

Interner Bericht  
DESY F35D-94-05  
Mai 1994

# Messung des hadronischen Energieflusses in der tiefunelastischen e-p-Streuung

von

O. Deppe

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		Library
Zugriff	06. JUNI 1994	
Access		
Leih		days
Loan period		

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

"Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"

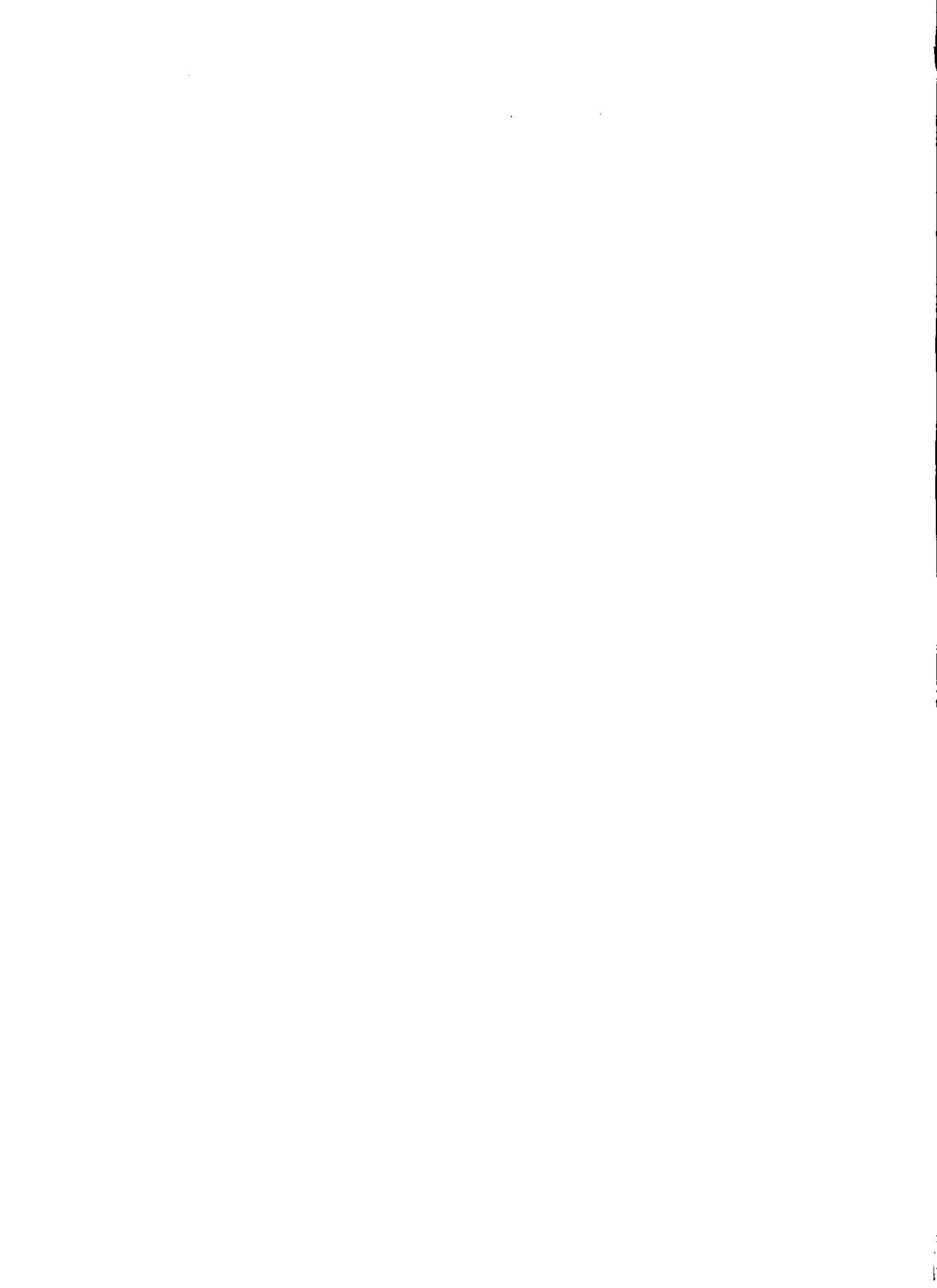
# Messung des hadronischen Energieflusses in der tiefunelastischen e-p-Streuung

DIPLOMARBEIT

vorgelegt dem Fachbereich Physik  
der Universität Hamburg

Olaf Deppe ✓

27. Mai 1994



# Messung des hadronischen Energieflusses in der tiefunelastischen e-p-Streuung

Olaf Deppe

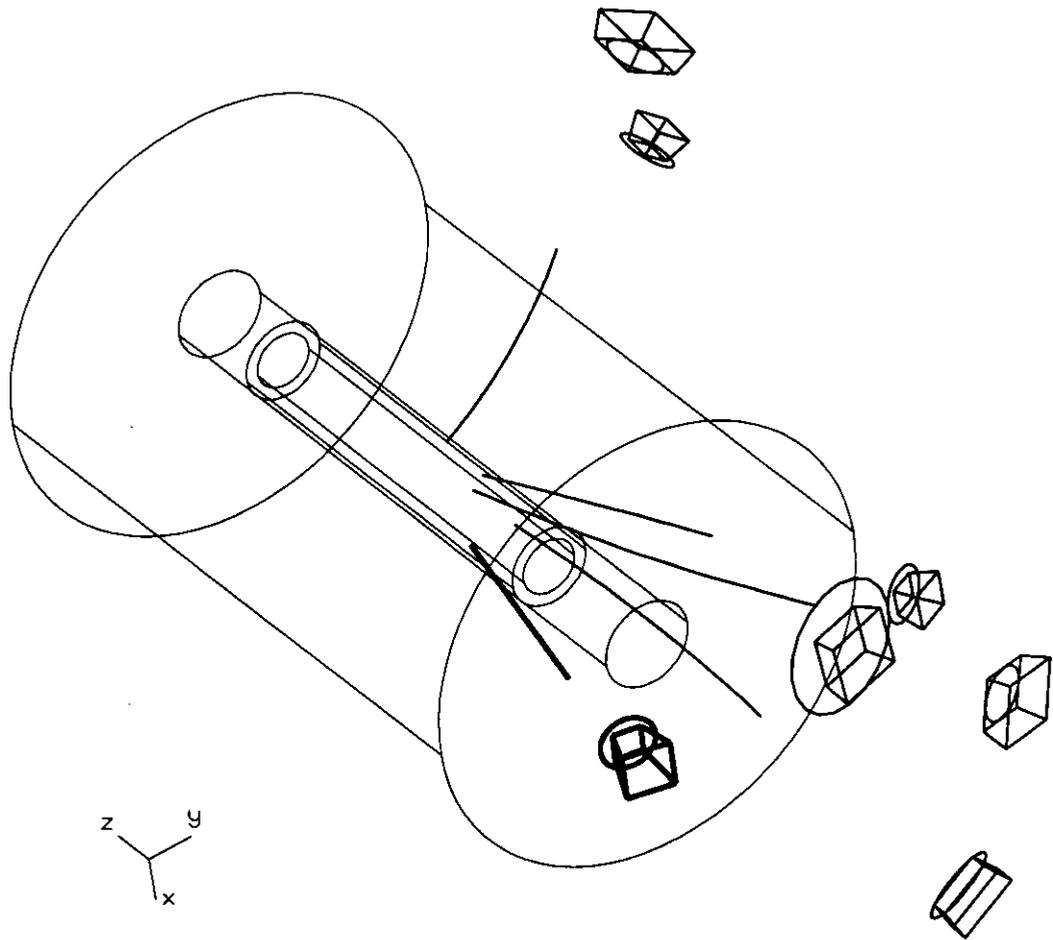
*II. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg*

27. Mai 1994

**Abstract:** At HERA the hadronic final state in deep inelastic ep scattering can be studied at invariant masses  $W$  which exceed previously achieved values by approximately one order of magnitude. Due to the high energies of the outgoing hadrons, calorimetry becomes the preferable method of investigation. The high resolution uranium scintillator calorimeter of the ZEUS detector has been used to measure differential distributions of the hadronic energy flow, which is sensitive to the effects of hard and soft gluon emission and of the fragmentation processes. The data have been corrected for acceptance and detector effects and will be presented in comparison with various QCD-inspired models.

**Kurzreferat:** In der tiefunelastischen e-p-Streuung bei HERA kann der hadronische Endzustand bei invarianten Massen  $W$  studiert werden, welche bislang erreichte Werte um etwa eine Größenordnung übertreffen. Bei solch hochenergetischen Reaktionen ist die Kalorimetrie die bevorzugte Methode zur Untersuchung der Energie der auslaufenden Hadronen. Mit dem hochauflösenden Uran-Szintillator-Kalorimeter des ZEUS-Detektors wurden differentielle Verteilungen des Energieflusses gemessen, einer meßtechnisch unmittelbar zugänglichen Größe, die auf Effekte der harten wie auch der weichen Gluonabstrahlung und der Fragmentierung empfindlich ist. Die akzeptanzkorrigierten Daten werden im Vergleich mit verschiedenen QCD-inspirierten Modellen vorgestellt.

Diplomarbeit, vorgelegt dem Fachbereich Physik der Universität Hamburg.



Rekonstruktion eines tiefunelastischen Streu-Ereignisses mit großer Rapiditätslücke vom 21. Oktober 1992. Die perspektivische Darstellung zeigt die Teilchenspuren im zentralen Spurendetektor und in deren Verlängerung die Kalorimereinträge, zusammengefaßt zu Clustern mit einer Mindestenergie von 120 MeV. Der fettgezeichnete Cluster mit einem Wert von 17,5 GeV läßt sich dem gestreuten Elektron zuordnen. In Protonrichtung, das ist die positive  $z$ -Richtung, finden sich weder Spuren noch Cluster

## Inhalt

<b>Bild- und Tabellenverzeichnis</b>	<b>4</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2 Tiefunelastische Streuung bei HERA</b>	<b>6</b>
2.1 Das Partonmodell . . . . .	6
2.2 Effekte der Quantenchromodynamik . . . . .	9
2.3 Rekonstruktion der kinematischen Variablen . . . . .	11
<b>3 Ereignissimulation</b>	<b>13</b>
3.1 Der harte Subprozeß . . . . .	14
3.2 QCD-Kaskaden . . . . .	15
3.3 Die Hadronisierung . . . . .	18
<b>4 Datennahme und Ereignisselektion</b>	<b>20</b>
4.1 Das ZEUS-Experiment . . . . .	20
4.2 Datenerfassung . . . . .	24
4.3 Selektion der Ereignisse . . . . .	26
<b>5 Der hadronische Energiefluß</b>	<b>30</b>
5.1 Die Detektorantwort auf einzelne Teilchen . . . . .	30
5.2 Korrektur der Daten . . . . .	32
5.3 Einfluß des Kalorimeterrauschens . . . . .	40
<b>6 Systematische Fehler</b>	<b>42</b>
6.1 Identifikation des Elektrons . . . . .	42
6.2 Einfluß der Strahlrohröffnungen . . . . .	42
6.3 Absolute Energie-Eichung des UCAL . . . . .	44
6.4 Vertexbestimmung . . . . .	45
6.5 Modellabhängigkeit der Korrekturen . . . . .	45
6.6 Parametrisierung der Strukturfunktion . . . . .	47
<b>7 Ergebnisse</b>	<b>48</b>
7.1 Korrigierte Daten und Modellvorhersagen . . . . .	48
7.2 Die Verschiebung des Stromjet-Maximums . . . . .	55
<b>8 Zusammenfassung</b>	<b>60</b>
<b>Quellenhinweise</b>	<b>62</b>

## Bilder

0	Rekonstruktion eines Ereignisses mit großer Rapiditätslücke . . .	2
1	Streuung mit neutralem Strom . . . . .	6
2	Feynmangraphen für DIS . . . . .	9
3	Allgemeines Modell für die Generierung von e-p-Ereignissen . .	14
4	Farbfeld zwischen zwei Quarks. . . . .	17
5	Hadronisation nach dem Lund-Stringmodell . . . . .	18
6	Auseinanderreißen einer Gluonenflußröhre . . . . .	19
7	Hadronisation nach dem Clustermodell . . . . .	19
8	Teilchenschauer im Sampling-Kalorimeter . . . . .	20
9	Der ZEUS-Detektor im Längs- und im Querschnitt . . . . .	21
10	Isometrische Projektion eines FCAL-Moduls . . . . .	23
11	Das Triggersystem des ZEUS-Detektors . . . . .	25
12	Verteilung der gemittelten FCAL- und RCAL-Zeiten . . . . .	27
13	Verteilung von $\delta = \sum(E - p_z c)$ . . . . .	28
14	Verteilung der selektierten Ereignisse in der $(x, Q^2)$ -Ebene . . .	29
15	Energieinhalt und Ort der Kalorimeterzellen . . . . .	31
16	Detektorantwort auf Einzelteilchen. Auflösung für $dE/d\vartheta$ . . . .	31
17	Auflösung in $\vartheta, \varphi, \Delta\vartheta$ und $\Delta\eta$ . . . . .	33
18	$dE/d\vartheta$ der Rohdaten . . . . .	33
19	Einfluß der Energieverstreuerung auf die Korrektur . . . . .	37
20	Korrekturfunktionen für $dE/d\vartheta$ . . . . .	38
21	Korrekturfunktionen für $dE/d\varphi$ . . . . .	39
22	Korrekturfunktionen für $dE/d\Delta\eta$ . . . . .	39
23	Energiefluß bei niedrigem $W^2$ (Kalorimeterrauschen) . . . . .	40
24	Migrationen in $W^2$ . . . . .	41
25	Vergleich der Elektronfinder . . . . .	43
26	Modellabhängigkeit der Korrekturen für $dE/d\vartheta$ . . . . .	46
27	Modellabhängigkeit der Korrekturen für $dE/d\Delta\eta$ . . . . .	47
28	$\varphi$ -Verteilung: Daten im Vergleich mit ME+PS und CDM . . . . .	49
29	$\vartheta$ -Verteilungen: Daten im Vergleich mit ME+PS, ME und QPM .	50
30	$\vartheta$ -Verteilungen: Daten, ME+PS, CDM und HERWIG . . . . .	51
31	$\vartheta$ -Verteilungen: Daten, ME+PS, HERWIG und HERWIG+SUE . .	52
32	$\Delta\eta$ -Verteilungen: Daten im Vergleich mit Modellen . . . . .	53
33	$\Delta\vartheta$ -Verteilungen: Daten im Vergleich mit Modellen . . . . .	54
34	Bestimmung der Maximumposition und der relat. Höhendifferenz	56
35	Positionen der Maxima und relativen Höhendifferenzen . . . . .	57
36	$dE/d\Delta\eta$ , 1993er Daten, versch. $Q^2$ -Bereiche . . . . .	58

## Tabellen

1	Die Winkelbereiche der UCAL-Segmente überdeckten . . . . .	22
2	Definition der betrachteten Winkelvariablen . . . . .	30
3	Zum Vergleich herangezogene Modelle . . . . .	49
4	Positionen der Maxima und relative Differenzen zu den Minima	56

## 1 Einleitung

Im Juni 1992 haben die beiden Experimente am HERA-Speicherring, ZEUS und H1, mit der Datennahme begonnen. Bei Strahl-Energien von 26,7 GeV für die Elektronen und 820 GeV für die in entgegengesetzter Richtung umlaufenden Protonen ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von 296 GeV, welche die bisher in Lepton-Nukleon-Streuxperimenten erreichten Energien um etwa eine Größenordnung übersteigt. Der für die tiefunelastische Streuung mit neutralem Strom (neutral-current, deep-inelastic scattering: DIS) neu aufgetane kinematische Bereich reicht in der bei HERA beobachteten  $Q^2$ -Region bis zu einem Björken- $x$  hinab, das etwa zwei Größenordnungen unterhalb bislang erzielter Werte liegt [23].

Untersuchungen des hadronischen Endzustands in der tiefunelastischen Streuung von Myonen durch die Europäische Myon-Kollaboration [8–10] und das E665-Experiment am Fermilab [3] haben gezeigt, daß das naive Quark-Parton-Modell (QPM) durch Korrekturen perturbativer Quantenchromodynamik (QCD) ergänzt werden muß, um Daten und Modellrechnungen in Einklang zu bringen. Dieses bestätigen bereits veröffentlichte Energieflußstudien von H1 und ZEUS [4, 22]; es offenbart sich zudem im Nachweis von Ereignissen mit eindeutiger Mehrjet-Struktur [26].

Da die relative Energieauflösung sich bei Kalorimetern, anders als z. B. bei Driftkammern, mit steigender Energie verbessert, wird bei HERA-Energien die Kalorimetrie zum vorrangigen Mittel, den hadronischen Endzustand zu studieren. Es bietet sich somit an, beruhend auf der Kalorimeterinformation, als meßtechnisch unmittelbar zugängliche Größe den Energiefluß zu untersuchen, um verschiedene QCD-Rechnungen direkt zu vergleichen und dabei insbesondere die Vorhersagekraft der bei niedrigeren Energien optimierten Modelle der Hadronproduktion zu überprüfen. Anders als bei der Jet-Analyse werden dabei auch solche Ereignisse mitbetrachtet, deren Jetstruktur nicht eindeutig bestimmt werden kann.

Die in dieser Arbeit vorgestellten differentiellen Verteilungen des hadronischen Energieflusses beruhen auf Ereignissen von Teilchenkollisionen, die während zweier Meßperioden im Sommer und Herbst 1992 mit dem ZEUS-Detektor registriert wurden. Die hinsichtlich der Effekte von Detektorauflösung, Akzeptanz und QED-Bremsstrahlung korrigierten Daten wurden ausschließlich aus den Informationen des hochauflösenden Uran-Szintillator-Kalorimeters (UCAL) gewonnen; lediglich zur Vertexbestimmung wurden zusätzlich Daten des Spurkammersystems herangezogen. Um die Korrekturen klein zu halten, beschränkt sich die Analyse auf das Laborsystem des

Detektors.

Die korrigierten Daten erlauben den unmittelbaren Vergleich mit Vorhersagen verschiedener Ereignisgeneratoren, ohne daß diese zuvor durch eine aufwendige Detektorsimulation prozessiert werden müßten. Hierbei zeigen sich signifikante Unterschiede sowohl zwischen Daten und Modell als auch zwischen den verschiedenen Modellen untereinander.

## 2 Tiefunelastische Streuung bei HERA

### 2.1 DAS PARTONMODELL

Da Leptonen nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen, kann man die Streuung von Leptonen an Hadronen durch den Austausch elektroschwacher Ströme allein beschreiben. Wir wollen uns in dieser Studie auf die Ereignisse des neutralen Stromes beschränken, also auf solche Ereignisse, bei denen das Elektron lediglich abgelenkt wird:

$$e p \rightarrow e' X . \quad (1)$$

Dabei steht  $X$  für alle weiteren auslaufenden Teilchen. Der führende Prozeß ist der Austausch eines einzelnen Bosons, welches ein Photon oder, bei hinreichend großen Impulsüberträgen, auch ein  $Z^0$  sein kann. Da in dieser Arbeit zwischen den elektromagnetischen Beiträgen und denen des neutralen schwachen Stromes nicht unterschieden werden muß, sei im Folgenden die Möglichkeit des  $Z^0$  bei großen Austauschimpulsen stillschweigend hinzuge-dacht, wenn der Einfachheit halber nur vom Photon gesprochen wird. Bild 1

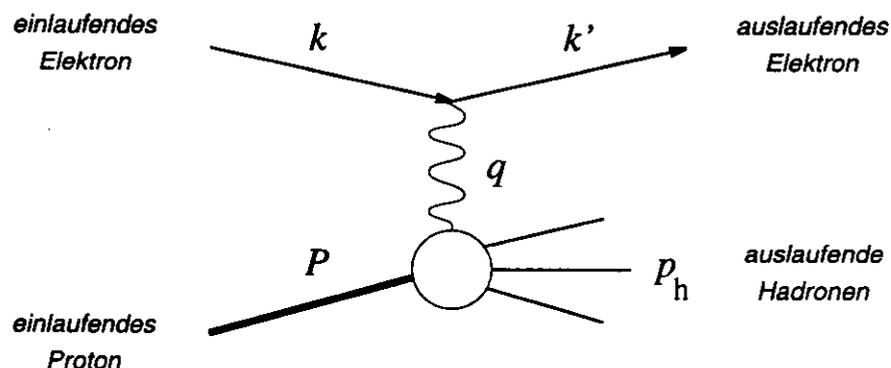


Bild 1. Streuung mit neutralem Strom

skizziert die Streuung schematisch:  $P$  und  $k$  sind die Viererimpulse der einlaufenden Teilchen,  $k'$  derjenige des auslaufenden Elektrons und  $q \doteq k - k'$

der Viererimpuls des elektroschwachen Stromes. Weil  $q$  raumartig ist, definiert man  $Q^2 \doteq -q^2$ , um mit positiven Größen zu rechnen. Aufgrund der Unschärferelation bestimmt  $Q^2$  die räumliche Auflösung, mit der das Boson das Proton sieht: Ist  $Q^2$  hinreichend groß, findet die Streuung nicht mehr am Proton als Ganzem statt; vielmehr macht sich seine Konstituentenstruktur bemerkbar.

Im Ruhesystem des Protons habe das Proton die Masse  $M$  und das Elektron vor dem Stoß die Energie  $E$ , danach die Energie  $E'$ . Dann ist  $\nu \doteq E - E' = (P \cdot q)/M$  die dem Proton beim Stoß übertragene Energie. Weil der minimal mögliche Wert für die invariante Masse  $W$  des hadronischen Endzustands die Protonmasse ist [49 215], gilt

$$W^2 \doteq (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \geq M^2, \quad (2)$$

$$\text{also } x_{\text{Bj}} \doteq \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \leq 1.$$

Im Falle der Ungleichheit handelt es sich um unelastische Streuung. Die Größe  $x_{\text{Bj}}$  ist die von James Björken eingeführte Skalenvariable, für die im Folgenden einfach  $x$  stehen wird, sofern keine Verwechslung möglich ist. Als weitere Skalenvariable sei

$$y \doteq \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \simeq \frac{2P \cdot q}{s} = \frac{\nu}{\nu_{\text{max}}} \quad (3)$$

definiert, mit  $s = (P + k)^2$  als Quadrat der invarianten Masse des Gesamtsystems. Man nennt die Variablen  $Q^2$ ,  $x$  und  $y$  *leptonisch*, weil sie durch die Strahl-Energien und den Viererimpuls des auslaufenden Leptons festgelegt sind.

Bei HERA spricht man nur bei derjenigen Ereignisklasse von tiefunelastischer Streuung (DIS) mit neutralem Strom, oder *Elektroproduktion*, bei der  $Q^2 \gtrsim 4 \text{ GeV}^2$  ist und deshalb das auslaufende Elektron im Kalorimeter nachgewiesen werden kann. Bei sehr kleinen Impulsüberträgen hingegen wird das Elektron kaum abgelenkt. Hier streut ein quasireelles Photon ( $Q^2 \approx 0$ ) am Proton, weshalb diese Ereignisse als *Photoproduktion* bezeichnet werden. Wie wir im nächsten Absatz sehen werden, ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu  $1/Q^4$ , wodurch die Photoproduktion um ein Vielfaches häufiger auftritt als die Elektroproduktion.

Während sich elastische Prozesse bei festen Strahl-Energien durch einen einzigen Parameter charakterisieren lassen, weisen unelastische einen weiteren Freiheitsgrad auf. Der Wirkungsquerschnitt ist dann Funktion zweier

unabhängiger Variablen,

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E\nu} \left( F_2(Q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{2\nu}{M} F_1(Q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (4)$$

wobei  $\theta$  der Streuwinkel des Elektrons im Ruhesystem des Protons ist und Beiträge der schwachen Wechselwirkung nicht berücksichtigt werden [51 272]. Wenn man die Elektronmasse vernachlässigt, ergibt sich diese Gleichung nach den Feynmanregeln aus der Lorentzinvarianz, der Paritätserhaltung und der Stromerhaltung – unabhängig von der inneren Struktur des Protons [28]. Die Vorfaktoren beschreiben den leptonischen Strom und das Propagieren des virtuellen Photons; sie sind wegen der Punktförmigkeit des Elektrons recht einfach. Die Funktionen  $F_{1,2}$  enthalten die Information über die innere Struktur des Protons und können nur experimentell bestimmt werden. Man kann diese Funktionen getrennt messen, weil sie in unterschiedlichen Bereichen des Streuwinkels prominent werden, entsprechend der Gewichtung mit den Winkelfunktionen in Gleichung (4). Um die Beiträge der schwachen Wechselwirkung zu berücksichtigen, müßte man die  $Q^2$ -Abhängigkeit des Propagatorterms ändern ( $\sim 1/Q^4$  nur für Photonen), die Helizitäten mitbringen und an die veränderte Kopplung angepaßte Strukturfunktionen sowie eine dritte, die Paritätsverletzung beschreibende Funktion verlangen.

Da die Strukturfunktionen dimensionslose Größen sind, müssen sie als Funktionen von Energien bzw. Impulsquadraten einen inneren Skalenfaktor beinhalten. Während bei der elastischen Streuung die Protonmasse diese Skala festlegt, findet man bei der tiefunelastischen Streuung die Skala durch die kinematischen Variablen selbst gegeben: Über weite Bereiche von  $Q^2$  und  $\nu$  zeigen die Strukturfunktionen nur wenig Abhängigkeit von  $Q^2$ ; sie sind vielmehr Funktionen des Verhältnisses  $Q^2/\nu$ , also der dimensionslosen und damit von äußeren Massenskalen unabhängigen Variablen  $x_{Bj}$ . Diese gegen Ende der 60er Jahre am SLAC beobachtete *Skaleninvarianz* läßt sich durch ein Modell erklären, bei dem man sich das Proton aus punktförmigen Konstituenten, den *Partonen*, zusammengesetzt denkt, an denen das Elektron inkohärent elastisch streut. Der Wirkungsquerschnitt ist dann lediglich die mit Funktionen der Partonimpulse und -ladungen gewichtete Summe individueller Elektron-Parton-Wechselwirkungen.

