Vergleichende Untersuchung hadronischer Endzustände in inelastischer Elektron Proton Streuung

von

Sascha Caron

Diplomarbeit Physik
vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Dezember 1998

angefertigt am I. Physikalischen Institut
Betreuer: Prof. Dr. Ch. Berger

22. Dezember 1998

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung **5**

2 HERA und das H1-Experiment **7**
2.1 Grundlagen 7
2.2 Der H1-Detektor 8
2.3 Datennahme und Datenbearbeitung 11

3 Theoretische Grundlagen **13**
3.1 Kinematik der tiefinelastischen Streuung 13
3.2 Das Quark-Parton-Modell 15
3.3 QCD erweitertes Partonmodell 16
3.4 Bestimmung der starken Kopplungskonstante 21
3.5 Ereignisgeneratoren 21
3.5.1 Lepto 22
3.5.2 Ariadne 23
3.5.3 Django 23
3.6 Jetalgorithmen 24
3.6.1 JADE Jetalgorithmus 24
3.6.2 Das Breit-System 26
3.6.3 Longitudinal boost-invarianter $k_\perp$ Jetalgorithmus 27

4 Ereignisselektion **29**
4.1 Datensätze und Rekonstruktion 29
4.2 Kinematische und technische Schnitte 30
4.3 Auflösung der kinematischen Größen 33

5 Definition und Rekonstruktion der Jets **39**
5.1 Definition der Jetereignisse 39
5.2 Ereignismengen 41
5.3 Definition der Q^2-Bereiche 41
5.4 Jetvariablen und Vergleich mit Vorhersagen 42
5.5 Kriterien an Jets 46

5.6 Korrektur auf Detektoreffekte 53

6 Systematische Effekte bei der Jetbestimmung 57
6.1 Reinheiten und Effizienzen 58
6.2 Korrelationen zum Hadronniveau 68
6.3 Systematische Effekte der Detektorobjekte 71
6.3.1 Korrigierte Raten und Wirkungsquerschnitte 71
6.3.2 Energiespektren 71
6.4 Zusammenfassender Vergleich der Detektorobjekte 74
6.5 Untersuchung der Stabilität einer Jetratenmessung 77

7 Bestimmung der starken Kopplungskonstante 83
7.1 QED-Strahlungskorrekturen 83
7.2 Auf das nichtradiative Hadronniveau korrigierte Raten 84
7.3 Einflüsse der Hadronisierung 87
7.4 Hadronisierungskorrektur 93
7.5 Vergleich mit Rechnungen der NLO 95
7.6 Ergebnisse der α_s-Anpassung 101

8 Zusammenfassung und Ausblick 105

Abbildungsverzeichnis 110

Danksagung 115

Kapitel 1

Einführung

Schon in der Aristotelischen Philosophie treten in den vier Prinzipien des Seienden die Materie und die Wirkursache auf. Der Aufbau der Materie und der Wirkursache ist das zentrale Thema der Teilchenphysik. Aus der genauen Kenntnis dieses Aufbaus sind auch Aussagen über die Struktur des Universums als Ganzes möglich.
Es ist schwer vorstellbar, was bei heutigen Experimenten der Teilchenphysik eigentlich geschieht. Diese Experimente versuchen die Grenzen des Wahrnehmungsbereiches zu erweitern und dringen dabei zu kleinsten Abständen ($< 10^{-15}$m) und kürzesten Zeiteinheiten vor. Beispielhaft dafür ist die Beschleunigeranlage HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) mit ihren Experimenten, an denen die Elektron-Proton Streuung bei bisher unerreichten Energien untersucht wird. Bei diesen Energien ist die Substruktur der Protonen auflösbar. Proton und Elektron sind beispielsweise in Blasenkammeraufnahmen direkt sichtbar. Diese Möglichkeit der Wahrnehmung scheitert jedoch auf der Ebene der Konstituenten des Protons, den Quarks.
Im heutigen Standardmodell der Elementarteilchenphysik besteht die Materie aus sogenannten Fermionen [1]. Man unterscheidet zwei Arten von Fermionen, die stark wechselwirkenden Quarks und die nicht stark wechselwirkenden Leptonen. Wechselwirkungen zwischen diesen Teilchen werden durch den Austausch von Teilchen mit ganzzahligem Spin beschrieben, den Eichbosonen.
Die Eichbosonen, die für den Zusammenhalt der Quarks im Proton sorgen, sind die Gluonen. Bisher sind noch keine Prozesse gefunden worden, die signifikant dem Standardmodell widersprechen. Grundlegend für diese Theorie ist, daß Quarks nicht *frei*, d.h. ungebunden an andere Quarks, über größere Abstände existieren können, da die Kraft, die zwischen ihnen wirkt, zu stark würde. Diese Kraft ist eine der vier Grundkräfte, die anhand ihrer Wirkungen unterscheidbar sind und zwar die *starke* Kraft. Die weiteren Kräfte sind die elektromagnetische und die schwache Kraft, sowie die Gravitation.
Trotz ihrer Unfreiheit hinterlassen Quarks Zeichen ihrer Existenz innerhalb von Streu-

[1] Teilchen mit halbzahligem Spin nennt man Fermionen.

reaktionen. Der Detektor ist nicht isotrop mit Teilchen gefüllt, sondern oft ergeben sich Bündel, die *Jets* genannt werden. Diese Jets sollten die Eigenschaften der Quarks und Gluonen repräsentieren, welche aus den Prozessen der Elektron-Proton-Streuung resultieren, die den härtesten Skalen unterliegen. Eine dieser Skalen ist die Skala der höchsten, an der Reaktion beteiligten Energien, eine andere sind die Transversalimpulse der auslaufenden Teilchen. Mittels der Prozesse und Jets der härtesten Skala, läßt sich auf den zugrundeliegenden Prozeß bei kleinsten Längen- und Zeitskalen rückschließen. Was ein Jet ist, wird durch einen *Jetalgorithmus* definiert.
Die Stärke der Wechselwirkungen zwischen den Teilchen ist jedoch keineswegs bei jedem Abstand, bzw. jeder Skala gleich. Sie lassen sich durch skalenabhängige Kopplungskonstanten beschreiben. Auf die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s läßt sich somit durch die Messung von Jets rückschließen. Das Standardmodell macht keine Aussagen über die absolute Größe der Kopplungskonstanten, sie müssen experimentell bestimmt werden. Bei HERA ist es möglich die Kopplungskonstante α_s bei verschiedenen Skalenwerten in einem Experiment zu prüfen.
Diese Arbeit entstand im Rahmen der H1-Kollaboration bei HERA. In dieser Arbeit sind zwei verschiedene Definitionen von Jets verwendet und anhand verschiedener Ergebnisse verglichen worden. Zuallererst sind jedoch die experimentellen (Kapitel 2) und theoretischen (Kapitel 3) Rahmenbedingungen kurz erläutert, die dieser Analyse zugrunde liegen. Es folgt die Definition und Untersuchung des kinematischen Bereiches (Kapitel 4), sowie der Jets (Kapitel 5). Weiterhin sind einige Untersuchungen zu systematischen Effekten, die als Fehlerquellen der Messung dienen, durchgeführt (Kapitel 6) und die experimentellen Daten mit der Theorie verglichen worden (Kapitel 7). Hierbei wurden α_s Werte bestimmt.
Zuletzt sind die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt und es wird ein Ausblick auf weitere Möglichkeiten der Jetanalyse bei HERA gegeben (Kapitel 8).

Kapitel 2

HERA und das H1-Experiment

2.1 Grundlagen

Der Elektron-Proton-Beschleuniger HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) am DESY (Deutsches-Elektronen-Synchrotron) in Hamburg wurde in den Jahren 1984-1991 gebaut. Der heutige Aufbau der HERA-Anlage mit ihren vier Experimenten ist schematisch in Abbildung 2.1 gezeigt.
HERA besteht aus zwei unabhängigen Speicherringen und beschleunigt Elektronen auf 27,6 GeV und Protonen auf 820 GeV.
Elektronen, bzw. Positronen[1] sind bei der Injektion in HERA schon auf 12 GeV vorbeschleunigt. Sie werden durch ein Magnetsystem von 0,165 Tesla auf ihrer Ringbahn gehalten.
Die entgegengesetzt umlaufenden Protonen werden mit 40 GeV in ihren Speichering geschossen. Supraleitende Magnete führen den Protonstrahl bei 4,68 Tesla.
Die Teilchenstrahlen sind in Pakete (bunches) aufgeteilt die einen zeitlichen Abstand von 96 ns haben. Zwei Detektoren, der H1- und der ZEUS-Detektor befinden sich an den Wechselwirkungspunkten, dort kollidieren die Teilchenstrahlen bei einem Winkel von 180 Grad.
Der Wechselwirkungspunkt dieser Teilchenstrahlen ist um $\pm$ 50 cm um einen nominellen Wechselwirkungspunkt verteilt. Ein Grund für diese Verteilung um den nominellen Wechselwirkungspunkt ist die longitudinale Ausdehnung der Pakete. Verstärkend ist die 180 Grad Wechselwirkung der Strahlen, bei der eine zeitliche Verspätung eines Pakets zu einer Verschiebung des Wechselwirkungspunktes führt.
In HERMES und HERA-B trifft der Elektron-, bzw. Protonstrahl auf ein feststehendes Ziel.
Beim HERMES-Experiment kollidieren spinpolarisierte HERA-Elektronen mit einem

[1]Ab Juli 1994 wurden statt Elektronen Positronen eingespeist. In dieser Arbeit sind Positronen und Elektronen nicht unterschieden, sondern es wurde versucht beide Teilchen stets als Elektronen zu bezeichnen.

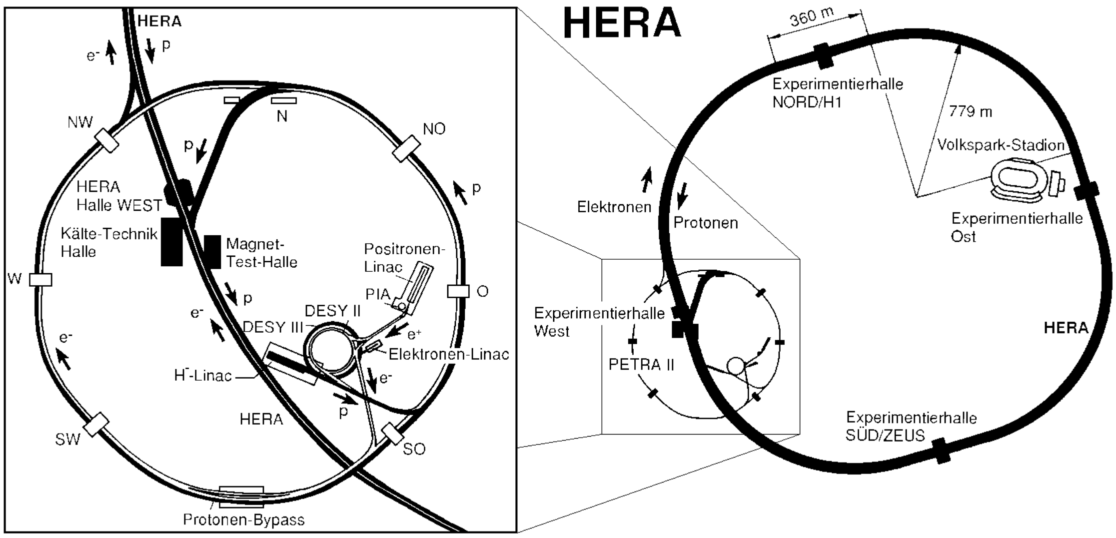

Abbildung 2.1: **Der Elektron-Proton-Speicherring HERA mit Vorbeschleunigern**

Gas aus spinpolarisierten Nukleonen. Es soll die Spinverteilung der Quarks in den Nukleonen untersucht werden.
Am HERA-B Experiment soll die CP-Verletzung in b-Quark-Systemen studiert werden.

2.2 Der H1-Detektor

Beim Design des H1-Detektors stand die Identifizierung und Energiemessung des gestreuten Elektrons und eine präzise Messung der hadronischen Energieflüsse im Vordergrund (siehe 2.2).
Ebenso fanden die unterschiedlichen Strahlenergien der Elektronen (ca. 27,5 GeV) und Protonen (820 GeV) Berücksichtigung. Die Reaktionsprodukte fliegen vorzugsweise in Richtung des Protonstrahls.
Der H1 Detektor ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Die Protonen laufen entlang der +z-Richtung von rechts, die Elektronen von links ein. Nachfolgend werden einige wichtige Detektorkomponenten kurz erläutert. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in Ref. [1].

- **Luminositätssystem :** Die Luminosität errechnet sich aus der Rate der Bethe-Heitler-Ereignisse ($ep \to ep\gamma$). Der Hauptuntergrund dieser Messung liefert die aus der Wechselwirkung mit dem Restgas im Strahlrohr ($eA \to eA\gamma$)

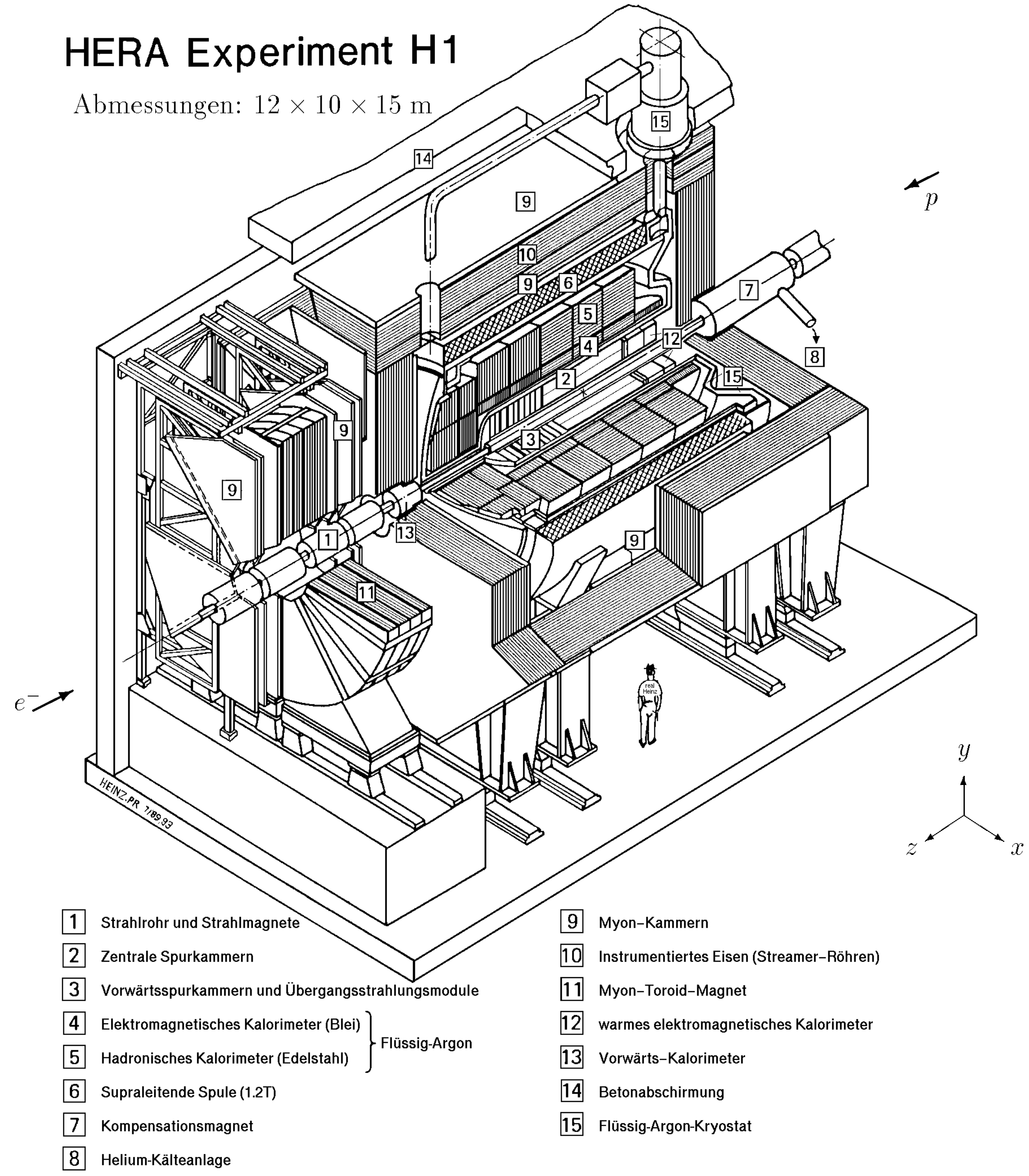

Abbildung 2.2: **Der H1-Detektor**

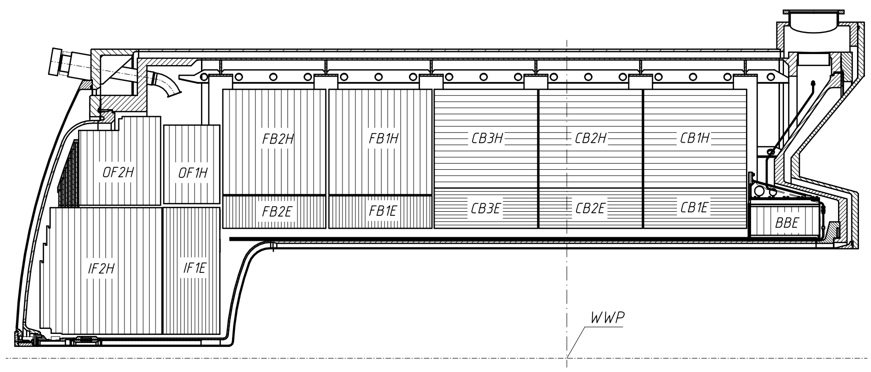

Abbildung 2.3: **Längsschnittzeichnung des Liquid-Argon-Kalorimeters.** *WWP bezeichnet den nominellen Wechselwirkungspunkt.*

resultierende Bremsstrahlung. Ein Bethe-Heitler Ereignis wird durch die Koinzidenz eines gestreuten Elektrons und eines Photons identifiziert. Deshalb besteht das Luminositätssystem aus einem Elektron-Zähler und einem Photon-Zähler bei z=-33,4m, bzw. z=-102,9m. Die z-Achse ist in Abbildung 2.2 eingezeichnet. Der Nullpunkt der z-Achse ist der nominelle Wechselwirkungspunkt (siehe Abbildung 2.3).

- **Spule (6) :** Die supraleitende Spule umschließt die Kalorimeter und erzeugt im zentralen Spurkammersystem ein mittleres homogenes Magnetfeld der Stärke 1,2 Tesla.

- **Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr) (4+5) :** Das innerhalb der Magnetspule liegende Kalorimeter besteht aus inneren elektromagnetischen und äußeren hadronischen Komponenten (nachfolgend als elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter bezeichnet).

  Das in z-Richtung in acht Segmente (Räder) eingeteilte Kalorimeter deckt einen Polarwinkelbereich von $4^o < \theta < 153^o$ ab (siehe Abb. 2.2 und 2.3). θ beschreibt den Winkel zwischen der x-Achse und z-Achse, wobei θ mit wachsendem z ansteigt. Der Azimuthalwinkel ϕ ist der Winkel zwischen y- und x-Achse.

  Die Bezeichnungen der Räder in Abb. 2.3 stehen für:

  - BBE : Backward Barrel Electromagnetic
  - CB1-CB3 (E/H) : Central Barrel Electromagnetic/Hadronic
  - FB1,FB2 (E/H) : Forward Barrel Electromagnetic/Hadronic

– IF (E/H) : Inner Forward Electromagnetic/Hadronic
– OF1H,OF2H : Outer Forward Hadronic

Jedes dieser Segmente ist wiederum aus acht radial um das Strahlrohr liegenden gleichartigen Oktanden aufgebaut. Die Segmente sind in Zellen unterteilt, die einzeln auslesbar sind. Die Gesamtzahl dieser Zellen liegt bei ca. 45000. Nach Ref. [2] kann die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils des Kalorimeters beschrieben werden durch:

$$\sigma(E_e)/E_e \approx 11\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$$

Die Energieauflösung des hadronischen Teils des LAr ergibt sich zu:

$$\sigma(E_h)/E_h \approx 50\%/\sqrt{E_h} \oplus 2\%$$

- **Spurkammern :**

  Das Spurkammersystem des H1-Detektors ermöglicht die Vermessung der Winkel und Impulse einzelner geladener Teilchen in kurzem Abstand zum Strahlrohr.

  Diese Spurinformationen werden zur Rekonstruktion des Ereignisvertex herangezogen. Wegen der Asymmerie der Teilchenstrahlenergien werden viele Teilchen bei kleinen Winkeln θ in Protonrichtung produziert. Um eine gute Triggereffizienz und Rekonstruktion über den ganzen Winkelbereich beizubehalten, ist das Spurkammersystem in drei Subsysteme unterteilt: CTD (Central Track Detector), FTD (Forward Track Detector) und BDC (Backward Drift Chamber).

- **SPACAL :** Seit Ende 1994 ersetzt das SPACAL[2] das Sandwichkalorimeter BEMC[3] im Bereich $153^o < \theta < 177,8^o$. Die Aufgabe des SPACAL besteht in der präzisen Messung des gestreuten Elektrons, einer Messung des hadronischen Energieflußes im Rückwartsbereich und der Bereitstellung einer Triggerinformation. Das SPACAL besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Bereich[3].

2.3 Datennahme und Datenbearbeitung

Die Elektron- und Protonpakete (bunches) durchqueren einander an den Wechselwirkungspunkten mit einer Rate von 10 MHz, dies entspricht dem zeitlichen Abstand der Pakete von 96 ns. Die Rate der auf Band geschriebenen Ereignisse liegt dagegen in der Größenordnung von bis zu 10 Hz.

[2] Spaghetti Calorimeter
[3] Backward Electromagnetic Calorimeter

Dies liegt an verschiedenen Gründen. Nicht bei jeder Kreuzung der Elektron- und Protonpakete findet eine nachweisbare Wechselwirkung zwischen Elektronen und Protonen statt. Die Raten interessanter Prozesse machen nur einen Bruchteil der Ereignisrate aus. Neben der ep-Wechselwirkungen erzeugen auch Untergrundereignisse Signale im Detektor. Dazu gehören Kollisionen von Strahlprotonen mit dem Restgas oder mit dem Strahlrohr, Synchrotronstrahlung der Positronen und kosmische Strahlung. Es ist technisch nicht möglich alle meßbaren Ereignisse auszulesen. Schnelle Triggerinformationen finden Verwendung bei der Entscheidung welche Ereignisse ausgelesen werden müssen. Näheres zum H1-Triggersystem findet sich in Ref. [1].
Die aufgezeichneten digitalisierten elektronischen Signale werden nun mit dem Rekonstruktionsprogramm H1REC in kalibrierte deponierte Energien und deren Orte umgewandelt.
Räumlich begrenzte Energiedepositionen, d.h. mehrere Zellen, sind danach durch einen Clusteralgorithmus zu Clustern zusammengefaßt.
Nach der Rekonstruktion der Ereignisse sind diese in verschiedene Ereignisklassen eingeteilt.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Kinematik der tiefinelastischen Streuung

In diesem Abschnitt ist die Kinematik der tiefinelatischen Elektron-Proton-Streuung behandelt ($eP \rightarrow eX$). Die Elektron-Proton-Streuung ist in Abbildung 3.1 als Streuung eines Konstituenten des Protons mit dem Elektron beschrieben.
Dies ist für den kinematischen Bereich, der dieser Analyse zugrunde liegt, ein sehr gutes Modell.
Der Viererimpuls des einlaufenden Elektrons ist k, der des Protons P und der der Konstituente i des Protons , die mit dem Elektron wechselwirkt ist $x_{i/P}P$. Der Viererimpuls des auslaufenden Elektrons ist k'.
Diese Streuung wird durch den Austausch eines virtuellen Bosons der elektroschwachen Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem Proton beschrieben. In dem kinematischen Bereich der dieser Analyse zugrunde liegt, ist der Austausch von schwach wechselwirkenden Bosonen vernachlässigbar [4].
Die weiteren Bezeichnungen der Abbildung 3.1 werden im Laufe dieses Kapitels genauer erläutert.
Zur Beschreibung der Kinematik sind folgende lorentzinvariante Größen verwendbar:

- Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ des ep-Systems:

$$s = (k + P)^2$$

- Die Masse $\sqrt{Q^2}$ des ausgetauschten Bosons:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$$

  Ein reelles Photon hat keine Masse, daher beschreiben Werte von $Q^2 > 0$ die Virtualität des ausgetauschten Photons.

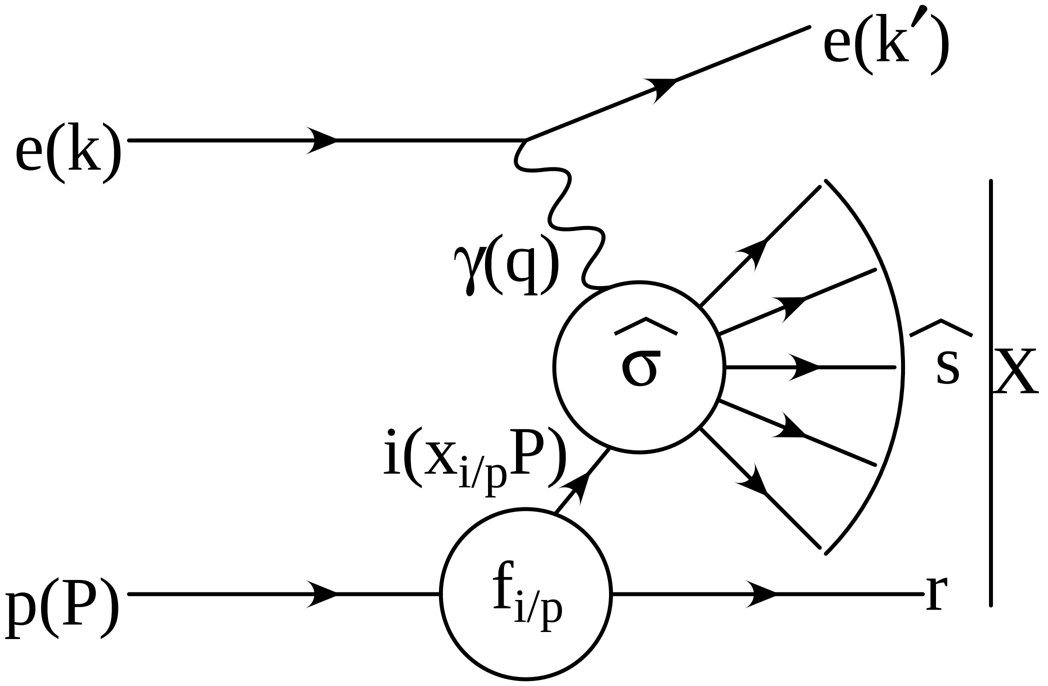

Abbildung 3.1: **Darstellung der tiefinelastischen ep-Streuung.**
Die Symbole entsprechen jeweils den wechselwirkenden Teilchen (i steht hier für das i'te Parton). In Klammern ist der Viererimpuls der Teilchen angegeben.

- W^2 beschreibt die quadrierte invariante Masse des hadronischen Endzustandes X:
$$W^2 = X^2 = (P + k - k')^2 = (P + q)^2 = 2Pq - Q^2 + M_P^2$$
M_P ist die Masse des Protons. Inelastische Streuung ist durch $W^2 > M_P^2$ definiert. Bei tiefinelastischer Streuung ist $W^2 >> M_P^2$ und es ist auch noch Q^2 groß.

- Die quadrierte invariante Masse des harten Subprozesses läßt sich aus den auslaufenden Teilchen oder Jets berechnen:
$$\hat{s} = (\sum_i p_i)^2 \quad i \in \text{harter Subprozeß}$$
$\hat{s}$ folgt ebenfalls aus den einlaufenden Teilchen:
$$\hat{s} = (q + x_{i/p}P)^2$$

- Die dimensionslosen Skalenvariablen:
$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2qP}$$

und

$$y = \frac{qP}{kP}$$

y beschreibt im Ruhesystems des Protons den relativen Energieverlust des Elektrons.

Beziehungen zwischen diesen Größen sind

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{sy},$$

$$x_{i/P} = x_{Bj}(1 + \frac{\hat{s}}{Q^2})$$

und

$$W^2 = \frac{1 - x_{Bj}}{x_{Bj}} Q^2.$$

Die Massen des Elektrons und Protons sind hierin vernachlässigt worden.
Eine Möglichkeit die kinematischen Größen zu berechnen, ist die Benutzung des Anfangszustands des Systems und des gestreuten Elektron. Diese Methode wird als 'Elektronmethode' bezeichnet und im folgenden Text mit dem Index 'EM' abgekürzt. Es ergibt sich:

$$y_{EM} = 1 - \frac{E_{e'} - p_{z,e'}}{2E_e},$$

$$Q^2_{EM} = 2E_e E'_e (1 + \cos\theta'_e).$$

Eine weitere Möglichkeit zur Berechnung der kinematischen Variablen ist die sogenannte Jacquet-Blondel-Methode, die dazu den Vierervektor des hadronischen Endzustandes verwendet.
Vollständigkeitshalber seihen hier noch, die in dieser Analyse nicht verwendete, Doppel-Winkel-Methode und die Sigma-Methode genannt. Näheres zu diesen Methoden findet sich in verschiedensten HERA Referenzen, z.B. Ref.[18].

3.2 Das Quark-Parton-Modell

Eine einfache Beschreibung der Elektron-Proton-Streuung gelingt mit dem Quark-Parton-Modell. In einem Bezugssystem, in dem das Nukleon eine unendlich hohe Geschwindigkeit hat, erscheint das Proton wie ein Strahl von Quarks, die jeweils einen Bruchteil vom Protonimpuls tragen (Ref.[7]). Dieses Modell ist bei HERA schon sehr gut anwendbar. Masse und Transversalimpulse der Quarks sind in diesem System vernachlässigbar. Die Annahme im Quark-Parton-Modell ist nun, daß das ausgetauschte Photon nicht mit dem gesamten Proton, sondern nur mit einem der

Partonen wechselwirkt. Mit diesem Modell ist der totale Prozeß näherungsweise bei hohem Q^2 beschreibbar.
Die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung ist dann eine Streuung an punktförmigen masselosen Konstituenten.
Der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung ist deshalb als Summe der Wirkungsquerschnitte für elastische Elektron-Parton-Streuung darstellbar. Die Partonen tragen dabei einen Impulsbruchteil $x_{i/P}$ des Protons.
Die Elektron-Proton-Streuung ist nun als Faltung von Partondichtefunktionen $f_{i/p}$ mit perturbativ berechenbaren Wirkungsquerschnitten darstellbar.

$$\sigma_{ep} = \sum_i \int_0^1 f_{i/p}(x_{i/P})\sigma_{ei}(x_{i/P})dx_{i/P}$$

σ_{ei} ist der Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Parton-Streuung.
$f_{i/P}(x_{i/P})dx_{i/P}$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Parton i einen Impulsbruchteil zwischen $x_{i/P}$ und $x_{i/P}dx_{i/P}$ besitzt. Die Partondichtefunktionen $f_{i/p}$ müssen experimentell bestimmt werden. Die Berechnung von σ_{ei} erfolgt in erster störungstheoretischer Ordnung nur mittels des Borngraphen (siehe Abbildung 3.2). In der Kinematik

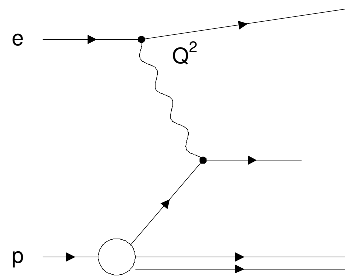

Abbildung 3.2: **Borngraph zur tiefinelatischen Streuung.**

des Borngraphen ergibt sich nun $x_{i/P} = x_{Bj}$. Das Partonmodell macht einige Voraussagen, die experimentell nicht alle erfüllt sind (Verletzung der Skaleninvarianz). Erweiterbar ist das Partonmodell durch die Quantenchromodynamik (QCD).

3.3 QCD erweitertes Partonmodell

In der QCD sind die Partonen Quarks und Gluonen mit Wechselwirkung. Die Matrixelemente der QCD Prozesse sind ähnlich zur QED Funktionen einer *laufenden* Kopplungskonstanten. Die Stärke der Kopplungskonstanten α_e und α_s sind experimentell bestimmbar. Betrachten wir zunächst die QED. Der Wirkungsquerschnitt der Elektron-Elektron Streuung ist beispielsweise erheblich beeinflußt durch Prozesse der Vakuumpolarisation. Schon bei der 1-Elektron-Schleifen Korrektur zum Photon-Austausch divergiert der Photonpropagator logarithmisch (UV-Divergenz). Es ist praktisch, eine effektive Kopplung α_{eff} zu definieren, die alle divergenten Terme führender Ordnungen enthält. Bei der Aufsummation der führenden Logarithmen von Prozessen mit Schleifengraphen ergibt sich eine konvergente Reihe in dieser Art:

$$\alpha_{eff}(Q^2) = \alpha(1 + \alpha B(Q^2) + \alpha^2 B(Q^2)^2 + \cdots).$$

Woraus ein Ausdruck der Form

$$\alpha_{eff}(Q^2) = \frac{\alpha}{1 - \alpha B(Q^2)}$$

folgt. Da sich in der QCD eine alternierende Reihe ergibt, ändert sich der Ausdruck zu $\frac{\alpha}{1+\alpha B(Q^2)}$. Dies ist eine grobe schematische Erklärung für die Form der Skalenabhängigkeit der Kopplungskonstanten.
Q^2 ist hier wieder die Masse des ausgetauschten Photons. Diese Prozedur zur Behandlung dieser sogenannten Ultravioletten Divergenzen heißt Renormierung.
In der QCD ergibt sich auch eine Abhängigkeit der Kopplungskonstante von der Skala, die wiederum Q^2 sein kann. Allgemeiner nennen wir sie μ_r.
In Rechnungen niedrigster Ordnung unter Mitnahme der führenden Logarithmen ergibt sich für die Skalenabhängigkeit von α_s:

$$\alpha_s(\mu_r^2) = \frac{\alpha_s(\mu_0^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu_0^2)}{12\pi}(33 - 2n_f)\ln\frac{\mu_r^2}{\mu_0^2}}$$

Hierin ist n_f die Anzahl der Quarkflavour mit einer Masse, die kleiner ist als die Renormierungsskala. Die Abhängigkeit von μ_0 wird aus alter Gewohnheit [7] durch eine Abhängigkeit von Λ ersetzt. Λ heißt Skalenparameter der QCD und beschreibt den Bereich störungstheoretischer Rechenbarkeit, also in etwa die Trennlinie zwischen eingeschlossenen und quasifreien Quarks. Deshalb liegt der Wert von Λ bei ca. 200 MeV.
Mit der Definition

$$\Lambda^2 = \mu_0^2 \exp\left(\frac{-12\pi}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu_0^2)}\right)$$

ergibt sich

$$\alpha_s(\mu_r^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln\frac{\mu_r^2}{\Lambda^2}}.$$

Für Energien μ_r groß gegen Λ geht nun $\alpha_s(\mu_r^2)$ gegen Null (asymptotische Freiheit der QCD). Deshalb sind Wirkungsquerschnitte nach $\alpha_s(\mu_r^2)$ in einer störungstheoretischen Reihe bei großen Werten der Energieskala entwickelbar. Man spricht von perturbativer QCD (pQCD).

Die Abhängigkeit der Kopplungskonstante α_s von der Skala μ_r ist durch eine Renormierungsgruppengleichung (RGE) beschreibbar (z.B. in [10],[8],[11]). Sie ergibt bei der Berücksichtigung weiterer Logarithmen (den nächst-zu-führenden) als in der obigen α_s-Rechnung und Termen nächst-zu-führender Ordnung [1] in α_s

$$\mu_r^2 \frac{2\partial g}{\partial \mu_r^2} = -\frac{\beta_0}{(4\pi)^2} g^3 - \frac{\beta_1}{(4\pi)^4} g^5 \ldots$$

mit:

$$g^2 = 4\pi\alpha_s \quad ,$$

$$\beta_0 = \frac{33 - 2n_f}{3} \quad \text{und} \quad \beta_1 = \frac{306 - 38n_f}{3}$$

Bei einer Integration der RGE bis zur Ordnung g^5 ergibt sich:

$$\alpha_s(\mu_r^2, \Lambda) = \frac{4\pi}{\beta_0 L}\left(1 - \frac{\beta_1 \ln L}{\beta_0^2 L}\right)$$

mit

$$L = \ln\left(\frac{\mu_r^2}{\Lambda^2}\right).$$

Da nun auch QCD Korrekturen der Partondichten oder Partonverteilungsfunktionen $f_{i/P}$ berücksichtigt werden sollten, ergibt sich eine weitere Abhängigkeit von einer Skala bei den Partondichten. Ähnlich zu α_s treten in den Rechnungen wieder Massensingularitäten (Terme prop. zu $\ln \mu^2/m^2$ auf), die wiederum in einer Skalenabhängigkeit absorbierbar sind. Diese Skala heißt Faktorisierungskala μ_f. Die Skalenabhängigkeit der Partondichten ist durch die DGLAP-Gleichung beschrieben. Eine Beschreibung der DGLAP-Gleichung findet sich z.B. in Ref.[12].

Das QCD erweiterte Partonmodell behält die faktorisierende Struktur der Gleichung für σ_{eP} im Partonmodell (Seite 16) bei. Für Wirkungsquerschnitte, berechnet bis zu festen Ordnungen, ergibt sich eine Abhängigkeit der gefalteten Terme von Skalen,

$$\sigma_{eP} = \sum_i \int_0^1 dx_{i/P} f_{i/P}(x_{i/P}, \mu_f)\sigma_{ei}(x_{i/P}, \mu_f, \mu_r).$$

Betrachten wir nun σ_{ei} und die Jetproduktion. Zum Prozess in Abbildung 3.2 müssen QCD-Korrekturen berücksichtigt werden, die durch eine störungstheoretische Reihe von Prozessen n-ter Ordnung in α_s^n charakterisierbar sind. Der Beitrag niedrigster Ordnung zur Elektron-Proton-Streuung ist nun derjenige in Abbildung 3.2. Da kein Vertex vorhanden ist an dem eine starke Wechselwirkung beteiligt ist, handelt es sich um einen Prozess der Ordnung α_s^0. Dies ist die führende Ordnung der Produktion von Endzuständen mit einem harten Parton. Abgekürzt heißt dies LO (leading order) 1 Partonproduktion.

[1] Rechenbar ist dies in verschiedenen Weisen, hier wurde das $\overline{MS}$-Schema betrachtet.

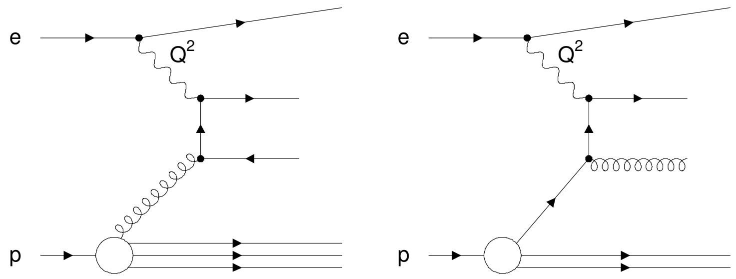

Abbildung 3.3: **Beispiele zu QCD Korrekturen der Ordnung α_s zur tiefinelastischen ep-Streuung.**
Das linke Diagramm zeigt eine Boson-Gluon-Fusion, das rechte einen QCD-Compton-Graphen.

Beispiele für reelle Korrekturen der Ordnung α_s sind in Abbildung 3.3 gezeigt. Virtuelle Korrekturen der Ordung α_s treten durch Interferenzterme von virtuellen Prozessen der Ordnung α_s^2 auf. Ein Beispiel für eine virtuelle Korrektur ist Abbildung 3.4.

