

Interner Bericht  
~~DESY F35D-96-04~~  
~~Februar 1996~~

## Hadronische Energieflußverteilungen in der tiefunelastischen $ep$ -Streuung

von

C. Eddelbüttel



**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"**

Hadronische  
Energieflußverteilungen  
in der tiefunelastischen  
*ep*-Streuung

Carsten Eddelbüttel<sup>v</sup>

II. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

Hamburg, im Februar 1996



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das ZEUS-Experiment</b>	<b>4</b>
2.1	Der Speicherring HERA . . . . .	4
2.2	Der ZEUS-Detektor . . . . .	4
2.3	Das Uran-Kalorimeter . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>12</b>
3.1	Die tiefunelastische Lepton-Nukleon-Streuung . . . . .	12
3.1.1	Das Quark-Parton-Modell . . . . .	14
3.1.2	Die Quantenchromodynamik . . . . .	14
3.1.3	Die Hadronbildung . . . . .	17
3.1.4	Das Hadron-Schwerpunktsystem . . . . .	17
3.2	Die Ereignissimulation . . . . .	17
3.2.1	Matrixelement-Berechnung des Stoßprozesses . . . . .	19
3.2.2	Modelle der QCD-Partonkaskaden . . . . .	19
3.2.3	Das Stringmodell der Hadronisierung . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Rekonstruktion der Daten</b>	<b>21</b>
4.1	Rekonstruktion der kinematischen Ereignisvariablen . . . . .	21
4.2	Bestimmung der $\eta$ -Auflösung . . . . .	23
4.3	Auswirkungen einer Positionskorrektur . . . . .	27
4.4	Berechnung der Korrekturfunktion . . . . .	29
4.5	Systematische Fehler . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Selektion der Daten</b>	<b>37</b>
5.1	Datenerfassung . . . . .	37
5.2	Ereignisselektion . . . . .	38
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>42</b>
6.1	Unkorrigierte Energieflußverteilungen . . . . .	42
6.2	Korrigierte Energieflußverteilungen im Laborsystem . . . . .	45
6.3	Korrigierte Energieflußverteilungen im HCM . . . . .	50
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>57</b>
<b>A</b>	<b>Glossar</b>	<b>59</b>
<b>B</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>60</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.0.1	<i>Darstellung eines tiefunelastischen Streueignisses</i>	2
2.1.1	<i>Der HERA-Speicherring</i>	5
2.2.1	<i>Längsschnitt (y-z-Ebene) des ZEUS-Detektors</i>	6
2.2.2	<i>Querschnitt (x-y-Ebene) des ZEUS-Detektors</i>	6
2.3.1	<i>Längsschnitt (y-z-Ebene) des Uran-Kalorimeters</i>	8
2.3.2	<i>Querschnitt (x-y-Ebene) des FCAL und RCAL</i>	9
2.3.3	<i>Querschnitt (x-y-Ebene) des BCAL</i>	9
2.3.4	<i>isometrisches Schnittbild des größten FCAL-Moduls</i>	10
3.1.1	<i>schematisches DIS-Diagramm nach dem Quark-Parton-Modell</i>	12
3.1.2	<i>QCD-Terme <math>O(\alpha_s)</math></i>	15
3.1.3	<i>Leiterdiagramm der Partondichte-Entwicklung</i>	16
3.2.1	<i>Schematische Darstellung der Generierung von DIS-Ereignissen</i>	18
4.1.1	<i>Energie- und Streuwinkelisolines des gestreuten Elektrons</i>	21
4.1.2	<i>Vergleich der Rekonstruktionsmethoden für die kinematischen Ereignisvariablen</i>	24
4.2.1	<i>Fehler der <math>\eta</math>-Rekonstruktion</i>	25
4.2.2	<i>Auflösung in verschiedenen <math>\eta</math>-Intervallen</i>	25
4.2.3	<i>Auflösung in zwei <math>\eta^*</math>-Intervallen</i>	26
4.2.4	<i>Auflösung in <math>\eta</math>, <math>\Delta\eta</math> und <math>\eta^*</math></i>	26
4.3.1	<i>Auswirkung einer Korrektur der Schauerposition im Kalorimeter</i>	28
4.4.1	<i>Korrekturfunktionen verschiedener <math>(Q^2, W^2)</math>-Intervallen</i>	30
4.5.1	<i>Modellabhängigkeit der Korrekturfunktionen in verschiedenen <math>(Q^2, W^2)</math>-Intervallen</i>	34
4.5.2	<i>Durch falsch rekonstruierte Boostvektoren erzeugte relative Unterschiede der transversalen Energieflußverteilungen im HCM in verschiedenen <math>(Q^2, W^2)</math>-Intervallen</i>	35
5.2.1	<i>Schematische Darstellung der Zeitmessung im Kalorimeter</i>	39
5.2.2	<i>Verteilung der selektierten Ereignisse in der <math>(x_{Bj}, Q^2)</math>-Ebene</i>	41
6.1.1	<i>Unkorrigierte transversale Energieflußverteilungen in verschiedenen <math>(Q^2, W^2)</math>-Intervallen</i>	42
6.1.2	<i>zur Erklärung des „schlechten Bins“ im HCM</i>	44
6.2.1	<i>Korrigierter transversaler Energiefluß in Abhängigkeit von <math>\eta</math> in verschiedenen <math>(Q^2, W^2)</math>-Intervallen</i>	46
6.2.2	<i>Korrigierter transversaler Energiefluß</i>	47
6.2.3	<i>Korrigierter transversaler Energiefluß in Abhängigkeit von <math>\Delta\eta</math> in verschiedenen <math>(Q^2, W^2)</math>-Intervallen</i>	48