Unter der Voraussetzung, das Proton bestehe aus freien Partonen hinreichend geringer Masse, die jeweils einen Anteil  $x_i$  am Gesamt-Longitudinalimpuls tragen und im Vergleich dazu verschwindenden Transversalimpuls aufweisen, sind die Viererimpulse der Partonen in guter Näherung gegeben

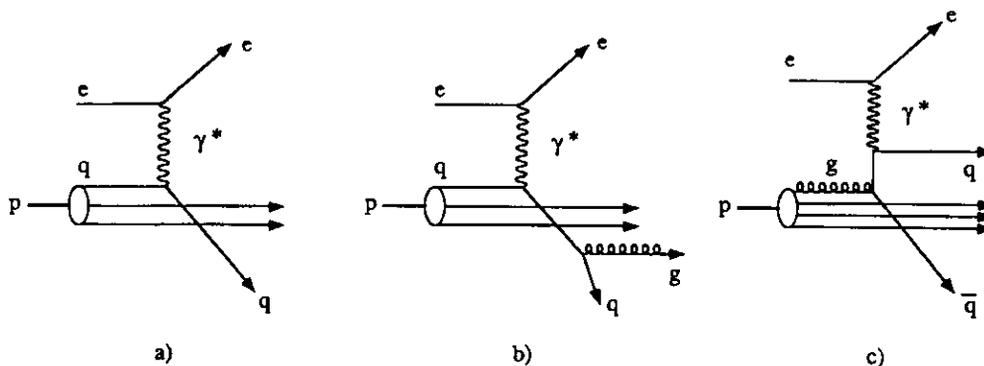


Bild 2. Feynmangraphen für DIS. a) Das Diagramm für die Streuung nullter Ordnung in  $\alpha_s$  (QPM); hinzu kommen in  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  b) die Abstrahlung eines Gluons von der Linie des getroffenen Quarks (hier im Endzustand) und c) der Graph für die Boson-Gluon-Fusion

durch  $p_i = x_i P$ . Jene Voraussetzung ist erfüllt, sofern man sich in ein Bezugssystem begibt, in dem das Proton sehr schnell ist – wenn auch der Makel fehlender Lorentzinvarianz damit verbunden ist [42 163]. Wie Bjørken gezeigt hat, gilt dann der Limes [15]

$$F_{1,2}(Q^2, \nu) \xrightarrow[(Q^2/\nu) = \text{const}]{Q^2, \nu \rightarrow \infty} F_{1,2}(x_{\text{Bj}}), \quad (5)$$

und  $x_{\text{Bj}}$  ist gleich dem Anteil  $x_i$  des getroffenen Partons am Protonimpuls.

Wenn man Gleichung (4) mit den Formeln der QED für die  $e\text{-}\mu$ -Streuung vergleicht und zusätzlich annimmt, die Partonen seien Spin- $1/2$ -Teilchen ohne Transversalimpuls, so findet man die *Callan-Gross-Relation* [51 276],

$$2xF_1(x) = F_2(x), \quad (6)$$

welche die SLAC-Daten bestätigten. Sie impliziert, daß die Partonen nur an transversal polarisierte Photonen koppeln. Außerdem ergibt sich [20 117]:

$$F_2(x) = x \sum_i f_i(x) e_i^2, \quad (7)$$

wobei  $e_i$  die Ladungen und  $f_i$  die Impulsverteilungen der verschiedenen Partonsorten sind.

## 2.2 EFFEKTE DER QUANTENCHROMODYNAMIK

Im Quark-Parton-Modell (QPM) identifiziert man die Partonen mit den Quarks. Das Elektron streut, wie in Bild 2a illustriert, elastisch an einem der

Quarks, während der Rest des Protons lediglich die Rolle eines unbeteiligten Zuschauers spielt. Nachdem sich die Quarks mit Hadronen bekleidet haben, sieht man als Endzustand zwei hadronische Jets: den Stromjet in Richtung des getroffenen Quarks und den aus dem Protonrest gebildeten Zuschauerjet in Richtung des Protonstrahls.

Das naive Quark-Parton-Modell berücksichtigt nicht die Wechselwirkung der Quarks miteinander. Im Rahmen der QCD wird diese durch „Farbkräfte“ beschrieben, die durch den Austausch von Gluonen („Leimteilchen“) zwischen den Quarks vermittelt werden. Quarks sind somit nur asymptotisch freie Teilchen. Durch Paarbildung der Gluonen füllt sich das Proton zusätzlich zu den drei *Valenzquarks* mit virtuellen Quarks und Antiquarks, den *Seequarks*, an denen das Elektron ebenfalls streuen kann, vorausgesetzt  $Q^2$  ist groß und damit die Zeitskala des Stoßes klein genug. Die Untersuchung der Streuung von Elektronen an Protonen erlaubt es daher im Prinzip, die virtuellen QCD-Fluktuationen im Proton zu beobachten.

Da die Gluonen, im Gegensatz zum Photon, auch miteinander koppeln, nimmt die Stärke der Kopplung zwischen Quark und Gluonen mit  $Q^2$  ab: Man spricht von der *laufenden* Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ . Mit dem experimentell zu bestimmenden QCD-Parameter  $\Lambda$  ist die Kopplungskonstante in Leading-log-Näherung, bei der von den virtuellen Schleifen nur die führenden Terme  $\sim \ln(Q^2/\Lambda^2)$  summiert werden, in erster Ordnung gegeben durch [52 214ff]

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}, \quad (8)$$

wobei  $N_f \leq 6$  die energieabhängige Anzahl verfügbarer Quarksorten ist.

Die Funktionen  $f_i$  in Gleichung (7) sind als die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen dafür zu interpretieren, Quarks bzw. Antiquarks der verschiedenen Sorten mit dem jeweiligen Impulsbruchteil  $x$  vorzufinden. Allerdings ist durch die virtuellen Prozesse der Quarkinhalt des Protons abhängig von  $\ln Q^2$ . Damit sind die Strukturfunktionen nicht nur Funktionen von  $x$  allein: Die Skaleninvarianz wird verletzt. Auch die Callan-Gross-Relation (6) gilt durch die mit den QCD-Korrekturen verbundenen Abstrahlungsprozesse nicht mehr exakt.

Zusätzliche Jets können auftreten durch Abstrahlung „harter“ Gluonen (solcher mit großem Transversalimpuls) im Anfangs- oder im Endzustand oder durch Fusion eines Gluons mit dem elektroschwachen Boson vermöge  $q\bar{q}$ -Paarbildung (Bild 2b, 2c). Bei diesen Prozessen erster Ordnung in  $\alpha_s$  sieht man, bei hinreichend großen Transversalimpulsen, drei Jets.

## 2.3 REKONSTRUKTION DER KINEMATISCHEN VARIABLEN

Die älteste Methode zur Rekonstruktion der leptonischen Variablen ist die Bestimmung aus der Energie und dem Streuwinkel des Leptons: Es seien  $E_e$  und  $E_p$  die Energien der einlaufenden Elektronen und Protonen im HERA-Laborsystem,  $E'_e$  die Energie des auslaufenden Elektrons und  $\vartheta$  sein Streuwinkel bezüglich der Richtung des Protonstrahls. Dann ist [13]

$$\begin{aligned} x_e &= \frac{E_e}{E_p} \frac{E'_e(1 + \cos \vartheta)}{2E_e - E'_e(1 - \cos \vartheta)} , \\ y_e &= 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1 - \cos \vartheta) , \\ Q_e^2 &= 2E_e E'_e(1 + \cos \vartheta) . \end{aligned} \quad (9)$$

Allerdings sind die unter alleiniger Verwendung der Information vom auslaufenden Lepton rekonstruierten Werte der kinematischen Variablen systematisch verfälscht, weil elektroschwache Bremsstrahlungsprozesse im Anfangszustand die effektive Strahl-Energie herabsetzen können, wogegen Abstrahlungen im Endzustand bewirken, daß das Elektron unter einem anderem Winkel und mit niedrigerer Energie registriert wird als mit denjenigen Größen, die am Vertex vorlagen [50].

Man kann die Ereigniskinematik bei den HERA-Experimenten auch durch Messung des hadronischen Endzustands bestimmen, weil fast der gesamte Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt vom Detektor erfaßt wird. Bei Ereignissen des geladenen Stroms ist dieses sogar das einzig mögliche Rekonstruktionsverfahren, denn das auslaufende Lepton kann nicht nachgewiesen werden. Die von F. Jaquet und A. Blondel entwickelte Methode [57] verwendet die Energien  $E_h$  und Impulse  $\mathbf{p}_h$  der auslaufenden Hadronen:

$$y_{JB} = \frac{\sum_h (E_h - p_{zh})}{2E_e} , \quad (10)$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2}{1 - y_{JB}} , \quad (11)$$

$$x_{JB} = \frac{Q_{JB}^2}{s y_{JB}} . \quad (12)$$

Dabei legt die Richtung des Protonstrahls die positive  $z$ -Richtung, die *Vorwärtsrichtung*, fest. Die Jaquet-Blondel-Methode hat zwar den Vorteil, gegen QED-Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons und kollineare Bremsstrahlung vom auslaufenden Elektron insensitive zu sein; andererseits ist  $y_{JB}$  syste-

matisch niedriger als das wahre  $y_{Bj}$ , wenn nicht alle Teilchen nachgewiesen werden. Während Teilchenverluste durch das Strahlrohr in Vorwärtsrichtung keinen großen Einfluß haben, weil für diese Teilchen  $E \approx p_z$  ist, geht bei Verlusten durch die rückwärtige Strahlrohröffnung die doppelte Energie der verschwundenen Teilchen in der Summe in Gleichung (10) verloren. Daher schließt diese Untersuchung diejenigen Phasenraumregionen aus, bei denen signifikante hadronische Aktivität in Nähe der rückwärtigen Strahlrohröffnung auftritt.

Aus den Jaquet-Blondel-Variablen läßt sich der charakteristische Winkel  $\gamma$  berechnen, unter dem ein hypothetisches masseloses Teilchen ohne primordialen Transversalimpuls auslief, wenn das Elektron elastisch mit ihm streute:

$$\cos \gamma = \frac{Q_{JB}^2(1 - y_{JB}) - 4E_e^2 y_{JB}^2}{Q_{JB}^2(1 - y_{JB}) + 4E_e^2 y_{JB}^2}. \quad (13)$$

Bei einem reinen QPM-Ereignis wäre  $\gamma$  die Richtung des Stromjets – wie aber später noch eingehend diskutiert wird, trifft dieses für die tatsächlichen Ereignisse nicht unbedingt zu.

Die Genauigkeit, mit der die kinematischen Variablen rekonstruiert werden, läßt sich verbessern, indem man die leptonische und die hadronische Information miteinander mischt. Dieses geschieht bei der *Doppelwinkelmethode* (double angle method, DA), zu welcher der Winkel  $\gamma$  und der Elektronstreuwinkel  $\vartheta$  herangezogen werden:

$$\begin{aligned} x_{DA} &= \frac{E_e \sin \gamma + \sin \vartheta + \sin(\vartheta + \gamma)}{E_p \sin \gamma + \sin \vartheta - \sin(\vartheta + \gamma)}, \\ y_{DA} &= \frac{\sin \gamma (1 - \cos \vartheta)}{\sin \gamma + \sin \vartheta - \sin(\vartheta + \gamma)}, \\ Q_{DA}^2 &= 4E_e^2 \frac{\sin \gamma (1 + \cos \vartheta)}{\sin \gamma + \sin \vartheta - \sin(\vartheta + \gamma)}. \end{aligned} \quad (14)$$

Die vorgestellten Methoden entwickeln ihre Stärken und Schwächen unterschiedlich in den verschiedenen Variablen und kinematischen Bereichen; daher ist keine der vorgestellten Methoden generell zu favorisieren oder zu verwerfen. Systematische Studien haben jedoch gezeigt [1], daß bei der Analyse der ZEUS-Daten die Wahl von  $x_{DA}$  und  $Q_{DA}^2$  als rekonstruierte Werte von  $x_{Bj}$  und  $Q^2$  am vorteilhaftesten ist; zudem kompensieren sich bei ihrer Verwendung Unsicherheiten in der absoluten Energieskala. Für die Rekonstruktion von  $y$  hingegen hat sich die Methode von Jaquet und Blondel als am günstigsten erwiesen. Daher wurde diese Kombination der Methoden für

die vorliegende Analyse gewählt.

### 3 Ereignissimulation

Die Simulation der Wechselwirkung bei der Teilchenkollision und der nachfolgenden Prozesse, die sich im Detektor abspielen und den Meßvorgang und die Rekonstruktion von Ereignissen beeinflussen, ist unabdingbar für die Berechnung von Akzeptanzen und Effizienzen, da rein analytische Methoden an der Komplexität der Apparaturen scheitern und deshalb nur Aussagen über Teilaspekte treffen können. Die Simulationsprogramme beruhen auf Monte-Carlo-Methoden – einmal für die effiziente Berechnung mehrdimensionaler Integrale bei der Programminitialisierung, vorwiegend aber, um die natürlichen Zufallsprozesse in geeigneter Form nachzubilden.

Bei der vollständigen Ereignissimulation berechnet ein *Ereignisgenerator* den Streuprozess und übergibt eine Liste der auslaufenden Teilchen und ihrer Viererimpulse an die Detektorsimulation, welche die Detektorantwort auf das Ereignis berechnet. Der ZEUS-Detektor ist in dem Programm MOZART modelliert, das auf dem Simulationspaket GEANT3 [18] beruht und für jedes Teilchen seine Wechselwirkung mit der Detektormaterie, seinen möglichen Zerfall, seine Treffer in sensitiven Komponenten wie Spurenkammer und Kalorimeter und die Digitalisierung der entstandenen Signale unter Berücksichtigung des Rauschens berechnet. Nachfolgend wird die Reaktion des ZEUS-Triggers simuliert (ZGANA) [61] und die Ereignisse in gleicher Weise wie auch die Daten rekonstruiert (ZEPHYR) [38].

Da die Detektorantwort stark von Größe und Richtung der Viererimpulse und von der Teilchensorte abhängt, ist die Wahl des Ereignisgenerators und die Einstellung seiner Parameter nicht beliebig, wenn man die Ergebnisse zur Korrektur von Meßdaten heranziehen will. Gleichzeitig bietet die Ereignissimulation aber auch prinzipiell die Möglichkeit, die experimentell nicht trennbaren Effekte des perturbativ berechenbaren Streuvorgangs auf Partonebene einerseits, und der bislang nur phänomenologisch modellierten Prozesse der Hadronisierung andererseits, getrennt zu untersuchen. Wegen ihrer Bedeutung für die vorliegende Studie sind nachfolgend die den verwendeten Generatoren Ariadne Version 4 [43], HERWIG 5.4 [45, 58] und LEPTO 6.1 [36] zugrundeliegenden Modelle kurz beschrieben.

Bild 3 zeigt ein vielen Generatoren zugrundeliegendes Schema (nach [31]): Die Generierung beginnt mit der Wahl des harten Subprozesses und des einlaufenden Partons  $p_i$  des Protons, wobei die Auswahl so getroffen wird, daß die durch die Partondichtefunktionen bestimmten Anteile der verschiede-

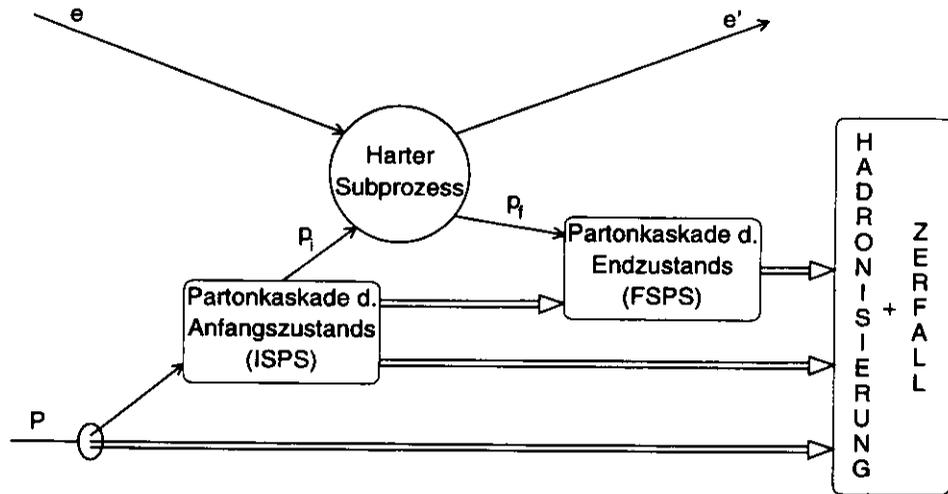


Bild 3. Allgemeines Modell für die Generierung von e-p-Ereignissen

nen Partonen am Gesamtwirkungsquerschnitt wiedergegeben werden. Ausgehend vom Geschehen am Vertex folgt dann die Berechnung von Kaskaden weicherer Subprozesse, wobei im allgemeinen zwischen den Entwicklungen vor und nach dem Stoß (ISPS und FSPS) unterschieden wird. Während die Rechnungen bis hierher auf Partonebene durchgeführt wurden, stehen am Ende der Ereignissimulation die Bildung von Hadronen wie auch Zerfälle dieser Hadronen, sofern diese durch die starke Wechselwirkung vermittelt werden.

### 3.1 DER HARTE SUBPROZESS

Der harte Subprozeß wird exakt berechnet. Bei LEPTO und HERWIG wird dabei das volle Matrixelement  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  bestimmt; es werden also die Abstrahlung eines einzelnen Gluons und die Boson-Gluon-Fusion (Bild 2b, 2c) mitberücksichtigt. Explizite QED-Korrekturen werden von diesen Generatoren nicht vorgenommen. Bei verschwindenden Gluon-Energien oder -Abstrahlungswinkeln haben die  $\mathcal{O}(\alpha_s)$ -Matrixelemente Polstellen; man spricht von *infraroten* und *kollinearen* Divergenzen. Die Generatoren rieglern diese Polstellen durch Abschneideparameter ab: LEPTO verlangt, daß die invariante Masse  $m_{ij}$  jeden Partonpaars im Endzustand der Forderung  $m_{ij} > y_{\text{cut}} W^2$  genügt, mit  $y_{\text{cut}}$  als wählbarem Parameter. Demgegenüber setzt HERWIG für die Abstrahlung einen Mindest-Transversalimpuls  $p_{\perp}^{\text{min}}$  voraus. Die Notwendigkeit, bei  $\mathcal{O}(\alpha_s)$ -Matrixelement-Rechnungen einen Abschneideparameter einzuführen, macht die Simulation weicher oder kollinearere Gluonabstrahlung problematisch.

Nach dem Stoß müssen die auslaufenden Partonen, wie auch die unbeteiligten Zuschauer (remnant), in die stabilen Teilchen des Endzustands fragmentieren. Bei den früheren Myon-Experimenten wurde deutlich, daß der hadronische Endzustand durch Modellrechnungen nur beschrieben werden kann, wenn zusätzlich zu den harten Prozessen  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  und zur Fragmentierung auch QCD-Prozesse höherer Ordnung wie die Abstrahlung mehrerer Gluonen beteiligt werden [3, 9, 11]. Dem wird durch das Einfügen kaskadenartiger Prozesse entsprochen.

### 3.2 QCD-KASKADEN

Die exakte Berechnung der Matrixelemente höherer Ordnung ist sehr aufwendig; man ist bislang praktisch auf die ersten Ordnungen in  $\alpha_s$  begrenzt, und es gibt keinen Generator, der über die zweite Ordnung hinausginge [37]. Deswegen wurden Näherungsmodelle entwickelt, um die Entwicklung von Partonkaskaden beliebig hoher Ordnung zu simulieren. Zwei dieser Modelle wurden in Ereignisgeneratoren verwirklicht: Das Partonschauermodell (PS) und das Farbdipolmodell (CDM).

*Partonschauer.* Das vom elektroschwachen Boson getroffene Quark liegt vor dem Stoß entweder auf der Massenschale oder hat durch vorangegangene Fluktuationen raumartige Virtualität, d. h. ein negatives Massenquadrat. Der Stoß hebt dann das Quark auf oder über die Massenschale. Bei jedem Ereignis wird durch Zufall bestimmt, wie weit das invariante Massenquadrat des einlaufenden Partons von dem durch die Ruhemasse gegebenen Wert abweicht. Man kann man als Obergrenze dafür z. B.  $Q^2$  wählen, wie es HERWIG tut. Bei  $e^+e^-$ -Kollisionen ist dieses die natürlich gegebene Skala. Bei  $e$ - $p$ -Reaktionen allerdings wäre auch  $W^2$  oder eine allgemeine Funktion von  $Q^2$  und  $W^2$  eine mögliche Skala. Die Wahl von  $Q^2$  als Skala kann bei kleinem  $x$  zu klein sein und weiche Abstrahlungen unterdrücken [36], wogegen  $W^2$  als Skala zu einer Überschätzung führt. Deshalb wurde für LEPTO eine Interpolation von  $Q^2(1-x)$  für großes  $x$  und  $Q^2 \ln(1/x)$  für kleines  $x$  gewählt.

Die Rekombination der im Anfangszustand durch Verzweigungsprozesse im Proton erzeugten virtuellen Teilchen wird durch den Stoß gestört, so daß sich im Fall einer harten Streuung ein raumartiger Partonschauer (ISPS) ausbildet. In einer zeitartigen Kaskade (FSPS) wird im Endzustand die hochgradige Virtualität des getroffenen Quarks wieder zur Massenschale zurückgeführt. Bei der Simulation wird vom Boson-Parton-Vertex ausgegangen, von wo die Schauer zurück- bzw. vorausgerechnet werden, bis alle

auslaufenden Partonen und das Ursprungsquark am Anfang des ISPS eine durch einen Abschneideparameter  $m_0 \approx 1 \text{ GeV}$  gegebene minimale Virtualität unterschreiten.

ISPS und FSPS verhalten sich ähnlich, beruhen sie doch auf denselben Verzweigungsprozessen,

$$q \rightarrow qg, \quad g \rightarrow gg, \quad g \rightarrow qq,$$

wie sie durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen in Leading-log-Näherung (führende Terme in  $\ln Q^2$ ) beschrieben sind. Bei der Berechnung des ISPS müssen die Partondichtefunktionen berücksichtigt werden, da der Schauer durch den Zustand im Proton bestimmt ist, in welchen die Partonen rekombinierten, wenn kein Stoß stattfände. Dadurch sind dem maximal möglichen relativen Transversalimpuls Grenzen gesetzt, welche die harte Abstrahlung im ISPS unterdrücken. Die Verzweigungen im Partonschauer werden ohne Berücksichtigung virtueller Korrekturen berechnet. Außerdem führt die Leading-log-Näherung zu Unsicherheiten bei unter großem Winkel abgestrahlten harten Gluonen.

Die Abstrahlung harter Gluonen im Partonschauer braucht nicht mehr simuliert zu werden, wenn die Kaskadenentwicklung auf Rechnungen mit dem  $\mathcal{O}(\alpha_s)$ -Matrixelement aufbaut. Um doppelt gezählte Beiträge zu vermeiden, muß dann aber die Erzeugung solcher Verzweigungen verhindert werden, deren invariante Masse  $y_{\text{cut}} W^2$  (LEPTO) oder deren Transversalimpuls  $p_{\perp}^{\text{min}}$  (HERWIG) übersteigt. Das Verfahren der *Winkelordnung* läßt den relativen Transversalimpuls bei den Abstrahlungen ebenso wie die Öffnungswinkel der Verzweigungen mit zunehmender Schauertiefe abnehmen. Man bildet auf diese Weise Auslöschungen durch destruktive Interferenzen innerhalb der Kaskade nach, so daß die Kohärenz weicher Gluonen reproduziert wird (Chudakov-Effekt). Es ist allerdings zu beachten, daß durch die getrennte Behandlung der beiden Schauer Interferenzterme zwischen den Schauern nicht berücksichtigt werden. Bei HERWIG wird diesem Umstand zu begegnen versucht, indem die Farbkonfigurationen der harten Partonen verfolgt werden, um Interferenzen zwischen Diagrammen mit unterschiedlichem Farbfluß zu berücksichtigen. Die Viererimpulserhaltung wird durch Abgleich zwischen ISPS und FSPS unterstützt, ist aber aufgrund der begrenzten numerischen Genauigkeit nicht immer sichergestellt.

Bezüglich der genauen Vorgehensweise und die Unterschiede in der Schauerberechnung bei HERWIG und bei LEPTO sei hier auf ausführlichere Beschreibungen verwiesen [12, 44].

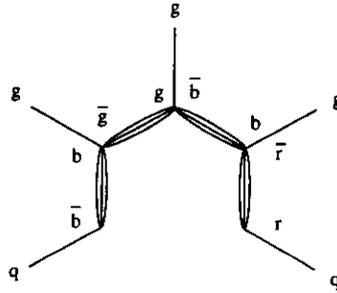


Bild 4. Das Farbfeld zwischen zwei Quarks lässt sich als String auffassen, der durch Gluonen zwischen ihnen aufgespannt wird. Es entspricht aber auch einer Aneinanderreihung von Dipolen zwischen den Gluonen. Die Beschreibungen des Feldes durch Gluonen oder durch Dipole sind äquivalent [33]

**Das Farbdipolmodell.** Das im Programm Ariadne implementierte Farbdipolmodell (colour dipole model, CDM) [6, 32, 33] bietet eine Alternative zur Partonschauerrechnung und kann an deren Stelle beispielsweise im Rahmen des LEPTO-Programms eingesetzt werden. Bei diesem Modell werden das getroffene Quark und das unbeteiligte Diquark beim Auseinanderlaufen als bewegte Farbladungen aufgefaßt, die, gleich einer Antenne, ein Dipolfeld induzieren. Dieser Farbdipol strahlt ein Gluon ab: ein Prozeß, der dem aus der Elektrodynamik ganz analog ist, mit dem wichtigen Unterschied aber, daß die Gluonen ihrerseits Farbladungen tragen. Dadurch bilden das Gluon und die Quarks zwei neue, annähernd unabhängige Dipole, die wiederum Gluonen abstrahlen können, welche erneut Dipole bilden (Bild 4). Die Kaskade endet bei einem Mindest-Transversalimpuls  $p_{\perp}^{\min}$  des abgestrahlten Gluons. Anstelle der Abstrahlung eines weiteren Gluons erlaubt das Ariadne-Programm einem Gluon auch die Spaltung in ein  $q$ - $\bar{q}$ -Paar unter gleicher Beteiligung der beiden einbettenden Dipole. Die Boson-Gluon-Fusion (Bild 2c) ist als Streuung an einem Seequark implementiert, dessen Lebenszeit noch so kurz ist, daß die Partonen des Seequarkpaares nicht als unabhängige Teilchen betrachtet werden.