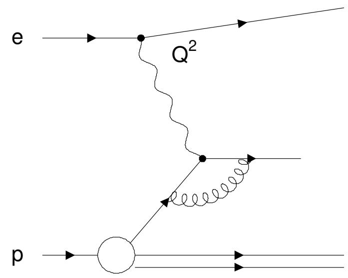

Abbildung 3.4: **Beispiel zu einer virtuellen Korrektur zur tiefinelastischen ep-Streuung.**

Jetalgorithmen kombinieren Partonen, falls diese bestimmte Abstandskriterien erfüllen. Falls die beiden Partonen in 3.3 von einem Jetalgorithmus zu einem Jet kombiniert werden, so ist dies ein Beispiel für die nächst-zu-führende Ordnung (NLO) der 1 Jet Erzeugung.
Störungstheoretisch berechnete Wirkungsquerschnitte für die n-Partonproduktion sind divergent. Divergenzen die kollinearer und niederenergetischer Gluonabstrahlung entsprechen, heben sich in der Theorie gegen Terme virtueller Prozesse der gleichen Ordnung in α_s, bei der Integration über einen endlichen Bereich eines Phasenraums, auf. Der totale Wirkungsquerschnitt ist somit endlich. Jets sind nun so definiert, daß sie auf der theoretischen Ebene der Partonen diese Divergenzen durch die Zusammenfas-

sung von Partonen zu Jets vermeiden. Dadurch werden auch Wirkungsquerschnitte zur n-Jetproduktion endlich.
Emittiert das einlaufende oder auslaufende Parton dagegen ein hartes Parton, d.h. ein Parton mit hohem Transversalimpuls und hoher Energie, sollte dies ein Ereignis mit 2 Jets im Endzustand ergeben. Beispiele für Prozesse der Ordnung α_s, die zur 2 Jetproduktion beitragen, sind wiederum die in Abbildung 3.3 gezeigten. α_s^1 ist also die 'führende Ordnung' (LO) für die 2 Jetproduktion.
Gezeigt ist die Boson-Gluon-Fusion, bei der sich ein einlaufendes Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar aufteilt und der QCD-Compton Prozess, bei dem ein hartes Gluon vom Quark abgestrahlt wird.
Auch bei der Beschreibung der 2 Jetproduktion müssen virtuelle und reelle Korrekturen Berücksichtigung finden. Beispiele zu rellen Korrekturen zur 2 Jetproduktion sind

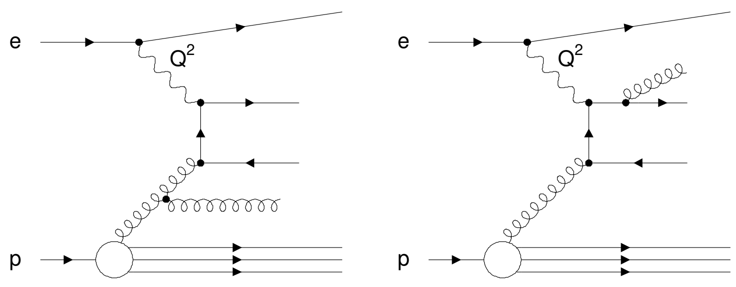

Abbildung 3.5: **Beispiele zu QCD Korrekturen der Ordnung α_s^2 zur tiefinelastischen ep-Streuung.**
Korrekturen zur Boson-Gluon-Fusion.

in Abbildung 3.5 gezeigt. Korrekturen dieser Art beschreiben nun NLO Korrekturen für 2 Jetereignisse.
In dieser Analyse wird nun die 2 Jetproduktion gemessen. Rechnungen zu Prozessen, die zur 2 Jetproduktion führen sind bis zur NLO durchgeführt worden. Der Wirkungsquerschnitt von Prozessen dieser Art in NLO

$$eP \rightarrow jet1 + jet2 + Rest$$

kann beschrieben werden durch:

$$\sigma^{NLO}_{eP\rightarrow jet1+jet2+Rest} = \sum_i \int dx_{i/P} f^{NLO}_{i/P}(x_{i/P}, \mu_f) \sigma^{NLO}_{ei\rightarrow jet1+jet2+Rest}(x_{i/P}, \mu_f, \mu_r)$$

$\sigma_{ei\rightarrow jet1+jet2+Rest}$ ist perturbativ in NLO berechenbar. Die Partondichten und harten Wirkungsquerschnitte σ_{ei} müssen in gleicher Ordnung QCD berechnet werden.

3.4 Bestimmung der starken Kopplungskonstante

In dieser Analyse wird im 7. Kapitel eine Bestimmung der starken Kopplungskonstante durchgeführt. Hier ist kurz die Vorgehensweise erläutert. Wie oben beschrieben ist der Wirkungsquerschnitt für 2 Jetproduktion $\sigma^{NLO}_{eP\rightarrow jet1+jet2+Rest}=\sigma^{NLO}_{2Jet}$ in NLO darstellbar durch eine Entwicklung nach α_s bis zur 2. Ordnung:

$$\sigma^{NLO}_{2Jet}(Q^2) = \alpha^1_s(Q^2)C_1(Q^2) + \alpha^2_s(Q^2)C_2(Q^2)$$

Als Skala ist in dieser Analyse Q^2 gewählt. Die Koeffizienten C_i und σ^{NLO}_{2Jet} sind aus Rechnungen entnehmbar, die die Wirkungsquerschnitte bis zur Ordnung α^2_s ausrechnen und die Faltung mit den Partondichten durchführen. In dieser Analyse wird hierzu das Programm Disent [13] verwendet. Disent ist ein Programm zur Berechnung beliebiger 2 Jetwirkungsquerschnitte in der nächst-zu-führenden Ordnung pQCD.
Durch Messung des 2 Jet Wirkungsquerschnittes und Vergleich mit der Theorie ist somit die Kopplungskonstante α_s bei verschiedenen Skalen bestimmbar. In dieser Analyse ist jedoch zur Bestimmung der starken Kopplungskonstante eine sogenannte Jetrate verwendet worden. Sie ist definiert durch:

$$R_2 = \frac{\sigma^{NLO}_{2Jet}}{\sigma^{NLO}_{tot}} \approx \frac{N_2}{N_{tot}}$$

Der Quotient der 2 Jet Ereignisse zu den totalen Ereignissen ist eine experimentell weniger für systematische Fehler anfällige Größe. Es fällt z.B. die Abhängigkeit von der Luminosität heraus.
Aus den gewonnenen $\alpha_s(Q^2)$ Werten ist nun mittels einer χ^2-Anpassung ein Wert für $\alpha_s(M^2_Z)$ bestimmbar. Einzelheiten zu dieser Methode sind in den Referenzen [23] und [6] zu finden.

3.5 Ereignisgeneratoren

Aufgrund der Eigenschaften der starken Wechselwirkung sind die in den bisher beschriebenen Prozessen auftretenden freien Partonen nicht als freie Partonen identifizierbar. Es müssen sich Hadronen bilden, die nach Zerfällen die Detektoreingabe darstellen. Störungstheoretisch sind Prozesse, die zur sogenannten Hadronisierung oder Fragmentierung der Partonen führen, nicht beschreibbar, da sie bei einer zu großen Abstandsskala und zu niedrigen Impulsüberträgen stattfinden. Auch hat der Detektor einen entscheidenden Einfluß auf die gemessenen Daten.
Ein direkter Vergleich der gemessenen Daten mit der Theorie ist nicht möglich, da der Einfluß des Detektors nicht berechenbar ist. Dieses Problem ist durch die Verwendung von Monte Carlo Generatoren umgehbar.
Monte Carlo Generatoren würfeln in einem bestimmten kinematischen Bereich Ereignisse mit zufälligen Eigenschaften aus, die jedoch in ihrer Summe die Eigenschaften der

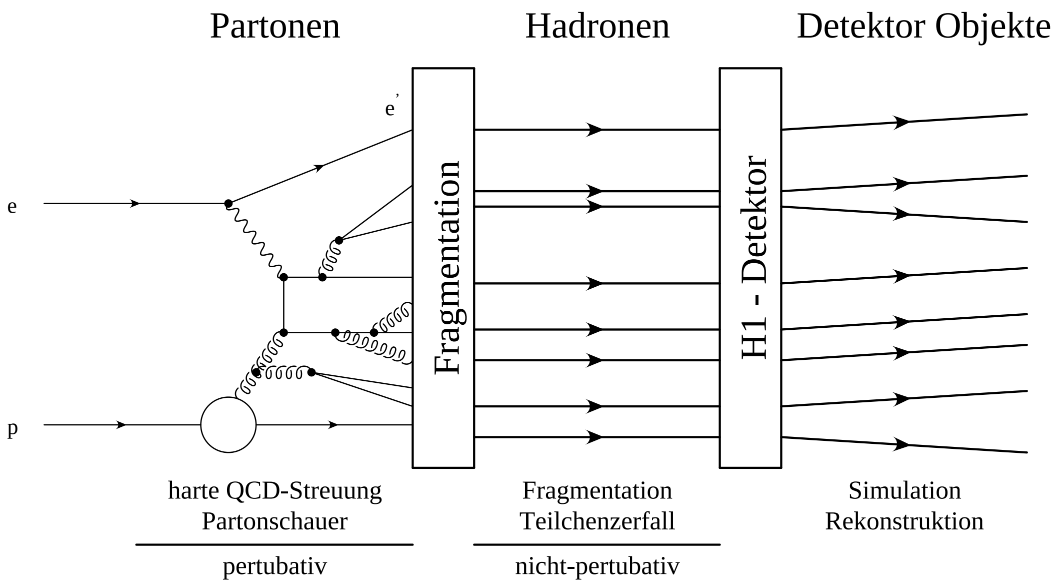

Abbildung 3.6: **Darstellung zur Hadronisierung und Detektorsimulation**

verwendeten Theorie wiedergeben. QCD-Abstrahlungen höherer Ordnung sind mit der Hinzunahme von Modellen implementiert auf die unten näher eingegangen wird. Das Niveau nach dieser Abstrahlung ist als *Partonniveau* bezeichnet. Mit Modellen ist nun die Hadronisierung der entstandenen Partonen simulierbar. In dieser Arbeit ist ein Saitenmodell verwendet worden, das sogenannte Lund-String-Modell (näheres dazu findet sich in Ref.[26]). Beschrieben ist die Hadronisierung hier dadurch, daß aufgrund der starken Wechselwirkung Saiten zwischen den Partonen gespannt sind. Diese Saiten zerreißen bei großen Energien (Abständen). Vorstellbar ist beispielsweise, daß ab einer bestimmten Energie die Entstehung zweier Pionen energetisch bevorzugt ist [7]. Nach der Hadronisierung spricht man von *Hadronniveau*.
Schließlich kann durch ein weiteres Programm[2] die Wechselwirkung mit dem Detektor simuliert werden und daraus erhält man die simulierte Detektorantwort. Dies ist das sogenannte *Detektorniveau*. Im folgenden wird kurz auf die Funktionsweise der verwendeten Monte-Carlo-Generatoren eingegangen.

3.5.1 Lepto

Der Lepto Generator generiert Prozesse bis zur Ordnung α_s^1. Berechnet ist der Borngraph (ohne α_s^1-Korrekturen), QCD-Compton und Boson-Gluon-Fusion. Es sind keine Korrekturen zur Boson-Gluon-Fusion und zum QCD-Compton-Prozess berücksichtigt.

[2]Das Programm hierzu heißt H1SIM.

Die Matrixelementrechnungen führen teilweise wieder zu infraroten und kollinearen Divergenzen. Bei der Generation sind diese Divergenzen durch Abschneideparameter vermieden. Das heißt es sind beispielsweise nur Abstrahlungen oberhalb eines bestimmten Abstrahlungswinkels berücksichtigt.

Beiträge höherer Ordnung in α_s sind durch ein sogenanntes Partonschauermodell (PS) berücksichtigt. Dieses Modell basiert darauf alle Terme proportional zu $(\alpha_s \ln(Q^2))^n$ durch Aufsummation zu berücksichtigen (leading log approximation) und dadurch ist eine sukzessive Partonabstrahlung durchführbar. Näheres zum Lepto Monte-Carlo findet sich in Ref. [15]. Abgekürzt ist dieser Generator mit MEPS und verwendet wurde Lepto 6.5.

3.5.2 Ariadne

In dem Programm Ariadne ist eine alternative Behandlung des Partonschauermodells implementiert. Ariadne ist kein kompletter Generator. Die Matrixelementberechnungen zur Behandlung harter Prozesse und die Hadronisierung müssen von anderen Programmen ausgeführt werden (beispielsweise Lepto). Die Simulation von Prozessen höherer Ordnungen geschieht durch ein sogenanntes Farb-Dipol-Modell (Colour-Dipole-Modell, CDM).

Dieses Modell basiert auf der Abstrahlung von Gluonen durch Farbdipole, die zwischen Partonen (und Protonrest) gebildet werden. Dabei entstehen weitere Farbpaare, die neue Dipole bilden und nun weitere niederenergetischere Gluonen abstrahlen. Die Partonen werden dabei mit abnehmendem Transversalimpuls erzeugt. Die Hadronisierung erfolgt wieder durch das Lund-String-Modell. Eine Beschreibung von Ariadne findet sich in Ref.[16]. In dieser Arbeit ist dieser Generator oft abgekürzt mit CDM bezeichnet.

3.5.3 Django

Die oben beschriebenen Generatoren beinhalten keine QED-Korrekturen zu den bisher beschriebenen Prozessen. Django [17] verbindet Lepto und Ariadne mit einem Programm namens Heracles. Heracles berechnet QED-Korrekturen zur Ordnung α. Es beinhaltet sowohl Photonabstrahlung der Leptonen, als auch virtuelle Korrekturen. Falls der partonische Endzustand mittels Lepto generiert wurde und QED-Korrekturen Berücksichtigung finden, ist dieses Monte Carlo als Django Lepto bezeichnet. Analog wurde auch Django Ariadne verwendet. In dieser Arbeit wurde die Version Django 6.2 verwendet.

3.6 Jetalgorithmen

Die theoretisch vorhergesagten Endzustände auf Partonebene bestehen aus quasifreien Quarks und Gluonen. Auf Grund der Eigenschaften der starken Wechselwirkung müssen sich jedoch finale Hadronen bilden. Es kann also keine eindeutige Identifizierung eines Quarks oder Gluons aus dem harten Prozeß mit einem Jet aus Hadronen geben.
Mit der Hilfe von Jetalgorithmen wird versucht einen möglichst guten Zusammenhang zwischen den Partonen des harten Subprozesses und den identifizierten Jets zu gewinnen. Den Jetalgorithmen werden Vierervektoren von Objekten[3] zur Verfügung gestellt, die diese zu Jets kombinieren.
In dieser Analyse geschieht dies mit der Hilfe des JADE Jetalgorithmus und des longitudinal boost- invarianten $k_\perp$ Jetalgorithmus.

3.6.1 JADE Jetalgorithmus

Der in dieser Arbeit verwendete JADE Jetalgorithmus basiert auf dem von der JADE-Kollaboration am PETRA-Speichering in Ref. [19] eingeführten Algorithmus.
Bei e^+e^--Streuung sind die meisten der auslaufenden Hadronen im Detektor identifizierbar. Im Falle eines einlaufenden Protons geht ein großer Teil der hadronischen Energie durch das Strahlrohr verloren.
Dies hat einige theoretische und experimentelle Konsequenzen.

- Da der Detektor aufgrund des Strahlrohrs nicht den gesamten Winkelbereich abdeckt, kann der Protonrest nicht detektiert werden. Viele der Energiedepositionen nahe der Strahlachse sind Teil des auslaufenden Protonrestes und sollten von einem Jetalgorithmus als Teile des Protonrestes identifiziert werden. Aus diesen Energiedepositionen sollten sich keine Jets bilden. Der Protonrest muß also in der experimentellen Bestimmung harter Jets berücksichtigt werden.

- Ein aus dem Proton gestreutes Parton kann ein Gluon emittieren bevor es mit dem virtuellen Photon wechselwirkt. Die Wahrscheinlichkeit für Prozesse dieser Art ist sehr hoch bei fast kollinearer Abstrahlung. Dies wird zum einen in modifizierten PDF's (Parton Dichte Funktionen) berücksichtigt. Andererseits führt dies zu großen Korrekturtermen in perturbativen Rechnungen. Die unter kleinen Winkeln zum auslaufenden Proton abgestrahlten Partonen können experimentell nicht vom Protonrest unterschieden werden. Dies bedeutet, daß den Korrekturtermen experimentell nicht Rechnung getragen werden kann [20].

Aus diesen Gründen wurde in Ref. [20] ein Jet des Protonrestes (proton remnant) eingeführt.

[3] Diese Objekte sind z.B. Cluster des LAr, kombinierte Cluster-Spur-Objekte, Hadronen eines Hadronniveaus oder Partonen.

Dieser als modifizierter JADE (mJADE) bezeichnete Jetalgorithmus definiert ein Pseudoteilchen (oder Pseudocluster) mit Hilfe des fehlenden longitudinalen Impulses. Es läßt sich der fehlende Longitudinalimpuls $p_{z,f}$ berechnen durch die Impulse und Energien des gemessenen Endzustandes.

$$p_{z,f} = p_{z,e} + p_{z,p} - p_{z,e'} - p_{z,hadr.Endzustand}$$

Hierin sind $p_{z,e}$ und $p_{z,p}$ der Longitudinalimpuls des einlaufenden Elektrons, bzw. Protons und $p_{z,e'}$ der Longitudinalimpuls des gestreuten Elektrons. $p_{z,hadr.Endzustand}$ steht für den Longitudinalimpuls des hadronischen Endzustandes.
Zu der Liste der Vierervektoren der Objekte $(p_1, p_2, ..., p_n)$ kommt ein weiterer Vierervektor $p_S = (p_{z,f}, 0, 0, p_{z,f})$, der den fehlenden Impuls des Protonrestes bei der Jetrekonstruktion berücksichtigt.
Aus der Liste der Vierervektoren werden zunächst Abstandsmaße y_{ij} gebildet. Diese Abstandsmaße sind die invarianten Massen der kombinierten Objektpaare. Es gibt verschiedene Möglichkeiten die Abstandsmaße y_{ij} zu berechnen und danach die Objekte zu kombinieren. In dieser Analyse wird ausschließlich das JADE-Schema verwandt. In diesem Schema werden die Objektmassen vernachlässigt. Hierdurch ergibt sich:

$$\begin{aligned} y_{ij} &= (p_i + p_j)^2 \\ &= 2E_iE_j(1 - \cos\theta_{ij}) \end{aligned}$$

Der JADE Jetalgorithmus kombiniert 2 Objekte (Ω_i, Ω_j)zu einem neuen Objekt Ω_k, falls das y_{ij} kleiner ist als ein Abschneideparameter y_c multipliziert mit einer typischen Referenzmasse M^2:

$$y_{ij} \leq y_c M^2$$

Die Objekte Ω_i und Ω_j mit dem minimalen y_{ij} werden als erstes zu einem neuen Objekt Ω_k kombiniert. Dies geschieht rekursiv bis alle y_{ij} größer sind als der Abschneideparameter multipliziert mit der Referenzmasse. Die Rekombination erfolgt durch die Addition der Vierervektoren der rekombinierten Objekte:

$$p_k = p_i + p_j$$

Die verbleibenden Objekte werden als Jets identifiziert. Der Protonrest wird aufgrund des Pseudoteilchens ebenfalls als Jet identifiziert. Man spricht von (n+1) Jetereignissen, wobei '+1' für den Protonrest steht und 'n' für die Anzahl der harten Jets. In dieser Analyse wird jedoch eine andere Konvention getroffen. Der Jet des Protonrestes wird zwar gefordert, jedoch nicht gezählt. Ein 2 Jetereignis steht also für ein Ereignis mit (2+1) Jets.
Näheres zur Verwendung anderer Rekombinationsschemata findet sich z.B. in Ref. [6].

3.6.2 Das Breit-System

Eingehend ist der zweite verwendete Jetalgorithmus unten erklärt. Zunächst folgt eine Erläuterung des verwendeten Bezugssystems.
Im Laborsystem ist der Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes durch den Transversalimpuls des Elektrons balanciert. Prinzipiell ist eine Trennung der Jets des harten Subprozesses von Jets des Protonrestes im Laborsystem schwierig, da es keine direkte harte Skala für Jets gibt. Eine Lösung wurde mit dem Pseudoteilchenansatz schon vorgestellt.
Im Breit-System balancieren sich die Transversalimpulse auslaufender Partonen. Als harte Skala des Prozesses kann hier der Transversalimpuls der Jets verwendet werden. Eine mögliche Interpretation ist, daß Jets unterhalb eines bestimmten Transversalimpulses im Breit-System $p_{t,Breit}$ nicht zum harten Subprozeß gehören. Interpretierbar sind sie als Teile des Protonrestes.
Der unten besprochene longitudinal invariante $k_\perp$ Jetalgorithmus macht sich diese Eigenschaft des Breit-Sytems zur Abtrennung des Protonrestes von harten Jets zunutze (siehe hierzu auch [24]).
Auch der JADE Jetalgorithmus ist im Breit-System verwendbar.
Im Breit-System läuft das Photon rein raumartig von +z Richtung mit dem Viererimpuls p_j^* ein , das Proton läuft antiparallel mit dem Vierervektor P^* von -z Richtung ein.

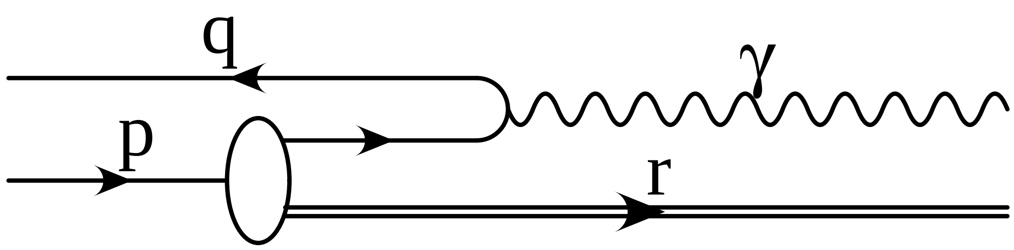

Abbildung 3.7: **Darstellung des γ-Parton Streuung im QPM-Fall im Breit-System**

Daraus ergeben sich die Vierervektoren:

$$p_j^* = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\sqrt{Q^2} \end{pmatrix} \text{ und } P^* = \begin{pmatrix} E_{P,Breit} \\ 0 \\ 0 \\ E_{P,Breit} \end{pmatrix}$$

Für die invariante Masse diese Prozesses ergibt sich im Breit-System bei Vernachlässigung der Protonmasse:

$$s^* = (p_j^* + P^*)^2 = 2E_{P,Breit}Q - Q^2$$

Im Laborsystem ergibt sich jedoch:

$$s = (q + P)^2 = q^2 + 2qP = \frac{Q^2}{x_{Bj}} - Q^2$$

Hieraus folgt nun der Wert für $E_{P,Breit}$:

$$E_{P,Breit} = \frac{Q}{2x_{Bj}}$$

Aus der 3er-Impulserhaltung in einem Nichtschwerpunktsytem für 2 kollineare Teilchen ergibt sich nun eine charakterisierende Gleichung für das Breit-System:

$$\vec{p_j} + 2x_{Bj}\vec{P} = 0$$

Im QPM-Fall absorbiert das einlaufende Quark ohne seine Energie zu ändern das Photon, wird jedoch vom Photonimpuls umgekehrt. Es läuft also mit negativen longitudinalem Impuls aus. Das Quark wird wie an einer Wand reflektiert. Eine schematische Darstellung findet sich in Abbildung 3.7.

3.6.3 Longitudinal boost-invarianter $k_\perp$ Jetalgorithmus

Der longitudinal boost-invariante $k_\perp$ Jetalgorithmus ist invariant unter Lorentztransformationen in z-Richtung. Er wird in dieser Analyse mit KTCLUS abgekürzt.
Eine genaue Beschreibung findet sich in Ref. [21]. Dem Algorithmus wird ebenfalls die Liste von Vierervektoren $(p_1, p_2, \ldots, p_n)$ zur Verfügung gestellt, die jedoch vorher vom Laborsystem ins Breit-System transformiert wurden.
Die Rekombination der Objekte erfolgt wieder sukzessiv und rekursiv. Für jedes Objekt Ω wird ein Parameter d_i benötigt und ein weiterer Parameter d_{ij} als Abstandsmaß für jedes mögliche Paar von Objekten (Ω_i, Ω_j):

$$\begin{aligned} d_{ij} &= \min(E_{\perp i}^2, E_{\perp j}^2)\frac{R_{ij}^2}{R^2} \\ d_i &= E_{\perp i}^2 \end{aligned}$$

mit

$$R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}$$

R ist in dieser Analyse analog zu Ref. [21] zu 1 gesetzt und $E_\perp = E \sin\theta$ im Breit-System. Zur Charakterisierung des θ-Winkels findet die Rapidität Verwendung. Jetmassen sind meist vernachlässigbar. Aus der Rapidität wird nach der Vernachlässigung der Teilchenmassen die Pseudorapidität η:

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$$

Die Rapiditätsdifferenz zweier Teilchen ist longitudinal boost-invariant.
Es wird sukzessiv das Minimum der Abstandsmaße (d_i, d_{ij}) gesucht. Falls das Maß d_{ij} das Minimum ist, werden die Objekte Ω_i und Ω_j zu einem neuen Objekt zusammengesetzt und dieses wird zu der Liste der Objekte anstelle von Ω_i und Ω_j hinzugenommen. Das Zusammensetzen zweier Objekte Ω_i und Ω_j zu einem neuen Objekt Ω_k erfolgt durch:

$$\begin{aligned} E^2_{\perp k} &= E^2_{\perp i} + E^2_{\perp j} \\ \eta_k &= \frac{E^2_{\perp i}\eta_i + E^2_{\perp j}\eta_j}{E^2_{\perp k}} \\ \phi_k &= \frac{E^2_{\perp i}\phi_i + E^2_{\perp j}\phi_j}{E^2_{\perp k}} \end{aligned}$$

Die Masse des zusammengesetzten Objekts ist zu Null gesetzt, woraus masselose Jets resultieren. Weitere Rekombinationsschemata findet man in Ref. [24]. Falls d_i das Minimum ist, wird das Objekt Ω_i auf eine Liste der Jets gesetzt und es wird von der Liste der Objekte gestrichen. Diese Prozedur erfolgt rekursiv bis kein Objekt mehr auf der Liste der Objekte vorhanden ist. Auf der Liste der Jets stehen nun die Jetkandidaten.
Nachträglich werden nur Jets ab einem bestimmten $E_{\perp,Min}$-Wert ausgewertet, da nur sie Informationen über den harten Subprozess tragen. Mittels diese $E_{\perp,Min}$-Wertes werden Jets des harten Subprozesses vom Protonrest $(E_{\perp,Min} = 0)$ getrennt.
Für masselose Jets ist $E_\perp$ identisch mit p_t.
Dieser $E_{\perp,Min}$-Wert ist jedoch kein Auflösungsparameter und nicht im Algorithmus implizit, sondern nur ein nachträglicher Schnitt. Die Anzahl der Objekte über diesem Abschneideparameter ist die Anzahl der gemessenen Jets ohne Protonrest.

Kapitel 4

Ereignisselektion

Verschiedene Untergrundquellen stören bei einem Experiment ein reines Signal. Ebenso kann eine Messung nur mit einer beschränkten experimentellen Auflösung durchgeführt werden. In diesem Kapitel werden die erreichten Auflösungen bestimmt, sowie eine Selektion der Ereignisse vorgestellt. Es ist gezeigt, daß die gemessenen Daten mit theoretischen Erwartungen in den kinematischen und technischen Größen gut übereinstimmen und man die Daten auf ein Theorieniveau korrigieren kann.

4.1 Datensätze und Rekonstruktion

Die für diese Analyse verwendeten Ereignisselektionen waren Vorselektionen mit hohem Q^2 ($Q^2 > 50\mathrm{GeV}^2$). Es wurde die Identifikation eines gestreuten Elektrons (Positrons) im Liquid-Argon-Kalorimeter (LAr) gefordert.
Photoproduktionsereignisse sind durch $Q^2 = 0$ definiert. Wie in Abbildung 4.1 ersichtlich liegen Ereignisse mit sehr hohen Q^2 bei kleinen Streuwinkeln des Elektrons. Das Elektron ist also ins LAr gestreut. Die selektierten Ereignisse sind bei dieser Selektion in der Regel tiefinelastische Streuereignisse. Von den aufgenommenen *runs* (Datennahmeabschnitte) wurden nur diejenigen verwendet, die als brauchbar (*medium* oder *good*) eingestuft waren.
Der Algorithmus zur Elektronrekonstruktion verwendet nach einer Vorauswahl als Elektronkandidaten einen Cluster im LAr mit dem höchsten p_t (minimal 2 GeV) und einer Cluster-Spur Zuordnung (cluster-track link) [1]. Betrachtet werden jedoch nur Cluster, die nur einen geringen Anteil ihrer Energie im hadronischen Teil des Kalorimeters deponiert haben. Eine detaillierte Beschreibung des Algorithmus findet sich in [5].
Cluster wurden in einem Radius[2] von $0,5$ in der η-ϕ Ebene um das Elektron gesperrt, um eine Jet-Fehl-Erkennung in der Nähe des Elektrons zu verhindern.

[1]Es wird QESCAT mit einer Standardeinstellung verwendet.
[2]$R = \sqrt{(\eta_e - \eta_{cluster})^2 + (\phi_e - \phi_{cluster})^2}$

Die Selektion der Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1996 entsprechen einer integrierten Luminosität von 8.5pb^{-1} und die der Datennahmeperiode 1997 entsprechen 22.3pb^{-1}. Dies sind insgesamt mehr als 80 Prozent der bisher mit dem H1-Experiment aufgenommenen geeigneten Daten. Diese Analyse beschränkt sich auf neue Datensätze, da diesen ein besseres Detektorverständnis zugrundeliegen sollte und sich die Statistik durch Hinzunahme älterer Daten nicht merklich erhöht. Verglichen und korrigiert sind diese Daten mit radiativen CDM (Django Ariadne) und MEPS (Django Lepto) Monte Carlo Ereignissen. Wichtige zur Erzeugung verwendete Parameter (beispielswiese die Partondichtefunktionen) sind in Kapitel 7 gezeigt. Das Hadronniveau der Django Monte Carlos ist als *radiatives Hadronniveau* bezeichnet. Das Hadronniveau ohne Photonabstrahlungen (Lepto und Ariadne ohne Django) wird *Hadronniveau* genannt.
Auf dem radiativen Hadronniveau sind radiative Photonen zum gestreuten Elektron gebunden, falls ihr Winkel zum Elektron weniger als 5^o beträgt. Hierdurch soll die begrenzte Kalorimeterauflösung schon auf dem Modellniveau simuliert werden.
Mit diesem neu kombinierten Objekt sind die kinematischen Variablen auf dem Hadronniveau neu berechnet.

4.2 Kinematische und technische Schnitte

Die verwendeten Schnitte sind auf die Unterdrückung von Untergrundereignissen abgestimmt und definieren einen Phasenraum tiefinelastischer Ereignisse. Folgende Schnitte definieren den kinematischen Phasenraum:

- $\mathbf{E_{e'} > 11}$ **GeV**. Dies entspricht der Forderung nach einem experimentell sicher gemessenen Elektronkandidaten. Die Elektrontriggereffizienz sollte nach dieser Forderung maximal sein.

- $\theta_{e'} < \mathbf{150^o}$. Das Elektron kann durch diesen Schnitt nur im LAr detektiert werden. Der Grenzbereich des Kalorimeters ist somit ausgeschlossen. Es wurde aufgrund der besseren Auflösung die Spurinformation zur Bestimmung des Elektronwinkels herangezogen. Detaillierter ist dies im nächsten Abschnitt beschrieben.

- $\mathbf{0.1 < y < 0.7}$. Beide Schnitte sind auf das mittels der Elektronmethode bestimmte y ausgeführt. Dieser Schnitt gewährleistet, daß die invariante Masse des hadronischen Endzustandes stets über 5000 GeV^2 liegt.

Weiterhin sollen Schnitte die Unterdrückung des Einflusses von Detektoreffekten und Untergrundereignissen gewährleisten. Sie werden nur auf Daten und dem Monte Carlo Detektorniveau durchgeführt. In Abbildung 4.2 sind die Daten und die Beschreibung der Schnittgrößen durch Monte Carlo Ereignisse abgebildet. Diese technischen Schnitte sind:

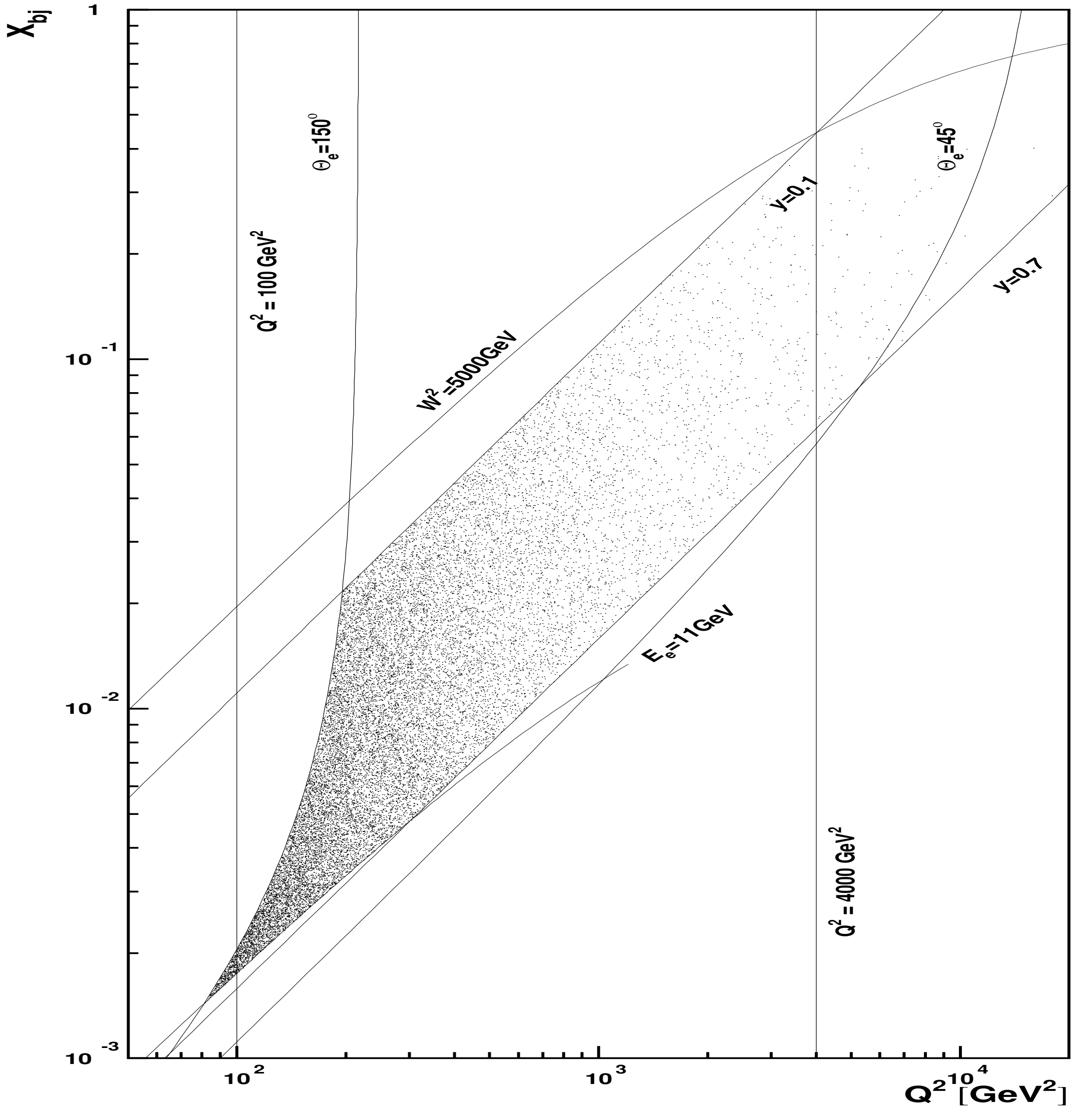

Abbildung 4.1: **Selektierte Daten dargestellt in der kinematischen Ebene in x_{Bj} und Q^2**

Die Linien stellen Kurven konstanter Werte in den angegebenen Größen dar. Ein Punkt markiert jeweils ein Ereignis. Es sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nur die Daten des Jahres 1996 eingetragen.

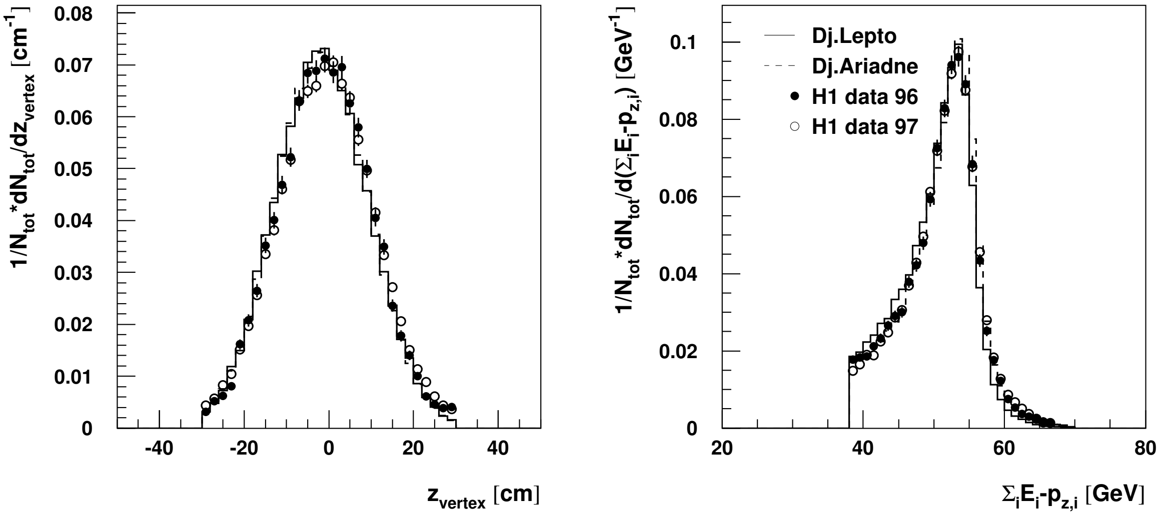

Abbildung 4.2: **z-Vertex und $\sum_i E_i - p_{z,i}$ Verteilungen**

- $|\mathbf{z_{Vertex}} - \overline{\mathbf{z_{Vertex}}}| < \mathbf{30\ cm}$. Es ist ein definierter Vertex gefordert, der um ± 30 cm um den mittleren Vertex aller Ereignisse liegen soll. Dies ermöglicht eine Unterdrückung von Untergrundereignissen. Auch ist die Existenz eines Ereignisvertex zwingend für die Bestimmung des Streuwinkels des Elektrons.

  Der mittlere Vertex der Daten ist leicht zum mittleren Vertex der Monte Carlo generierten Ereignisse verschoben (siehe Abbildung 4.2). Der hieraus resultierende Unterschied ist klein und die Ereignisse wurden deshalb nicht umgewichtet.

- $\mathbf{38\ GeV} < \sum_{\mathbf{i}} \mathbf{E_i} - \mathbf{p_{z,i}} < \mathbf{70\ GeV}$. Für den Anfangszustand einer 180 Grad Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton gilt bei Vernachlässigung der Teilchenmassen:

$$\sum_{i=1}^{n} E_i - p_{z,i} = E_P - E_P \underbrace{\cos(\theta_P)}_{+1} + E_e - E_e \underbrace{\cos(\theta_e)}_{-1} = 2E_e \approx 55 \text{ GeV}$$

  Wegen der Viererimpulserhaltung muß diese Größe auch im Endzustand den gleichen Wert liefern. Dies kann aber nur bei einer Detektion aller Teilchen erfolgen. Diese Verteilung ist für DIS-Ereignisse um 55 GeV konzentriert.

Da bei Photoproduktionsereignissen wegen des kaum gestreuten Elektrons Energie, bzw. das Elektron selbst durchs Strahlrohr verloren geht, liegt der Mittelwert von $\sum_{i=1}^{n} E_i - p_{z,i}$ bei diesen Ereignissen bei geringeren Werten.

Ein Schnitt auf diese Größe ermöglicht also eine Unterdrückung von Ereignissen, bei denen Teilchen durch das Strahlrohr dem Detektor in Rückwärtsrichtung entweichen. Dies sind neben Photoproduktionsereignissen, speziell DIS-Ereignisse bei denen das Elektron vor der Streuung am Proton ein Photon abstrahlt und Ereignisse bei denen das Proton mit Restgas im Strahlrohr wechselwirkt.

Die selektierten Ereignisse sind in Abbildung 4.1 in der kinematischen Ebene in x_{Bj} und Q^2 dargestellt. Durch die Wahl des Phasenraumes (speziell $y < 0.7$) liegt der Elektronwinkel $\theta_{e'}$ bei allen selektierten Ereignissen über 45 Grad.
Die Beschreibung der Daten mit generierten Ereignissen verschiedener Modelle ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Die Ereignisse sind bereits mit allen kinematischen und technischen Schnitten selektiert.
Sowohl die Elektrongrößen $E_{e'}$ und $\theta_{e'}$ als auch die kinematischen Größen Q^2 und y sind von den generierten Ereignissen in ihrem Verlauf beschrieben. Die Verteilungen sind auf die totale Anzahl der Ereignisse normiert.