6.2.4	<i>Korrigierter transversaler Energiefluß</i> . . . . .	49
6.3.1	<i>Korrigierter transversaler Energiefluß in Abhängigkeit von <math>\eta^*</math> in verschiedenen <math>(Q^2, W^2)</math>-Intervallen.</i> . . . . .	50
6.3.2	<i>Korrigierter transversaler Energiefluß</i> . . . . .	51
6.3.3	<i>Korrigierter transversaler Energiefluß</i> . . . . .	52
6.3.4	<i>Transversaler Energiefluß bei <math>\eta^* \approx 0</math></i> . . . . .	53
6.3.5	<i>Transversaler Energiefluß bei <math>\eta^* \approx 0</math> und bei <math>\eta^* \approx 2.5</math></i> . . . . .	53

# Tabellenverzeichnis

2.1.1 einige technische Daten von HERA . . . . .	5
2.2.1 einige Daten des ZEUS-Detektors . . . . .	7
3.1.1 kinematische Ereignisvariablen für die tiefunelastische Streuung (DIS)	13
4.5.1 Systematische Fehler und ihre typische Größe . . . . .	33
5.2.1 Selektionsschnitte . . . . .	38
6.1.1 Modelle, mit denen die Daten verglichen werden und der entsprechende Monte-Carlo-Generator. . . . .	43
6.3.1 Transversaler Energiefluß bei $\eta^* \approx 0$ im Intervall $-0.8 \leq \eta^* \leq +0.8$ in Abhängigkeit von $W^2$ in verschiedenen $Q^2$ -Intervallen; die Fehler der korrigierten Daten enthalten die statistischen und systematischen Fehler (quadratisch addiert). Daneben sind Voraussagen der BFKL-Entwicklungsgleichungen angegeben [SUT96], die auf Partonniveau durchgeführt wurden. . . . .	55
6.3.2 Transversaler Energiefluß bei $\eta^* \approx 0$ im Intervall $-0.8 \leq \eta^* \leq +0.8$ (zentraler Bereich) und im Stromjetbereich bei $\eta^* \approx 2.5$ in Abhängigkeit von $Q^2$ im größten $W^2$ -Intervall; die Fehler der korrigierten Daten enthalten die statistischen und systematischen Fehler (quadratisch addiert). . . . .	56