Das Modell hat den wichtigen Vorteil, daß die Kaskaden des Anfangs- und des Endzustands nicht getrennt werden und die Abstrahlung nicht einem einzelnen Parton zugeschrieben wird. Es ergeben sich dadurch in natürlicher Weise kohärente Summen der verschiedenen Feynmangraphen. Schwierig ist allerdings die Behandlung des Diquarks, da es räumlich ausgedehnt ist und daher nur teilweise zur Emission beitragen kann. Diese Dämpfung wird phänomenologisch durch einen Faktor  $a = (\mu/p_{\perp})^{\alpha}$  beschrieben, wobei  $\mu$  die Größe des Diquarks parametrisiert (Vorgabe:  $0,6 \text{ GeV} \approx 0,3 \text{ fm}$ ) und  $\alpha$  ein Exponent ist, der den Abfall der Ladungsdichte im Diquark beschreibt.

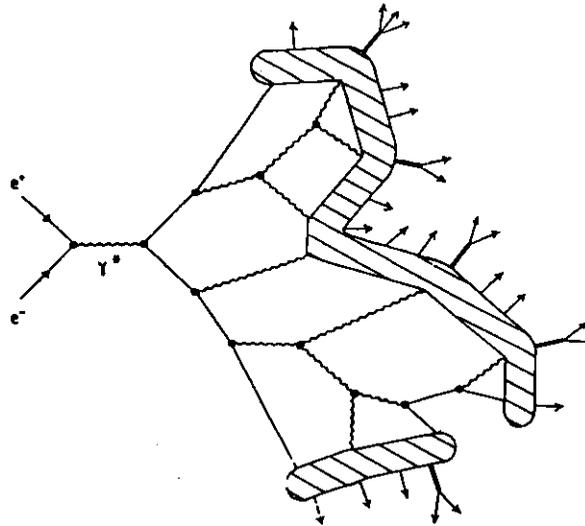


Bild 5. Hadronisation eines Teilchenschauers aus der  $e^+e^-$ -Annihilation nach dem Lund-Stringmodell. Die schraffiert gezeichneten Farbflußröhren werden in Hadronen „zerrissen“, wobei an den durch Gluonen verursachten Knicken bevorzugt schwere Hadronen entstehen [59]

### 3.3 DIE HADRONISIERUNG

An den Enden der Kaskaden haben die Partonen nur noch geringe Virtualität. Die Kopplung ist dann so stark, daß Störungsrechnungen in  $\alpha_s$  nicht mehr möglich sind. Das Bekleiden der Partonen mit Hadronen muß daher rein phänomenologisch modelliert werden.

*Das Lund-Stringmodell.* Beim Stringmodell der Lund-Gruppe, wie es im Programm JETSET [54,55] realisiert ist, wird das Farbfeld als Flußröhre (String) beschrieben, die sich zwischen den Farbtripletts aus Quarks oder Diquarks und ihren Antifarbtupletts aufspannt. Abgestrahlte Gluonen erzeugen Knicke in den Flußröhren (Bild 5). Die Länge der Röhren ist in Ruhe von der Größe eines Hadrons ( $\approx 1$  fm). Laufen die Quarks auseinander, so erhöht sich die potentielle Energie in der Röhre, bis diese bei einer Dehnung auf etwa 2 fm bis 7 fm unter Produktion eines  $q\bar{q}$ - oder  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Paares zerreißt (Bild 6). Ist die invariante Masse eines der Produkte hinreichend groß, können so lange weitere Teilungen auftreten, bis die Energie für die Bildung weiterer Paare nicht mehr ausreicht und sich die Quarks und Antiquarks zu Hadronen formieren. Die verbleibende Energie des Strings wird mit derart bemessenen Wahrscheinlichkeiten auf die einzelnen Hadronen verteilt, daß die experimentell gefundenen Verteilungen des Longitudinalimpulses gut reproduziert werden.

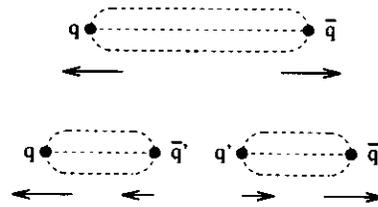


Bild 6. Auseinanderreißen einer Gluonenflußröhre durch die Bildung eines  $q\bar{q}$ -Paares

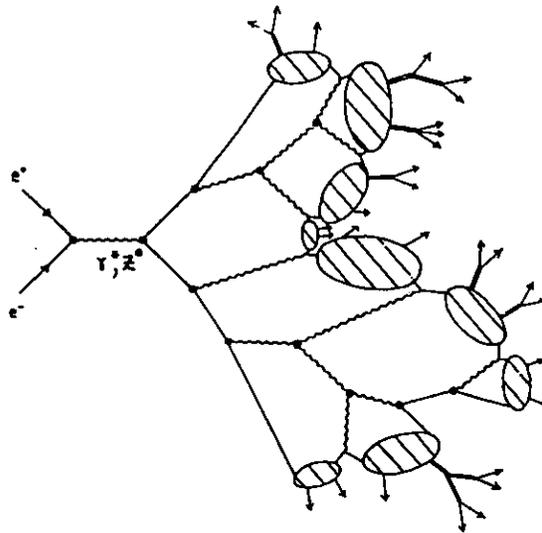


Bild 7. Derselbe Schauer wie in Bild 5, hier aber hadronisiert nach dem Clustermodell

JETSET wird von LEPTO und Ariadne für die Hadronisierung benutzt. Über die Fragmentation hinaus simuliert JETSET auch den Zerfall instabiler Hadronen kurzer Lebensdauer in zwei oder drei Teilchen.

*Clusterfragmentierung.* Bei der in HERWIG implementierten Clusterfragmentierung werden zunächst alle Gluonen nicht-perturbativ in leichte (u, d)  $q\bar{q}$ - und  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Paare aufgespalten. Anschließend wird zu jedem Quark bzw. Diquark ein Antiquark gesucht, mit dem es ein Farbsingulett bilden kann, wobei Diquark-Antidiquark-Kombinationen verboten sind. Diese Farbsinguletts bilden *Cluster*, die phasenraumverteilt in zwei bis drei Hadronen zerfallen (Bild 7), sofern ihre Masse nicht oberhalb oder unterhalb bestimmter Grenzwerte liegt. Leichte Cluster können nur ein einziges Hadron bilden; durch Impulsaustausch mit einem Nachbarcluster wird dann die Viererimpulserhaltung gesichert. Dagegen ist bei einer Clusterenergie oberhalb

etwa 4 GeV (wählbar durch einen Parameter) die Anwendung eines Phasenraummodells für den Zerfall nicht mehr zu rechtfertigen. In diesem Fall wird der Cluster in ähnlicher Weise wie beim Stringmodell gespalten. HERWIG berechnet auch den Zerfall instabiler Hadronen nach vereinfachten Zerfallsmoden, wobei für b- oder t-Zerfälle der Schaueralgorithmus neu gestartet wird.

An dieser Stelle sei noch auf eine Option von HERWIG, das *Soft Underlying Event*, hingewiesen, mit der die Fragmentation des Protonrestes beeinflusst wird. Ist diese Option eingeschaltet, so werden im Bereich des Diquark-Clusters zusätzliche weiche Untergrundreaktionen generiert, die zu einer podestähnlichen Erhöhung der transversalen Energie führen und ursprünglich zur phänomenologischen Nachbildung der Daten von p-p̄-Kollisionen eingeführt wurden.

## 4 Datennahme und Ereignis Selektion

### 4.1 DAS ZEUS-EXPERIMENT

Bild 9 zeigt den ZEUS-Detektor im Schnitt entlang der Strahlachse und senkrecht dazu [35]. Seine zentrale Komponente und grundlegende Quelle der Daten für diese Untersuchung ist das Uran-Szintillator-Kalorimeter (UCAL), gefolgt von der zentralen Driftkammer (CTD), die zur Vertexbestimmung diente. Von den etwa 20 Subdetektoren sei nachfolgend auf diese beiden Komponenten genauer eingegangen.

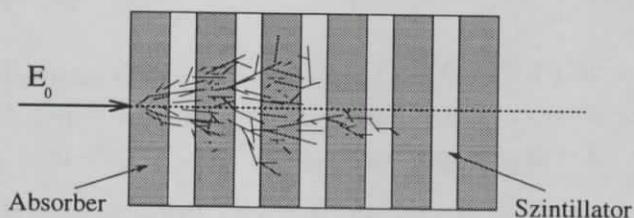


Bild 8. Teilchenschauer im Sampling-Kalorimeter

*Das Uran-Szintillator-Kalorimeter.* Kalorimeter messen die Energien von Teilchen, indem sie diese vollständig absorbieren, wobei durch Ionisation oder Anregung des Mediums die Energie in Schauerprozessen zutage tritt. Das ZEUS-Kalorimeter [7, 21] wurde in Sampling-Bauweise ausgeführt, wie Bild 8 sie darstellt: Absorberplatten, in denen Teilchenschauer ausgelöst werden, sind in alternierenden Schichten zusammengefügt mit Szintillatorsteifen, welche die Schauer nachweisen.

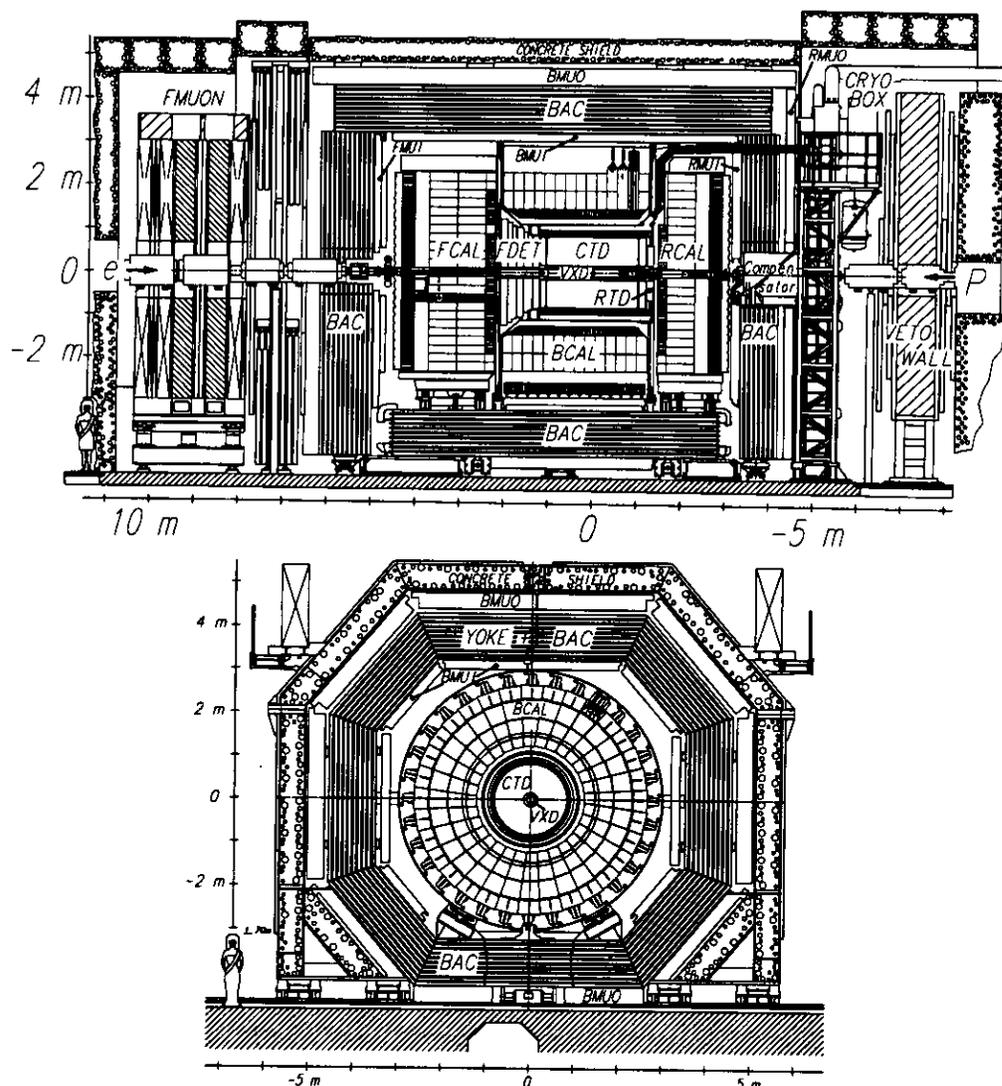


Bild 9. Der ZEUS-Detektor im Längs- und im Querschnitt. Der Elektronenstrahl durchquert von links kommend den Detektor; der Protonenstrahl kommt von rechts und legt die positive  $z$ -Richtung, die *Vorwärtsrichtung*, fest. Die Asymmetrie der Strahlenergien spiegelt sich in der Detektorgeometrie wider. Um den nominellen Wechselwirkungspunkt im Koordinatenursprung herum liegt (im Feld einer supraleitenden Spule) der innere Spurendetektor, von innen nach außen zusammengesetzt aus dem Vertexdetektor (VXD), der zentralen Driftkammer (CTD) und den Spurendetektoren für die Vorwärts- und die Rückwärtsrichtung (FDET, RTD). Außen schließt sich an die Spule das Uran-Szintillator-Kalorimeter an (FCAL, BCAL, RCAL), das von einem Eisenjoch (YOKE) mit eingelassenem Hintergrund-Kalorimeter (BAC) umfaßt wird, an dessen Innen- und Außenseite Myondetektoren (F/B/RMUI, F/B/RMUON) liegen. Gleich hinter dem RCAL befindet sich am Strahlrohr ein in einem Kollimator eingebauter Szintillationszähler als Strahlmonitor (C5, im Bild nicht markiert); 3 m weiter in rückwärtiger Richtung liegt die Vetowand (VETO WALL). Der Detektor ist mit einem Betonschild (CONCRETE SHIELD) als Abschirmung umgeben

TABELLE 1

Die drei Segmente des UCAL und die von ihnen überdeckten Winkelbereiche. Der Polarwinkel  $\vartheta$  ist in bezug zur Protonstrahl-Achse definiert, ihm wird die Pseudorapidität  $\eta \doteq -\ln \tan(\vartheta/2)$  zugeordnet

Segment	Polarwinkel	Pseudorapidität
FCAL Vorwärtskalorimeter	$2,2^\circ < \vartheta < 39,9^\circ$	$4,0 < \eta < 1,0$
BCAL Zentralkalorimeter	$36,7^\circ < \vartheta < 129,1^\circ$	$1,1 < \eta < -0,7$
RCAL Rückwärtskalorimeter	$128,1^\circ < \vartheta < 176,5^\circ$	$-0,7 < \eta < -3,5$

Als Absorber dient abgereichertes Uran (depleted uranium, DU) in Platten von 3,3 mm Stärke, wogegen die aus Plastiksintillator bestehenden Detektorschichten 2,6 mm dick sind. Bei 100 ns Integrationszeit werden mit dieser Kombination die unterschiedlichen Schauereigenschaften von Hadronen und elektromagnetischen Teilchen ( $e, \gamma$ ) kompensiert und beide Teilchensorten bei gleicher Energie mit gleicher Signalthöhe im Kalorimeter nachgewiesen. Tatsächlich wurde im Teststrahl bei Impulsen oberhalb 2 GeV/c die gleiche Signalthöhe innerhalb von 3 % gemessen. Die gleichmäßige Beleuchtung des Kalorimeters durch Zerfallsreaktionen des als Absorber verwendeten Urans wird dazu genutzt, die Stabilität der Detektoreichung über lange Zeit hinweg auf 1 % genau sicherzustellen. Die Energieauflösung beträgt für Elektronen ( $e$ ) und für Hadronen ( $h$ ),  $E$  in GeV:

$$\frac{\sigma_e(E)}{E} \approx \frac{18\%}{\sqrt{E}} \quad \text{und} \quad \frac{\sigma_h(E)}{E} \approx \frac{35\%}{\sqrt{E}}$$

Die Kalorimeterantwort auf Elektronen ist bei Energien zwischen 15 GeV und 110 GeV linear bis auf eine Abweichung von 1 bis 2 %, die abhängig vom Röhrenfabrikat des Photovervielfachers ist. Außer den im Kalorimeter nicht nachweisbaren Neutrinos deponieren auch hochenergetische Hadronen und Myonen nicht ihre gesamte Energie im UCAL – ihrer vollständigen Erfassung dienen das hinter dem UCAL liegende BAC und die Myondetektoren (siehe Bild 9).

Das Kalorimeter gliedert sich in die drei in Tabelle 1 aufgeführten Segmente, die zusammen etwa 99,7 % des gesamten Raumwinkels um den nominalen Wechselwirkungspunkt überdecken. Während FCAL und RCAL eben gebaut sind, umschließt das BCAL zylindrisch den Zentralbereich. Die Segmente sind aus insgesamt 80 Modulen zusammengesetzt, von denen Bild 10 das größte zeigt. In den Modulen sind die Absorber- und Detektorplatten zu drei (im RCAL zwei) vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen hintereinander

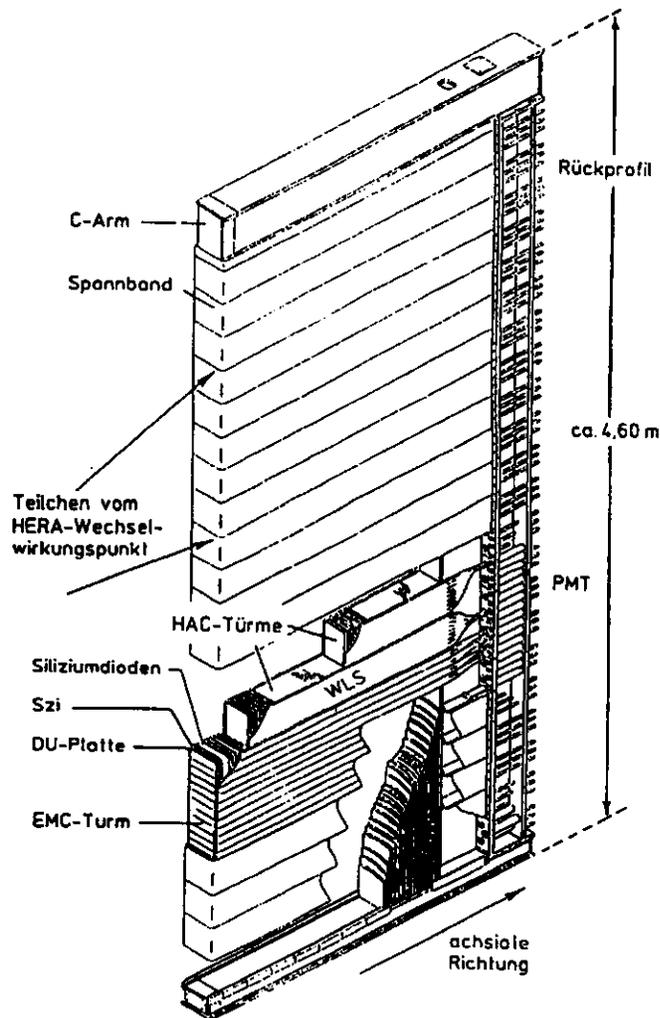


Bild 10. Isometrische Projektion eines FCAL-Moduls [39]

anderliegenden Türmen gestapelt. Der vorderste Turm (EMC), in dem sich der Szintillator (Szi) aus  $5\text{ cm} \times 20\text{ cm}$  (im RCAL  $10\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ ) großen Streifen zusammensetzt, ist 25 Strahlungslängen tief, so daß elektromagnetische Teilchen hier den Großteil ihrer Energie deponieren. In einigen EMC-Türmen sind zusätzlich Siliziumdioden eingelassen, die den Hadron-Elektron-Separator (HES) bilden und der Verbesserung der Elektronenerkennung und -ortung dienen. Die beiden nachfolgenden Türme (HAC1, HAC2) haben eine Tiefe von jeweils 75 (im BCAL 50) Strahlungslängen und eine gröbere Unterteilung des Szintillators in  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$  große Streifen. In diesen Türmen liegt der Schwerpunkt der hadronischen Schauer. Das RCAL allerdings weist keine HAC2-Türme auf, da hier aus kinematischen Gründen

nur geringe hadronische Energien erwartet werden.

Die Lichtblitze in den Szintillatoren werden durch Wellenlängenschieber (WLS) längs den Seitenkanten zu jeweils zwei einander gegenüberliegenden Photovervielfachern (PMT) geleitet und dort in elektrische Impulse umgewandelt, die zusammen mit der Ankunftszeit gespeichert und mit dem HERA-Takt von 96 ns ausgelesen werden. Dabei ist die Auflösung der Ankunftszeitmessung für Zellen mit einer Energiedeposition oberhalb von 1 GeV besser als 1 ns.

*Die zentrale Driftkammer.* Der zentrale Spurendetektor [17] von ZEUS ist eine 2 m lange, um den Wechselwirkungspunkt herum liegende zylindrische Drahtkammer im Feld einer supraleitenden Spule, deren Feldstärke zur Zeit der Datennahme 1,43 Tesla betrug. Der abgedeckte Polarwinkelbereich erstreckt sich von  $\vartheta = 15^\circ$  bis  $164^\circ$ . Als Füllgas diente 1992 eine Mischung aus Argon, Kohlendioxid und Äthan im Verhältnis 90 : 8 : 2 [29].

Die 24 192 Drähte in der Kammer, von denen 4608 Signaldrähte sind, bilden 9 „Superlagen“ mit jeweils 8 Drahtlagen. Die Superlagen 1, 3 und 5 waren im Herbst 1992 bereits mit Auslese-Elektronik bestückt, so daß sie zur Vertexbestimmung herangezogen werden konnten. Die  $z$ -Position auf den Drähten wurde mit einer Auflösung von etwa 4 cm aus den Zeitsignalen gewonnen [34], wogegen die Auflösung in der  $r$ - $\varphi$ -Ebene bei 1 mm lag. Die Drähte in den Superlagen mit gerader Nummer sind um  $\pm 5^\circ$  in bezug auf die  $z$ -Achse gekippt und ermöglichen so bei vollbestückter Auslese-Elektronik eine verbesserte dreidimensionale Rekonstruktion.

*Weitere für diese Studie herangezogene Komponenten.* Die e-p-Reaktionen müssen von den Wechselwirkungen des Protonstrahls mit dem Restgas getrennt werden, die in hoher Rate vor dem Detektor auftreten. Hierbei helfen die Signale der Vetowand (einer beidseitig mit Szintillatorplatten bedeckten Eisenwand) und des C5-Zählers (eines ringförmig um das Strahlrohr liegenden Blei-Szintillator-Streifenzählers, der die Halos der Teilchenstrahlen registriert).

## 4.2 DATENERFASSUNG

Gegenüber der Ereignisrate der Untergrundprozesse, wie z. B. der Streuung der Strahlprotonen am Restgas oder der Strahlrohrwand in Detektornähe, ist die Rate aus e-p-Wechselwirkungen verschwindend gering. Die Rohdatemenge eines einzigen Ereignisses beträgt bei voll ausgelesenem Detektor bis zu etwa 300 KByte. Da außerdem zwischen den aufeinanderfolgenden Kreu-

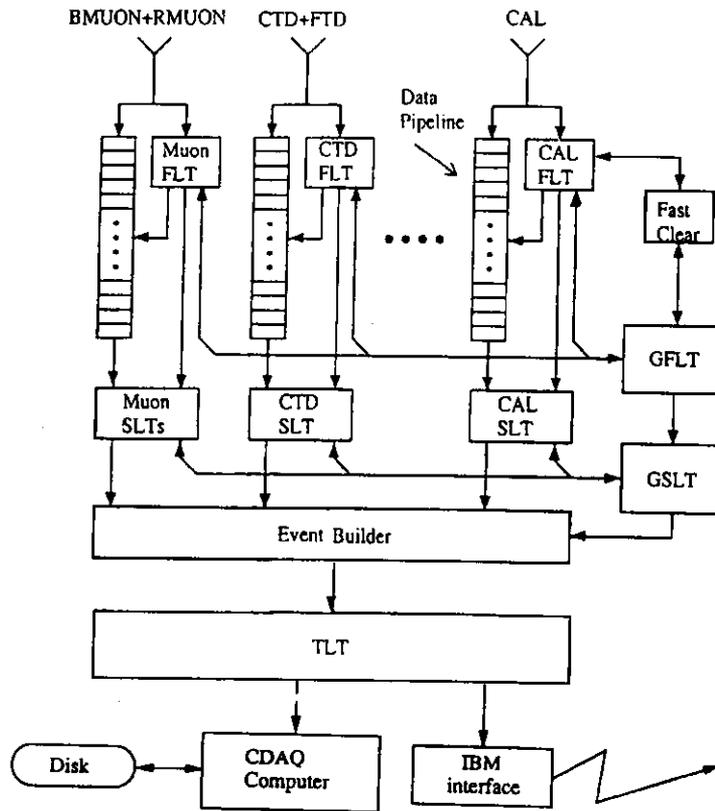


Bild 11. Das Triggersystem des ZEUS-Detektors. Jede Komponente hat zwei eigene Triggerstufen (FLT, SLT), die global zusammengefaßt werden (GFLT, GSLT). Die dritte Stufe TLT beurteilt das vom Eventbuilder zusammengestellte Gesamtereignis [35]

zungen der Strahlpakete nur 96 ns liegen und damit Untergrundraten bis zu 100 kHz erwartet werden müssen, wird ein Großteil der Ereignisselektion bereits online durchgeführt, um die Erfassungsrate auf maximal 10 Hz zu beschränken [62]. Hierzu dient das dreistufige Triggersystem des ZEUS-Detektors (Bild 11), das am Beispiel der UCAL-Daten nachfolgend kurz besprochen wird.