4.3 Auflösung der kinematischen Größen

Rekonstruierte kinematische Größen sollten möglichst gut mit den generierten Werten übereinstimmen. Dies ermöglicht einen guten Zusammenhang von Daten und dem Theorieniveau. Die Abweichung zwischen rekonstruierten und theoretischen Werten wird mit simulierten Ereignissen bestimmt. Verwendung finden radiative und nichtradiative MEPS Ereignisse.
Die Definition des generierten Hadronniveaus des radiativen Monte Carlos ist so gewählt, daß die Vierervektoren eines abgestrahlten Photons zum generierten Elektron dazuaddiert werden, falls der Winkel zwischen Elektron und Photon kleiner als 5 Grad ist. Mit diesem neuen Objekt sind die kinematischen Größen neu berechnet worden. Ein im Endzustand infrarot abgestrahltes reelles Photon beeinflußt also kaum die Kinematik des tiefinelastischen Streuprozesses.
Als Vergleich sind Auflösungen der kinematischen Größen eines nichtradiativen Monte Carlos [3] untersucht.
Der relative Unterschied der rekonstruierten kinematischen Größen zu den generierten beschreibt die Auflösung des simulierten Detektors. Sie ist in Abbildung 4.4 für das nichtradiative MEPS und in Abbildung 4.3 für das radiative MEPS Monte Carlo gezeigt.

[3] Lepto 6.5 ohne Django

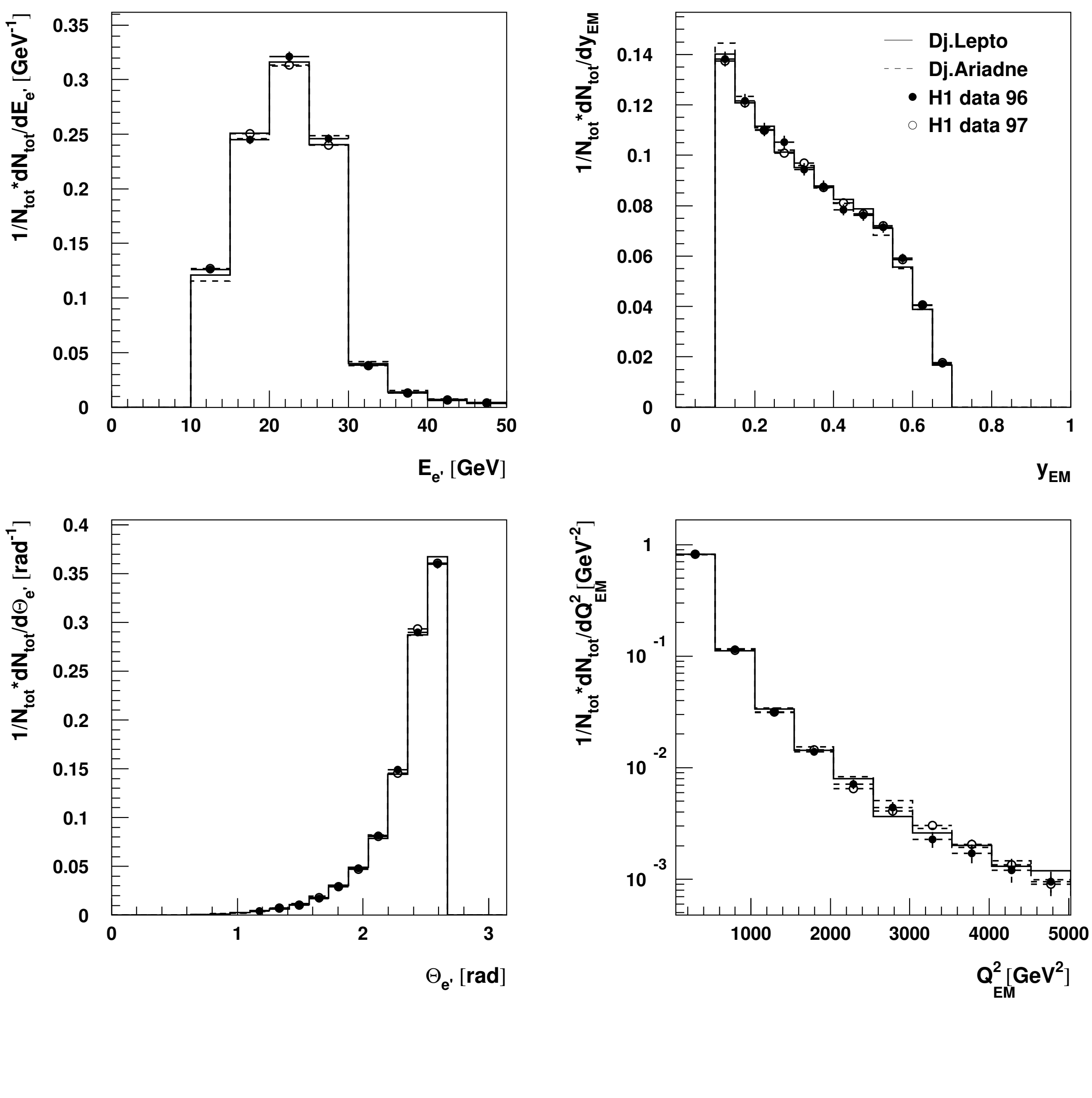

Abbildung 4.3: **Verteilungen der kinematischen Größen**
Q^2 und y sind mit der Elektronmethode bestimmt.

Die Monte Carlo Ereignisse sind mit den hier verwendeten kinematischen und technischen Standardschnitten selektiert und die relative Abweichung zur generierten Größe ist aufgetragen. Beim Elektronwinkel ist die totale Abweichung des rekonstruierten zum generierten Wert aufgetragen.
Die durchgezogene Linie zeigt Werte bei denen der Elektronwinkel mit Spurinformationen bestimmt wurde. Zusätzlich sind, in Abbildung 4.4 gestrichelt, Auflösungen von kinematischen Größen gezeigt, die mittels eines mit Clusterinformationen bestimmten Elektronwinkels ermittelt wurden.
Man sieht deutlich, daß bei der Bestimmung des Elektronwinkels die Bestimmung mit Spurinformation vorzuziehen ist. In der weiteren Analyse wird der Elektronwinkel und die daraus berechnete Kinematik mit dieser Methode bestimmt.
Mit zufälligen Fehlern behaftete Größen sind im allgemeinen normalverteilt, das bedeutet, sie folgen einer Gaußverteilung. Die relativen Abweichungen der rekonstruierten kinematischen Größen von den generierten sollten auch normalverteilt sein, da es sich um mit zufällig verteilten Fehlern behaftete Größen handeln sollte.
In Abbildung 4.3 und 4.4 ist mit einem Programm namens MINUIT eine Gaußverteilung an die relativen Abweichungen angepaßt. σ ist die Standardabweichung und somit ein Maß für die Güte der Auflösung. Als '*Mean*' ist die Abweichung des Mittelwertes von Null bezeichnet. Die Gaußverteilung wurde so angepaßt, daß χ^2 minimal wurde. χ^2 ist hier definiert als:

$$\chi^2(\alpha) = \sum_{i=1}^{N} \frac{(f(x_i,\alpha) - e_i)^2}{\delta_i^2}$$

In dieser Gleichung ist α der Vektor der freien angepaßten Parameter (beim drei parametrigen Gaußfit sind dies die Breite σ, die Abweichung des Mittelwertes '*Mean*' und die Amplitude). Die $f(x_i,\alpha)$ sind die theoretisch vorrausgesagten Werte, in unserem Fall also die der Gaußfunktion. Die gemessenen Werte sind die e_i mit ihren statistischen Fehlern δ_i. N ist die Anzahl der Datenpunkte. Die Anzahl der Freiheitsgrade ndf steht für die Anzahl der angepaßten Datenpunkte abzüglich der drei angepaßten Parameter der Gaußfunktion. χ^2 ist also ein Maß für die Güte der Anpassung, je kleiner die Abweichungen von den theoretischen Werten desto besser ist die Anpassung. Bei gegebenen $f(x_i,\alpha) - e_i$ und kleineren Fehlern δ_i^2 werden Abweichungen signifikanter.
χ^2/ndf steht für χ^2 pro Anzahl der Freiheitsgrade des Fits und sollte bei einer guten Anpassung bei eins liegen, denn dann ist die Abweichung der gemessenen Werte der Bereiche (*bins*) von den Werten der Bereiche der angepaßten Gaußfunktion ungefähr der statistische Fehler der Messung. Bei Werten von χ^2/ndf unter eins ist der statistische Fehler der Messung überschätzt oder die Anpassung (Parametrisierung) ist zu allgemein , d.h. die Anzahl der Fitparameter ist zu hoch.
Alle kinematischen Größen haben mit den gewählten Schnitten eine gute Auflösung, d.h. sie sind stark mit dem Hadronniveau korreliert. Die Auflösung des Elektronwin-

kels beträgt 0,05 Grad. Die Standardabweichung der Verteilungen σ liegt zwischen 3 und 5 Prozent. Alle Größen sind nicht optimal durch eine Gaußfunktion beschreibbar. Um relevante Größen der Verteilungen, wie σ und '*Mean*' gut zu bestimmen, ist eine Gaußabhängigkeit angenommen worden, die gegeben ist, falls nicht alle Datenpunkte in der Anpassung verwendet werden. Es sind die angepaßten *bins* so gewählt, daß das χ^2/ndf bei der Mitnahme möglichst vieler *bins* noch möglichst gut war. Falls man alle *bins* der jeweiligen Verteilung an eine Gaußkurve anpaßt, ändert sich σ nur um bis zu 3 Prozent.
Die tatsächliche Auflösung sollte im Bereich der durch die Simulation bestimmten Werte liegen, da beide Monte Carlos die gemessenen Verteilungen in diesen Größen gut wiedergeben. Die begrenzte Auflösung der kinematischen Größen bewirkt, daß bei einem Teil der selektierten Ereignisse die rekonstruierten kinematischen Größen außerhalb der auf Theorieniveau zur Festlegung des Phasenraums benutzten Schnitte liegen.
Auf diese Migrationseffekte wird durch eine sogenannte 'bin zu bin' Methode korrigiert. Falls Jets in Ereignissen gefordert werden sind zusätzliche Kriterien (Schnitte) erforderlich, die auch bei dieser Korrektur berücksichtigt werden müssen.
Es wird in dieser Analyse eine Bereichsbreite ('bin'-Breite) der Datenpunkte in Q^2 verwendet, die wesentlich größer ist als die bestimmte Auflösung. Dadurch ist eine gute Korrelation und sind kleine Migrationen in Q^2 sichergestellt. Auf diese Datenkorrektur und auf die Rekonstruktion von Jets wird im nächsten Kapitel näher eingegangen.

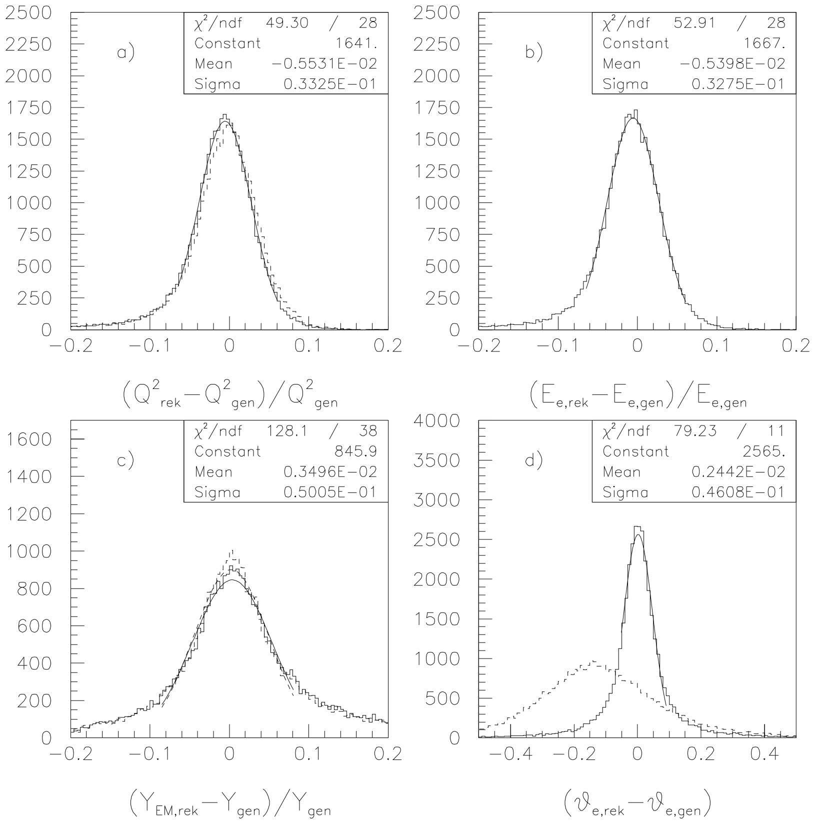

Abbildung 4.4: **Auflösung der kinematischen Variablen für nichtradiative MEPS Ereignisse**
a.) Auflösung von Q^2_{EM} bestimmt mit der Elektronmethode, b.) Auflösung der Energie $E_{e'}$ des gestreuten Elektrons, c.) Auflösung von y_{EM} bestimmt nach der Elektronmethode, d.) Auflösung des Winkels $\theta_{e'}$ des gestreuten Elektrons in Grad. Die durchgezogene Linie zeigt Werte des mit Spurinformationen rekonstruierten Elektronwinkels. Gestrichelt sind Werte des Elektronwinkels eingezeichnet, der mit Clusterinformationen bestimmt wurde.

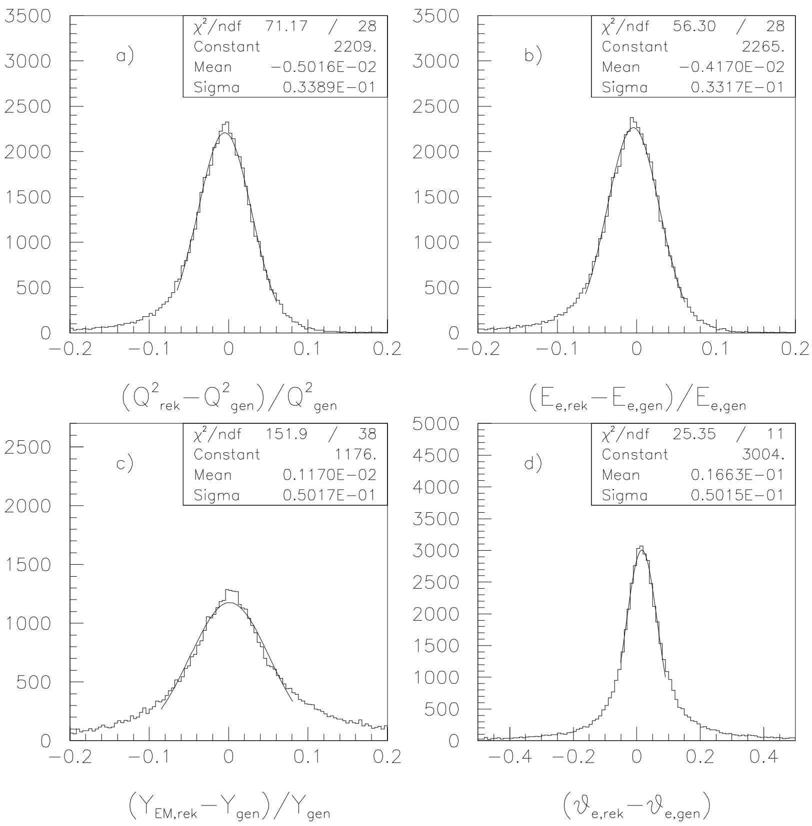

Abbildung 4.5: **Auflösung der kinematischen Variablen für radiative MEPS Ereignisse**
a.) Auflösung von Q^2_{EM} bestimmt mit der Elektronmethode, b.) Auflösung der Energie $E_{e'}$ des gestreuten Elektrons, c.) Auflösung von y_{EM} bestimmt nach der Elektronmethode, d.) Auflösung des Winkels $\theta_{e'}$ des gestreuten Elektrons in Grad. Die durchgezogene Linie zeigt Werte des mit Spurinformationen rekonstruierten Elektronwinkels.

Kapitel 5

Definition und Rekonstruktion der Jets

Die hadronischen Endzustände der Daten sollten in möglichst vielen Größen von den simulierten Ereignissen beschrieben werden. Die Beschreibung ist nicht bei der Verwendung aller Detektorkomponenten hinreichend gewährleistet. In den folgenden Betrachtungen werden nur Cluster des LAr (siehe Kapitel 2) zur Bestimmung der hadronischen Endzustände verwandt. Auf eine Rekonstruktion mittels kombinierter Cluster-Spur Objekte wird in Kapitel 6 eingegangen.
Eine Beschreibung hadronischer Endzustände kann mit der Hilfe von Jets erfolgen, die aus folgenden Gründen gewissen Kriterien genügen müssen.

- Um aus Jets physikalische Meßgrößen zu extrahieren mit denen man auf den harten Subprozeß zurückschließen kann (beispielsweise auf $\alpha_s(Q^2)$), sind gewisse Härtekriterien an diese Jets erforderlich.
- Die Jets der generierten Ereignisse sollten auch die Jetgrößen der Daten beschreiben, damit eine Korrektur der Daten zurück auf ein Theorieniveau sinnvoll ist.
- Detektoreffekte sollten klein sein. Aus diesem Grunde sollte z.B. der Winkelbereich des Detektors auch für Jets eingeschränkt sein, da an den äußeren Winkelbereichen dadurch sichergestellt werden kann, daß der Jet vollständig im LAr liegt.

5.1 Definition der Jetereignisse

Die Definition von Jets eines Ereignisses ist abhängig vom verwendeten Jetalgorithmus, mit den ihm impliziten Kriterien an Jetkandidaten. Dies ist beim JADE Jetalgorithmus beispielsweise der y_{cut} Wert, beim KTCLUS Jetalgorithmus der Radius R.

Weiterhin ist es notwendig nach der Produktion der Jets weitere Kriterien an diese Jetkandidaten zu stellen. Nur so sind schließlich Jetereignisse auswählbar, die mit Rechnungen der störungstheoretischen QCD (pQCD) vergleichbar sind.
Aus den Objekten, die den Jetalgorithmen zur Jetproduktion zur Verfügung stehen, werden zunächst masselose Vierervektoren gebildet, mit:

$$p_i = \begin{pmatrix} E_i \\ E_i\vec{n} \end{pmatrix}$$

$\vec{n}$ ist der Einheitsvektor, E_i die Energie des Objektes. Beim JADE Jetalgorithmus ist zusätzlich noch der Vierervektor des Pseudoteilchens p_n hinzugefügt. Mit p_z als fehlender Longitudinalimpuls ist dies:

$$p_S = \begin{pmatrix} p_z \\ 0 \\ 0 \\ p_z \end{pmatrix}$$

Die Jetalgorithmen kombinieren diese Objekte zu Jets.

JADE Jetalgorithmus

Bei dieser Analyse wurde der JADE Jetalgorithmus im Laborsystem analog zu Ref. [6] benutzt. Die benutzten Parameter sind $y_{cut} = 0,02$ und W als Referenzskala. Berechnet ist W mit der Jacquet Blondel Methode. W^2 liegt bei den gewählten kinematischen Schnitten stets über 5000 GeV^2. Mit $y_{ij} \geq y_c W^2$ folgt, daß einem Jetereignis eine quadrierte invariante Masse von mindestens 100 GeV^2 zur Jetproduktion zur Verfügung steht.
Beim JADE Jetalgorithmus ist der jeweils gezeigte Transversalimpuls p_t immer der Transversalimpuls der Jets im Labor System ($p_t \equiv p_{t,Labor}$ beim JADE Jetalgorithmus).

Longitudinal boost-invarianter $k_\perp$ Jetalgorithmus

Es wurde der Auflösungsparameter R gemäß Ref. [21] zu 1 gesetzt.
Die verwendeten Vierervektoren sind zunächst ins Breit-System lorentztransferiert worden.
Der Algorithmus produziert eine Liste von Jets mit ansteigendem $p_{t,Breit}$, von denen jedoch nur Jets mit hohem $p_{t,Breit}$ von physikalischem Interesse sind. Beim KTCLUS Jetalgorithmus ist der jeweils gezeigte Transversalimpuls p_t immer der Transversalimpuls der Jets im Breit-System ($p_t \equiv p_{t,Breit}$ beim KTCLUS Jetalgorithmus).
Jets mit niedrigem p_t sind oft nur zufällige Trümmer des Protonrestes und keine Signale aus dem harten Subprozeß (siehe hierzu auch Ref. [21]). Mittels des p_t-Schnittes im Breit-System sind harte Jets und der Protonrest ($p_t = 0$) trennbar.

Die Jetkandidaten werden ab einem p_t von 5 GeV als Jets charakterisiert. p_t ist als eine Art impliziter Schnitt verwendet worden, da anderenfalls übermäßig viele niederenergetische Jets detektiert werden.
Dies ist das Szenario, für beide Jetalgorithmen, ohne Jetschnitte, das später bei beiden Jetalgorithmen durch ein Szenario mit weiteren Jetschnitten ersetzt wird.

5.2 Ereignismengen

Je nachdem welche Jetmultiplizität das Ereignis bei einem Jetalgorithmus vorweist, sind verschiedene Ereignismengen definierbar.

- $\mathbf{N_{tot}}$: Die totale Ereignismenge ist definiert durch alle Ereignisse, die die kinematischen und technischen Schnitte erfüllen.
- **1 Jet inklusive Ereignisse, $\mathbf{N1_{incl.}}$**: Dies sind Ereignisse, die sowohl die kinematischen und technischen Schitte überstehen und bei denen mindestens ein Jetkandidat gewisse Kriterien erfüllt.
- **2 Jet inklusive Ereignisse, $\mathbf{N2_{incl.}}$**: Dies sind Ereignisse, die sowohl die kinematischen und technischen Schitte überstehen und bei denen mindestens zwei der Jetkandidaten gewisse Kriterien erfüllen.
- **2 Jet exklusive Ereignisse, $\mathbf{N2_{excl.}}$**: Dies sind Ereignisse, die sowohl die kinematischen und technischen Schitte überstehen und bei denen genau zwei der Jetkandiaten gewisse Kriterien erfüllen.

Auf die Jetkriterien wird ab Abschnitt 5.5 eingegangen.

5.3 Definition der Q^2-Bereiche

Die Ereignisse der oben genannten Ereignismengen wurden in unterschiedliche Q^2-Bereiche eingeteilt. Die Anzahl der Bereiche ist auf 5 festgelegt, da dies zum einen eine ausreichende und ausgewogene Statistik für beide Jetalgorithmen und alle Ereignismengen gewährleistet und zum anderen die höhere Statistik der Datennahmeperioden 96 und 97 berücksichtigt (im Vergleich zu [6]).
Die gewählten Q^2-Bereiche sind:

Bereich	1	2	3	4	5
Q^2[GeV^2]	100-200	200-280	280-400	400-800	800-4000

Die Bereiche sind so ausgewählt, daß in jedem Bereich eine ähnliche Anzahl von Ereignissen jeder Ereignismenge vorhanden ist. Für alle folgenden Verteilungen in Q^2 wurden diese fünf Bereiche verwendet.

5.4 Jetvariablen und Vergleich mit Vorhersagen

Die Verteilungen dieses Abschnittes sind für die jeweiligen Ereignismengen ohne weitere Kriterien an die Jets der Ereignisse gezeigt.
Es werden vier Größen zur Jetbeschreibung herangezogen, z_p, x_p, η und p_t. Die Pseudorapidität η wurde schon in Kapitel 3.6.3 definiert.
Im gemeinsamen Schwerpunktsystem der beiden Jets zeigen die Jets in entgegengesetzte Richtungen und haben den gleichen Impulsbetrag. Durch die festgelegte Jetachse wird zur Beschreibung der Jetrichtung nur eine Größe benötigt und zwar die Lage der Jetachse zur Richtung des Protons. Diese Lage wird durch den kleinsten der beiden Winkel θ_i^* der Jets zur Jetachse vollkommen beschrieben. In diesem System gilt für die lorentzinvariante Größe z_p:

$$z_p = \min_{i=1,2}\left(\frac{Pp_i}{Pq}\right) = \min_{i=1,2}\left(\frac{1}{2}(1-\cos\theta_i^*)\right)$$

Hierin sind die p_i die Viererimpulse der Jets, P der Viererimpuls des einlaufenden Protons und q der Viererimpuls des virtuellen zwischen Elektron und Proton ausgetauschten Photons.
Da $\theta_1^* + \theta_2^* = 180^o$ ist, hat z_p einen Wertebereich von $0 < z_p < 0,5$.
Im Laborsystem ergibt sich für masselose Jets:

$$z_p \approx \frac{\min_{i=1,2}(E_i(1-\cos\theta_i))}{\sum_{i=1,2} E_i(1-\cos\theta_i)}$$

Die E_i sind die Energien, θ_i die Polarwinkel der Jets im Laborsystem.
Im Breit-System ergibt sich für masselose Jets die gleiche Beziehung, wobei hier die E_i und θ_i die Energien und Winkel der Jets im Breit-System sind. Für die z_p Berechnung werden die Jets als masselos angenommen. Dies ist sowohl beim JADE Jetalgorithmus als auch beim KTCLUS Jetalgorithmus eine Vereinfachung. Sie ist jedoch nicht vermeidbar, da die Jets masselos rekombiniert werden.
Eine weitere Variable, zur Beschreibung des Jetphasenraums eines Ereignisses mit 2 Jets, ist x_p.

$$x_p = \frac{Q^2}{2pq} = \frac{Q^2}{Q^2+\hat{s}} = \frac{x_{Bj}}{x_{i/p}}$$

Da sich $\hat{s}$ aus

$$\hat{s} \approx (p_1+p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2$$

berechnen läßt, ergibt sich bei Vernachlässigung der Jetmassen für x_p:

$$x_p \approx \frac{Q^2}{Q^2+2p_1p_2}$$

Mit dieser Gleichung wurde x_p in den folgenden Verteilungen berechnet.

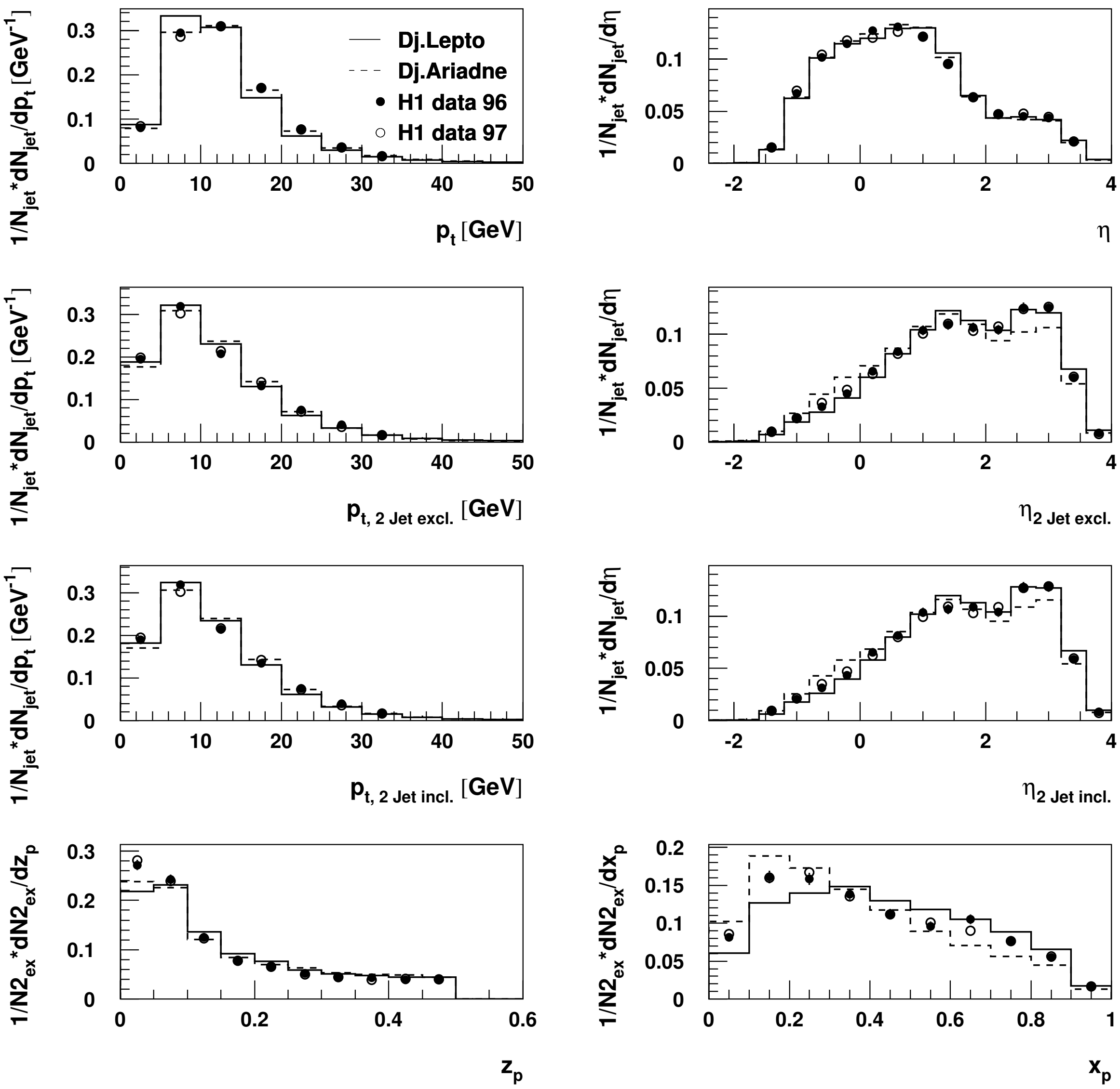

Abbildung 5.1: **Jetvariablen bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus.** *Die η und $p_{t,Lab}$ Verteilungen der Jets sind von oben gesehen zuerst für die totale Ereignismenge, die 2 Jet exklusiven Ereignisse und 2 Jet inklusiven Ereignisse gezeigt. z_p und x_p ist für die Menge der exklusiven 2 Jet Ereignisse gezeigt. Die Jets wurden ohne explizite Jetschnitte selektiert.*

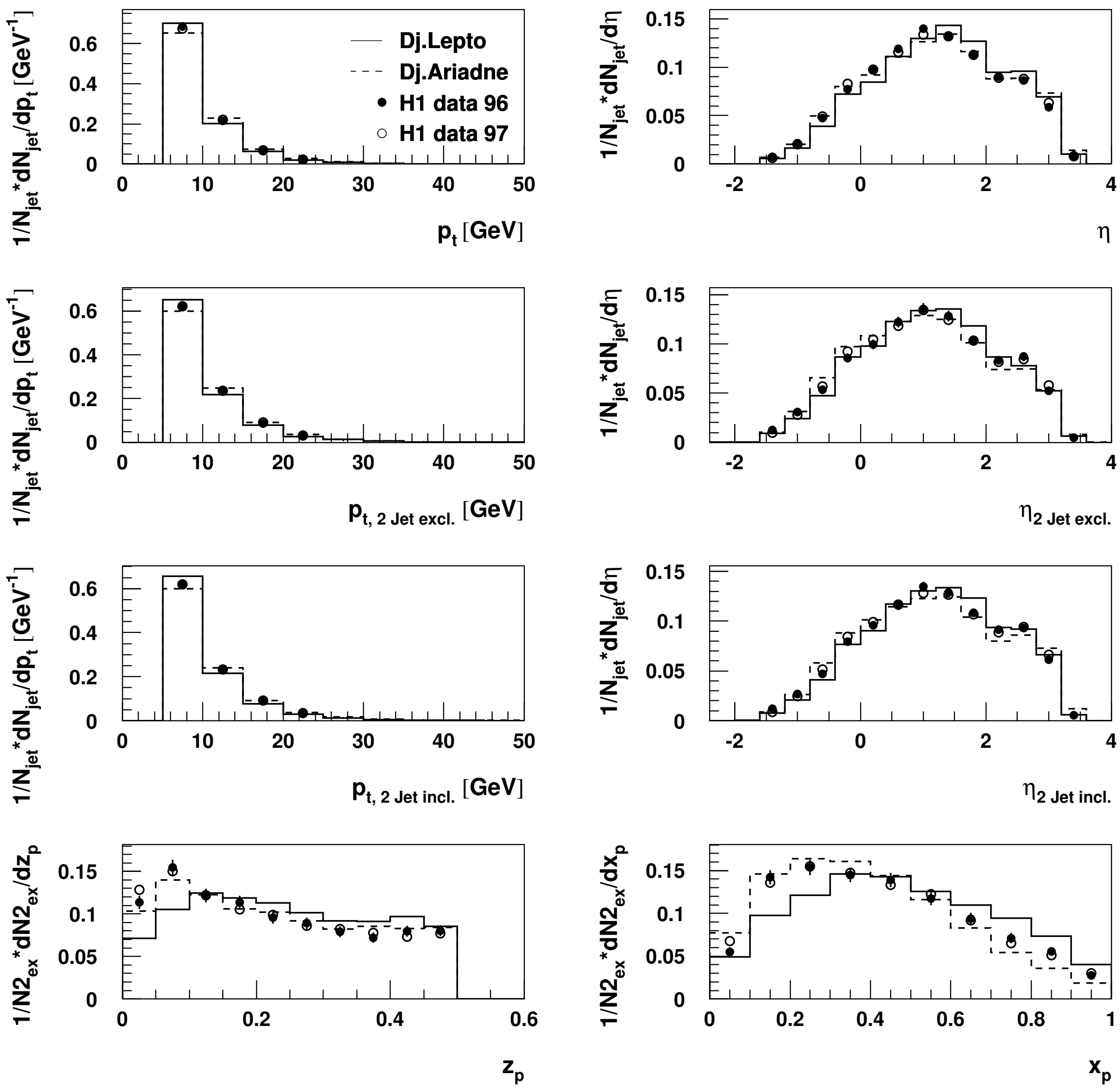

Abbildung 5.2: **Jetvariablen bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**
Die η und $p_{t,Breit}$ Verteilungen aller Jets sind von oben gesehen zuerst für die totale Ereignismenge, die 2 Jet exklusiven Ereignisse und 2 Jet inklusiven Ereignisse gezeigt. z_p und x_p ist für die Menge der exklusiven 2 Jet Ereignisse gezeigt. Es wurden nur Jetkandidaten als Jets charakterisiert, falls ihr p_t im Breit-System über 5 GeV lag. p_t ist überall in GeV angegeben.

Ein 2 Jet Ereignisses läßt sich durch kinematische Größen und beispielsweise x_p, z_p und ϕ beschreiben. In dieser Analyse ist die ϕ-Abhängigkeit nicht betrachtet worden.

In den Abbildungen 5.1 und 5.2 sind z_p, x_p, η_{Jet} und p_t Verteilungen dargestellt. Alle Verteilungen sind auf die Anzahl der Einträge normiert. Die Form der generierten Verteilungen kann mit den Daten verglichen werden. In der oberen η_{jet} und p_t Verteilung sind alle Jets der totalen, bzw. 1 Jet inklusiven Ereignismenge gezeigt. Weiterhin sind die η_{jet} und p_t Verteilungen auch für die 2 Jet exklusive und 2 Jet inklusive Ereignismenge gezeigt. z_p und x_p sind für Ereignisse mit genau 2 Jets berechnet. Die Daten sind durch Punkte dargestellt, radiative MEPS und CDM Ereignisse als Vergleich aufgeführt. Die offenen Symbole entsprechen den Daten des Jahres 97, die Daten des Jahres 96 sind mit geschlossenen Symbolen eingetragen. Das p_t der Jets ist beim JADE Jetalgorithmus im Laborsystem ermittelt, beim KTCLUS Jetalgorithmus im Breit-System. Es spiegelt jeweils andere kinematische Eigenschaften wieder.

Beim JADE Jetalgorithmus beschreibt ein hohes $p_{t,Labor}$ einen hochenergetischen Jet mit einem großen Winkel zur Strahlachse. Jets mit niedrigem p_t sind also entweder niederenergetisch oder liegen in starker Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung des Detektors. Ein Schnitt in dieser Größe unterdrückt nun niederenergetische Jets, bzw. Jets nahe am Strahlrohr. Es separiert also harte Jetkandidaten von Jetkandidaten, die in der Nähe des Protonrestes liegen.

Beim KTCLUS Jetalgorithmus beschreibt $p_{t,Breit}$ den Transversalimpuls der Jets im einem System, bei dem im QPM-Fall das einlaufende Parton frontal auf ein rein raumartiges einlaufendes Photon läuft und daran reflektiert wird. Bei einem Ereignis mit zwei harten auslaufenden Partonen, bzw. Jets würde jeweils ein Jet in die obere Hemisphäre und einer in die untere Hemisphäre auslaufen, da ihr Transversalimpuls in diesem System balanciert ist. Ein hohes $p_{t,Breit}$ beschreibt große Winkel zur Photon-Proton-Achse, bzw. hohe Jetenergien im Breit System. Kollinear oder niederenergetisch auslaufende Partonen haben niedrige Werte in $p_{t,Breit}$. Das $p_{t,Breit}$ des Protonrestes ist deshalb verschwindend gering. Ein Schnitt in dieser Größe trennt harte Jetkandidaten von der soften Physik des Protonrestes.

In den Abbildungen 5.1 und 5.2 ist erkennbar, daß η_{jet} für die gesamte Menge aller Jets gut beschrieben wird. Sowohl x_p als auch z_p werden für beide Algorithmen nicht sehr gut beschrieben. Es ist jedoch aufgrund der Normierung nur der Verlauf in all diesen Abbildungen vergleichbar. Die Daten liegen in fast allen Bereichen zwischen beiden Modellen. Das MEPS Monte Carlo überschätzt jeweils kleine Werte von x_p und z_p und folglich unterschätzt es große Werte. Das CDM Monte Carlo zeigt bei x_p ein entgegengesetztes Verhalten. Es liegt bei kleinen Werten leicht über den Daten, folglich bei großen Werten darunter. Der Verlauf bei kleinen z_p Werten ist dagegen besser beschrieben als durch das MEPS Monte Carlo.

Dieses Verhalten der Modelle zeigt sich für beide verwendeten Jetalgorithmen.

5.5 Kriterien an Jets

Es sind in diesem Abschnitt die weiteren Kriterien, die an Jets der selektierten Ereignismengen gestellt werden, erläutert.
Es wird zunächst eine Einschränkung des Winkelbereiches für Jetkandidaten vorgenommen. Als Jet soll nur ein Jetkandidat gelten, der im vorgegebenen Winkelbereich liegt.
Dadurch soll eine Jet-Fehl-Erkennung aufgrund des in θ eingeschränkten Winkelbereiches des LAr verhindert werden (siehe auch Ref. [6]).
Analog zu Ref. [6] wird auf einen Winkelbereich eingeschränkt und zwar:

$$10^o < \theta_{Jet} < 145^o$$

JADE Jetalgorithmus

Beim JADE Jetalgorithmus ist zusätzlich zum Winkelkriterium ein Kriterium an das p_t der Jets gestellt. Es werden bei der 2 Jet exklusiven und inklusiven Ereignismenge nur Jetkandidaten als Jets selektiert, falls für ihr p_t im Laborsystem gilt:

$$p_{t,Lab} > 10 \text{ GeV}$$

Zusammenfassend sind folgende Kriterien gefordert:

Ereignismenge:	N_{tot}	$N_{1incl.}$	$N_{2excl.}$	$N_{2incl.}$
Jetkriterien:	keine	min. 1 Jet mit	genau 2 Jets mit	min. 2 Jets mit
	-	$10^o < \theta_{jet} < 145^o$		
	-	-	$p_{t,Labor} > 10$ GeV	

Mit dem verwendeten y_{cut}-Wert und den geforderten Jetkriterien unterscheiden sich beim JADE Algorithmus die inklusive 2 Jet Ereignismenge von der exklusiven 2 Jet Ereignismenge in den selektierten Q^2-Bereichen nur um weniger als 5 Prozent.
In Abbildung 5.3 sind die selektierten Jets der jeweiligen Ereignismengen in verschiedenen Histogrammen abgetragen. Auch nach den p_t und η Schnitten werden die p_t und η Verteilungen gut durch die generierten Ereignisse beschrieben. Die x_p Verteilung wird nun zumindest im Rahmen der Statistik beschrieben. Bei der z_p Verteilung sind die Unterschiede außerhalb des statischen Fehlers zwischen den 96 und 97 aufgenommenen Daten im zweiten *bin* auffallend. Auf die Unterschiede zwischen den Datennahmeperioden wird in Kapitel 6 näher eingegangen. Die Beschreibung der Daten durch generierte Ereignisse ist jedoch auch in z_p gegeben.
Die Unterschiede in den unterschiedlichen Q^2-Bereichen zwischen ähnlichen Ereignismengen sind beim JADE Jetalgorithmus marginal. In Abbildung 5.5 sind kaum Unterschiede zwischen der 2 Jet exklusiven und 2 Jet inklusiven Ereignismenge erkennbar. Die Abweichung der Ereignismengen voneinander beträgt weniger als 2 Prozent. Mit dem gewählten y_{cut} Wert von $0,02$ werden kaum 3 Jetereignisse gefunden.

