

Bestimmung der Gluondichte des Protons am ZEUS-Experiment

Diplomarbeit

vorgelegt von

Michael Walter

Fakultät für Physik
Albert-Ludwigs-Universität
Freiburg im Breisgau

28. November 1996

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 ZEUS und HERA	3
1.1 Der ZEUS Detektor	3
1.1.1 Die Spurdetektoren	4
1.1.2 Das Kalorimeter	4
1.1.3 SRTD	5
1.2 Das ZEUS Koordinatensystem	6
2 Physik der tiefinelastischen Streuung	7
2.1 Die Kinematik der DIS Ereignisse	8
2.2 Das Partonmodell	9
2.3 Störungstheorie in der QCD	10
2.4 Partondichtefunktionen	11
2.5 Ereignisstruktur und Jets	12
2.6 Bis zur ersten Ordnung Störungstheorie in α_S	12
2.7 Zweite Ordnung Störungstheorie in α_S	15
2.8 Zur Bestimmung der Gluondichte in zweiter Ordnung Störungstheorie . . .	16
2.9 Das Breit-Bezugssystem	17
3 Jet-Algorithmen	18
3.1 Der Konus-Algorithmus	19

3.2	Der Jade-Algorithmus	20
3.3	Der K_T -Algorithmus	20
3.4	Das Rekombinationsschema	21
4	Die Monte Carlo Programme	23
4.1	Der MC-Generator LEPTO	24
4.2	Der MC-Generator ARIADNE	25
4.3	Die QCD-Rechnung MEPJET	26
5	Rekonstruktion und Selektion der Ereignisse	27
5.1	Rekonstruktion des gestreuten Elektrons	27
5.2	Rekonstruktion der kinematischen Variablen	28
5.3	Selektion der DIS-Ereignisse	31
5.3.1	Schnitte nur für Detektordaten	31
5.3.2	Schnitte für MC-Simulationen und Detektordaten	31
5.4	Zusätzliche Schnitte zur Bestimmung der Gluondichte	32
5.4.1	Schnitte auf der Detektorebene	33
5.4.2	Schnitte auf der Partonebene	33
5.4.3	Definition der (2+1)-Ereignisse	33
6	Energiekorrektur der Jets	36
6.1	Auswahlkriterien	37
6.2	Rekonstruktion des Elektron-Transversalimpulses	40
6.3	Mittelwertbildung bei verschmierten Verteilungen	41
6.4	Parametrisierung	42
6.5	Ergebnisse	43
6.6	Anwendung der Energiekorrektur	44
6.7	Die Wirkung der Energiekorrektur auf (2+1)-Jet Ereignisse	46
6.8	Bewertung der Ergebnisse und offene Fragen	47

7	Jetanalyse auf der Detektorebene	49
7.1	Vergleich zwischen Daten und MC-Simulationen	49
7.2	Systematik der Energiekorrektur	53
8	Korrektur auf Partonebene	56
8.1	Korrektur mit der 'bin zu bin'-Methode	56
8.2	Die Rekonstruktion des Impulsanteils ξ auf der Detektorebene	57
8.3	Effizienz und Reinheit der Jetrekonstruktion	57
9	Vergleich mit Rechnungen der Ordnung α_S^2	61
9.1	Standardeinstellungen bei MEPJET	61
9.2	Der (2+1) Wirkungsquerschnitt auf Partonebene	62
9.3	Die normalisierten Verteilungen auf der Partonebene	63
9.4	Bestimmung von λ_g	64
9.5	Diskussion der λ_g Messung	70
	Zusammenfassung	72
	Danksagung	77

Einleitung

In der Hochenergiephysik werden die kleinsten, heute bekannten Strukturen der Materie untersucht. Am Beschleunigerring HERA in Hamburg geschieht dies durch Streuung hochenergetischer Positronen an hochenergetischen Protonen, mit dem Ziel, die Struktur des Protons zu klären. Frühere Experimente zeigten, daß das Proton aus kleineren Strukturen, den Quarks besteht, die nach dem heute gültigen Modell, durch Gluonen¹ im Proton zusammengehalten werden. In der hier vorgelegten Analyse wird nach diesen Gluonen, dem „Klebstoff, der die Welt im Innersten zusammenhält“², gesucht, um deren Dichte im Proton zu bestimmen.

Es werden mit dem ZEUS-Detektor aufgenommene Ereignisse der tiefinelastischen Streuung verwendet, die sich durch ihre Jetstruktur als Zwei-Jet Ereignisse auszeichnen. Jets sind Bündel von Teilchen, die entweder durch ihre räumliche Nähe oder durch ihre invariante Masse als zusammengehörend charakterisiert werden. In dem ausgewählten kinematischen Bereich wird der Großteil dieser Ereignisse durch Gluonen verursacht und daher kann über die gemessene Ereignisrate die Gluondichte des Protons erhalten werden.

Diese Analyse, die bisher nur für die erste Ordnung Störungstheorie in der starken Kopplungskonstante α_s veröffentlicht wurde, wird in der vorliegenden Arbeit für die zweite Ordnung Störungstheorie durchgeführt.

Die Arbeit teilt sich folgendermaßen auf:

In Kapitel 1 werden das HERA-Experiment und der ZEUS-Detektor beschrieben. In Kapitel 2 werden die theoretischen Vorstellungen der Prozesse, die den ausgewählten Ereignissen zugrundeliegen, erläutert. Kapitel 3 erklärt die benutzten Methoden der Jetrekonstruktion und Kapitel 4 beschreibt die verwendeten Simulationsrechnungen. Kapitel 5

¹ Abgeleitet von engl. Klebstoff: *glue*.

² Titel eines Vortrages von G. Wolf.

dokumentiert die Rekonstruktion und Selektion der verwendeten Ereignisse. In Kapitel 6 wird der Energieverlust der Jets durch Detektorakzeptanzen untersucht und eine Möglichkeit der Energiekorrektur aufgezeigt. Das Kapitel 7 behandelt den Vergleich der Daten des ZEUS Detektors mit Simulationen, die dazu dienen, die gemessenen Daten mit Rechnungen der zweiten Ordnung Störungstheorie in α_S vergleichbar zu machen. In Kapitel 8 werden die dafür benötigten Korrekturfaktoren bestimmt. In Kapitel 9 werden die gemessenen Daten auf dieser Ebene mit Simulationen der zweiten Ordnung Störungstheorie in α_S verglichen und der Parameter extrahiert, der die Gluondichte in dem kinematischen Bereich von HERA wesentlich bestimmt.

Kapitel 1

ZEUS und HERA

Am Beschleunigerring HERA am DESY in Hamburg werden hochenergetische Protonen und Elektronen bzw. Positronen zur Kollision gebracht. Im Jahr 1994 wurden von HERA Pakete mit 820 GeV Protonen und 27.5 GeV Positronen zur Verfügung gestellt, die im zeitlichen Abstand von 96 ns an vier Wechselwirkungspunkten zusammengeführt werden. Damit ergibt sich eine quadratische Schwerpunktsenergie s von

$$s = (P + k)^2 \approx 4E_e E_p = 90200 \text{ GeV}^2. \quad (1.1)$$

Hierbei bezeichnen P bzw. E_p und k bzw. E_e die Viererimpulse bzw. Energien von Proton und Positron. Die Teilchenmassen werden hier und im folgenden vernachlässigt, da sie im Vergleich zu den hohen Teilchenenergien sehr klein sind.

1.1 Der ZEUS Detektor

Der ZEUS Detektor (siehe Abbildung 1.1) ist an einem der vier Wechselwirkungspunkte von HERA aufgebaut und seine Aufgabe ist es, die Energien und Impulse der im Streueignis produzierten Teilchen zu messen. Um möglichst alle Teilchen nachweisen zu können, umschließt der Detektor den Wechselwirkungspunkt bis auf die Durchführungen der Strahlröhre hermetisch. Er wurde in Strahlrichtung asymmetrisch erstellt, da durch die im Vergleich zum Positron höhere Protonenergie das HERA-Laborsystem nicht das Schwerpunktssystem der Positron-Proton Streuung ist.

Der ZEUS Detektor wurde schon oft beschrieben, so daß hier nur einen kurzer Überblick der für diese Analyse benutzten Teile gegeben werden soll. Eine genaue Beschreibung des Detektors findet sich in [ZEU89].

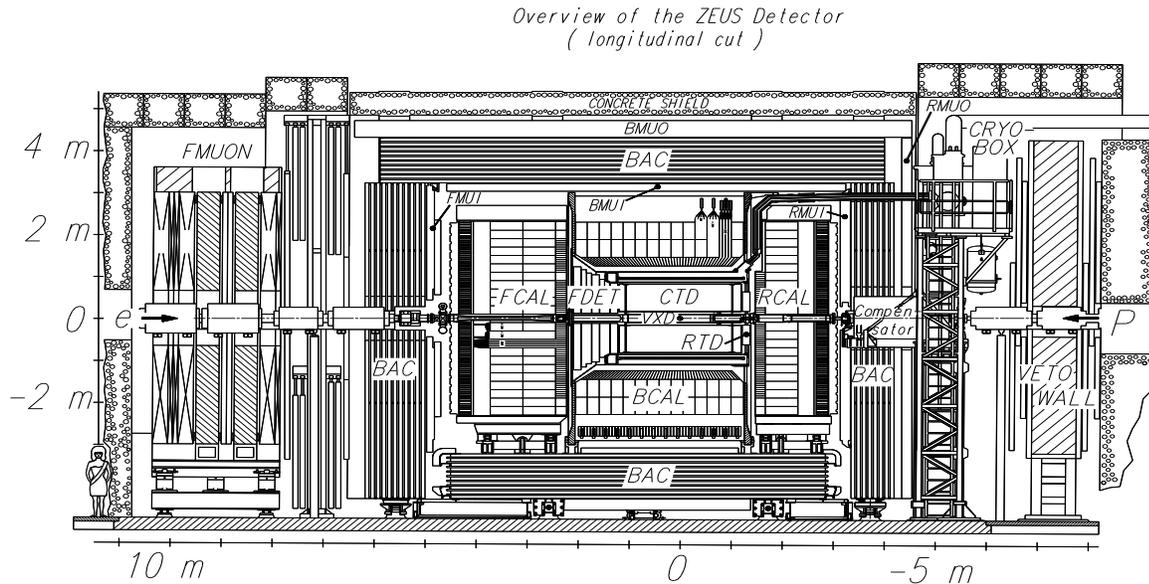


Abbildung 1.1: Eine Übersicht des ZEUS-Detektors. Die für diese Analyse benutzten Komponenten sind im Text erklärt.

1.1.1 Die Spurdetektoren

Der Wechselwirkungspunkt der Teilchenstrahlen ist umgeben von den Spurdetektoren, die in Vertexdetektor (VXD), Vorwärtsspurkammer (FTD), Zentrale Spurkammer (CTD) und den Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) aufgeteilt sind. Ein den CTD umschließender supraleitender Solenoid-Magnet erzeugt im Bereich der Spurdetektoren ein Magnetfeld von 1.43 Tesla, um durch die Krümmung der Teilchenspuren in diesem Feld deren Impuls messen zu können. Bei dieser Arbeit wurde jedoch die Information der Spurdetektoren nur zur Bestimmung des Wechselwirkungspunktes, die durch Interpolation der Teilchenspuren möglich ist, verwendet.

1.1.2 Das Kalorimeter

Die Spurkammern und die supraleitende Magnetspule werden von einem Uran-Szintillator-Kalorimeter umschlossen, das den Polarwinkelbereich (den Winkel relativ zur Strahlachse) von 2.2° bis 176.5° abdeckt. Im Kalorimeter lagern die eindringenden Teilchen ihre Energie ab und regen die Szintillatorschichten zur Emission von Licht an, dessen Intensität dann über Photomultiplier ausgelesen werden kann. Aus der Höhe der Photomultipliersignale

kann die abgelagerte Energie bestimmt werden. Das Kalorimeter des ZEUS-Detektors teilt sich räumlich in die drei Abschnitte Vorwärts- (FCAL¹), Mittel- (BCAL²) und Rückwärtskalorimeter (RCAL³) auf (Tabelle 1.1). Die Kalorimeterteile sind in Türmen aufgebaut, die sich vom Vertex aus gesehen wieder in drei (in FCAL und BCAL) bzw. zwei (im RCAL) Sektoren teilen. Diese kleinsten Untereinheiten des Kalorimeters werden Zellen genannt. Die dem Vertex am nächsten liegenden Zellen (EMC-Zellen) dienen zur Messung von elektromagnetischen und die dahinterliegenden Zellen (HAC-Zellen) zur Messung von hadronischen Schauern. Diese Unterscheidung ist möglich, da hadronische Schauer eine wesentlich größere Eindringtiefe besitzen als elektromagnetische. Jede Zelle des ZEUS-Detektors wird mit zwei Photomultiplirröhren ausgelesen und deren Mittelwert zur Berechnung der abgelagerten Energie verwendet. Es ergibt sich eine Energieauflösung von $\sigma/E = 18\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ für Elektronen und $\sigma/E = 35\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ für Hadronen. Die Verwendung von Uran ermöglicht durch seine hohe Dichte geringe Abmessungen des Kalorimeters und ein Verhältnis der Energiemessung von elektromagnetischen zu hadronischen Schauern e/h von 1.

Kalorimeterteil	Bereich in θ	Bereich in η
FCAL	2.2° bis 39.9°	3.95 bis 1.01
BCAL	36.7° bis 129.1°	1.1 bis -0.74
RCAL	128.1° bis 176.5°	-0.72 bis -3.49

Tabelle 1.1: Die Polarwinkel- und Pseudorapiditätsbereiche (siehe Kapitel 1.2) der Kalorimeterteile des ZEUS-Detektors.

1.1.3 SRTD

Der SRTD⁴ [Ng95] ist ein Szintillatorstreifendetektor, der die inneren Bereiche des RCAL abdeckt. Er besteht aus 1 cm breiten und 5 mm dicken Szintillatorstreifen die in zwei Schichten gekreuzt angeordnet sind. Damit entsteht ein Szintillatormuster von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ das eine bessere Ortsauflösung als das Kalorimeter ($5 \times 20 \text{ cm}^2$ in diesem Bereich) bietet und über Photomultiplier ausgelesen wird. Der SRTD wurde installiert um die Rekonstruktion des gestreuten Elektrons zu verbessern, das bei Ereignissen der tiefinelastischen Streuung bevorzugt in den vom SRTD abgedeckten Bereich des Detektors gestreut wird.

¹engl.: *Forward CALorimeter*

²engl.: *Barrel CALorimeter*

³engl.: *Rear CALorimeter*

⁴engl.: *Small angle Rear Track Detector*.

1.2 Das ZEUS Koordinatensystem

Das ZEUS Koordinatensystem definiert die Protonachse als z -Achse, und die x -Achse zeigt zum Mittelpunkt des HERA-Beschleunigerring. Die bevorzugten Koordinaten bei HERA sind, durch die Symmetrie um die Strahlachse und Asymmetrie in Strahlrichtung, jedoch die Polarkoordinaten relativ zum Wechselwirkungspunkt (Vertex) der Teilchenstrahlen. Dabei gibt z die Entfernung vom Vertex in Protonrichtung, ϕ den Azimutwinkel und θ den Polarwinkel relativ zur Protonrichtung an. Anstatt von θ wird meist die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (1.2)$$

angegeben, da diese sich bei einer Lorentztransformation in Protonrichtung nur um eine von der Relativgeschwindigkeit v abhängige Konstante $C = C(v/c)$ ändert (unter Vernachlässigung der Teilchenmassen).

Kapitel 2

Physik der tiefinelastischen Streuung

Die am Beschleunigerring HERA auftretenden Prozesse werden im wesentlichen in zwei Gruppen eingeteilt:

1. Die Prozesse der Photoproduktion, bei denen das zwischen Elektron und Proton ausgetauschte Photon eine sehr kleine negative oder auch positive invariante Masse im Quadrat q^2 trägt [Wol94]. Der Polarwinkel des gestreuten Elektrons θ_e ist bei diesen Ereignissen so groß (relativ zur Protonrichtung), daß das gestreute Elektron durch die Strahlröhre verlorenght und nicht im Kalorimeter gemessen werden kann.
2. Die für diese Analyse wichtigen Prozesse der tiefinelastischen Streuung (DIS¹). Hier hat das ausgetauschte Photon eine große negative invariante Masse im Quadrat ($-q^2 > 1 \text{ GeV}^2$). Zu den DIS Ereignissen zählen auch Prozesse mit Z^0 - und W^\pm -Austausch, die aber wegen ihrer großen Massen ($\approx 90 \text{ GeV}$ bzw. $\approx 80 \text{ GeV}$) erst bei sehr großen $-q^2$ wichtig werden. Bei diesen Ereignissen hat das gestreute Elektron einen größeren Streuwinkel als bei der Photoproduktion und kann im ZEUS-Kalorimeter registriert werden.

In dieser Arbeit wird der Gluonanteil des Protons (die Gluondichte) über die Raten von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung bestimmt. Darum soll nun eine Einführung der heutigen Vorstellung der tiefinelastischen Streuung gegeben werden.

¹DIS: engl. für 'Deep Inelastic Scattering'

2.1 Die Kinematik der DIS Ereignisse

Jedes DIS-Ereignis mit Photon- oder Z^0 -Austausch (neutraler Strom) stellt sich dar als:

$$\text{Elektron} + \text{Proton} \rightarrow \text{Elektron} + X$$

Hierbei bezeichnet X einen beliebigen hadronischen Endzustand, der aus hadronischen und leptonischen Teilchen sowie Photonen bestehen kann. Durch das ausgetauschte Photon wird das Proton so stark angeregt, daß es aufgebrochen wird.

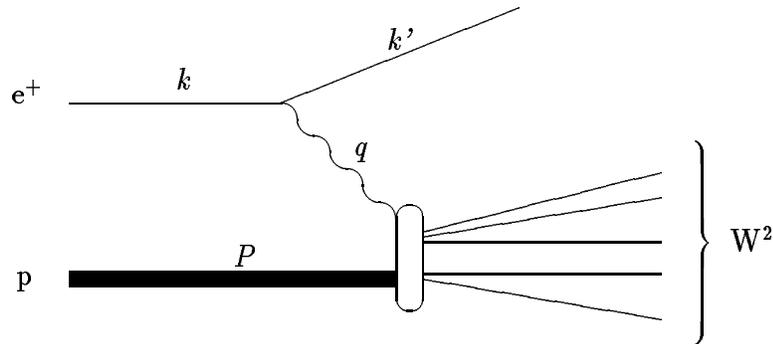


Abbildung 2.1: Die Variablen der tiefinelastischen Streuung

Die Variablen zur Beschreibung der Kinematik der DIS-Ereignisse sind (Abbildung 2.1):

- Q^2 , das negative Quadrat des Impulsübertrags q , den das zwischen Elektron und Proton ausgetauschte virtuelle Photon γ^* trägt.

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \quad Q^2 > 0. \quad (2.1)$$

- Die Bjorkensche Skalenvariable x (x entspricht im Partonmodell dem Impulsanteil des gestreuten Partons am Protonimpuls ($p = xP$) - siehe Kapitel 2.2). Sie läßt sich darstellen als:

$$x = \frac{Q^2}{2Pq}, \quad 0 < x < 1. \quad (2.2)$$

- y , welches den relativen Energieübertrag zwischen Proton und Elektron angibt:

$$y = \frac{Pq}{Pk}, \quad 0 < y < 1. \quad (2.3)$$

- Das Quadrat der Masse des hadronischen Systems W^2 . Es gilt:

$$W^2 = (P + q)^2, \quad W^2 > 0. \quad (2.4)$$

Durch die Gültigkeit der Beziehungen

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s \quad \text{und} \quad W^2 = Q^2 \cdot \frac{1-x}{x}, \quad (2.5)$$

genügt die Kenntnis von zwei der vier kinematischen Variablen, um alle vier zu bestimmen und die Kinematik der DIS-Ereignisse zu beschreiben.

Das Positron kann bei den bei den DIS-Ereignissen als 'Sonde' angesehen werden, mit dem eine Untersuchung der Struktur des Protons möglich ist. Nach der heisenbergschen Unschärferelation ergibt sich die kleinste Struktur Δ des Protons, die so noch aufgelöst werden kann, als

$$\Delta \approx 1/\sqrt{Q^2}, \quad (2.6)$$

wobei hier und im folgenden die Konvention $\hbar = c = 1$ verwendet wird.

2.2 Das Partonmodell

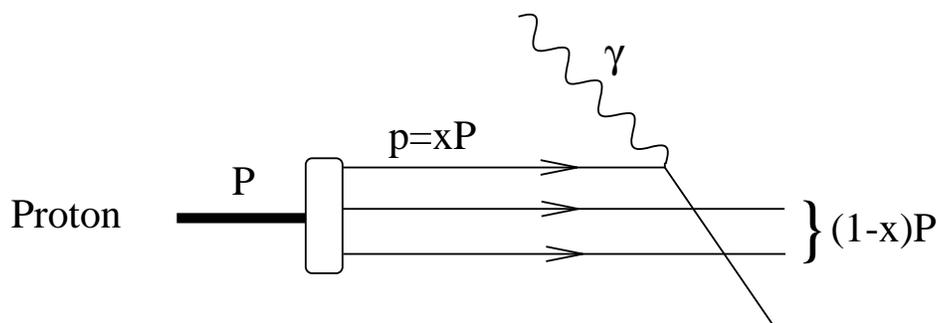


Abbildung 2.2: Die tiefinelastische Streuung im naiven Partonmodell.

In einem Bezugssystem, in dem das Proton einen sehr großen Impuls hat und für harte Streuung (großes Q^2) kann in guter Näherung der Transversalimpuls der Bestandteile des Protons, der Partonen, vernachlässigt werden [Na86]. Damit stellt sich das Proton als Bündel von freien, nicht miteinander wechselwirkenden Partonen dar, die sich alle in die gleiche Richtung bewegen und sich den Protonimpuls teilen. Solche Bezugssysteme sind z.B. das Laborsystem bei HERA oder das Breitsystem (siehe Kapitel 2.9).

Im einfachsten Fall, dem 'naiven' Parton-Modell besteht das Proton aus drei Quarks (uud), die zusammengenommen den Protonimpuls tragen und als Valenzquarks bezeichnet

werden. Die Gluonen werden in diesem Modell nicht beachtet. Damit ist die tiefinelastische Streuung ein rein elektromagnetischer Prozeß der Streuung des Elektron mit einem der Quarks (Abbildung 2.2).

Wie oben erklärt, kann die Kinematik der DIS-Ereignisse mit Photonaustausch durch zwei unabhängige Variablen beschrieben werden. Darum kann auch der totale Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $ep \rightarrow eX$ in Abhängigkeit von zwei Variablen geschrieben werden und ergibt sich im naiven Partonmodell zu [Hal84]:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx dy} \right)_{ep \rightarrow eX} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} s(1 + (1 - y)^2) \cdot F_2(x), \quad F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (2.7)$$

Mit der Strukturfunktion $F_2(x)$ und den Partondichtefunktionen $f_i(x)$ (die Partdichtefunktionen $f_i(x)$ beschreiben die Häufigkeit der Partonen im Proton, siehe Kapitel 2.4). Die Gleichung 2.7 gilt sowohl für Positronen, wie auch für Elektronen, weshalb diese im folgenden nicht mehr unterschieden werden. Es gehen folgende Annahmen ein:

- Es werden nur elektromagnetische Prozesse betrachtet.
- Das Proton besteht aus punktförmigen, nicht miteinander wechselwirkendem, geladenen Spin 1/2 Teilchen (Quarks) die die Ladung e_i tragen.

Experimente der tiefinelastischen Streuung zeigten jedoch, daß nur etwa 50% des Protonimpulses von Quarks getragen wird. Die andere Hälfte dieses Impulses wird den Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, den Gluonen zugesprochen. Die Gluonen (g) tragen jedoch keine Ladung an die das Photon koppeln könnte und müssen daher in ein Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$) konvertieren um mit dem Photon zu wechselwirken. Der Prozeß $g \rightarrow q + \bar{q}$ wird von der starken Wechselwirkung beschrieben, die zu einer Abweichung der Gleichung 2.7 führt und die Strukturfunktion F_2 auch von Q^2 abhängig machen. Aus der Q^2 -Abhängigkeit von F_2 , die durch den oben beschriebene Prozeß mit dem Gluonengehalt des Protons zusammenhängt, kann dann die Gluondichte bestimmt werden [ZEU94].

In dieser Analyse wird jedoch eine Methode gewählt, bei der die durch Gluonen verursachten Prozesse direkt gemessen werden, um aus der Häufigkeit dieser Prozesse die Gluondichte zu Bestimmen.

2.3 Störungstheorie in der QCD

Die Beschreibung der starken Wechselwirkung geschieht durch die Quantenchromodynamik (QCD). Diese ist ähnlich wie die Quantenelektrodynamik (QED) aufgebaut, wobei

das die Wechselwirkung erzeugende Photon der QED durch acht Gluonen und die Ladung durch drei Farbladungen ersetzt werden [Na86]. Da die Gleichungen der QCD nicht exakt gelöst werden können, bedient man sich der Störungsrechnung in Potenzen der starken Kopplungskonstante α_S . Diese ist keine echte Konstante, da sie durch Renormierung von Q^2 und der Renormierungsskala μ abhängig gemacht wurde und folgende Form hat [Hal84]:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_S(\mu^2)}{12\pi}(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\mu^2)} \quad (2.8)$$

Hier bezeichnet n_f die Anzahl der Quarksorten, die von dem betrachteten Energiebereich abhängig ist (n_f ist in dem Bereich dieser Analyse gleich 4 oder 5 [Tre96]). Da die Kopplungskonstante α_S nur für genügend große Q^2 klein wird, kann auch nur für genügend große Q^2 (harte Streuung) die Störungstheorie angewendet werden.