# Kapitel 1

## Einleitung

Im Juni 1992 wurden am Speicherring HERA in Hamburg die Messungen mit den beiden Experimenten H1 und ZEUS begonnen. Im Jahr 1994 lagen die Strahlenergien der Elektronen und Protonen bei  $27.5\text{GeV}$  bzw.  $820\text{GeV}$ . Die dabei erreichte Schwerpunktennergie von  $300\text{GeV}$  liegt etwa eine Größenordnung über dem in bisherigen Lepton-Nukleon-Streuexperimenten zugänglichen Bereich. Der bei HERA für Ereignisse der tiefunelastischen Streuung untersuchbare kinematische Bereich erstreckt sich in der Variablen  $Q^2$  etwa zwei Größenordnungen höher und in der Variablen  $x_{Bj}$  etwa zwei Größenordnungen niedriger als bei den bisher ausschließlich durchgeführten *Fixed-Target-Experimenten*<sup>1</sup>.

Mit dem in den 60er Jahren entwickelten Quark-Parton-Modell allein ist man nicht in der Lage, den hadronischen Endzustand von tiefunelastischen Streueignissen richtig zu beschreiben. Vielmehr müssen Erweiterungen durch die Quantenchromodynamik berücksichtigt werden, damit die Ergebnisse von Monte-Carlo-Modellrechnungen mit den gemessenen Daten übereinstimmen. Ein wichtiges Ergebnis bisheriger Analysen der beiden Experimente H1 und ZEUS ist die Beobachtung, daß die Partondichte bei festen Werten von  $Q^2$  mit abnehmenden Werten der Variablen  $x_{Bj}$  stark ansteigt. Diese Entdeckung stellt die Gültigkeit der sog. *DGLAP*-Entwicklungsgleichungen, mit denen die Entwicklung der Partondichten mit  $Q^2$  beschrieben wird, im bei HERA zugänglichen kinematischen Bereich in Frage. Mit diesen Entwicklungsgleichungen konnten die Ergebnisse bei großen Werten von  $x_{Bj}$  aus den *Fixed-Target-Experimenten* zufriedenstellend beschrieben werden. Mit einem anderen Ansatz, den sog. *BFKL*-Entwicklungsgleichungen, können Voraussagen für die Änderung der Partondichtefunktionen im Bereich sehr kleiner Werte von  $x_{Bj}$  bei festen Werten von  $Q^2$  gemacht werden.

Derzeit wird intensiv nach Anzeichen gesucht, die die Entscheidung erlauben, ob die Partonverteilungen im Proton bei sehr kleinen Werten von  $x_{Bj}$  von den *DGLAP*- oder den *BFKL*-Entwicklungsgleichungen besser beschrieben werden. Die Messung der Strukturfunktion  $F_2$  allein erlaubt noch keine Unterscheidung zwischen diesen beiden Konzepten. Von theoretischer Seite gibt es jedoch Hinweise darauf, daß die Untersuchung des hadronischen Endzustands Ergebnisse liefert, die eine solche Entscheidung ermöglichen könnten. Es handelt sich dabei um die Analyse der Jetrate in Vorwärtsrichtung [KWI92] sowie die Analyse des transversalen Energieflusses [KWI94]. Diese Ideen sind in früheren Arbeiten der H1-Kollaboration (z.B. [ABT94], [AID95]) bereits aufgegriffen worden. Bei diesen Analysen standen nur die älteren Versionen der auch in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Programme, in denen

---

<sup>1</sup>d.h. Experimente mit ruhendem Zielteilchen

verschiedene Entwicklungskonzepte für die Partondichtefunktionen implementiert sind, zur Verfügung. Es wurden Übereinstimmungen der Daten und den Voraussagen der BFKL-Entwicklungsgleichungen gefunden, die jedoch nicht eindeutig zu einer Favorisierung gegenüber den DGLAP-Entwicklungsgleichungen führten.