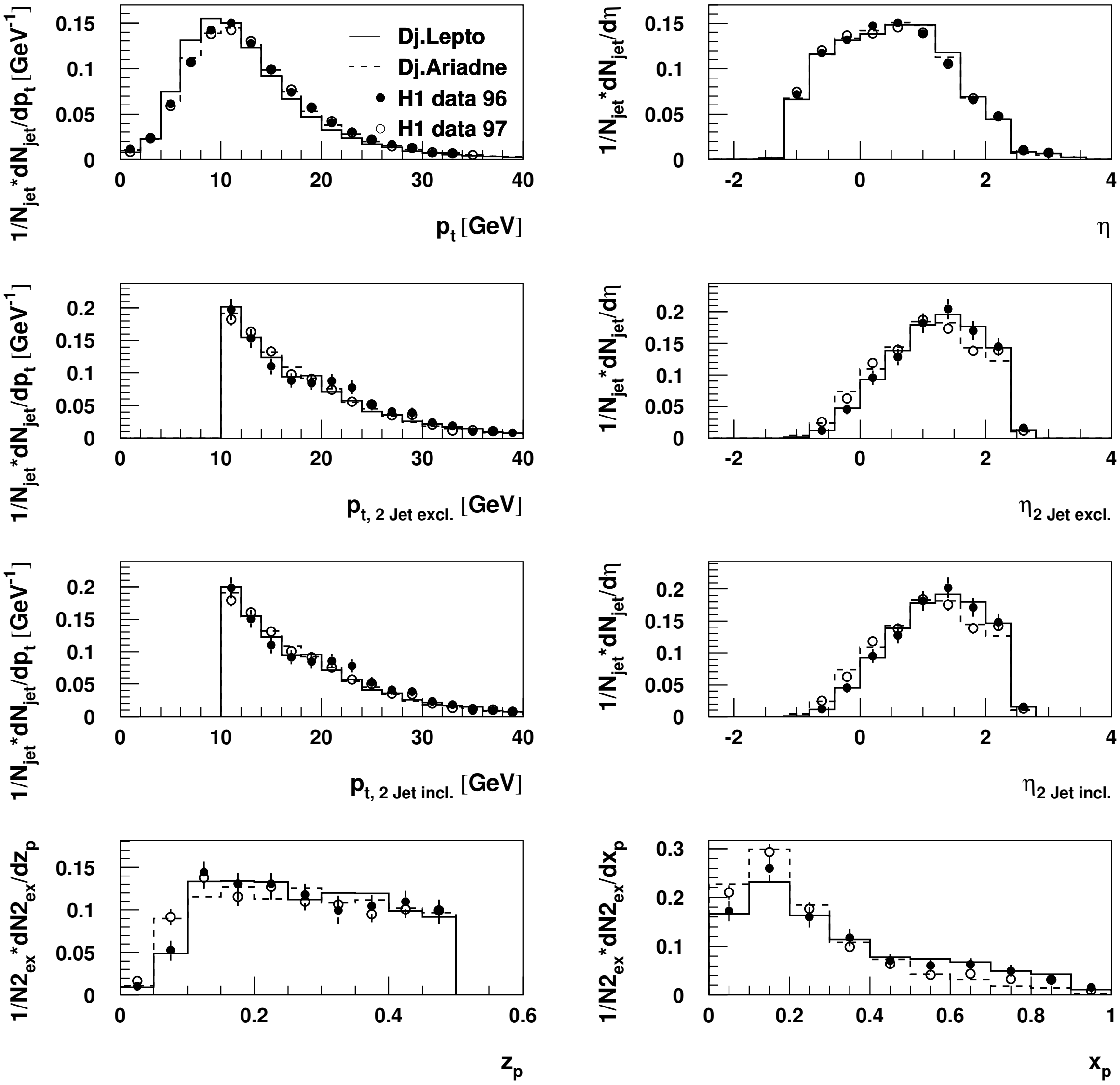

Abbildung 5.3: **Jetvariablen bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus**
η und $p_{t,Lab}$ Verteilungen aller Jets sind von oben gesehen zuerst für die totale Ereignismenge, die 2 Jet exklusiven Ereignisse und 2 Jet inklusiven Ereignisse gezeigt. z_p und x_p ist für die Menge der exklusiven 2 Jet Ereignisse dargestellt. Die Jets haben ein p_t größer 10 und liegen im definierten Winkelbereich.

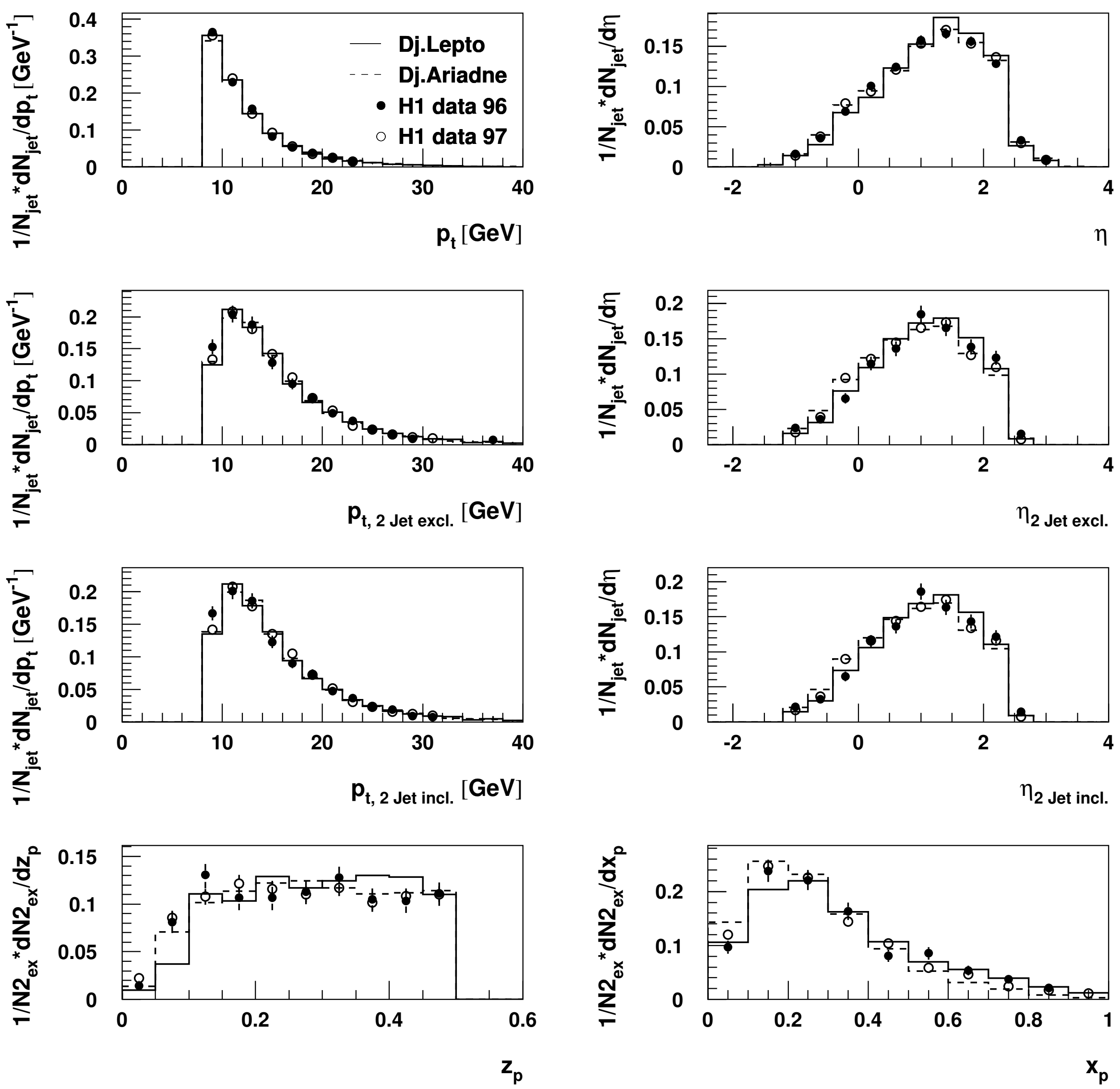

Abbildung 5.4: **Jetvariablen bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**
η und $p_{t,Breit}$ Verteilungen aller Jets sind von oben gesehen zuerst für die totale Ereignismenge, die 2 Jet exklusiven Ereignisse und 2 Jet inklusiven Ereignisse gezeigt. z_p und x_p ist für die Menge der exklusiven 2 Jet Ereignisse dargestellt. Die Jets haben ein $p_{t,Breit}$ größer 8 und liegen im definierten Winkelbereich. Außerdem ist ein Summenschnitt für $p_{t,Breit}$ gefordert (siehe Text).

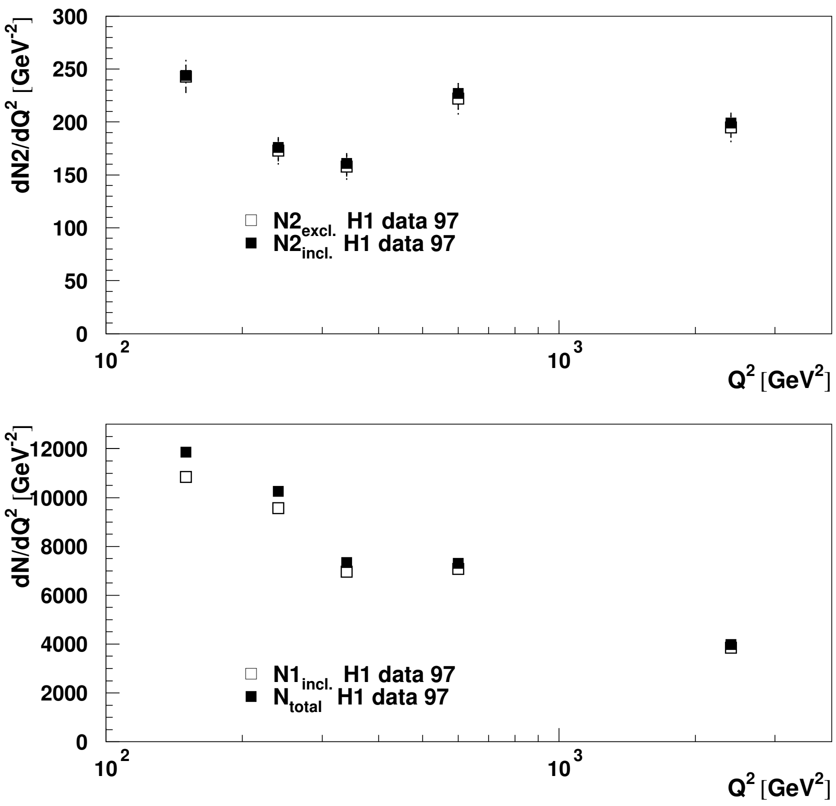

Abbildung 5.5: **Vergleich verschiedener Ereignismengen in Q^2 mit dem JADE Jetalgorithmus**

Es ergeben sich ebenfalls nur kleine Unterschiede zwischen der totalen Ereignismenge und der 1 Jet inklusiven Ereignismenge. Man erkennt, daß mit wachsendem Q^2 in nahezu jedem selektierten Ereignis mindestens 1 Jet im geforderten Winkelbereich gefunden wird.
Für den Jade Jetalgorithmus werden zwei verschiedene Jetraten definiert,

$$R_{2excl.,1} = \frac{N_{2,excl.}}{N_{1,incl.}}$$

und

$$R_{2incl.} = \frac{N_{2,incl.}}{N_{tot.}}.$$

Auf die Untersuchung anderer Jetraten zwischen den Ereignismengen mit 2 Jets und der totalen, bzw. 1 Jet inklusiven Ereignismenge wird verzichtet, da die Unterschiede

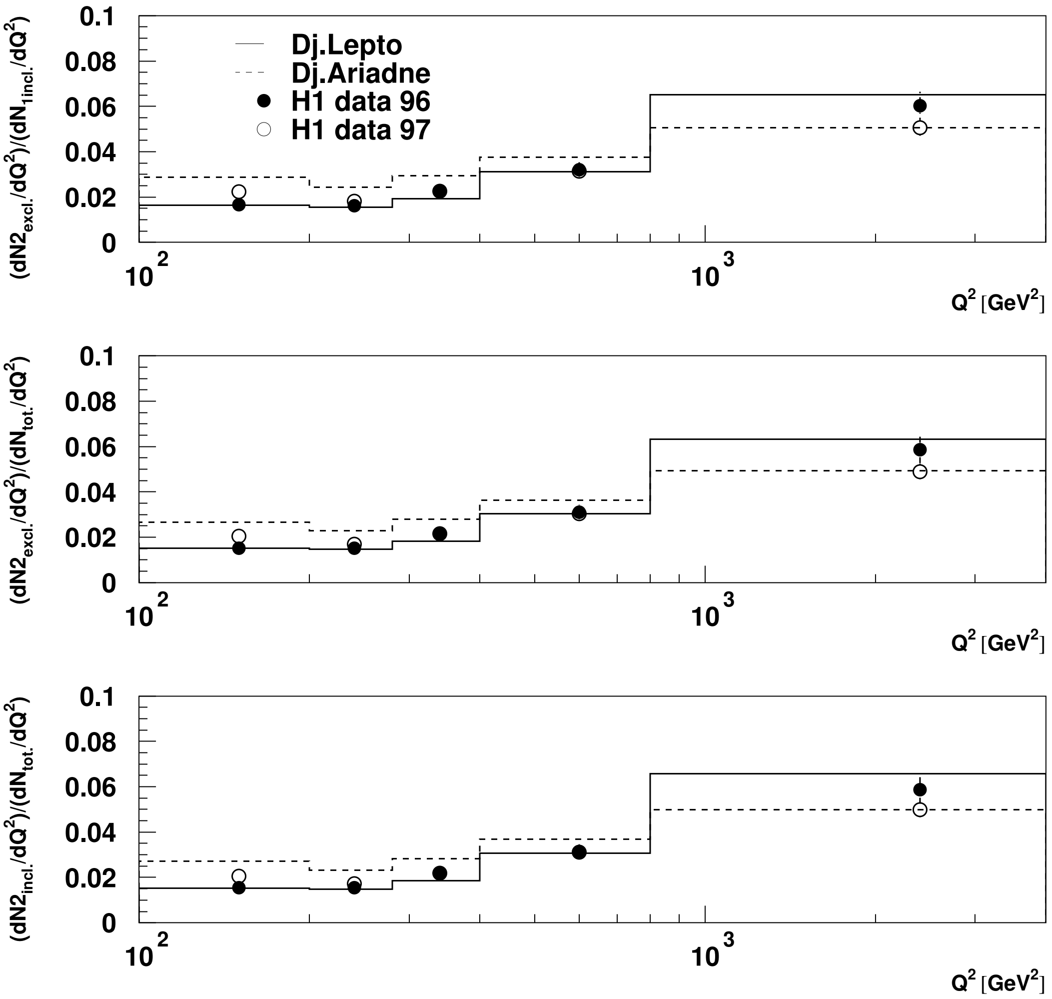

Abbildung 5.6: **Jetraten der Q^2-bins bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus**

zwischen den Jetraten vernachlässigbar klein sind, wie in Abbildung 5.5 erkennbar ist. In Abbildung 5.6 sind diese Jetraten in den verwendeten Q^2-Bereichen gezeigt. Erkennbar sind ähnliche Q^2-Verläufe der beiden Jetraten.
Das MEPS Monte Carlo (Django Lepto) unterschätzt die Daten sehr wenig, Das CDM Monte Carlo überschätzt die Daten jeweils in den ersten 4 Q^2 Bereichen. Das MEPS Monte Carlo beschreibt die Daten der Datennahmeperiode 1996 hervorragend. Im ersten und letzten Bereich ist ein Unterschied zwischen den gemessenen Daten der beiden Datennahmeperioden erkennbar.

Longitudinal boost-invarianter $k_\perp$ Jetalgorithmus

Beim KTCLUS Jetalgorithmus sind weitere Kriterien, zusätzlich zur Einschränkung des Jetwinkelbereiches, an Jets unvermeidbar. Zusätzlich zur Forderung eines minimalen $p_{t,Breit}$ jedes einzelnen Jets ist ein Kriterium an die beiden Jets mit dem höchsten $p_{t,Breit}$ gestellt.

$$p_{t,Breit} > 8 \text{ GeV und } \sum_{i=1,2} p_{t,i,Breit} > 20 \text{ GeV}$$

Der Schnitt auf die Summe der $p_{t,Breit}$-Werte ist aus theoretischen Gründen durchgeführt.
Im Breit-System liegen negative Korrekturen zum NLO 2 Jet Wirkungsquerschnitt in einem Phasenraum auf einer durch $p_{t,Breit,Jet1} = p_{t,Breit,Jet2}$ definierten Gerade. Dies führt bei einem symmetrischen Schnitt dazu, daß in bestimmten Phasenraumbereichen sich negative Anteile, der virtuellen Prozesse, nicht richtig gegen positive Terme, der reellen Prozesse, aufheben (siehe hierzu Ref. [36]).
Diese Bedingungen gelten sowohl für die Menge der exklusiven 2 Jet Ereignisse, als auch für die Menge der inklusiven 2 Jet Ereignisse. Falls ein p_t im Breit-System größer als Null gefordert wird, können keine Ereignisse, mit genau einem Jet, gefunden werden, da dieser eine Jet im Breit-System nur ein p_t von Null haben kann (QPM-Fall). Die Menge der exklusiven 1 Jet Ereignisse ist für einen Jetalgorithmus im Breit System, der ein minimales p_t fordert, keine experimentell und theoretisch gut zugängliche Größe. Theoretisch tritt erst in NLO-Rechnungen ein nicht verschwindender Wirkungsquerschnitt auf. Aus diesem Grunde ist auch auf die Bestimmung der inklusiven 1 Jet Ereignismenge als Nenner für Jetraten verzichtet worden, da sie sich wenig von den 2 Jet Ereignismengen unterscheidet.
Zusammenfassend ergeben sich folgende Jetkriterien:

<table>
<tr><td>Ereignismenge:</td><td>N_{tot}</td><td>$N_{2excl.}$</td><td>$N_{2incl.}$</td></tr>
<tr><td>Jetkriterien:</td><td>keine</td><td>genau 2 Jets mit</td><td>min. 2 Jets mit</td></tr>
<tr><td></td><td>-</td><td colspan="2">$10^o < \theta_{jet} < 145^o$</td></tr>
<tr><td></td><td>-</td><td colspan="2">$p_{t,Breit} > 8$ GeV</td></tr>
<tr><td></td><td>-</td><td colspan="2">$\sum_{i=1,2} p_{t,i,Breit} > 20$ GeV</td></tr>
</table>

Für den long. boost-inv. $k_\perp$ werden ebenfalls zwei verschiedene Jetraten definiert,

$$R_{2excl.} = \frac{N_{2,excl}}{N_{tot.}}$$

und

$$R_{2incl.,t} = \frac{N_{2,incl.}}{N_{tot.}}.$$

In Abbildung 5.8 sind diese Jetraten in den Q^2-Bereichen gezeigt. Erkennbar sind ähnliche Werte beider Jetraten. Dies ist nicht verwunderlich, da die inklusive 2 Jet Ereignismenge sich nur um ca. 10 Prozent von der exklusiven unterscheidet.

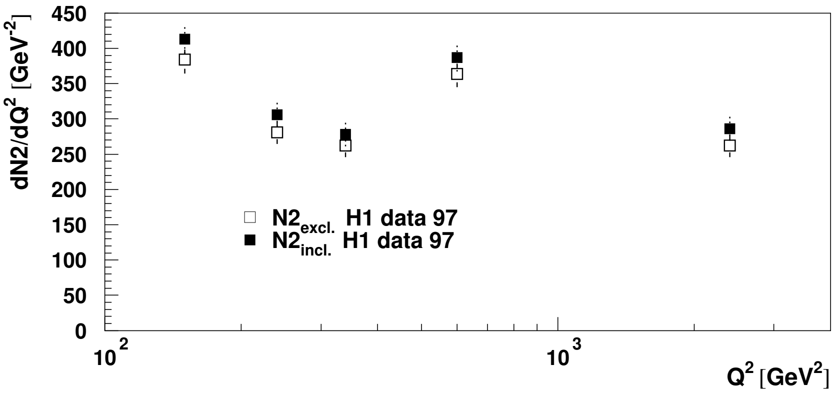

Abbildung 5.7: **Vergleich verschiedener Ereignismengen in Q^2 mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**

Dies erkennt man in Abbildung 5.7. Bei den verwendeten Schnitten ist die Anzahl der Ereignisse mit mehr als 3 Jets unterdrückt.
Das MEPS Monte Carlo (Django Lepto) unterschätzt die Daten, CDM überschätzt die Daten jeweils in den ersten vier Q^2-Bereichen. Es sind in allen Bereichen Unterschiede zwischen den Datennahmeperioden erkennbar.

Vergleich der Jetalgorithmen

Zusammenfassend kann festgehalten werden, daß beide Monte Carlo Generatoren die Jetraten beider Jetalgorithmen nicht perfekt beschreiben. Die Beschreibung ist jedoch gut genug für eine Korrektur auf Detektor- und Hadronisierungseffekte. Die Daten des JADE Jetalgorithmus sind insgesamt gesehen besser beschrieben als die des KTCLUS Jetalgorithmus. Alle Modelle verschätzen die Jetraten des KTCLUS im mittel um 20

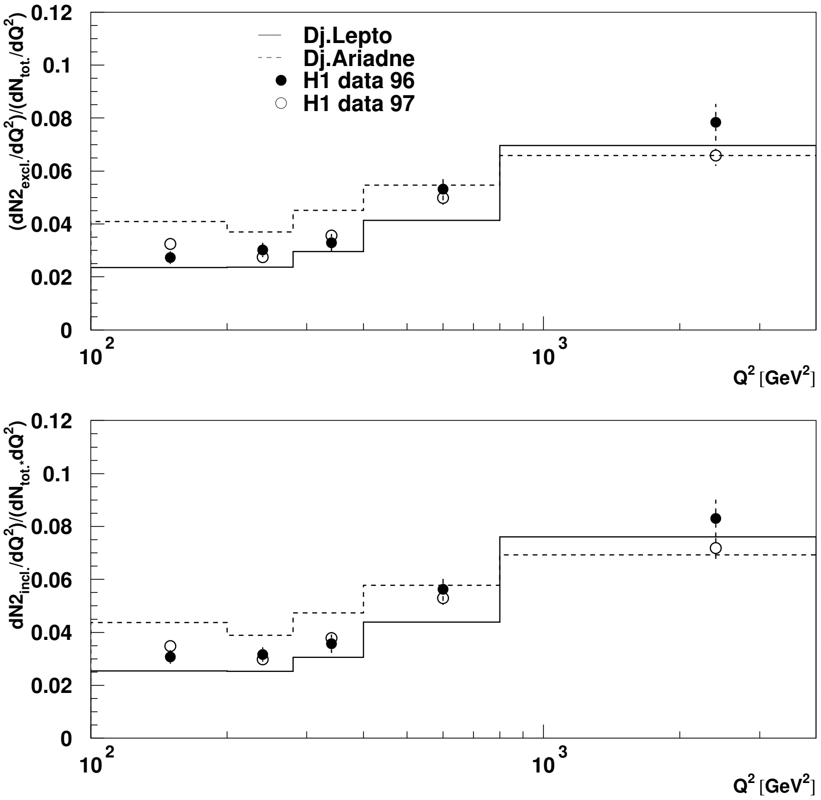

Abbildung 5.8: **Jetraten der Q^2-bins bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**

Prozent. Die Jetraten des JADE Jetalgorithmus sind jedoch vom MEPS Monte Carlo mit einer mittleren Abweichung von ungefähr 8 Prozent gut beschrieben, während CDM die Jetraten im Mittel um über 25 Prozent verschätzt.
Bei diesem Vergleich der prozentualen Abweichung wurde nicht die unterschiedliche Datenstatistik der Daten der beiden Datennahmeperioden berücksichtigt.

5.6 Korrektur auf Detektoreffekte

Zum Vergleich der gemessenen Daten mit störungstheoretischen Rechnungen müssen die Daten auf Detektoreffekte korrigiert sein.
Aus den generierten Ereignissen werden in den verschiedenen Bereichen Korrekturfaktoren bestimmt, mit denen sich die Jetraten vom Detektorniveau auf ein radiatives

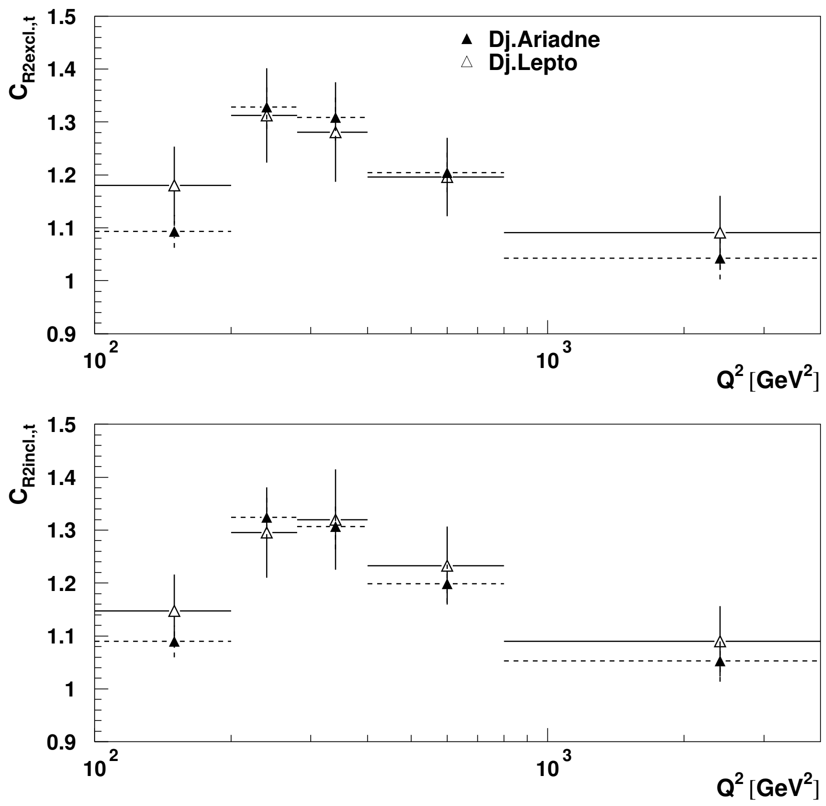

Abbildung 5.9: **Korrekturfaktoren der Jetraten zum radiativen Hadronniveau in Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**

Hadronniveau korrigieren lassen. Diese Korrektur auf Detektoreffekte ist abhängig von den verwendeten Detektorkomponenten und den verwendeten Objekten. Die Korrekturfaktoren werden für jeden Bereich ermittelt mit:

$$C_{Det}(Q^2) = \frac{R_{2,Hadronniveau}(Q^2)}{R_{2,Detektorniveau}(Q^2}$$

Das heißt, die einzelnen Q^2-Bereiche werden als unabhängig voneinander betrachtet. Dies ist eine Annahme, die jedoch aufgrund der ermittelten Auflösung in Q^2 und den kinematischen Schnittgrößen näherungsweise gegeben ist. Die Breite der einzelnen Bereiche (bins), z.B. in Q^2, ist entscheidend größer als die ermittelte Auflösung.
Für jeden Bereich werden die auf ein radiatives Hadronniveau korrigierten Jetraten $R_{2,c}$ durch folgende Gleichung bestimmt:

$$R_{2,c} = R_{2,Daten} C_{Det}$$

Diese Jetraten sind jedoch nicht gezeigt, da das radiative Hadronniveau willkürlich definierbar ist und nur einen technischen Zwischenschritt bei der Korrektur darstellt.

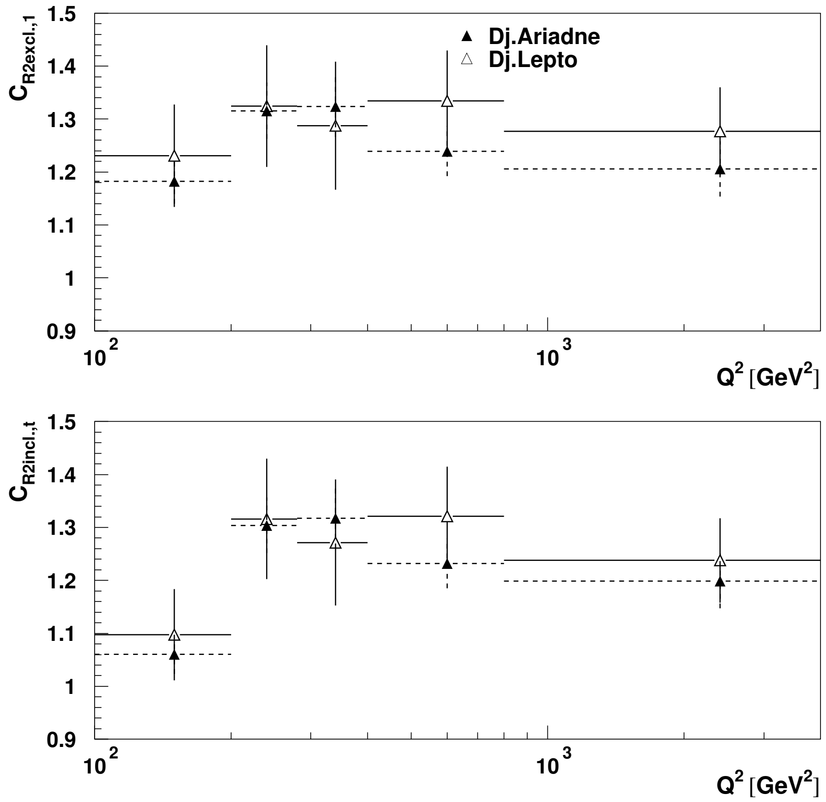

Abbildung 5.10: **Korrekturfaktoren der Jetraten zum radiativen Hadronniveau in Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus**

Die Korrekturfaktoren zum radiativen Hadronniveau der beiden Monte Carlo Modelle sind für den long. boost-inv. $k_\perp$ in Abbildung 5.9 gezeigt.
Erkennbar sind Unterschiede in den beiden Modellen. Signifikant ist dies im ersten und letzten Q^2-Bereich.
In Abbildung 5.10 sind für den JADE Jetalgorithmus größere Unterschiede der beiden Modelle im vorletzten Bereich erkennbar. Die Korrekturfaktoren der beiden Modelle unterscheiden sich nur um bis zu 10 Prozent. Dies gilt für beide Jetalgorithmen.

Auf die Größe der Korrekturfaktoren, eine genauere Analyse der Effizienz und Reinheit der Messung und auf die Verwendung kombinierter Cluster-Spur-Objekte wird im nächsten Kapitel eingegangen.

Kapitel 6

Systematische Effekte bei der Jetbestimmung

Im vorigen Kapitel wurden jeweils explizit die Daten der beiden Datennahmeperioden einzeln gezeigt. Die Übereinstimmung der beiden Datensätze war nicht in allen Bereichen zufriedenstellend. Deshalb wird am Ende dieses Kapitels die zeitliche Stabiliät der Messung innerhalb der Datennahmeperiode untersucht.
Eine Bestimmung von Jetraten sollte unabhängig von den verwendeten Detektorkomponenten sein. Es existieren verschiedene Wege einer Jetrekonstruktion unter anderem die Verwendung verschiedener Detektorobjekte, die einem Jetalgorithmus zur Jetbildung zur Verfügung gestellt werden. Ein Vergleich von zwei unterschiedlichen Detektorobjekten ist in diesem Kapitel durchgeführt. Da dazu beide beschriebenen Jetalgorithmen verwendet werden, sind die Jetalgorithmen auch in verschiedenen Verteilungen vergleichbar.

Kombinierte Objekte

Zur Verwendung kamen bisher in allen gezeigten Verteilungen und bei der Berechnung aller Größen nur Cluster des LAr. Eine alternative Methode ist die Verwendung von Cluster und Spurinformationen. Eine Implementation zur Verwendung der Menge der Cluster und Spuren sind die *kombinierten Objekte*. Es sind vom Elektron resultierende Spuren in einem Konus ausgeschlossen.
Die hochenergetischen Spuren sind jedoch skaliert. Falls der Impulsbetrag einer Spur größer als 350 MeV ist, wird diese skaliert mit:

$$p^{\mu}_{skaliert} = p^{\mu}_{Spur} \frac{350\mathrm{MeV}}{|\vec{p}_{Spur}|}$$

Spuren mit Impulsen unter 350 MeV bleiben unverändert.
Teilchen mit niedrigen Impulsen erzeugen kein Signal im Kalorimeter. Die Gruppe der nicht skalierten Spuren soll den Signalverlust dieser Teilchen mit niedrigem Impuls

auffangen.
Die Gruppe der skalierten Spuren soll den Energieverlust, den hochenergetische Teilchen erfahren, bevor sie das Kalorimeter erreichen, ausgleichen. Dadurch ist ein *Doppelzählen* der Energie (Spur und Cluster) vermeidbar.

6.1 Reinheiten und Effizienzen

Bei den simulierten Ereignissen ist nachprüfbar, ob Jets, die auf Hadronniveau gebildet wurden, auf das Detektorniveau zu Jets mit ähnlichen Eigenschaften transferiert werden.
Eine Zuordnung der gemessenen Jets zu den Jets der Theorie ist erforderlich, da dies einen Vergleich der Daten mit perturbativen Rechnungen ermöglicht. Aus diesem Grunde sollten Ereignisse der gleichen Ereignismenge auf Modell- und Detektorniveau angehören. Als Modellniveaus sind hier die Niveaus zwischen dem Detektorniveau und dem Theorieniveau bezeichnet. Hier ist zunächst der Zusammenhang zwischen radiativem Hadronniveau und Detektorniveau überprüft worden.
In einer naiven Interpretation beschreibt ein Korrekturfaktor den Anteil der Ereignisse, die den Sprung von einer auf einem Modellniveau (z.B. rad. Hadronniveau) definierten Ereignismenge, zur entsprechenden Menge auf Detektorniveau schaffen. Bei Korrekturfaktoren mit Werten über eins verliert man hiernach Ereignisse durch die Detektorsimulation.
In einer tiefgreifenderen Interpretation kann ein Korrekturfaktor als der Quotient aus einer Reinheit der Ereignisse (oder der Probe) und der Effizienz einer Messung beschrieben werden.
Die Reinheit $\mathcal{P}$ kann definiert werden als :

$$\mathcal{P} = \frac{\text{Ereignisse eingeordnet in die gleiche Ereignismenge auf Det. und Hadronniveau}}{\text{Ereignisse dieser Ereignismenge auf Detektorniveau}}$$

Die Reinheit beschreibt den Anteil einer auf dem Detektorniveau gemessenen Ereignismenge der Teil dieser Ereignismenge auf dem rad. Hadronniveau war.
Eine Effizienz $\mathcal{E}$ ist definierbar durch:

$$\mathcal{E} = \frac{\text{Ereignisse eingeordnet in die gleiche Ereignismenge auf Det. und Hadronniveau}}{\text{Ereignisse dieser Ereignismenge auf Hadronniveau}}$$

Die Effizienz beschreibt den Anteil der Ereignisse, die von einer auf Modellniveau, bzw. hier dem dem rad. Hadronniveau definierten Ereignismenge den Sprung in die gleiche Ereignismenge auf Detektorniveau geschafft haben.
Ein Korrekturfaktor $\mathcal{C}$ für Ereignismengen ergibt sich aus:

$$C(Q^2) = \frac{\mathcal{P}(Q^2)}{\mathcal{E}(Q^2)}$$

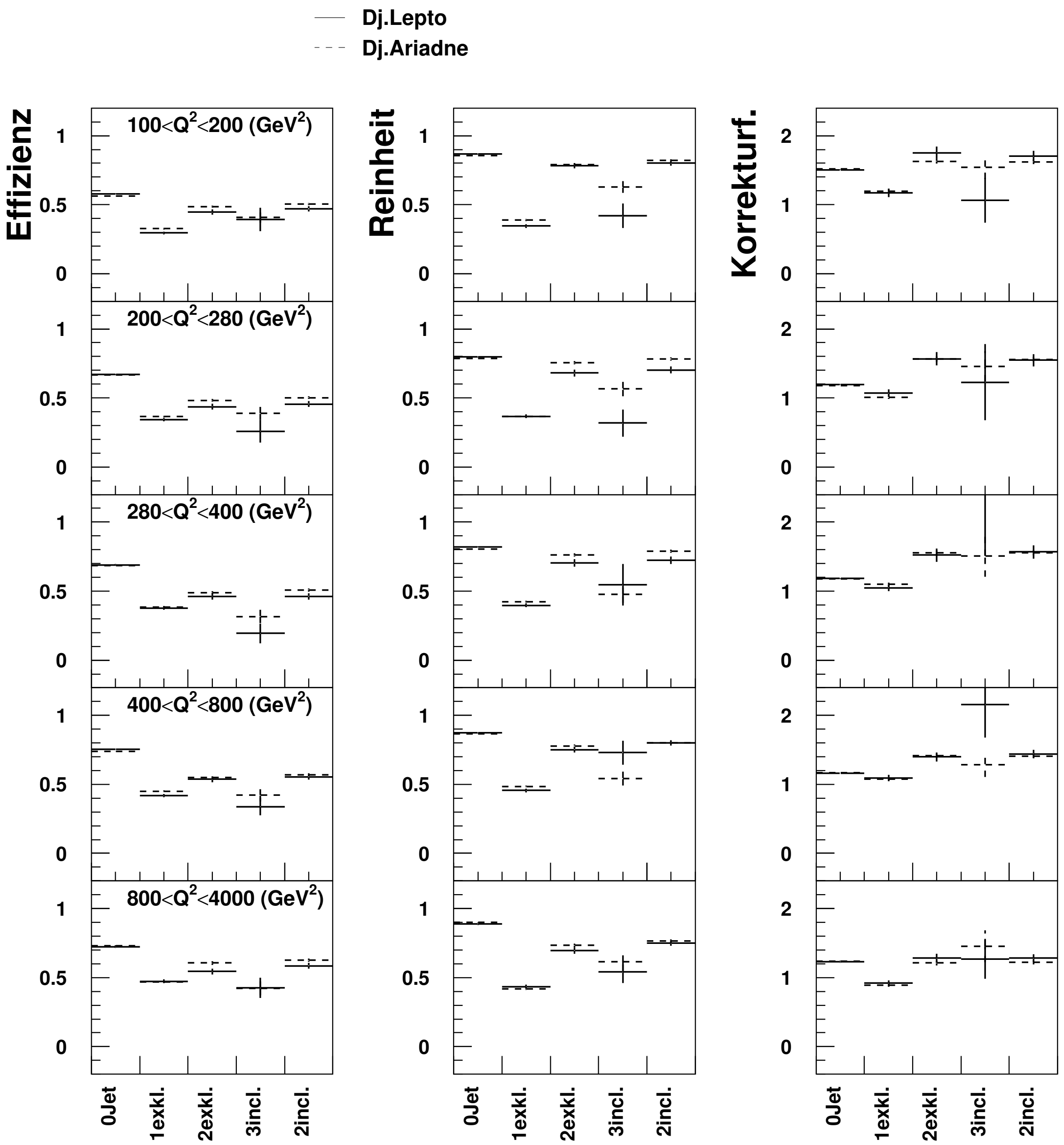

Abbildung 6.1: **Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus und Clusterinformationen**
Dargestellt sind alle Größen als Relation zwischen Detektorniveau und radiativem Hadronniveau. Die Abbildungen sind von oben nach unten in steigender Reihenfolge für die fünf Q^2-Bereiche gezeigt. Die bins *repräsentieren verschiedene Ereignismengen. Aufgetragen sind nicht nur die 2 Jet exklusive und 2 Jet inklusive Ereignismengen, sondern als Vergleich die Ereignisse ohne Jets (kein Jet erfüllt die Jetkriterien), die 1 Jet exklusive Ereignismenge (falls genau ein Jet die Jetkriterien erfüllt) und die 3 Jet inklusiven Ereignismenge (mindestens 3 Jets erfüllen die Jetkriterien).*