In einer ersten Triggerstufe (FLT) werden die Daten für die Dauer von 58 Strahlkreuzungen in einer Pipeline aufbewahrt, während die Triggerlogik die Signale des EMC und des FCAL-HAC nach zusammenhängenden Einträgen durchmustert, die von der Detektorregion und dem gesuchten Physikprozeß abhängige Schwellenwerte überschreiten. Das Ereignis wird verworfen, wenn, neben einer Reihe weiterer Bedingungen, kein solcher Eintrag gefunden wird oder gleichzeitig der C5-Zähler angesprochen hat. Anderenfalls werden die Pipelines gestoppt und die Daten digitalisiert, um sie an die zweite Trig-

gerebene (SLT) weiterzureichen. Dort berücksichtigt ein Transputernetzwerk bereits kompliziertere Strukturen und verwirft beispielsweise solche Ereignisse, bei denen zwar an einer Stelle im Zentralbereich der Schwellenwert überschritten wird, der Rest des Kalorimeters aber nur sehr wenig Energie meldet. Danach gelangt das akzeptierte Ereignis zum „Ereignisbauer“ (event builder), der aus den Daten der einzelnen Komponenten ADAMO-Datenbanktabellen [30] erstellt, welche die grundlegende Datenstruktur der Rekonstruktions- und Analyseprogramme bei ZEUS sind.

Der Eventbuilder reicht das Ereignis an die dritte Triggerstufe (TLT) weiter, eine „Computer farm“ mehrerer SGI-Workstations. Dort wird das Ereignis rekonstruiert, seine globalen Eigenschaften, wie z. B. Vertexposition und Ankunftszeitverteilung, festgestellt und gezielt nach Auffälligkeiten in Einzelkomponenten gesucht, wie etwa Funkendurchschläge in Photovervielfachern. Am Triggerausgang erscheinen die akzeptierten Ereignisse mit einer Rate von 3 Hz bis 7 Hz bei einer Größe von etwa 140 KByte [60]. Von dort werden sie weitergegeben an den DESY-Großrechner zur Speicherung auf Magnetbandkassetten und an einen Online-Rechnerverbund zur Überwachung. Die auf Band geschriebenen Ereignisse werden offline nochmals rekonstruiert und können dann, wie für diese Untersuchung, durch an die jeweilige physikalische Fragestellung angepaßte Programme analysiert werden (sog. EAZE jobs [38]).

#### 4.3 SELEKTION DER EREIGNISSE

Während des ersten Jahres der Datennahme (1992) wurden bei HERA pro Füllung jeweils 10 aufeinanderfolgende Elektron- bzw. Protonpakete beschleunigt (Sollwert: 210 Pakete pro Ring). Zehn Takte versetzt wurde ein zusätzliches Elektronpaket eingefüllt und bei etwa der Hälfte der Füllungen das zehnte Elektronpaket ausgelassen. Mit den zwei unpaarig umlaufenden Paketen kann man separat die Untergrundprozesse studieren, die durch Wechselwirkung der Strahlteilchen mit dem Restgas oder dem Strahlrohr entstehen. Die Länge der Wechselwirkungszone war gegeben durch die Länge der Protonpakete von etwa 40 cm bei einer Elektronpaketlänge von einigen wenigen Zentimetern. Die Strahlströme lagen bei 1 mA bis 2 mA und die über die beiden 1992er Meßperioden integrierte Luminosität bei  $27,8 \text{ nb}^{-1}$ , sofern man nur diejenigen Ereignisse berücksichtigt, bei denen das Kalorimeter geschlossen und die CTD, die Magnetspule und der Luminositätsmonitor in Betrieb waren. Hiervon wurden die für die Analyse verwendeten Ereignisse ausgewählt.

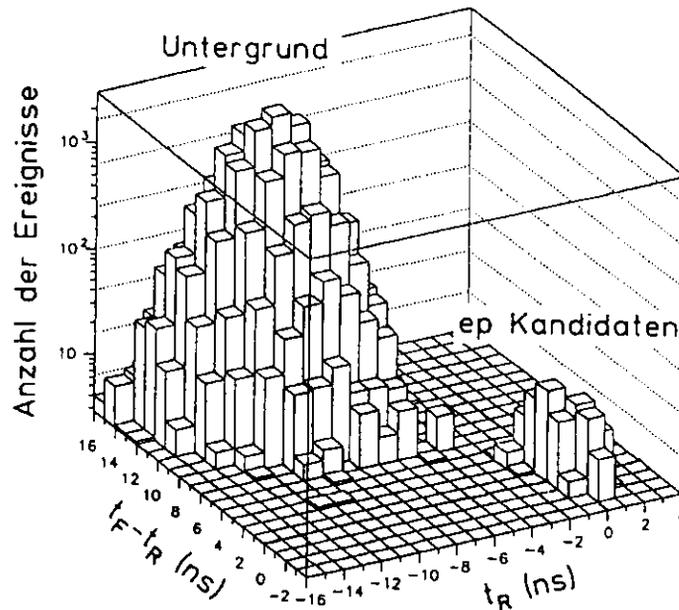


Bild 12. Verteilung der gemittelten FCAL- und RCAL-Zeiten ( $t_F, t_R$ ) für die im Sommer 1992 getriggerten Ereignisse [27]. Die Verteilung der e-p-Ereignisse hebt sich deutlich ab vom Untergrund der Kollisionen von Protonen mit dem Restgas, die meistens stattfinden, bevor das Proton den Detektor erreicht

*Vorselektion.* Die Strukturfunktionsgruppe von ZEUS hat aus 4,2 Millionen getriggerten Ereignissen nach den folgenden Kriterien 19 850 Ereignisse vorselektiert [1]:

- Der zugehörige Datennahmegang (run) verlief unter regulären Bedingungen.
- Das Ereignis erfüllt die normalen Triggerbedingungen und wurde nicht etwa als Test getriggert.
- Die Vetowand und der C5-Zähler haben nicht angesprochen.
- Auch in der Offline-Überprüfung kann kein Funkendurchschlag als Auslöser des Triggers ausgemacht werden.
- Ein nach kosmischen und Halo-Myonen fahндender Algorithmus, der die Topologie der Energie-Einträge in den einzelnen Kalorimeterregionen untersucht, wird nicht fündig.
- Für jedes der drei UCAL-Segmente (FCAL, BCAL und RCAL) wird jeweils die energiegewichtete mittlere Ankunftszeit der Teilchenschauer bestimmt ( $t_F, t_B, t_R$ ). Zellen mit Energien unterhalb 200 MeV werden

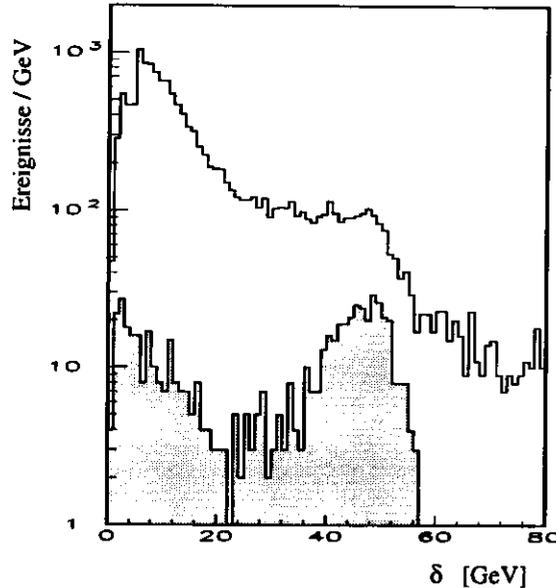


Bild 13. Verteilung von  $\delta = \sum(E - p_z c)$ . Die obere Kurve zeigt die Verteilung für vorselektierte Ereignisse, bei denen jedoch u. a. der Schnitt hinsichtlich der Kalorimeterzeiten noch nicht vorgenommen wurde. Bei der schattierten Verteilung hingegen sind alle Schnitte durchgeführt außer dem auf  $\delta$  selbst [23]

nicht berücksichtigt und das Energiegewicht einer einzelnen Zelle auf maximal 2 GeV begrenzt. Die Zeiten sind so geeicht, daß für Reaktionen in der Detektormitte  $t_R = 0$  ist. Ein Ereignis wird verworfen, falls  $t_F$  oder  $t_R$  oder der Betrag ihrer Differenz größer als 6 ns ist (vgl. Bild 12). Können  $t_F$  und  $t_R$  nicht bestimmt werden, wird verlangt, daß  $t_B$  zwischen  $-10$  ns und  $20$  ns liegt und die Zeitdifferenz einander gegenüberliegender BCAL-Bereiche kleiner als 10 ns ist.

- Die Differenz  $\delta$  zwischen der Energie  $E$  und dem Longitudinalimpuls  $p_z c$  des Gesamtsystems muß gleich der zweifachen Strahl-Energie  $E_e$  des Elektrons sein, weil dieses sich in negativer  $z$ -Richtung bewegt. (Die Massen der einlaufenden Teilchen können dabei vernachlässigt werden.) Wir messen  $\delta$ , indem wir über alle Detektorzellen summieren,

$$\delta = \sum_i E_i (1 - \cos \vartheta_i), \quad (15)$$

wobei  $E_i$  und  $\vartheta_i$  für die Energien und Polarwinkel der Zellen stehen (vgl. Bild 15). Wie in Abschnitt 2.3 erörtert, ist der Verlust von Teilchen durch das Strahlrohr in Vorwärtsrichtung bei der Bestimmung von

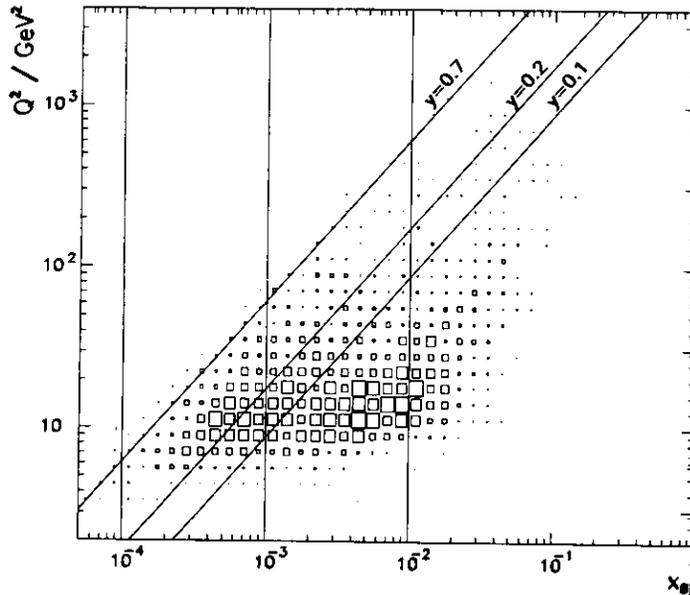


Bild 14. Verteilung der selektierten Ereignisse in der  $(x, Q^2)$ -Ebene

$\delta$  vernachlässigbar klein ( $\cos \vartheta_i \approx 0$ ). Wird das Elektron im UCAL nachgewiesen (nur solche Ereignisse werden hier betrachtet), so kann nur Bremsstrahlung im Anfangszustand die Elektron-Energie (und damit  $\delta$ ) herabgesetzt haben. Daher werden Ereignisse mit  $\delta < 25$  GeV als Photoproduktions- oder Strahl-Gas-Reaktionen abgewiesen (Bild 13).

*Schlußselektion.* Um die Genauigkeit der Rekonstruktion zu verbessern und den Anteil an Untergrundereignissen in der Probe weiter zu verringern, müssen für diese Studie zusätzlich folgende Eigenschaften verlangt werden:

- Ein Elektron mit einer Energie oberhalb von 10 GeV wird außerhalb eines Rechtecks von  $16 \text{ cm} \times 16 \text{ cm}$  um die rückwärtige Strahlrohröffnung gefunden. Dieser Schnitt erfolgt, um systematische Fehlmessungen durch Schauerverluste ins Strahlrohr zu vermeiden und die Wahrscheinlichkeit für eine sichere Identifikation des Elektrons zu erhöhen.
- Der Schnitt in  $\delta$  wird verschärft auf  $35 \text{ GeV} \leq \delta \leq 65 \text{ GeV}$ .
- Zur Unterdrückung des Untergrundes von Elektron-Gas-Wechselwirkungen wird eine Mindestenergie von 1 GeV im FCAL erwartet.

Nach der Schlußselektion verbleiben 3056 Ereignisse, deren Verteilung in der  $(x, Q^2)$ -Ebene Bild 14 zeigt.

## 5 Der hadronische Energiefluß

Betrachtet wird die energiegewichtete räumliche Verteilung der Hadronen, die nach der tiefunelastischen Streuung auslaufen, als die auf die Anzahl  $N_{Evt}$  der Ereignisse normierte mittlere Energie in einzelnen Raumabschnitten:

$$\frac{1}{N_{Evt}} \frac{dE}{dv}$$

Hierbei steht  $E$  für die über alle Ereignisse summierte Energie und  $v$  für eine der in Tabelle 2 aufgeführten Winkelvariablen. In der Praxis ist eine räumlich kontinuierliche Erfassung der Verteilungen nicht möglich, denn die Begrenzungen in Akzeptanz und Auflösungsvermögen des Detektors stehen dieser im Wege. Daher ist zunächst das Auflösungsvermögen des Detektors zu untersuchen.

### 5.1 DIE DETEKTORANTWORT AUF EINZELNE TEILCHEN

Die Antwort des Kalorimeters auf ein einzelnes Teilchen läßt sich mit Hilfe der Detektorsimulation (MOZART) bestimmen, deren Eichung auf den im Teststrahl für die Einzelkomponenten gefundenen Daten beruht [56]. Wenn ein Teilchen unter dem Polarwinkel  $\vartheta_{TIn}$  ins Kalorimeter einläuft, so verteilt sich seine Energie durch die Schauerentwicklung im allgemeinen auf mehrere Zellen. Diese liegen jeweils bei einem Polarwinkel  $\vartheta_i$  und tragen einen Anteil  $E_i$  an der Teilchenenergie (Bild 15). Betrachtet man die energiegewichtete Verteilung der Differenzen  $(\vartheta_{TIn} - \vartheta_i)$  für verschiedene Werte von  $\vartheta$  (Bild 16), wobei der Winkelbestimmung die generierte Vertexposition zugrunde liegt,

TABELLE 2  
Definition der betrachteten Winkelvariablen

Symbol	Bedeutung
$\vartheta$	Polarwinkel um den Vertex, bezogen auf die Richtung des Protonstrahls (siehe Bild 15)
$\eta$	die dem Polarwinkel zugeordnete Pseudorapidität, $\eta = -\ln \tan(\vartheta/2)$
$\Delta\vartheta$	Polarwinkeldifferenz zu der durch den charakteristischen Winkel $\gamma$ gegebenen Richtung, $\Delta\vartheta = \vartheta - \gamma$
$\Delta\eta$	Pseudorapiditätsdifferenz, $\Delta\eta = \eta - \ln \tan(\gamma/2)$
$\varphi$	der auf die Richtung des auslaufenden Elektrons bezogene Azimutalwinkel

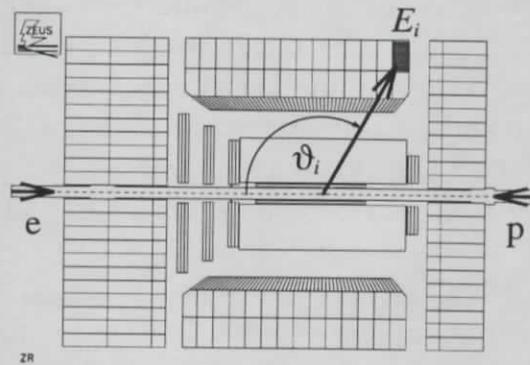


Bild 15. Grundlage der Energieflußmessung sind der Energieinhalt der einzelnen Kalorimeterzellen  $E_i$  und ihr Ort, gegeben z. B. durch den Polarwinkel  $\vartheta_i$

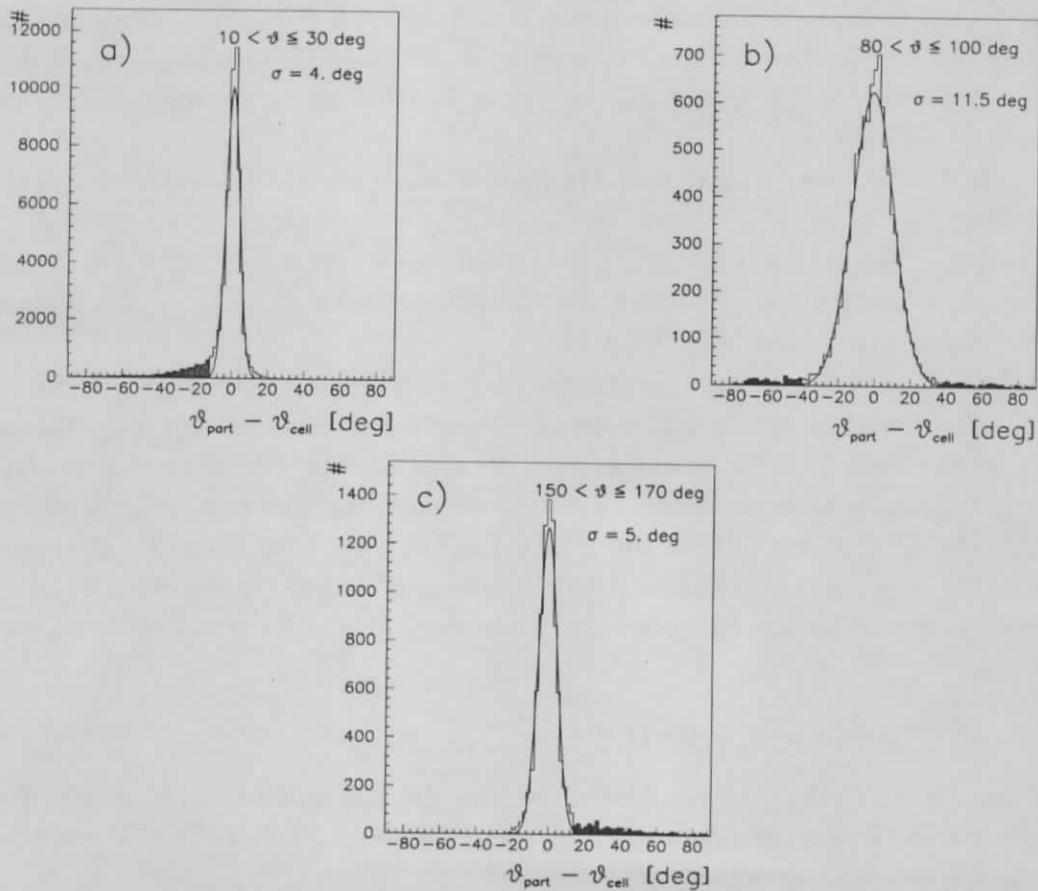


Bild 16. Detektorantwort auf Einzelteilchen. Auflösung für  $dE/d\vartheta$  in drei unterschiedlichen  $\vartheta$ -Bereichen. In den glockenförmigen Bereich der Histogramme wurden Gaußkurven eingepaßt, deren Breite in den Diagrammen abzulesen ist

so erkennt man, daß in allen  $\vartheta$ -Bereichen die Verteilungen im Bereich kleiner Winkeldifferenzen durch eine Gaußverteilung gut beschrieben werden können. In diesem Bereich sind die Verteilungen durch die Ausbildung der elektromagnetischen und der primären hadronischen Schauer bestimmt. Die Breite  $\sigma$  der eingepaßten Gaußkurven schwankt aus geometrischen Gründen zwischen etwa  $5^\circ$  in Nähe der Strahlrohröffnungen und  $10^\circ$  im Zentralbereich.

Die im Bild 16 schraffiert hervorgehobenen langen Ausläufer der Verteilungen werden durch zurückgestreute Teilchen verursacht (Albedo des Kalorimeters) und durch langsame Neutronen, die oft mehrere Meter im Kalorimeter zurücklegen können, bevor sie ein Signal im Detektor auslösen – durch elastische Stöße mit dem Szintillatormaterial oder in Folge von Kernreaktionen mit dem Uran. Die Asymmetrie der Ausläufer für die nicht-zentralen  $\vartheta$ -Bereiche beruht auf der Definition von  $\vartheta$  als Winkel zur Richtung des Protonstrahls; daher können keine Winkeldifferenzen auftreten, die in Vorwärtsrichtung größer als  $\vartheta_{\text{Tln}}$  oder in Rückwärtsrichtung kleiner als  $\vartheta_{\text{Tln}} - 180^\circ$  wären.

Die Breite  $\sigma$  der eingepaßten Gaußkurve stellt ein gutes Maß für die Auflösung dar, denn der Beitrag der Ausläufer kann gegenüber der zentralen, gaußisch verteilten Komponente vernachlässigt werden. Die auf diese Weise für die verschiedenen Bereiche der Winkelvariablen  $\vartheta$ ,  $\Delta\vartheta$ ,  $\eta$ ,  $\Delta\eta$  und  $\varphi$  bestimmte Auflösung zeigt Bild 17.

Wenn man die Energie-Einträge aller Teilchen über etliche Ereignisse hinweg mittelt, ergeben sich charakteristische Verteilungen der Energie im Detektor. Bild 18 stellt exemplarisch die Energieflußverteilung in  $\vartheta$  in den unkorrigierten Rohdaten für zwei unterschiedliche kinematische Bereiche dar. Die Verteilung fällt in der FCAL-Region mit steigendem Polarwinkel steil ab, um im Zentralbereich (abhängig von  $x$  und  $y$ ) abzuflachen. Bei großem  $x$  und kleinem  $y$  steigt die Verteilung im Rückwärtsbereich wieder an.

## 5.2 KORREKTUR DER DATEN

Es gibt eine Reihe von Einflüssen, welche die Energieflußverteilungen, die mit dem Kalorimeter gemessenen wurden, gegenüber den wahren Verteilungen der auslaufenden Hadronen verfälschen:

- Durch das tote Material zwischen dem primären Vertex und dem Kalorimeter ergeben sich Energieverluste.

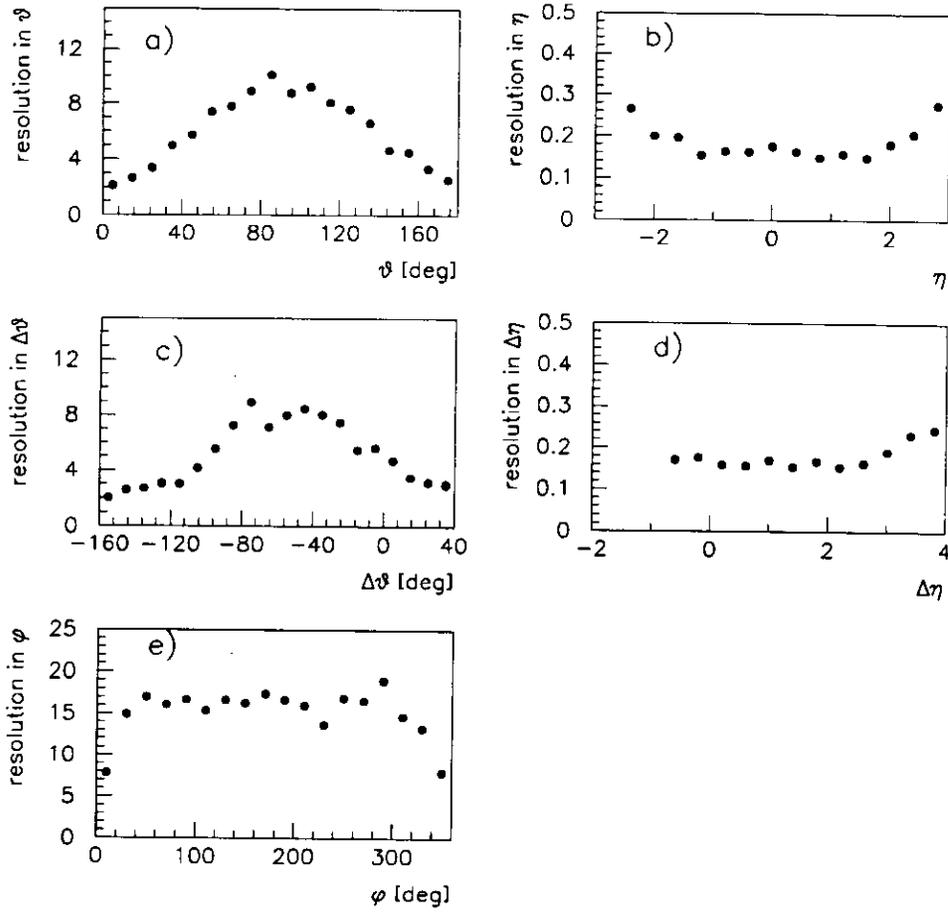


Bild 17. Auflösung für  $\vartheta$ ,  $\varphi$ ,  $\Delta\vartheta$  und  $\Delta\eta$ . Die Verschlechterung der Auflösung in  $\vartheta$  im Zentralbereich ist geometrischen Ursprungs

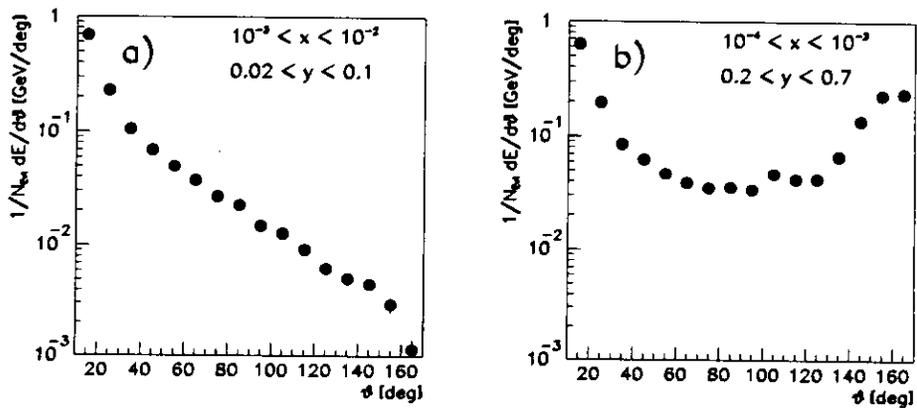


Bild 18.  $dE/d\vartheta$  der Rohdaten in zwei unterschiedlichen Phasenraumbereichen

- Durch Öffnungen im Detektor, insbesondere durch diejenigen für das Strahlrohr, können Teilchen entweichen ohne ein Signal auszulösen.
- Die begrenzte Energieauflösung des Kalorimeters schränkt die Meßgenauigkeit ein.
- Schauerprozesse verstreuen die Energien der einzelnen Teilchen im Kalorimeter.
- Bei geringer hadronischer Aktivität führt das Kalorimeterrauschen zu Fehlmessungen.
- Da es durch die vorgenannten Effekte auch zu Fehlbestimmungen der Ereigniskinematik kommt, wird ein Teil der Ereignisse den verkehrten Phasenraumregionen zugeordnet. Wegen der starken Abhängigkeit des Energieflusses von der Kinematik verfälschen diese Migrationen die Verteilungen um ein weiteres.