2.4 Partondichtefunktionen

Der Partongehalt des Protons kann nicht durch die Theorie hergeleitet werden, so daß Partondichtefunktionen für Quarks $q(x, Q^2)$ und Gluonen $g(x, Q^2)$ eingeführt werden, die diesen beschreiben. Dabei bedeutet x hier den Anteil des Partons am Protonimpuls. Für ein festes Q_0^2 gibt z.B. $g(x, Q_0^2)$ an, wieviele Gluonen in dem Impulsanteilsintervall $[x, x + dx]$ im Proton von einem Photon mit $-q^2 = Q_0^2$ „gesehen“ werden können.

Die Q^2 Abhängigkeit der Partondichtefunktionen kann mit den Altarelli-Parisi-Funktionen beschrieben werden [Hal84]. Ein Photon mit größerem Q^2 kann, wie oben beschrieben, kleinere Strukturen des Protons auflösen. In die Altarelli-Parisi-Funktionen gehen deshalb die Wahrscheinlichkeiten für die Übergänge $q \rightarrow q + g$, $g \rightarrow q + q$ und $g \rightarrow g + g$ ein. So kann z. B. ein bei Q_0^2 gefundenes Quark bei $Q^2 > Q_0^2$ als Quark plus Gluon gesehen werden.

Die x -Abhängigkeit kann aber nicht aus der Theorie hergeleitet werden und ist daher durch Messung zu bestimmen.

Randbedingung für die Partondichtefunktionen sind die Summenregeln, die für jedes Q^2 erfüllt werden müssen:

1. Der Protonimpuls wird auf die Partonen aufgeteilt, daher muß gelten:

$$\int_0^1 dx [xg(x, Q^2) + \sum_i xq_i(x, Q^2)] = 1 \quad , \quad (2.9)$$

dabei geht die Summation über alle Quarksorten.

2. Das Proton besteht aus zwei u- und einem d-Valenzquark, deshalb muß für die Partondichtefunktionen der Valenzquarks ($u_v(x, Q^2)$ und $d_v(x, Q^2)$) gelten:

$$\int_0^1 dx u_v(x, Q^2) = 2, \quad \int_0^1 dx d_v(x, Q^2) = 1. \quad (2.10)$$

2.5 Ereignisstruktur und Jets

Die bei der tiefinelastischen Streuung entstehenden Hadronen treten meist in relativ eng begrenzten Bündeln, den sogenannten Jets, auf. Es wird angenommen, daß diese Jets in guter Näherung den Impuls und die Energie der ursprünglich gestreuten Partonen (Quarks und Gluonen) tragen und somit über die Jettopologie auf das zugrundeliegende Ereignis der harten Streuung geschlossen werden kann. Diese Eigenschaft der Jets wird in dieser Analyse benutzt, um die gluoninduzierten Ereignisse über die Jetrate bestimmen zu können und aus ihrer Häufigkeit die Gluondichte zu messen.

In Abbildung 2.3 ist ein im ZEUS-Detektor registriertes Ereignis mit zwei Jets und Energieablagerungen des Protonrestes gezeigt. Diese Energieablagerungen des Protonrestes bilden auch einen Jet und deshalb werden solche Ereignisse als (2+1)-Jet Ereignisse bezeichnet, wobei die 1 für den Jet des Protonrestes steht.

2.6 Bis zur ersten Ordnung Störungstheorie in α_S

Bis zur ersten Ordnung Störungstheorie in α_S gibt es nur drei verschiedene Prozesse für die tiefinelastische Streuung mit Photonaustausch (Abbildung 2.4):

- a) Der *Born-Term*: Dies ist der rein elektromagnetische Prozeß bei dem ein Quark des Protons vom Elektron gestreut wird. Dieser Prozeß hat außer dem Protonrest nur ein Quark im Endzustand und die Bjorkensche Skalenvariable x entspricht dem Impulsanteil ξ des Quarks am Protonimpuls ($\xi = x$).

$$\gamma + q \rightarrow q \quad (2.11)$$

- b) *QCD-Compton (QCDC)*: Die Compton-Streuung der QCD. Ein Parton des Protons wechselwirkt mit dem ausgetauschten Photon und emittiert ein Bremsstrahlungsgluon.

$$\gamma + q \rightarrow q + g \quad (2.12)$$

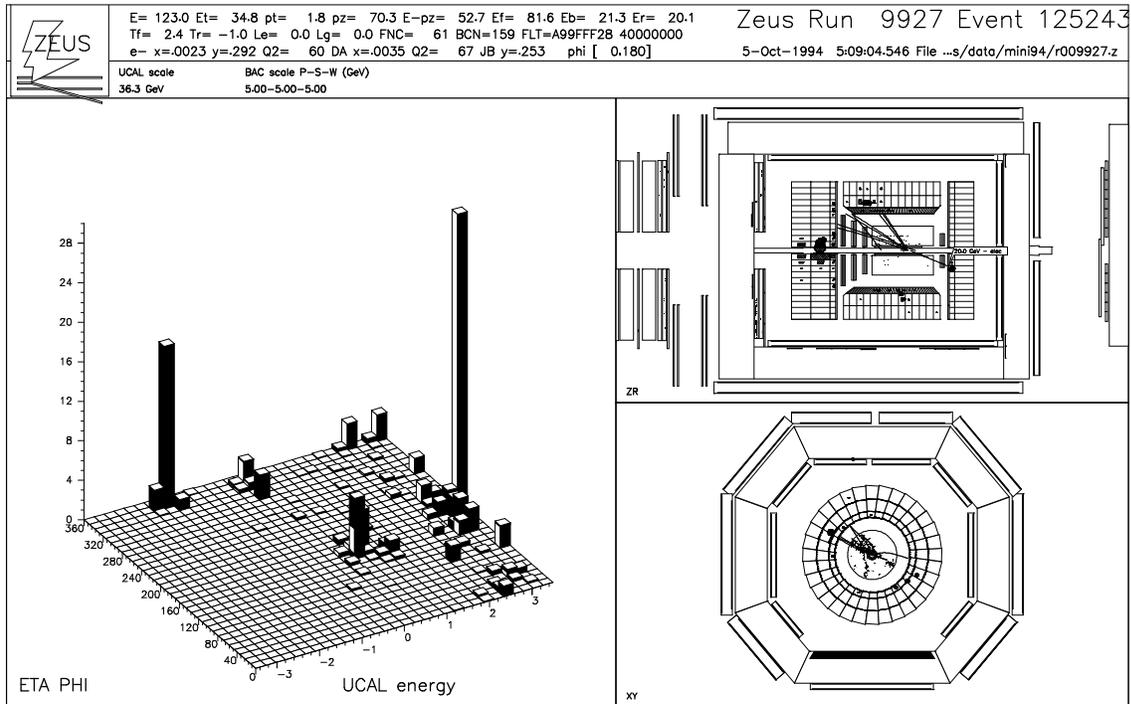


Abbildung 2.3: Ein Ereignis der tiefinelastischen Streuung aufgenommen mit dem ZEUS-Detektor. Die Abbildung der linken Seite zeigt die Energieablagerungen im Kalorimeter in der η - ϕ -Ebene. Das gestreute Elektron findet sich bei $\eta \approx -1.8$ und $\phi \approx 350^\circ$. Es sind deutlich zwei Jets ($\eta \approx 0$ und $\phi \approx 340^\circ$ bzw. $\eta \approx 0.5$ und $\phi \approx 170^\circ$) und Energieablagerungen des Protonrestes bei großen η zu erkennen.

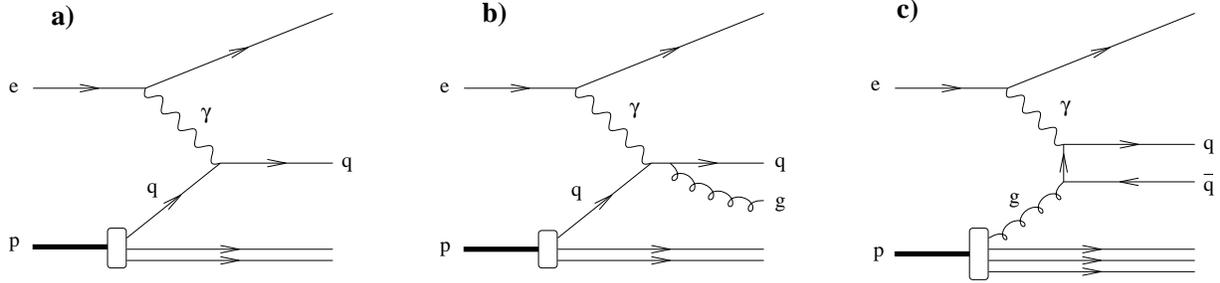


Abbildung 2.4: Die Feynmandiagramme von a) Born Term, b) QCD-Compton und c) Boson-Gluon-Fusion.

- c) Die *Boson-Gluon-Fusion (BGF)*: Hier fusioniert das Gluon mit dem Photon zu einem Quark-Antiquark Paar. Die BGF Rate ist direkt abhängig von der Anzahl der Gluonen im Proton.

$$\gamma + g \rightarrow q + \bar{q} \quad (2.13)$$

Bis zur ersten Ordnung in α_s haben nur die Prozesse QCDC und BGF zwei Partonen im Endzustand und daher tragen nur diese beiden Prozesse zur $(2+1)$ -Jetrate bei. In den Wirkungsquerschnitt der $(2+1)$ -Jet Ereignisse gehen der Wert von α_s und die Partondichtefunktionen ein. Daher kann, wenn die Partondichtefunktionen als bekannt angenommen werden, aus diesem Wirkungsquerschnitt α_s bestimmt werden [ZEU95a, Tre96]. Wenn allerdings der Wert von α_s als bekannt vorausgesetzt wird, kann über den $(2+1)$ -Jet Wirkungsquerschnitt die Gluondichte bestimmt werden, wobei die QCDC-Ereignisse als Untergrund abgezogen werden müssen. Diese Methode wurde für die erste Ordnung Störungstheorie durchgeführt [Rep94, Mol95, H1-95], und wird in dieser Arbeit unter Einbeziehung von Korrekturen der zweiten Ordnung Störungstheorie angewendet.

Der Born Term wird vollständig durch die kinematischen Variablen beschrieben, Zwei-Parton Endzustände bzw. $(2+1)$ -Jet Ereignisse können jedoch noch genauer charakterisiert werden. Wichtige Variablen für diese Ereignisse sind:

- Die invariante Masse der zwei Partonen bzw. Jets, die sich aus den Vierervektoren der zwei Jets p_1 und p_2 berechnen läßt:

$$m_{jj}^2 = (p_1 + p_2)^2 = (p + q)^2, \quad m_{jj}^2 > 0. \quad (2.14)$$

- Bei diesen Ereignissen entspricht auch die Bjorkensche Skalenvariable nicht mehr dem Impulsanteil ξ des gestreuten Partons, der aber folgendermaßen rekonstruiert werden kann:

$$\xi = x \cdot \left(1 + \frac{m_{jj}^2}{Q^2}\right), \quad x < \xi < 1. \quad (2.15)$$

2.7 Zweite Ordnung Störungstheorie in α_S

In zweiter Ordnung Störungstheorie in α_S ist dieses einfache Bild hinfällig. Die zusätzlichen (3+1)-Jet-Prozesse

$$\begin{aligned}\gamma + q(\bar{q}) &\rightarrow q(\bar{q}) + g + g \\ \gamma + q(\bar{q}) &\rightarrow q(\bar{q}) + \bar{q} + q \\ \gamma + g &\rightarrow q + \bar{q} + g\end{aligned}$$

treten auf und müssen je nach Jetdefinition auch als Korrekturen der (2+1)-Jet Rate beachtet werden. Der (2+1)-Jet-Wirkungsquerschnitt wird abhängig von der Faktorisierungsskala μ_F [Tre96]. Diese Skala charakterisiert den Schnitt, welche Prozesse noch innerhalb des Protons ablaufen und welche außerhalb. So kann der Prozeß der Abbildung 2.5 je nach Wahl von μ_F als BGF mit einem zusätzlichen Bremsstrahlungsgluon oder als QCDC gezählt werden. Damit entfällt die einfache Unterscheidung zwischen gluon- und quarkinitiierten Prozessen, wie sie bis zur Ordnung α_S gegeben war. Daher werden auch die Partondichtefunktionen von der Wahl der Faktorisierungsskala μ_F abhängig.

In dieser Ordnung der Störungstheorie ist auch der Impulsanteil ξ keine Observable mehr, da je nach Jetdefinition das Quark im Endzustand aus Abbildung 2.5 zum Protonrest gezählt und somit über die invariante Masse von Gluon und Antiquark der Impulseanteil des zwischen Photon und Gluon ausgetauschten Quarks gemessen wird.

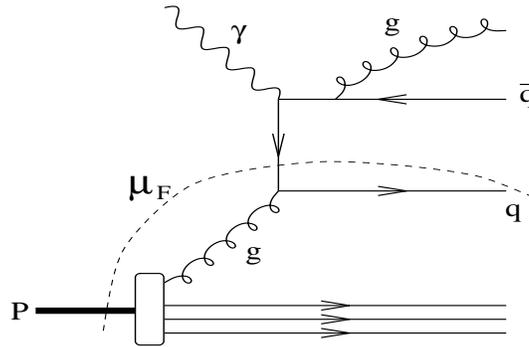


Abbildung 2.5: Ein Prozeß der Ordnung α_S^2 und die Wirkung der Faktorisierungsskala μ_F , die den Schnitt charakterisiert, was noch innerhalb des Protons geschieht und was nicht.

2.8 Zur Bestimmung der Gluondichte in zweiter Ordnung Störungstheorie

In zweiter Ordnung Störungstheorie entspricht also der rekonstruierte Impulsanteil ξ nicht mehr dem Impulsanteil des gestreuten Partons x . Somit ist es nicht mehr möglich, über die (2+1)-Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von ξ direkt auf die Gluondichte $g(x)$ zu schließen und es ergibt sich ein Entfaltungsproblem. Zur Lösung dieses Problems wird in [Gra95] die Entfaltung mittels einer Mellin-Transformationen vorgeschlagen. In dieser Analyse wird jedoch eine andere Methode benutzt, die als Basis die MRSA-Parametrisierung der Partondichtefunktionen verwendet [MRS94]. Die MRS-Analysen sind rein phänomenologisch und die Parametrisierungen werden durch Anpassungen (Fits) an die bisherigen Meßdaten gewählt. Sie geben die Partondichtefunktionen bei $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$ an.

Die Gluondichte hat in der MRSA-Parametrisierung folgende Form:

$$xg(x) = A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^{\eta_g} (1+\gamma_g x) \quad . \quad (2.16)$$

Dabei sind A_g , λ_g , η_g und γ_g Konstanten. Allerdings sind nur λ_g , η_g und γ_g freie Parameter, da bei einer Wahl dieser drei Parameter A_g durch die Summenregeln (Kapitel 2.4) festgelegt ist.

Mit dem HERA Beschleunigerring wird der Bereich $10^{-3} < x < 10^{-1}$ zugänglich, in dem der $x^{-\lambda_g}$ Term das Verhalten der Gluondichte bestimmt. Bisher waren von diesem Bereich nur wenige Daten vorhanden und es besteht daher eine große Unsicherheit in dem Wert des Parameter λ_g , der bei der MRSA-Parametrisierung als $\lambda_g = 0.3$ angegeben wird. Dieser Parameter wird in der vorliegenden Arbeit gemessen.

Dazu werden die Partondichtefunktionen unter Beibehaltung der Werte von η_g , γ_g und der Partondichtefunktionen der Quarks, aber mit verschiedenen λ_g -Werten generiert. Der durch die Summenregeln resultierende Wert für A_g wird berechnet und die Q^2 -Abhängigkeit durch das Programm QCDNUM, das die Altarelli-Parisi Gleichungen in zweiter Ordnung Störungstheorie in α_S (DGLAP-Gleichungen) benutzt, simuliert. Die so mit verschiedenen Werten für λ_g generierten Partondichtefunktionen dienen als Eingabe einer Simulationsrechnung der zweiten Ordnung Störungstheorie in α_S , deren Ergebnisse mit den im ZEUS-Detektor registrierten Ereignissen verglichen werden. Über die λ_g -Abhängigkeit des differentiellen (2+1)-Jet-Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{2+1}/d\log_{10} \xi$, der in dem in dieser Analyse verwendeten kinematischen Bereich vor allem von der Gluondichte bestimmt wird, kann dann der λ_g -Wert der Daten des ZEUS-Detektors bestimmt werden.

2.9 Das Breit-Bezugssystem

Die Jetrekonstruktion mit dem K_T -Algorithmus wird in dieser Analyse im Breit-Bezugssystem durchgeführt, in dem die Ereignisse der tiefinelastischen Streuung eine besonders einfache Struktur haben. Das Breit-Bezugssystem ist so definiert, daß der Energieaustausch zwischen dem Elektron und dem Proton entfällt. Das ausgetauschte Photon ist somit rein zeitartig und damit ergeben sich die Viererimpulse in diesem Bezugssystem als:

$$q = (0, 0, 0, \sqrt{Q^2}), \quad P = \left(\frac{\sqrt{Q^2}}{2x}, 0, 0, \frac{\sqrt{Q^2}}{2x}\right), \quad \xi P = \left(\frac{\sqrt{Q^2}}{2x_p}, 0, 0, \frac{\sqrt{Q^2}}{2x_p}\right), \quad x_p = \frac{\xi}{x}.$$

Bei (1+1)-Jet Ereignissen, die durch den Born-Term hervorgerufen werden, hat das gestreute Quark im Breitsystem den Impuls $p' = q + p = (\sqrt{Q^2}/2, 0, 0, -\sqrt{Q^2}/2)$, es wird also gerade in die entgegengesetzte Richtung des Protonrestes, der den Impuls $(1-x)P$ trägt, gestreut.

(2+1)-Jet-Ereignisse haben in diesem Bezugssystem eine ähnliche Topologie wie die Zwei-Jet-Ereignisse in der e^+e^- Streuung [Tre96]. Das Subsystem der Photon-Proton Streuung besitzt im Breitsystem keinen Transversalimpuls. Somit müssen sich die Transversalimpulse der zwei Jets gegeneinander ausgleichen, und sie müssen im Azimutwinkel ϕ einander gegenüberliegen. Ein großes p_T der Jets bedeutet auch in diesem Bezugssystem, wie im HERA-Laborsystem, eine gute Trennung vom Protonrest.

Kapitel 3

Jet-Algorithmen

Wie in Kapitel 2.5 erwähnt, wird von den im Detektor gefundenen Jets auf die Viererimpulse der gestreuten Partonen geschlossen. Um die Impulse der Jets und der Partonen vergleichen zu können, muß ein Kriterium gefunden werden, das einen Jet definiert. Dies leistet der Jetalgorithmus. Er definiert sowohl für die gestreuten Partonen, als auch für die Energieablagerungen im Kalorimeter die Jetstruktur. Nur wenn für die Partonen und die Energieablagerungen die gleiche Jetdefinition angewendet wird, können diese auch verglichen werden.

Die Rekonstruktion der Jets mit Jet-Algorithmen erfolgt über Viererimpulse. Auf der Ebene der quasi-freien Quarks und Gluonen werden deren Impulse verwendet und für die im Detektor gemessenen Ereignisse werden die Viererimpulse p_{Zelle} aus den Energieablagerungen in den Kalorimeterzellen E_{Zelle} und ihrer relativen Lage zum Wechselwirkungspunkt (Vertex) \vec{x} rekonstruiert:

$$p_{Zelle} = E_{Zelle} \cdot (1, \vec{x}/|\vec{x}|) .$$

Der Jet-Algorithmus stellt dann das Kriterium dar, welche der Impulse zu welchem Jet gezählt werden, er definiert also was zu einem Jet gehört und was nicht. Die allgemeine Vorgehensweise jedes Jet-Algorithmus ist dieselbe:

- Berechne eine Größe Δ_{ij} von jedem Vierervektorpaar i und j , die den „Abstand“ der Vierervektoren zueinander charakterisiert. Diese Größe kann über den Unterschied im Winkel oder auch durch die invariante Masse der beiden Vektoren bestimmt werden.
- Wenn Δ_{ij} kleiner als ein fester Parameter ist, dann fasse das Paar ij zum Vektor i zusammen und streiche j .

- Wiederhole diese Prozedur solange, bis kein Paar mehr zusammengefaßt werden kann.

Das Endresultat dieser Prozedur sind dann die Viererimpulse der vom Jetalgorithmus gefundenen Jets.

Hier sollen nun die in dieser Analyse wichtigen Jet-Algorithmen vorgestellt werden:

3.1 Der Konus-Algorithmus

Der Konus-Algorithmus identifiziert die Viererimpulse als zu einem Jet gehörend, die in einem Konus mit bestimmtem Öffnungswinkel liegen. Im Schwerpunktssystem (z.B. bei e^+e^- Streuung) kann dieser direkt über die Winkel θ und ϕ definiert werden. Bei der ep -Streuung wird er aber über die lorentzinvariante Pseudorapidität η und den Winkel ϕ definiert:

$$R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}, \quad \Delta\eta = \eta_i - \eta_j, \quad \Delta\phi = \phi_i - \phi_j. \quad (3.1)$$

In dieser Arbeit wird der Konus-Algorithmus in der Version des von T. Molitor [Mol95] erstellten Programms benutzt. Dabei wird so vorgegangen, daß die Viererimpulse zuerst nach dem Transversalimpuls p_T geordnet werden. Der Vierervektor mit dem größten p_T wird dann als 'Saatzelle' genommen und alle anderen Viererimpulse werden daraufhin untersucht, ob sie einen Abstand zu dieser Saatzelle R kleiner als R_{cut} haben. Ist eine solcher Viererimpuls gefunden, wird dieser mit der Saatzelle zusammengefaßt und aus der Liste der Vierervektoren gestrichen. Die Vektoren werden neu nach p_T geordnet und wieder der Vektor mit dem höchsten p_T als Saatzelle verwendet. Kann kein Vektor mehr mit der Saatzelle zusammengefaßt werden, wird der Vektor mit dem zweithöchsten p_T als Saatzelle verwendet. Diese Prozedur wiederholt sich solange, bis keine Vektoren mehr zusammengefaßt werden können.

Da durch die Verwendung von $\Delta\eta$ der Konusradius in Vorwärtsrichtung immer schmaler wird, besteht die Gefahr, daß, durch den Einfluß des Protonrestes, in dieser Richtung sehr viele Jets rekonstruiert werden. Außerdem kann schon ein sehr niederenergetischer, in η und ϕ isolierter Vierervektor in diesem Algorithmus einen Jet ergeben. Um diese Effekte zu vermeiden, werden beim Konus-Algorithmus nur Jets akzeptiert, die den Bedingungen $\eta^{Jet} < \eta_{cut}$ und $p_T^{Jet} > p_T^{cut}$ genügen, wobei η_{cut} und p_T^{cut} fest gewählte Parameter sind. Als Standardwert für R_{cut} hat sich der Wert $R_{cut} = 1$ durchgesetzt („Snowmass“ Vereinbarung), der hier auch verwendet wird.

3.2 Der Jade-Algorithmus

Das Kriterium Δ_{ij} ist beim Jade-Algorithmus die invariante Masse zweier Vierervektoren $m_{ij}^2 \approx 2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})$, deren Wert in einer Energieskala (z.B.: W^2) kleiner als der Parameter y_{cut} sein muß, um zum gleichen Jet zusammengefaßt zu werden:

$$d_{ij} = 2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij}) , \quad \frac{d_{ij}}{W^2} < y_{cut} . \quad (3.2)$$

Die Größe d_{ij} wird für jedes Vektorpaar ij berechnet, und das Paar mit dem kleinsten Wert wird zu einem Vierervektor zusammengefaßt, wenn die Bedingung 3.2 gültig ist. Nach jeder dieser Kombinationen werden die d_{ij} neu berechnet, und diese Prozedur wird so lange durchgeführt, bis kein Paar mehr zusammengefaßt werden kann.

Durch diese Definition des y_{cut} ergibt sich eine minimale invariante Masse m_{jj} für zwei Jets:

$$m_{jj}^2 \geq y_{cut} \cdot W^2 , \quad (3.3)$$

und damit eine Grenze für den kleinsten mit dem Jade-Algorithmus noch auflösbaren Impulsanteil $\xi [= x(1 + m_{jj}^2/Q^2)]$:

$$\xi \geq (1 - y_{cut}) \cdot x + y_{cut} > y_{cut} . \quad (3.4)$$

Durch diese Beschränkung auf $\log_{10} \xi > -1.7$ bei einem Standardwert für y_{cut} von 0.02 [Tre96] kann der Jade Algorithmus nur zur Bestimmung der Gluondichte bei großem ξ verwendet werden. Deshalb wird der Jade-Algorithmus in dieser Analyse nicht verwendet.