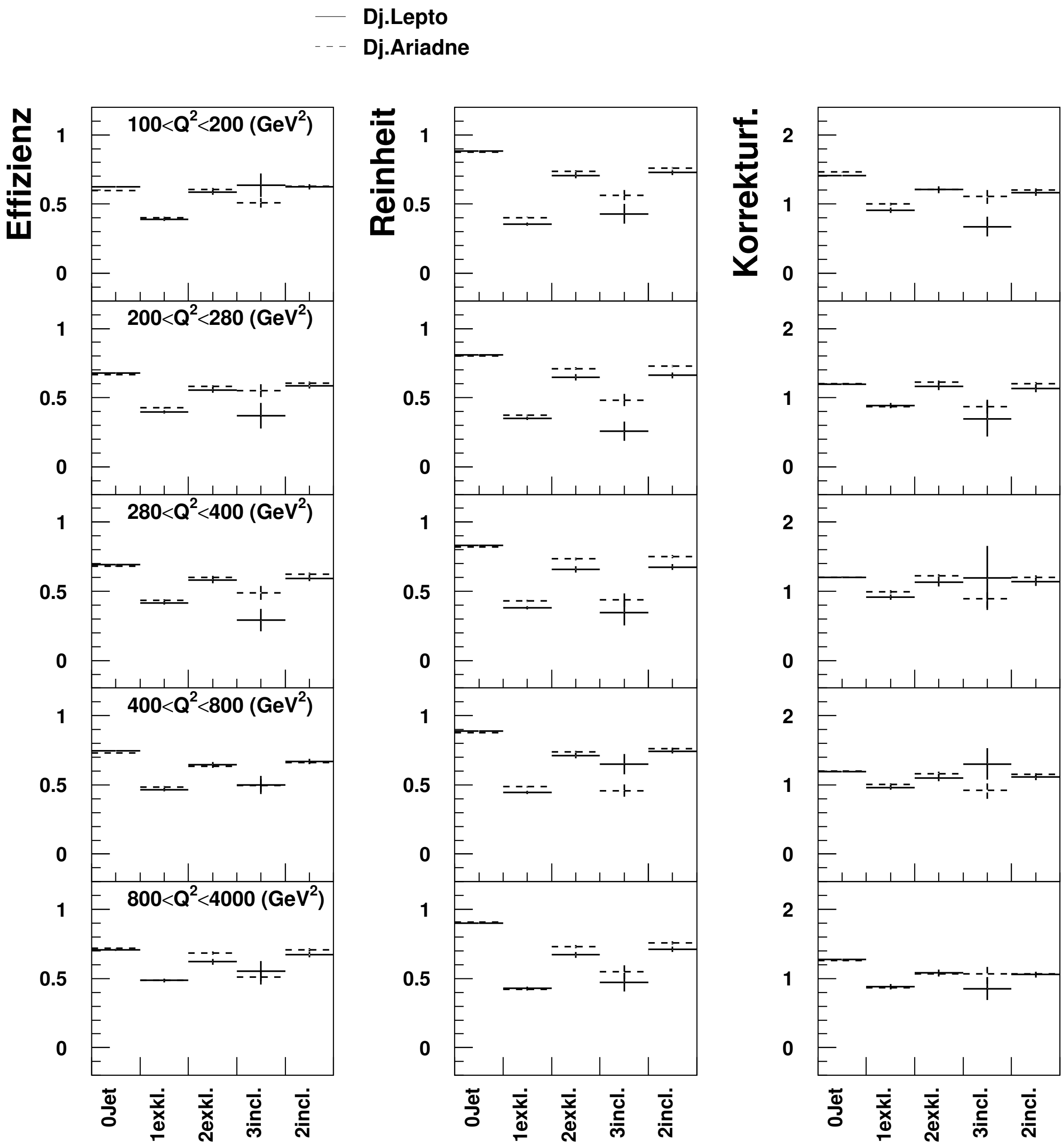

Abbildung 6.2: **Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus und kombinierten Objekten**
Dargestellt sind alle Größen als Relation zwischen Detektorniveau und radiativem Hadronniveau. Die Abbildungen sind von oben nach unten in steigender Reihenfolge für die fünf Q^2-Bereiche gezeigt. Die bins *repräsentieren verschiedene Ereignismengen.*

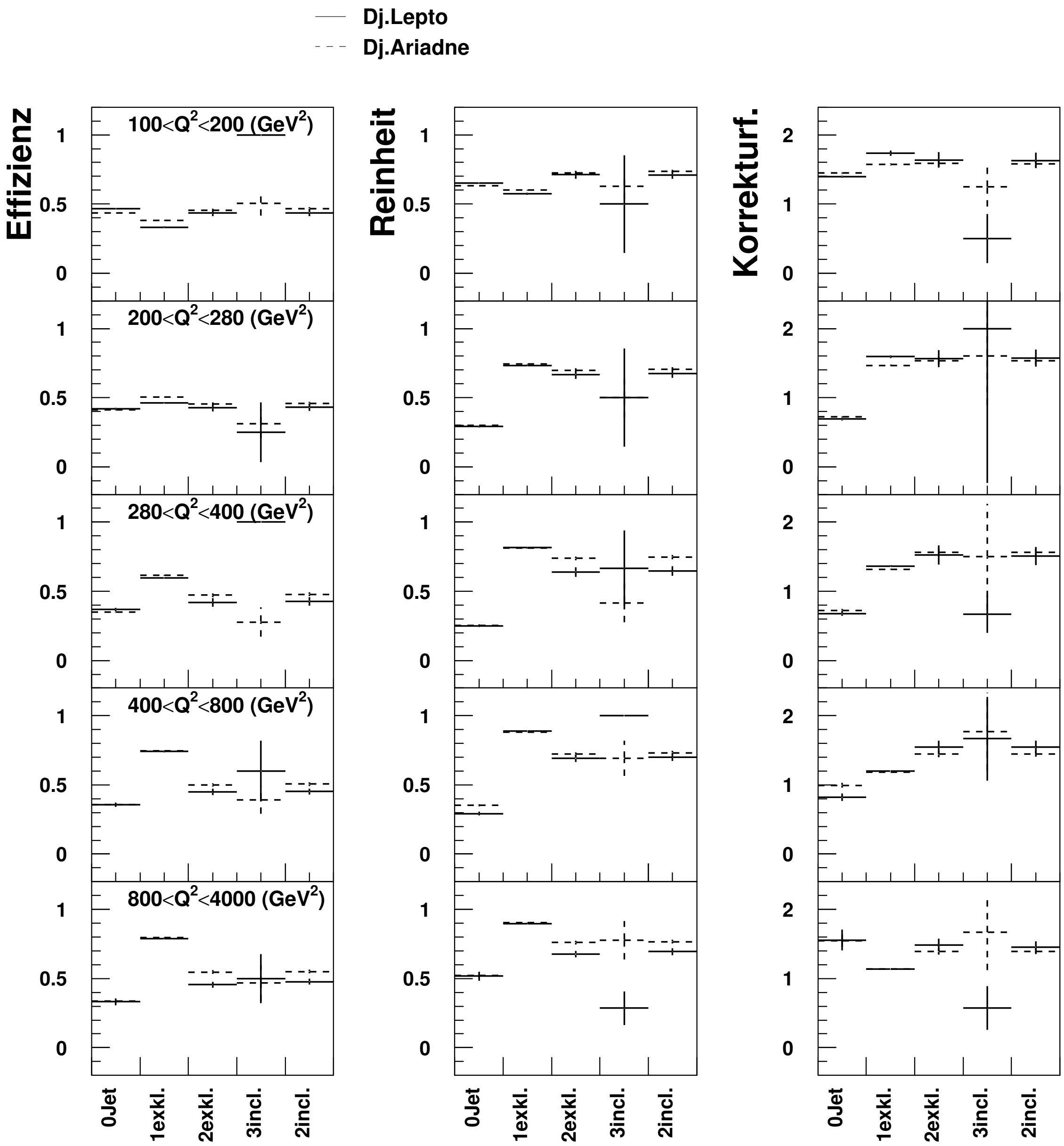

Abbildung 6.3: **Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus und Clusterinformationen**
Dargestellt sind alle Größen als Relation zwischen Detektorniveau und radiativem Hadronniveau. Die Abbildungen sind von oben nach unten in steigender Reihenfolge für die fünf Q^2-Bereiche gezeigt.

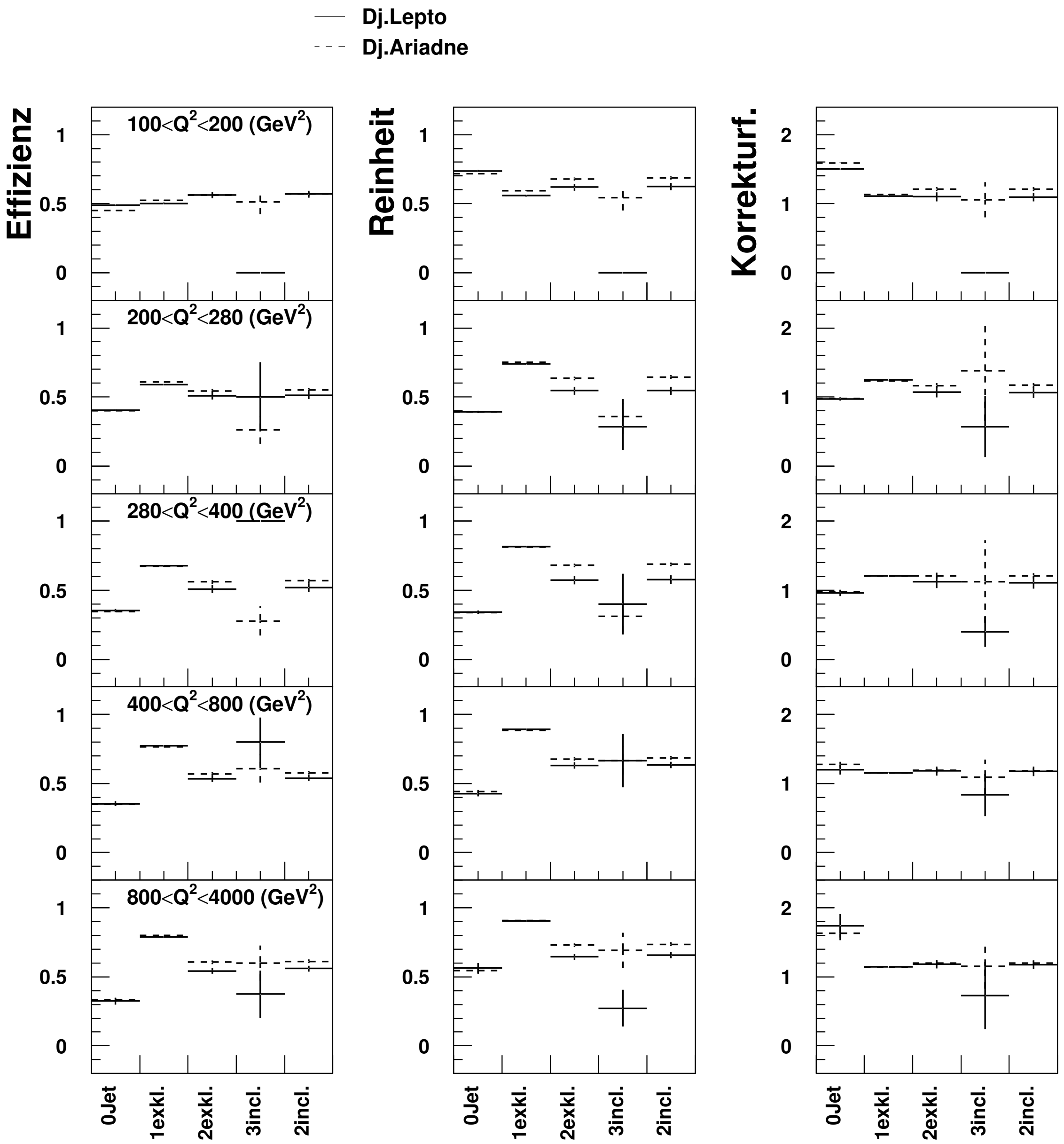

Abbildung 6.4: **Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus und kombinierten Objekten**
Dargestellt sind alle Größen als Relation zwischen Detektorniveau und radiativem Hadronniveau. Die Abbildungen sind von oben nach unten in steigender Reihenfolge für die fünf Q^2 Bereiche gezeigt.

Der Leser sollte jedoch unterscheiden, zwischen den Korrekturfaktoren der Ereignismengen und den Korrekturfaktoren der Jetraten, die jeweils die Korrekturen von zwei Ereignismengen berücksichtigen.
Interpretierbar ist dies als eine Effizienz- und Reinheitskorrektur. Ein Korrekturfaktor von 1 beschreibt eine ausgewogene Effizienz- und Reinheitskorrektur ($\mathcal{E} = \mathcal{P}$).
Es migrieren Ereignisse in andere Ereignismengen bei dem Übergang von einem Niveau in ein anderes, doch ist der Migrationsanteil in und aus einer Ereignismenge gleich. Ein Korrekturfaktor ist damit kein geeignetes Maß für die Güte eines Algorithmus.
Effizienz und Reinheit sind dagegen Maßstäbe für die Niveauabängigkeit der benutzten Jetrekombination. Eine Abschätzung der Korrektheit dieser Maßstäbe kann jedoch nur durch Monte Carlo generierte Ereignisse erfolgen.
In den Abbildungen 6.1, 6.2, 6.3 und 6.4 sind die Effizienzen, Reinheiten und Korrekturfaktoren für die gemessenen Ereignismengen gezeigt. Aufgetragen sind nicht nur die 2 Jet exklusive und 2 Jet inklusive Ereignismengen, die in Abschnitt 5.2 definiert wurden, sondern zum Vergleich noch weitere Mengen.

- 1 Jet exklusive Ereignisse: Ereignisse, die sowohl die kinematischen und technischen Schnitte erfüllen und bei denen genau ein Jetkandidat die Jetkriterien erfüllt.

- 0 Jet Ereignisse: Ereignisse, die sowohl die kinematischen und technischen Schnitte erfüllen und kein Jetkandidat die Jetkriterien erfüllt.

- 3 Jet inklusive Ereignisse: Ereignisse, die sowohl die kinematischen und technischen Schnitte erfüllen und mindestens 3 Jetkandidaten die Jetkriterien erfüllen.

Alle Größen sind Relationen zwischen dem Detektorniveau und dem radiativen Hadronniveau. Die Größen sind in die fünf gemessenen Q^2-Bereiche aufgeteilt und von oben nach unten in steigender Reihenfolge gezeigt. Anhand dieser Abbildungen wird die Modellabhängigkeit zum radiativen Hadronniveau und die Abhängigkeit der gezeigten Größen von den verwendeten Objekttypen auf Detektorniveau untersucht. Ebenso werden die verwendeten Jetalgorithmen verglichen.

Modellabhängigkeit von Reinheit und Effizienz

In allen Abbildungen 6.1, 6.2, 6.3 und 6.4 sind gestrichelt die Berechnungen des radiativen CDM Monte Carlos (Dj.Ariadne) und mit durchgezogenen Linien die Berechnungen des radiativen MEPS Monte Carlos dargestellt. Die beiden Modelle unterscheiden sich in ihren Korrekturfaktoren, in ihrer Reinheit und Effizienz.
Django Ariadne bestimmt sowohl Reinheit als auch Effizienz signifikant höher in fast allen Verteilungen als Django Lepto, sowohl für Cluster als auch für kombinierte Objekte und auch für beide Jetalgorithmen. In den 2 Jet exklusiven und 2 Jet inklusiven Ereignismengen liegt die Abschätzung um bis zu 10 Prozent höher.

Ein Korrekturfaktor ist kein sehr empfindliches Maß für die Modellabhängigkeit der Migrationsprozesse. Die Korrekturen können für beide Modelle gleich sein, obwohl Reinheit und Effizienz sich für diese Modelle unterscheiden.

Dies ist ein Hinweis darauf, daß die Abhängigkeit der Detektorsimulation von den der Simulation zur Verfügung gestellten Hadronen durch die Modellabhängigkeit der Korrekturfaktoren unterschätzt wird.

Dies ist durch eine Korrektur mittels einer Korrekturmatrix überprüfbar. Es ist jedoch nicht durchgeführt worden.

Abhängigkeit vom benutzten Objekttyp

Eine Abhängigkeit vom benutzten Objekttyp ist beim Vergleich der Abbildungen für Cluster und kombinierte Objekte klar erkennbar. In allen Abbildungen bei denen Cluster verwandt wurden, liegt die Reinheit der 2 Jet Ereignismengen um bis zu sieben (KTCLUS), bzw. zwölf (JADE) Prozent über der Reinheit der Ereignismengen die bei der Verwendung der kombinierten Objekte berechnet wurde. Die Effizienz wird dagegen bei der Verwendung von kombinierten Objekten um bis zu zehn Prozent höher bestimmt als bei der Verwendung von Clustern.

Aus dieser Verschiebung von Reinheit und Effizienz gegeneinander, ohne beide Größen merklich zu erhöhen, folgen Unterschiede bei der Bestimmung der Detektorkorrekturfaktoren. Die Korrekturfaktoren der 2 Jet Ereignismengen liegen beispielsweise bei der Verwendung von kombinierten Objekten bei eins, bei der Verwendung von Clustern sind sie jedoch deutlich höher bestimmt. Dies ist jedoch kein Argument für oder gegen die Verwendung eines dieser Objekttypen, da die Streuung der Auflösungen ähnlich sind. Gezeigt ist dies in den Abbildungen 6.5 und 6.6. Es sind die Auflösungen von p_t im Laborsystem und θ_{Jet} im Laborsytem in Beziehung zum Hadronniveau gezeigt. Es wurde Django Lepto verwendet. Erkennbar ist, daß der Mittelwert der p_t-Verteilung durch die Verwendung der kombinierten Objekte deutlich zentriert wurde. Die θ_{Jet}-Auflösung ist bei beiden Objekten vergleichbar gut. Die Streuung der Verteilungen ist für beide Objekttypen ähnlich. Beide Generatoren liefern ähnliche Ergebnisse.

Der Grund für eine höhere Effizienz bei der Verwendung von kombinierten Objekten liegt darin, daß dem Jetalgorithmus mehr Energie durch die Verwendung von Cluster- und Spurinformationen zur Verfügung gestellt wird. Es wird eine Anzahl von Jets auf Detektorniveau gefunden, die der Zahl der Jets auf dem radiativen Hadronniveau ähnlich ist. Bei der Verwendung von Clustern wird die Energie, die Teilchen bis zum LAr verlieren, nicht berücksichtigt. Die Anzahl der auf Detektorniveau gefundenen Jets liegt unter der Zahl der Jets auf Hadronniveau.

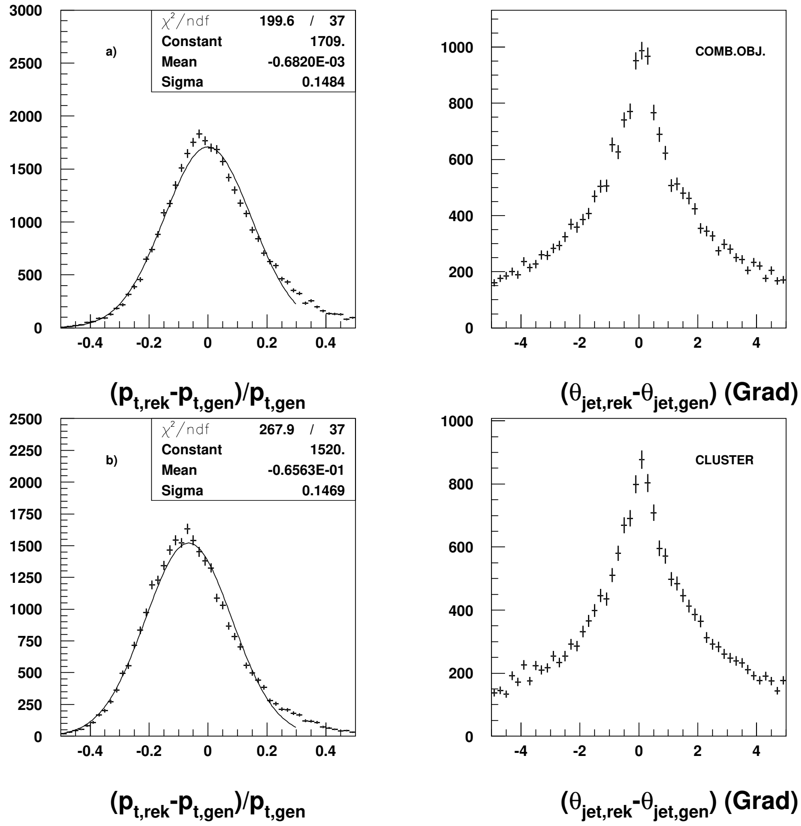

Abbildung 6.5: $p_{t,Lab}$ **(links) und** θ_{Lab} **(rechts) Auflösung für kombinierte Objekte (oben) und Cluster (unten) bestimmt mit Django Lepto und dem JADE Jetalgorithmus**
Es wurden Ereignisse mit genau einem, die JADE-Jetkriterien erfüllenden Jet, auf radiativem Hadronniveau und Detektorniveau zur Bestimmung der Auflösungen verwendet. Bei den beiden oberen Abbildungen ist dies für kombinierte Objekte gezeigt, bei den beiden unteren für Cluster. Die durchgezogene Kurve stellt einen Gaußfit dar, dessen Parameter im Kasten der Abbildung gezeigt sind.

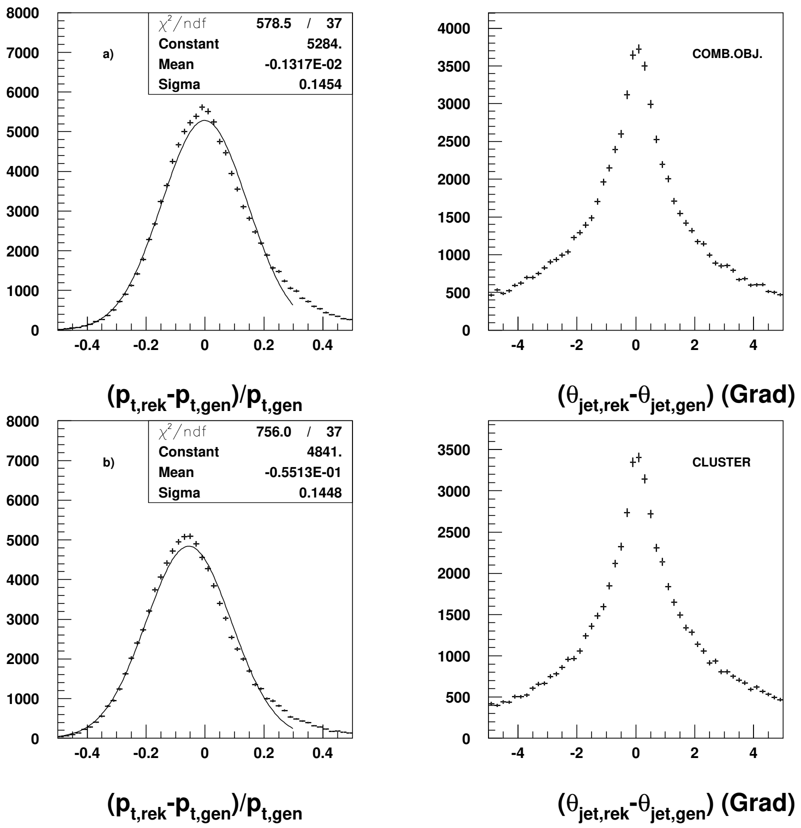

Abbildung 6.6: $p_{t,Lab}$ **(links) und** θ_{Lab} **(rechts) Auflösung für kombinierte Objekte (oben) und Cluster (unten) bestimmt mit Django Ariadne und dem JADE Jetalgorithmus**

Es wurden Ereignisse mit genau einem, die JADE-Jetkriterien erfüllenden Jet, auf radiativem Hadronniveau und Detektorniveau zur Bestimmung der Auflösungen verwendet. Bei den beiden oberen Abbildungen ist dies für kombinierte Objekte gezeigt, bei den beiden unteren für Cluster. Die durchgezogene Kurve stellt einen Gaußfit dar, dessen Parameter im Kasten der Abbildung gezeigt sind.

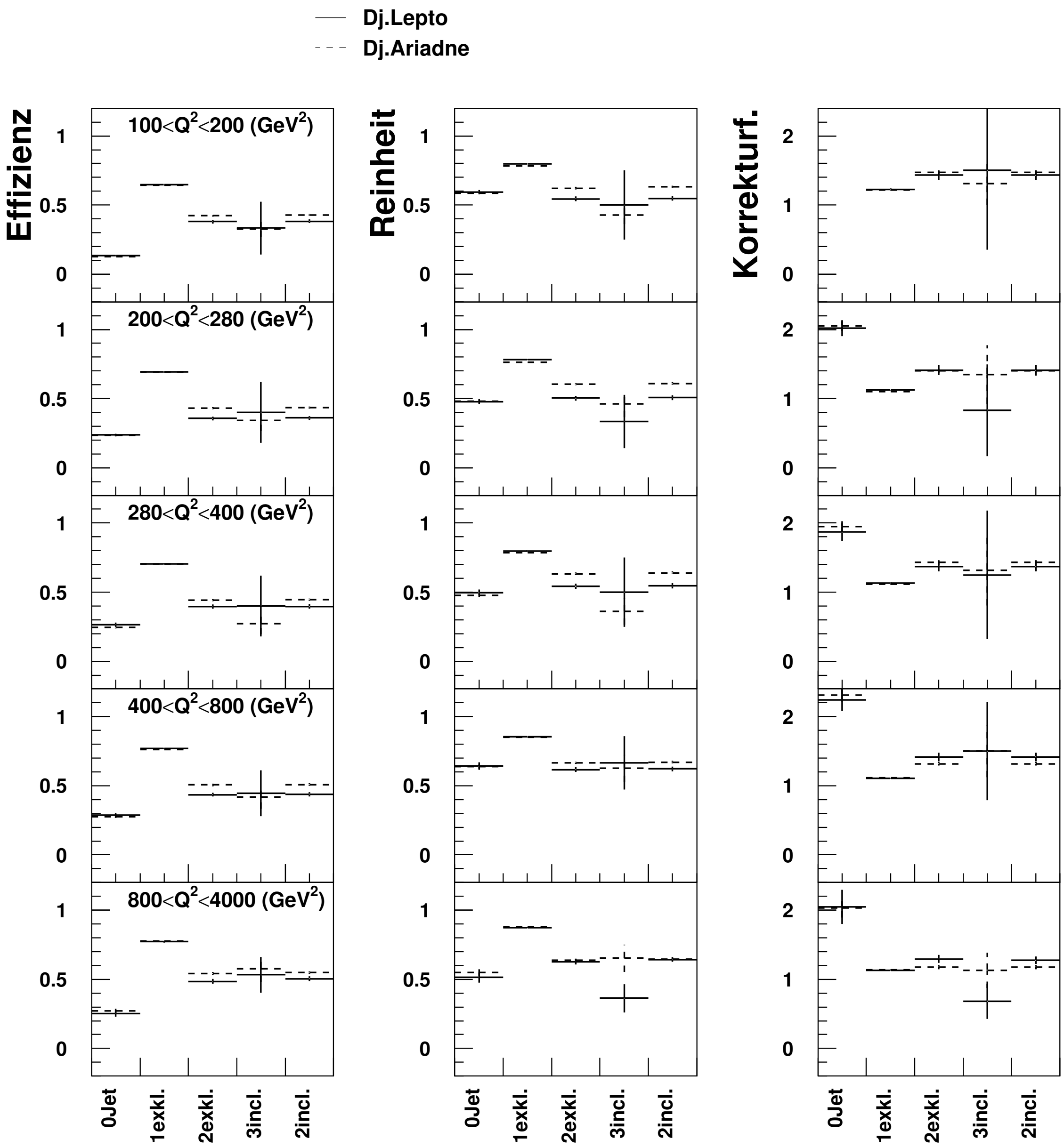

Abbildung 6.7: **Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus für Cluster und ohne p_t-Schnitt**
Dargestellt sind alle Größen als Relation zwischen Detektorniveau und radiativem Hadronniveau. Von oben nach unten in steigender Reihenfolge sind die Abbildungen für die 5 Q^2 Bereiche gezeigt. Es wurden kein minimales p_t im Laborsystem für Jets gefordert.

Vergleich der Jetalgorithmen

Mit den geforderten Kriterien an Jets sind die Absolutwerte von Reinheit und Effizienz für beide Jetalgorithmen ähnlich. Reinheit und Effizienz des KTCLUS Jetalgorithmus liegen nur um bis zu 5 Prozent über den Werten des JADE Jetalgorithmus.
Ebenfalls zeigen beide Jetalgorithmen gleichartige Abhängigkeiten sowohl vom Objekttyp als auch vom Generator.
In den Abbildungen 6.7 und 6.3 sind Reinheiten und Effizienzen für den JADE Jetalgorithmus mit und ohne einen Schnitt auf $p_{t,Lab}$ gezeigt. Erkennbar ist, daß sowohl Reinheit als auch Effizienz durch die Forderung nach minimalen $p_{t,Lab}$ erhöht wurden. Ein p_t-Schnitt ist notwendig, um eine gute Reinheit und Effizienz zu erhalten.

6.2 Korrelationen zum Hadronniveau

Zusammenhänge zwischen Jets von Ereignissen, die sowohl auf Detektorniveau als auch auf dem radiativen Hadronniveau der 2 Jet exklusiven Ereignismenge angehören, sind durch Auflösungen von Jetvariablen überprüfbar.
Diese 2 Jet Variablen sind auf dem Theorieniveau und Detektorniveau gebildet und es wird der relative oder absolute Unterschied ermittelt. Es sind nur Ereignisse verwendet, die sowohl auf Detektorniveau als auch auf dem Theorieniveau exklusive 2 Jet Ereignisse sind. In diesen Auflösungen ist die Unsicherheit in der Bestimmung der Ereignismenge deshalb nicht enthalten.
Folgende Größen sind untersucht:

- Die Summe der Transversalimpulse der Jets:
$$p_{t,sum} = p_{t,1} + p_{t,2}.$$
- Der ungewichtete Winkelschwerpunkt beider Jets im Laborsystem,
$$\theta_{sum} = \theta_1 + \theta_2.$$
- Die Winkeldifferenz beider Jets im Laborsystem,
$$\theta_{diff} = \theta_1 - \theta_2.$$

Weiterhin sind die Auflösungen in x_p und z_p bestimmt. Verglichen sind wiederum Cluster und kombinierte Objekte. Der verwendete Generator ist Django Ariadne. Django Lepto ermittelt ähnliche Ergebnisse, die jedoch nicht gezeigt sind.
Abgebildet ist dies in Abbildung 6.8 und 6.9 für Clusterobjekte. Ersichtlich ist eine ähnliche Auflösung der Größen x_p und z_p des KTCLUS Jetalgorithmus und des JADE Jetalgorithmus.

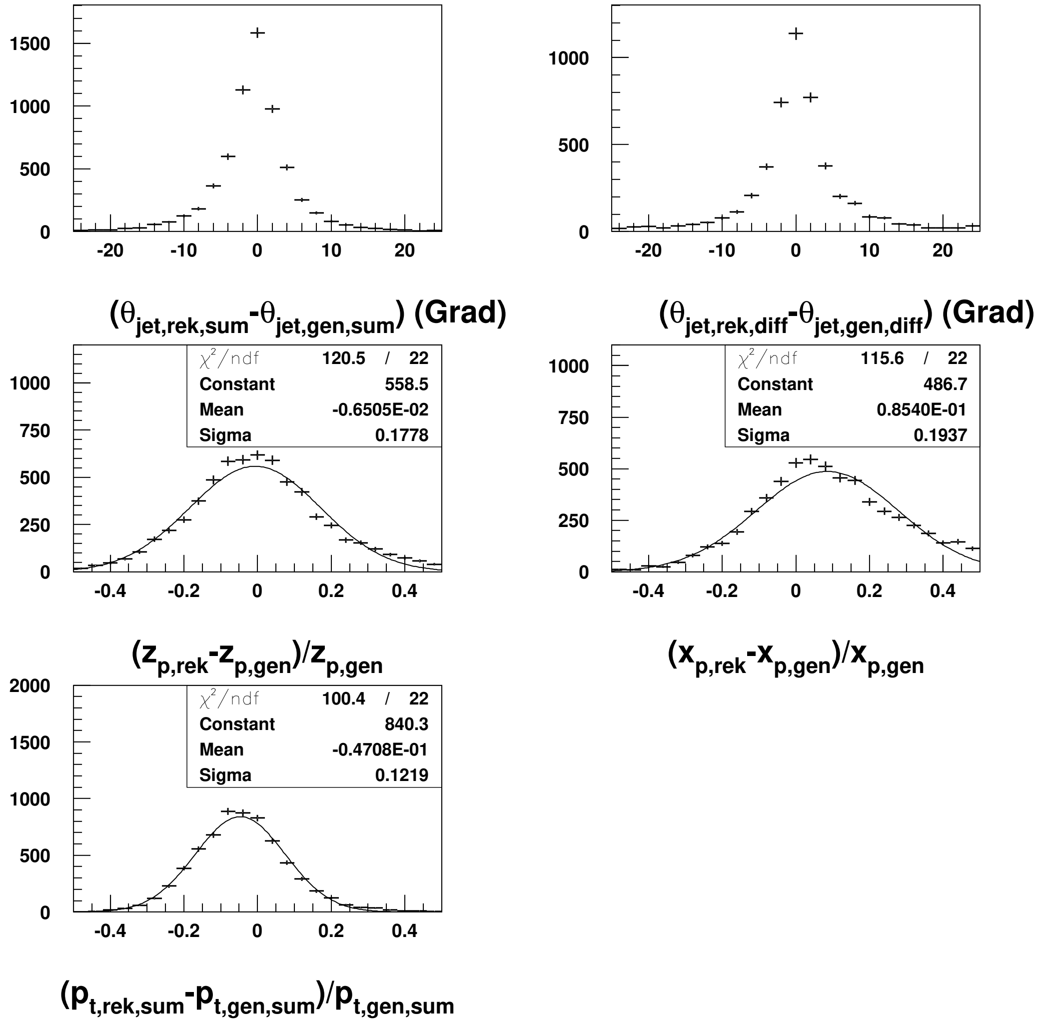

Abbildung 6.8: θ_{sum}, θ_{diff}, z_p, x_p **und** $p_{t,sum}$ **Auflösung bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus für Cluster**
Es wurden nur Ereignisse verwendet, die sowohl auf radiativem Hadronniveau als auch auf Detektorniveau zur 2 Jet exklusiven Ereignismenge zählen. Der verwendete Generator ist Django Ariadne.

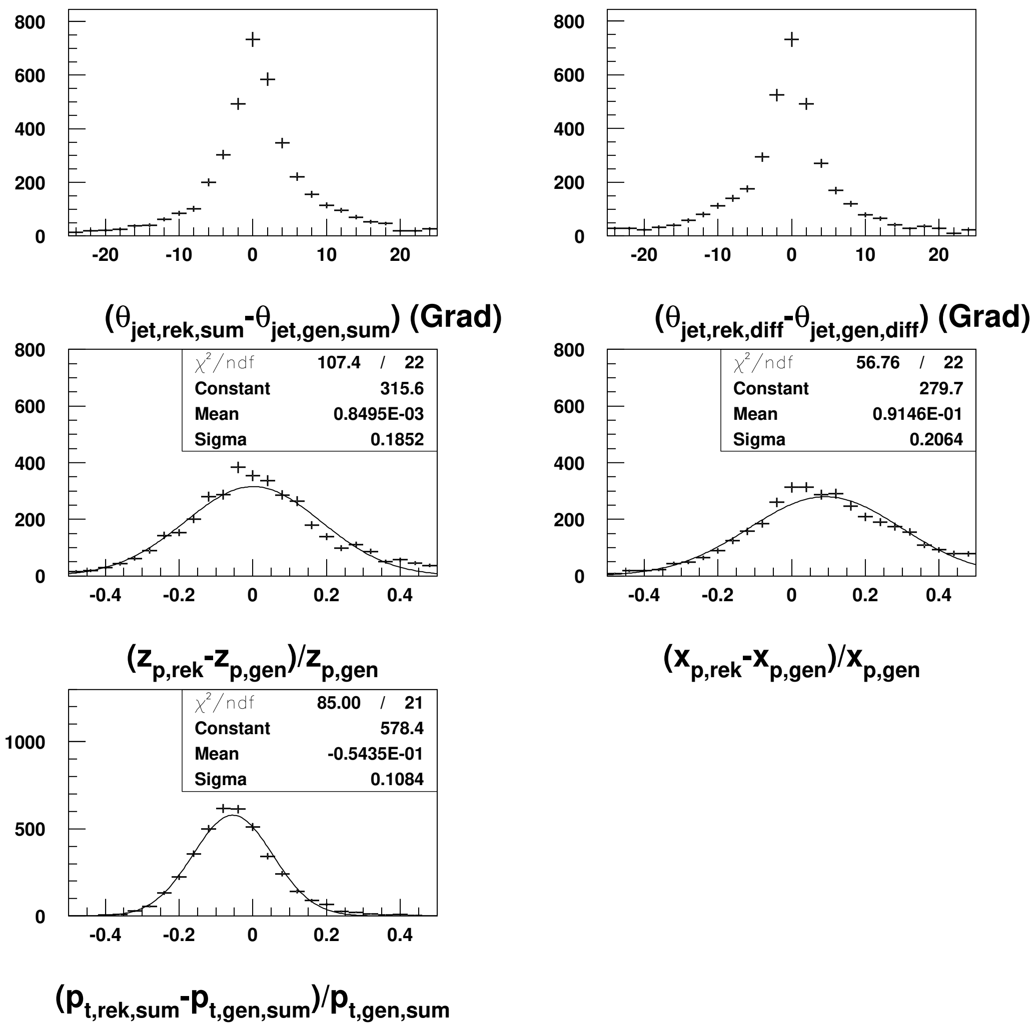

Abbildung 6.9: θ_{sum}, θ_{diff}, z_p, x_p **und** $p_{t,sum}$ **Auflösung bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus für Cluster**
Es wurden nur Ereignisse verwendet, die sowohl auf radiativem Hadronniveau als auch auf Detektorniveau zur 2 Jet exklusiven Ereignismenge zählen. Der verwendete Generator ist Django Ariadne.

Die Winkeldifferenz und der Winkelschwerpunkt der beiden Jets ist bei beiden Jetalgorithmen gut rekonstruiert.
Die Auflösung in p_t ist nicht direkt zwischen den Jetalgorithmen vergleichbar, da die p_t-Werte in unterschiedlichen Bezugssystemen bestimmt sind.
In Abbildung 6.10 sind zum Vergleich die gleichen Größen für kombinierte Objekte gezeigt. Es ist erkennbar, daß die p_t-Auflösung hier nicht verschoben ist. Die Auflösungen aller gezeigten Größen ist im Rahmen der Genauigkeit der Anpassung der Gaußfunktion ähnlich.
Zusammenfassend sind bei beiden Jetalgorithmen gute Zusammenhänge der Jets auf Detektorniveau und radiativen Hadronniveau festzuhalten.

6.3 Systematische Effekte der Detektorobjekte

6.3.1 Korrigierte Raten und Wirkungsquerschnitte

Sowohl bei der Verwendung von Clustern als auch bei der Verwendung von kombinierten Objekten, sollte die Korrektur auf ein Hadronniveau bei einer idealen Detektorbeschreibung zu gleichen Ergebnissen führen.
Dies ist für beide Monte Carlo Generatoren überprüft worden. Es wurde jeweils die 2 Jet inklusive Ereignismenge für den KTCLUS Jetalgorithmus auf das radiative Hadronniveau korrigiert.
Das Resultat der kombinierten Objekte ist mit dem der Cluster verglichen. In Abbildung 6.11 ist erkennbar, daß Django Lepto (MEPS) Unterschiede in der korrigierten Ereignismenge von über 15 Prozent liefert, die von bin zu bin variieren. Dies ist ein signifikanter systematischer Fehler der Korrektur.
Für Django Ariadne sind deutlich kleinere Unterschiede von maximal 7 Prozent in Abbildung 6.12 ersichtlich.