Anstelle der wahren Verteilung  $f$  in der Winkelvariablen  $v$  wird, bei festgehaltenen leptonischen Variablen, die verfälschte Verteilung  $g$  in der verfälschten Winkelvariablen  $w$  gemessen, die mit der wahren Verteilung über ein Faltungsintegral zusammenhängt [16]:

$$g(w) = \int A(w, v) f(v) dv . \quad (16)$$

Hierbei spiegelt die *Antwortfunktion*  $A(w, v)$  das Verhalten des Detektors wieder. Tatsächlich wird allerdings auch  $g$  nicht gemessen, denn die Verteilung unterliegt bei der Messung zusätzlich noch Schwankungen durch statistische Fehler  $\varepsilon$ ,

$$\hat{g}(w) = g(w) + \varepsilon(w). \quad (17)$$

Mit Hilfe der Detektorsimulation läßt sich im Prinzip die Antwort des Detektors auf eine vorgegebene Verteilung  $f$  finden und die so erhaltenen Erwartungen können mit der tatsächlichen Messung verglichen werden. Wegen des hohen Aufwands der Simulationsrechnungen aber kann nur eine begrenzte Anzahl unterschiedlicher Modelle auf diese Weise überprüft werden, zumal für kleine  $\varepsilon$  eine hohe Statistik erforderlich ist. Man versucht daher, umgekehrt, aus dem gemessenen  $\hat{g}(w)$  die wahre Verteilung  $f(v)$  zu rekonstruieren.

Durch Diskretisierung von  $f$  und  $g$  in einzelne Abschnitte (Bins) läßt sich das Faltungsintegral (16) durch eine Matrixgleichung zwischen den Vektoren

$g$  und  $f$  annähern:

$$\hat{g} = A f + \varepsilon. \quad (18)$$

Im Falle eines idealen Detektors ist  $A \equiv (a_{ij})$  die Einheitsmatrix. Für den realen Detektor jedoch verschmiert sich die Hauptdiagonale zu einem Band, dessen Breite durch die Detektorauflösung gegeben ist. Man kann auch in den zunächst festgehaltenen kinematischen Variablen durch Erweiterung von  $f$  und  $g$  zu diskreten Abschnitten übergehen. In diesem Fall ergeben sich parallel zum Hauptdiagonalband weitere Bänder durch Migrationen in der Ereigniskinematik. Man könnte aus den gemessenen Verteilungen auf die wahren zurückschließen, indem man  $A$  invertierte. Dieses ist jedoch mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden, da  $A$  nicht nur groß, sondern darüber hinaus durch ihre Bandstruktur schlecht konditioniert ist. Dadurch wird die numerische Inversion instabil und neigt zu Oszillationen.

Unter der Voraussetzung, daß die Koeffizienten auf der Nebendiagonalen von  $A$  gegenüber denjenigen auf der Hauptdiagonalen vernachlässigbar klein sind,

$$\sum_{j \neq i} a_{ij} \ll a_{ii} \quad \forall i, \quad (19)$$

kann man als vereinfachten Ansatz ausschließlich die Hauptdiagonalelemente  $a_{ii}$  berücksichtigen:

$$g_i = a_{ii} f_i + \varepsilon_i. \quad (20)$$

Bei hinreichend hoher Statistik ( $\varepsilon \rightarrow 0$ ) können dann die Konstanten  $c_i \doteq a_{ii}^{-1}$  abschnittsweise zur Korrektur der gemessenen Daten herangezogen werden,

$$f_i = c_i g_i. \quad (21)$$

Auf diese Weise wird die Umkehrung der Antwort  $A$  auf eine *bestimmte* Eingabefunktion genähert.

Die Berechnung der Korrekturfaktoren folgt im wesentlichen der Vorgehensweise, wie sie z. B. die OPAL-Kollaboration für die Entfaltung von Multiplizitätsverteilungen angewendet hat [5]. Die ZEUS-Detektorsimulation wurde mit Monte-Carlo-Ereignissen gespeist, deren harter Subprozeß durch eine Verbindung des LEPTO-Generators mit dem HERACLES-Programm (Version 4.1) [40, 41] erzeugt wurde. Hierbei wurde die Möglichkeit von HERACLES genutzt, von der Leptonlinie ausgehende QED-Bremsstrahlungsprozesse zu simulieren. QED-Abstrahlungen auf Seiten der Quarklinie

wurden hingegen nicht erzeugt – deren Einfluß ist im wesentlichen in den verwendeten Partondichtefunktionen berücksichtigt, denn diese wurden aus experimentellen Daten gewonnen, welche die Abstrahlungen von Natur aus enthalten. Die QED-Bremsstrahlungsprozesse müssen in die Korrekturen einbezogen werden, da sie nicht nur den Wirkungsquerschnitt beeinflussen, sondern auch die Ereigniskinematik verfälschen und den hadronischen Endzustand verändern – man kann sie daher nicht getrennt von den reinen Akzeptanzeffekten behandeln [50]. Die auf den harten Streuprozess folgende Kaskadenentwicklung wurde mit dem Ariadne-Programm simuliert. Um die durch die Wahl des Modells gegebene systematische Unsicherheit abzuschätzen wurden alternativ Ereignisse generiert, bei denen die Partonschauerrechnung von LEPTO die Partonkaskaden berechnete (s. Abschnitt 6.5).

Von den generierten Ereignissen wurden für die verschiedenen kinematischen Bereiche jeweils zwei Verteilungen in Form von Histogrammen berechnet: Einmal (I) die sogenannte *Monte-Carlo-Wahrheit*, nämlich die energiegewichtete räumliche Verteilung der auslaufenden stabilen Teilchen aller im jeweiligen kinematischen Bereich generierten Ereignisse. Hierbei wurden diejenigen Teilchen als „stabil“ aufgefaßt, die einen imaginären Zylinder von 10 cm Radius und 12 cm Länge um den Wechselwirkungspunkt herum durchstoßen. Das andere Histogramm (II) beschreibt die mittlere räumliche Verteilung der Energie im Kalorimeter für diejenigen simulierten Ereignisse, die nach der Rekonstruktion die Selektionskriterien erfüllten. Dabei folgte die kinematische Einordnung nicht der tatsächlichen Kinematik, sondern der rekonstruierten, um auch die kinematischen Migrationseffekte in die Korrektur miteinzubeziehen. Die Korrekturfaktoren ergeben sich nun durch Division der generierten Verteilung (I) durch die rekonstruierte Verteilung (II):

$$c_i = \left( \frac{1}{N_{\text{Evt}}} \frac{\Delta E}{\Delta v} \right)_{\text{gen I}} / \left( \frac{1}{N_{\text{Evt}}} \frac{\Delta E}{\Delta v} \right)_{\text{rek II}} \quad (22)$$

Die Größe der Winkelintervalle, über die gemittelt wurde, ist so gewählt, daß weniger als 30 % der energiegewichtet summierten Einträge nach Durchlaufen der Detektorsimulation in einem anderen Intervall zu finden sind als vorher. Dieses ist bei einer Intervallgröße der Fall, die etwa dem 1- bis 1,5-fachen der in Abschnitt 5.1 gefundenen Auflösung entspricht.

Um näher zu betrachten, welchen Einfluß die im letzten Abschnitt beschriebene Verstreuung der Energie einzelner Teilchen auf die Gesamtverteilung hat, wurde eine Gaußverteilung (wie sie für die Energieverteilung einzelner Teilchen gefunden wurde) mit einer Verteilungsfunktion gefaltet,

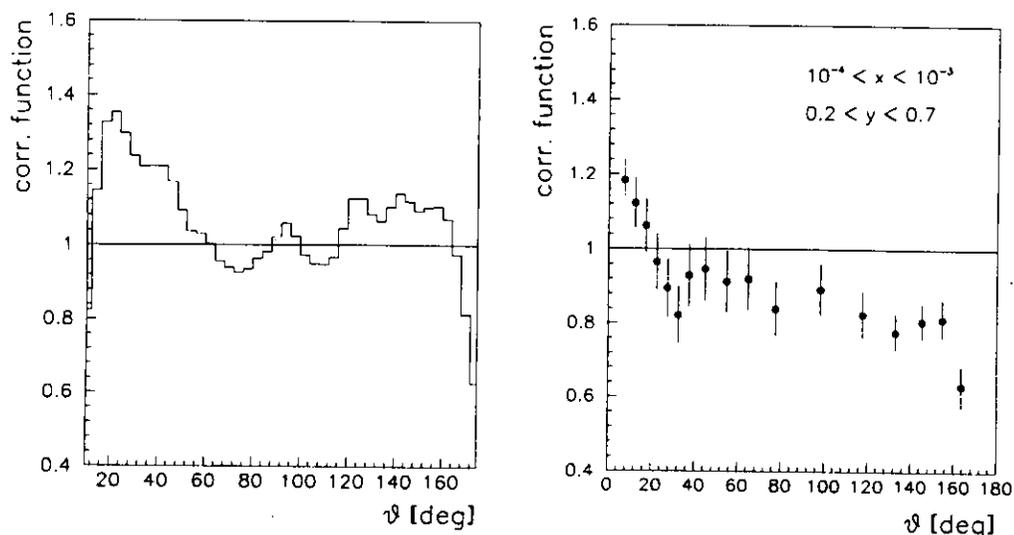


Bild 19. Einfluß der Energieverstreuer auf die Korrektur. Das linke Histogramm zeigt, wie sich eine Modell-Verteilung ändert, wenn man sie entsprechend der Energieverstreuer einzelner Teilchen im Kalorimeter mit einer Gaußverteilung faltet. Rechts sieht man im Vergleich eine Korrekturfunktion, wie sie sich ergäbe, wenn für Histogramm (I) (siehe Text) nur die selektierten Ereignisse herangezogen und in Histogramm (II) die Ereignisse nach der wahren Kinematik einsortiert würden

die ungefähr die Gestalt einer typischen Energieflußverteilung in  $\vartheta$  (vgl. Bild 18) hat. Das Verhältnis der Faltung zur ursprünglichen Verteilung wäre nach dem oben beschriebenen Verfahren die Korrekturfunktion, die man anzuwenden hätte, um die ursprüngliche Verteilung zu rekonstruieren. Bild 19 zeigt die mit diesem sehr vereinfachten Modell gewonnene Korrekturfunktion im Vergleich mit einer Korrekturfunktion, die mit einer realen Detektorsimulation aus Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt wurde, bei der aber die Einflüsse der kinematischen Migrationen und der Verlust von Ereignissen nach Rekonstruktion und Selektion *nicht* mitberücksichtigt wurden. Die Ähnlichkeit der beiden Funktionen in der Charakteristik ihres Verlaufs legt nahe, daß die Verstreuer der Teilchenenergien im Kalorimeter einen erheblichen Anteil am Gesamtumfang der Korrekturen ausmacht.

In Bild 20 sind die Korrekturfunktionen für die Verteilungen in  $\vartheta$  für nahezu den gesamten mit HERA erreichbaren kinematischen Bereich dargestellt. In den Bereichen mit großem  $x$  oder kleinem  $y$  können die Korrekturen sehr groß werden, was in erster Linie auf Einflüsse des Detektorrauschens zurückzuführen ist, wie sie im nächsten Abschnitt näher besprochen werden. Daher beschränkt sich diese Analyse für die Verteilungen in  $\vartheta$  und  $\varphi$  auf die kinematischen Bereiche mit  $x < 0,01$  und  $y > 0,1$ . Außerdem bleiben

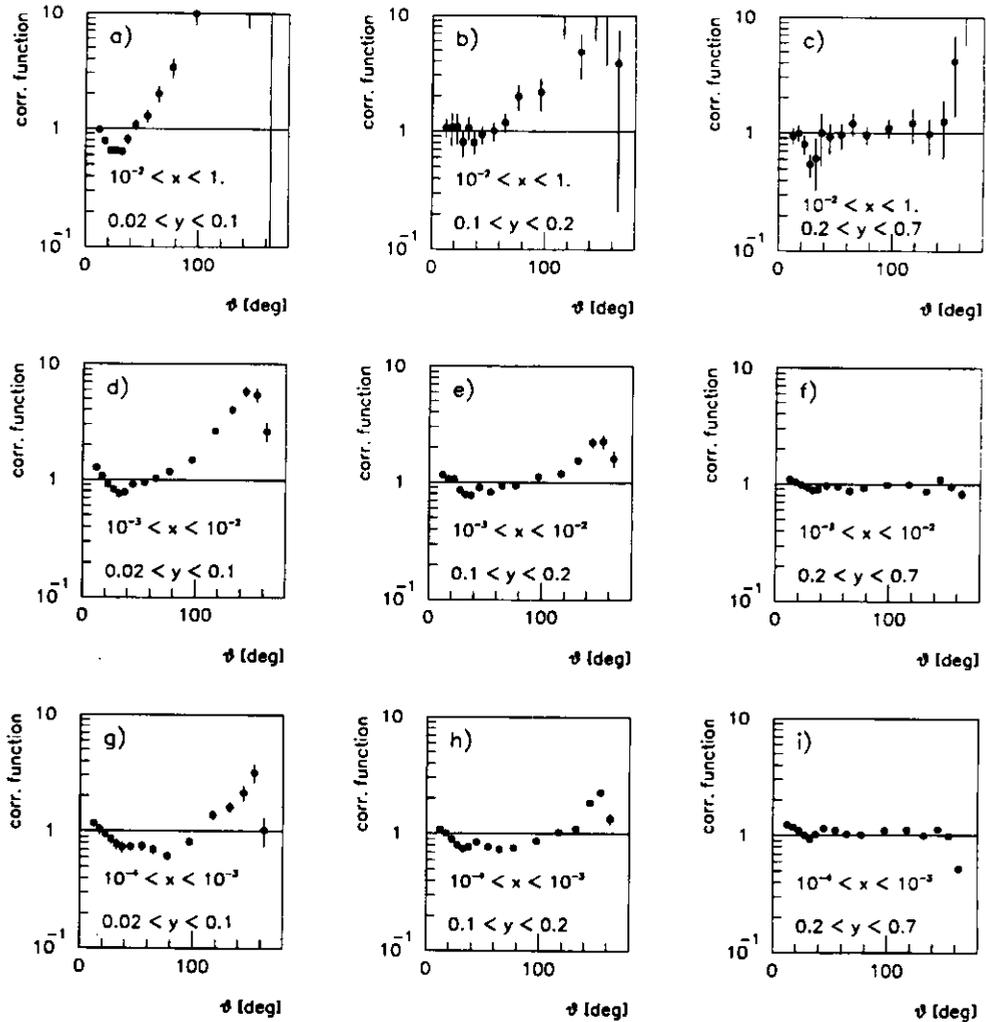


Bild 20. Korrekturfunktionen für  $dE/d\vartheta$  in den verschiedenen kinematischen Bereichen. Man beachte die logarithmische Skala

die Regionen des Kalorimeters in Nähe der Strahlrohröffnungen von diesen Verteilungen ausgenommen (vgl. Abschnitt 6.2). Die unter dieser Maßgabe gefundenen Korrekturen für die Verteilung  $dE/d\varphi$  (Bild 21) zeigen im allgemeinen keine signifikante Abhängigkeit von  $\varphi$  – lediglich im Bereich hin zu kleinem  $y$  und großem  $x$  macht sich die auf der dem Elektron zugewandten Seite geringere hadronische Aktivität durch größere Korrekturfaktoren bemerkbar.

Bild 22 schließlich zeigt die Korrekturfunktion für  $dE/d\Delta\eta$ . Für negatives  $\Delta\eta$  ergeben sich ab einer von der Kinematik abhängigen Grenze steil

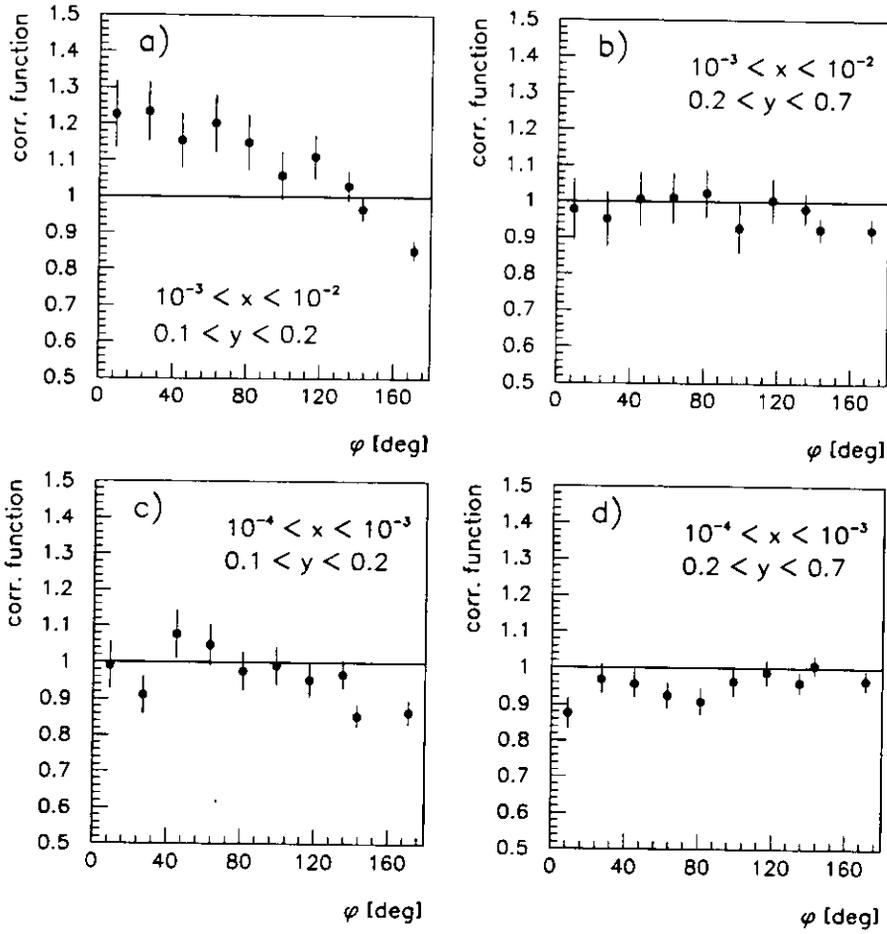


Bild 21. Korrekturfunktionen für  $dE/d\phi$

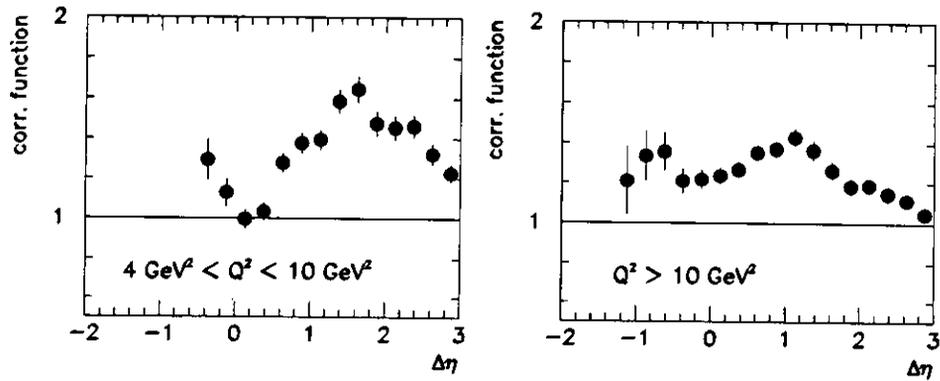


Bild 22. Korrekturfunktionen für  $dE/d\Delta\eta$

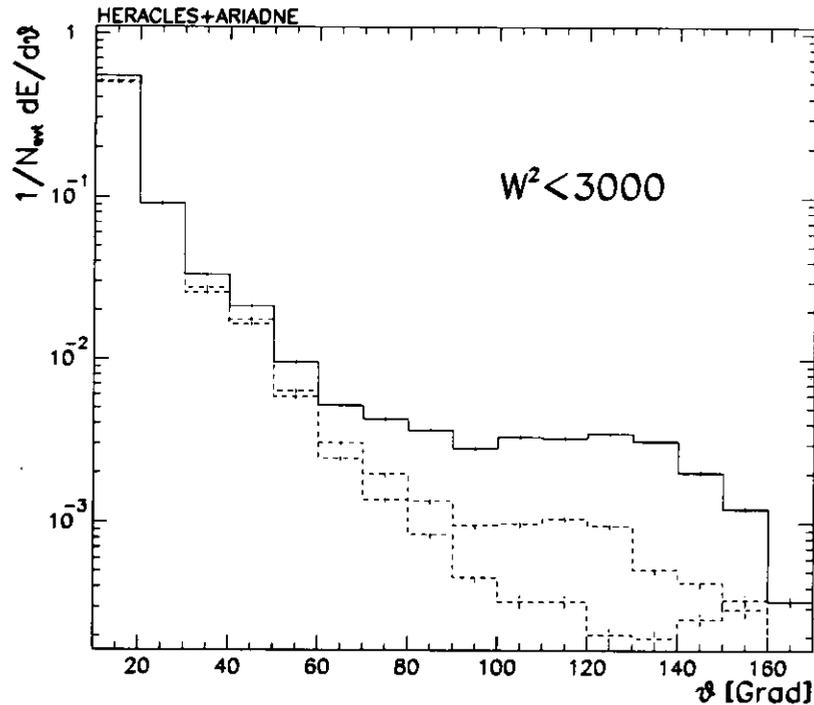


Bild 23. Mittlerer Energiefluß als Funktion des Polarwinkels für generierte Ereignisse mit niedrigem  $W^2$  unter Anwendung der üblichen Schnitte auf die Energie-Einträge der einzelnen Zellen: ohne Simulation des Kalorimeterrauschens (untere Strichlinie) und mit simuliertem Rauschen (Vollinie). Die obere Strichlinie zeigt den Energiefluß mit Rauschsimulation nach dem Herausschnitt isolierter Zellen

ansteigende Korrekturen durch Akzeptanzverluste. Diese Korrekturen sind jedoch nicht mehr sinnvoll und können außer acht gelassen werden, denn der Energiefluß ist hier nur noch von verschwindender Größe. Die Betrachtung von  $\Delta\eta$  beschränkt sich auf den Bereich, in dem Strom- und Zuschauerjet gut getrennt sind ( $\gamma > 120^\circ$ ), womit implizit Ereignisse mit kleinem  $W^2$  (bzw. kleinem  $y$  oder großem  $x$ ) ausgeschlossen werden.

### 5.3 EINFLUSS DES KALORIMETERRAUSCHENS

Den Energie-Einträgen durch die ins Kalorimeter einlaufenden Teilchen ist ein Rauschen überlagert, das einerseits elektronisch bedingt, in weit-aus größerem Maße jedoch von Zerfallsreaktionen im Uran-Absorber verursacht ist. Der Nullpunkt der Energieskala wurde so gewählt, daß die Rauschbeiträge im Mittel verschwinden. Die Fluktuationen von Ereignis zu Ereignis allerdings betragen über das ganze Kalorimeter summiert einige GeV. Geringe Energie-Einträge sind überwiegend durch das Rauschen

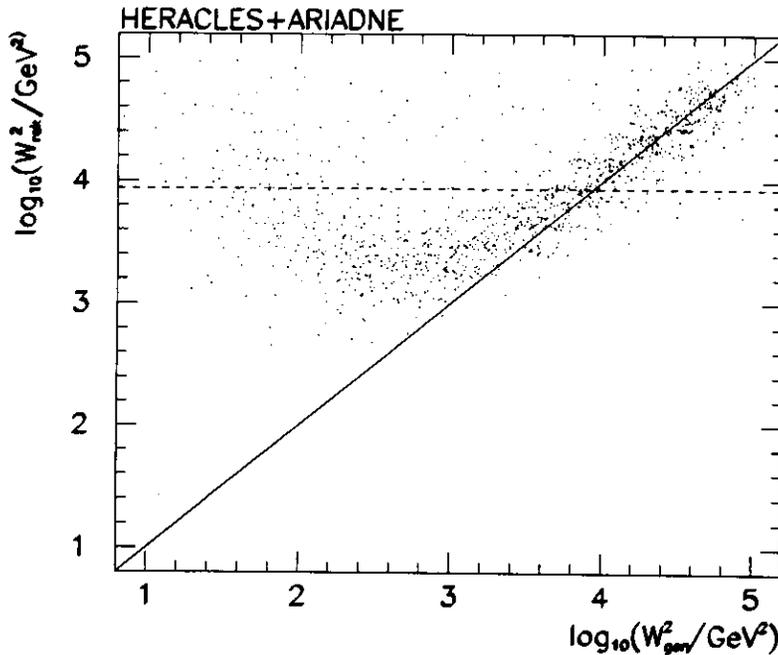


Bild 24. Einfluß von Kalorimeterrauschen und begrenzter Detektorauflösung auf die Rekonstruktion von  $W^2$ . Die vorliegende Studie beschränkt sich auf die Ereignisse der Region oberhalb der Strichlinie

verursacht; daher werden nur Zellen oberhalb bestimmter Mindestenergien berücksichtigt: 60 MeV für das elektromagnetische Kalorimeter, 100 MeV bzw. 110 MeV für HAC0 und HAC1+2. Diese Schwellenwerte sind so gewählt, daß die vom Rauschen herrührenden Einträge weitestgehend unterdrückt werden, gleichzeitig aber möglichst wenig physikalisch interessante Information verlorengeht.

Auch nach dem Schnitt auf die Energiewerte der Kalorimeterzellen verbleibt ein kleiner Teil der vom Rauschen verursachten Einträge und spiegelt hadronische Aktivität in eigentlich leeren Kalorimeterbereichen vor. Insbesondere bei Ereignissen mit niedrigem  $W^2$ , bei denen fast alle Hadronen in Vorwärtsrichtung auslaufen, können die im rückwärtigen Bereich von Uran-Zerfällen erzeugten Energie-Einträge (Bild 23) zur Fehleinordnung etlicher Ereignisse führen (Bild 24). Das in [14] diskutierte Verfahren, Beiträge isolierter Zellen, die nicht zu gleichfalls aktiven Zellen benachbart sind, zu verwerfen, ist noch keine befriedigende Lösung des Problems. Daher werden in dieser Untersuchung nur Ereignisse mit hinreichend großer Masse  $W$  bzw. hinreichend großem  $y$  betrachtet.