3.3 Der K_T -Algorithmus

Beim K_T -Algorithmus wird das $E_i E_j$ des Jade-Algorithmus durch das Minimum der beiden Energien zur Berechnung von d_{ij} verwendet. Beim Jade-Algorithmus werden zwei niederenergetische Vierervektoren zu einem Jet zusammengefaßt, die geringe Energie aber einen großen relativen Winkel θ_{ij} haben, auch wenn sie einen kleinen Winkel zu anderen hochenergetischen Vektoren besitzen (siehe [Cat93, Mag95]). Durch die Definition des d_{ij} über das Minimum der beiden Energien beim wird dies K_T -Algorithmus vermieden:

$$d_{ij} = \min(E_i^2, E_j^2) \cdot 2(1 - \cos \theta_{ij}) . \quad (3.5)$$

Allerdings sind dadurch die Ergebnisse des K_T -Algorithmus wie auch das Minimum der Energien E_i und E_j nicht mehr lorentzinvariant, weshalb dieser Algorithmus meist im

Breit-Bezugssystem (siehe Kapitel 2.9) angewendet wird. Der Protonrest wird durch die Größe d_{ip} berücksichtigt, wobei θ_{ip} der Winkel zur z -Achse ist:

$$d_{ip} = \min(E_i^2, E_j^2) \cdot 2(1 - \cos \theta_{ip}) \quad . \quad (3.6)$$

Der kleinste der beiden Werte wird dann genommen und muß der Bedingung

$$\frac{d_{ij}}{Q^2} < y_{cut} \quad \text{bzw.} \quad \frac{d_{ip}}{Q^2} < y_{cut} \quad (3.7)$$

genügen, um zusammengefaßt bzw. zum Protonrest gezählt zu werden. Diese Prozedur wird wie beim Jade-Algorithmus solange durchgeführt, bis alle Vierervektoren zu Jets kombiniert sind.

Die hier verwendete Version des K_T -Algorithmus

Bei dieser Analyse wurde das Programmpaket KTCLUS verwendet, das den K_T -Algorithmus als zwei-Schritt-Prozeß anwendet [Cat92].

1. Die Hadronen werden in Makro- und Protonrest-Jets wie oben beschrieben aufgeteilt. Dabei wird $y_{cut} = 1$ benutzt.
2. Mit einem $y_{cut} < 1$ werden dann die eigentlichen Jets innerhalb der vorher bestimmten Macro-Jets gesucht. Der Standardwert für y_{cut} ist 0.5 und wird auch in dieser Analyse verwendet.

3.4 Das Rekombinationsschema

Die zusammengehörenden Viererimpulse können nach verschiedenen Methoden zusammengefaßt werden, die in Tabelle 3.1 beschrieben sind. In dieser Analyse wurde nur das lorentzinvariante E-Schema verwendet, das auch die invarianten Massen der Jets berücksichtigt.

Wie Abbildung 3.1 zeigt, erhalten die aus der Kalorimeterinformation mit dem E-Schema rekonstruierten Jets Massen im GeV-Bereich. Der Jade-Algorithmus rekonstruiert die massereichsten Jets, während die mit dem Konus-Algorithmus rekonstruierten Jets durch den begrenzten Öffnungswinkel die kleinsten Massen tragen. Abbildung 3.2 zeigt die Entwicklung der Jetmassen von den Jets der quasi-freien Partonen bis zu den aus den Energieablagerungen im Kalorimeter rekonstruierten Jets am Beispiel des K_T -Algorithmus. Die Jetmassen sind für die Partonen noch relativ gering. Durch die Bildung von Hadronen und den dabei entstehenden hadronischen Schauern (siehe Kapitel 4) werden die Jetmassen wesentlich vergrößert und sind in dieser Größenordnung auch im Kalorimeter feststellbar.

Schema	Rekombination	Bemerkung
E	$p = p_i + p_j$	lorentzinvariant
E0	$\vec{p} = \frac{E}{ \vec{p}_i + \vec{p}_j }(\vec{p}_i + \vec{p}_j)$, $E = E_i + E_j$	verletzt Impulserhaltung, ergibt masselose Jets
P	$\vec{p} = \vec{p}_i + \vec{p}_j$, $E = \vec{p} $	verletzt Energieerhaltung, ergibt masselose Jets

Tabelle 3.1: Mögliche Rekombinationsschemata um zwei Vierervektoren, die zum gleichen Jet gezählt werden, zusammenzufassen.

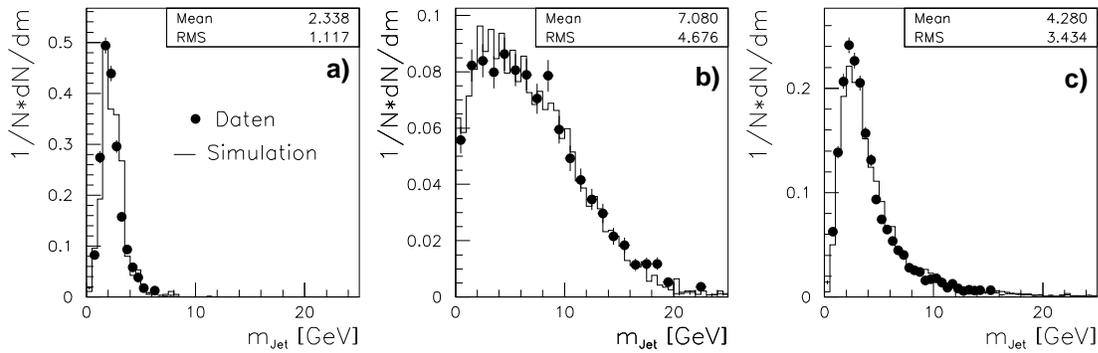


Abbildung 3.1: Die Massen der Jets von $(2+1)$ -Jet Ereignissen für a) den Konus-, b) den Jade- und c) den K_T -Algorithmus. Gezeigt sind die Daten des ZEUS-Detektors und Simulationsrechnungen. Mittelwert "Mean" und Breite "RMS" der Daten sind angegeben.

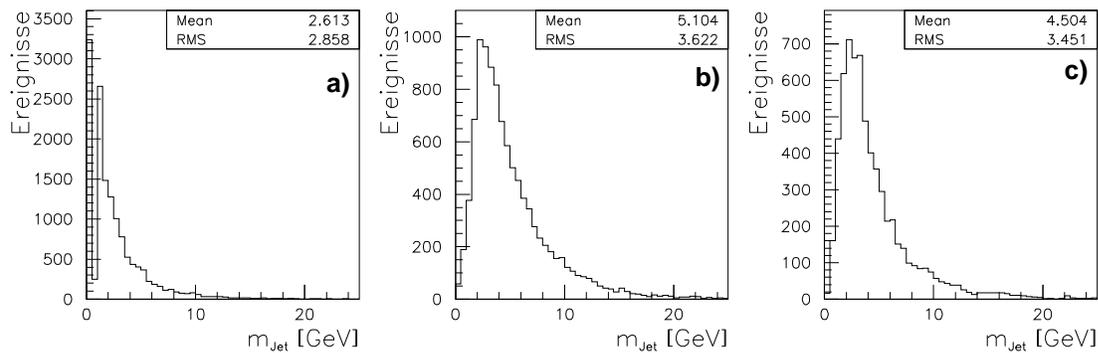


Abbildung 3.2: Die Masse der mit dem K_T -Algorithmus gefundenen Jets a) der Partonen, b) der Hadronen und c) der Energieablagerungen im Kalorimeter erhalten aus Simulationsrechnungen.

Kapitel 4

Die Monte Carlo Programme

Die physikalischen Prozesse der Hochenergiephysik und die verwendeten Detektoren sind so komplex, daß die gemessenen Daten nur noch über Modellrechnungen mit der Theorie verglichen werden können. Diese Simulationen benutzen Zufallsgeneratoren um komplexe Integrationsprobleme zu lösen. Deshalb hat sich die Bezeichnung Monte-Carlo-Simulationen (MC) eingebürgert.

Diese Rechnungen unterteilen die Ereignisse der tiefinelastischen Streuung meist in drei verschiedene Ebenen:

Partonebene

Auf der Partonebene werden die harten Prozesse, in denen die Störungstheorie noch anwendbar ist, simuliert. Die Partonen des Protons (Quarks und Gluonen) werden auf dieser Ebene noch als freie Teilchen behandelt.

Die Streumatrixelemente werden bis zu einer bestimmten Ordnung in der Kopplungskonstante α_S berechnet und höhere Ordnungen durch verschiedene Modelle simuliert.

Hadronebene

In der Natur kommen keine freien Quarks und Gluonen vor, da sie durch den Farbeschluß fest miteinander verbunden sind. Der Schritt von den auf der Partonebene noch freien Quarks zu den Hadronen ist die Hadronisierung, die aber störungstheoretisch nicht mehr behandelbar ist, da die Kopplungskonstante α_S in diesem Bereich zu groß wird. Die Hadronisierung kann darum nur durch phänomenologische Modelle beschrieben werden.

Detektorebene

Dies ist der detektorspezifische Teil der Ereignissimulation. Hier muß die Antwort des Detektors auf die Energien und Impulse der Teilchen des Ereignisses simuliert werden. Die wesentlichen Eigenschaften der Detektorkomponenten entnimmt man Ergebnissen von Teststrahlungsmessungen. Da die heutigen Detektoren sehr komplex sind, kann die Beschreibung des Detektorverhaltens meist nur näherungsweise geschehen und ist Gegenstand ständiger Untersuchungen. Eine Möglichkeit der Überprüfung dieser Simulation findet sich im Kapitel 6.

Im folgenden werden die in dieser Analyse verwendeten MC-Generatoren vorgestellt.

4.1 Der MC-Generator LEPTO

LEPTO [Ing96] ist ein MC-Programm, das die exakten Streumatrixelemente bis zur ersten Ordnung in α_S berechnet. Der Wirkungsquerschnitt für Prozesse wie zum Beispiel $\gamma + q \rightarrow q + g$ ist divergent, wenn die Energie des Gluons sehr klein wird (infrarote Divergenz) oder wenn sein Abstrahlungswinkel gegen Null geht (kolineare Divergenz). Um diese Divergenzen zu vermeiden, werden die Matrixelemente bei LEPTO nur bis zu einem Abschneidewert erzeugt, der mit einem dem Jade-Algorithmus ähnlichen Schema bestimmt wird. Die invariante Masse m_{ij} zweier Partonen i und j muß

$$m_{ij}^2 = (p_i + p_j)^2 > y_{min} \cdot W^2$$

genügen, damit das Quark und das Gluon noch als zwei getrennte Teilchen simuliert werden. Das minimale ξ , das mit dem Jade-Algorithmus noch aufgelöst werden kann, ist $\xi = y_{min}$ (siehe Kapitel 3.2). Also werden mit LEPTO nur Ereignisse als Matrixelement erzeugt, für die $\xi > y_{min}$ gilt. Der Jade- und der K_T -Algorithmus sind aufgrund ihrer Definition nicht empfindlich gegen diese Divergenzen, da sowohl niederenergetische Abstrahlungen als auch kleine Winkel zu kleinen Werten in $d_{ij} = E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})$ bzw. $d_{ij} = \min(E_i^2, E_j^2) \cdot (1 - \cos \theta_{ij})$ führen. Damit werden zwei Partonen aus divergenten Bereichen des Phasenraums zum gleichen Jet zusammengefaßt. Für kleine Öffnungswinkel gilt das gleiche für den Konus-Algorithmus, jedoch muß dieser Algorithmus durch einen Energie- oder Transversalimpulsschnitt frei von Jetrekonstruktionen im Bereich der infraroten Divergenz gemacht werden. Der Wert von y_{min} sollte so klein gewählt werden, daß er die (2+1)-Jet-Rekonstruktion möglichst nicht betrifft und trotzdem die divergenten Bereiche des Phasenraums ausspart. Wie Abbildung 4.1 zeigt, ist dies für den bei dieser Analyse gewählten Wert von $y_{min} = 10^{-4}$ der Fall.

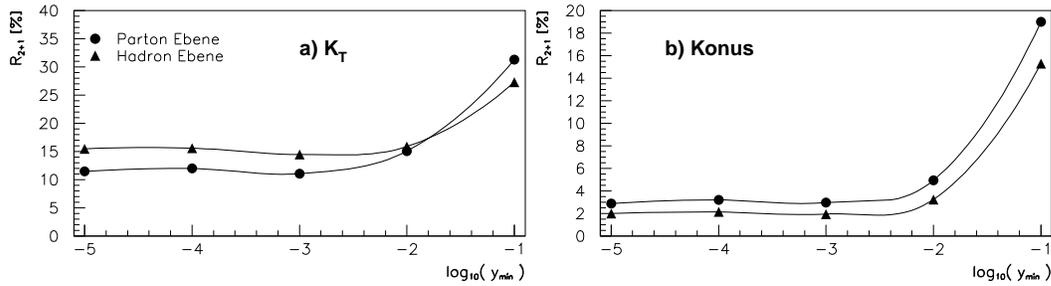


Abbildung 4.1: Die $(2+1)$ -Jetrates R_{2+1} in Abhängigkeit von y_{min} in LEPTO 6.4 für a) den K_T -Algorithmus mit konstanter Skala (10GeV^2) und $y_{cut} = 2$ und b) den Konus-Algorithmus mit $R = 1$, $p_T^{Jet} > 5\text{GeV}$ und $\eta^{Jet} < 3$. Die $(2+1)$ -Jetrates ist der Anteil der $(2+1)$ -Jet-Ereignisse an den DIS-Ereignissen. Die mit Symbolen angegebenen Werte wurden bestimmt und zeigen den statistischen Fehler. Die Verbindungslinien sind nur zur Andeutung der Tendenz zu verstehen.

Zur Simulation höherer Ordnungen in α_S wird das Parton Schauer Modell [Bro91] verwendet. Dabei können die generierten Partonen sowohl im Anfangs- wie auch im Endzustand weitere Partonen abstrahlen.

Die Hadronisierung erfolgt über das LUND Modell [Sjö93]. Bei diesem Modell bilden sich durch die Energie des Farbfeldes zweier Partonen ein Farbschlauch ('string'). Je mehr dieser Farbschlauch auseinandergezogen wird, desto größer wird seine Energie, so daß sie zur Bildung eines neuen Quark-Antiquark-Paares ausreichen kann. Diese Prozesse laufen solange ab, bis die Energien der Partonen nicht mehr zur Bildung neuer Paare ausreichen und alle Partonen zu Hadronen zusammengefaßt worden sind. Diese Prozesse werden mit dem Programm JETSET [Sjö93] simuliert.

4.2 Der MC-Generator ARIADNE

Der MC Generator ARIADNE [Lön91] benutzt LEPTO zur Berechnung der Matrixelemente.

Zur Simulation höherer Ordnungen in α_S wird aber das Farb-Dipol-Modell (CDM¹) verwendet. In diesem Modell werden zwei Farbe tragende Partonen als Farbdipol interpretiert. Dieser Dipol kann dann ähnlich zur elektromagnetischen Dipolstrahlung ein Gluon

¹engl.: 'Colour Dipole Model'

abstrahlen. Dieses abgestrahlte Gluon bildet dann wieder mit den Partonen unabhängige Dipole, die weitere Gluonen abstrahlen können. Da mit diesem Modell die Boson-Gluon-Fusion nicht simuliert wird, muß sie zusätzlich implementiert werden, und es ergibt sich die Bezeichnung CDMBGF.

Die Hadronisierung erfolgt wie bei LEPTO durch das Programm JETSET mit dem LUND-Modell.

4.3 Die QCD-Rechnung MEPJET

MEPJET [Mir95] von E. Mirkes und D. Zeppenfeld ist das zum Zeitpunkt der Analyse einzige zur Verfügung stehende Programm, das (2+1)-Jet Wirkungsquerschnitte der Elektron-Proton-Streuung in zweiter Ordnung in α_S für verschiedene Jetalgorithmen berechnen kann.

Das Programm MEPJET vermeidet Divergenzen durch die Einführung eines Auflösungsparameters s_{min} . Der Phasenraum wird in Drei- und Zwei-Parton Endzustände aufgeteilt. Dabei muß das Kriterium $s_{ij} = (p_i + p_j)^2 = 2p_i p_j < s_{min}$ gelten, damit zwei Partonen mit den Impulsen p_i und p_j noch getrennt werden. Der Parameter s_{min} muß wie y_{min} so klein gewählt werden, daß er die Jetrekonstruktion nicht betrifft, was für den hier verwendeten Wert $s_{min} = 0.1 \text{ GeV}^2$, wie in [Mir95] gezeigt ist, gegeben ist.

Von MEPJET wird allerdings nur die Partonebene simuliert. Daher müssen die Daten des ZEUS-Detektors mit Hilfe von Rechnungen in erster Ordnung Störungstheorie (z.B.: LEPTO, ARIADNE), die in voller Detektorsimulation zur Verfügung stehen, auf die Partonebene korrigiert werden, um mit MEPJET verglichen werden zu können.

Kapitel 5

Rekonstruktion und Selektion der Ereignisse

In dieser Analyse wird die Gluondichte über $(2+1)$ -Jet-Ereignisse der tiefinelastischen Streuung gemessen. Um entscheiden zu können, welche der mit dem ZEUS-Detektor registrierten Ereignisse zur Klasse der DIS-Ereignisse gehören, müssen das gestreute Elektron und die kinematischen Variablen jedes Ereignisses rekonstruiert werden. Die hierfür verwendeten Methoden sollen in den folgenden Abschnitten 5.1 und 5.2 beschrieben werden. In Kapitel 5.3 werden die zur Selektion der DIS-Ereignisse angewendeten Schnitte aufgeführt und in Kapitel 5.4 die Auswahl der zur Gluondichtebestimmung verwendeten Ereignisse beschrieben.

5.1 Rekonstruktion des gestreuten Elektrons

Das gestreute Elektron wird mit dem Elektronidentifikationsprogramm SINISTRA [Abr95] bestimmt. Dieses Programm benutzt die Kalorimeterinformation, um mit Hilfe eines neuronalen Netzwerkes diejenigen Energieablagerungen zu ermitteln, die mit der größten Wahrscheinlichkeit von dem gestreuten Elektron hervorgerufen werden. Zur Rekonstruktion des Streuwinkels und zur Korrektur der Energie des gestreuten Elektrons existieren einige Korrekturprogramme der ZEUS-Kollaboration, die hier angewendet werden:

- ELECPO bestimmt die Position des elektromagnetischen Schauers in den dem Elektron zugerechneten Kalorimeterzellen.
- SRTDELEC [Ng95] prüft ob das im Kalorimeter gefundene Elektron auch ein Signal im SRTD zeigt. Wenn dem so ist, wird die die Elektronenergie aus der Kalori-

meterinformation mit der Energieablagerung im SRTD korrigiert und die aus den Informationen des SRTD berechnete Position des Elektrons wird benutzt.

- Falls kein Signal im SRTD gefunden wurde, wird die Elektronenergie aus der Kalorimeterinformation mit KP94ENERGY [Cal94] korrigiert.
- ELECSHIFT korrigiert die Position des rekonstruierten Elektrons.

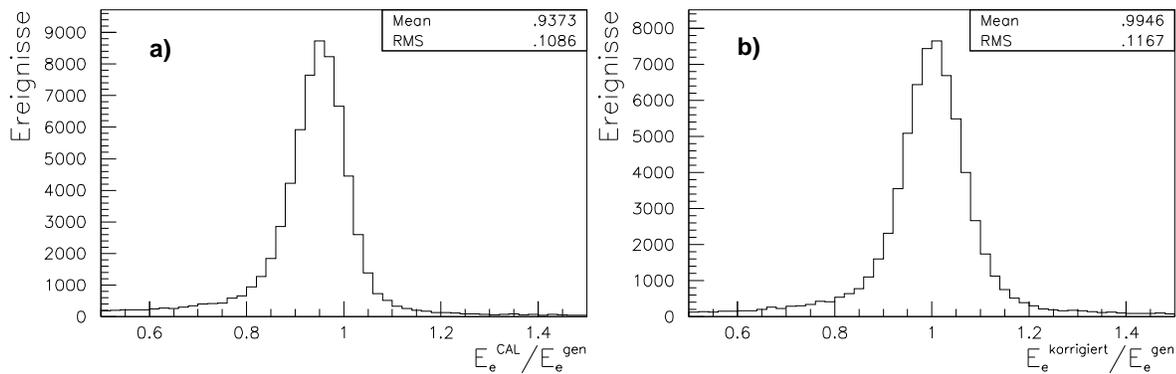


Abbildung 5.1: Die Energie des rekonstruierten Elektrons a) aus der Kalorimeterinformation E_e^{CAL} und b) nach der Korrektur $E_e^{korrigiert}$ im Vergleich mit dem generierten Wert E_e^{gen} für Elektronen mit mehr als 10 GeV Energie.

Abbildung 5.1 zeigt die Verbesserung der Energierekonstruktion des gestreuten Elektrons durch die oben aufgeführten Korrekturen. Der im Mittel 6% betragende Verlust der Elektronenergie aus der Kalorimeterinformation wird durch die Korrekturen ausgeglichen. Die größere Breite der Verteilung nach der Korrektur wird durch einen Zufallsgenerator in SRTDELEC erzeugt, der die Verhältnisse von Daten und MC angleicht.

5.2 Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Wie in Kapitel 2.1 erklärt, kann die Kinematik eines DIS-Ereignisses durch zwei unabhängige Variablen beschrieben werden. Die kinematischen Variablen sind aber nicht direkt meßbar und müssen daher über zwei unabhängige, im Detektor meßbare Größen rekonstruiert werden. Dabei haben sich drei verschiedene Methoden etabliert:

1. Die Elektron-Methode, bei der nur Winkel θ_e und Energie E'_e des gestreuten Elektrons verwendet werden:

$$\begin{aligned} Q_{el}^2 &= 2E_e E'_e (1 + \cos \theta_e) \\ y_{el} &= 1 - \frac{E'_e}{2E_e} (1 - \cos \theta_e) \\ x_{el} &= \frac{E'_e}{E_p} \cdot \frac{1 + \cos \theta_e}{2y_{el}} \end{aligned} \quad (5.1)$$

2. Die Methode von Jacquet-Blondel, die unabhängig vom Elektron nur über die Energien des hadronischen Systems berechnet wird:

$$\begin{aligned} y_{JB} &= \frac{\sum_{had} (E - p_z)}{2E_e} \\ Q_{JB}^2 &= \frac{(\sum_{had} p_x)^2 + (\sum_{had} p_y)^2}{1 - y_{JB}} \\ x_{JB} &= \frac{Q_{JB}^2}{s \cdot y_{JB}} \end{aligned} \quad (5.2)$$

3. Die Doppelwinkel (DA) Methode, die die Streuwinkel des Elektrons θ_e und des hadronischen Restes γ_{had} verwendet.

$$\begin{aligned} Q_{DA}^2 &= 4E_e^2 \frac{\sin \gamma_{had} (1 + \cos \theta_e)}{\sin \gamma_{had} + \sin \theta_e - \sin(\gamma_{had} + \theta_e)} \\ x_{DA} &= \frac{E_e}{E_p} \cdot \frac{\sin \gamma_{had} + \sin \theta_e + \sin(\gamma_{had} + \theta_e)}{\sin \gamma_{had} + \sin \theta_e - \sin(\gamma_{had} + \theta_e)} \\ y_{DA} &= \frac{\sin \theta_e (1 - \cos \gamma_{had})}{\sin \gamma_{had} + \sin \theta_e - \sin(\gamma_{had} + \theta_e)} \end{aligned} \quad (5.3)$$

γ_{had} wird aus der Energie berechnet, die durch das gesamte hadronische System im Kalorimeter abgelagert wird:

$$\cos \gamma_{had} = \frac{(\sum_{had} p_x)^2 + (\sum_{had} p_y)^2 - (\sum_{had} (E - p_z))^2}{(\sum_{had} p_x)^2 + (\sum_{had} p_y)^2 + (\sum_{had} (E - p_z))^2} \quad (5.4)$$

Durch die in Kapitel 5.1 beschriebene Korrektur ist die Rekonstruktion des gestreuten Elektrons so genau, daß die Elektron-Methode die beste Rekonstruktion der kinematischen Variablen x und Q^2 in dem zur Bestimmung der Gluondichte benutzten kinematischen Bereich ergibt (siehe Abbildung 5.2 auf Seite 30) und deshalb auch in dieser Analyse verwendet wird. Der relative Energieübertrag y wird mit der Methode von Jacquet-Blondel im Mittel zu klein, aber mit der geringsten Verschmierung rekonstruiert. Deshalb wird auch y_{JB} verwendet.