In dieser Arbeit werden Verteilungen des transversalen Energieflusses in einem großen Bereich der Variablen  $Q^2$  und  $W^2$  gemessen und mit verschiedenen neueren Monte-Carlo-Berechnungen verglichen. Die in dieser Arbeit gezeigten hadronischen Energieflußverteilungen sind aus den Daten bestimmt worden, die im Jahr 1994 mit dem ZEUS-Detektor aufgezeichnet wurden. Abbildung 1.0.1 zeigt ein Ereignis der tiefunelastischen Streuung bei einem recht hohen 4-Impulsübertrag von  $Q^2 \approx 2750 \text{ GeV}^2$ , wie es vom Computerprogramm LAZE dargestellt wird. Links ist ein Querschnitt und rechts ein Längsschnitt des ZEUS-Detektors dargestellt. Die größte hadronische Aktivität findet man in Richtung des einlaufenden Protons in der unteren Hälfte des Vorwärtskalorimeters sowie im vorderen unteren Bereich des zentralen Kalorimeters, das Elektron wurde unter einem relativ großen Winkel in den oberen Bereich des zentralen Kalorimeters gestreut. Im Querschnitt erkennt man sehr gut die für tiefunelastische Streuung typische Jetstruktur des Ereignisses, wobei der sog. *Stromjet* den Transversalimpuls des gestreuten Elektrons balanciert.

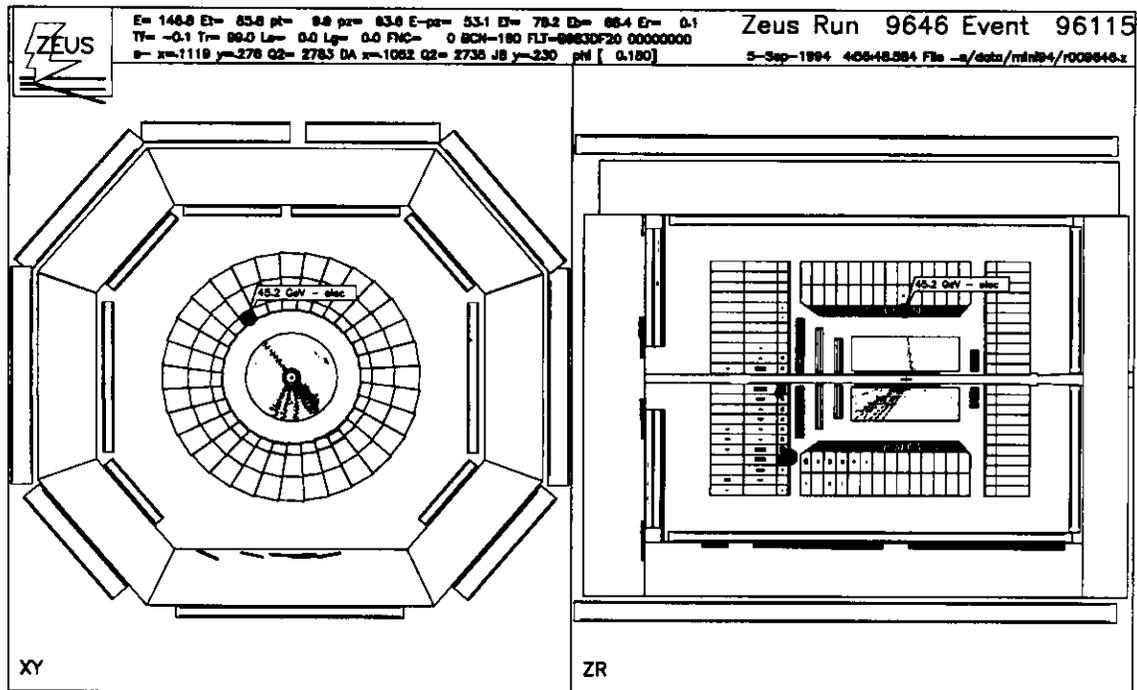


Fig. 1.0.1. Darstellung eines tiefunelastischen Streueignisses mit dem Programm LAZE.