6.3.2 Energiespektren

Die Energie der Spuren liegt aufgrund der Skalierung maximal bei 350 MeV. Unterschiede zwischen kombinierten Objekten und Clustern sind aus diesem Grund nur in diesem Energiebereich zu erwarten. Es werden Energiespektren der Daten des Jahres 1996 mit den Spektren der verwendeten Monte Carlo Generatoren in diesem Energiebereich verglichen.
In den Abbildungen 6.14 und 6.13 sind jeweils alle Objekte mit ihren kalibrierten Energien eingetragen. Alle Verteilungen sind auf die Gesamtzahl aller Objekte normiert, d.h. nicht nur auf die Anzahl der eingetragenen. Es ist klar zu erkennen, daß die Unterschiede zwischen Clustern und kombinierten Objekten aus enegiearmen Objekten, den Spuren, resultieren. Größtenteils sind diese Spuren reskaliert und liegen

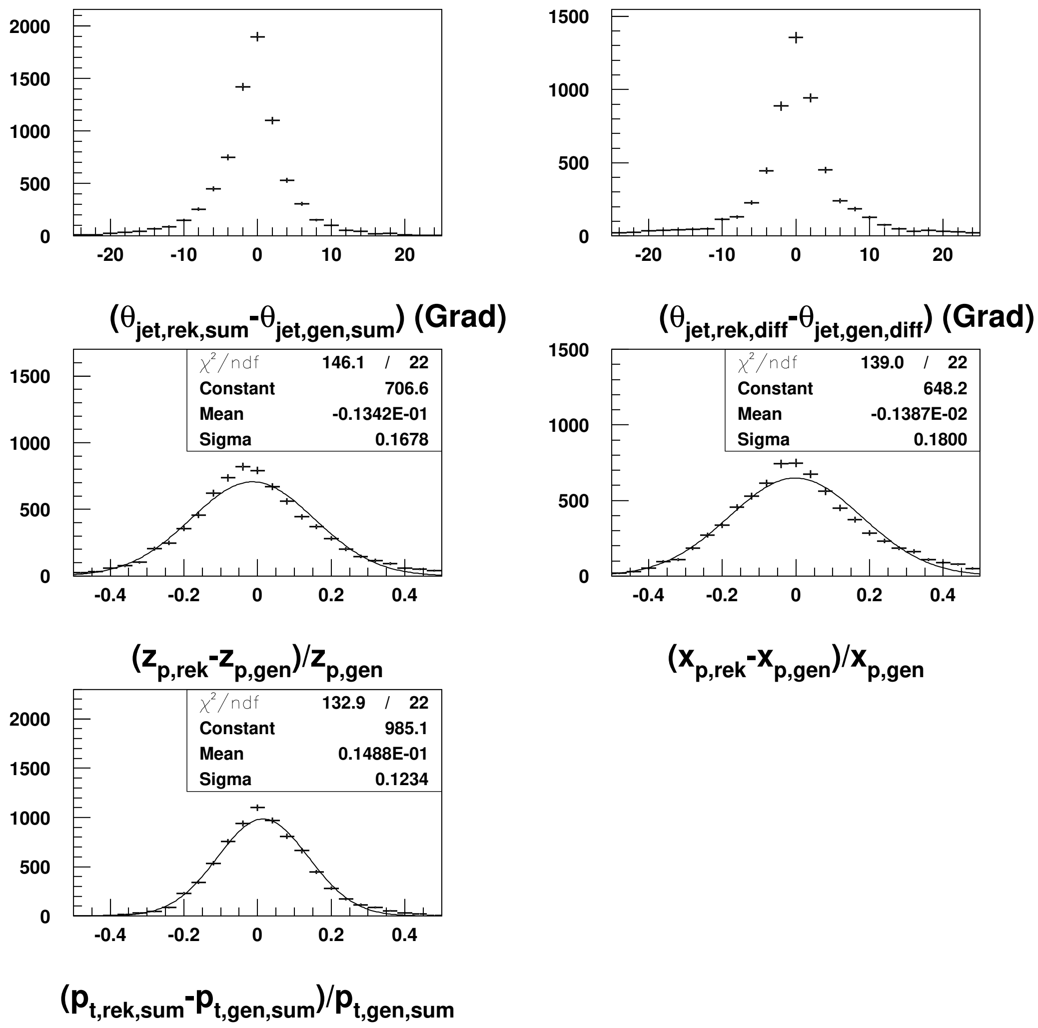

Abbildung 6.10: θ_{sum}, θ_{diff}, z_p, x_p **und** $p_{t,sum}$ **Auflösung bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus für kombinierte Objekte**
Der verwendete Generator ist Django Ariadne. Es wurden nur Ereignisse verwendet, die sowohl auf radiativem Hadronniveau als auch auf Detektorniveau zur 2 Jet exklusiven Ereignismenge zählen.

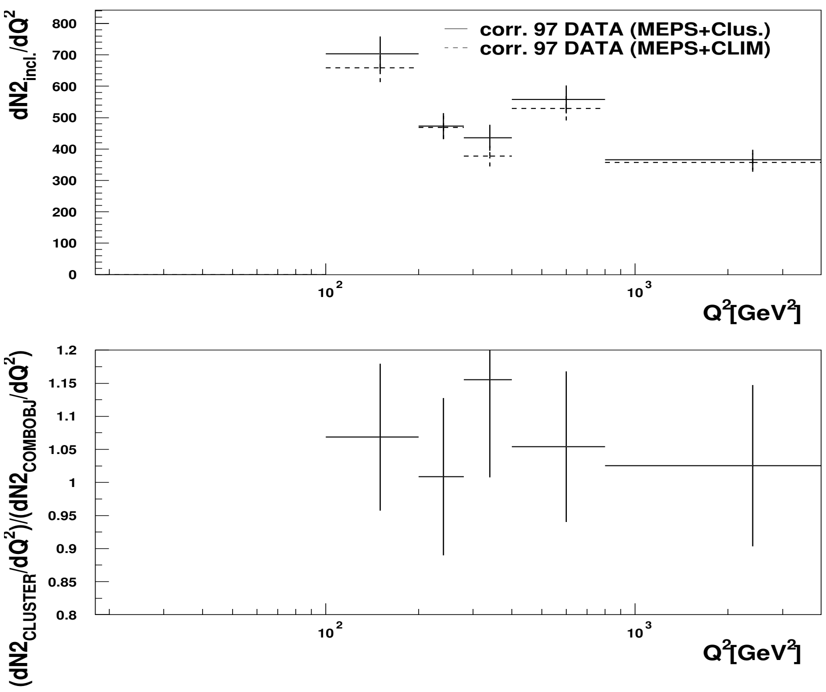

Abbildung 6.11: **Mit Django Lepto korrigierte 2 Jet inkl. Ereignismenge der Daten**
Die zum radiativen Hadronniveau korrigierte 2 Jet inklusive Ereignismenge ist gezeigt. Es wurde zum einen Cluster verwendet (durchgezogene Linie), zum anderen kombinierte Objekte (gestrichelt). Die Werte sind mit dem KTCLUS-Jetalgorithmus ermittelt.

bei 350 MeV, nur ein kleiner Teil der Spuren ist niederenergetischer. Es ist in beiden Verteilungen eine Überhöhung im 350 MeV Bereich sichtbar. Diese Überhöhung und auch die Bereiche mit Energien kleiner als 350 MeV werden unterschiedlich gut von den generierten Ereignissen beschrieben. Während Django Ariadne (CDM) die Spuren und damit auch die Überhöhung beschreibt, scheitert Django Lepto (MEPS), indem es die Anzahl der Spuren um bis zu 12 Prozent unterschätzt.

Die Spurmultiplizitäten der Daten sind also besser durch das CDM-Modell beschreibbar. Die Beschreibung der kombinierten Objekte durch das MEPS Monte Carlo ist unzureichend.

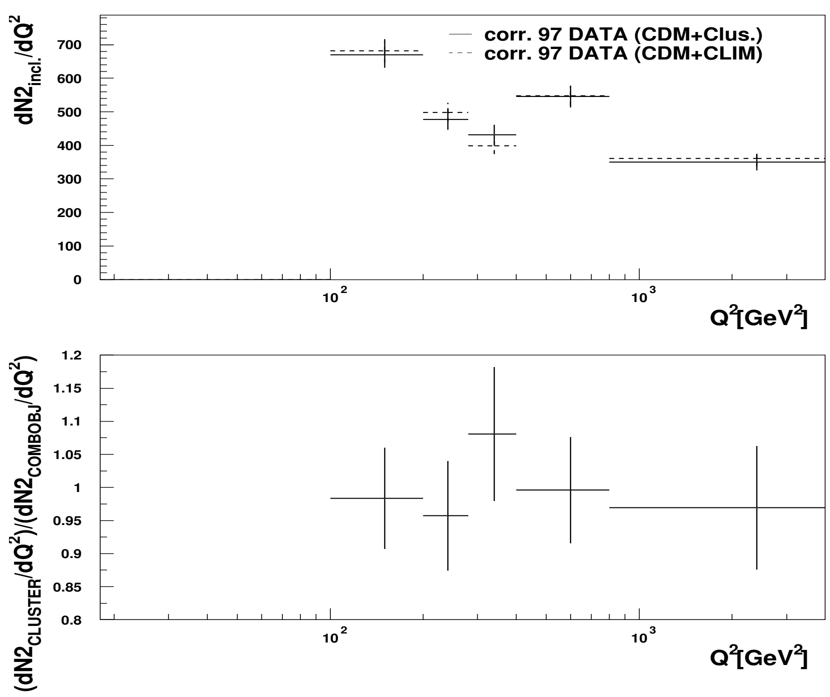

Abbildung 6.12: **Mit Django Ariadne korrigierte 2 Jet inkl. Ereignismenge der Daten**
Die zum radiativen Hadronniveau korrigierte 2 Jet inklusive Ereignismenge ist gezeigt. Es wurde zum einen Cluster verwendet (durchgezogene Linie), zum anderen kombinierte Objekte (gestrichelt). Die Werte sind mit dem KTCLUS-Jetalgorithmus ermittelt.

6.4 Zusammenfassender Vergleich der Detektorobjekte

Aus den gezeigten Auflösungen verschiedenster Jetvariablen ist ersichtlich, daß die Verwendung von Spuren notwendig ist für eine exakte Messung von Größen, die von der Energie der Jets abhängen.

Ohne die Verwendung von Spuren muß auf die fehlende Energie durch die Korrektur auf das Hadronniveau extrapoliert werden. Problematisch ist jedoch, daß ca. 40-50 Prozent der durch die höhere Energiemessung zusätzlich gemessenen Ereignisse der 2 Jet Ereignismengen auf Hadronniveau einer anderen Ereignismenge als auf Detektorniveau zugeordnet werden. Da die Reinheit der 2 Jet Ereignismengen bei weit über 50 Prozent liegt, folgt daraus eine Verschlechterung der Reinheit.

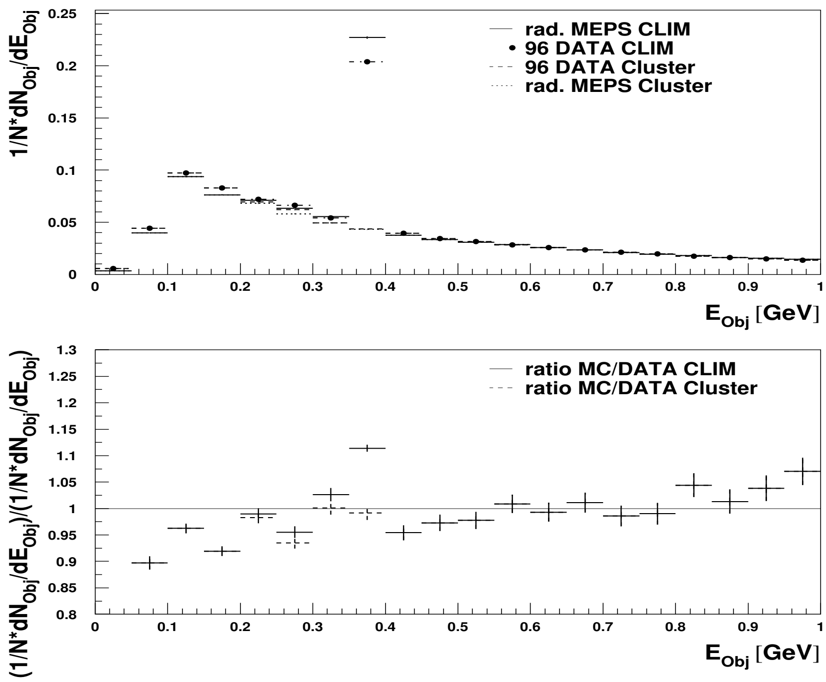

Abbildung 6.13: **Energiespektren der kombinierten Objekte, Vergleich der Daten mit Django Lepto**
Die Daten der Datennahmeperiode 1996 sind mit den Vorhersagen des Django Lepto Monte Carlos (MEPS) verglichen.

Eine Begründung der geringen Reinheit, der durch die Verwendung der kombinierten Objekte dazukommenden Ereignisse, kann in den Werten der energieabhängigen Schnittgrößen (p_t und y_{cut}) der zusätzlich gemessenen Jets gesehen werden.

Diese Werte liegen nur knapp oberhalb des Wertes der Schnittgrenze, da nur die skalierte Spurenergie addiert wurde. Deshalb ist es für diese Jets wegen der beschränkten Auflösung des Detektors wahrscheinlich, daß sie aus Jets des Hadronniveaus resultieren, die knapp unterhalb dieser Schnittgrenze lagen. Diese zusätzlichen gemessenen Jets sind somit prädestiniert für Migrationen. Der Grund für die höhere Reinheit der mittels Clustern bestimmten Ereignismengen folgt dann klar daraus, daß der effektive Schnitt auf energieabhängige Schnittgrößen auf Detektorniveau bei höheren Werten liegt, als auf dem Hadronniveau. Diese höhere Reinheit ist somit simulierbar, indem beispielsweise ein höherer p_t-Schnitt auf Detektorniveau, als auf Hadronniveau angewandt wird.

Die Spuren beeinflussen auch die Rekombination der Jets, da sich die zu rekombinie-

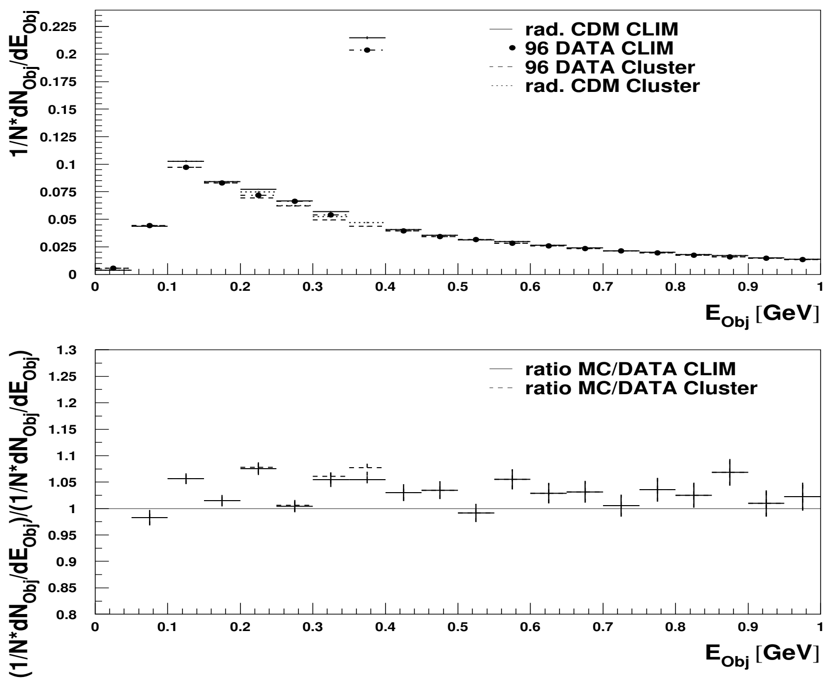

Abbildung 6.14: **Energiespektren der kombinierten Objekte, Vergleich der Daten mit Django Ariadne**
Die Daten der Datennahmeperiode 1996 sind mit den Vorhersagen des Django Ariadne Monte Carlos (CDM) verglichen.

renden Objekte ändern. Beim KTCLUS Jetalgorithmus finden sich jedoch beispielsweise über 95 Prozent der Ereignisse, die durch Cluster einer Ereignismenge zugeordnet wurden auch in dieser Ereignismenge bei der Verwendung der kombinierten Objekte wieder.

Die Verwendung der Spuren ist ein nichttriviales Problem, da eine Beschreibung der Spuren von der Anzahl der vom Monte Carlo erzeugten Objekte abhängt. Von den Monte Carlos ist eine hervorragende Beschreibung der Teilchen- und damit Spurmultiplizitäten wünschenswert. Dies ist beim MEPS Monte Carlo nicht der Fall.

Auch ist die hier verwendete Methode der kombinierten Objekte nicht exakt genug, da durch eine starre Skalierung der Spuren die unterschiedlichen Spurenergien kaum in die Rechnung miteinbezogen werden. Fast alle Spuren sind skaliert und liegen im 350 MeV Bereich.

Zusammenfassend ist eine Methode die Spurinformationen zur Jetproduktion mit einbezieht wünschenswert, jedoch sind Gründe erkennbar, die die Verwendung dieser

Objekte mit MEPS Monte Carlos zumindest fragwürdig erscheinen lassen.
In dieser Analyse werden aus diesen Gründen nur Clusterinformationen zur Korrektur der Daten verwendet.

6.5 Untersuchung der Stabilität einer Jetratenmessung

Die Zahl der Ereignisse N in einer Ereignismenge ist proportional zur integrierten Luminosität $\mathcal{L}$. Für jeden Datennahmeabschnitt i konstanter Detektorbedingungen (run) ergibt sich:

$$N(i) = \mathcal{L}(i) \cdot \sigma_N \cdot e(i)$$

$N(i)$ ist die Anzahl der Ereignisse einer Ereignismenge, $\mathcal{L}(i)$ die bestimmte Luminosität und $e(i)$ die Detektorkorrektur innerhalb eines Datennahmeabschnittes.
Weiterhin beschreibt σ_N den Wirkungsquerschnitt des Prozesses, für Ereignisse der Ereignismenge N.
Bestimmbar ist die integrierte Luminosiät bis zu einem Datennahmeabschnitt k durch:

$$\mathcal{L}(k) = \sum_{i=k_0,k} L(i)$$

Für die integrierte Anzahl der Ereignisse einer Ereignismenge $\mathcal{N}(k)$ ergibt sich:

$$\mathcal{N}(k) = \sum_{i=k_0,k} N(i)$$

k_0 steht hier für den ersten *run* der Datennahmeperiode und k für den 'run' an dem die bis dahin gemessene integrierte Luminosität bestimmt werden soll.
Die Korrekturen $e(i)$ werden als zeitlich konstant innerhalb der *runs* angenommen.
Diese Detektorkorrekturen sollten jedoch auch bei jedem gemessenen Datennahmenabschnitt ähnlich sein und nicht vom untersuchten physikalischen Prozeß abhängen ($e(i) = e$).
Eine für jeden Datennahmeabschnitt abgetragene aufintegrierte Ereignisanzahl $N(k)$ gegen die aufintegrierte Luminosität $\mathcal{L}(k)$ sollte somit eine Gerade mit der Steigung $\sigma_N * e$ ergeben. Weiterhin sollte die differenzielle Ereigniszahl pro Luminosität ,abgetragen gegen die aufintegrierte Luminosität, eine Horizontale beim Wert $\frac{\sigma_N * e}{\Delta \mathcal{L}}$ ergeben.
Dies ist für beide Jetalgorithmen und verschiedenen Ereignismengen überprüft worden.
Zunächst wird die zeitliche (bzw. luminositätsabhängige) Stabilität der Datennahme der Daten der Datennahmeperiode 1997 überprüft.

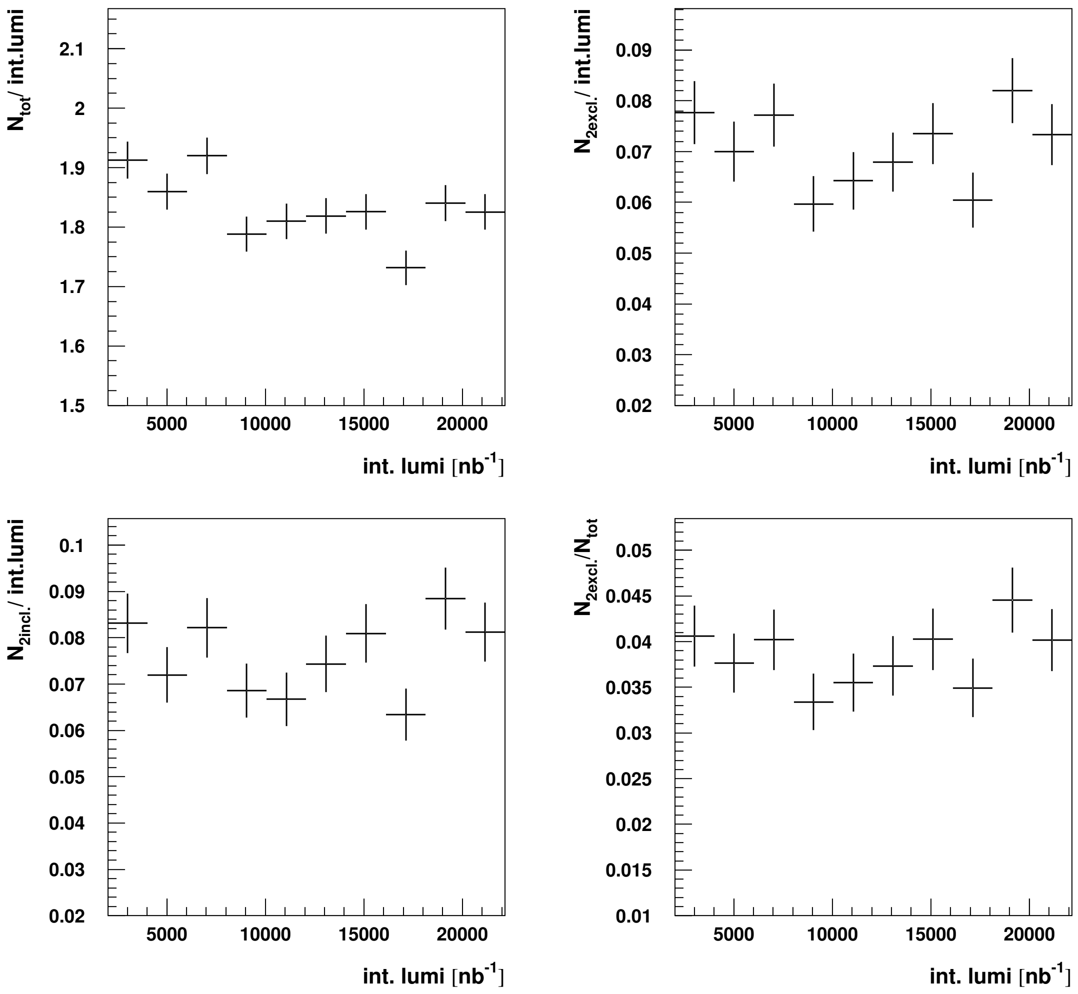

Abbildung 6.15: **Vergleich der pro Luminosität gemessenen Ereignisse gegen die aufintegrierte Luminosität**
Es sind die Daten der Datennahmeperiode 1997 gezeigt. Die 2 Jet exklusive und inklusive Ereignismenge wurde mit dem KTCLUS Jetalgorithmus bestimmt.

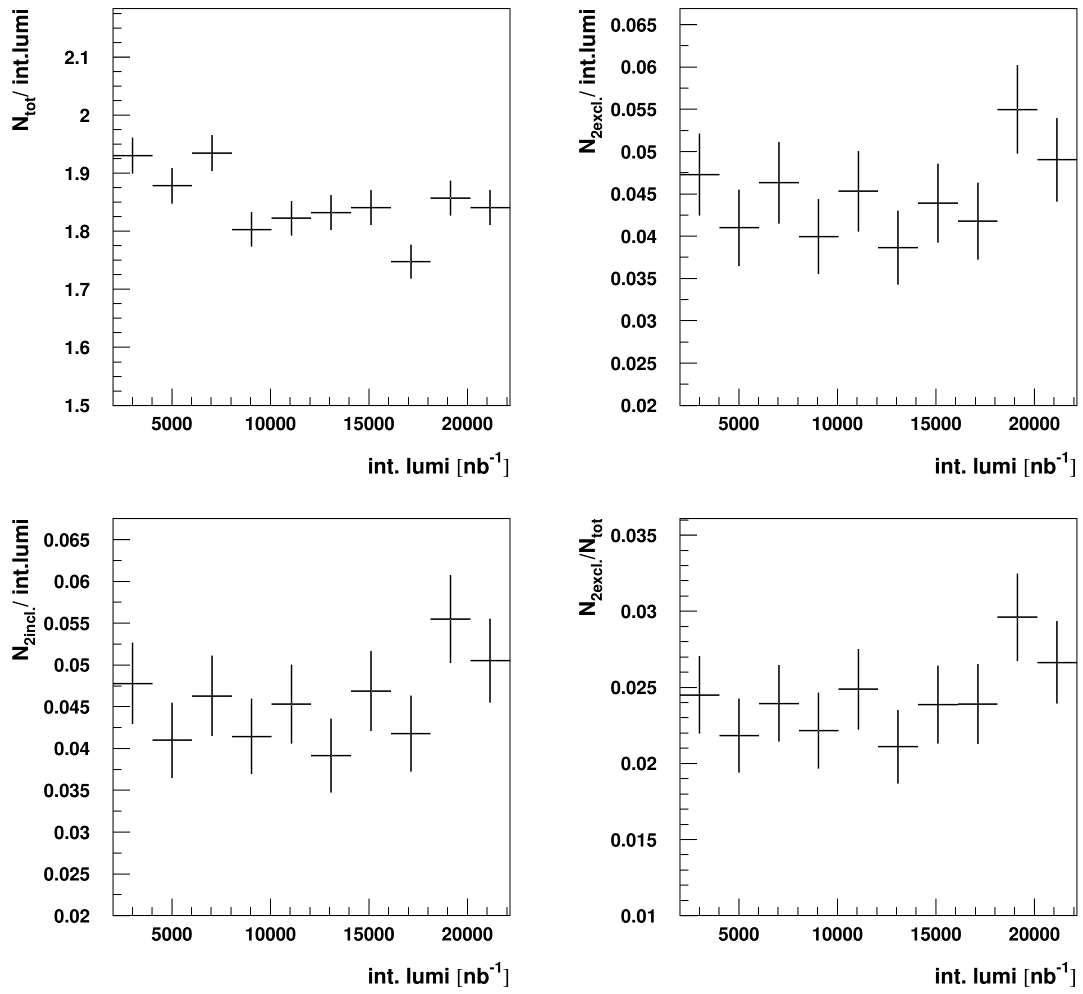

Abbildung 6.16: **Vergleich der pro Luminosität gemessenen Ereignisse gegen die aufintegrierte Luminosität mit dem JADE**
Es sind die Daten der Datennahmeperiode 1997 gezeigt. Die 2 Jet exklusive und inklusive Ereignismenge wurde mit dem JADE Jetalgorithmus bestimmt.

In Abbildung 6.15 und 6.16 sind die Ereigniszahlen verschiedener Ereignismengen pro Luminositätsintervall gegen die bis dahin aufintegrierte Luminosität gezeigt. Es sind Unstimmigkeiten in den totalen Ereignismenge von bis zu 5 Prozent erkennbar. In den 2 Jet Ereignismengen ist ein Anstieg der Ereigniszahlen bei hohen integrierten Luminositäten erkennbar. Eine zeitliche Konstanz der Datennahme ist nicht ausreichend gewährleistet.
Erkennbar ist dies auch in den Abbildungen 6.17 und 6.18. Die ansteigende Rate der 2 Jet Ereignisse ist bisher nicht erklärbar. Die Daten der beiden Datennahmeperioden werden in der weiteren Analyse zusammen betrachtet. Die Instabilität in der Datennahme sollte in einer Behandlung des systematischen Fehlers der Messung mit einfließen. Aufgrund der Abweichungen in der totalen Rate von bis über 20 Prozent in einem Bereich, liegt dieser Fehler am Rande des statistischen Fehlers dieser Messung.

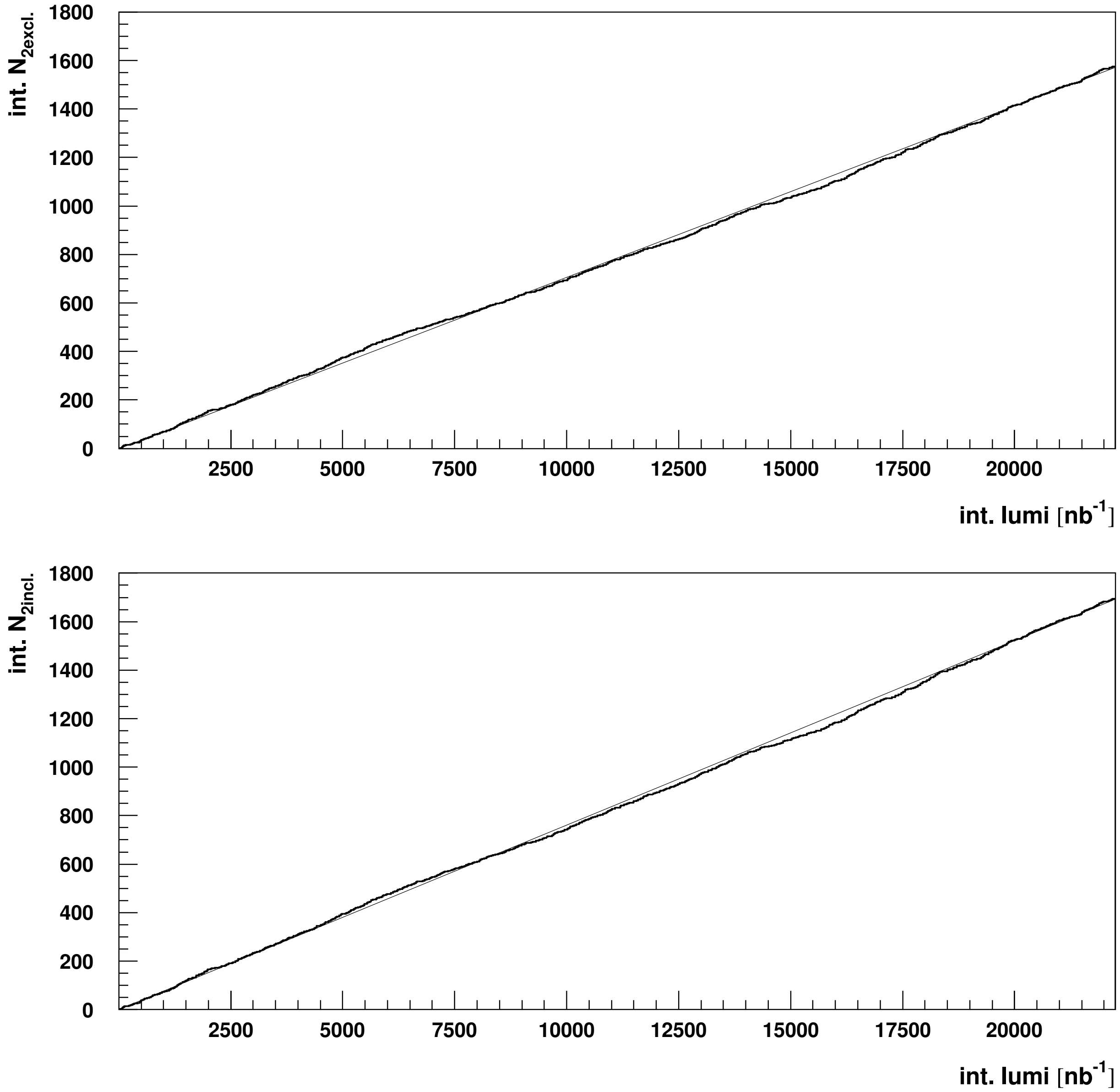

Abbildung 6.17: **Integrierte Ereignisse gegen die aufintegrierte Luminosität** *Es sind die Daten der Datennahmeperiode 1997 gezeigt. Die 2 Jet exklusive und inklusive Ereignismenge wurde mit dem KTCLUS Jetalgorithmus bestimmt. Die totale, 2 Jet exklusive und 2 Jet inklusive Ereignismenge sind gezeigt.*

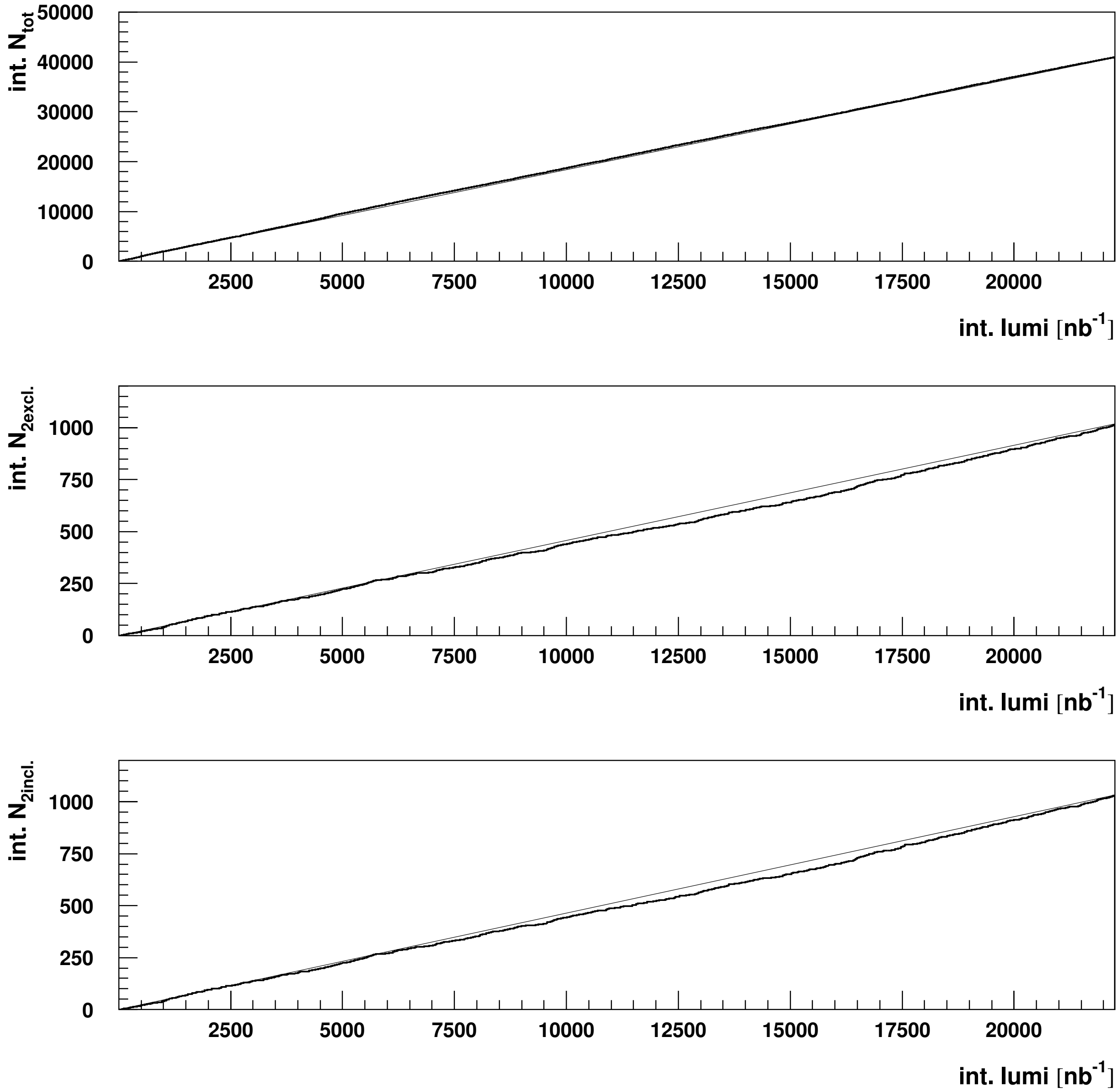

Abbildung 6.18: **Integrierte Ereignisse gegen die aufintegrierte Luminosität** *Es sind die Daten der Datennahmeperiode 1997 gezeigt. Die 2 Jet exklusive und inklusive Ereignismenge ist mit dem JADE Jetalgorithmus bestimmt. Die totale, 2 Jet exklusive und 2 Jet inklusive Ereignismenge sind gezeigt.*

Kapitel 7

Bestimmung der starken Kopplungskonstante

Das Ziel dieses Kapitels ist die Bestimmung der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung aus den gemessenen und untersuchten Daten. Speziell geschieht dies mittels der verschiedenen Jetraten in den fünf Q^2-Bereichen. Es wurde bisher der Zusammenhang zwischen Jets nach der Detektorsimulation und Jets des radiativen Hadronniveaus untersucht. In diesem Kapitel ist nun die Untersuchung der Jet- und Ereignismengenkorrelationen auf den Zusammenhang von Jets auf Partonniveau[1] und Hadronniveau erweitert.
Die Jetraten werden auf QED-Strahlungseffekte und die Hadronisierung korrigiert und mit NLO Rechnungen verglichen. Weiterhin werden Anpassungen der theoretischen Vorhersage an die Daten vorgenommen und daraus Werte der starken Kopplungskonstante in den verschiedenen Q^2-Bereichen ermittelt. Hieraus lassen sich Werte für $\alpha_s(M_Z^2)$ berechnen.

7.1 QED-Strahlungskorrekturen

Die Daten sollen mit NLO-Rechnungen verglichen werden. Abgestrahlte Photonen vom einlaufenden oder auslaufenden Elektron sind in den Disent NLO-Rechnungen nicht berücksichtigt. Die gemessenen Daten müssen für einen sinnvollen Vergleich zunächst auf die aus der QED-Abstrahlung resultierenden Effekte korrigiert werden. Die bisherige Korrektur für Detektoreffekte ist mittels Django Monte Carlos durchgeführt, die ja QED-Abstrahlungen beinhalten.
Die Kinematik radiativer Ereignisse stimmt aufgrund der Photonabstrahlung nicht mit der Kinematik nichtradiativer Ereignisse überein. Beispielsweise reduzieren Photonen, die vom einlaufenden Elektron abgestrahlt werden, die Energie des Elektrons,

[1]Als Partonniveau ist hier bei Lepto Monte Carlos das Niveau nach den Partonschauern, bei Ariadne Monte Carlos das Niveau nach der Farb-Dipol-Kaskade, bezeichnet.

was sich direkt in den kinematischen Werten (y, Q^2) widerspiegelt und somit Einfluß auf die Jetraten hat.
Aus dem Vergleich von Monte Carlo Ereignissen mit und ohne diese *radiativen* Effekte sind die Daten auf QED-Abstrahlung korrigierbar. Eine binweise Korrektur findet wieder Verwendung.
Dadurch ist ein Vergleich der gemessenen, korrigierten Ereignisse mit einem nichtradiativen Hadronniveau möglich. Die Abstrahlung von Photonen beinhaltet zusätzlich eine Korrektur auf fehlende Effizienz und Reinheit zwischen den radiativen und nichtradiativen Niveaus. Sie ist jedoch nicht ermittelbar, da zur Bestimmung des radiativen und nichtradiativen Hadronniveaus zwei verschiedene Monte Carlo Einstellungen auf Matrixelementebene notwendig sind. In dieser Analyse ist diese Korrektur zusammen mit der Strahlungskorrektur in einen Korrekturfaktor C_{rad} zusammengefaßt. C_{rad} berechnet sich aus:

$$C_{rad}(Q^2) = \frac{R_{2,Had}(Q^2)}{R_{2,rad}(Q^2)}$$

Mit:

- $R_{2,rad}$ = Jetrate des Django Lepto Monte Carlos auf dem radiativen Hadronniveau.
- $R_{2,Had}$ = Jetrate des Lepto Monte Carlos auf dem nichtradiativen Hadronniveau.

In den Abbildungen 7.1 und 7.2 sind die errechneten Korrekturfaktoren für unterschiedliche Ereignismengen und beide verwendeten Jetalgorithmen gezeigt. Erkennbar ist, daß die Korrekturfaktoren der QED-Strahlungskorrektur beim KTCLUS Jetalgorithmus mit wachsendem Q^2 ansteigt, während die Korrektur beim JADE Jetalgorithmus in allen Q^2 Bereichen bei ähnlichen Werten liegt. Insgesamt ergeben sich vergleichbare Korrekturen für beide Jetalgorithmen von ca. 10 Prozent.

7.2 Auf das nichtradiative Hadronniveau korrigierte Raten

In den Abbildungen 7.3 und 7.4 sind die auf das nichtradiative Hadronniveau korrigierten Raten gezeigt. Die Korrektur erfolgte wieder mittels 'bin zu bin' Korrektur. Der Korrekturfaktor ergibt sich für jedes Q^2-bin zu:

$$C = C_{Det} * C_{rad} = \frac{R_{2,rad}}{R_{2,Det}} \frac{R_{2,Had}}{R_{2,rad}}$$

Mit:

- $R_{2,Det}$ = Jetrate des Django Lepto Monte Carlos auf Detektorniveau.