## 6 Systematische Fehler

### 6.1 IDENTIFIKATION DES ELEKTRONS

Der Nachweis des gestreuten Elektrons im Detektor kennzeichnet die hier diskutierten Ereignisse als tiefunelastische Streu-Ereignisse mit neutralem Strom und ist daher von grundlegender Bedeutung für die Ereignis Selektion. Für das Auffinden des gestreuten Elektrons im UCAL wurde eine Reihe von Algorithmen entwickelt, die sich in *Effizienz* und *Reinheit* voneinander unterscheiden. Die Effizienz ist hier ein Maß dafür, wie weit es dem Programm gelingt, ein vorhandenes Elektron als ein solches zu erkennen. Die Reinheit hingegen gibt an, bei wievielen der gefundenen „Elektronen“ es sich auch tatsächlich um solche handelt.

Da für die Bestimmung von inklusiven Wirkungsquerschnitten eine möglichst hohe Effizienz verlangt werden muß, wählte die Strukturfunktionsgruppe für die Standardselektion den Elektronfinder mit der größten Effizienz (ELEC5/Repond) [1]. Allerdings kann es bei Verwendung dieses Programms gelegentlich geschehen, daß ein misidentifiziertes Objekt im Rückwärtskalorimeter das gestreute Elektron vortäuscht. Insbesondere in dem für die vorliegende Analyse interessanten Bereich bei großem  $W^2$  kann auf diese Weise ein Untergrund von Photoproduktionsereignissen mitelektiert werden, der mit stark verfälschter Kinematik eingeordnet wird. Weil diese Ereignisse sich im hadronischen Endzustand sehr von den Ereignissen der tiefunelastischen Streuung unterscheiden, ist hier ein anderer Algorithmus (EEXOTIC) zu bevorzugen, der bei niedrigerer Effizienz eine höhere Reinheit erzielt. Dieser Elektronfinder erreicht die höchste Reinheit bei Elektronenergien oberhalb von 10 GeV. Daher wurde in der Schlußselektion dieses Merkmal zusätzlich verlangt. Bild 25 illustriert, wie sich die Wahl des Elektronfinders auf die Energieflußmessung auswirkt.

### 6.2 EINFLUSS DER STRAHLROHRÖFFNUNGEN

In den Bereichen des Kalorimeters, die in Nähe der Strahlrohröffnungen liegen, verliert sich ein Teil der Schauerenergie im Strahlrohr. Da damit große Differenzen zwischen dem tatsächlichen und dem gemessenen hadronischen Energiefluß verbunden sind, wurden diejenigen Kalorimeterbereiche nicht berücksichtigt, die innerhalb von  $5^\circ$ -Kegeln um die Strahlrohröffnungen herum liegen – dieses entspricht dem zweifachen  $\sigma$  der Auflösungsfunktion in Strahlrohrnähe (Bild 17). Um die systematischen Unsicherheiten weiter zu beschränken, wurde dieser Schnitt beim FCAL auf  $10^\circ$  erhöht,

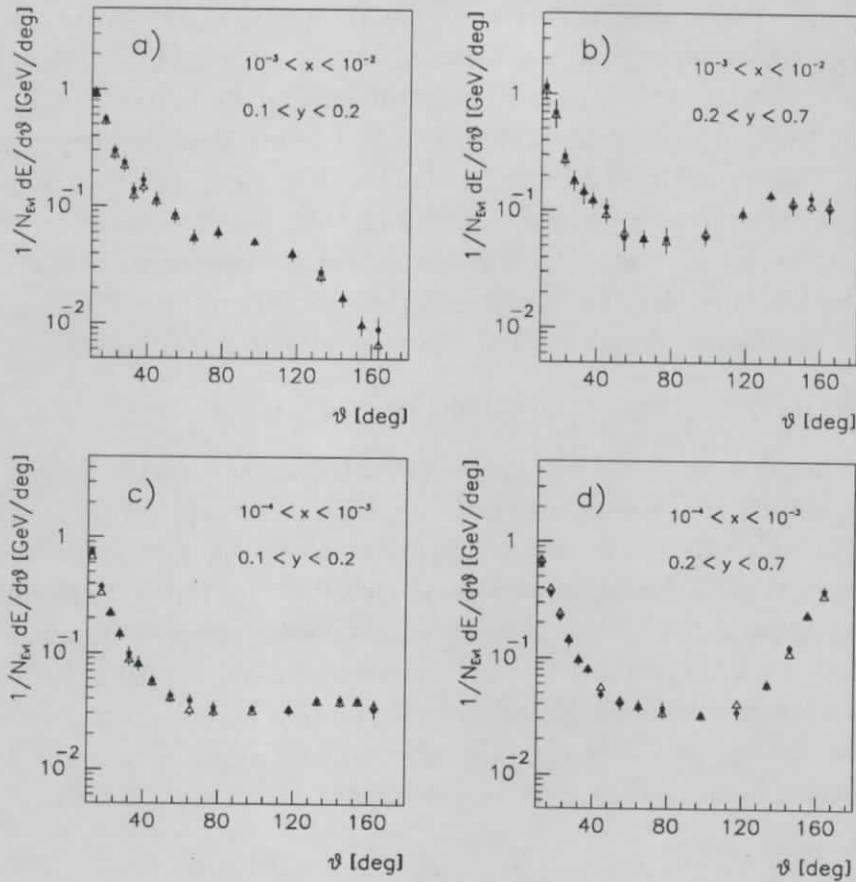


Bild 25. Korrigierte Energieflußverteilungen. Für die Identifikation des gestreuten Elektrons wurde einmal der Elektronfinder mit der größten Effizienz verwendet (ELEC5, Kreispunkte) und im Vergleich dazu der Elektronfinder mit der größten Reinheit (EEXOTIC, Dreiecke). Bei den  $dE/d\Delta\eta$ -Verteilungen ist der Unterschied von vergleichbarer Größe

weil hier die Energieflußverteilungen wesentlich steiler abfallen als auf der RCAL-Seite, wodurch sich die systematischen Unsicherheiten der Detektorsimulation stärker auswirken.

Bei HERA-Energien werden kinematische Bereiche zugänglich, in denen Strom- und Zuschauerjet in voneinander deutlich unterscheidbaren Richtungen auslaufen. In diesen Bereichen kann man den Energiefluß nicht nur in Bezug auf die Richtung des Protonrestes betrachten (Verteilung in  $\vartheta$ ), sondern auch bezüglich der durch den charakteristischen Winkel  $\gamma$  gegebenen Richtung (Verteilungen in  $\Delta\vartheta$ ,  $\Delta\eta$ ), die ungefähr der Richtung des Energieschwerpunkts des Zuschauerjets entspricht. Bei einer Energie des Zuschauerjets von etwa 800 GeV (wovon der größte Teil das Strahlrohr entlangläuft und nur wenige Prozent im Kalorimeter nachgewiesen wer-

den) können kleine Unsicherheiten in der Behandlung des Protonrestes bei der Ereignisgenerierung zu beachtlichen Unsicherheiten in den simulierten Energieinhalten im FCAL führen, insbesondere im Verhältnis zur typischen Stromjet-Energie von einigen wenigen GeV. Für die Verteilungen in  $\Delta\vartheta$  und  $\Delta\eta$  wird daher die Überlappung der beiden Jets klein gehalten, indem nur Ereignisse mit einem  $\gamma$  zwischen  $120^\circ$  und  $165^\circ$  herangezogen werden. Die obere Grenze in  $\gamma$  ist erforderlich, um solche Ereignisse zu verwerfen, bei denen der Stromjet der rückwärtigen Strahlrohröffnung zu nahe kommt und dadurch signifikante Teilchen- und Energieverluste auftreten können.

### 6.3 ABSOLUTE ENERGIE-EICHUNG DES UCAL

Die Kinematik eines DIS-Ereignisses läßt sich mit zwei unabhängigen Variablen genau festlegen. Kennt man etwa die Energie  $E'$  und den Polarwinkel  $\vartheta$  des auslaufenden Elektrons, so kann man daraus die Energie und den charakteristischen Winkel des Stromjets (im Quark-Parton-Modell) berechnen. Da die Winkelmessung erheblich genauer ist als die Energiemessung, kann man umgekehrt auch die Winkel  $\vartheta$  und  $\gamma$  messen und sie zur Überprüfung der absoluten Energieskala der Kalorimetersimulation heranziehen. Hierzu definiert man analog zu Gleichung (15), aber unter Beschränkung auf die vom auslaufenden hadronischen System getroffenen Detektorzellen, die Größe

$$\delta_h = \sum_{\text{had. Zellen}} E_i (1 - \cos \vartheta_i), \quad (23)$$

in welche die absolute Energieskala direkt proportional eingeht.

Diese Größe wird mit dem aus den Winkeln  $\vartheta$  und  $\gamma$  berechneten Wert verglichen:

$$\delta_{DA} = 2E' \frac{(1 - \cos \gamma) \sin \vartheta}{\sin \vartheta + \sin \gamma - \sin(\vartheta + \gamma)}. \quad (24)$$

Man beachte, daß bei der Bestimmung von  $\vartheta$  durch den Elektronfinder und der Berechnung von  $\gamma$  aus den Jaquet-Blondel-Variablen (Gleichung (13)) die Energiewerte der Kalorimeterzellen nur als relative Gewichte eingehen.

Betrachtet man die Unterschiede in den  $\delta_{DA} : \delta_h$ -Verhältnissen zwischen den Meßdaten und der simulierten Detektorantwort als Funktion des hadronischen Winkels  $\gamma$ , so kann man die systematische Unsicherheit der UCAL-Energieskala in der Monte-Carlo-Simulation in Abhängigkeit davon überprüfen, welchen Polarwinkelbereich der Stromjet überdeckt. Diese Studie ist in [1] detailliert beschrieben: Man findet, daß die Simulationsrechnung mit den Daten auf ca. 5 % genau übereinstimmt.

## 6.4 VERTEXBESTIMMUNG

Die zentrale Spurenkammer (CTD) des Detektors konnte 1992 bereits teilweise ausgelesen und die rekonstruierten Spuren zur Bestimmung der  $z$ -Position des primären Wechselwirkungspunktes (Vertex) herangezogen werden. Bei etwa 15 % der Ereignisse konnte nicht mehr als eine Spur rekonstruiert werden, so daß für diese der nominelle Wechselwirkungspunkt als Vertex angenommen wurde. Die  $x$ - und die  $y$ -Koordinate konnten im Rahmen der Meßgenauigkeit von vornherein auf Null gesetzt werden, weil die e-p-Streureaktionen innerhalb der Strahlquerschnitte stattfinden müssen; daher liegen in diesen Koordinaten die Schwankungen von Ereignis zu Ereignis bei wenigen Millimetern, während sie in der  $z$ -Komponente einige Dezimeter betragen können.

Um den Einfluß einer systematischen Fehlmessung der Vertexposition zu überprüfen, wurden die gemessenen Verteilungen mit solchen verglichen, bei denen die Vertexposition bei der Rekonstruktion systematisch um  $\pm 10$  cm in der  $z$ -Koordinate verschoben worden war. Die gefundenen Abweichungen waren jedoch vernachlässigbar klein.

## 6.5 MODELLABHÄNGIGKEIT DER KORREKTUREN

Die Verfälschung der Verteilungen des hadronischen Endzustands durch das Detektorverhalten ist abhängig von den Eingabeverteilungen: Die Teilchendichte der ins Kalorimeter einlaufenden Schauer, die Mischung der Teilchensorten und die Energiespektren der Teilchen sind nur die wichtigsten der vielen Parameter, welche die Detektorantwort bestimmen. Eine algebraische Beschreibung der Antwortfunktion ist daher nicht möglich. Weiterhin müssen auch QED-Strahlungskorrekturen vorgenommen werden. Das in Abschnitt 5.2 vorgestellte Korrekturverfahren ist daher auf Ereignisgeneratoren als Quelle der Eingabeverteilungen angewiesen.

Wie weit die simulierten Ereignisse und die aus ihnen gewonnenen Verteilungen die Daten der realen Ereignisse reproduzieren können, ist nicht von vornherein bekannt, sondern zeigt sich vielmehr als Ergebnis der Analyse. Die Modellabhängigkeit der Korrekturen muß daher untersucht und die damit verbundene systematische Unsicherheit abgeschätzt werden. In vorangegangenen Studien des hadronischen Endzustands bei HERA wurde festgestellt, daß sowohl das Farbdipolmodell wie auch die ME+PS-Rechnung nach der Prozessierung durch die Detektorsimulation die groben Merkmale der unkorrigierten Daten im Rahmen der statistischen Genauigkeit befriedigend beschreiben (siehe z. B. [4, 22]). Für die vorliegende Analyse wurden

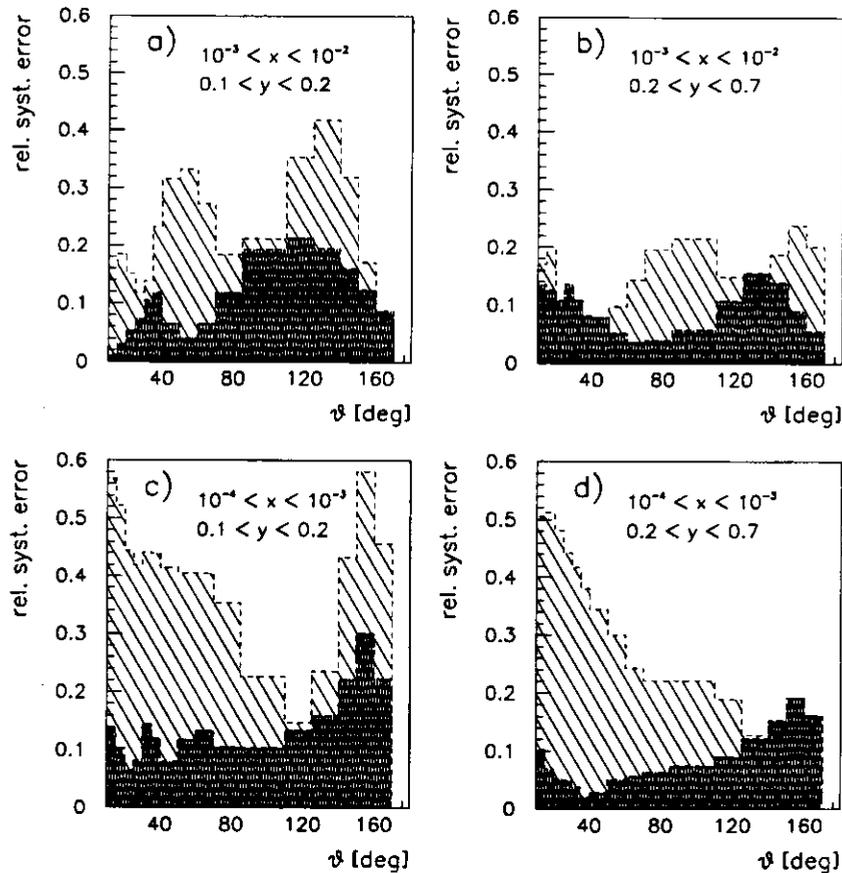
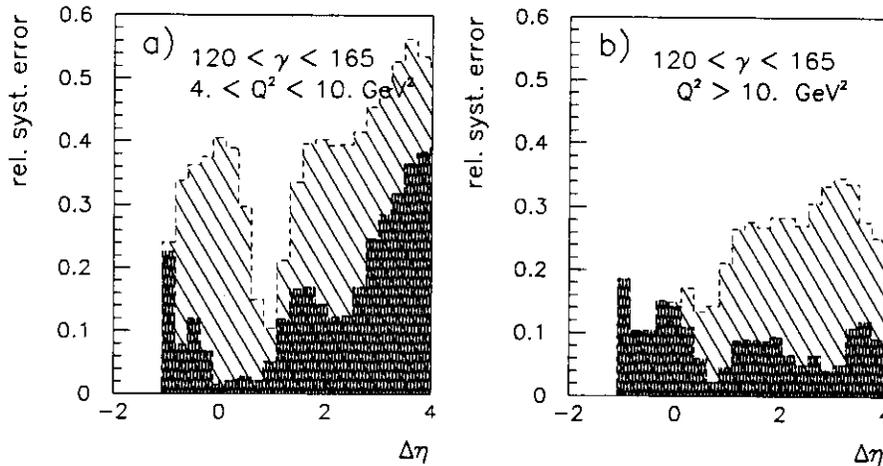


Bild 26. Abhängigkeit der Akzeptanzkorrektur für  $dE/d\theta$  von der Wahl des als Eingabe für die Detektorsimulation verwendeten Modells. In heller Schraffur ist zu sehen, welche relative Differenz im generierten Energiefluß sich ergibt, wenn im Monte-Carlo-Generator die Hadronisierung nach dem Farbdipolmodell durch Partonschauerrechnungen ersetzt wird; in dunkler Schraffur die resultierenden relativen Differenzen der Korrekturfaktoren

darum diese Modelle zur Korrektur der Daten ausgewählt.

Bild 26 zeigt die Unterschiede zwischen den Modellen in der  $\theta$ -Verteilung für den ausgewählten kinematischen Bereich. Der systematische Fehler der Korrektur wird als die relative Differenz der mit den zwei Modellen bestimmten Korrekturfunktionen abgeschätzt (dunkle Schraffur). Man beachte, daß diese Differenz, die im allgemeinen zwischen 5 % und 20 % liegt, über weite Bereiche um einen Faktor 2 bis 3 kleiner ist als diejenige der Eingabeverteilungen (helle Schraffur). Bei den Verteilungen als Funktion von  $\Delta\eta$  (Bild 27) ist die Unsicherheit bei niedrigem  $Q^2$  größer, wogegen sie bei hohem  $Q^2$  für positives  $\Delta\eta$  unter 10 % liegt.

Bild 27. Modellabhängigkeit der Korrekturen für  $dE/d\Delta\eta$  (entspr. Bild 26)

## 6.6 PARAMETRISIERUNG DER STRUKTURFUNKTION

Zusätzlich zum Eingabemodell muß auch eine Parametrisierung der Protonstrukturfunktion  $F_2$  gewählt werden, die für die Berechnung des harten Streuprozesses und der Partonverzweigungen herangezogen wird. Die Strukturfunktionsmessungen der HERA-Experimente können noch keine Parametrisierung eindeutig favorisieren [2, 24]. Es ist deshalb wichtig zu wissen, wie groß der Unterschied im Energiefluß generierter Ereignisse ist, wenn man die Parametrisierung gegen eine andere austauscht. Mit dem LEPTO-ME+PS-Generator wurden Ereignisse unter Verwendung der Parametrisierungen MTB1 [48],  $MRS D^{0'}$  und  $MRS D^{-'}$  [46, 47] generiert und miteinander verglichen. Die Abweichungen der Energieflußverteilungen untereinander liegen ohne Durchlaufen der Detektorsimulation unter 6%. Da die korrespondierenden Abweichungen der Korrekturfunktionen als noch geringer erwartet werden dürfen, wurde auf die aufwendige Prozessierung der Ereignisse durch die Detektorsimulation verzichtet und diese Unsicherheit mit Hinblick auf die Höhe der übrigen systematischen Fehler nicht berücksichtigt.

Die in diesem Kapitel einzeln diskutierten Unsicherheiten wurden getrennt nach den verschiedenen kinematischen Regionen und Winkelbereichen quadratisch summiert. Diese Summe stellt den systematischen Fehler in den korrigierten Energieflußverteilungen dar, die im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

## 7 Ergebnisse

### 7.1 KORRIGIERTE DATEN UND MODELLVORHERSAGEN

Die in Abschnitt 5.2 beschriebene Korrektur erlaubt einen direkten Vergleich der experimentellen Resultate mit Verteilungen, die aus Modellrechnungen gewonnenen wurden, ohne daß diese durch eine Detektorsimulation prozessiert werden müßten. Das Augenmerk liegt auf einer qualitativen Betrachtung, weniger auf einem quantitativen Vergleich der Güte von Ereignisgeneratoren. Die verschiedenen zur Simulation der Streuung und Hadronisierung entwickelten Programme wurden mit den Standard-Parametereinstellungen verwendet, wie sie anhand der Daten von früheren Experimenten bei niedrigeren Energien optimiert worden sind. Eine Diskussion der Einflüsse der verschiedenen Modellparameter kann im Rahmen dieser Arbeit nicht geleistet werden. Die weitere Optimierung der Ereignisgeneratoren durch Anpassung an die Daten ist ebenso wie die Iteration des Korrekturverfahrens aufgrund der niedrigen Statistik noch nicht sinnvoll und kann erst geschehen, wenn zusätzlich die 1993 gemessenen Daten sicher rekonstruiert vorliegen und die Detektoreffekte besser verstanden sind.

Der Energiefluß als Funktion von  $\varphi$  (Bild 28) weist im Laborsystem keine auffällige Struktur auf und wäre flach verteilt, müßte nicht der Stromjet den Transversalimpuls des gestreuten Elektrons balancieren. Dieses führt zur Ausbildung des Maximums in der dem Elektron genau gegenüberliegenden Richtung. Doch ist dieses Maximum nur durch den in den  $\varphi$ - und  $\vartheta$ -Verteilungen im Polarwinkel vorgenommenen Schnitt ( $\vartheta > 10^\circ$ ) so ausgeprägt, der nämlich einen großen Teil der in Vorwärtsrichtung auslaufenden Energie aus der Verteilung ausschließt. Die Verteilungen zeigen nur geringe Abhängigkeit von der Ereigniskinematik und auch die Unterschiede zwischen den Modellen sind nur gering.

Gänzlich anders verhält es sich mit den Polarwinkelverteilungen und den Verteilungen der Polarwinkel- und Pseudorapiditätsdifferenzen. Die Bilder 29 bis 31 zeigen die Energieflußverteilung in  $\vartheta$  in jenen vier ausgewählten  $x$ - und  $y$ -Bereichen, in denen die Korrekturfunktionen glatt verlaufen und zwischen 0,6 und 1,6 variieren. Zusammen mit den korrigierten Daten sind die Ergebnisse von Simulationsrechnungen der in Tabelle 3 aufgeführten Modelle dargestellt. Die Datenpunkte sind mit zwei Fehlerbalken versehen: Die zentrale, fettgezeichnete Vollinie beschreibt den statistischen Fehler, während die dünne gezeichnete Strichlinie neben den Datenpunkten den systematischen Fehler angibt. Um Vergleiche zu erleichtern, sind in allen Histo-

TABELLE 3  
Die zum Vergleich mit den korrigierten Daten herangezogenen Modelle

Kürzel	Modell	Generator
CDM	Farbdipolmodell	Ariadne 4
HERWIG	Partonschauer ohne Soft Underl. Event	HERWIG 5.4
HERWIG+SUE	Partonschauer mit Soft Underl. Event	HERWIG 5.4
ME	Matrix-Element $\mathcal{O}(\alpha_s)$	LEPTO 6.1
ME+PS	Matrix-Element $\mathcal{O}(\alpha_s)$ mit Partonschauern	LEPTO 6.1
QPM	Naives Quark-Parton-Modell	LEPTO 6.1

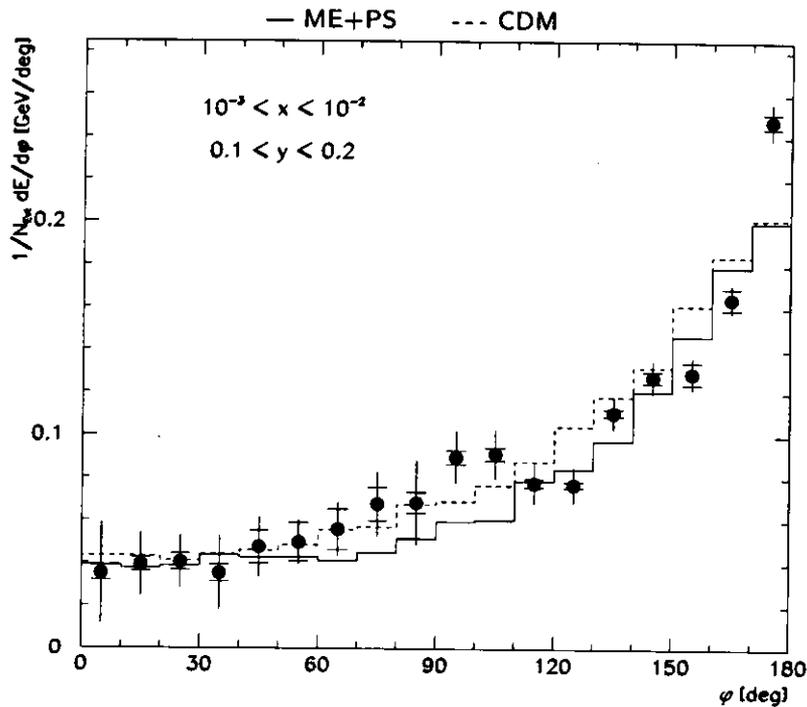


Bild 28. Energiefluß als Funktion von  $\phi$  für eine als Beispiel ausgewählte Phasenraumregion. Gezeigt werden die korrigierten Daten im Vergleich mit zwei Modellrechnungen (ME+PS und CDM). Die Gesamtlänge der Balken gibt den statistischen Fehler an, während der systematische Fehler durch Querbalken markiert ist. Da die Verteilung symmetrisch ist, wurde der Bereich mit  $\phi > 180^\circ$  gespiegelt und zur Verbesserung der Statistik zu den Werten mit  $\phi < 180^\circ$  addiert

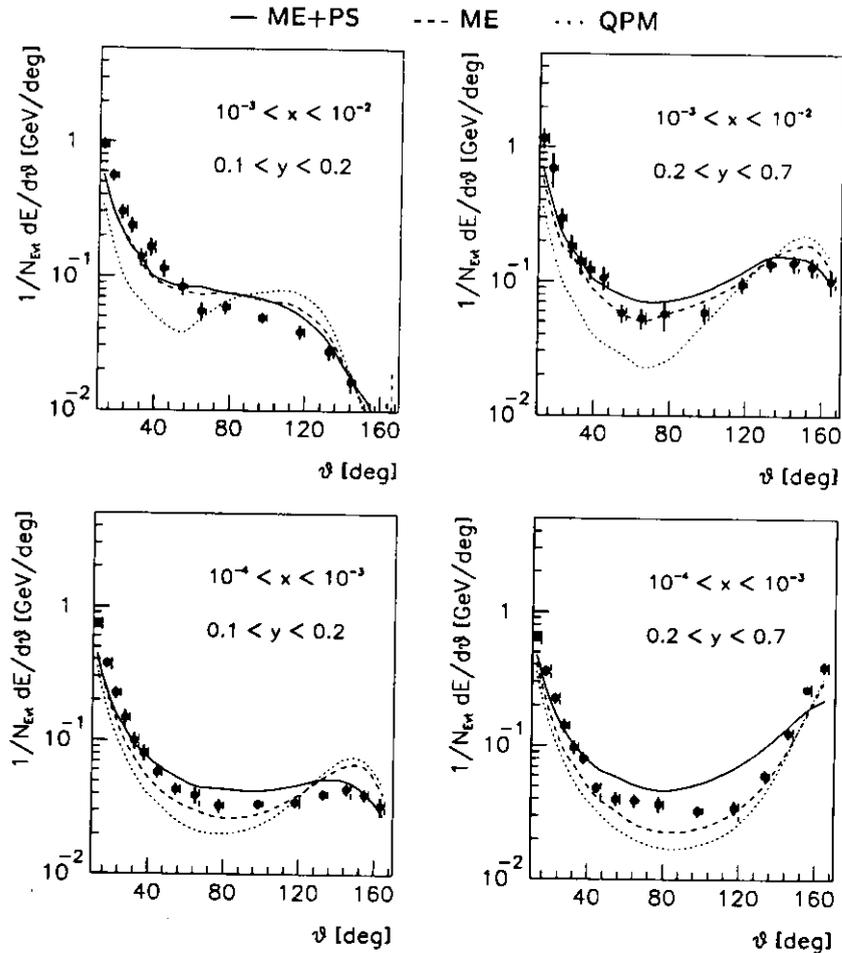


Bild 29. Energiefluß als Funktion von  $\vartheta$ . Korrigierte Daten im Vergleich mit Modellrechnungen (ME+PS, ME und QPM). Die Fehlerbalken beschreiben den statistischen Fehler (Vollinie) und den systematischen (Strichlinie)

grammen neben den Daten auch die mit ME+PS berechneten Verteilungen als Referenz eingezeichnet (Vollinie).