Mit Ausnahme der Ereignisvertices wurden alle Informationen für die vorliegende Analyse ausschließlich aus den Signalen des hochauflösenden Uran-Szintillator-Kalorimeters gewonnen. Die Kalorimetrie ist wegen den bei HERA erreichbaren hohen Energien das geeignete Mittel zum Studium des hadronischen Endzustands, da sich die relative Energieauflösung von Kalorimetern im Gegensatz zu Spurkammern mit zunehmender Teilchenenergie verbessert und auch elektrisch neutrale Teilchen nachweisbar sind. Es bietet sich daher an, den unmittelbar aus den Kalorimeter-

informationen zugänglichen hadronischen Energiefluß zu untersuchen, um die Voraussagen verschiedener Monte-Carlo-Modelle zur Beschreibung von QCD-Effekten zu überprüfen. Aus der Messung des *transversalen* Energieflusses erhofft man sich Aufschluß über die bei HERA-Energien anzuwendenden Entwicklungsgleichungen für die Partondichte in Abhängigkeit von den Variablen  $Q^2$  und  $x_{Bj}$ .

Zwei Modelle zur Beschreibung der QCD-Erweiterungen des Quark-Parton-Modells werden in dieser Arbeit näher untersucht. Die beiden Modelle unterscheiden sich insbesondere bei der Simulation von Gluonabstrahlungen; während beim Partonschauermodell die Transversalimpulse der abgestrahlten Gluonen streng geordnet sind, gibt es beim Farbdipolmodell diese strenge Ordnung nicht. Dieser Unterschied führt zu verschiedenen Voraussagen über die transversale Energie im Bereich zwischen Stromjet und dem Protonrest.

# Kapitel 2

## Das ZEUS-Experiment

### 2.1 Der Speicherring HERA

Im Jahr 1992 wurde am DESY in Hamburg der Speicherring HERA in Betrieb genommen. Einen Gesamtüberblick über diese Beschleunigeranlage gibt Abbildung 2.1.1, einige technische Daten sind in Tabelle 2.1.1 aufgeführt. Im Jahr 1994 waren die Detektoren H1 und ZEUS in Betrieb, das Experiment HERMES befand sich im Aufbau und das Experiment HERA-B in der Planungsphase. Es handelt sich bei HERA um den ersten Elektron-Proton-Speicherring überhaupt. Die Elektronen<sup>1</sup> und Protonen werden in zwei getrennten Ringen auf  $27.5\text{GeV}$  bzw.  $820\text{GeV}$  (Werte für das Jahr 1994) beschleunigt und können an bis zu vier Stellen zur Kollision gebracht werden. Um die Protonen bei dieser hohen Energie auf der Kreisbahn halten zu können, sind supraleitende Ablenkmagnete notwendig, die mit flüssigem Helium auf  $4.2\text{K}$  abgekühlt werden; für den Elektronenring sind normaleitende Ablenkmagnete ausreichend. Da sich bei voller Befüllung mit je 210 Teilchenpaketen alle  $96\text{ns}$  ein Elektron- und ein Protonpaket treffen, werden hohe Anforderungen an die Schnelligkeit der Ausleselektronik und der drei Triggerstufen des ZEUS-Experiments gestellt, um aufeinanderfolgende Ereignisse sicher trennen zu können.