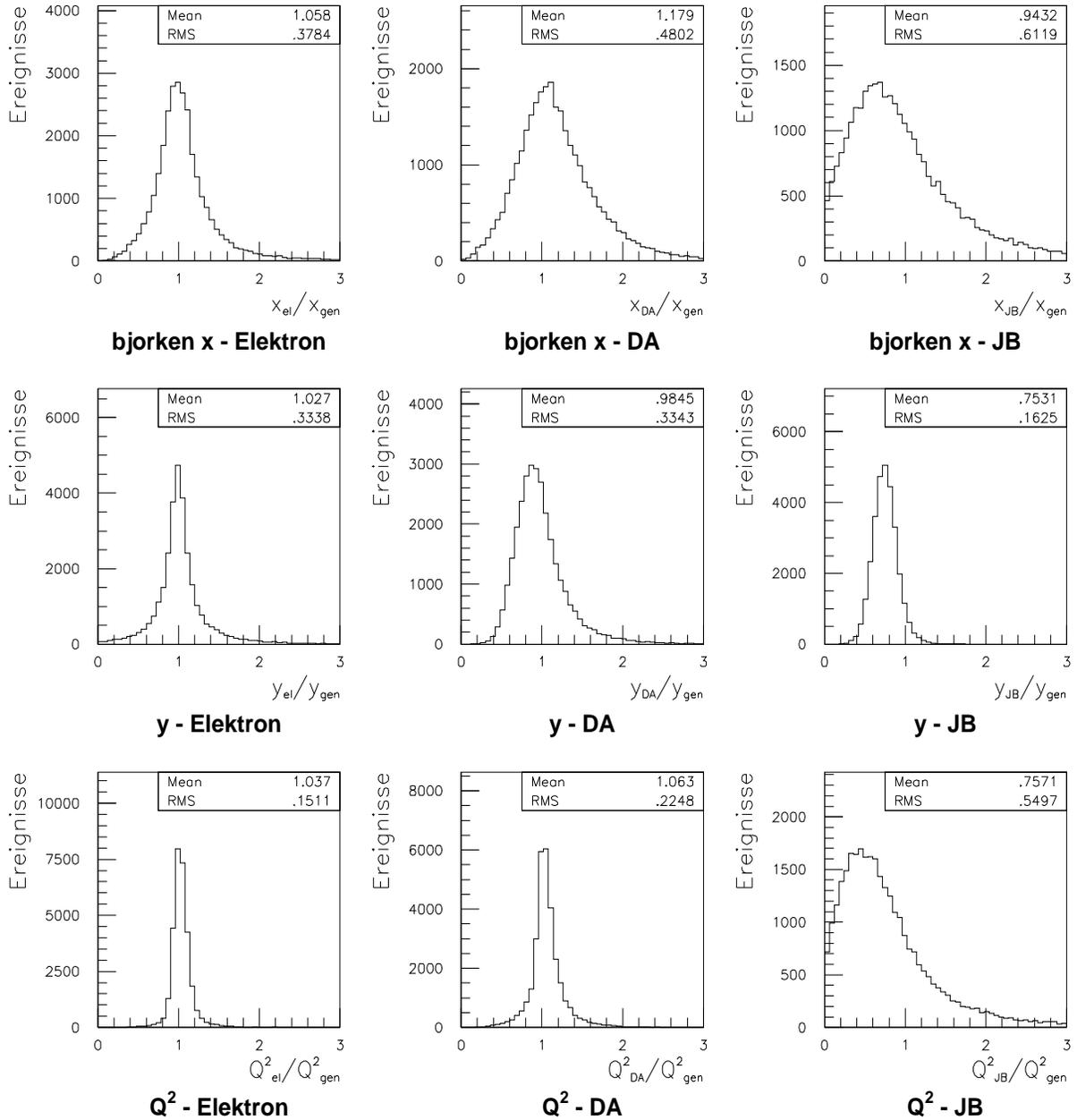


Abbildung 5.2: Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen für den kinematischen Bereich dieser Analyse ($7 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $y > 0.04$ und $E'_e > 10 \text{ GeV}$ für die generierten Werte). Gezeigt sind die Verhältnisse der rekonstruierten zu den generierten (gen) Werten.

5.3 Selektion der DIS-Ereignisse

Zur Selektion der DIS-Ereignisse werden sowohl die mit dem ZEUS-Detektor aufgenommenen Daten als auch die MC-Simulationen mit Detektorsimulation von der ZEUS-Kollaboration vorselektiert zur Verfügung gestellt. Die hier verwendeten Daten wurden mit den in [ZEU96] beschriebenen Triggerbedingungen ('bit 11') vorselektiert, die einen weitgehend reinen Satz von DIS-Ereignissen gewährleisten. Zur weiteren Unterdrückung von Untergrundereignissen werden die Ereignisse zusätzlich den im folgenden beschriebenen Schnitten unterworfen.

5.3.1 Schnitte nur für Detektordaten

Die Daten des ZEUS-Detektors (im folgenden kurz Daten genannt) müssen von vielfältigen Untergrundereignissen getrennt werden, die in den MC-Simulationen nicht berücksichtigt sind. Deshalb wurden folgende von der ZEUS-Kollaboration bereitgestellte Programme zur Unterdrückung des Untergrunds verwendet:

- **DISTAKE94** verwirft Ereignisse, bei denen Fehler im Detektor auftraten. Die von DISTAKE94 akzeptierten Ereignisse des Jahres 1994 entsprechen einer integrierten Luminosität von $2.65 \pm 0.05 \text{ pb}^{-1}$.
- **ISITAMU** entfernt von Myonen induzierte Ereignisse.
- **RMSPARK** entfernt Ereignisse, bei denen durch Funkenüberschlag im Photomultiplier eine sehr große Energie im Kalorimeter vorgetäuscht wird.
- **ALHALO2** entfernt Ereignisse des Strahlhalos aus Myonen, die den Protonenstrahl begleiten.
- Um Untergrundereignisse, die durch Wechselwirkung des Protons mit dem Strahlrohr oder dem Restgas entstehen, auszuschließen, muß gelten (t_F und t_R sind die Zeitpunkte der Kalorimetersignale in FCAL und RCAL relativ zum Zeitpunkt der Strahlkreuzung) [Wol94, Tre96]:

$$|t_R| < 6 \text{ ns}, \quad |t_F| < 6 \text{ ns}, \quad |t_F - t_R| < 6 \text{ ns}$$

5.3.2 Schnitte für MC-Simulationen und Detektordaten

Um MC und Daten vergleichen zu können, werden folgende Bedingungen zur Selektion von DIS-Ereignissen für MC und Daten gefordert:

- Das Programm NOISE94 entfernt Zellen, die falsche Energiesignale liefern. Das durch die Aktivität des Urans entstehende Uranrauschen wird unterdrückt indem die Energiesignale von isolierten EMC- bzw. HAC-Zellen mit weniger als 80 MeV bzw. 120 MeV Energieablagerung verworfen werden.
- Der Wechselwirkungspunkt muß in z-Richtung zwischen -40 cm und 40 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt liegen.
- Die Größe $\delta = \sum_{Zellen} E \cdot (1 - \cos \theta)$ muß größer als 35 GeV sein. Diese Schnitt trennt DIS-Ereignisse von Ereignissen der Photoproduktion [Jon93]. Für die Rekonstruktion von δ wurde das korrigierte Elektron benutzt, womit sich $\delta = \sum_{had} E \cdot (1 - \cos \theta) + E'_e \cdot (1 - \cos \theta_e)$ ergibt.
- y_{JB} soll größer als 0.04 sein. Dieser Schnitt verwirft Ereignisse die nur durch das Uranrauschen entstanden sind. Die Jacquet-Blondel-Methode wird hier benutzt, da sie insbesondere für kleine y die beste Rekonstruktion ermöglicht (siehe Abbildung 5.2 und [Ber91]).
- Ein Elektron muß von dem Elektronidentifikationsprogramm SINISTRA mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 0.9 gefunden werden.
- Die korrigierte Energie (siehe Kapitel 5.1) des gestreuten Elektrons soll mehr als 10 GeV betragen, um eine gute Rekonstruktion des Elektrons zu gewährleisten.
- Der 'box cut' durch BOX verwirft Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron in einem Bereich von $\pm 16(13)$ cm in den Koordinaten x und y gefunden wird, wenn es außerhalb (innerhalb) des SRTD registriert wird. Damit wird sichergestellt, daß der gesamte elektromagnetische Schauer des Elektrons gemessen werden kann und nicht ein Teil der Elektronenergie durch die Strahlröhre verloren geht. Bereiche des RCAL, die zeitweise nicht funktionierten, werden berücksichtigt. Für die MC-Simulationen werden diese toten Bereiche luminositätsgewichtet simuliert.

5.4 Zusätzliche Schnitte zur Bestimmung der Gluondichte

Die Gluondichte wird in dieser Analyse über den $(2+1)$ -Jet Wirkungsquerschnitt gemessen. Zu diesem Wirkungsquerschnitt tragen außer den gesuchten BGF-Ereignissen, wie in Kapitel 2.6 und 2.7 ausgeführt, QCDC-Ereignisse und Korrekturen in zweiter Ordnung

Störungstheorie in α_S als Untergrund bei. Darum wird die Analyse in einem kinematischen Bereich durchgeführt, indem erwartet wird, daß die gluoninduzierten BGF-Prozesse überwiegen. Dies ist für den Bereich $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ der Fall.

5.4.1 Schnitte auf der Detektorebene

Zur Auswahl des für die Bestimmung der Gluondichte wichtigen Bereichs und zur Angleichung von MC und Daten werden auf der Detektorebene folgende zusätzliche Bedingungen gefordert:

- Der kinematische Bereich in Q^2 auf $7 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ eingeschränkt, wobei das mit der Elektronmethode rekonstruierte Q^2 benutzt wurde. Der Bereich kleiner Q^2 wurde auf $Q^2 > 7 \text{ GeV}^2$ begrenzt, da in diesem Bereich das gestreute Elektron noch mit ausreichender Effizienz rekonstruiert werden kann.
- Zur Bestimmung der Gluondichte werden die Raten der (2+1)-Jet-Ereignisse von MC und Daten direkt verglichen. Um gleiche Ausgangsbedingungen bei der Effizienz der Elektronrekonstruktion zu gewährleisten, werden Unterschiede in der Effizienz des Elektronidentifikationsprogramms SINISTRA zwischen MC und Daten mit PASSE simuliert. PASSE verwirft in Abhängigkeit der Elektronenergie mittels eines Zufallsgenerators im MC gefundene Elektronen.

5.4.2 Schnitte auf der Partonebene

Um den kinematischen Bereich der Schnitte auf der Detektorebene abzudecken, wurde auf der Partonebene für die generierten Werte gefordert:

- Die Energie des gestreuten Elektrons muß größer als 10 GeV sein.
- Es soll $7 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ gelten.
- Der relative Energieübertrag y muß größer als 0.04 sein.

5.4.3 Definition der (2+1)-Ereignisse

Die Gluondichte wird in dieser Analyse über (2+1)-Jet-Ereignisse bestimmt. Die Definition eines Jets ist in dieser Analyse :

- Der K_T -Algorithmus des Programmpakets KTCLUS (siehe Kapitel 3.3) mit $y_{cut} = 0.5$ und Jetbestimmung im Breitsystem wird benutzt. Auf der Parton- sowie der Hadronenebene wird die generierte Q^2 und auf der Detektorebene Q_{MIX}^2 als Energieskala verwendet, das sich über

$$Q_{MIX}^2 = s \cdot x_{el}^{unkorrigiert} \cdot y_{JB} \quad (5.5)$$

berechnet, wobei $x_{el}^{unkorrigiert}$ das aus der unkorrigierten Elektronenergie mit der Elektronmethode berechnete x ist. Mit Verwendung der Größe Q_{MIX}^2 ergibt sich ein Ausgleich der Unsicherheiten in der Energieskala und Verlusten durch totes Material für die vom K_T -Algorithmus verwendete Größe $\frac{\min(E_i^2, E_j^2)(1-\cos\theta_{ij})}{Q_{MIX}^2}$, da sowohl Nenner als auch Zähler von diesen Effekten betroffen sind.

- Jeder Jet muß die Bedingung $\eta^{Jet} < 2$ erfüllen. Ansonsten wird der Jet verworfen und dem Protonrest zugerechnet. Dieser Schnitt ist wichtig, um Jets, die durch Teile Protonrestes entstehen, ausschließen zu können.
- Es werden nur Jets akzeptiert, die die Bedingung $p_T^{Jet} > 4$ GeV sowohl im Labor- als auch im Breitsystem erfüllen. Dieser Schnitt stellt sicher, daß die Jets aus Prozessen der harten Streuung stammen und gut vom Protonrest getrennt werden.

Werden genau zwei Jets in einem Ereignis gefunden, die diese Bedingungen erfüllen, so wird dieses Ereignis als (2+1)-Jet-Ereignis bezeichnet. Diese Definition wird sowohl auf der Parton- als auch auf Detektorebene benutzt, um vergleichbare Bedingungen zu erhalten. Abbildung 5.3 zeigt die durch die beschriebenen Schnitte ausgewählten (2+1)-Jet-Ereignisse in der Q^2 - x -Ebene.

Aus dem Verhältnis dieser zwei Ebenen in MC-Rechnungen der ersten Ordnung Störungstheorie wird ein Korrekturfaktor gewonnen, um die im ZEUS-Detektor gemessenen Daten auf die Partonebene zu korrigieren, damit sie mit den Rechnungen der zweiten Ordnung Störungstheorie in α_S verglichen werden können. In einer Untersuchung der Daten des Jahres 1993 wurden Unterschiede in dem Energieverlust der Jets durch inaktives Material zwischen Daten und MC-Simulationen gefunden. Da die Korrekturfaktoren aus den MC-Simulationen nur gültig sind, wenn diese Effekte richtig beschrieben werden, muß dieser Unterschied korrigiert werden. Eine Methode diese Unterschiede zu ermitteln und daraus Korrekturen für die Jetenergien zu erhalten wird im folgenden Kapitel präsentiert.

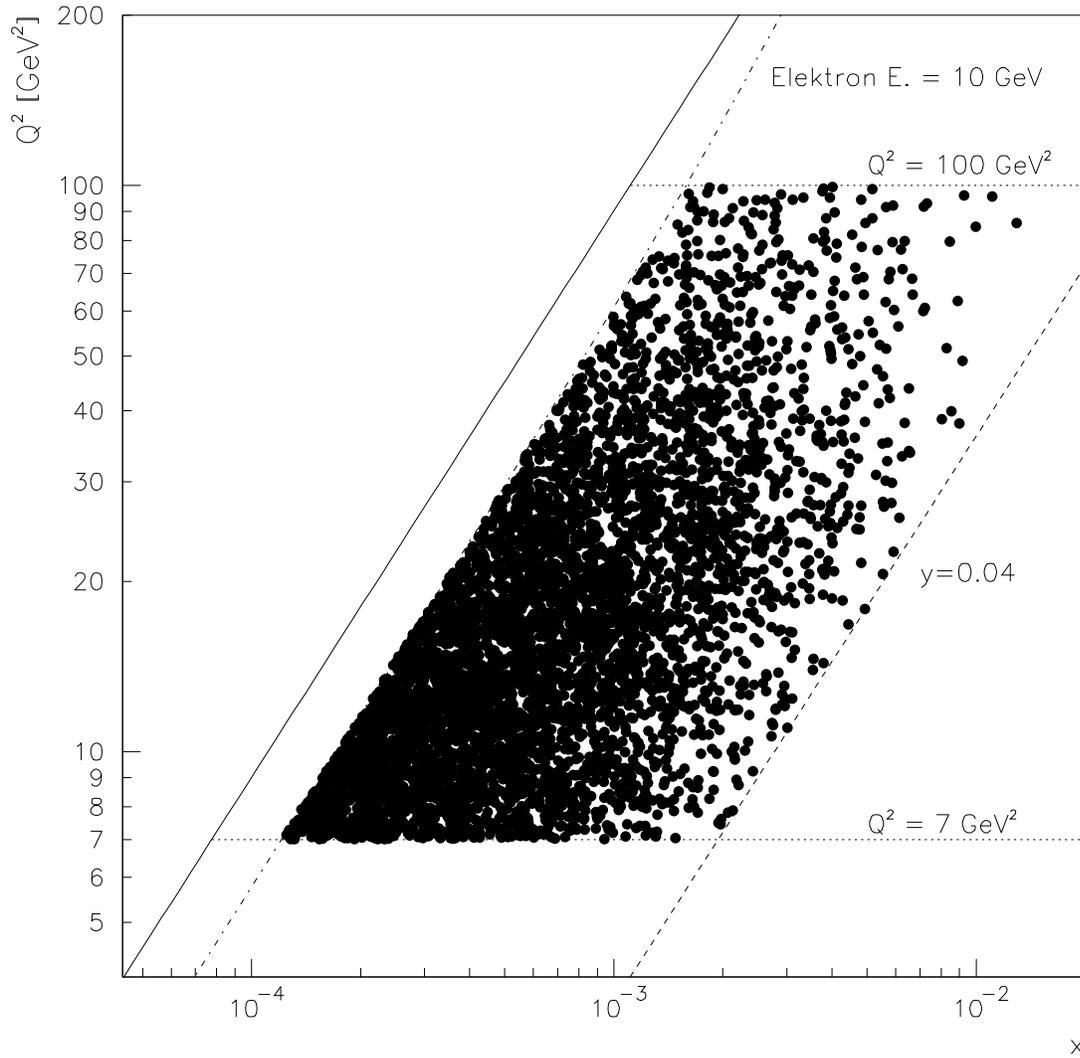


Abbildung 5.3: Die Verteilung der auf der Partonebene gefundenen (2+1)-Jet Ereignisse, die die im Text beschriebenen Schnitte passiert haben. Der kinematische Limes ist als durchgezogene Linie markiert und die Linien mit $E'_e = 10 \text{ GeV}$, $y = 0.04$, $Q^2 = 7 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$ sind markiert, da sie die angewendeten Schnitte zeigen.

Kapitel 6

Energiekorrektur der Jets

Durch inaktives Material (siehe Abbildung 6.1) verlieren die bei der Streuung entstehenden Teilchen Energie, bevor sie das Kalorimeter erreichen. Durch diesen Energieverlust werden die Jetenergien im Vergleich zu der Hadronebene zu niedrig gemessen und müssen korrigiert werden. Wenn die Detektorsimulation des MC das Detektorverhalten genau beschreibt, kann der Energieverlust durch MC Studien ermittelt werden. Wie im folgenden gezeigt wird, bestehen aber noch Unsicherheiten in diesen Simulationen.

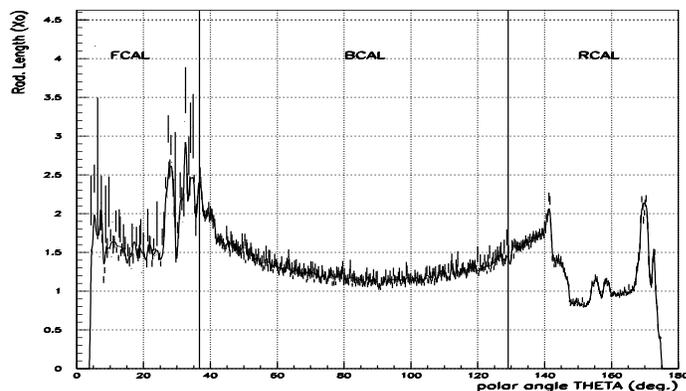


Abbildung 6.1: *Das tote Material vor dem Kalorimeter in Strahlungslängen X_0 in Abhängigkeit des Polarwinkels θ , wie es in die MC Simulation aufgenommen wurde.*

Bei einer von S. Magill [Mag94] für die Daten des Jahres 1993 durchgeführte Studie zeigten sich Unterschiede im Energieverlust der Jets zwischen MC und Daten. Um diese Unterschiede zu korrigieren, wird die Analyse des Energieverlustes der Jets für die Daten und MC-Simulationen des Jahres 1994 neu durchgeführt. Durch die höhere Luminosität der Daten des Jahres 1994 (1993: 0.56 pb^{-1} , 1994: 2.56 pb^{-1}) ist eine genauere Untersuchung

dieser Unterschiede möglich. Dabei wurde eine Fehlinterpretation bei der Bestimmung der Korrekturfaktoren der Analyse der Daten von 1993 aufgedeckt und eine Lösung der dadurch entstandenen Probleme gefunden.

Es werden ein Jet Ereignisse der tiefinelastischen Streuung benutzt, bei denen sich, wegen der Impulserhaltung, die Transversalimpulse des gestreuten Elektrons und des Jets genau ausgleichen müssen ($p_T^{Jet} = p_T^{Elektron}$, siehe Abbildung 6.2).

Der Transversalimpuls des gestreuten Elektrons kann mit der von dem Energieverlust unabhängigen Doppel-Winkel-Methode¹ bestimmt werden. Der Transversalimpuls des Elektrons ist daher gut bekannt und aus dem Vergleich zum gemessenen Transversalimpuls des Jets kann dann ein Korrekturfaktor für die Jetenergie bestimmt werden. Diese Methode kann unabhängig voneinander für gemessene Daten und MC-Rechnungen ereignisweise durchgeführt werden, da der Transversalimpuls eines Jets direkt mit dem Transversalimpuls des zugehörigen Elektrons verglichen werden kann.

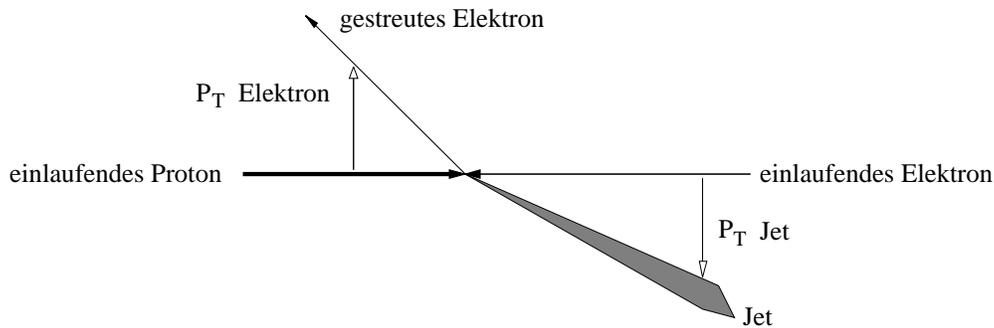


Abbildung 6.2: *Idealisiertes Bild der zur Ermittlung des Jet-Transversalimpulsverlustes benutzten Ereignisse.*

6.1 Auswahlkriterien

Zur Selektion der hier interessanten Ereignisse werden zuerst die Standard-Schnitte für die Selektion von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung angewendet, die im Kapitel 5.3 beschrieben sind. Zur Identifikation der Ein-Jet Ereignisse werden folgende Algorithmen zur Jetdefinition benutzt:

¹Bei der Elektron-Methode zur Rekonstruktion der kinematischen Variablen sieht man, daß $Q^2 = \frac{E_e'}{2E_e} \cdot (1 - \cos \theta_e)$ und $(1 - y) = 2E_e E_e' \cdot (1 + \cos \theta_e)$ und daher $\sqrt{Q^2 \cdot (1 - y)} = E_e' \cdot \sin \theta_e = p_T^{Elektron}$ gilt. Werden Q^2 und y mit der Doppelwinkel-Methode bestimmt, so ist der Transversalimpuls unabhängig von der Energieskala des Kalorimeters.

1. Der K_T -Algorithmus, $y_{cut} = 0.5$ mit Jetbestimmung im Breitsystem und Skala Q_{MIX}^2 (Gleichung 5.5).
2. Der Konus-Algorithmus im Laborsystem und $R_{cut} = 1$. Bei Benutzung des Konus-Algorithmus sind Schnitte in η^{Jet} und p_T^{Jet} erforderlich (siehe Kapitel 3.1). Deshalb wird für die Jets $\eta^{Jet} < 2.5$ und $p_T^{Jet} > 1$ GeV gefordert.

Um zu gewährleisten, daß die Transversalimpulsbilanz angewendet werden kann, wird bei beiden Algorithmen zusätzlich gefordert:

- Anzahl der gefundenen Jets = 1.
- Der Unterschied der Azimutwinkel von gestreutem Elektron und Jet muß $\pi \pm 0.2$ rad betragen, um sicherzugehen, daß sich der Jet und das gestreute Elektron genau gegenüberliegen (innerhalb des Fehlers von zwei BCAL Zellen).
- Die Energie des Jets muß mindestens 95% der im Kalorimeter abgelagerten hadronischen Energie betragen. Mit diesem Schnitt wird sichergestellt, daß der gesamte Transversalimpuls des hadronischen Systems im Jet steckt.

Die Wirkung dieser Schnitte wird in Abbildung 6.3 gezeigt. Die mittlere Differenz im Transversalimpuls von Elektron und Jet ist, für Jets die mehr als 95% der hadronischen Energie beinhalten, in etwa konstant (Abbildung 6.3 a). Dieser Schnitt bewirkt auch, daß der verbleibende Rest an Transversalimpuls, der außerhalb des Jets im hadronischen System steckt, mit ~ 70 MeV sehr gering ist und vernachlässigt werden kann (Abbildung 6.3 c). Dieser restliche Transversalimpuls wurde vektoriell über $p_T^{Rest} = \sqrt{(p_x^{had} - p_x^{Jet})^2 + (p_y^{had} - p_y^{Jet})^2}$ aus den Impulskomponenten des hadronischen Systems und des Jets bestimmt.

Bei den ausgewählten Ereignissen liegen sich Jet und Elektron wie gefordert gegenüber (Abbildung 6.3 b).

Wie Abbildung 6.3 d zeigt, werden durch diese Schnitte vor allem diffraktive Ereignisse [Wol94] ausgewählt. Diese Ereignisse wurden bei ZEUS entdeckt und zeichnen sich durch geringe Aktivität im Vorwärtsbereich aus. Die Größe η_{max} ist definiert als die am weitesten in Vorwärtsrichtung liegende Aktivität des Ereignisses. Dabei werden hier nur Kondensate (zusammenhängende Energieablagerungen, Definition wie in [ZEU95b]) mit einer Energie von mehr als 0.4 GeV als Aktivität gezählt. Ein kleines η_{max} bedeutet somit keine Aktivität in Vorwärtsrichtung. Eine gängige Definition der Diffraktion ist $\eta_{max} < 1.5$ was die Mehrzahl der ausgewählten Ereignisse erfüllt. Aus diesem Grunde werden hier auch diffraktive MC-Simulationen zum Vergleich mit den Daten benutzt.