In allen kinematischen Bereichen sieht man in der Region nahe der Strahlrohröffnung des Vorwärtskalorimeters die mit wachsendem  $\vartheta$  rapide abfallende Flanke eines Maximums, dem sich die Energie-Einträge des Zuschauerjets zuordnen lassen. Daneben läßt sich eine zweite Komponente beobachten, die sich zwar bei großem  $x$  und kleinem  $y$  kaum aus den Ausläufern des Zuschauerjets hervorhebt, deren Maximum sich jedoch mit wachsendem  $W^2$  (sinkendem  $x$  und wachsendem  $y$ ) deutlicher ausprägt und in rückwärtige Richtung verschiebt. Diese Komponente entspricht der Energiedeposition des Stromjets. Bei großem  $W^2$  (großes  $y$ , kleines  $x$ ) schließlich erreicht

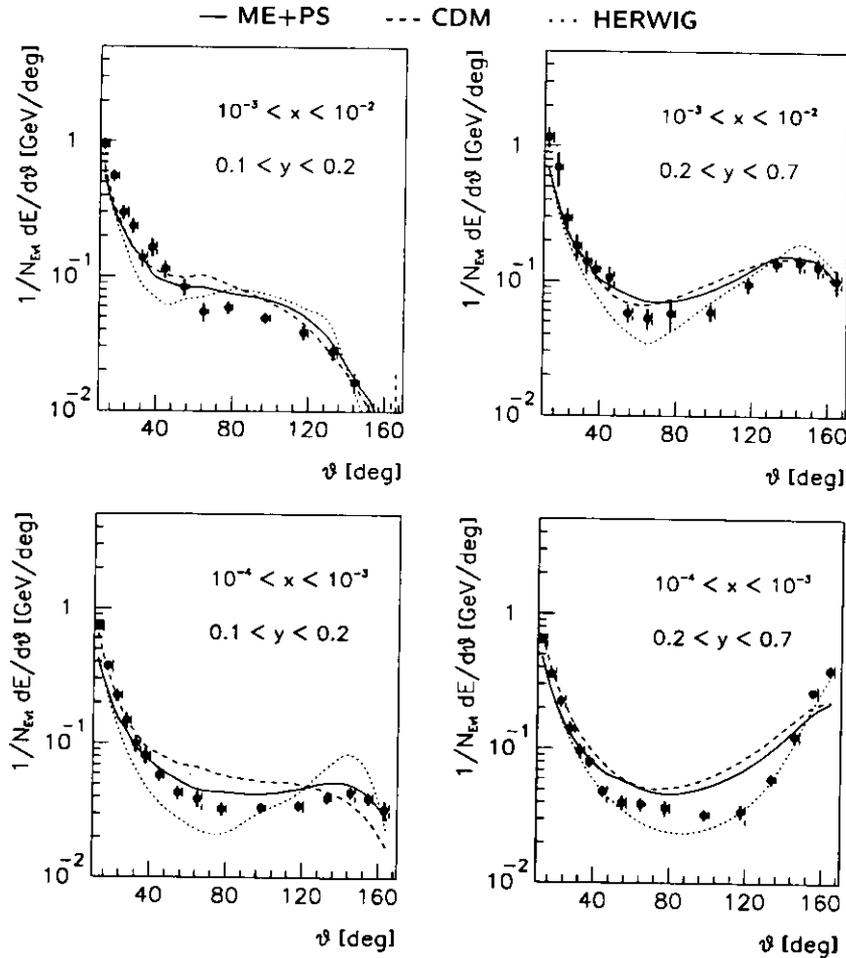


Bild 30. Energiefluß als Funktion von  $\vartheta$ . Korrigierte Daten im Vergleich mit Modellrechnungen (ME+PS, CDM, HERWIG)

der Stromjet das Rückwärtskalorimeter und liegt dann nahezu „Rücken-an-Rücken“ mit dem Zuschauerjet. Diese kinematische Region eignet sich besonders zur Untersuchung der Energieverteilung im Bereich zwischen den Jets, in dem vor allem QCD-Strahlungsprozesse eine wichtige Rolle spielen.

Bild 29 illustriert die Notwendigkeit, QCD-Beiträge in die Simulationsrechnung miteinfließen zu lassen: Der dem Stromjet zuzuordnende Teil der Verteilung liegt weit über den Daten und ist zu steil ausgeprägt, wogegen die Energie zwischen den Jets um ein vielfaches unterschätzt wird. Besonders drastisch sind die Unterschiede im Bereich mit kleinem  $x$  und großem  $y$ . Durch Hinzunahme der Prozesse  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  bei ME werden auch Ereignisse erzeugt, die neben dem Zuschauerjet nicht nur den Stromjet, sondern zwei Jets aufweisen, deren Energie-Einträge den Bereich zwischen den beiden Maxima

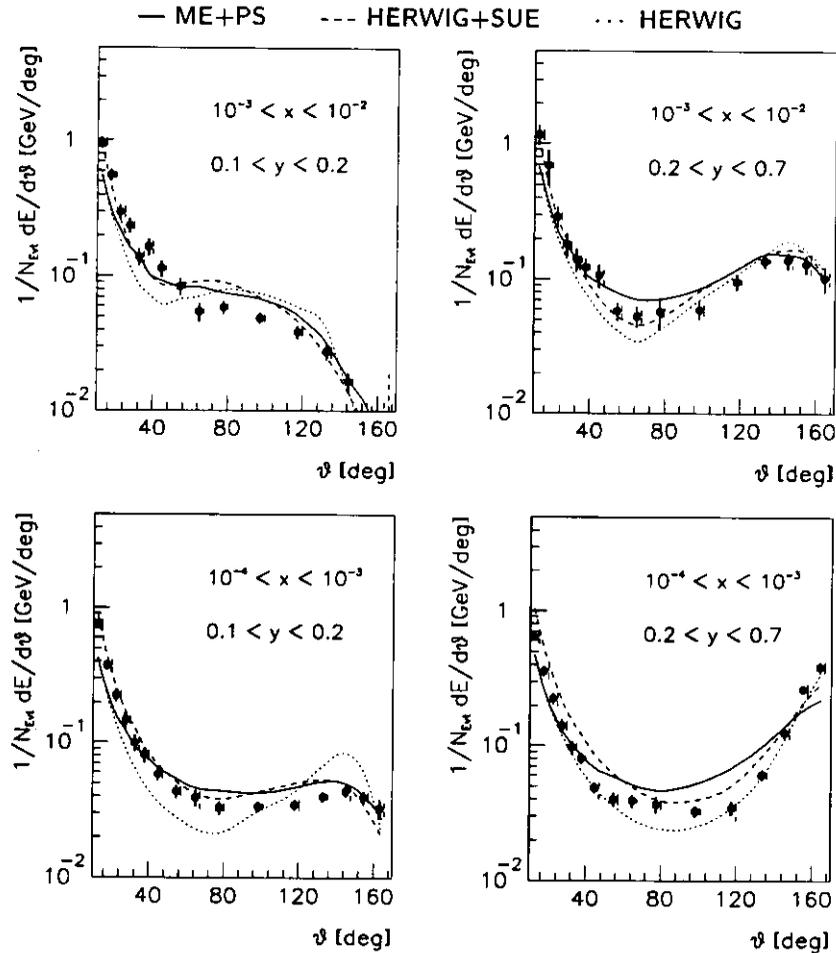


Bild 31. Energiefluß als Funktion von  $\vartheta$ . Korrigierte Daten im Vergleich mit Modellen (ME+PS, HERWIG, HERWIG+SUE)

bevölkern. Jedoch reicht auch die reine Matrixelementrechnung bei hohem  $W^2$  noch nicht an die Daten heran. Man versucht daher, Prozesse höherer Ordnung in  $\alpha_s$  miteinzubeziehen. Die Ergebnisse der Modellrechnungen, welche zu diesem Zweck Partonkaskaden berechnen, zeigt Bild 30 und in Ergänzung dazu Bild 31 (für die SUE-Option von HERWIG). Während die Modelle für großes  $x$  mit den Daten gut übereinstimmen, zeigen sich mit kleiner werdendem  $x$  größere Unterschiede – sowohl zwischen den Daten und den Modellen als auch zwischen den Modellen untereinander.

Bei der Betrachtung des Energieflusses als Funktion von  $\vartheta$  ist die Richtung des Zuschauerjets ( $\vartheta = 0$ ) ausgezeichnet, während die Lage des Stromjets stark variiert. Es ist nun interessant, ein Bezugssystem zu wählen, in dem, umgekehrt, die Stromjetrichtung die ausgezeichnete Richtung ist.

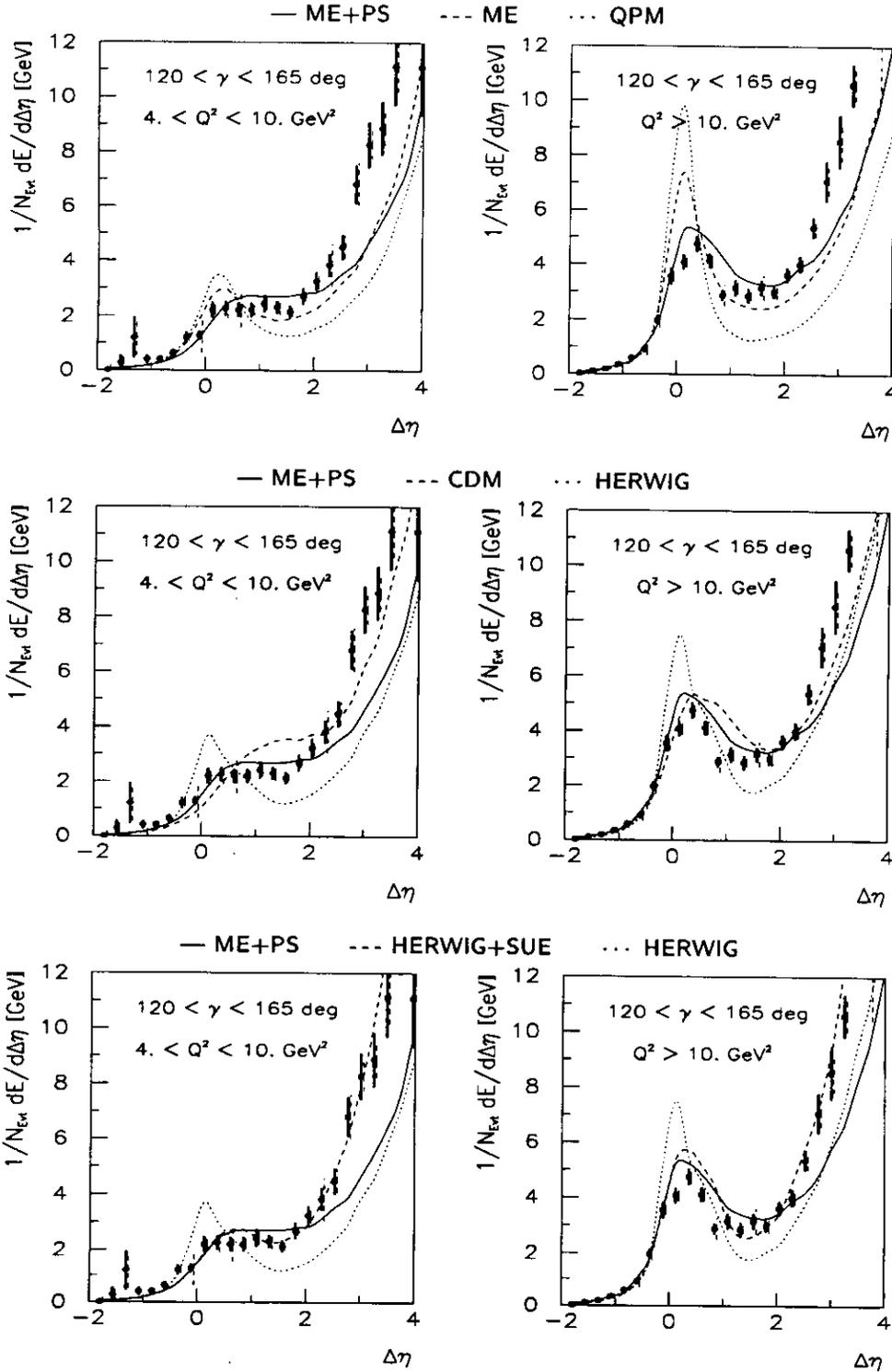


Bild 32. Energiefluß als Funktion von  $\Delta\eta$ . Korrigierte Daten im Vergleich mit Modellen

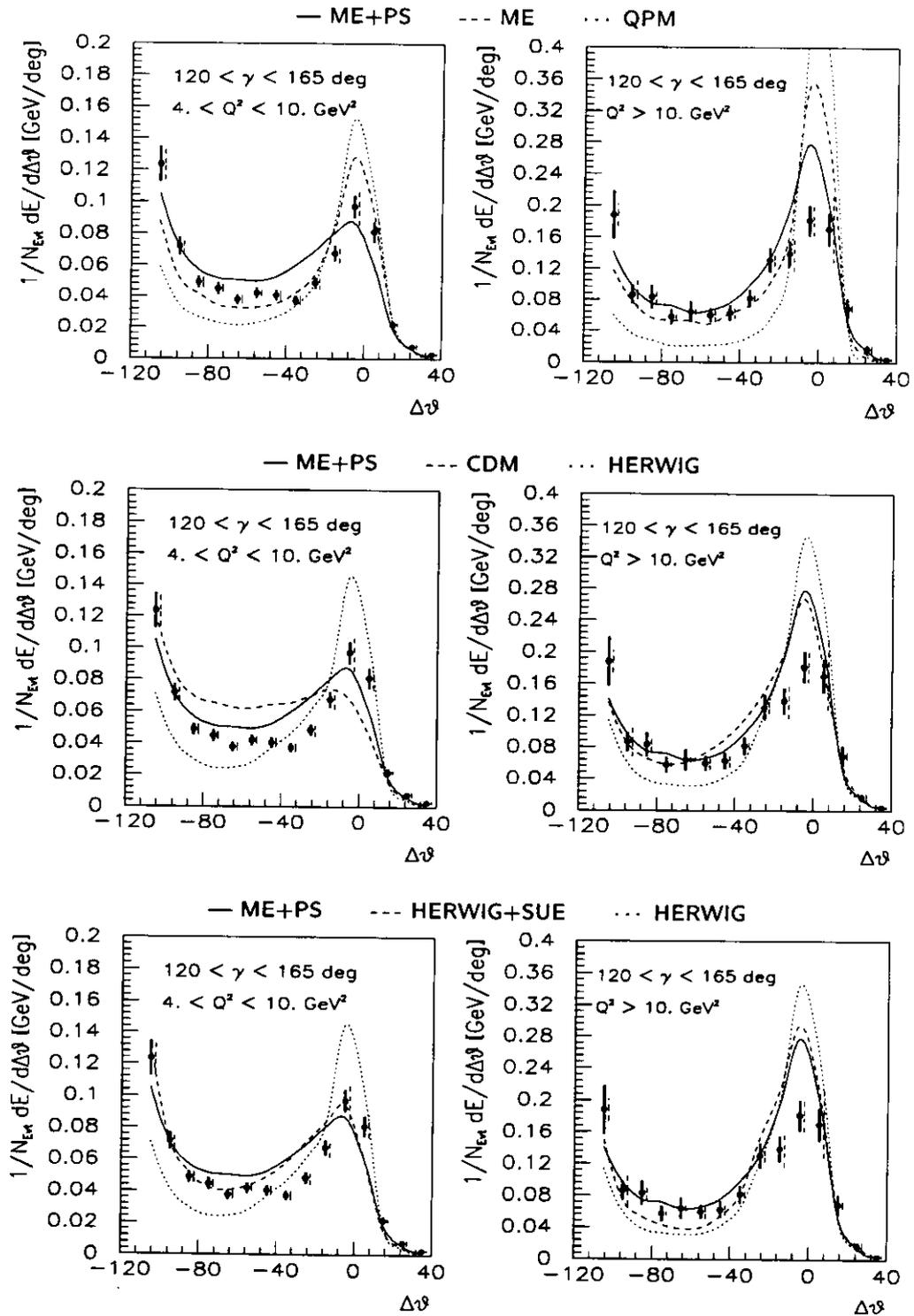


Bild 33. Energiefluß als Funktion von  $\Delta\phi$ . Korrigierte Daten im Vergleich mit Modellen

Dazu kann man die auf die Richtung des hadronischen Winkels  $\gamma$  (siehe Gleichung (13) auf Seite 12) bezogenen Variablen  $\Delta\vartheta$  und  $\Delta\eta$  wählen.

Bild 32 zeigt den Energiefluß als Funktion von  $\Delta\eta$  für dieselben Modelle wie in Bild 29 bis 31, hier jedoch für zwei verschiedene Abschnitte in  $Q^2$ , während in Bild 33 entsprechende Verteilungen für  $\Delta\vartheta$  dargestellt werden. Die beiden Variablen unterscheiden sich im wesentlichen darin, daß bei der Pseudorapiditätsdifferenz  $\Delta\eta$  der Zentralbereich des Kalorimeters in der Darstellung gestaucht und die Vorwärts- und Rückwärtsbereiche gedehnt werden, während für die Polarwinkeldifferenz  $\Delta\vartheta$  gerade das Umgekehrte gilt.

In der Betonung des Zwischenjetbereiches zeigt sich bei den  $\Delta\vartheta$  Verteilungen, daß keines der Modelle gut beschreibt, wie sich die Energie zwischen den Jets und dem zwischen ihnen gelegenen Bereich verteilt. Für die Verteilungen in  $\Delta\eta$  hingegen muß festgestellt werden, daß bis auf HERWIG mit SUE alle Modelle die Energie im Zuschauerjetbereich unterschätzen. Interessanter ist jedoch die Beobachtung, daß die Position des Maximums, das dem Stromjet zuzuordnen ist, bei allen Verteilungen, auch den Daten, deutlich von Null hin zum Zuschauerjetbereich verschoben ist. Dieses Merkmal wird im folgenden Abschnitt näher diskutiert.

## 7.2 DIE VERSCHIEBUNG DES STROMJET-MAXIMUMS

Um in den energiegewichteten  $\Delta\eta$ -Verteilungen der auslaufenden Hadronen die Position  $\Delta\eta(\text{max})$  des Stromjet-Maximums möglichst genau zu bestimmen, wurden quadratische Parabeln so an die Verteilungen angepaßt, daß ihre Scheitelpunkte einen guten Schätzwert für die Lage des Maximums ergeben (siehe Bild 34). War die Verteilung hinreichend glatt, so wurden nur drei Punkte zur Bestimmung der Parabelparameter herangezogen und auf eine iterative Anpassung verzichtet, wobei dann die Unsicherheit der Anpassung direkt durch die statistischen Fehler der Stützpunkte bestimmt ist. In den Fällen wo dieses Verfahren nicht sinnvoll schien (z. B. bei den Daten), wurden weitere Punkte hinzugenommen und die Kurven nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt, wobei auf sinnvolle  $\chi^2$ -Werte geachtet wurde. Zusätzlich wurden Parabeln jeweils an das zwischen Strom- und Zuschauerjet gelegene Minimum angepaßt, um die relative Differenz  $\Delta h/h$  der Höhe des Maximums in bezug auf die Höhe des Minimums zu bestimmen. Diese Größe ist ein Maß dafür, wie sich die Energie zwischen dem Stromjet und dem Bereich zwischen den Jets verteilt.

Die Ergebnisse der Anpassungen sind in Tabelle 4 aufgeführt und in

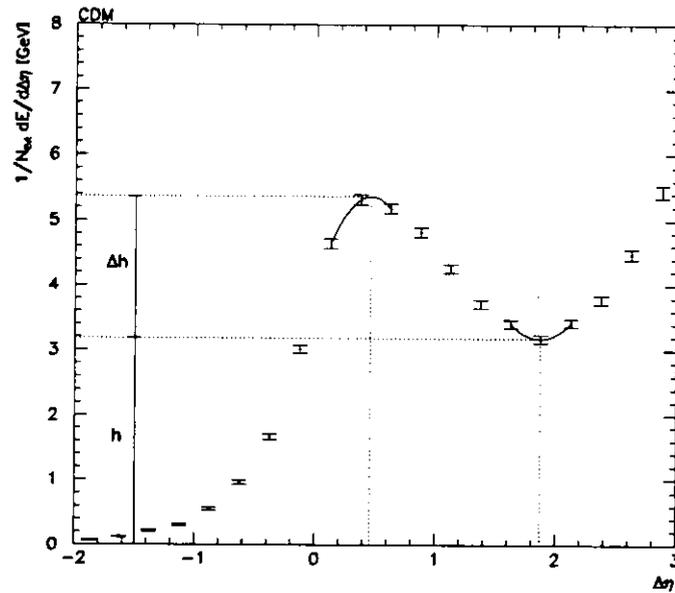


Bild 34. Bestimmung der Position  $\Delta\eta(\max)$  des Maximums und der relativen Höhendifferenz  $\Delta h/h$  durch Anpassen von Parabeln an die Extrema der Verteilung

TABELLE 4

Ergebnisse der Anpassungen. Der obere Teil der Tabelle bezieht sich auf den  $Q^2$ -Bereich zwischen 4 GeV und 10 GeV, der untere Teil auf den Bereich oberhalb von 10 GeV. Zu den Daten siehe die Erläuterungen im Text

Modell	$\Delta\eta(\max)$	$\sigma$	$\Delta h/h$	$\sigma$
Daten HAR	0,70	0,41	0,16	0,15
Daten HL6	0,66	0,46	0,35	0,14
CDM	1,663	0,090	0,025	0,003
HERWIG	0,158	0,005	2,367	0,004
HERWIG+SUE	0,721	0,067	0,304	0,001
ME	0,287	0,026	0,810	0,001
ME+PS	0,770	0,084	0,036	0,001
QPM	0,234	0,013	1,988	0,002
Daten HAR	0,270	0,045	0,92	0,12
Daten HL6	0,275	0,025	1,28	0,11
CDM	0,459	0,027	0,695	0,003
HERWIG	0,127	0,004	3,477	0,016
HERWIG+SUE	0,311	0,034	1,444	0,007
ME	0,127	0,004	2,488	0,017
ME+PS	0,356	0,025	0,641	0,009
QPM	0,093	0,003	7,616	0,019

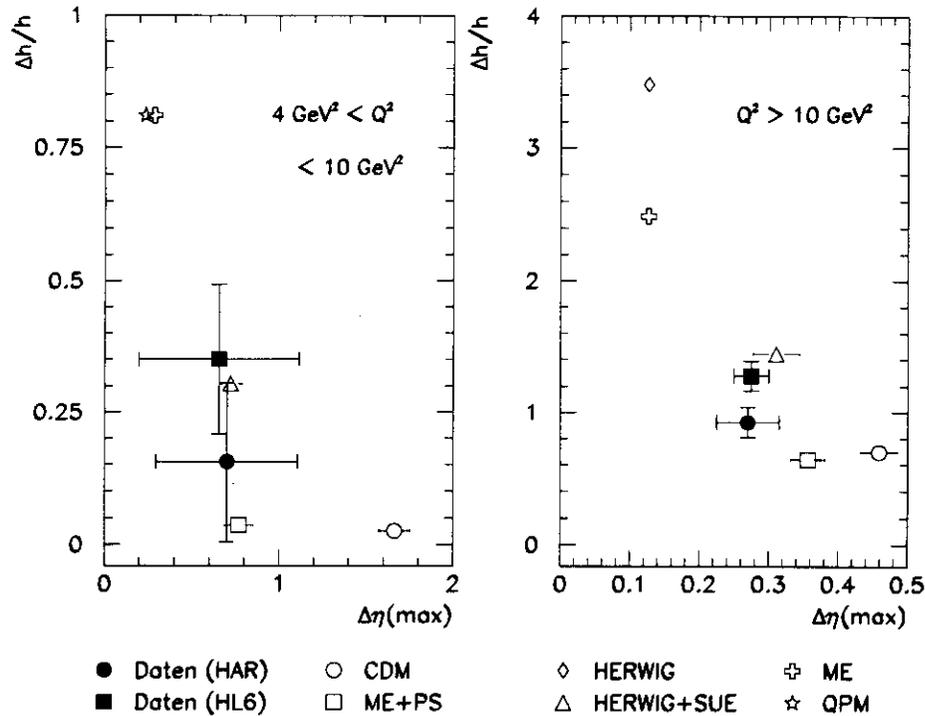


Bild 35. Positionen der Maxima und relative Höhendifferenzen: Daten und Modelle im Vergleich. Man beachte die unterschiedlichen Skalen der beiden Diagramme. Im linken Diagramm liegt der zu HERWIG gehörende Punkt oberhalb des Darstellungsbereichs, im rechten Diagramm der zum QPM gehörende

Bild 35 illustriert. Da der systematische Fehler der Daten zum größten Teil durch die Modellabhängigkeit gegeben ist, wurden die Ergebnisse der Korrektur mit HERACLES und CDM (HAR) getrennt behandelt von denjenigen, bei denen mit HERACLES und ME+PS (HL6) korrigiert wurde. Die bei den Daten angegebenen Fehler enthalten nur die statistischen Unsicherheiten der Meßdaten und der Korrekturfunktionen.

