . .	81
4.5	<i>Verschiedene Observablen der 4-Jet Produktion.</i> . . . . .	83
4.6	<i>Multi-Jet Observablen der 4-Jet Produktion.</i> . . . . .	84
4.7	<i>Die Raten von 3-zu 2-Jet Ereignissen als Funktion des Impulsübertrages <math>Q^2</math> (links) und der invarianten Multi-Jet Masse (rechts).</i> . . . . .	85
A.1	<i>Die Hadronisierungskorrekturen für die <math>Q^2</math>, <math>M_{3\text{Jet}}</math> und <math>\bar{E}_T</math> Verteilungen in 3-Jet Produktion.</i> . . . . .	91

A.2	Die Hadronisierungskorrekturen für die $Q^2$ , $M_{4\text{ Jet}}$ und $\overline{E}_T$ Verteilungen in 4-Jet Produktion. . . . .	91
A.3	Die Hadronisierungskorrekturen für die Raten $R_{3/2}$ der 3- zu 2-Jets in Abhängigkeit von $M_{\text{n jet}}$ (links) und $Q^2$ (rechts). . . . .	91
A.4	Die Hadronisierungskorrekturen für die Multi-Jet Variablen in 2- und 3-Jet Produktion. . . . .	92
A.5	Die Hadronisierungskorrekturen für die Multi-Jet Variablen in 4-Jet Produktion. . . . .	93
B.1	Die systematischen Unsicherheiten für die invariante 3-Jet Masse $M_{3\text{Jet}}$ . . . . .	96
B.2	Die systematischen Unsicherheiten für die mittlere transversale Energie in 3-Jet Ereignissen $\overline{E}_T$ . . . . .	97
B.3	Die systematischen Unsicherheiten für $\cos \theta_3$ in 3-Jet Ereignissen. . . . .	98
B.4	Die systematischen Unsicherheiten für die Rate von 3- zu 2- Jets in Bins der invarianten Multi-Jet Masse $M_{\text{n Jet}}$ . . . . .	99

# Tabellenverzeichnis

3.1	<i>Vergleich der Reinheit und Effizienz der CLUSTER-, CLIM- und FSCOMB-Methode für 3-Jet Produktion.</i> . . . . .	48
3.2	<i>Anzahl der selektierten Ereignisse.</i> . . . . .	49
3.3	<i>Vergleich der Reinheit und Effizienz bei der Messung von Ereignissen verschiedener Jet-Multiplizitäten.</i> . . . . .	61
3.4	<i>Die verschiedenen Beiträge zur systematischen Unsicherheit der Messung.</i> . .	72



# Literaturverzeichnis

- [1] P. Pfeifenschneider, “Test und Anwendung von Jet-Algorithmen auf Photoproduktionsereignisse bei HERA”, Diplomarbeit, III. Phys. Inst. der RWTH Aachen, 1995.
- [2] P.-O. Meyer, “Analyse harter Photoproduktionsereignisse mit dem H1-Detektor”, Diplomarbeit, III. Phys. Inst. der RWTH Aachen, 1995.
- [3] R. Kaschowitz, “Messung von Jet-Raten in der Photoproduktion bei HERA”, Doktorarbeit, III. Phys. Inst. der RWTH Aachen, 1995.
- [4] R. Nisius, “Measurment of the strong coupling constant  $\alpha_s$  from jet rates in deelep inelastic scattering”, Doktorarbeit, I. Phys. Inst. der RWTH Aachen, 1994.
- [5] C. Niedzballa, “Bestimmung der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung aus Jetraten am H1-Experiment”, Doktorarbeit, I. Phys. Inst. der RWTH Aachen, 1997.
- [6] S. Caron, “Vergleichende Untersuchung hadronischer Endzustaende in inelastischer Elektron Proton Streuung”, Diplomarbeit, I. Phys. Inst. der RWTH Aachen, Dezember, 1998.
- [7] M. Wobisch Doktorarbeit, III. Phys. Inst. der RWTH Aachen. in Vorbereitung.
- [8] M. Hampel, “Measurement of the Gluon Density from Jet Rates in Deep Inelastic Scattering”, Doktorarbeit, I. Phys. Inst. der RWTH Aachen, 1997.
- [9] L. Sonnenschein, “Untersuchung interner Jet-Struktur in tiefinelastischer Streuung im H1-Experiment”, Diplomarbeit, III. Phys. Inst. der RWTH Aachen, 1998.
- [10] R. G. und Petra Folkerts, *DESY'98: Das Jahrbuch des Forschungszentrums DESY*. DESY, 1998.
- [11] R. G. Milner, “Measurment of the Spin Structure of the nucleon at HERA”, in *Future directions in particle and nuclear physics at multi-GeV hadron beam facilities*, pp. 194–199. 1993.