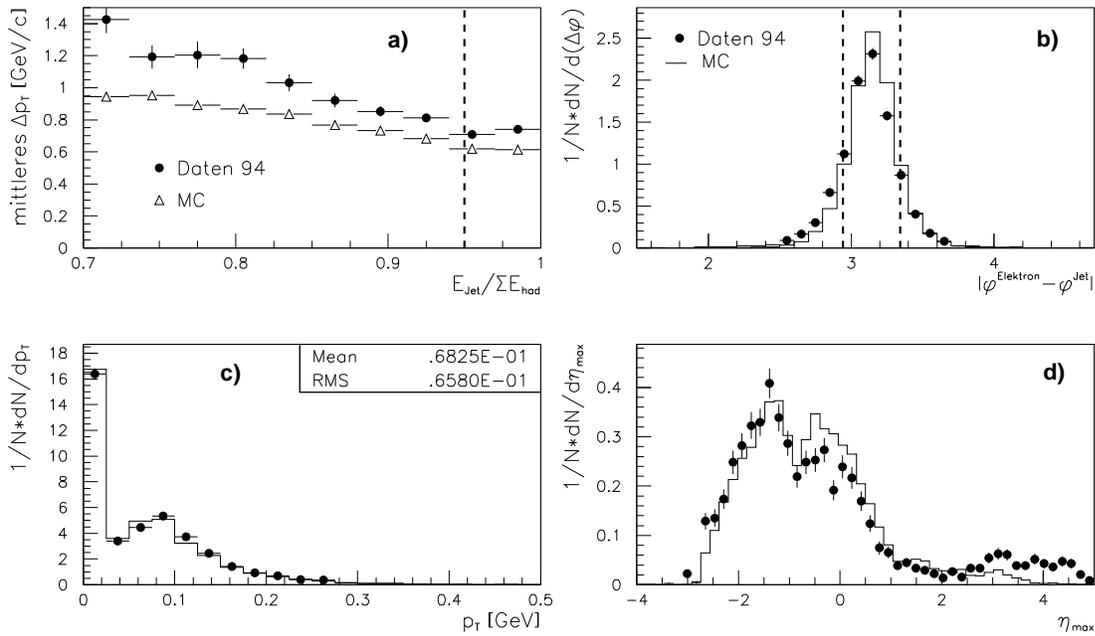


Abbildung 6.3: Die Wirkung der Schnitte auf mit dem K_T -Algorithmus gefundene Ein-Jet-Ereignisse : a) Das mittlere $\Delta p_T = p_T^{\text{Elektron}} - p_T^{\text{Jet}}$ über den Energieanteil des Jets am gesamten hadronischen System. b) Die Differenz im Azimutwinkel ϕ zwischen Elektron und Jet. c) Der Transversalimpuls des hadronischen Systems außerhalb des Jets, Mittelwert ('Mean') und Breite ('RMS') für die Daten sind eingetragen. d) Die Verteilung in η_{max} für die ausgewählten Ereignisse mit $p_T^{\text{Elektron}} > 2$ GeV. Die Schnitte sind jeweils als unterbrochene Linien eingezeichnet.

6.2 Rekonstruktion des Elektron-Transversalimpuls-

es

Wie in Abbildung 6.4 gezeigt ist, wird der Transversalimpuls des Elektrons durch die DA-Methode für die hier ausgewählten Ereignisse sehr gut beschrieben, daher kann der mit der DA-Methode bestimmte Transversalimpuls zum Vergleich mit dem Transversalimpuls der Jets benutzt werden. Auch für den Transversalimpuls des Elektrons, der nur aus der Kalorimeterinformation gewonnen wird, ergibt sich eine gute Rekonstruktion, die aber durch die in Kapitel 5.1 beschriebenen Korrekturen für die hier ausgewählten Ereignisse deutlich überschätzt wird.

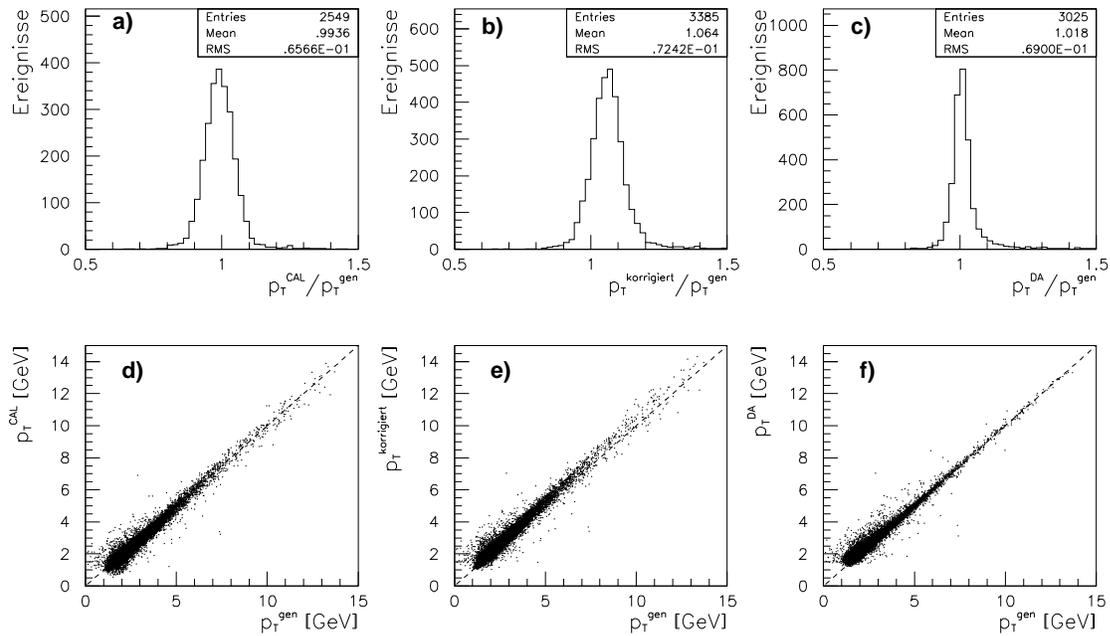


Abbildung 6.4: Die Rekonstruktion des Transversalimpulses des Elektrons a) unkorrigiert, b) korrigiert und c) mit der DA-Methode für Elektronen mit $p_T > 3.5$ GeV. Die rekonstruierten Transversalimpulse d) unkorrigiert, e) korrigiert und f) mit der DA-Methode über dem generierten Wert aufgetragen. Die Winkelhalbierende ist eingezeichnet.

6.3 Mittelwertbildung bei verschmierten Verteilungen

Aus dem Verhältnis von p_T^{Jet} zu $p_T^{Elektron}$ kann mit den ausgewählten Ereignissen der Transversalimpulsverlust der Jets ermittelt werden. Jedoch unterliegt gerade der Transversalimpuls des Jets sehr starken Verschmierungen, und es muß eine Methode gefunden werden, um aus den verschmierten Verteilungen den Mittelwert des Transversalimpulsverlustes bestimmen zu können.

Zur Bestimmung des Verhaltens der Mittelwerte einer Verteilung werden sogenannte 'profile'-Histogramme benutzt. Dabei wird der Mittelwert der y -Werte jedes x -Bereiches über der x -Achse aufgetragen (Abbildung 6.5 b und d). Wie im folgenden gezeigt wird, kann diese Auftragung bei verschmierten Verteilungen aber leicht zu Fehlinterpretationen führen.

Die Verschmierungseffekte können in den MC-Simulationen untersucht werden. Dazu werden Ereignisse benutzt, deren generierte Elektronenergie in einem engen Bereich liegt. Würden diese Ereignisse ohne Verschmierung rekonstruiert, ergäbe sich in einer Auftragung der rekonstruierten Größen p_T^{Jet} und $p_T^{Elektron}$ der gleiche, oder ein um den Transversalimpulsverlust verschobener Bereich. Die Abbildungen 6.5 a und c zeigen jedoch, daß dieses ideale Bild nicht zutrifft. Vielmehr ist die Verschmierung von p_T^{Jet} so groß, daß die mit einem $p_T^{Elektron}$ aus dem Bereich [2.45, 2.5] GeV generierten Ereignisse mit einem p_T^{Jet} im Bereich von etwa 1 GeV bis 3.5 GeV rekonstruiert werden.

Wird eine so stark verschmierte Verteilung wie in [Mag94] als $p_T^{Elektron}/p_T^{Jet}$ über p_T^{Jet} aufgetragen, so ergibt sich eine $1/p_T^{Jet}$ -Abhängigkeit, die rein durch die Verschmierung in p_T^{Jet} hervorgerufen wird. Diese $1/p_T^{Jet}$ -Abhängigkeit wird auch bei der Auftragung als 'profile'-Histogramm, wie sie in Abbildung 6.5 b gezeigt ist, gesehen. Sie entspricht aber nicht den wirklichen Verhältnissen, sondern wurde durch die Verschmierungseffekte künstlich erzeugt.

Die Auftragung, die diese Verschmierungseffekte am wirkungsvollsten reduziert, ist p_T^{Jet} über $p_T^{Elektron}$ wie in Abbildung 6.5 c gezeigt. Hier wird durch die Mittelwertbildung der y -Werte der Mittelwert der p_T^{Jet} -Verteilung richtig wiedergegeben. Mit dieser Auftragung ist im 'profile'-Histogramm keine $1/p_T^{Jet}$ -Abhängigkeit mehr feststellbar, sondern es ergibt sich mit in guter Näherung die Abhängigkeit $p_T^{Jet} = a \cdot p_T^{Elektron}$ mit der Konstanten $a < 1$ (Abbildung 6.5 d). Daher wird diese, die Verschmierungseffekte reduzierende, Auftragung gewählt, um den mittleren Transversalimpulsverlust der Jets zu bestimmen.

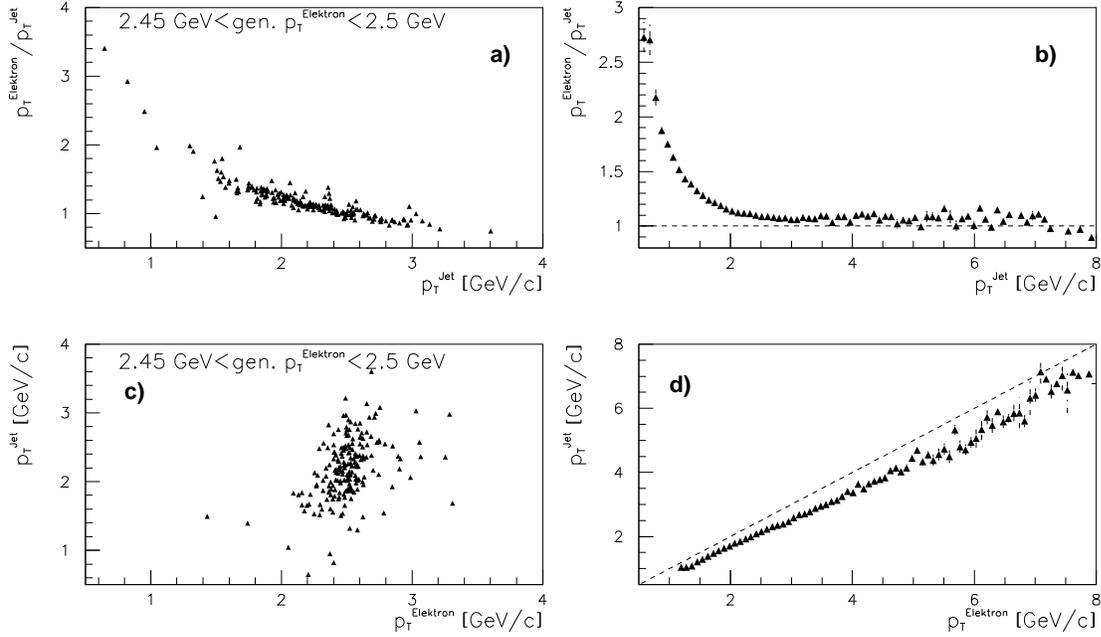


Abbildung 6.5: Die Auswirkungen der Verschmierung von p_T^{Jet} am Beispiel des Bereichs $\eta^{Jet} < -1.2$. In den Abbildungen a) und c) wurde das generierte Elektron wurde auf den Bereich $[2.45, 2.5]$ GeV eingeschränkt, um Verschmierungseffekte zu untersuchen, b) und d) zeigen alle Ereignisse als 'profile'-Histogramm (siehe Text) mit $\eta^{Jet} < -1.2$ und die Linie $p_T^{Jet} = p_T^{Elektron}$ ist eingezeichnet. Die hier gezeigten Fehler sind die Fehler der Mittelwerte.

6.4 Parametrisierung

Mit der Auftragung von p_T^{Jet} über $p_T^{Elektron}$, die die Verschmierungseffekte reduziert, ergibt sich der Transversalimpuls- bzw. Energieverlust als proportional zum Transversalimpuls bzw. Energie des Jets. Er läßt sich als Energieverlust durch totes Material deuten, da in guter Näherung für den Energieverlust in Materie

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \cdot f(t), \quad t = x/X_0 \quad \Rightarrow \quad \Delta E \sim E_0$$

gilt [PDG96], mit der Eindringtiefe x in Strahlungslängen t , der Anfangsenergie E_0 und dem Energieverlust ΔE . Als Parametrisierung wird daher

$$p_T^{Jet} = \frac{p_T^{Elektron}}{1 + C}, \quad C = C(\eta^{Jet}) \quad (6.1)$$

gewählt, wobei C den p_T -Verlust des Jets angibt, der nur von η^{Jet} abhängig ist, da durch die Symmetrie des ZEUS-Detektors zur Strahlachse keine ϕ^{Jet} -Abhängigkeit betrachtet werden muß. Jedoch würde bei Unsicherheiten in der Energieskala des Kalorimeters das gleiche, zur Energie proportionale Verhalten gesehen, so daß zwischen diesen Möglichkeiten nicht unterschieden werden kann.

Die Unterteilung der η^{Jet} -Bereiche wird wie bei der Analyse der Daten von 1993 [Mag94] gewählt (siehe Tabelle 6.1). Eine feinere Unterteilung in η^{Jet} wäre wünschenswert, da die Verteilung des toten Materials eine teilweise starke Ortsabhängigkeit aufweist, ist aber aus Gründen der Statistik und wegen der Breite der Jets (siehe dazu [Mol95]) nicht möglich.

6.5 Ergebnisse

Die Mittelwerte der 'profile'-Histogramme von p_T^{Jet} über $p_T^{Elektron}$ für die verschiedenen η^{Jet} -Bereiche werden mit der oben beschriebenen Parametrisierung gefittet, um den η^{Jet} abhängigen p_T -Verlust der Jets zu ermitteln. Dabei wird je nach Statistik der Bereich $p_T^{Elektron} > 3.5$ GeV bzw. $p_T^{Elektron} > 4$ GeV verwendet, da die Transversalimpulsverluste von Jets mit $p_T^{Jet} > 4$ GeV interessant sind, denn nur Jets, die diese Bedingung erfüllen, werden zur Bestimmung der Gluondichte verwendet (siehe Kapitel 5.4.3). Diese Fits sind in Abbildung 6.6 auf Seite 45 für den K_T -Algorithmus gezeigt, und ergeben die in den Tabellen 6.1 und 6.2 aufgeführten Werte.

K_T -Algorithmus:

Kalorimeterteil	Bereich in η^{Jet}	C Daten	C NUM12V9 MC	$C_{\text{Daten}} - C_{\text{MC}}$
RCAL	$\eta^{Jet} < -1.2$	$(13.5 \pm 1)\%$	$(17.5 \pm 0.5)\%$	$(-4 \pm 1)\%$
R/BCAL	$-1.2 \leq \eta^{Jet} < -0.5$	$(29 \pm 2)\%$	$(22 \pm 0.6)\%$	$(7 \pm 2)\%$
BCAL	$-0.5 \leq \eta^{Jet} < 1$	$(27 \pm 2)\%$	$(13.8 \pm 0.5)\%$	$(13 \pm 2)\%$
F/BCAL	$1 \leq \eta^{Jet} < 1.5$	$(24 \pm 4)\%$	$(18 \pm 1)\%$	$(5 \pm 4)\%$
FCAL	$1.5 \leq \eta^{Jet} < 2$	$(18 \pm 3)\%$	$(15 \pm 1)\%$	$(3 \pm 3)\%$

Tabelle 6.1: Die mit dem K_T -Algorithmus ermittelten Energieverluste der Jets in verschiedenen η^{Jet} Bereichen. NUM12V9 ist die in dieser Analyse zur Detektorsimulation verwendete Programmversion der MC-Simulationen.

Für den Energieverlust der Jets ergeben sich Werte zwischen 13.8% bzw. 12% und 22% für die MC-Simulationen für den K_T - bzw. den Konus-Algorithmus. Der η^{Jet} abhängige Transversalimpulsverlust entspricht in etwa der in Abbildung 6.1 gezeigten Verteilung des inaktiven Materials vor dem Kalorimeter. Bei den Daten ergeben sich Werte zwischen

Konus-Algorithmus :

Kalorimeterteil	Bereich in η^{Jet}	C Daten	C NUM12V9 MC	$C_{\text{Daten}} - C_{\text{MC}}$
RCAL	$\eta^{Jet} < -1.2$	$(14 \pm 1)\%$	$(18.5 \pm 1)\%$	$(-5 \pm 2)\%$
R/BCAL	$-1.2 \leq \eta^{Jet} < -0.5$	$(27 \pm 2)\%$	$(22 \pm 1)\%$	$(5 \pm 2)\%$
BCAL	$-0.5 \leq \eta^{Jet} < 1$	$(23 \pm 2)\%$	$(12 \pm 1)\%$	$(11 \pm 2)\%$
F/BCAL	$1 \leq \eta^{Jet} < 1.5$	- -	$(16 \pm 1)\%$	- -
FCAL	$1.5 \leq \eta^{Jet} < 2$	- -	- -	- -

Tabelle 6.2: Die mit dem Konus-Algorithmus ermittelten Energieverluste der Jets in verschiedenen η^{Jet} Bereichen. Im Bereich großer η^{Jet} konnte wegen geringer Statistik kein Fit durchgeführt werden. NUM12V9 ist die in dieser Analyse zur Detektorsimulation verwendete Programmversion der MC-Simulationen.

13.5% bzw. 14% und 29% bzw. 27% für den K_T - bzw. den Konus-Algorithmus. Die daraus resultierenden Unterschiede zwischen MC und Daten bewegen sich im Bereich von 4% bzw. 5% geringerem bis zu 13% bzw. 11% höherem Transversalimpulsverlust bei den Daten.

Der Transversalimpulsverlust der mit dem Konus-Algorithmus gefundenen Jets ist bis auf den RCAL-Bereich durchweg etwas niedriger als der Wert der mit dem K_T -Algorithmus gefundenen Jets, jedoch ergeben sich innerhalb der Fehlergrenzen die gleichen Unterschiede zwischen MC und Daten für beide Algorithmen.

6.6 Anwendung der Energiekorrektur

Aus den oben gefundenen Transversalimpulsverlusten $C(\eta^{Jet})$ kann, wie in Gleichung 6.1 ersichtlich ist, der Korrekturfaktor für den Transversalimpuls des Jets bestimmt werden. Geht man davon aus, daß der Jet Energie und nicht nur Transversalimpuls verliert, dann ist der prozentuale Transversalimpulsverlust C gleich dem prozentualen Energieverlust des Jets. Die Energie eines gefundenen Jets auf der Detektorebene, der in das HERA Laborsystem transformiert ist, kann dann durch folgende einfache Prozedur korrigiert werden:

1. Die Größe η^{Jet} wird für den Jet bestimmt.
2. Der gesamte Vierervektor p^{Jet} wird η^{Jet} -abhängig mit $1 + C(\eta^{jet})$ skaliert.

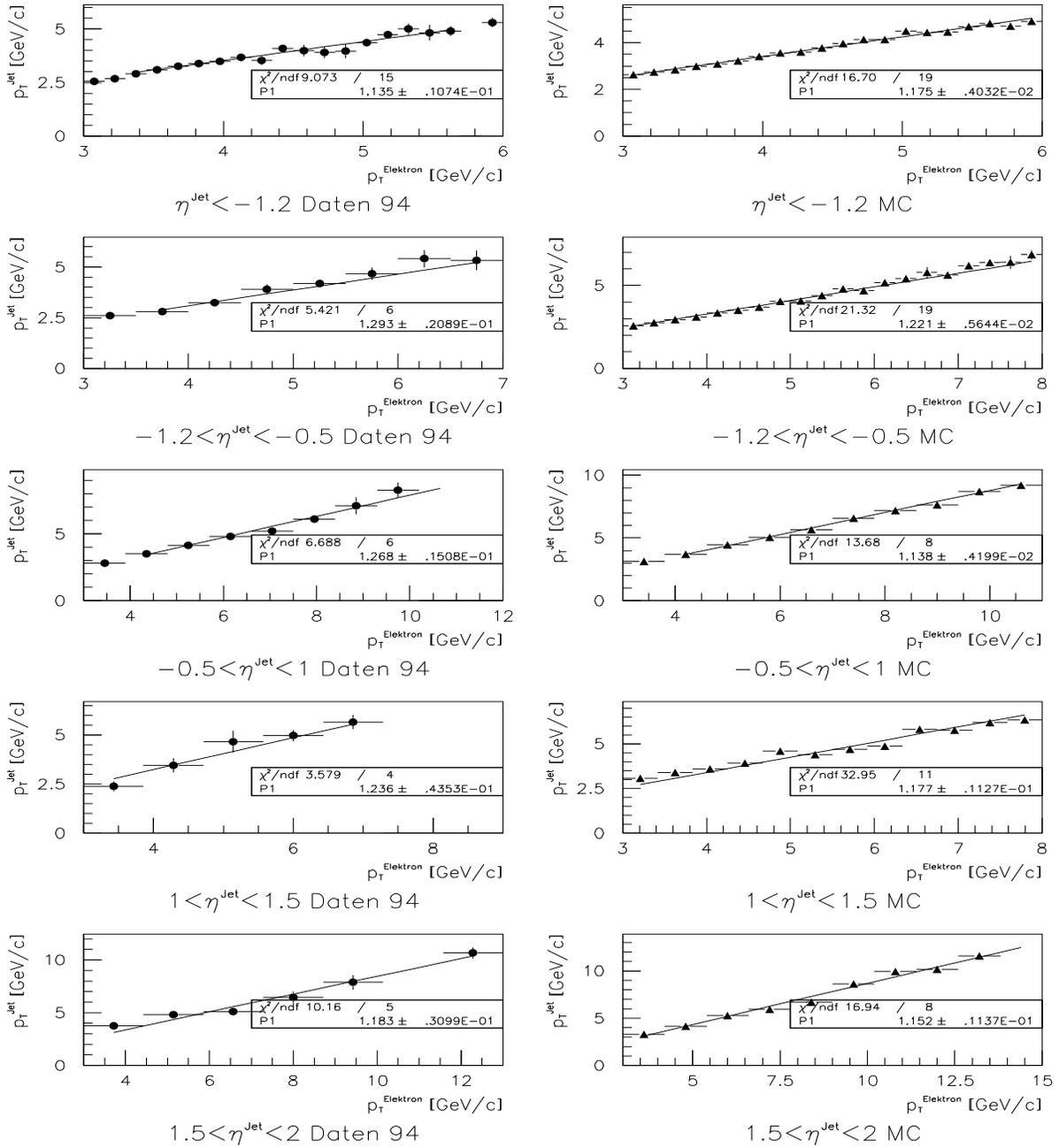


Abbildung 6.6: Die Ergebnisse der Fits der mit dem K_T -Algorithmus gefundenen Transversalimpulsverluste der Jets für die verschiedenen η^{Jet} -Bereiche.

Die Auswirkungen dieser Energiekorrektur auf die zur Gluondichtebestimmung benutzten (2+1)-Jet Ereignisse wird im nächsten Abschnitt untersucht.

6.7 Die Wirkung der Energiekorrektur auf (2+1)-Jet Ereignisse

Diese Energiekorrektur der Jets wurde für die zur Gluondichtebestimmung gesuchten Jets durchgeführt. Erst nach dieser Korrektur werden die Jets der Bedingung $p_T^{Jet} > 4\text{GeV}$ unterworfen (siehe Kapitel 5.4.3).

Die Auswirkungen dieser Energiekorrektur kann in den MC-Simulationen untersucht werden. Wie Abbildung 6.7 zeigt, verbessert sich die Rekonstruktion des Jet-Transversalimpulses durch die Korrektur wesentlich. Im Mittel wird der Transversalimpuls des Jets nach der Korrektur mit mehr als 1% Genauigkeit von der Hadron- zur Detektorebene rekonstruiert.

Zur Charakterisierung der Güte der Jetrekonstruktion von der Parton- zur Detektorebene werden oft die Größen *Effizienz* und *Reinheit* benutzt, die folgendermaßen definiert sind:

$$Effizienz = \frac{N_{2+1}^{par+det}}{N_{2+1}^{par}}, \quad Reinheit = \frac{N_{2+1}^{par+det}}{N_{2+1}^{det}} \quad (6.2)$$

Dabei bedeuten $N_{2+1}^{par+det}$ die Anzahl der Ereignisse, die auf beiden Ebenen (2+1)-Jet Ereignisse sind und N_{2+1}^{par} bzw. N_{2+1}^{det} die Anzahl der (2+1)-Jet Ereignisse auf der Parton- bzw. Detektorebene. Die gleiche Definition kann auch für die Güte der Jetrekonstruktion von der Hadron- zur Detektorebene verwendet werden, indem die Anzahl der Ereignisse auf der Partonebene durch die Anzahl auf der Hadronebene ersetzt wird. Diese Größen sollten bei idealen Bedingungen in der Nähe von 100% liegen, was aber, wie im folgenden gezeigt wird, bei weitem nicht der Fall ist.

	Effizienz(had)	Reinheit(had)	Effizienz(par)	Reinheit(par)
unkorrigiert	33 %	59 %	25 %	61 %
korrigiert	43 %	51 %	34 %	55 %

Tabelle 6.3: Die Auswirkung der Energiekorrektur auf Effizienz und Reinheit.