### 2.2 Der ZEUS-Detektor

Die ZEUS-Kollaboration umfaßt etwa 450 Wissenschaftlern aus elf Ländern. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden mit dem ZEUS-Detektor ausgeführt. Sein Aufbau ist in den Abbildungen 2.2.1 und 2.2.2 dargestellt, einige technische Daten sind in Tabelle 2.2.1 aufgeführt. Die x-Achse des rechtshändigen ZEUS-Koordinatensystems zeigt in die Richtung des Beschleuniger-Mittelpunktes, die z-Achse, auch *Vorwärtsrichtung* genannt, in die Richtung des Protonen-Strahls. Die Aufgabe des ZEUS-Detektors ist die möglichst vollständige Erfassung der bei einer Elektron-Proton-Wechselwirkung erzeugten Teilchen. Dazu gehören insbesondere die Bestimmung von Streuwinkel, Impuls und Energie dieser Teilchen.

Die Messung der oben genannten kinematischen Größen erfolgt durch das Zusammenwirken der einzelnen Detektorkomponenten, die in mehreren Lagen um den nominalen Wechselwirkungspunkt herum angeordnet sind. Der Grund für den in z-Richtung asymmetrischen Aufbau sind die unterschiedlichen Strahlenergien (vgl. Tabelle 2.1.1) von Elektronen und Protonen. Im Laborsystem ist daher in

---

<sup>1</sup>Es können statt der Elektronen auch ihre Antiteilchen, die positiv geladenen Positronen gespeichert werden. Wird im folgenden von Elektronen gesprochen, so gilt das Gesagte in gleicher Weise auch für die Positronen.

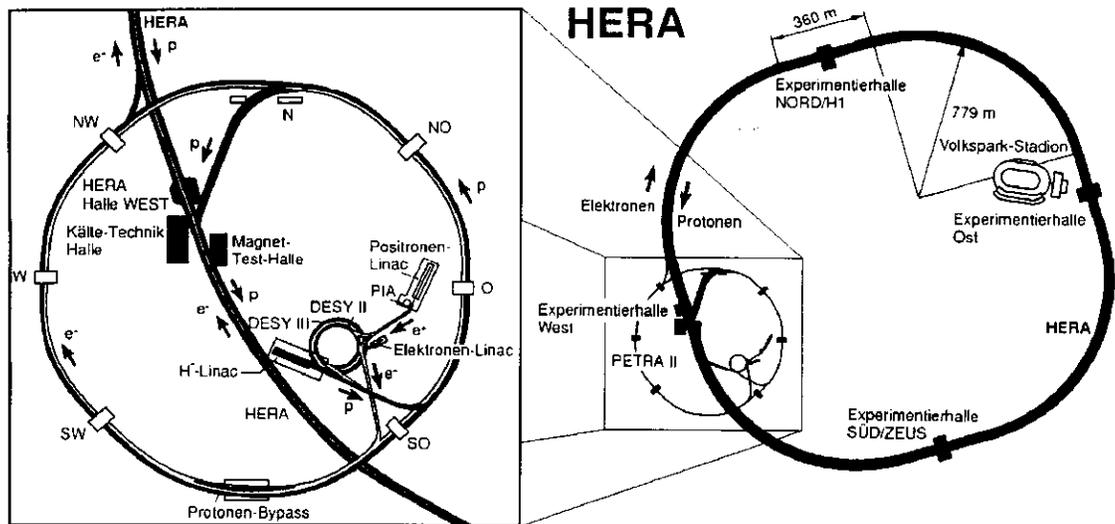


Fig. 2.1.1. Der HERA-Speicherring

Größe	Designwert		Wert 1994	
	<i>e</i> -Ring	<i>p</i> -Ring	<i>e</i> -Ring	<i>p</i> -Ring
Strahlenergie [ <i>GeV</i> ]	30	820	27.5	820
Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ [ <i>GeV</i> ]	314		300	
Umfang [ <i>m</i> ]	6336			
Anzahl Teilchenpakete	210	210	154	154
Anzahl möglicher Wechselwirkungspunkte	4			
Zeit zwischen zwei Wechselwirkungen [ <i>ns</i> ]	96			
Luminosität [ $cm^{-2}s^{-1}$ ]	$1.5 \times 10^{31}$		$1.4 \times 10^{30}$	
integrierte Luminosität [ <i>pb</i> <sup>-1</sup> ]	150		6.2	
Führungsmagnetfeld [ <i>T</i> ]	0.165	4.68	0.15	4.68