- 
- [12] H. A. et al., “An Experiment to Study CP Violation in the B System Using an Internal Target at the HERA Proton Ring”, *Letter of Intent*. (1993) DESY-PRC 93/04.
- [13] **H1** Collaboration, I. Abt *et. al.*, “The H1 detector at HERA (Updated version)”, *Nucl. Instrum. Meth.* **A386** (1997) 310–348.
- [14] **H1** Collaboration, I. Abt *et. al.*, “The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA (Updated version)”, *Nucl. Instrum. Meth.* **A386** (1997) 348–396.
- [15] **ZEUS** Collaboration, “The ZEUS detector: Status report 1993”, DESY, Feb. 1993.
- [16] H. Abramowicz and A. Caldwell, “HERA Collider Physics”, hep-ex/9903037.
- [17] V. Schnorr *et. al.*, eds., *Woerterbuch fuer die Weiterbildung Englisch-deutsch; deutsch-englisch*. Klett, 2 ed., 1998.
- [18] L. Goerlich and H. Wellisch, “Documentation of the LAr clustering”, Internal report, DESY H1-12/91-204.
- [19] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche, *Teilchen und Kerne: Eine Einfuehrung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag, 3rd ed., 1995.
- [20] **H1** Collaboration, “Measurment of Neutral and Charged Current Cross-Sections in Positron-Proton Collisions at Large Momentum Transfer”, . in Vorbereitung.
- [21] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, New York, 1984.
- [22] F. Jacquet and A. Blondel, “Detectors for charged current events”, in *Proceedings of the study of an ep facility for Europe*, U. Amaldi, ed., 79/48, p. 391, DESY. 1979.
- [23] U. Bassler and G. Bernardi, “On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: the Sigma method”, *Nucl.Instr.Meth.* **A361** (1995) 197–208, hep-ex/9412004.
- [24] U. Bassler and G. Bernardi, “Structure function measurements and kinematic reconstruction at HERA”, *Nucl.Instr.Meth.* **A462** (1999) 583–598, hep-ex/9801017.
- [25] M. Klein and T. Riemann *Z.Phys.* **C24** (1984) 151.
- [26] **PDG 98** Collaboration, C. Caso *et. al.* *Eur.Phys.* **C3** (1998) 1.
- [27] J. D. Bjorken *Phys.Rev.* **179** (1969) 1547.
- [28] R. P. Feynman *Phys.Rev.Lett.* **23** (1969) 1415.

- [29] M. Breidenbach *et. al.* *Phys.Rev.Lett.* **23** (1969) 935.
- [30] M. Gell-Mann *Phys.Lett.* **8** (1964) 214.
- [31] I. J. R. Aitchison and A. J. Hey, *Gauge theories in particle physics; 2nd edition.* Institute of Physics Publishing, graduate student series in physics ed., 1996.
- [32] C. G. Callan and D. J. Gross *Phys.Rev.Lett.* **22** (1964) 156.
- [33] C. Quigg, *Gauge theories of the strong, weak, and electromagnetic interactions.* The Benjamin/Cummings Publishing Company, frontiers in physics; v. 56 ed., 1983.
- [34] G. t'Hooft and M. Veltmann *Nucl.Phys.* **B44** (1972) 189.
- [35] V. N. Gribov and L. N. Lipatov *Sov.J.Nucl.Phys.* **15** (1972) 438 and 675.
- [36] Yu.L.Dokshitzer *Sov.Phys. JETP***46** (1977) 641.
- [37] G. Altarelli and G. Parisi *Nucl.Phys.* **126** (1977) 297.
- [38] Y. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. Mueller, and S. Troyan, *Basics of Perturbative QCD.* Editions Frontiers, 1991.
- [39] J. Kwiecinski, S. C. Lang, and A. D. Martin, "Single particle spectra in deep inelastic scattering as a probe of small x dynamics", *Eur. Phys. J.* **C6** (1999) 671, hep-ph/9707240.
- [40] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin *Sov.Phys. JETP* **45** (1972) 199.
- [41] Y. Y. Balitsky and L. N. Lipatov *Sov.J.Phys.* **28** (1978) 822.
- [42] E. Mirkes, "Theory of Deep Inelastic Scattering", Habilitation, Institut fuer theoretische Teilchenphysik, Universitaet Karlsruhe, Oktober, 1997.
- [43] E. Mirkes and D. Zeppenfeld, "Jet production in deep inelastic scattering at HERA", In \*Minneapolis 1996, Particles and fields, vol. 1\* 590-592.
- [44] S. D. Ellis and D. E. Soper, "Successive combination jet algorithm for hadron collisions", *Phys.Rev.* **D48** (1993) 3160-3166, hep-ph/9305266.
- [45] J. Huth *et. al.*, "Research Directions for the Decade", in *Proceedings of the Summer Study on High Energy Physics.* Snowmass, Colorado, 1990.
- [46] M. Wobisch and T. Wengler, "Hadronization Corrections to Jet Cross Sections in Deep-Inelastic Scattering", in *Proceedings of the HERA Monte Carlo Workshop*, G. Grindhammer, G. Ingelman, H. Jung, and T. Doyle, eds., PITHA 99/16, DESY. 1999.