Tabelle 6.3 zeigt die Wirkung der Korrektur auf *Effizienz* und *Reinheit* für die Rekonstruktion der (2+1)-Jet Ereignisse von der Parton- (par) bzw. Hadron- (had) zur

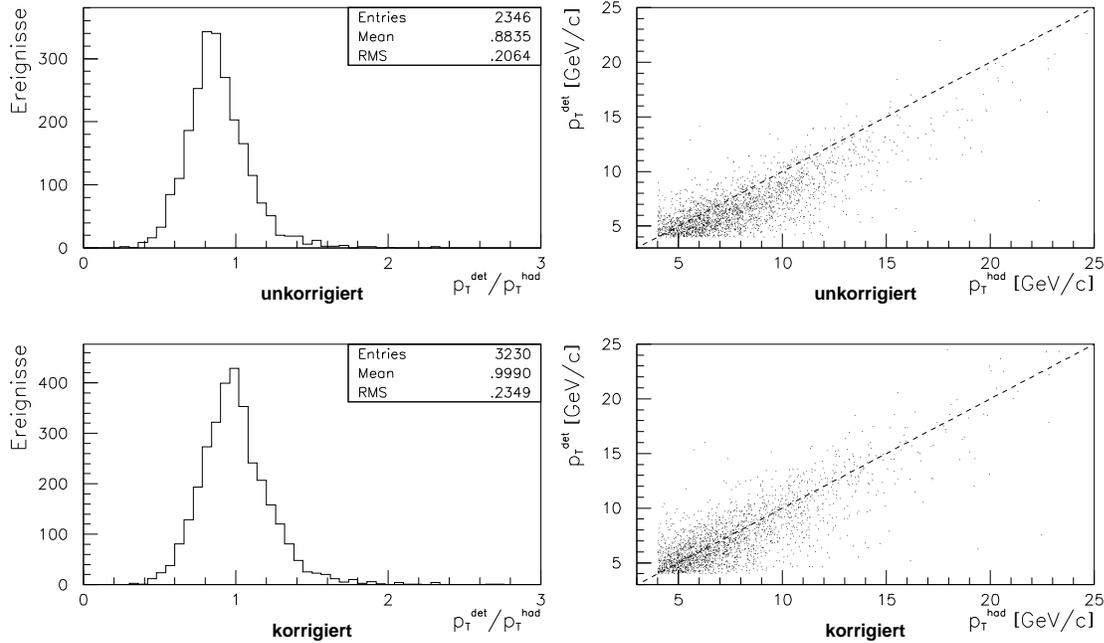


Abbildung 6.7: Die Auswirkung der Energiekorrektur auf die Rekonstruktion des Transversalimpulses der Jets von der Hadronebene (p_T^{had}) zur Detektorebene (p_T^{det}). Die Linie $p_T^{\text{had}} = p_T^{\text{det}}$ ist eingezeichnet.

Detektorebene. Dabei werden hier nur Ereignisse gezählt, die auf der Detektorebene mit den in Kapitel 5.3.2 aufgeführten Schnitten als DIS-Ereignisse klassifiziert werden. Durch die Energiekorrektur verbessert sich die *Effizienz* um 9% bzw. 10%, was durch die bessere Rekonstruktion von p_T^{Jet} verständlich ist. Allerdings verschlechtert sich die *Reinheit* um 6% bzw. 8%.

6.8 Bewertung der Ergebnisse und offene Fragen

Durch die Veränderung der Analyse von 1993 [Mag94] wurde die vermeintliche Energieabhängigkeit des Korrekturfaktors beseitigt und ein prozentualer Transversalimpulsverlust der Jets festgestellt. Die großen Unterschiede zwischen MC und Daten sind jedoch nicht ohne weitere Untersuchungen, die über den Rahmen dieser Analyse hinaus gehen würden, erklärbar.

Es existiert eine unabhängige Analyse der ZEUS-Kollaboration, bei der die Transversalimpulse des gesamten hadronischen Systems und des Elektrons verglichen wurden. Die Verteilungen der Verhältnisse dieser Transversalimpulse wurden dabei benutzt, um Unterschiede zwischen MC und Daten festzustellen. Aufgrund dieser Analyse wurde eine Anhebung der RCAL-Energie um 2.5% und der BCAL-Energie um 6% bei den Daten empfohlen. Es existiert auch eine Korrekturroutine CALCORR der ZEUS-Kollaboration, bei der diese Skalierungskorrektur angewendet wird. Wie die Tabelle 6.1 zeigt, decken diese Anhebungen aber nur etwa die Hälfte der hier erhaltenen Unterschiede zwischen MC und Daten ab.

Eine mögliche Fehlerquelle bei dieser Analyse ist der Protonrest (bzw. das Proton im Endzustand der diffraktiven Ereignisse), der unentdeckt durch die Strahlröhre verloren geht und daher nicht in die Transversalimpulsbilanz mit einbezogen werden kann. Ein Proton mit 800 GeV Energie könnte durch die Strahlröhre (Öffnung $\approx 2.2^\circ$) einen Transversalimpuls von $p_T = 800 \text{ GeV} \cdot \sin 2.2^\circ \approx 30 \text{ GeV}$ vom ZEUS-Kalorimeter unentdeckt mit sich tragen. Jedoch wird für den Transversalimpuls des Protonrestsystems nur etwa $\langle p_T \rangle \approx 400 \text{ MeV}$ erwartet [Edi96], was aber immer noch 10% der niedrigsten hier untersuchten Transversalimpulse entspricht und stellt daher eine mögliche Unsicherheit bei der Transversalimpulsbilanz dar.

Nicht verstanden ist auch der Effekt, daß bei den hier ausgewählten Ereignissen die Energiekorrektur des Elektrons im Mittel um 6% zu hoch ist, obwohl sie für den gesamten Bereich der DIS-Ereignisse eine gute Rekonstruktion ergibt (siehe die Abbildung 6.4 und 5.1).

Für die weitere Analyse werden zur Bestimmung der Gluondichte die hier erhaltenen Korrekturfaktoren angewendet. Aufgrund der offenen Fragen wird jedoch zur Untersuchung der Systematik auch die CALCORR-Korrektur benutzt (siehe Kapitel 7.2).

Kapitel 7

Jetanalyse auf der Detektorebene

In diesem Kapitel werden die auf der Detektorebene gefundenen (2+1)-Jet Ereignisse der Daten mit den Vorhersagen der MC-Simulationen verglichen und die Systematik durch die Unsicherheiten in der Energiekorrektur der Jets untersucht.

7.1 Vergleich zwischen Daten und MC-Simulationen

Zum Vergleich mit den Daten des ZEUS-Detektors werden Simulationen der MC-Generatoren LEPTO 6.3, LEPTO 6.1 und ARIADNE benutzt, die in voller Detektorsimulation zur Verfügung stehen. Tabelle 7.1 zeigt die wichtigsten Einstellungen der hier benutzten MC-Generatoren, die sich in der Wahl der Strukturfunktion und der Wahl des Parameters y_{min} (siehe Kapitel 4.1) unterscheiden. Der MC-Generator ARIADNE unterscheidet sich von LEPTO auch in der Simulation höherer Ordnungen in α_S . Die Hadronisierung und die Detektorsimulation erfolgte bei allen Generatoren gleich.

Auf die rekonstruierten Jetenergien wurde das in Kapitel 6.6 beschriebene Korrekturverfahren angewendet.

Tabelle 7.2 zeigt den Vergleich von MC und Daten im totalen (2+1)-Wirkungsquerschnitt, der sich aus der Anzahl der (2+1)-Jet-Ereignisse N_{2+1} und der Luminosität \mathcal{L} über

$$\sigma_{2+1} = \frac{N_{2+1}}{\mathcal{L}}, \quad \Delta\sigma_{2+1} = \sigma_{2+1} \cdot \sqrt{\frac{1}{N_{2+1}} + \left(\frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}}\right)^2} \quad (7.1)$$

berechnet.

Der Wirkungsquerschnitt der Daten wird von LEPTO 6.3 genau beschrieben, von ARIADNE aber um 15% über- und von LEPTO 6.1 um 39% unterschätzt.

	LEPTO 6.3	LEPTO 6.1	ARIADNE
Strukturfunktion	MRSA	MRSD—'	MRSA
y_{min}	0.0001	0.005	0.0001
Simulation höherer Ordnungen in α_S	PS	PS	CDMBGF

Tabelle 7.1: Die Wahl der wichtigsten Einstellungen der hier benutzten MC-Simulationen der Ordnung α_S . PS bezeichnet das Parton-Schauer-Modell und CDMBGF das Farb-Dipol-Modell zur Simulation höherer Ordnungen in α_S .

	(2+1)-Wirkungsquerschnitt
Daten 94	(1.43 ± 0.04) nb
LEPTO 6.3	(1.43 ± 0.03) nb
LEPTO 6.1	(0.87 ± 0.03) nb
ARIADNE	(1.64 ± 0.04) nb

Tabelle 7.2: Der gemessene (2+1) Wirkungsquerschnitt auf der Detektorebene.

Nun sollen die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den kinetischen Variablen und den Variablen η^{Jet} , p_T^{Jet} und m_{jj}^2 der Daten mit den Vorhersagen der MC-Simulationen verglichen werden. Die zur Bestimmung der Gluondichte wichtige Variable ξ ist von den Größen x , Q^2 und m_{jj}^2 direkt abhängig (siehe Gleichung 2.15). Indirekt gehen auch die Jetwinkel η^{jet} und Transversalimpulse p_T^{jet} über die invariante Masse m_{jj}^2 in die ξ -Bestimmung ein. Der Vergleich dieser Variablen ist daher ein wichtiger Test der Beschreibung der wirklichen Verhältnisse durch die Simulationen. Nur bei einer zufriedenstellenden Beschreibung kann eine vertrauenswürdige Korrektur der Daten auf die Partonebene mit Hilfe dieser Simulation durchgeführt werden.

Abbildung 7.1 zeigt einen Vergleich der Verteilungen der kinematischen Variablen der (2+1)-Jet-Ereignisse für Daten und MC-Simulationen. Diese Verteilungen werden von allen MC-Programmen recht gut beschrieben, allerdings zeigt sich, daß ARIADNE den Bereich kleiner Q^2 ($Q^2 < 13 \text{ GeV}^2$) deutlich überschätzt.

In Abbildung 7.2 wird der Vergleich der Verteilungen η^{Jet} , p_T^{Jet} und m_{jj}^2 gezeigt. Die p_T^{Jet} - und m_{jj}^2 -Verteilungen werden von allen Generatoren gut beschrieben, jedoch ergibt LEPTO 6.3 deutlich die beste Beschreibung der Jetwinkel η^{Jet} . Kleine Werte in η^{Jet} werden von ARIADNE leicht und von LEPTO 6.1 stark (wenn nur die Form verglichen wird) überschätzt.

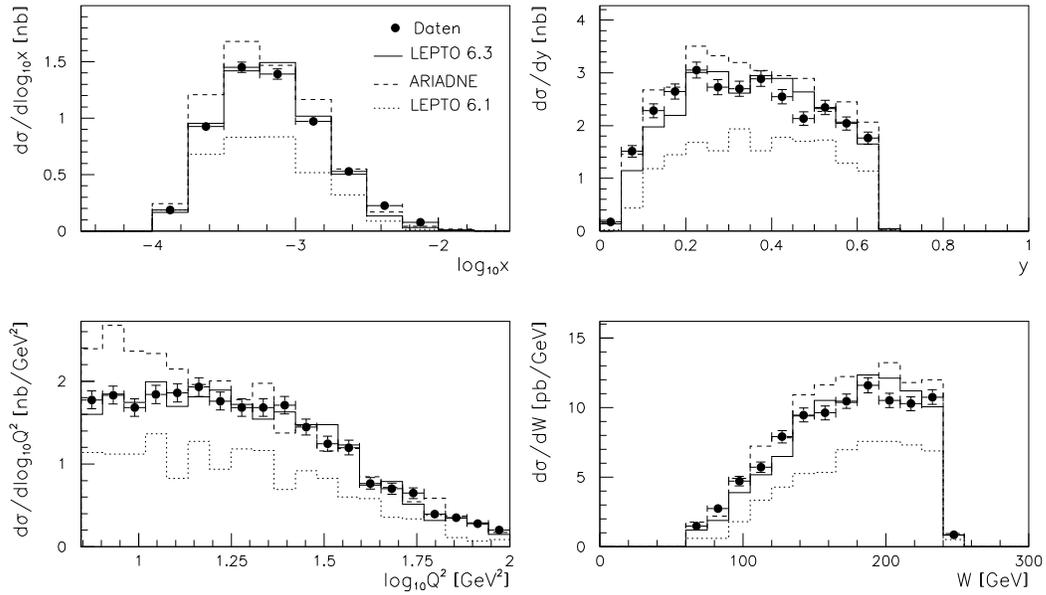


Abbildung 7.1: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den kinematischen Variablen für die auf Detektorebene gefundenen $(2+1)$ -Jet-Ereignisse im Vergleich der Daten mit den im Text beschriebenen MC-Simulationen.

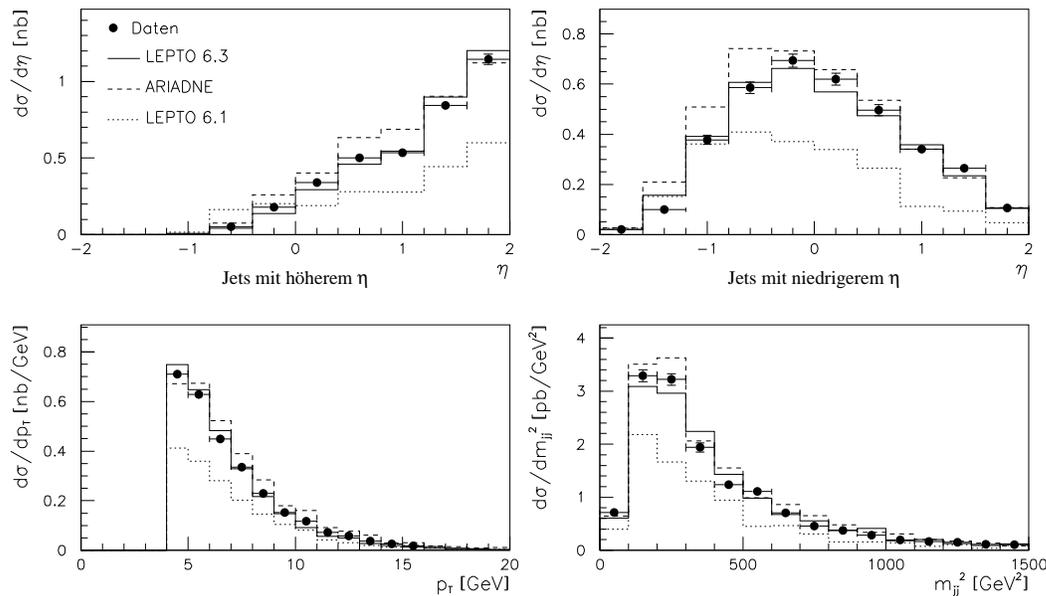


Abbildung 7.2: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Variablen η^{Jet} , p_T^{Jet} und m_{jj}^2 für die auf Detektorebene gefundenen $(2+1)$ -Jet-Ereignisse im Vergleich der Daten mit den im Text beschriebenen MC-Simulationen.

Abbildung 7.3 a zeigt den Vergleich der $\log_{10} \xi$ -Verteilungen im differentiellen Wirkungsquerschnitt und 7.3 b als normalisierte Verteilungen. Da über die Form der $\log_{10} \xi$ -Verteilung die Gluondichte bestimmt wird, sind Unterschiede zwischen den Simulationen und den Daten erste Anzeichen für einen von den Vorhersagen abweichenden Wert λ_g . Die Daten des ZEUS-Detektors zeigen mehr Ereignisse mit größeren ξ -Werten ($\xi > 0.025$) als die MC-Simulationen. Da ein kleinerer λ_g -Wert weniger Gluonen mit kleinem ξ bedeutet (Gleichung 2.16), kann schon an dieser Stelle ein kleinerer Wert der Daten als der von der MRSA-Parametrisierung verwendete $\lambda_g = 0.3$ abgeschätzt werden.

Hier ist auch der Einfluß des Parton-Schauer-Modells bei LEPTO 6.1 zu erkennen: LEPTO 6.1 beschreibt die Form der Verteilung für den Bereich $\log_{10} \xi > -2.2$ ähnlich gut wie LEPTO 6.3. Durch die Wahl von $y_{min} = 0.005 = 10^{-2.3}$ werden, wie in Kapitel 4.1 erklärt, die Ereignisse $\log_{10} \xi < -2.3$ nicht mehr als Matrixelemente generiert, sondern nur noch durch das Parton-Schauer Modell simuliert. Dieses Modell überschätzt aber deutlich die (2+1)-Jetrate.

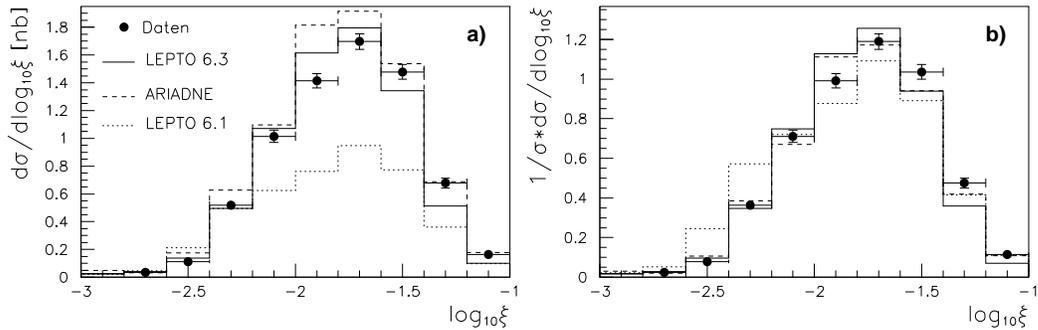


Abbildung 7.3: a) Der differentielle Wirkungsquerschnitt in ξ und b) die normalisierten Verteilungen für die auf Detektorebene gefundenen (2+1)-Jet-Ereignisse im Vergleich der Daten mit den im Text beschriebenen MC-Simulationen.

7.2 Systematik der Energiekorrektur

Da die in Kapitel 6.8 angesprochene CALCORR-Analyse von der ZEUS-Kollaboration allgemein akzeptiert wird, soll nun ein Vergleich der Auswirkungen von CALCORR und den in Kapitel 6 erhaltenen Unterschieden zwischen MC und Daten untersucht werden. Zum Vergleich werden die Daten auf zwei verschiedene Methoden korrigiert:

1. Der Vierervektor der Jets wird, wie in Kapitel 6.6 beschrieben und in dieser Analyse als Standard verwendet, korrigiert. Die mit diesen Korrekturen gefundenen Ereignisse werden im folgenden als korrigierte Daten bezeichnet.
2. Zuerst werden alle Zellen des RCAL und BCAL um die in CALCORR angegebenen Werte angehoben. Die in diesen Zellen gefundenen Jets werden dann, da die MC-Simulation jetzt mit den Daten übereinstimmen sollte, mit den Korrekturfaktoren der MC-Simulationen skaliert. Diese Ereignisse werden im folgenden als Daten mit CALCORR bezeichnet.

Tabelle 7.3 zeigt den Vergleich der (2+1) Wirkungsquerschnitte für diese zwei verschiedene Korrekturmethode. Erwartungsgemäß ist der Wirkungsquerschnitt der Daten mit CALCORR um 6% geringer, diese Jets eine geringere Energieanhebung erhielten. Die korrigierten Daten stimmen im Wirkungsquerschnitt genau mit den Vorhersagen von LEPTO 6.3 überein. Wie Abbildungen 7.4 zeigt, tendieren die korrigierten Daten eher zu kleinen y

	(2+1) Wirkungsquerschnitt
Daten 94 korrigiert	(1.43 ± 0.04) nb
Daten 94 mit CALCORR	(1.35 ± 0.04) nb
LEPTO 6.3 korrigiert	(1.43 ± 0.03) nb

Tabelle 7.3: Der (2+1) Wirkungsquerschnitt der Daten von 1994 mit den im Text beschriebenen Energiekorrekturmethode.

und Q^2 zeigen jedoch ansonsten keine großen Unterschiede zu den Daten mit CALCORR. Das gleiche gilt für die Verteilungen in den Jet-Variablen η^{Jet} , p_T^{Jet} und m_{jj}^2 . Auch hier stimmen die Verteilungen der korrigierten Daten und die der Daten mit CALCORR recht gut überein.

Die $\log_{10} \xi$ Verteilung (Abbildung 7.6) zeigt jedoch sehr gravierende Unterschiede. Die korrigierten Daten neigen eindeutig zu höheren ξ -Werten und schon an dieser Stelle kann abgeschätzt werden, daß die korrigierten Daten zu einem kleineren Wert für λ_g führen als die Daten mit CALCORR.

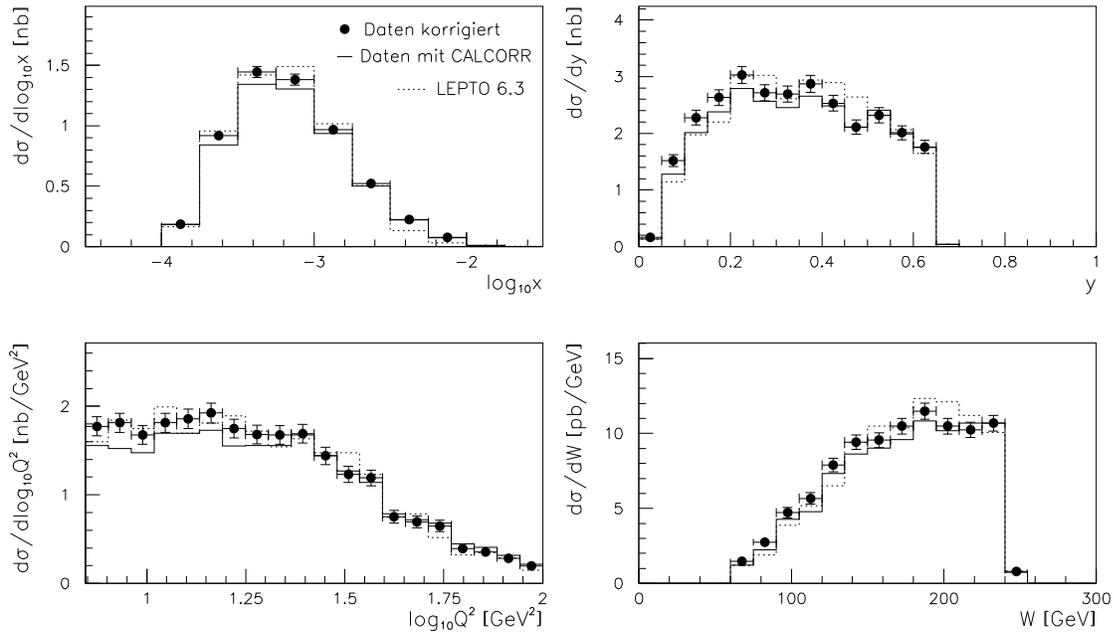


Abbildung 7.4: Die Verteilungen in den kinematischen Variablen im Vergleich der im Text beschriebenen Energiekorrekturmethode.

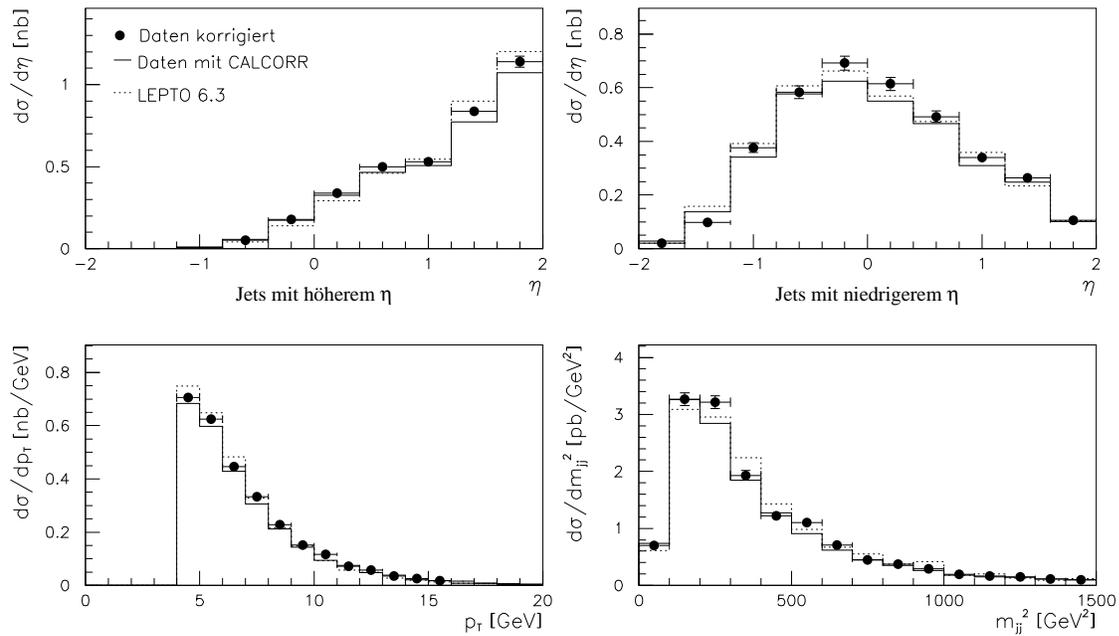


Abbildung 7.5: Die (2+1)-Jet Variablen im Vergleich der im Text beschriebenen Energiekorrekturmethode.

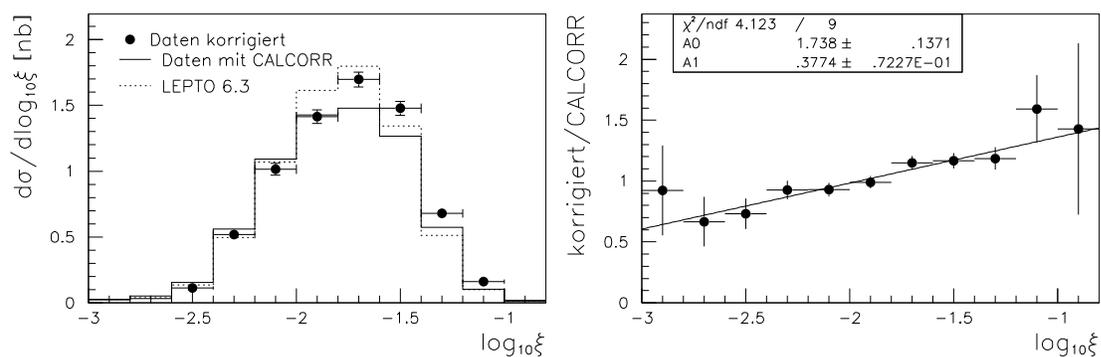


Abbildung 7.6: a) Die $\log_{10}\xi$ Verteilung im Vergleich der im Text beschriebenen Energiekorrekturmethode und b) das Verhältnis der $\log_{10}\xi$ Verteilung der korrigierten Daten zu den Daten mit CALCORR.