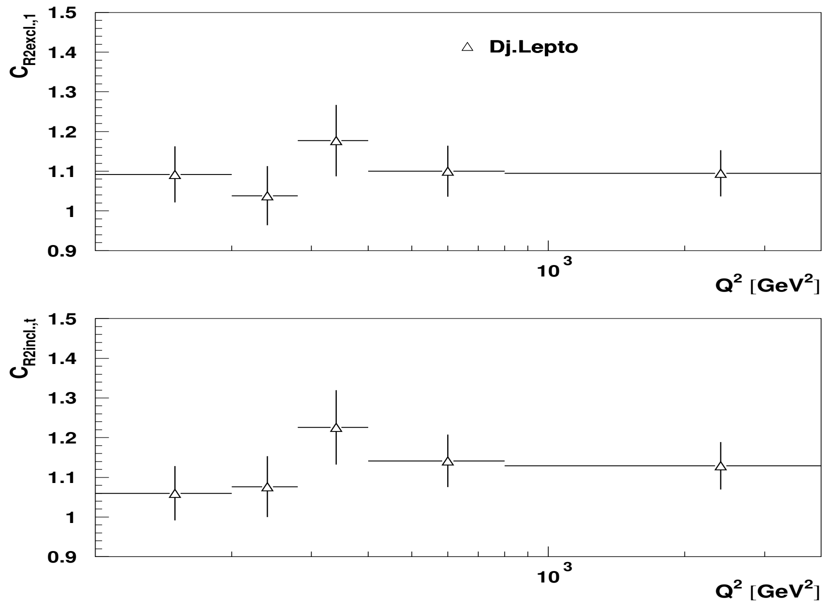

Abbildung 7.1: **Korrekturfaktoren für die QED-Strahlungskorrektur gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus**

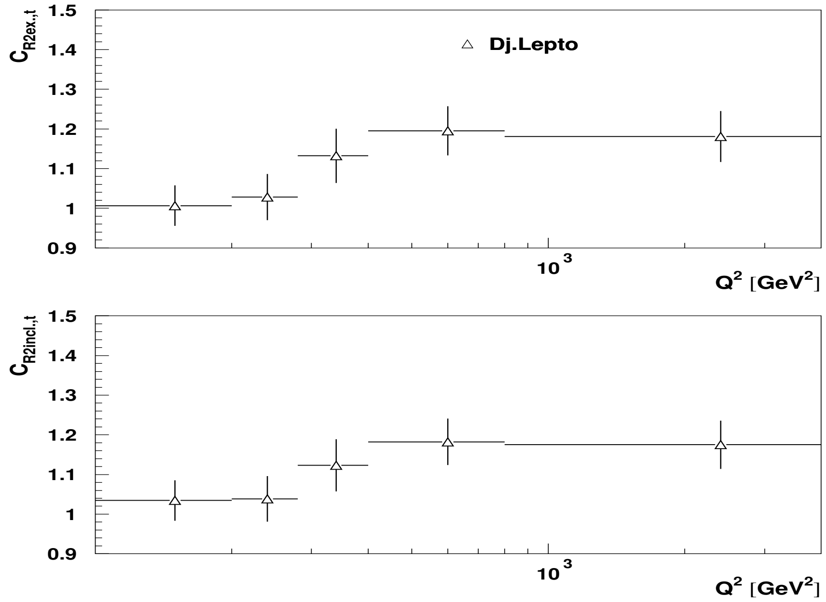

Abbildung 7.2: **Korrekturfaktoren für die QED-Strahlungskorrektur gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**

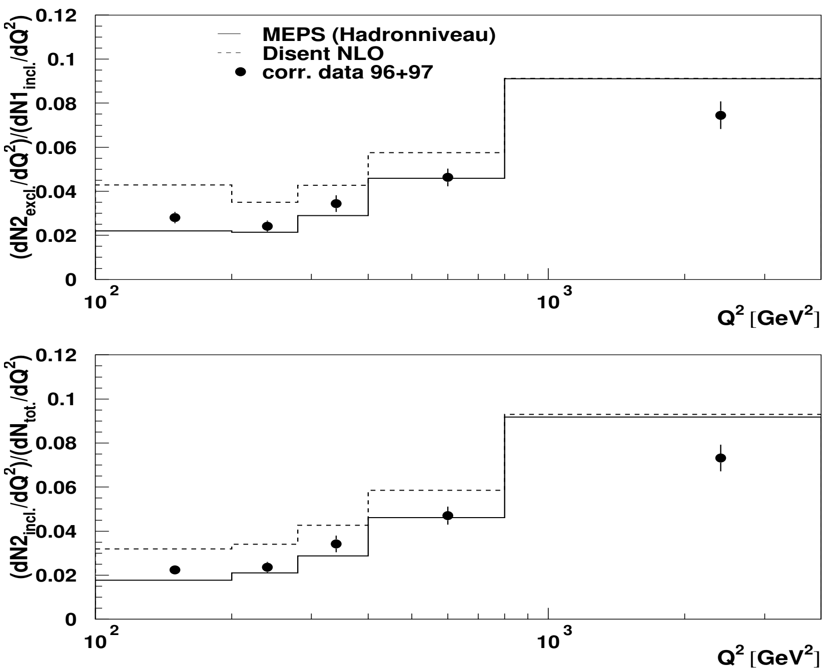

Abbildung 7.3: **Zum Hadronniveau korrigierte Raten gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus**
Die Daten sind mit Django Lepto mit SCI auf das nichtradiative Hadronniveau korrigiert. Zum Vergleich ist die NLO-DISENT und die MEPS-Hadronniveau Vorhersage gezeigt.

- $R_{2,rad}$ = Jetrate des Django Lepto Monte Carlos auf dem radiativen Hadronniveau.

- $R_{2,Had}$ = Jetrate des Lepto Monte Carlos auf dem nichtradiativen Hadronniveau.

Durch Kürzen ergibt sich für die Gesamtkorrektur:

$$C = \frac{R_{2,Had}}{R_{2,Det}}$$

Mittels dieser Korrekturfaktoren sind die Daten beider Datennahmeperioden zusammen korrigiert. Da später verschiedene Einstellungen des Lepto Generators verglichen werden, sei hier angemerkt, daß Lepto ohne *soft colour interaction* (SCI) verwendet wurde.

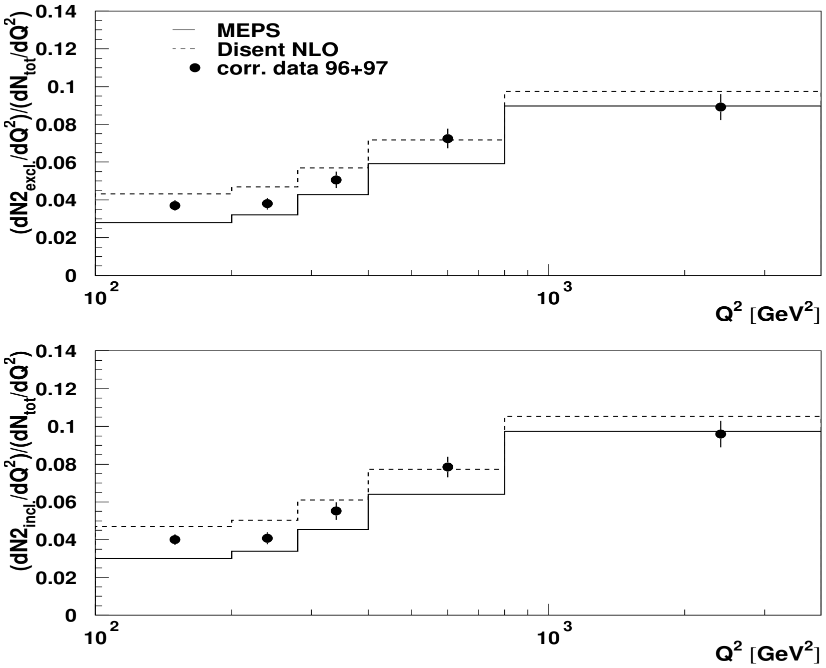

Abbildung 7.4: **Zum Hadronniveau korrigierte Raten gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**
Die Daten sind mit Django Lepto mit SCI auf das nichtradiative Hadronniveau korrigiert. Zum Vergleich ist die NLO-DISENT und die MEPS-Hadronniveau Vorhersage gezeigt.

Aus diesen Abbildungen und dem Vergleich mit den NLO-Rechnungen sind größere Hadronisierungskorrekturen für den JADE Jetalgorithmus im Vergleich zum KTCLUS Jetalgorithmus zu erwarten.

7.3 Einflüsse der Hadronisierung

Zur Bestimmung des Hadronisierungseinflusses werden die Zusammenhänge der Ereignismengen und Jets zwischen dem nichtradiativen Hadronniveau und dem Partonniveau untersucht. Da nur Lepto verwendet wird ist das Partonniveau identisch mit dem Partonschauerniveau von Lepto. Lepto ist wiederum mit SCI verwendet.
Für beide Jetalgorithmen sind wiederum Abbildungen bezüglich Reinheiten und Effizienzen gezeigt. Diesmal ist jedoch der Zusammenhang zwischen einem nichtradiativen Hadronniveau und dem Partonschauerniveau des MEPS Monte Carlos untersucht

worden.
Reinheit $\mathcal{P}$ und Effizienz $\mathcal{E}$ werden definiert durch:

$$\mathcal{P} = \frac{\text{Ereignisse eingeordnet in die gleiche Ereignismenge auf Hadronn. und Parton.}}{\text{Ereignisse dieser Ereignismenge auf Hadronniveau}}$$

$$\mathcal{E} = \frac{\text{Ereignisse eingeordnet in die gleiche Ereignismenge auf Hadronn. und Parton.}}{\text{Ereignisse dieser Ereignismenge auf Partonniveau}}$$

Wiederum beschreibt eine hohe Reinheit und Effizienz einen guten Zusammenhang der Ereignismengen zwischen diesen beiden Niveaus. Der Einfluß der Hadronisierung auf den verwendeten Jetalgorithmus ist ein wichtiges Kriterium für dessen Güte. Diesmal ist nur das MEPS Monte Carlo betrachtet worden.
Beide verwendeten Jetalgorithmen liefern eine ausgezeichnete Reinheit und Effizienz. Die mit dem KTCLUS Jetalgorithmus ermittelte durchschnittliche Reinheit der 2 Jet Ereignismengen liegt bei über 90 Prozent. Die Reinheit dieser Ereignismengen, ermittelt mit dem JADE Jetalgorithmus, liegt bei ca. 80 Prozent. Die Effizienzen liegen bei etwas niedrigeren Werten. Es ergibt sich für beide Jetalgorithmen eine deutliche Zuordnung zwischen den 2 Jet Ereignismengen auf dem Partonniveau und dem Hadronniveau.
Weiterhin sind die Zusammenhänge zwischen den Jets der beiden Niveaus für Ereignisse untersucht, die auf beiden Niveaus der exklusiven 2 Jet Ereignismenge angehören. In den Abbildungen 7.7 und 7.8 sind die Auflösungen der aus dem vorigen Kapitel bekannten Größen gezeigt. Alle Größen sind wiederum für beide Jetalgorithmen stark korreliert. Bemerkenswert ist jedoch, daß der Winkelschwerpunkt der beiden Jets auf Hadronniveau bevorzugt in Vorwärtsrichtung (in Richtung des auslaufenden Protons) liegt. Erklärbar ist dies mit der Farbwechselwirkung zwischen dem auslaufenden Parton und dem Protonrest, die zu einer vorzugweisen Bildung von Hadronen zwischen den Partonen und dem Protonrest führt. Jets werden dadurch auf Hadronniveau in die Vorwärtsrichtung gezogen.
Dieser Effekt ist beim KTCLUS Jetalgorithmus ein wenig stärker ausgeprägt als beim JADE Jetalgorithmus. Auf die speziellen Werte der Auflösungen wird hier nicht weiter eingegangen. Es sei nur erwähnt, daß durch eine Änderung der Anzahl der angepaßten Bereiche Abweichungen von einigen Prozent in den Werten der Standardabweichung erziehlt werden können. Diese Werte sind aus diesem Grunde nicht im Prozentbereich vergleichbar. Die relative Auflösung in x_p und z_p liegt bei 10-15 Prozent und es ergeben sich kaum Unterschiede zwischen den beiden Jetalgorithmen. Die Korrelation der Jets zwischen Partonniveau und dem Hadronniveau ist deutlich besser, als die im vorigen Kapitel untersuchte Korrelation zwischen dem radiativen Hadronniveau und dem Detektorniveau.

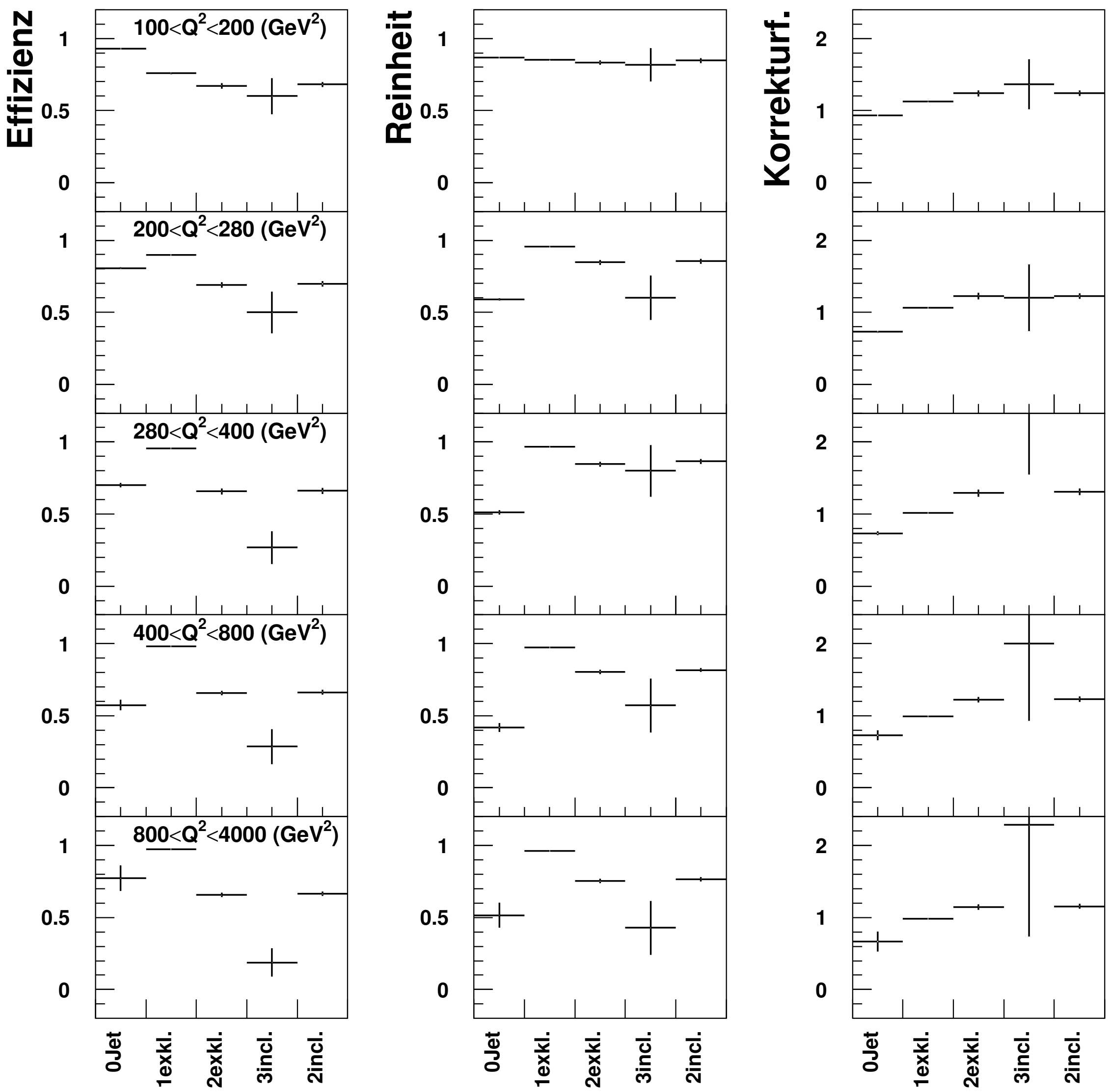

Abbildung 7.5: **Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus zwischen Partonschauerniveau und nichtradiativem Hadronniveau**
Dargestellt sind alle Größen als Relation zwischen Partonshowerniveau und nichtradiativem Hadronniveau. Die Abbildungen sind von oben nach unten in steigender Reihenfolge für die fünf Q^2 Bereiche gezeigt.

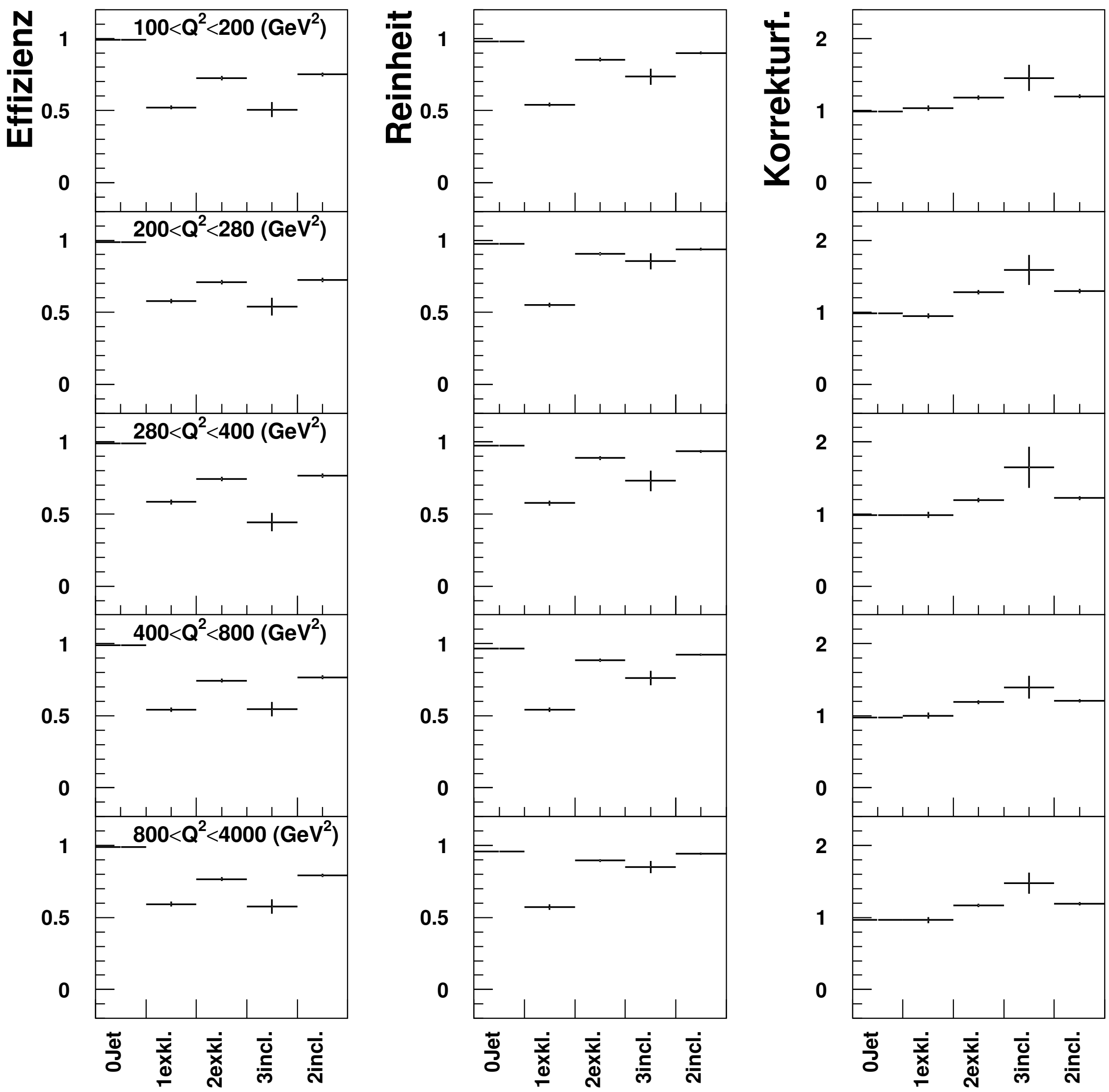

Abbildung 7.6: **Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus zwischen Partonschauerniveau und nichtradiativem Hadronniveau**
Dargestellt sind alle Größen als Relation zwischen Partonshowerniveau und nichtradiativem Hadronniveau. Die Abbildungen sind von oben nach unten in steigender Reihenfolge für die fünf Q^2 Bereiche gezeigt.

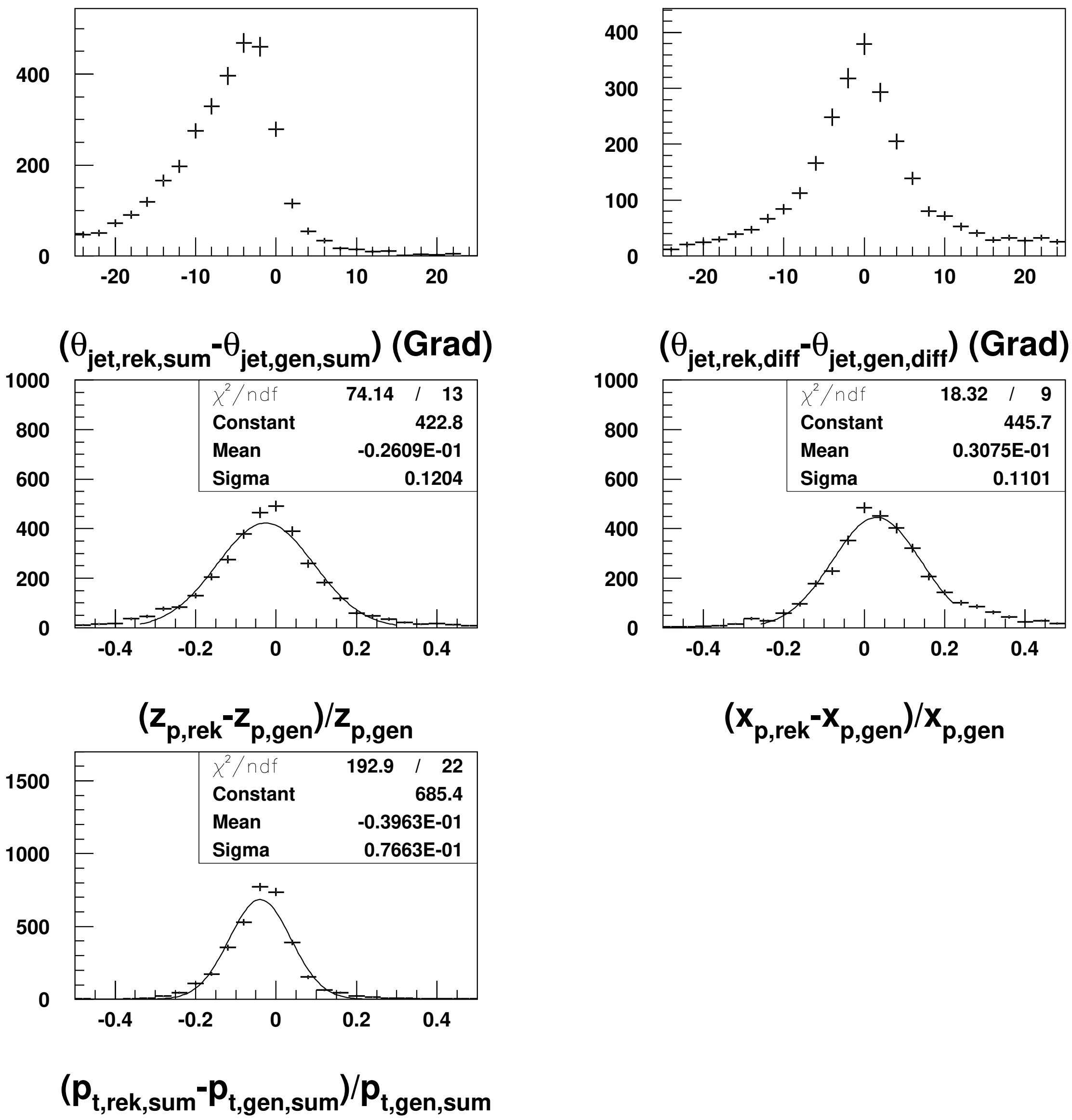

Abbildung 7.7: θ_{sum}, θ_{diff}, z_p, x_p **und** $p_{t,sum}$ **Korrelationen zwischen Hadronisierung und Partonniveau bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**
Es wurden nur Ereignisse verwendet, die sowohl auf nichtradiativem Hadronniveau als auch auf Partonshowerniveau zur 2 Jet exklusiven Ereignismenge zählen.

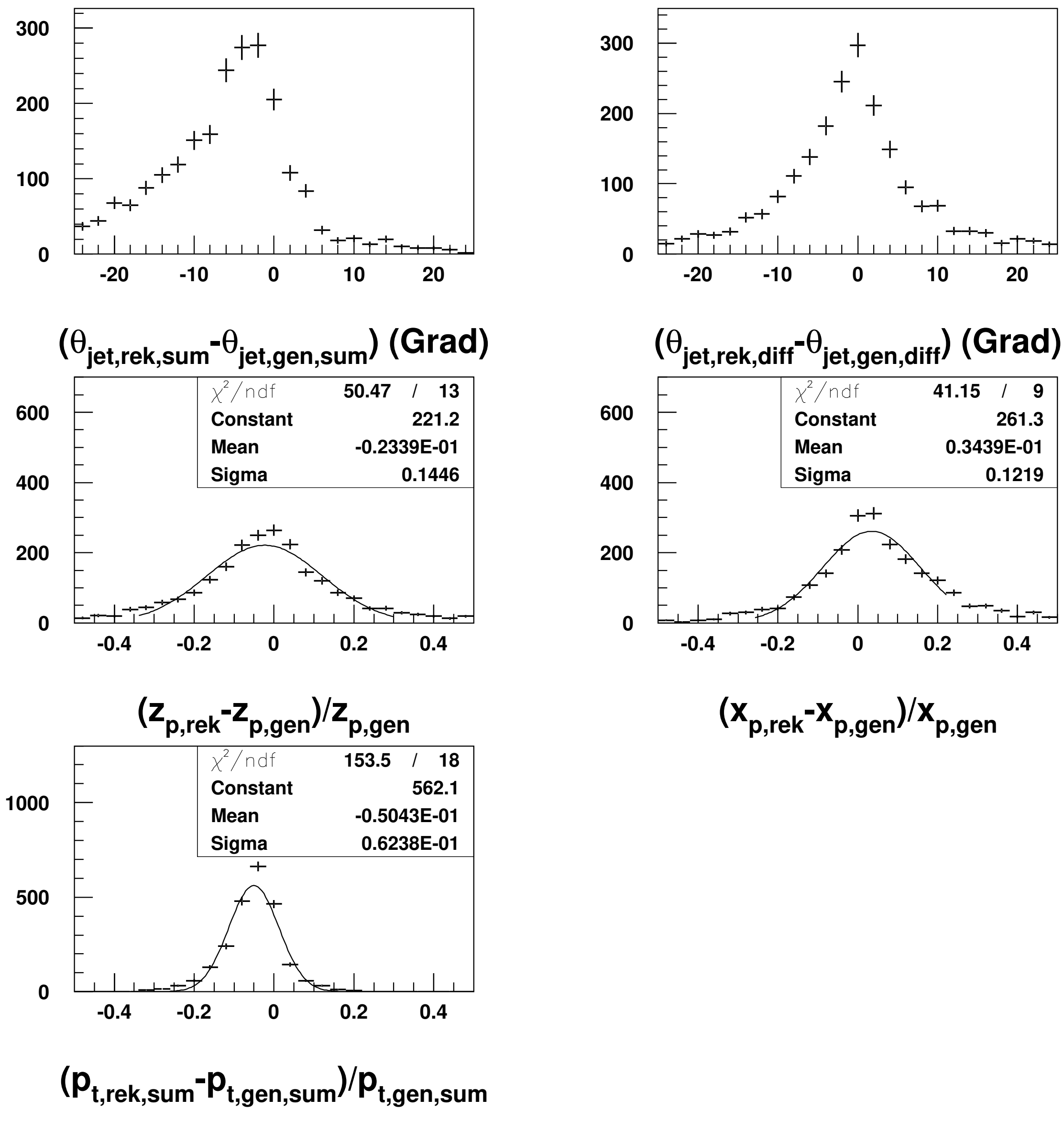

Abbildung 7.8: θ_{sum}, θ_{diff}, z_p, x_p **und** $p_{t,sum}$ **Korrelationen zwischen Hadronisierung und Partonniveau bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus**
Es wurden nur Ereignisse verwendet, die sowohl auf nichtradiativem Hadronniveau als auch auf Partonshowerniveau zur 2 Jet exklusiven Ereignismenge zählen.

7.4 Hadronisierungskorrektur

Eine Korrektur auf Effekte der Hadronisierung wird wiederum mit einer binweisen Korrektur durchgeführt. Zur Untersuchung der Modellabhängigkeit sind verschiedene Monte Carlos generierbar. Gezeigt werden die Korrekturfaktoren für verschiedene Monte Carlos mit der gleichen Einstellung der fundamentalen Parameter wie im Django Monte Carlo, das auf Detektorniveau verwendet wurde. Natürlich sind diese Monte Carlo Ereignissen nichtradiativ.
In tiefinelastischer Streuung bei HERA sind sogenannte *rapidity gap events* aufgetreten [35]. Sie zeichnen sich durch keinen hadronischen Energiefluß in einem großen Pseudorapiditätsintervall in Protonrichtung aus. Erklärungen für diese Ereignisse liefern Modelle mit Pomeron-Austausch oder die *soft colour interaction* (SCI). Näheres zur SCI findet sich in Ref. [15]. SCI ist im auf Detektorniveau verwendeten Django Lepto Monte Carlo aktiv. Hier ist nun der Einfluß der SCI auf die Hadronisierung untersucht.
Die Korrekturfaktoren für die Hadronisierung sind wieder als

$$C_{Had}(Q^2) = \frac{R_{2,par}(Q^2)}{R_{2,Had}(Q^2)}$$

mit:

- $R_{2,Had}$ = Jetrate des Lepto Monte Carlos auf dem nichtradiativen Hadronniveau.
- $R_{2,par}$ = Jetrate des Lepto Monte Carlos auf dem Partonschauerniveau (MEPS).

In den Abbildungen 7.9 und 7.10 sind diese Hadronisierungskorrekturen für das Lepto Monte Carlo mit SCI gezeigt. Sie liegen bei beiden Jetalgorithmen im Mittel bei ca. 20 Prozent.
Ein Ariadne Monte Carlo ist als Vergleich herangezogen (Abbildung 7.11 und 7.12). Es sind die gleichen Einstellungen, wie im Lepto Monte Carlo verwendet. Es ergeben sich drastische Modellunterschiede zwischen dem Lepto Monte Carlo mit SCI und dem Ariadne Monte Carlo für den KTCLUS Jetalgorithmus von 15-20 Prozent. Beim JADE Jetalgortihmus sind diese Unterschiede geringer (ca. 10 Prozent). Während Lepto die Hadronisierungskorrektur beim KTCLUS im Durchschnitt mit 20 Prozent abschätzt, liegt sie bei Ariadne bei ca. 5 Prozent. Diese Abhängigkeit ist mittels der Soft-Colour-Interaction in Lepto erklärbar.
In den Abbildungen 7.13 und 7.14 sind die Hadronisierungskorrekturen mittels eines Lepto Monte Carlos, welches wieder mit den gleichen Einstellungen wie ersteres generiert wurde, aber diesmal ohne SCI, gezeigt. Erkennbar ist deutlich, daß Lepto ohne SCI beim KTCLUS zu ähnlichen Korrekturen führt wie Ariadne.
Zusammenfassend ist deutlich, daß die SCI einen deutlichen Einfluß auf die Hadronisierung hat. Der Unterschied der Hadronisierungskorrekturen zwischen Monte Carlos

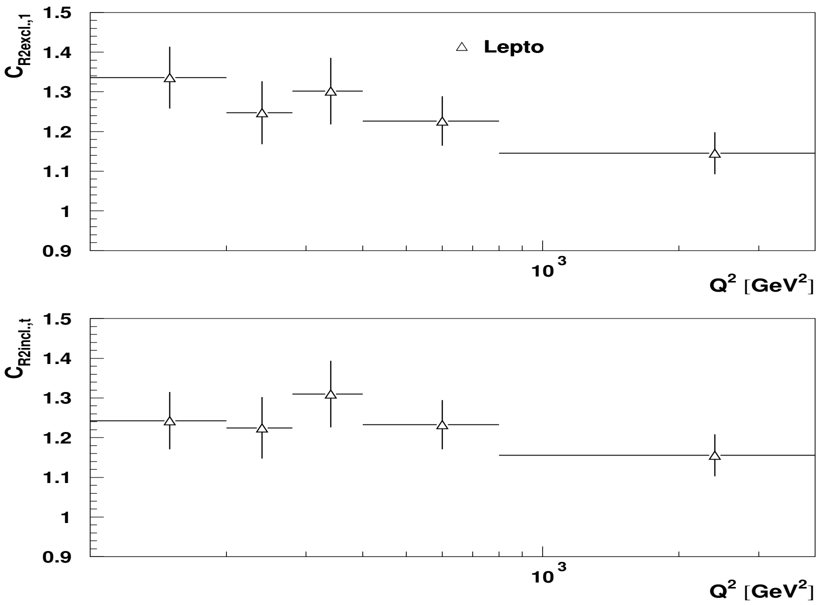

Abbildung 7.9: **Hadronisierungskorrekturen für Lepto mit Soft-Colour-Interaction gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus**

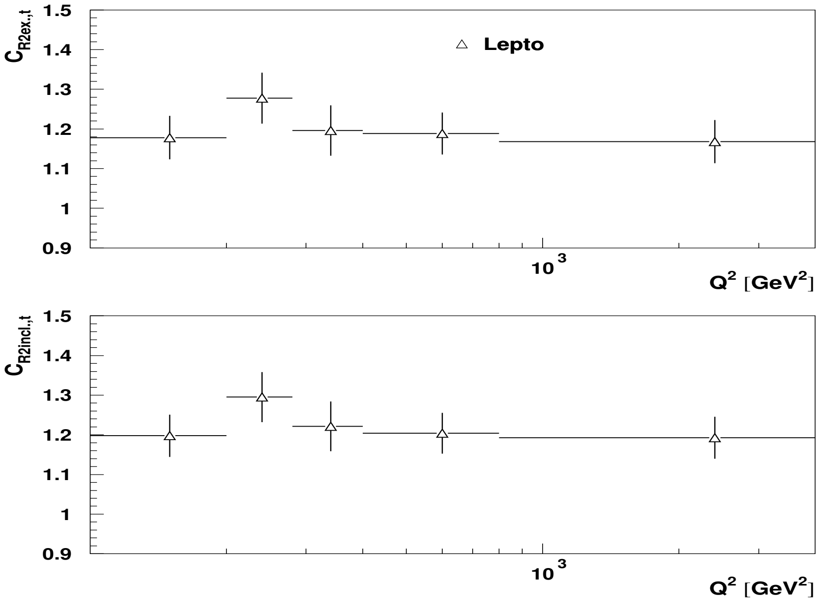

Abbildung 7.10: **Hadronisierungskorrekturen für Lepto mit Soft-Colour-Interaction gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**

ohne SCI (Ariadne+Lepto ohne SCI) und dem Lepto Monte Carlo mit SCI beträgt beim JADE ca. 10 Prozent, beim KTCLUS 15-20 Prozent.
Die Unterschiede zwischen den beiden Monte Carlos ohne SCI sind bei beiden Jetalgorithmen sehr gering (unter 5 Prozent).
Zusammenfassend seihen hier einmal die verwendeten Monte Carlos mit einigen Einstellung tabelliert:

Nr.	Monte Carlo	Partondichten
Monte Carlos zur Detektorsimulation (mit QED-Korrekturen)		
1	Django Ariadne	MRSH [29]
2	Django Lepto	GRV94HO [30]
Monte Carlos zur Hadronisierung (ohne QED-Korrekturen) Diese Monte Carlos verwenden alle die gleichen Einstellungen wie Nr. 2		
3	Lepto mit SCI	GRV94HO
4	Ariadne	GRV94HO
5	Lepto ohne SCI	GRV94HO

7.5 Vergleich mit Rechnungen der NLO

Eine Korrektur auf das Partonniveau ist durchgeführt, indem die Daten mit einem Gesamtkorrekturfaktor C für jeden Q^2 Bereich mutlipliziert wurden. Der Korrekturfaktor ergibt sich für jedes Q^2-bin zu:

$$C = C_{Det} * C_{rad} * C_{Had} = \frac{R_{2,rad}}{R_{2,Det}} \frac{R_{2,Had}}{R_{2,rad}} \frac{R_{2,par}}{R_{2,Had}}$$

Mit:

- $R_{2,Det}$ = Jetrate des Django Lepto Monte Carlos auf Detektorniveau.
- $R_{2,rad}$ = Jetrate des Django Lepto Monte Carlos auf dem radiativen Hadronniveau.
- $R_{2,Had}$ = Jetrate des Lepto Monte Carlos auf dem nichtradiativen Hadronniveau.
- $R_{2,par}$ = Jetrate des Lepto Monte Carlos auf dem Partonschauerniveau (MEPS).