Sowohl in den Positionen der Maxima als auch in den Höhendifferenzen erkennt man zwischen den verschiedenen Modellen und im Vergleich zu den Daten deutliche Unterschiede. Die Abweichungen in der Maximumposition sind für kleines  $Q^2$  am deutlichsten und werden bei großem  $Q^2$  geringer, während es sich für die Höhendifferenzen gerade umgekehrt verhält.

In den relativen Höhendifferenzen zeigt sich deutlich, daß QPM und ME wegen der fehlenden Abstrahlungen zwischen den Jets die Daten nicht beschreiben können, wogegen diejenigen Modellrechnungen, welche die Abstrahlungen simulieren, offenbar dazu neigen, diese zu überschätzen. Die Ergebnisse von HERWIG ohne Soft Underlying Event liegen erstaunlicher-

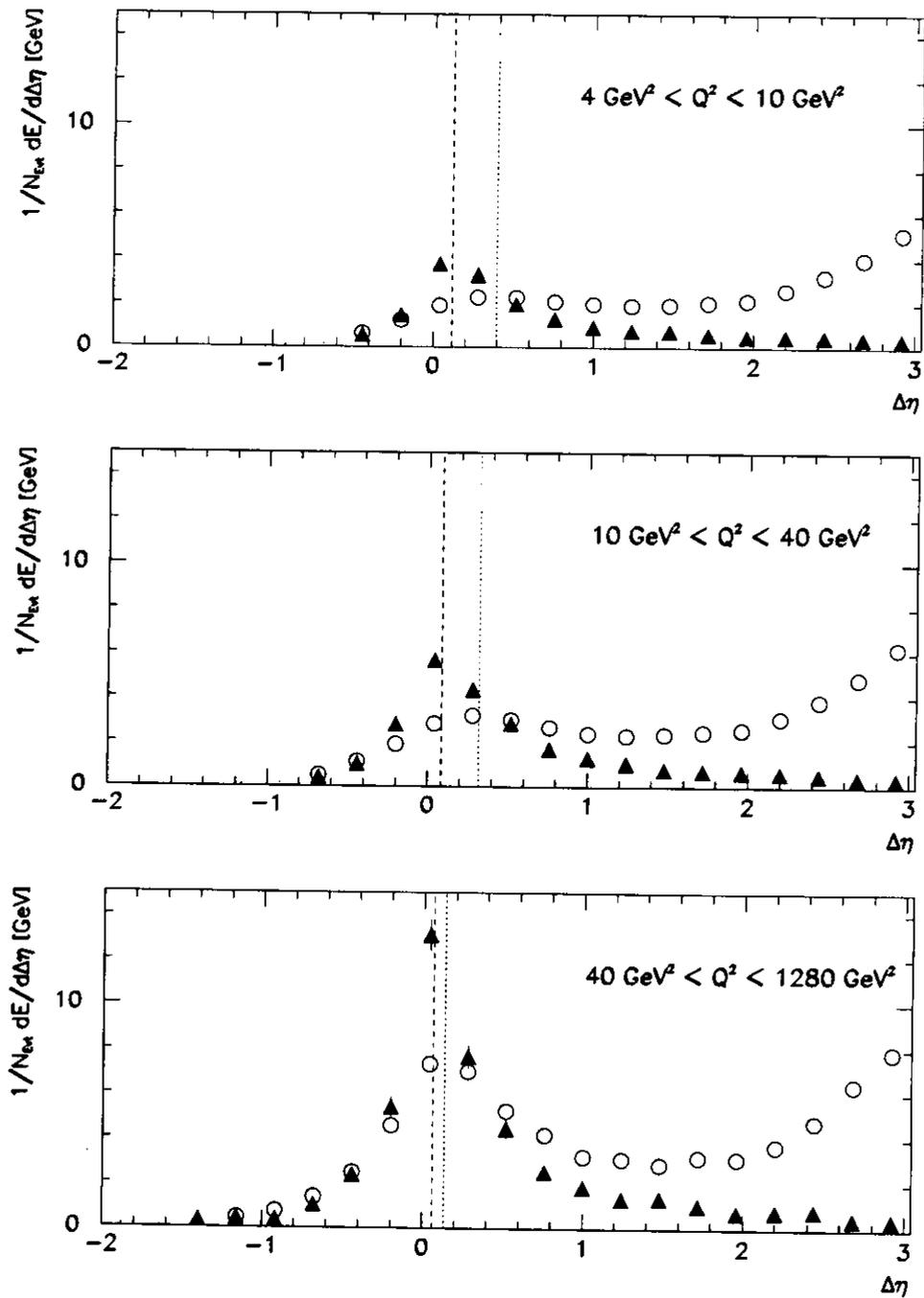


Bild 36. Energieflus als Funktion von  $\Delta\eta$  für verschiedene  $Q^2$ -Bereiche. Die unkorrigierten Verteilungen der 1993 genommenen Daten, getrennt nach den Ereignisse mit großer Rapiditätslücke (gefüllte Dreiecke, Strichlinie) und denjenigen ohne eine solche (leere Kreise, Punktlinie), lassen eine Verschiebung Maximums in Abhängigkeit von  $Q^2$  erkennen

weise näher an denen des QPM als die von ME. Die Gründe für die offenbar zu starke Unterdrückung von Abstrahlungen könnten in der Wahl von  $Q^2$  als Skala für die maximale Virtualität liegen, in Wahl von  $p_{\perp}$  als Skala für die Schauerentwicklung, in der strengen Winkelordnung der Abstrahlungen oder in der nur teilweisen Berücksichtigung von Interferenzen zwischen den Schauern. Es ist bemerkenswert, daß gerade die physikalisch schwierig zu motivierende Erweiterung HERWIGs mit dem Soft Underlying Event diesem Modell zu einer erheblich verbesserten Beschreibung des gemessenen Energieflusses verhilft.

Unter der Annahme, das beim Stoß getroffene Teilchen habe keine Masse und keinen primordialen Transversalimpuls, erwartet man nach dem Quark-Parton-Modell das Maximum genau bei  $\Delta\eta = 0$ . Bei der Simulationsrechnung wurden allerdings die auslaufenden Partonen für den Vergleich mit den erweiterten Modellen durch JETSET mit Hadronen bekleidet, um Verteilungen beobachtbarer Teilchen zu erhalten. Die gemessene leichte Vorwärtsverschiebung des QPM-Maximums ist daher vermutlich ein Effekt der mit der Stringbildung verbundenen Farbbindung an den Zuschauerjet. Bei den Daten wie bei den Modellen, die QCD-Abstrahlungen berücksichtigen, ist die mit  $Q^2$  wachsende Verschiebung des Maximums hin zur Stromjetrichtung in erster Linie auf kinematische Gründe zurückzuführen: Wegen der virtuellen Prozesse des Anfangszustands ist das getroffene Parton beim Stoß keineswegs masselos, weshalb die Größe des Winkels  $\gamma$  systematisch überschätzt wird. Dagegen tragen Fehlmessungen des Gesamt-Transversalimpulses der auslaufenden Hadronen durch Energieverluste in die vordere Strahlrohröffnung [53] eher zu einer Verringerung des Effekts bei.

Unter den 1992 selektierten DIS-Ereignissen wurden aber auch Ereignisse gefunden, für die man eine viel geringere Verschiebung des Stromjet-Maximums als bei den Gesamtdaten findet. Es handelt sich dabei um Ereignisse, bei denen das am weitesten vorwärtsliegende Energiecluster im Kalorimeter mit einer Mindestenergie von 400 MeV erst bei einer Pseudorapidität unterhalb von 1,5 liegt, bei denen also kein Zuschauerjet in das Kalorimeter eingelaufen ist. Man spricht daher von Ereignissen mit *großer Rapiditätslücke* [25]. Auf Seite 2 ist die Computer-Rekonstruktion eines solchen Ereignisses abgebildet.

Bild 36 zeigt unkorrigierte Energieflußverteilungen der 1993 registrierten tiefunelastischen Ereignisse als Funktion von  $\Delta\eta$  in drei  $Q^2$  Bereichen, getrennt nach solchen mit und ohne große Rapiditätslücke. Von einer Korrektur wurde abgesehen, weil für die Ereignisse mit großer Rapi-

ditätslücke eine befriedigende Modellbeschreibung noch nicht zur Verfügung stand. Während für die Ereignisse ohne große Rapiditätslücke die Verteilung in Vorwärtsrichtung steil ansteigt, läuft die Verteilung der anderen Ereignisklasse flach aus. Dieses ist nicht überraschend, denn die fehlende Energie in Vorwärtsrichtung ist das Merkmal, das diese Ereignisklasse definiert. Der Rest an hadronischer Energie in dem Ausläufer zwischen dem Stromjet-Maximum und der Strahlrohröffnung könnte auf Beiträge von 2-Jet-Ereignissen oder auf einen Untergrund von tiefunelastischen „Standard“-Ereignissen zurückzuführen sein. Interessant ist, daß die Verschiebung des Maximums, dessen Position nach dem oben beschriebenen Verfahren bestimmt wurde, erheblich geringer ist als bei den übrigen Ereignissen. Man kann dieses als weiteren Hinweis darauf deuten, daß bei den „Standard“-Ereignissen Farbkräfte die Auffüllung des Bereiches zwischen den Jets mit Hadronen verursachen, während man bei der neuen Ereignisklasse annimmt, daß der harte Streuprozess nicht an einem der Quarks, sondern an einem, wie auch immer gearteten, farblosen Objekt stattfindet, so daß Farbkräfte eine höchstens periphere Rolle spielen. (Weitere Ergebnisse von ZEUS dazu werden zur Zeit zur Publikation vorbereitet.)

## 8 Zusammenfassung

Bei den hohen Strahl-Energien des HERA-Speicherrings werden in der tiefunelastischen e-p-Streuung kinematische Bereiche zugänglich, in denen die Jets der auslaufenden Hadronen räumlich gut getrennt werden können. Dadurch wird eine Messung des Stromjets möglich sowie eine Untersuchung der Hadronen aus weichen QCD-Prozessen.

Aus den 1992 mit dem ZEUS-Detektor registrierten Streureaktionen wurden die Ereignisse der tiefunelastischen Streuung ausgewählt und energiegewichtete differentielle Winkelverteilungen der auslaufenden Hadronen berechnet. Die Daten wurden mittels der Methode abschnittweiser Korrekturfaktoren von Effekten der Akzeptanz, des Auflösungsvermögens des Detektors und der QED-Strahlungsprozesse bereinigt. In dem für diese Studie interessanten kinematischen Bereich großer hadronischer Aktivität (invariante Masse  $W$  oberhalb 90 GeV) haben sich die durch Simulationsrechnungen bestimmten Korrekturfunktionen als hinreichend klein erwiesen. Die Quellen systematischer Fehler wurden einzeln diskutiert und die systematische Gesamt-Unsicherheit abgeschätzt, die im wesentlichen durch die Unsicherheit in der Wahl des Modells gegeben ist, mit dem die Korrekturen berechnet wurden.

Das Energiemaximum in der räumlichen Verteilung der auslaufenden Hadronen, welches dem Stromjet zuzuordnen ist, weist eine deutliche Verschiebung in Richtung des Zuschauerjets gegenüber der Position auf, an der man es nach dem Quark-Parton-Modell für die Streuung an masselosen Partonen erwarten würde. Der Vergleich mit den Verteilungen, welche die verschiedenen QCD-inspirierten Hadronisierungsmodelle voraussagen, macht diese Verschiebung als Folge von QCD-Beiträgen höherer Ordnung qualitativ erklärbar. Gleiches gilt für die ebenfalls beobachtete Auffüllung der Region zwischen den Jets durch hadronische Energie.

Sowohl die Simulationsrechnungen mit Matrixelementen  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  in Verknüpfung mit Partonschauern als auch das Farbdipolmodell können die wesentlichen Merkmale im Rahmen der statistischen Genauigkeit zufriedenstellend wiedergeben. Die Partonschauerrechnungen des HERWIG-Generators hingegen beinhalten ohne die Option des Soft Underlying Events zuwenig weiche Abstrahlung. Das Einschalten dieser Option allerdings führt zu einer guten Beschreibung der Daten, insbesondere im Bereich des Zuschauerjets, wo die anderen Modelle die Energie deutlich unterschätzen.

Die geringen Energie-Einträge zwischen dem Stromjet-Maximum und der vorderen Strahlrohröffnung bei den Ereignissen mit großer Rapiditätslücke lassen sich in konsistenter Weise durch eine stark reduzierte Rate von Gluonabstrahlungen und eine geringe Ausprägung des Partonschauers im Anfangszustand erklären. Deshalb ist zu vermuten, daß hier keine oder nur geringe Farbkraft zwischen dem Stromjet und jenem Objekt wirken, das unentdeckt in Vorwärtsrichtung ausläuft.

\* \* \*

Der angenehmen Pflicht, all jenen zu danken, die mich bei der Arbeit unterstützten, möchte ich zuerst gegenüber Herrn Professor Erich Lohrmann nachkommen, da er es mir ermöglichte, mich als Student „vorne“ in der Forschung zu beteiligen, und er meine Ergebnisse mit viel Kritik und Hinweisen bedachte. Ich danke herzlich Nikolaj Pavel, der mich intensiv betreute, auf alle Fragen einging und mich wie einen vollwertigen Partner herausforderte. Stefan Nickel danke ich für die gute Gemeinschaft in unserem Büro und manchen Rat. Auch meiner Mutter danke ich für ihre Anteilnahme und Unterstützung. Auf die großzügige Förderung durch die Studienstiftung des deutschen Volkes weise ich gerne hin und danke Herrn Professor Otto Kraus und Herrn Jörgen Hopf für ihre Fürsorge.

### Quellenhinweise

- [1] ABRAMOWICZ, H., et al. (ZEUS-F2-Gruppe): A determination of  $F_2$  with the 1992 data. DESY, Juli 1993 (ZEUS-Note 93-078). Interner Bericht
- [2] ABT, I., et al. (H1-Kollaboration): Measurement of the proton structure function  $F_2(x, Q^2)$  in the low  $x$  region at HERA. *Nucl. Phys. B* 407 (1993): 515–538
- [3] ADAMS, M. R., et al. (E665-Kollaboration): First measurements of jet production rates in deep-inelastic lepton-proton scattering. *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992): 1026–29
- [4] AHMED, T., et al. (H1-Kollaboration): Measurement of the hadronic final state in deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett.* 298 B (1993): 469–478
- [5] AKRAWY, M. Z., et al. (OPAL-Kollaboration): A measurement of global event shape distributions in the hadronic decays of the  $Z^0$ . *Z. Phys. C* 47 (1990): 505–521
- [6] ANDERSSON, B.; GUSTAVSON, G.; LÖNNBLAD, L.; PETTERSON, U.: Coherence effects in deep inelastic scattering. *Z. Phys. C* 43 (1989): 625–632
- [7] ANDRESEN, A., et al. (ZEUS-Kalorimetergruppe): Construction and beam test of the ZEUS forward and rear calorimeter. *Nucl. Instr. Meth. A* 309 (1991): 101–142
- [8] ARNEODO, M., et al. (Europäische Myon-Kollaboration): Jet production and fragmentation properties in deep inelastic muon scattering. *Z. Phys. C* 36 (1987): 527–543
- [9] AUBERT, J. J., et al. (Europäische Myon-Kollaboration): Evidence for planar events and a forward double jet structure in deep inelastic muon scattering. *Phys. Lett.* 100 B (1981): 433–438
- [10] AUBERT, J. J., et al. (Europäische Myon-Kollaboration): Balance of transverse momentum of hadrons produced in deep inelastic muon proton scattering. *Phys. Lett.* 119 B (1982): 233–238
- [11] BENGTTSSON, M.; INGELMAN, G.; SJÖSTRAND, T.: QCD effects on the event structure in leptonproduction. *Nucl. Phys. B* 301 (1988): 554–582
- [12] BENGTTSSON, M.; SJÖSTRAND, T.: Parton showers in leptonproduction events. *Z. Phys. C* 37 (1988): 465–476
- [13] BENTVELSEN, S.; ENGELN, J.; KOOIJMAN, P.: Reconstruction of  $(x, Q^2)$  and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA. *Phys. HERA Proc.* [19], Bd. 1, 23–41
- [14] BILTZINGER, J.: Effects of noise on the reconstruction of kinematical variables in DIS events. DESY, Juli 1993 (ZEUS-Note 93-073). Interner Bericht
- [15] BJØRKEN, J. D.; PASCHOS, E. A.: Inelastic electron-proton and  $\gamma$ -proton scattering and the structure of the nucleon. *Phys. Rev.* 185 (1969): 1975–82
- [16] BLOBEL, V.: Unfolding methods in high-energy physics experiments. In: VERKERK, C. (Hrsg.): *CERN School of Computing (Aiguablava, 1984)*. Genf, 1985 (CERN 85-09), 88–127
- [17] BROOKS, C. B., et al. (ZEUS-UK-Kollaboration): Development of the ZEUS central tracking detector. *Nucl. Instr. Meth. A* 283 (1989): 477–483
- [18] BRUN, R., et al. (GEANT-Team): GEANT : Detector description and simulation tool. Genf: CERN, Juni 1993 (W5013). CERN Program Library Long Writeup
- [19] BUCHMÜLLER, W.; INGELMAN, G. (Hrsg.); DESY (Veranst.): *Physics at HERA : Proceedings of the Workshop (Hamburg, 1991)*. Hamburg: DESY, 1992

- [20] COUGHLAN, G. D.; DODD, J. E.: *The Ideas of Particle Physics*. Cambridge (UK): Cambridge University Press, 1991
- [21] DERRICK, M.; GACEK, D.; HILL, N., et al.: Design and construction of the ZEUS barrel calorimeter. *Nucl. Instr. Meth. A* 309 (1991): 77–100
- [22] DERRICK, M., et al. (ZEUS-Kollaboration): Hadronic energy distributions in deep inelastic electron-proton scattering. *Z. Phys. C* 59 (1993): 231–242
- [23] DERRICK, M., et al. (ZEUS-Kollaboration): Initial study of deep inelastic scattering with ZEUS at HERA. *Phys. Lett.* 303 B (1993): 183–197
- [24] DERRICK, M., et al. (ZEUS-Kollaboration): Measurement of the proton structure function  $F_2$  in  $ep$  scattering at HERA. *Phys. Lett.* 316 B (1993): 412–426
- [25] DERRICK, M., et al. (ZEUS-Kollaboration): Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett.* 315 B (1993): 481–493
- [26] DERRICK, M., et al. (ZEUS-Kollaboration): Observation of two-jet production in deep inelastic scattering at HERA. *Phys. Lett.* 306 B (1993): 158–172
- [27] EISELE, F.; WOLF, G.: Erste Ergebnisse von HERA. *Phys. Bl.* 48 (1992): 786–792
- [28] FOREST, Jr., T. de; WALECKA, J. D.: Electron scattering and nuclear structure. *Adv. Phys.* 15 (1966): 1–109
- [29] FOSTER, B., et al. (ZEUS-UK-Kollaboration): The design and construction of the ZEUS central tracking detector. DESY, Oktober 1993 (ZEUS-Note 93-107). Interner Bericht
- [30] GREEN, M. G.: The ADAMO Data System. Egham (UK): Royal Holloway and Bedford New College, Januar 1992 (RHBNC 89-01)
- [31] GRINDHAMMER, G.: Monte Carlo generators for e-p physics. *Phys. HERA Proc.* [19], Bd. 3, 1153–66
- [32] GUSTAFSON, G.: Dual description of a confined colour field. *Phys. Lett.* 175 B (1986): 453–456
- [33] GUSTAFSON, G.; PETTERSSON, U.: Dipole formulation of QCD cascades. *Nucl. Phys. B* 306 (1988): 746–758
- [34] HARNEW, N.; HEATH, G. P.; JEFFS, M. D., et al.: Vertex triggering using time difference measurements in the ZEUS central tracking detector. *Nucl. Instr. Meth. A* 279 (1989): 290–296
- [35] HOLM, U. (Hrsg.): *The ZEUS Detector : Status Report 1993*. Hamburg: DESY, 1993
- [36] INGELMAN, G.: LEPTO version 6.1 – the Lund Monte Carlo for deep inelastic lepton-nucleon scattering. *Phys. HERA Proc.* [19], Bd. 3, 1366–94
- [37] INGELMAN, G.; MEIER, K.; WEBBER, B. R.: Jets and hadronic final states. *Phys. HERA Proc.* [19], Bd. 1, 255–260
- [38] JONG, P. de: Status of the uranium calorimeter reconstruction software : User guide version 2.00. DESY, Februar 1992 (ZEUS-Note 92-019). Interner Bericht
- [39] KLANNER, R.; WOLF, G.: Das ZEUS-Präzisionskalorimeter für HERA. *Phys. Bl.* 45 (1989): 365–369
- [40] KWIATOWSKI, A.; SPIESBERGER, H.; MÖHRING, H.-J.: HERACLES: An event generator for ep interactions at HERA energies including radiative processes. *Comput. Phys. Commun.* 69 (1992): 155–172

- [41] KWIATOWSKI, A. ; SPIESBERGER, H. ; MÖHRING, H.-J.: HERACLES : An event generator for e-p interactions at HERA including radiative processes : Version 4.1. *Phys. HERA Proc.* [19], Bd. 3, 1294–1310
- [42] LOHRMANN, E.: *Hochenergiephysik*. Stuttgart: Teubner, <sup>4</sup>1992
- [43] LÖNNBLAD, L.: Ariadne version 4 – a program for simulation of QCD cascades implementing the colour dipole model. *Comput. Phys. Commun.* 71 (1992): 15–31
- [44] MARCHESINI, G. ; WEBBER, B. R.: Monte Carlo simulation of general hard processes with coherent QCD radiation. *Nucl. Phys. B* 310 (1988): 461–526
- [45] MARCHESINI, G. ; WEBBER, B. R. ; ABBIENDI, G., et al.: HERWIG 5.1 – a monte carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. *Comput. Phys. Commun.* 67 (1992): 465–508
- [46] MARTIN, A. D. ; STIRLING, W. J. ; ROBERTS, R. G.: New information on parton distributions. *Phys. Rev. D* 47 (1993): 867–882
- [47] MARTIN, A. D. ; STIRLING, W. J. ; ROBERTS, R. G.: Parton distributions updated. *Phys. Lett. B* 306 (1993): 145–150. Erratum: *ibid.* B 309 (1993): 492
- [48] MORFIN, J. G. ; TUNG, W.-K.: Parton distributions from a global QCD analysis of deep inelastic scattering and lepton pair production. *Z. Phys. C* 52 (1991): 13–30
- [49] NACHTMANN, O.: *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*. Braunschweig: Vieweg, <sup>1</sup>1986
- [50] PAVEL, N.: Application of radiative correction in deep inelastic e-p scattering. DESY, Januar 1993 (ZEUS-Note 93-08). Interner Bericht
- [51] PERKINS, D. P.: *Introduction to High Energy Physics*. Menlo Park (California): Addison-Wesley, <sup>3</sup>1987
- [52] SCHMÜSER, P.: *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Berlin: Springer-Verlag, <sup>1</sup>1988 (Lecture Notes in Physics 295)
- [53] SHAPIRA, A.: A model-independent derivation of simplified double-angle formulae for  $q^2$ ,  $x$  and  $y$ . DESY, August 1993 (ZEUS-Note 93-090). Interner Bericht
- [54] SJÖSTRAND, T.: The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and  $e^+ e^-$  physics – JETSET version 6.2. *Comput. Phys. Commun.* 39 (1986): 347–407
- [55] SJÖSTRAND, T. ; BENGTTSSON, M.: The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and  $e^+ e^-$  physics – JETSET version 6.3 – an update. *Comput. Phys. Commun.* 43 (1987): 367–379
- [56] THEISEN, G.: Validation of the hadron shower simulation in MOZART. DESY, Juni 1993 (ZEUS-Note 93-049). Interner Bericht
- [57] TURLAY, R.: Report from the study group on detectors for charged current events. In: AMALDI, U. (Hrsg.); DESY, ECFA (Veranst.): *Proceedings of the Study on an ep Facility for Europe (Hamburg, 1979)*. Hamburg, 1979 (DESY 79/48), 377–414
- [58] WEBBER, B. R.: HERWIG at HERA. *Phys. HERA Proc.* [19], Bd. 3, 1354–62
- [59] WEBBER, B. R.: Quantum chromodynamics : Lecture course at DESY. Hamburg, DESY, Vorlesungsskript, Juni 1993
- [60] WOLF, G.: First results from HERA. In: ZERWAS, P. M. ; KASTRUP, H. A. (Hrsg.); RWTH Aachen (Veranst.): *QCD : 20 years later (Aachen, 1992)*. Bd. 1. Singapore: World Scientific, 1993, 335–384

- [61] Woudenberg, R. van ; Krakauer, D. ; Biltzinger, J., et al.: ZGANA : User Manual and Documentation. DESY, Oktober 1993. Interner Bericht (ZEUS)
- [62] Youngman, C.: The ZEUS data acquisition system. Hamburg, Oktober 1992 (DESY 92-150A)