Kapitel 8

Korrektur auf Partonebene

Um die im ZEUS-Detektor gemessenen Daten mit der Simulationsrechnung der Ordnung α_S^2 von MEPJET vergleichen zu können, müssen die Daten zuerst auf die Partonebene korrigiert werden, da MEPJET nur diese Ebene simuliert. Die Korrekturfaktoren werden in dieser Analyse mit der MC-Simulation LEPTO 6.3 bestimmt, die wie im Kapitel 7 gezeigt ist die Daten gut beschreibt. MEPJET simuliert auch keine QED-Strahlungskorrekturen wie die mögliche Abstrahlung eines Bremsstrahlungsphotons durch das Elektron vor oder nach der Wechselwirkung mit dem Proton. Deshalb wurden die Korrekturfaktoren mit aus zwei Sätzen von mit LEPTO 6.3 generierten Ereignissen bestimmt. Ein Satz dieser Ereignisse dient zum Vergleich mit den Daten des ZEUS-Detektors auf der Detektorebene und wurde mit QED-Strahlungskorrekturen generiert. Der zweite Satz von Ereignissen, der ohne QED-Strahlungskorrekturen erzeugt wurde, dient zum Vergleich auf der Partonebene.

8.1 Korrektur mit der 'bin zu bin'-Methode

Die Korrekturfaktoren für die Korrektur von der Detektor- zur Partonebene $C_{det \rightarrow had}$ werden dann nach der 'bin to bin'-Methode bestimmt. Hier steht x_i für Bereich i in einer beliebigen Variablen x auf Parton- bzw. Detektorebene.

$$C_{det \rightarrow par}(x_i) = \frac{d\sigma_{par}^{ohne\ QED-Strahlungsk.}(x_i)}{d\sigma_{det}^{mit\ QED-Strahlungsk.}(x_i)} \quad (8.1)$$

Die auf Partonebene korrigierte Verteilung der Daten $d\sigma_{par}^{Daten}$ ergibt sich dann einfach aus der Verteilung auf der Detektorebene $d\sigma_{det}^{Daten}$ über:

$$\frac{d\sigma_{par}^{Daten}}{dx}(x_i) = C_{det \rightarrow par}(x_i) \cdot \frac{d\sigma_{det}^{Daten}}{dx}(x_i) . \quad (8.2)$$

Die 'bin zu bin'-Methode kann jedoch nur angewendet werden, wenn die Migrationen der zu korrigierenden Verteilungen nicht zu groß sind. Diese Methode geht davon aus, daß ein im Bereich x_i erzeugtes Ereignis auch im selben Bereich rekonstruiert wird. Ist die Rekonstruktion der zu korrigierenden Variablen x aber sehr schlecht, dann gibt es viele Migrationen von einem Bereich in den anderen und die korrigierte Anzahl der Ereignisse in einem x -Bereich auf der Partonebene wird unter Umständen von der Anzahl der Ereignisse aus anderen Bereichen bestimmt.

8.2 Die Rekonstruktion des Impulsanteils ξ auf der Detektorebene

Um die Migrationen gering zu halten, wird die Rekonstruktion des zur Bestimmung der Gluondichte wichtigen Impulsanteils ξ auf der Detektorebene optimiert. Die invariante Masse m_{jj} der zwei Jets bestimmt sich durch

$$m_{jj}^2 = (p_1 + p_2)^2 \quad (8.3)$$

wobei p_1 und p_2 die Vierervektoren der zwei Jets sind. Für die Rekonstruktion des Impulsanteils ξ des Gluons (Partons) wurde eine modifizierte Version der Gleichung 2.15 verwendet:

$$\xi = x_{el} + \frac{m_{jj}^2}{y_{JB} \cdot s} \quad (8.4)$$

Abbildung 8.1 zeigt die bessere Rekonstruktion des Impulsanteils ξ durch diese Methode. Im Mittel ergibt sich zwar eine Überschätzung um 9%. Jedoch zeigt Abbildung 8.1 d, daß in der Auftragung der rekonstruierten Variablen über der generierten Variablen, die Mehrzahl der Ereignisse auf der Hauptdiagonalen liegen. Das heißt, daß die Mehrzahl der Ereignisse eine zufriedenstellende Rekonstruktion erfahren und daher die 'bin zu bin' Methode angewendet werden kann.

8.3 Effizienz und Reinheit der Jetrekonstruktion

Die Größen *Effizienz* und *Reinheit* der Jetrekonstruktion von der Parton- zur Detektorebene wurden schon in Kapitel 6.7 untersucht, wobei allerdings nur Ereignisse gezählt

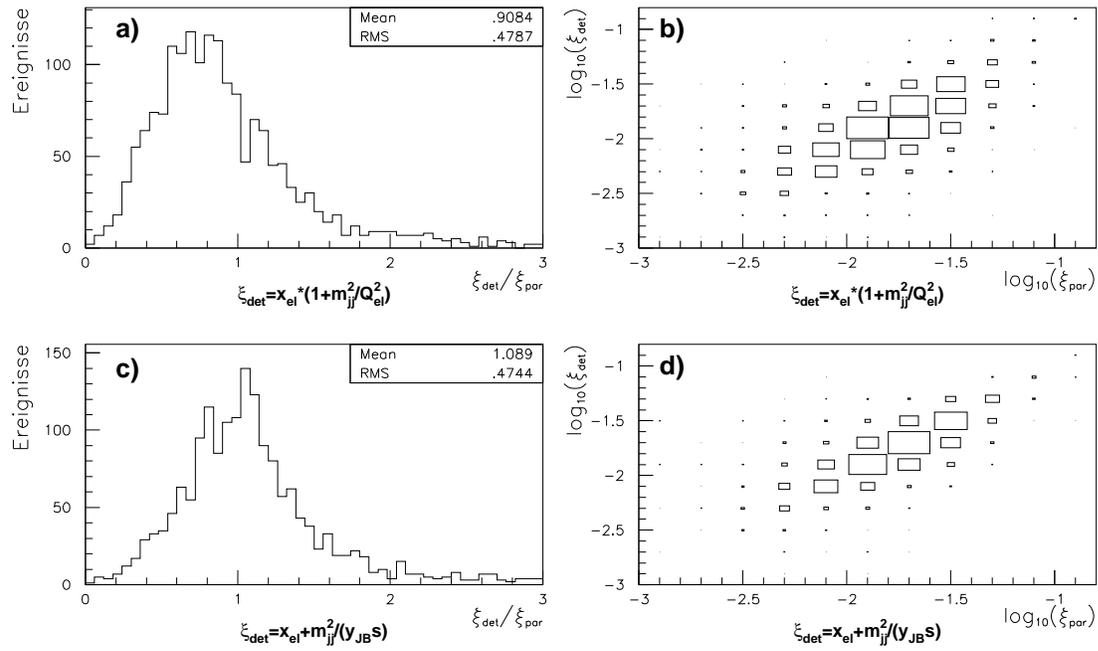


Abbildung 8.1: Die Rekonstruktion des Impulsanteils ξ über a) und b) die mit der Elektronenmethode rekonstruierten Variablen x_{el} und Q_{el}^2 und c) und d) über die Variablen x_{el} und y_{JB} . a) und c) zeigen das Verhältnis der auf Detektorebene rekonstruierten Werte ξ_{det} zu den auf Partonebene ξ_{par} und in b) und d) sind die Werte der Detektorebene über den Werten der Partonebene aufgetragen.

wurden, die auch auf Detektorebene durch die in Kapitel 5.3 beschriebene Schnitte als DIS-Ereignisse gelten. Durch diese Schnitte werden aber auch Ereignisse verworfen, die auf Partonebene (2+1)-Jet Ereignisse aus dem hier ausgewählten Bereich sind. Wie Tabelle 8.1 zeigt, werden allein durch diese Schnitte 33% der (2+1)-Jetereignisse auf der Partonebene verworfen und haben daher einen starken Einfluß auf die Effizienz der Jetrekonstruktion.

Da von der Häufigkeit der Ereignisse auf der Detektorebene auf die Häufigkeit auf der Par-

Schnitt	verworfen
$ z\text{-Vertex} < 40 \text{ cm}$	9 %
Elektron gefunden	5 %
BOX-Schnitt	17 %
rekonstruierte Elektronenergie $> 10 \text{ GeV}$	7 %
$7 \text{ GeV}^2 < Q_{El}^2 < 100 \text{ GeV}^2$	8 %
$y_{JB} > 0.04$	1 %
alle Schnitte	33 %

Tabelle 8.1: Der Anteil der verworfenen (2+1)-Jet Ereignisse auf Partonebene durch die Schnitte auf der Detektorebene. Mehrfachnennungen sind möglich.

tonebene geschlossen werden soll, ist an diesem Punkt die *Effizienz* unter Einbeziehung aller Schnitte wichtig. Denn diese Größe besagt, welcher Anteil der (2+1)-Jet Ereignisse auf der Partonebene auch auf der Detektorebene als solche rekonstruiert werden. Mit Einbeziehung aller Schnitte ergibt sich für die in dieser Analyse gewählten Jetdefinition eine *Effizienz* von 25%. Die *Reinheit* beträgt wie schon angegeben 55% und da

$$\frac{\text{Reinheit}}{\text{Effizienz}} = \frac{\sigma_{2+1}^{par}}{\sigma_{2+1}^{det}} = \bar{C}_{det \rightarrow par}$$

gilt (siehe Gleichung 6.2 auf der Seite 46), kann mit diesen Werten ein mittlerer Korrekturfaktor $\bar{C}_{det \rightarrow par}$ von der Detektor- zur Partonebene von 2.2 abgeschätzt werden. Durch die Akzeptanzen aller Schnitte und Auswahlkriterien müssen also Korrekturen von mehr als 100% angewendet werden. In Abbildung 8.2 a sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte der (2+1)-Jet Ereignisse in Abhängigkeit von $\log_{10} \xi$ auf Parton- und auf der Detektorebene gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Wirkungsquerschnitt auf der Detektorebene durch die geringe Effizienz um mehr als die Hälfte kleiner ist als auf der Partonebene. Abbildung 8.2 a zeigt die daraus erhaltenen Korrekturfaktoren, die sich im Bereich hoher Statistik zwischen 1.7 und 3.1 bewegen.

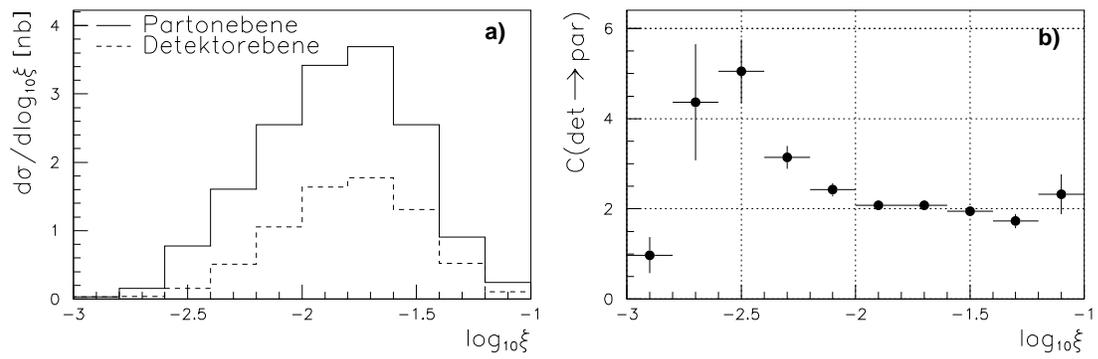


Abbildung 8.2: a) Die $\log_{10} \xi$ -Verteilungen von LEPTO 6.3 auf der Parton- und der Detektorebene und b) die daraus gewonnenen Korrekturfaktoren.

Kapitel 9

Vergleich mit Rechnungen der Ordnung α_S^2

Mit der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Methode können die Verteilungen der Daten auf die Partonebene korrigiert und dann mit den Vorhersagen von MEPJET verglichen werden. Aus dem Vergleich der $\log_{10} \xi$ Verteilung mit Simulationen verschiedener λ_g -Werte wird der Wert von λ_g der Daten bestimmt. Zuerst werden aber die bei MEPJET gewählten Parameter erläutert.

9.1 Standardeinstellungen bei MEPJET

Das Programm MEPJET erlaubt die Festlegung von einigen einstellbaren Parametern der Theorie. In diesem Kapitel soll die hier gewählten Einstellungen dieser Parameter dokumentiert und erklärt werden.

Da auch die elektromagnetische Kopplungskonstante α wie α_S keine echte Konstante ist, wurde sie Q^2 abhängig simuliert.

Für die Berechnung der starken Kopplungskonstante α_S wurde die Möglichkeit, Zwei-Schleifen-Korrekturen miteinzubeziehen, gewählt [Mir95].

Wie in [Mir95] gezeigt, ist der $(2+1)$ -Wirkungsquerschnitt für die Wahl von $s_{min} \leq 0.1 \text{ GeV}^2$ (siehe Kapitel 4.3) konstant und die Wahl eines möglichst großen Wertes von s_{min} vorteilhaft. Deshalb wurde $s_{min} = 0.1 \text{ GeV}^2$ benutzt.

Als Strukturfunktion wurde die MRSA-Parametrisierung gewählt.

Das Programm MEPJET erlaubt auch die Wahl der Renormalisierungsskala μ_R (siehe Kapitel 2.3 und [Mir95]) und der Faktorisierungsskala μ_F (siehe Kapitel 2.7) über

$$\mu_R^2, \mu_F^2 = a \cdot (\sum p_T^B)^2 + b \cdot Q^2 + c \quad (9.1)$$

durch die Wahl der Parameter a , b und c . Bei dieser Analyse wurde immer $\mu_R^2 = \mu_F^2$ gewählt, die Werte von a und b variiert und $c = 0$ gesetzt. Als Standardwerte wurden $a = 1/4$ und $b = c = 0$ wie von MEPJET vorgegeben verwendet [Mir95].

Alle Standardeinstellungen werden noch einmal in der Tabelle 9.1 gezeigt.

Größe	Wert
elektromagnetische Kopplungskonstante α	Q^2 abhängig
starke Kopplungskonstante α_s	Q^2 abhängig, mit zwei-Schleifen Korrekturen
Strukturfunktion	MRSA
Renormierungsskala μ_R^2	$0.25 \cdot (\sum p_T^B)^2$
Faktorisierungsskala μ_F^2	$0.25 \cdot (\sum p_T^B)^2$
Parameter s_{min}	0.1 GeV ²

Tabelle 9.1: Die in dieser Analyse gewählten Standardeinstellungen in MEPJET.

9.2 Der (2+1) Wirkungsquerschnitt auf Partonebene

	(2+1)-Wirkungsquerschnitt
ZEUS94	3.20 ± 0.11 nb
LEPTO 6.3 (MRSA)	3.20 ± 0.05 nb
MEPJET (MRSA)	2.03 ± 0.05 nb

Tabelle 9.2: Der (2+1)-Wirkungsquerschnitt auf Partonebene ohne QED-Strahlungskorrekturen. Man beachte den großen Unterschied zwischen dem gemessenen Wert der Daten und der Vorhersage der Simulationsrechnung in zweiter Ordnung Störungstheorie MEPJET.

Tabelle 9.2 zeigt, daß der (2+1)-Wirkungsquerschnitt von MEPJET mit den Standardeinstellungen im Vergleich zu den Daten um 37% zu niedrig vorhergesagt wird. Der (2+1)-Wirkungsquerschnitt bei MEPJET ist aber abhängig von den Skalen μ_F und μ_R wie Abbildung 9.1 zeigt. Bei der Wahl von $\mu_R^2 = \mu_F^2 = a \cdot (\sum p_T^B)^2$ ist der (2+1)-Wirkungsquerschnitt nahezu unabhängig von a , wie auch mit $\mu_R^2 = \mu_F^2 = b \cdot Q^2$ für $b \geq 1$. Nur durch extreme Wahl von $b < 1$ im letzten Fall kann der (2+1)-Wirkungsquerschnitt der Daten erreicht

werden. Damit bewegt man sich dann aber in einem Bereich, indem der Wirkungsquerschnitt eine starke Abhängigkeit von b zeigt und daher die Haltbarkeit der Störungstheorie fraglich ist. Bereichs bewegt. Dieser Unterschied zwischen MEPJET und Daten im (2+1)-Wirkungsquerschnitt ist ein ungelöstes Problem. Auch die in Kapitel 7.2 untersuchte Unsicherheit in der Energiekorrektur der Jets, die im (2+1)-Wirkungsquerschnitt 6% beträgt, kann diese große Diskrepanz nicht erklären. Leider ist MEPJET, das einzige zum Zeitpunkt der Analyse verfügbare Programm der zweiten Ordnung Störungstheorie, so daß hier keine Vergleichsmöglichkeit mit anderen Rechnungen gegeben ist. Jedoch steht eine weitere Rechnung der zweiten Ordnung Störungstheorie DISENT von M. Seymour und S. Catani kurz vor der Fertigstellung, die diesen Vergleich ermöglichen kann.

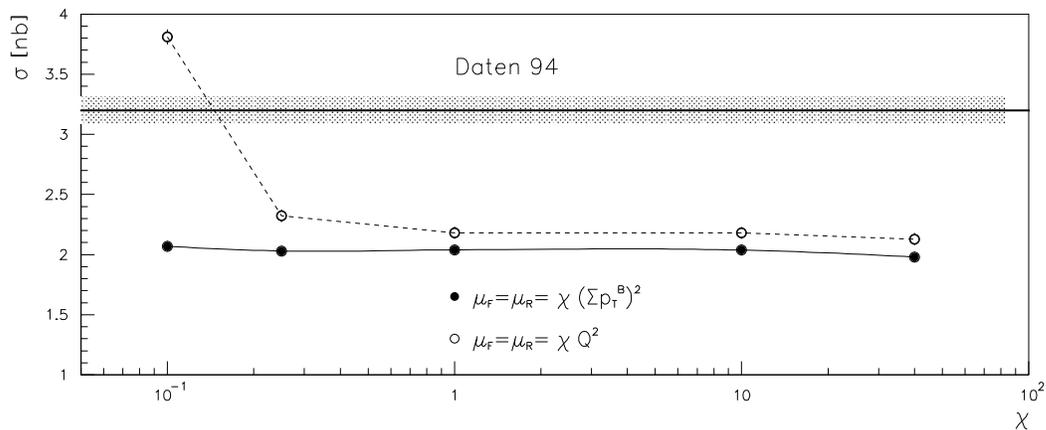


Abbildung 9.1: Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Renormalisierungsskala und Faktorisierungsskala bei MEPJET. Die mit Symbolen angegebenen Werte wurden bestimmt und zeigen den statistischen Fehler. Die Verbindungslinien sind nur zur Andeutung der Tendenz zu verstehen. Der (2+1)-Wirkungsquerschnitt der Daten des ZEUS-Detektors mit statistischem Fehler ist eingetragen.

9.3 Die normalisierten Verteilungen auf der Partonebene

Werden allerdings die normalisierten Verteilungen von MEPJET und Daten verglichen, ergeben sich in den kinematischen Variablen und den Variablen η , p_T und m_{jj}^2 sehr gute Übereinstimmungen zwischen den auf Parton Ebene korrigierten Daten und den Vor-

hersagen von MEPJET (siehe Abbildung 9.2). Daher kann angenommen werden, daß der Unterschied im totalen (2+1)-Wirkungsquerschnitt die Form der differentiellen Wirkungsquerschnitte nicht betrifft.

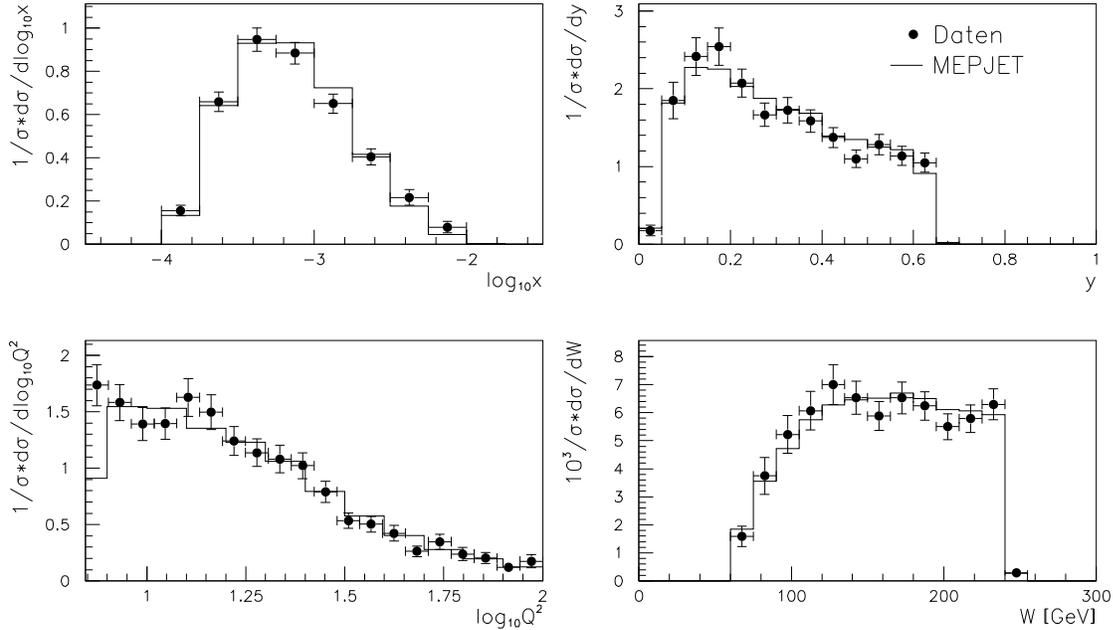


Abbildung 9.2: Ein Vergleich der Verteilungen in den kinematischen Variablen zwischen den Daten von 1994 und MEPJET auf der Parton-Ebene. Die Verteilungen sind normalisiert und bei den Daten ist der statistische Fehler gezeigt.

9.4 Bestimmung von λ_g

In diesem Kapitel werden die ξ -Verteilungen der auf Partonebene korrigierten Daten mit den Vorhersagen von MEPJET verglichen. Die Simulation MEPJET wurde mit verschiedenen λ_g -Werten generiert, um durch Vergleich der $\log_{10} \xi$ -Verteilungen den λ_g -Wert der Daten zu ermitteln. Da die $\log_{10} \xi$ -Verteilung sehr empfindlich auf die Energiekorrektur der Jets ist, werden hier beide in Kapitel 7.2 beschriebenen Energiekorrekturmethode getrennt behandelt.

Der (2+1)-Wirkungsquerschnitt von MEPJET ist abhängig von der Wahl von λ_g (Tabelle

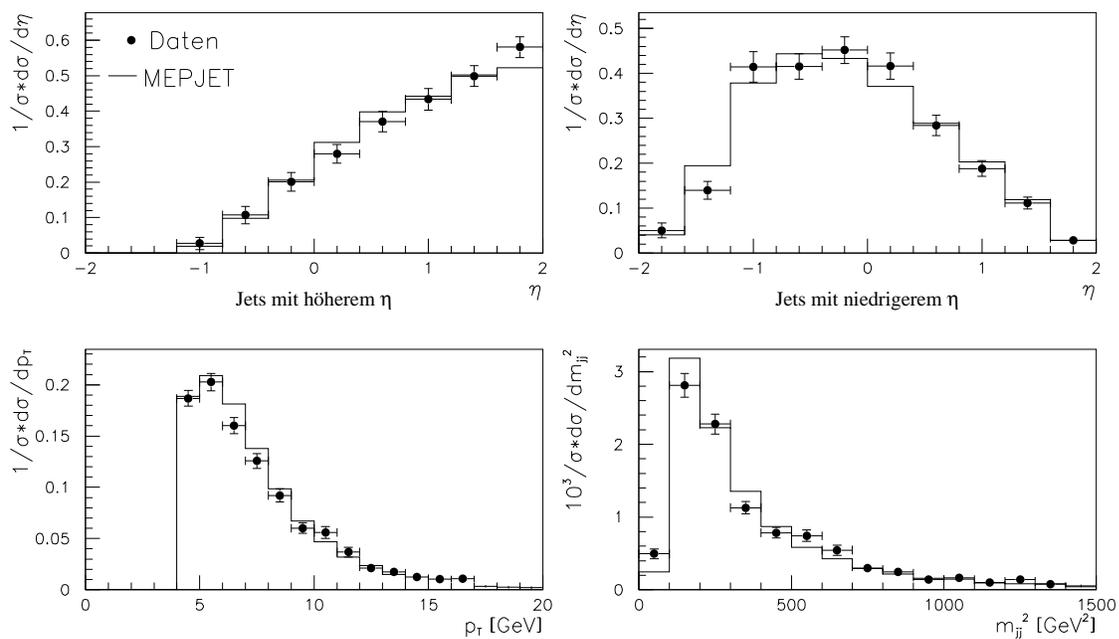


Abbildung 9.3: Ein Vergleich der Verteilungen η^{Jet} , p_T^{Jet} und m_{jj}^2 zwischen den Daten von 1994 und MEPJET auf der Parton-Ebene. Die Verteilungen sind normalisiert und bei den Daten ist der statistische Fehler gezeigt.