Durch Kürzen ergibt sich für die Gesamtkorrektur:

$$C = \frac{R_{2,par}}{R_{2,Det}}$$

Zur Ermittelung der Jetraten auf Detektorniveau und auf Partonniveau sind unabhängig generierte Monte Carlo Ereignisse verwendet. Die Jetrate $R_{2,Det}$ ist mit

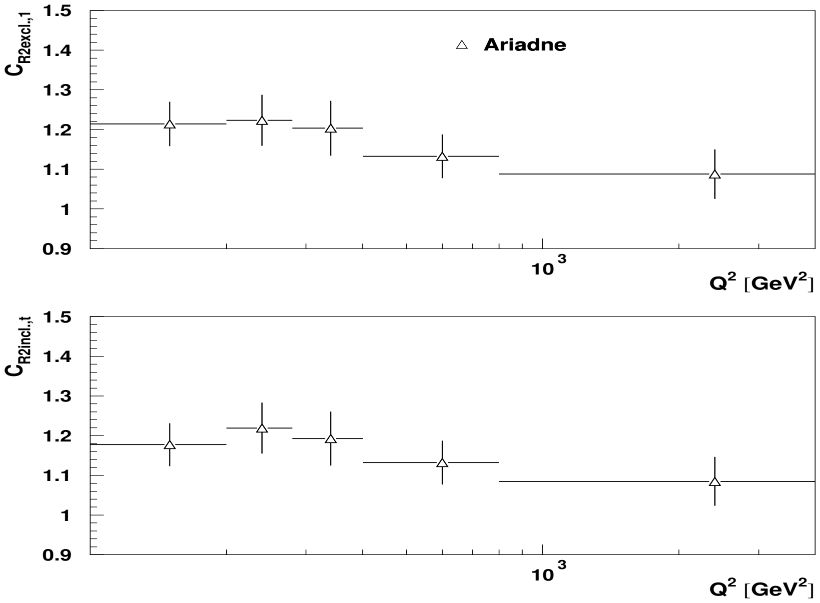

Abbildung 7.11: **Hadronisierungskorrekturen für Ariadne gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus**

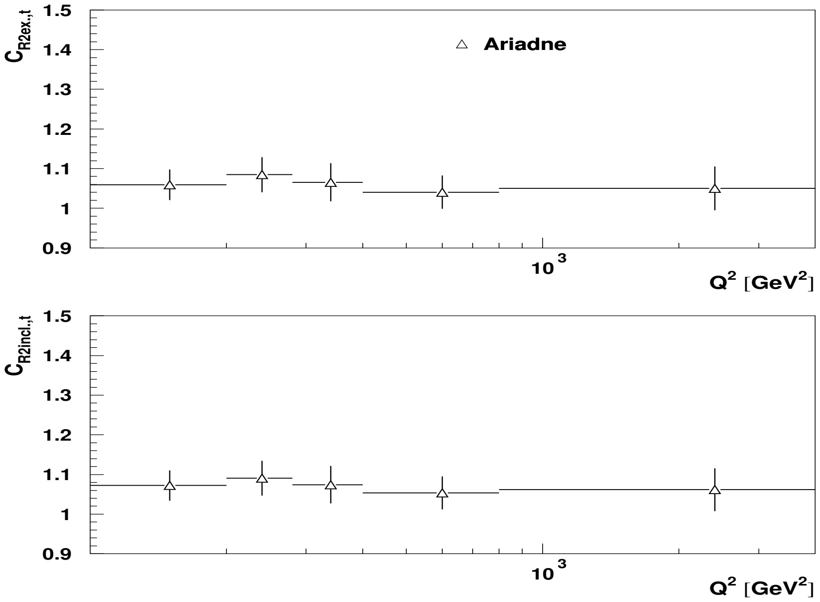

Abbildung 7.12: **Hadronisierungskorrekturen für Ariadne gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**

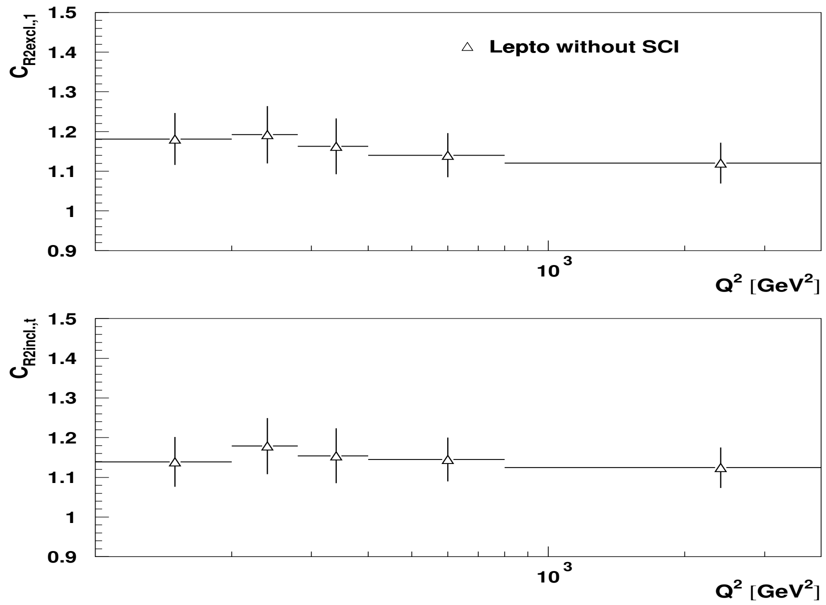

Abbildung 7.13: **Hadronisierungskorrekturen für Lepto ohne Soft-Colour-Interaction gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus**

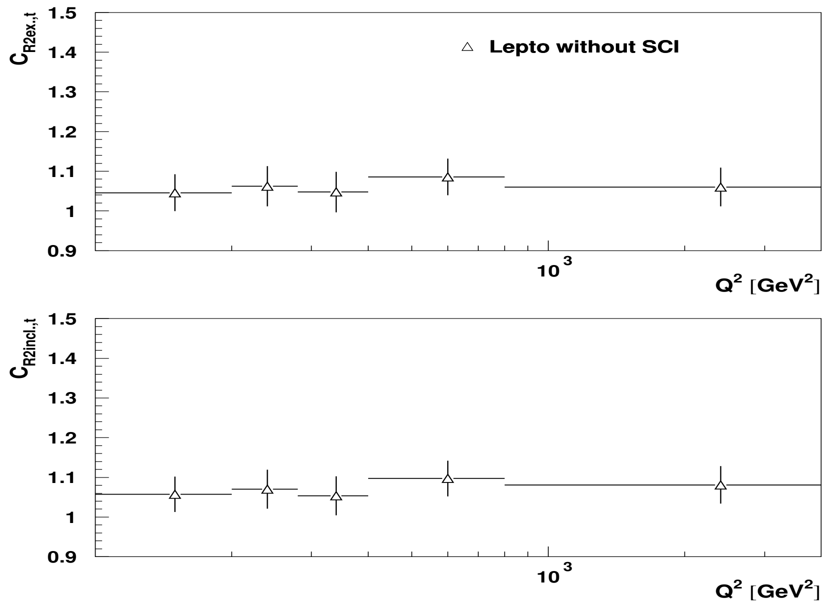

Abbildung 7.14: **Hadronisierungskorrekturen für Lepto ohne Soft-Colour-Interaction gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**

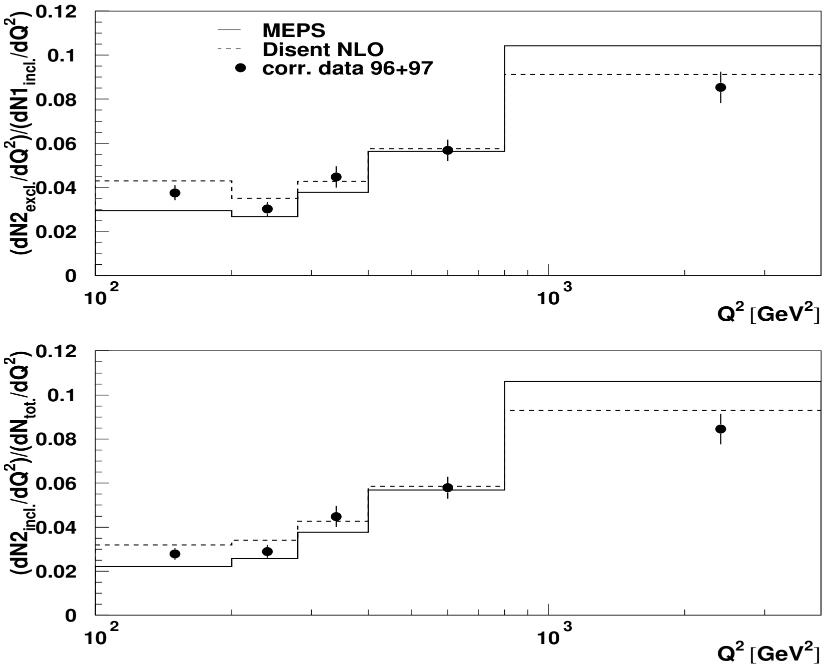

Abbildung 7.15: **Zum Partonniveau korrigierte Raten gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus**
Die Daten sind mit Django Lepto mit SCI korrigiert. Zum Vergleich ist die NLO-DISENT und die MEPS Vorhersage gezeigt.

dem radiativen Django Lepto Monte Carlo ermittelt, $R_{2,par}$ ist mittels des nichtradiativen Lepto Monte Carlos mit SCI ermittelt.
Der Fehler des Korrekturfaktors ergibt sich somit als statistischer Fehler mittels quadratischer Fehlerfortpflanzung für jedes bin zu:

$$\Delta C = \sqrt{(\frac{dC}{dR_{2,Det}}\Delta R_{2,Det})^2 + (\frac{dC}{dR_{2,par}}\Delta R_{2,par})^2}$$

Der Fehler der Raten ΔR_2 ist der statistische Fehler der Raten.
Es ist kein systematischer Fehler der Messung ermittelt worden. Zur Ermittelung und Abschätzung der Größe des systematischen Fehlers siehe Ref.[6] und [27].
Korrigiert sind die Jetraten wieder mittels:

$$R_{2,c}(Q^2) = C(Q^2)R_{2,Daten}(Q^2)$$

Die somit auf das Partonschauerniveau von MEPS korrigierten Raten sind in Abbildung 7.15 und 7.16 gezeigt. Der Fehler der korrigierten Jetraten ergibt sich wieder

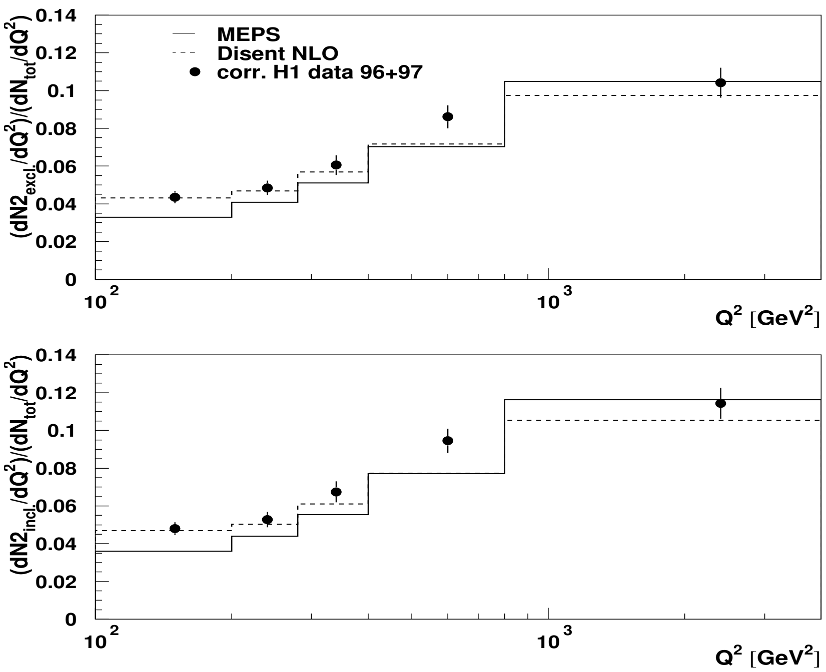

Abbildung 7.16: **Zum Partonniveau korrigierte Raten gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus**
Die Daten sind mit Django Lepto mit SCI korrigiert. Zum Vergleich ist die NLO-DISENT und die MEPS Vorhersage gezeigt.

mittels quadratischer Fehlerfortpflanzung.

Als Vergleich ist das Partonniveau des MEPS Monte Carlos und die NLO Vorhersage von DISENT eingetragen. Die verwendeten Partondichtefunktionen sind CTEQ-4M [31] in DISENT und GRV-HO im MEPS Monte Carlo. CTEQ-4M verwendet $\alpha_s(M_Z^2) = 0,116$.

Erkennbar ist, daß die NLO-Rechnung die Daten in allen Bereichen besser beschreibt als das Lepto Monte Carlo auf Partonniveau (MEPS). Der Verlauf der Daten mit Q^2 ist bei beiden Jetalgorithmen ähnlich, jedoch ist der Unterschied zu den NLO-Rechnung anders. Die absolute Höhe der Jetraten liegt beim JADE Jetalgorithmus unterhalb der NLO-Rechnung, beim KTCLUS Jetalgorithmus oberhalb der NLO-Rechnung.

Beide Jetalgoritmen *sehen* zwar ähnliche Verläufe, aber mit unterschiedlicher totaler Höhe. Daraus folgen unterschiedliche Werte für die starke Kopplungskonstante in fast allen Q^2 Bereichen.

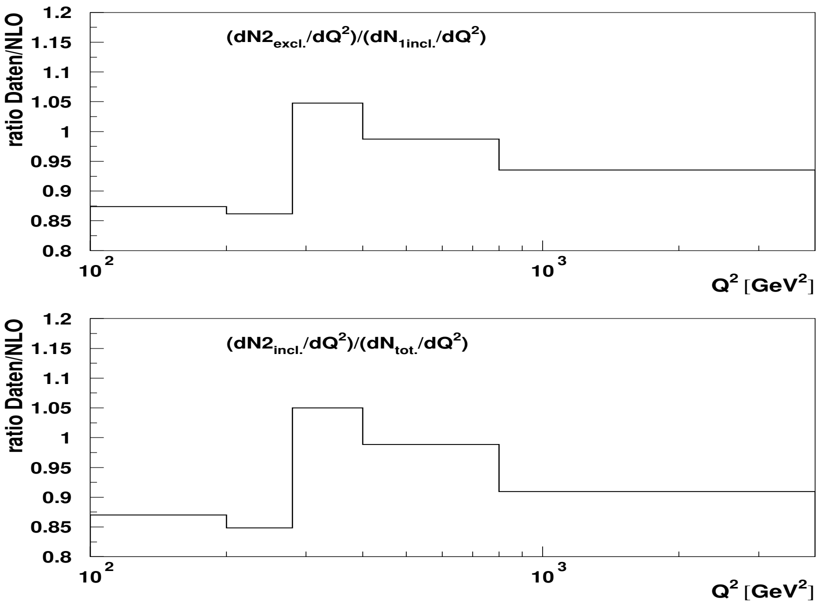

Abbildung 7.17: **Verhältnis der korrigierten Jetraten des JADE Jetalgorithmus und NLO Rechnungen**

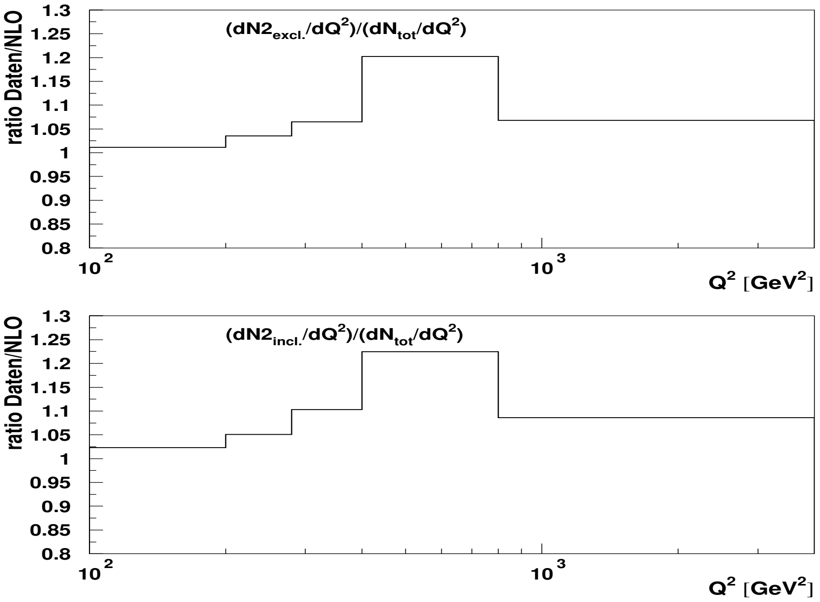

Abbildung 7.18: **Verhältnis der korrigierten Jetraten des KTCLUS Jetalgorithmus und NLO Rechnungen**

7.6 Ergebnisse der α_s-Anpassung

Es sind die Ergebnisse der α_s-Anpassung gezeigt und es wird versucht eine Interpretation der ermittelten Werte zu geben.
In der unteren Tabelle sind die Mittelwerte der Q^2-Bereiche angegeben. Bei diesen Mittelwerten sind die gemessenen Datenpunkte in den Abbildungen der Anpassungen plaziert.

Bereich	1	2	3	4	5
Q^2[GeV^2]	100.-200.	200.-280.	280.-400.	400.-800.	800.-4000.
$< Q^2 >$ [GeV^2]	160.87	235.73	331.47	547.32	1442.21

Die α_s-Anpassung ist wiederum so gewählt, daß χ^2 minimal wird. Λ_{n_f} fungiert als einziger freier Parameter. Es wird über alle fünf Bereiche k summiert:

$$\chi^2(\Lambda^2_{nf}) = \min \sum_{k=1}^{5} \frac{(\alpha_s(Q^2_k) - \alpha_s(Q^2_k, \Lambda^2_{nf}))^2}{(\Delta\alpha_s(Q^2_k))^2}$$

Hierin ist $\Delta\alpha_s(Q^2_k)$ der statistische Fehler des im Bereich k ermittelten Wertes $\alpha_s(Q^2_k)$.

JADE Jetalgorithmus

Die Abbildungen 7.19 und 7.20 zeigen $\alpha_s(M_Z^2)$-Anpassungen aus den korrigierten Jetraten des JADE Jetalgorithmus. Erkennbar ist in den Abbildungen deutlich, daß die ermittelten $\alpha_s(Q^2)$-Werte für die einzelnen Bereiche stark schwanken und keinen schönen Abfall mit steigendem Q^2 aufweisen. Die gestrichelte Kurve zeigt den theoretischen Verlauf von α_s mit Q^2, mit best angepaßtesten Λ-Wert. Die beiden vollen Kurven repräsentieren den 1-Sigma Fehler.
Es trugen alle fünf Bereiche zur Anpassung bei. Für die $\frac{N2_{excl.}}{N1_{incl.}}$-Rate wurde folgender Wert ermittelt:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0,111 \pm 0,003$$

χ^2/ndf liegt bei 0,61. Für die $\frac{N2_{incl.}}{N1_{tot.}}$-Rate wurde folgender Wert ermittelt:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0,111 \pm 0,003$$

χ^2/ndf liegt bei 0,71. Beide ermittelten Werte sind folglich konsistent.

KTCLUS Jetalgorithmus

Die $\alpha_s(Q^2)$-Werte der beiden Jetraten des KTCLUS Jetalgorithmus sind in den Abbildungen 7.21 und 7.22 gezeigt. Die ermittelten $\alpha_s(Q^2)$-Werte liegen in fast allen Bereichen über den Werten die mittels des JADE Jetalgorithmus ermittelt wurden.

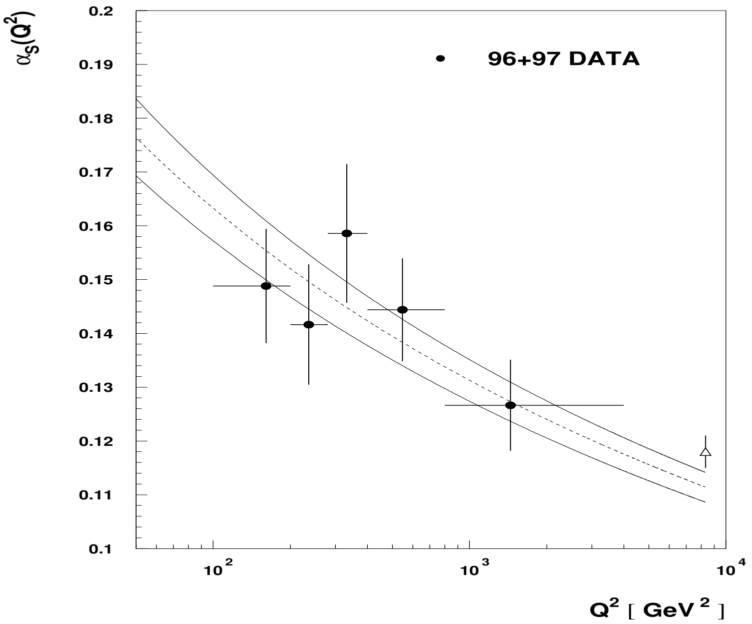

Abbildung 7.19: **Die aus der $\frac{N2_{excl.}}{N1_{incl.}}$-Rate des JADE Jetalgorithmus resultierende α_s-Anpassung**

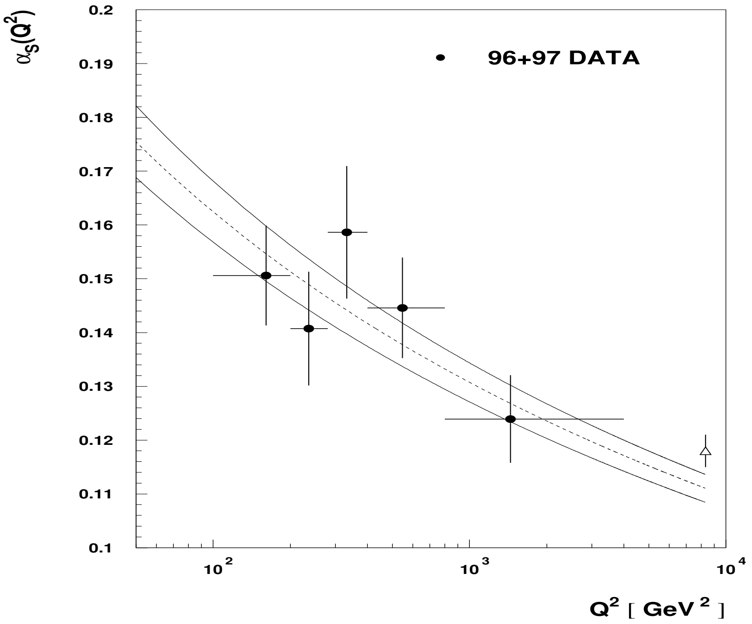

Abbildung 7.20: **Die aus der $\frac{N2_{incl.}}{N_{tot}}$-Rate des JADE Jetalgorithmus resultierende α_s-Anpassung**

Die Anpassung der Werte der $\frac{N2_{excl.}}{N2_{tot}}$-Rate ergibt:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0,121 \pm 0,003$$

χ^2/ndf liegt bei 0,98. Bei einer Anpassung der $\frac{N2_{incl.}}{N2_{tot}}$-Rate ergibt sich:

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0,122 \pm 0,002$$

χ^2/ndf liegt bei 1,18.
Der Unterschied zwischen den α_s-Werten des JADE Jetalgorithmus und des KTCLUS Jetalgorithmus beträgt ca. 3 Sigma.

Interpretation der Ergebnisse

Der Q^2-Verlauf der korrigierten Jetraten beider Jetalgorithmen ist nicht identisch mit dem Verlauf der NLO-Rechnungen. Die Daten lassen eine Art Sättigungskurve erkennen. Die NLO-Rechnungen zeigen jedoch einen nahezu konstanten Anstieg. Hieraus folgen $\alpha_s(Q^2)$-Werte die nur bedingt den Abfall von α_s mit steigendem Q^2 erkennen lassen. Wegen des hohen statistischen und systematischen Fehlers der Messung können hieraus keine Folgerungen gezogen werden.
Die Resultate beider Jetalgorithmen unterscheiden sich jedoch drastisch durch die Absoluthöhe der α_s-Werte. Der JADE Jetalgorithmus tendiert zu deutlich kleineren Werten als der KLCLUS. Dieser Effekt würde sich ein wenig abschwächen, falls die Hadronisierungskorrektur mittels eines Monte Carlos ohne soft-colour-interaction durchgeführt würde.

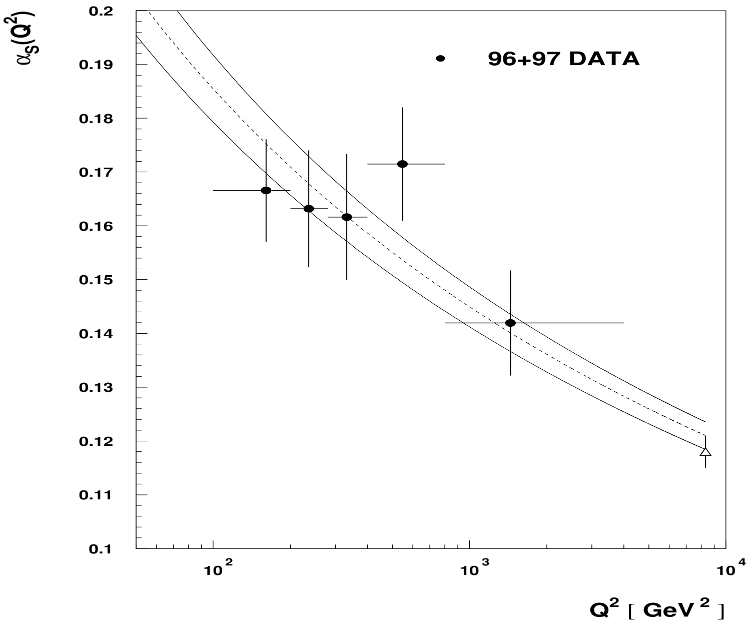

Abbildung 7.21: **Die aus der $\frac{N2_{excl.}}{N2_{tot}}$-Rate des KTCLUS Jetalgorithmus resultierende α_s-Anpassung**

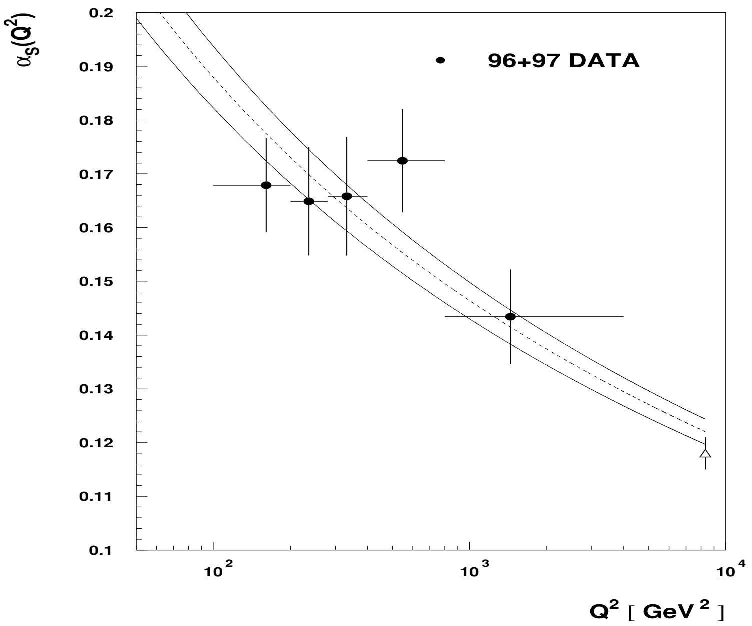

Abbildung 7.22: **Die aus der $\frac{N2_{incl.}}{N2_{tot}}$-Rate des KTCLUS Jetalgorithmus resultierende α_s-Anpassung**

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Die hohe Luminosität der Datennahmeperiode 1997 ermöglicht es harte Kriterien an Jets zu stellen. Ebenfalls hat sich der statistische Fehler der Messung soweit verkleinert, daß eine detaillierte Untersuchung systematischer Effekte der Jetbestimmung möglich und nötig ist. In dieser Arbeit wurden 2 verschiedene Jetalgorithmen verglichen und es konnte gezeigt werden, daß der longitudinal invariante $k_\perp$ Jetalgorithmus und der JADE Jetalgorithmus beide vergleichbare Auflösungen, Effizienzen, Reinheiten und Korrekturfaktoren liefern können, falls beide ähnlich verwendet werden. Das heißt für den Fall, daß auch beim JADE Jetalgorithmus ein minimales p_t gefordert wird. In der vorliegenden Analyse ist dieser p_t-Schnitt im Laborsystem durchgeführt worden. Ein Schnitt auf das p_t der Jets im Breit-System würde auch beim JADE Jetalgorithmus eine weitere Verbesserung der Jetkorrelation bewirken.
Die Verwendung kombinierter Cluster-Spur-Objekte ist ausführlich untersucht worden. Gezeigt wurde, daß diese Objekte ein ausgeglicheneres Verhältnis von Reinheit und Effizienz liefern und daß daraus Korrekturfaktoren nahe bei 1 folgen. Die Streuung der Auflösung ändert sich dagegen nicht merklich. Die skalierten Spuren sind nicht mit dem Lepto Monte Carlo beschreibbar. Es ergeben sich unterschiedliche korrgierte 2 Jet Ereignismengen und damit auch unterschiedliche Raten und Wirkungsquerschnitte.
Weiterhin wurde die zeitliche Stabilität der Jetratenbestimmung anhand der Daten des Jahres 1997 untersucht. Es ergeben sich vor allem bei der Verwendung des KTCLUS Jetalgorithmus große Fluktuationen.
Im letzten Kapitel ist gezeigt, daß die Hadronisierungskorrekturen stark von *soft colour interaction* abhängt. Es wurden $\alpha_s(Q^2)$ und $\alpha_s(M_Z^2)$ Werte bestimmt.
Bei der Verwendung des JADE Jetalgorithmus ergeben sich kleinere $\alpha_s(Q^2)$-Werte als bei der Verwendung des KTCLUS Jetalgorithmus.
Weitere Jetanalysen bei H1 sollten versuchen die Stabilität der Jetbestimmung zu erhöhen und Gründe für die Diskrepanz zwischen den korrigierten Jetraten des JADE und KTCLUS Jetalgorithmus und NLO-Rechnungen zu finden.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Der Elektron-Proton-Speicherring HERA mit Vorbeschleunigern 8
2.2 Der H1-Detektor 9
2.3 Längsschnittzeichnung des Liquid-Argon-Kalorimeters. 10

3.1 Darstellung der tiefinelastischen ep-Streuung. 14
3.2 Borngraph zur tiefinelatischen Streuung. 16
3.3 Beispiele zu QCD Korrekturen der Ordnung α_s zur tiefinelastischen ep-Streuung. 19
3.4 Beispiel zu einer virtuellen Korrektur zur tiefinelastischen ep-Streuung. 19
3.5 Beispiele zu QCD Korrekturen der Ordnung α_s^2 zur tiefinelastischen ep-Streuung. 20
3.6 Darstellung zur Hadronisierung und Detektorsimulation 22
3.7 Darstellung des γ-Parton Streuung im QPM-Fall im Breit-System 26

4.1 Selektierte Daten dargestellt in der kinematischen Ebene in x_{Bj} und Q^2 31
4.2 z-Vertex und $\sum_i E_i - p_{z,i}$ Verteilungen 32
4.3 Verteilungen der kinematischen Größen 34
4.4 Auflösung der kinematischen Variablen für nichtradiative MEPS Ereignisse 37
4.5 Auflösung der kinematischen Variablen für radiative MEPS Ereignisse 38

5.1 Jetvariablen bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus. 43
5.2 Jetvariablen bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus . . . 44
5.3 Jetvariablen bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus 47
5.4 Jetvariablen bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus . . . 48
5.5 Vergleich verschiedener Ereignismengen in Q^2 mit dem JADE Jetalgorithmus 49
5.6 Jetraten der Q^2-bins bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus 50

5.7 Vergleich verschiedener Ereignismengen in Q^2 mit dem KTCLUS Jetalgorithmus . . . 52
5.8 Jetraten der Q^2-bins bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus . . . 53
5.9 Korrekturfaktoren der Jetraten zum radiativen Hadronniveau in Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus . . . 54
5.10 Korrekturfaktoren der Jetraten zum radiativen Hadronniveau in Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus . . . 55

6.1 Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus und Clusterinformationen . . . 59
6.2 Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus und kombinierten Objekten . . . 60
6.3 Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus und Clusterinformationen . . . 61
6.4 Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus und kombinierten Objekten . . . 62
6.5 $p_{t,Lab}$ (links) und θ_{Lab} (rechts) Auflösung für kombinierte Objekte (oben) und Cluster (unten) bestimmt mit Django Lepto und dem JADE Jetalgorithmus . . . 65
6.6 $p_{t,Lab}$ (links) und θ_{Lab} (rechts) Auflösung für kombinierte Objekte (oben) und Cluster (unten) bestimmt mit Django Ariadne und dem JADE Jetalgorithmus . . . 66
6.7 Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus für Cluster und ohne p_t-Schnitt . . . 67
6.8 θ_{sum}, θ_{diff}, z_p, x_p und $p_{t,sum}$ Auflösung bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus für Cluster . . . 69
6.9 θ_{sum}, θ_{diff}, z_p, x_p und $p_{t,sum}$ Auflösung bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus für Cluster . . . 70
6.10 θ_{sum}, θ_{diff}, z_p, x_p und $p_{t,sum}$ Auflösung bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus für kombinierte Objekte . . . 72
6.11 Mit Django Lepto korrigierte 2 Jet inkl. Ereignismenge der Daten . . . 73
6.12 Mit Django Ariadne korrigierte 2 Jet inkl. Ereignismenge der Daten . . . 74
6.13 Energiespektren der kombinierten Objekte, Vergleich der Daten mit Django Lepto . . . 75

6.14 **Energiespektren der kombinierten Objekte, Vergleich der Daten mit Django Ariadne** . . . 76
6.15 **Vergleich der pro Luminosität gemessenen Ereignisse gegen die aufintegrierte Luminosität** . . . 78
6.16 **Vergleich der pro Luminosität gemessenen Ereignisse gegen die aufintegrierte Luminosität mit dem JADE** . . . 79
6.17 **Integrierte Ereignisse gegen die aufintegrierte Luminosität** . . 81
6.18 **Integrierte Ereignisse gegen die aufintegrierte Luminosität** . . 82

7.1 **Korrekturfaktoren für die QED-Strahlungskorrektur gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus** . . . 85
7.2 **Korrekturfaktoren für die QED-Strahlungskorrektur gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus** . . . 85
7.3 **Zum Hadronniveau korrigierte Raten gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus** . . . 86
7.4 **Zum Hadronniveau korrigierte Raten gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus** . . . 87
7.5 **Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus zwischen Partonschauerniveau und nichtradiativem Hadronniveau** 89
7.6 **Reinheiten, Effizienzen und die daraus berechneten Korrekturfaktoren bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus zwischen Partonschauerniveau und nichtradiativem Hadronniveau** 90
7.7 θ_{sum}, θ_{diff}, z_p, x_p **und** $p_{t,sum}$ **Korrelationen zwischen Hadronisierung und Partonniveau bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus** . . . 91
7.8 θ_{sum}, θ_{diff}, z_p, x_p **und** $p_{t,sum}$ **Korrelationen zwischen Hadronisierung und Partonniveau bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus** . . . 92
7.9 **Hadronisierungskorrekturen für Lepto mit Soft-Colour-Interaction gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus** 94
7.10 **Hadronisierungskorrekturen für Lepto mit Soft-Colour-Interaction gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus** 94
7.11 **Hadronisierungskorrekturen für Ariadne gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus** . . . 96
7.12 **Hadronisierungskorrekturen für Ariadne gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus** . . . 96
7.13 **Hadronisierungskorrekturen für Lepto ohne Soft-Colour-Interaction gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus** 97
7.14 **Hadronisierungskorrekturen für Lepto ohne Soft-Colour-Interaction gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus** 97

7.15 **Zum Partonniveau korrigierte Raten gegen Q^2 bestimmt mit dem JADE Jetalgorithmus** . . . 98
7.16 **Zum Partonniveau korrigierte Raten gegen Q^2 bestimmt mit dem KTCLUS Jetalgorithmus** . . . 99
7.17 **Verhältnis der korrigierten Jetraten des JADE Jetalgorithmus und NLO Rechnungen** . . . 100
7.18 **Verhältnis der korrigierten Jetraten des KTCLUS Jetalgorithmus und NLO Rechnungen** . . . 100
7.19 **Die aus der $\frac{N2_{excl.}}{N1_{incl.}}$-Rate des JADE Jetalgorithmus resultierende α_s-Anpassung** . . . 102
7.20 **Die aus der $\frac{N2_{incl.}}{N_{tot}}$-Rate des JADE Jetalgorithmus resultierende α_s-Anpassung** . . . 102
7.21 **Die aus der $\frac{N2_{excl.}}{N2_{tot}}$-Rate des KTCLUS Jetalgorithmus resultierende α_s-Anpassung** . . . 104
7.22 **Die aus der $\frac{N2_{incl.}}{N2_{tot}}$-Rate des KTCLUS Jetalgorithmus resultierende α_s-Anpassung** . . . 104

Literaturverzeichnis

[1] H1 Collaboration, *The H1 detector at HERA*, veröffentlicht in Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 386 (1997) 310-347

[2] H1 Collaboration, *The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, veröffentlicht in Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 386 (1997) 348-396

[3] H1 Spacal-Group *Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detector* DESY 95-165 veröffentlicht in Nucl. Instr. Meth. A374 (1996) 149-156

[4] H1 Collaboration, *Measurement of Neutral and Charged Current Cross-Sections at High* Q^2, vorgelegt bei der ICHEP98 in Vancouver, Canada, July 1998

[5] Eine Erläuterung des Algorithmus findet sich im Internet unter *http://dice2.desy.de:80/marks/electron/phan_e_finder.html*

[6] C. Niedzballa, Doktorarbeit, *Bestimmung der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung aus Jetraten am H1-Experiment*

[7] Ch. Berger, *Teilchenphysik*, Springer ISBN 3-540-54218-3, 1992

[8] I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, *Gauge Theories in Partical Physics* ISBN 0-85274-328-9

[9] W.J. Stirling α_s *from DIS to LEP* , hep-ph/9709429

[10] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks and Leptons*, ISBN 0-471-88741-2

[11] R.D. Field, *Applications of Pertubative QCD*, Addison-Wesley

[12] M. Kuhlen, Habilitation, *QCD and the Hadronic Final State in Deep Inelastic Scattering at HERA*

[13] S. Catani, M.H. Seymour, *A General Algorithm for Calculating Jet Cross Sections in NLO QCD*, CERN-TH/96-29

[14] The European Physical Journal C, Vol.3, Number 1-4, 1998

[15] G. Ingelman, A.Edin, J. Rathsman, *LEPTO 6.5, A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering*, DESY 96-057

[16] L. Lönnblad, *Ariadne Ver.4*, CERN CH-1211

[17] H. Spiesberger, *Combined QED and QCD Radiative Effects in Deep Inelastic Lepton Photon Scattering: the Monte Carlo Generator DJANGO6, Ver. 2.1* , Programmanleitung

[18] U. Bassler, G. Bernardi, *Some Properties of very high Q^2 Events at HERA*, DESY 97-136

[19] JADE Collaboration, W.Bartel et al., *Experimentel Studies on Multijet Production in e^+e^- Annihilation at PETRA* DESY 86-086, veröffentlicht in Z.Phys.C 33,23-31 (1986)

[20] D. Graudenz,N. Magnussen, *Jet Cross Sections in Deep Inelastic Scattering at HERA*, in Proceedings of the Workshop Oct.29-30,1991 Physics at HERA

[21] S.D. Ellis,D.E. Soper, *Successive Combination Jet Algorithm For Hadron Collisions*, veröffentlicht in Phys.Rev.D48:3160-3166,1993

[22] T. Hadig, Diplomarbeit, *Untersuchungen zur Jet-Parton-Korrelation in der tiefinelasischen Streuung*

[23] R. Nisius, Dissertation, *Measurement of the strong coupling constant α_s from jet rates in deep inelastic scattering*

[24] S. Catani, Yu.L. Dokshitzer, M.H. Seymour, B.R. Webber, *Longitudinally-Invariant $k_\perp$-Clustering Algorithms for Hadron-Hadron Collisions* CERN TH.6775/93

[25] K. Flamm, Dissertation, *Messung der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s aus differentiellen Jetraten in tiefunelastischer Streuung*

[26] J. Spiekermann, Dissertation, *Die Messung der Rate von 2-Jet-Ereignissen in tiefinelastischer Streuung bei HERA*

[27] M. Wobisch, *Measurement of Dijet Cross Sections in DIS*, H1 note, H1-05/98-543

[28] A.M. Cooper-Sarkar, R.C.E. Devenish, A. De Roeck, *Structure Functions of the Nucleon and their Interpretation*, DESY 97-226 , hep-ph/9712301

[29] Martin, Roberts, Stirling, RAL-93-077 (1993)

[30] Glück, Reya, Vogt, Z.Phys. C67 (1995) 433

[31] CTEQ-Kollaboration, MSUHEP-60426,CTEQ-604

[32] H1 Collaboration, *Multi-Jet Event Rates in Deep Inelastic Scattering and Determination of the Strong Coupling Constant*, DESY 98-087

[33] E. Mirkes, *Theorie of Jets in Deep Inelastic Scattering*, Habilitation, hep-ph/9711224

[34] Ch. Berger, *QCD and the Proton Structure at HERA*, Vortrag, QCD98, Monpellier

[35] H1 Collaboration, *Observation of Hard Processes in Rapidity Gap Events in γp Interactions at HERA*, DESY 94-198

[36] S. Frixione, G. Ridolfi, *Jet Photoproduction at HERA* , hep-ph/9707345

Danksagung

Zum Ende möchte ich mich bei denjenigen bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit behilflich waren.
Für die sehr gute Betreuung, für viele Tips, das Interesse und Vertrauen bedanke ich mich bei Prof. Dr. Ch. Berger. Er ermöglichte mir einen hervoragenden Einblick in die Arbeitsweise einer Kollaboration durch meine Arbeit am DESY in Hamburg.
Herrn Prof. Dr. G. Flügge danke ich für die Übernahme des Korreferats.
Dank gebührt ebenfalls meinen Kollegen für ihr stets offenes Ohr, die Beantwortung auch physikalischer Fragen, ihre Betreuung und für die nächtliche Abwechslung. Besonders seien hier Dr. Christian Niedzballa, Thomas Hadig, Jürgen Scheins, Klaus Rabbertz, Carsten Krauss, Boris Leissner und der Ex-Kollege Dr. Konrad Rosenbauer genannt.
Auch der Konkurrenz vom 3. Physikalischen Institut gebührt Dank. Namentlich sei hier nur M. Wobisch für einige Diskussionen gedankt.
Ich danke allen Mitgliedern der H1-Kollaboration und den Mitarbeitern von HERA für die Datennahme.
Bei Rena Donsbach bedanke ich mich für ihr großes Verständnis.
Jakob Schippers danke ich für seine Chauffeurdienste. Scholastika und Josef Adams danke ich für die Unterstützung.
Vielen Dank auch an alle Nichtgenannten!
Meinen Eltern danke ich zuletzt. Sie verdienen den größten Dank für ihre 25-jährige Unterstützung und ihr Vertrauen!