- 
- [47] G. Marchesini and B. R. Webber, "Monte Carlo Simulation of General Hard Processes with Coherent QCD Radiation", (1987).
- [48] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, and H.-J. Moehring, "HERACLES. An Event Generator for ep Interactions at HERA Including Radiative Processes",.
- [49] H. Spiesberger, "DJANGO6 version 2.4 - A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton Proton Scattering Including QED and QCD Radiative Effects",.
- [50] R. Brun *et. al.*, "GEANT3 User's Guide", CERN DD/EE/84-1.
- [51] G. Ingelmann, A. Edin, and J. Rathsmann, "LEPTO 6.5", *Comput.Phys.Commun.* **101** (1997) 108.
- [52] M. Bengtsson and T. Sjostrand *Z.Phys.* **C37** (1998) 465.
- [53] T. Sjostrand *Comput.Phys.Commun.* **39** (1986) 347.
- [54] T. Sjostrand and M. Bengtsson *ibid.* **43** (1987) 367.
- [55] M. Andersson *et. al. Phys.Rep.* **97** (1983) 31.
- [56] G. Marchesini *et. al.*, "HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991", *Comput.Phys.Commun.* **67** (1992) 465.
- [57] L. Loenblad *Comput.Phys.Commun.* **71** (1992) 15.
- [58] G. Gustafson and U. Petersen *Nucl.Phys.* **B306** (1988).
- [59] G. Gustafson *Phys.Lett.* **B175** (1986) 453.
- [60] B. Andersson, G. Gustafson, L. Loenblad, and U. Petterson *Z.Phys.* **C43** (1989) 625.
- [61] L. Loenblad *Z.Phys.* **C65** (1995) 285.
- [62] T. Sjostrand, "Lectures at the XVIII International Meeting on Fundamental Physics", CERN-TH 590290.
- [63] B.R.Webber *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 492.
- [64] S. Catani and M. H. Seymour *Nucl.Phys.* **B 485** (1997) 291. Erratum-*ibid.* B 510 (1997) 503.
- [65] S. Geer and T. Asakawa, "The Analysis of multi - jet events produced at high-energy hadron colliders", *Phys. Rev.* **D53** (1996) 4793-4805, hep-ph/9510351.
- [66] B. Heinemann Doktorarbeit, 1999. in Vorbereitung.

## LITERATURVERZEICHNIS

---

- [67] P. Bruel Doktorarbeit, Orsay, 1998.
- [68] H. Rick Doktorarbeit, Universitaet Dortmund, Juni, 1997.
- [69] **H1** Collaboration, C. Adloff *et. al.*, “Diffraction dissociation in photoproduction at HERA”, *Z.Phys.* **C74** (1997) 221–236, hep-ex/9702003.
- [70] **H1** Collaboration, C. Adloff *et. al.*, “Inclusive measurement of diffractive deep inelastic ep scattering”, *Z. Phys.* **C76** (1997) 613, hep-ex/9708016.



# Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Günter Flügge für die Möglichkeit der Anfertigung der vorliegenden Arbeit an seinem Institut.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Markus Wobisch. Er hat mich während meiner Zeit bei DESY in allen Belangen unterstützt und hat damit die Rahmenbedingungen für den Fortschritt dieser Arbeit gesetzt.

Carlo Duprel, Thomas Kluge und Peer-Oliver Meyer danke ich für die freundschaftliche und humorvolle Arbeitsatmosphäre.

Carlo Duprel, Thomas Kluge, Peer-Oliver Meyer, Phillip Sievers, Peter Pfeifenschneider, Roman Pöschl und Markus Wobisch danke ich für das sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit und ihre Verbesserungsvorschläge.

Darüber hinaus danke ich Herrn Dr. Herbert Gräßler für sein Interesse an meiner Arbeit und für seine Unterstützung.

Mein Dank gilt meinen Eltern für die Unterstützung während meines Studiums.

Zum Schluß möchte ich mich vor allem bei Sabine Schroetter bedanken, die immer für mich da war, wenn ich sie brauchte und mich nie hängen gelassen hat.