9.3). Er verringert sich für die Wahl eines kleinen λ_g -Wertes und erhöht sich für große λ_g . Jedoch kann die Differenz im (2+1)-Wirkungsquerschnitt zwischen Daten und den Vorhersagen von MEPJET auch mit der Wahl von λ_g nicht behoben werden. Zur Bestim-

	(2+1)-Wirkungsquerschnitt
ZEUS94 (korrigierte Daten)	(3.20 ± 0.11) nb
ZEUS94 (CALCORR)	(3.04 ± 0.10) nb
MEPJET ($\lambda_g = 0.0$)	(1.62 ± 0.04) nb
MEPJET ($\lambda_g = 0.3 \equiv \text{MRSA}$)	(2.02 ± 0.05) nb
MEPJET ($\lambda_g = 0.45$)	(2.19 ± 0.05) nb
MEPJET ($\lambda_g = 0.6$)	(2.36 ± 0.05) nb

Tabelle 9.3: Der (2+1)-Wirkungsquerschnitt bei MEPJET für verschiedene Werte in λ_g im Vergleich zu den Daten des ZEUS-Detektors.

mung des Parameters λ_g werden die $\log_{10} \xi$ -Verteilungen im Bereich ausreichender Statistik ($-2.6 \leq \log_{10} \xi \leq 1.2$ - siehe Abbildung 8.2) mit den Vorhersagen für $\lambda_g = 0.3$ ($\equiv \text{MRSA}$) verglichen. Unter der Annahme, daß die Unterschiede im (2+1)-Wirkungsquerschnitt die $\log_{10} \xi$ -Verteilung nicht betrifft, kann ein Vergleich der Form dieser Verteilungen zur Bestimmung der Gluondichte benutzt werden.

Um die Form der Verteilungen vergleichen zu können, werden diese zuerst normalisiert und dann das Verhältnis zu der Standardverteilung ($\lambda_g = 0.3 \equiv \text{MRSA}$) untersucht. Das Verhältnis $V^j(\xi)$ einer Verteilung j ist definiert als:

$$V^j(\xi) = \frac{d\sigma^j(\xi)}{d\sigma^{\lambda_g=0.3}(\xi)} \cdot \frac{\sigma_{2+1}^{\lambda_g=0.3}}{\sigma_{2+1}^j}.$$

Dabei steht j sowohl für die mit verschiedenen λ_g erzeugten Simulationen, als auch für die Daten. Es zeigt sich, daß die Verhältnisse zur $\lambda_g = 0.3$ -Verteilung linear in $\log_{10} \xi$ sind (Abbildung 9.4 c) und über einen Fit deren Steigung bestimmt werden kann. Die so ermittelte Steigung S des Verhältnisses ist der Wert der Abweichung von der Standardverteilung. Ein negativer Wert der Steigung S bedeutet mehr Ereignisse mit kleinen ξ -Werten und führt daher zu einem größeren Wert für λ_g .

Zur Messung von λ_g der Daten ist die empirische Tatsache sehr vorteilhaft, daß die Steigungen in gute Näherung proportional zu λ_g sind (siehe Abbildung 9.4 d) Der Fit der Steigungen in Abhängigkeit von λ_g ergibt

$$S(\lambda_g) = a\lambda_g + b, \quad a = -1.45 \pm 0.10, \quad b = 0.40 \pm 0.04. \quad (9.2)$$

Damit kann die über die Steigung der Daten S_{Daten} der λ_g -Wert der Daten bestimmt werden. Er ergibt sich als

$$\lambda_g = \frac{S_{Daten} - b}{a}, \quad \Delta\lambda_g = \sqrt{\left(\lambda_g \frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{a}\right)^2}.$$

Dabei ist ΔS die Unsicherheit im Fit der Steigung der Daten, welche auch den größten Anteil am 'statistischen' Fehler $\Delta\lambda_g$ ausmacht (≈ 0.07).

Abbildung 9.4 zeigt die Bestimmung von λ_g mit den korrigierten Daten und Abbildung 9.5 die Bestimmung mit den Daten mit CALCORR. Tabelle 9.4 zeigt die so erhaltenen Werte für λ_g . Es ergibt sich für die korrigierten Daten ein im Vergleich zu der MRSA-Parametrisierung ($\lambda_g = 0.3$) sehr kleiner Wert von $\lambda_g = 0.02 \pm 0.07$. Dieser Wert ist mit Null verträglich, was keinen Anstieg der Gluondichte für kleine Impulsanteile bedeutet, der in den bisherigen Messungen gesehen wurde [ZEU94, Rep94, Mol95, H1-95, Gra96]. Allerdings ist der mit dieser Methode erhaltene λ_g -Wert sehr empfindlich auf die Energiekorrektur der Jets, wie sich schon in Kapitel 7.2 angedeutet hatte. Für die Daten mit CALCORR ergibt sich ein Wert von $\lambda_g = 0.27 \pm 0.08$, der sehr wohl mit der MRSA-Parametrisierung verträglich ist und auch den erwarteten Anstieg bei kleinen Impulsanteilen zeigt.

	λ_g
ZEUS94 (korrigierte Daten)	0.02 ± 0.07
ZEUS94 (Daten mit CALCORR)	0.27 ± 0.08

Tabelle 9.4: Die bestimmten Werte von λ_g für die verwendeten Energiekorrekturmethode. Der statistische Fehler ist angegeben.

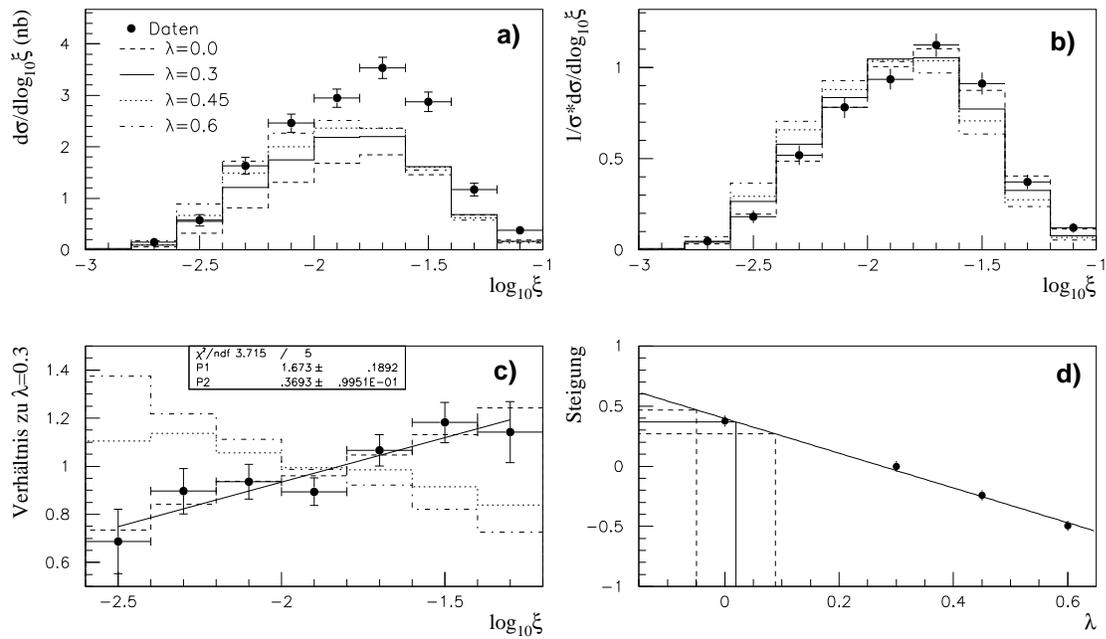


Abbildung 9.4: Bestimmung von λ_g unter Benutzung der korrigierten Daten. a) zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Daten und mit verschiedenen λ_g produzierten Simulationen von MEPJET und b) vergleicht die normalisierten Verteilungen. In c) werden die Verhältnisse der Verteilungen zur Verteilung mit $\lambda_g = 0.3 \equiv \text{MRSA}$ und der Fit der Steigung der Daten und in d) die Bestimmung von λ_g der Daten über die lineare Abhängigkeit der Steigungen von λ_g .

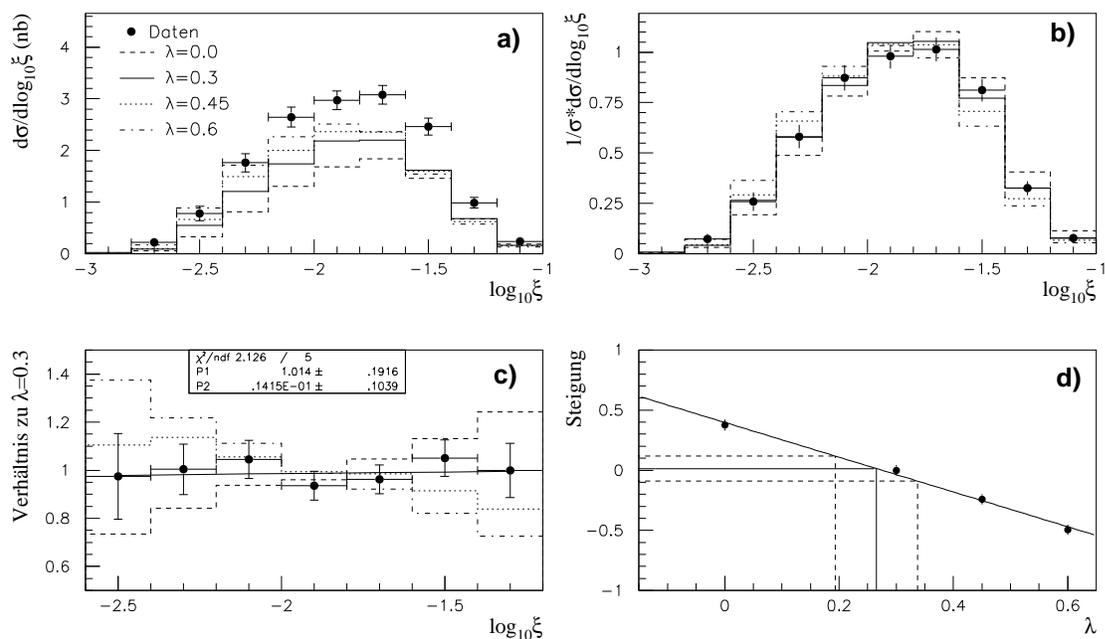


Abbildung 9.5: Bestimmung von λ_g unter Benutzung der mit Daten mit CALCORR. a) zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Daten und mit verschiedenen λ_g produzierten Simulationen von MEPJET und b) vergleicht die normalisierten Verteilungen. In c) werden die Verhältnisse der Verteilungen zur Verteilung mit $\lambda_g = 0.3 \equiv \text{MRSA}$ und der Fit der Steigung der Daten und in d) die Bestimmung von λ_g der Daten über die lineare Abhängigkeit der Steigungen von λ_g .

9.5 Diskussion der λ_g Messung

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, ist der gemessene Wert von λ_g stark von der Energikorrektur der Jets abhängig. Der systematische Fehler durch diese Unsicherheit beträgt in den beiden hier untersuchten Korrekturmethode 0.25 bei einem Wert für λ_g von 0.02. In einer noch unveröffentlichten Analyse mit dem Konus-Algorithmus [Cas] wird der systematische Fehler in λ_g durch die Variation der Renormalisierungs- und Faktorisierungsskalen, die Änderung des Hadronisierungs-Modells, die Veränderung des Parameters y_{min} und die Variation des Exponenten λ des Quark-Sees mit 0.15 angegeben. Damit ergibt sich für den in dieser Analyse im Bereich $2.5 \cdot 10^{-3} \leq \xi \leq 0.06$ gemessenen Wert

$$\lambda_g = 0.02 \pm 0.07(\text{statistisch}) \pm 0.15(\text{systematisch}) + 0.25(\text{Energikorrektur}) .$$

Die daraus resultierende Gluondichte ist in der Abbildung 9.6 gezeigt. Der mit den korrigierten Daten gemessene Wert zeigt keinen Anstieg der Gluondichte bei kleinen Impulsanteilen und weicht von der MRSA-Parametrisierung ab. Allerdings ergibt sich mit den Daten mit CALCORR eine gute Übereinstimmung mit der MRSA-Parametrisierung. Die Unsicherheiten in der Energikorrektur der Jets bestimmen also maßgeblich den systematischen Fehler der λ_g Messung. Ohne die Klärung der in Kapitel 6 gefundenen großen Unterschiede im Energieverlust der Jets zwischen Daten und MC-Simulationen ist der mit dieser Methode erhaltene Wert von λ_g mit einem zu großen Fehler behaftet, um aussagekräftig zu sein.

In einer Veröffentlichung der H1-Kollaboration [Gra96] wird die mit einer anderen Rechnung der zweiten Ordnung Störungstheorie in α_s (PROJET) extrahierte Gluondichte gezeigt. Diese Rechnung baut allerdings auf dem Jade-Algorithmus auf, der die in Kapitel 3.2 angesprochene Beschränkung auf hohe ξ -Werte mit sich bringt. Darum wird in dieser Analyse die Gluondichte für $\xi > 0.02$ gemessen. Es ergibt sich aber innerhalb der Fehlergrenzen eine Übereinstimmung mit der MRSA-Parametrisierung.

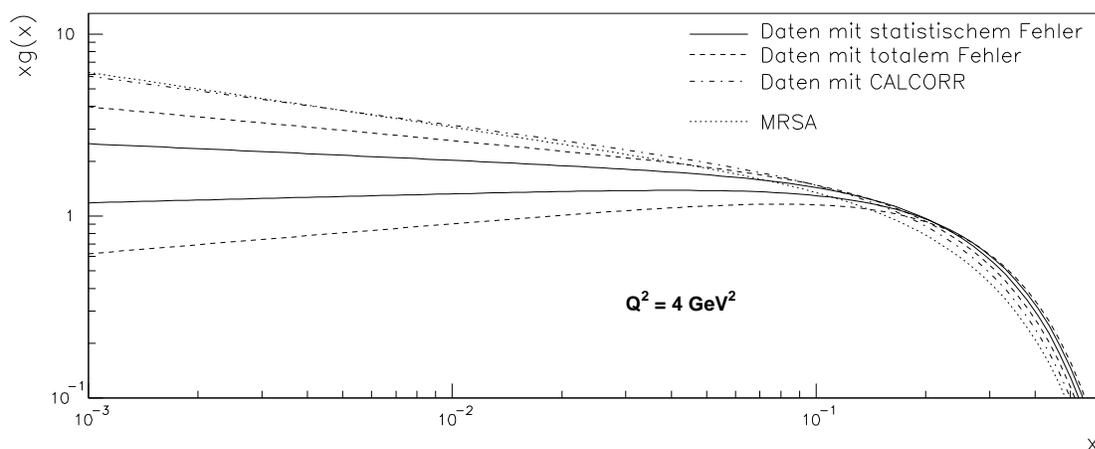


Abbildung 9.6: Die Gluondichte $xg(x, Q^2 = 4 \text{ GeV}^2)$ mit dem gemessenen Wert für den Exponenten λ_g und der Vergleich mit der Parametrisierung MRSA. Die durchgezogenen Linien zeigen den mit den korrigierten Daten erhaltenen Bereich mit statistischem Fehler. Wenn ein systematischer Fehler von 0.15 (siehe Text) quadratisch addiert wird, ergibt sich der von den unterbrochenen Linien eingeschlossene Bereich. Die Strich-Punkt-Linie zeigt das Verhalten des bei Anwendung von CALCORR erhaltenen Wertes und die punktierte Linie ist die MRSA-Parametrisierung. Man beachte, daß die beiden letzteren nicht im Fehlerbereich des gemessenen Wertes liegen.

Zusammenfassung

In dieser Analyse wurden die Daten des ZEUS-Detektors des Jahres 1994 nach (2+1)-Jet Ereignissen der tiefinelastischen Streuung untersucht, um die Gluondichte des Protons zu bestimmen.

Die Bestimmung der Gluondichte geschieht durch Vergleich mit der Rechnung der zweiten Ordnung Störungstheorie in α_S MEPJET. Diese QCD-Rechnung erlaubt es (2+1)-Jet Wirkungsquerschnitte in verschiedenen Jet-Algorithmen zu berechnen. Damit wurde es erstmalig möglich, die direkte Bestimmung der Gluondichte über (2+1)-Jet Ereignisse mit dem K_T -Algorithmus in zweiter Ordnung Störungstheorie durchzuführen. Diese Analyse wurde bisher nur mit dem Jade-Algorithmus veröffentlicht, dessen Definition den kleinsten Impulsanteil auf $\xi \geq 0.02$ einschränkt. Mit dem K_T -Algorithmus konnte Impulsanteile bis zu $\xi \geq 2.5 \cdot 10^{-3}$ mit ausreichender Statistik erreicht werden.

MEPJET simuliert aber nur die Partonebene, weshalb die Daten des ZEUS-Detektors mit Hilfe von Simulationsrechnungen der ersten Ordnung Störungstheorie in α_S auf die Partonebene korrigiert werden müssen. Um die Beschreibung der Detektordaten durch diese Simulationen zu optimieren, wurde eine Untersuchung der Energieverluste der Jets durch Detektorakzeptanzen und inaktives Material in den Daten und MC-Simulationen durchgeführt. Dabei wurde eine Studie der Daten des Jahres 1993 [Mag94] wiederholt und eine Fehlinterpretation dieser Studie entdeckt und berichtigt. Dabei wurden Unterschiede im Energieverlust der Jets zwischen den Daten des ZEUS-Detektors und den Simulationen von bis zu 13% festgestellt. Diese Unterschiede wurden korrigiert, da aber noch Unsicherheiten in der Bestimmung dieser Werte bestehen, wurde auch die Systematik durch die Korrektur untersucht.

Der (2+1)-Wirkungsquerschnitt wurde gemessen und mit Simulationsrechnungen der zweiten Ordnung Störungstheorie in α_S verglichen. Der gemessene (2+1)-Jet Wirkungsquerschnitt ergibt sich um ca. 60% größer als von den Rechnungen in zweiter Ordnung

Störungstheorie vorhergesagt. Die Unsicherheit durch die Energiekorrektur beträgt im (2+1)-Jet Wirkungsquerschnitt etwa 6% und auch durch Variation der Renormalisierungs- und Faktorisierungsskalen und Variation der angenommenen Gluondichte kann diese Differenz nicht beseitigt werden.

Die Form der Verteilungen der kinematischen Variablen und der Variablen η , p_T und der invarianten Masse der zwei Jets m_{jj}^2 wird jedoch von diesen Rechnungen gut beschrieben. Es wurde gezeigt, daß aus dem Vergleich der $\log_{10} \xi$ -Verteilungen der Daten und mit verschiedenen Werten von λ_g generierten Simulationen dieser, die kleinen Impulsanteile bestimmende Exponent der MRSA-Parametrisierung der Gluondichte, gemessen werden kann. Die Form der $\log_{10} \xi$ -Verteilung ist jedoch sehr stark von der Energiekorrektur der Jets abhängig und daher ergeben sich große Unsicherheiten im gemessenen Wert. Es kann daher kein Wert für λ_g angegeben werden, bevor die offenen Fragen der Jetenergiekorrektur geklärt sind.

Diese großen Unsicherheiten im Energieverlust der Jets und in der Energieskala des Kalorimeters betreffen nicht nur die Bestimmung der Gluondichte. Da über die (2+1)-Jetrates auch α_S gemessen werden kann, ist auch diese Messung, wie alle mit Jetstrukturen zusammenhängenden Analysen, von der Energiekorrektur der Jets betroffen. Es sollte daher ein vorrangiges Ziel sein, diese Unterschiede zwischen MC und Daten aufzuklären.

Literaturverzeichnis

- [Abr95] H. Abramowicz, A. Caldwell, R. Sinkus. Neural Network Based Electron Identification in the ZEUS Calorimeter, DESY 95-056, 1995
- [Ben91] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman. Reconstruction of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA, Physics at HERA Vol. 1, 1991
- [Ber91] G. Bernardi, W. Hildesheim. A detailed simulation of F_2 measurability at HERA, Physics at HERA Vol. 1, 1991
- [Bro91] N. Brook, G. Ingelmann, L. Lönnblad. QCD Cascades in Deep Inelastic Scattering, Physics at HERA Vol. 1, 1991
- [Cal94] A. Caldwell et al. An Electron Energy Correction Method, ZEUS-Note-94-051, 1994
- [Cas] G. Cases, D. Mikunas, J. Repond, M. Walter. Dijet Production in Neutral Current Deep Inelastic Scattering and Determination of the Gluon Density, ZEUS-Note in Vorbereitung
- [Cat92] Stefano Catani, Yu.L. Dokshitzer, B.R. Webber. The k_{\perp} -clustering algorithm for jets in deep inelastic scattering and hadron collisions, Physics Letters B 285, 291-299, 1992
- [Cat93] Stefano Catani. The k_{\perp} -algorithm for Jet Production and Fragmentation, CERN-TH.6895/93, 1993
- [Edi96] A. Edin, G. Ingelmann, J. Rathsmann. Unified Description of Rapidity Gaps and Energy Flows in DIS Final States, DESY 96-060, 1996
- [Gra95] D. Graudenz, M. Hampel, A. Vogt, Ch. Berger. The Mellin Transform Technique for the Extraction of the Gluon Density, DESY 95-107, 1995

- [Gra96] D. Graudenz, M. Hampel, A. Vogt. The Extraction of the Gluon Density from Jet Production in Deeply Inelastic Scattering, Future Physics at HERA, Proceedings of the workshop 1995/96, Volume 1 (541), 1996
- [H1-95] H1 Collaboration. A Direct Determination of the Gluon Density in the Proton at Low x , DESY-95-086, 1995
- [Hal84] F. Halzen, A. Martin. Quarks and Leptons, John Wiley & Sons, 1984
- [Ing96] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman. LEPTO 6.5: A Monte Carlo generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering, DESY-96-057, 1996
- [Jon93] P. de Jong. The Measurement of the Hadronic Energy Flow and Jet Production with the ZEUS Calorimeter in Deep Inelastic Scattering Events, Academisch Proefschrift, 1993
- [Lön91] L. Lönnblad. Ariadne version 4, Physics at HERA Vol. 3, 1991
- [Mag94] S. Magill. Energy Corrections to Jets in the ZEUS Calorimeter, ZEUS 94-042, 1994
- [Mag95] S. Magill, B. Musgrave, T. Trefzger. Di-jet rates in DIS using the K_T algorithm, ZEUS 95-029, 1995
- [Mir95] E. Mirkes, D. Zeppenfeld. Dijet production at HERA in Next-to-Leading Order, TTP95-42, MADPH-95-916, 1995
- [Mol95] Thorsten Molitor. Bestimmung der Gluondichte $G(x, Q^2)$ des Protons aus (2+1)-Jet-Ereignissen am ZEUS-Experiment, Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 1995
- [MRS94] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G. Roberts. Parton distributions of the proton, Physical Review D50 (6734), 1994
- [Na86] O. Nachtmann, Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik, Vieweg & Sohn, 1986
- [Ng95] J. Ng, W. Verkerke. An Overview of SRTD Analysis, ZEUS 95-037, 1995
- [PDG96] Particle Data Group. Review of Particle Properties, 1996
- [Rep94] J. Repond. Direct measurement of the gluon density of the proton at large x , ZEUS 94-137, 1994
- [Sjö93] Torbjörn Sjöstrand. Pythia 5.7 and Jetset 7.4, CERN-TH.7112/93, 1993

- [Tre96] T. M. Trefzger. Messung der Kopplungskonstanten α_S der starken Wechselwirkung aus Jetraten in der tiefinelastischen ep -Streuung bei HERA, Doktorarbeit Universität Freiburg, Interner Bericht DESY F35D-96-08, 1996
- [Wol94] G. Wolf. HERA Physics, DESY 94-022, 1994
- [ZEU89] ZEUS Collaboration, Editor E. Ross. The ZEUS Detector, Status report. 1989
- [ZEU94] ZEUS Collaboration. Extraction of the Gluon Density of the Proton at Small x , DESY 94-192, 1994
- [ZEU95a] ZEUS Collaboration. Measurement of α_S from Jet Rates in Deep Inelastic Scattering at HERA, DESY 95-182, Physical Letters B 363 (1995) 201 , 1995
- [ZEU95b] ZEUS Collaboration. Measurement of the diffractive structure function in deep inelastic scattering at HERA, DESY 95-093, 1995
- [ZEU96] ZEUS Collaboration. Measurement of the F_2 Structure Function in Deep Inelastic e^+p Scattering Using 1994 Data from the ZEUS Detektor at HERA, DESY 96-076, 1995

Danksagung

Herzliche Dankeschön gehen an...

Prof. Dr. A. Bamberger für die Überlassung des Themas, hilfreiche Kritik und wertvolle Ideen.

T. Molitor für die Einführung in die Gluon-Welt und T. Trefzger für die Unterstützung meiner ersten Zeit in HH.

Den Gluon-Freunden D. Mikunas, J. Repond und G. Cases für viele klärende Gespräche und die gute Zusammenarbeit und J. Hartmann für die vorbildliche Koordination.

S. Wölflé, M. Hauser, P. Markun und S. Eisenhardt für die Durchsicht dieser Arbeit, was Anfangs keine Freude war. Auch an alle weiteren Mitgliedern der Abteilung, als da wären H. Raach, R. Breyer, J. Müller, A. Fischer und S. Unmüßig für viel Spaß und gute Feste.

Natürlich meine Eltern und Monika Lauer für die materielle und sonstige Unterstützung eines langjährigen Studenten.

Ich versichere, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Freiburg, den 28. November 1996

Michael Walter