Tab. 2.1.1. einige technische Daten von HERA

Vorwärtsrichtung mit weitaus größeren Teilchenzahlen und Teilchenenergien als in Rückwärtsrichtung zu rechnen. Im folgenden werden die wichtigsten Detektorkomponenten kurz vorgestellt, beginnend mit den am dichtesten am Wechselwirkungspunkt liegenden Komponenten. Das Uran-Kalorimeter soll eingehend beschrieben werden, da die vorliegende Arbeit auf dessen Daten basiert.

Dem Wechselwirkungspunkt am nächsten befinden sich mehrere Spurendetektoren<sup>2</sup>, die für die Rekonstruktion von Teilchenspuren und Wechselwirkungspunkt

<sup>2</sup>Beschreibungen der verwendeten Detektortypen finden sich z.B. in [KLE92]

Overview of the ZEUS Detector  
(longitudinal cut)

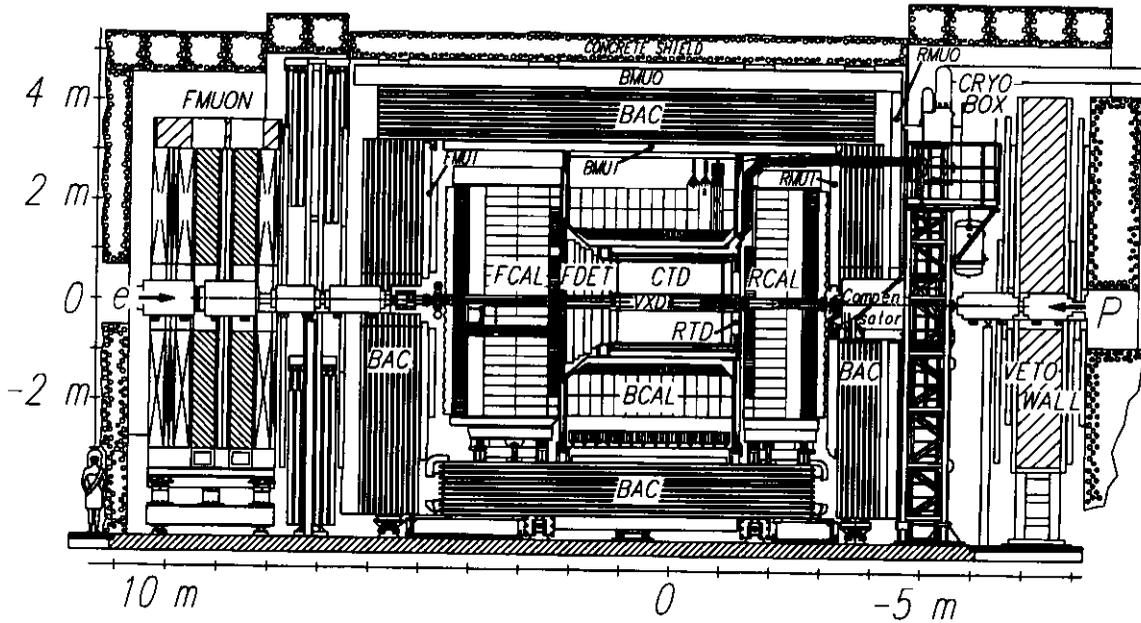


Fig. 2.2.1. Längsschnitt ( $y$ - $z$ -Ebene) des ZEUS-Detektors; die Beschreibung der einzelnen Komponenten befindet sich im Text.

Overview of the ZEUS Detector  
(cross section)

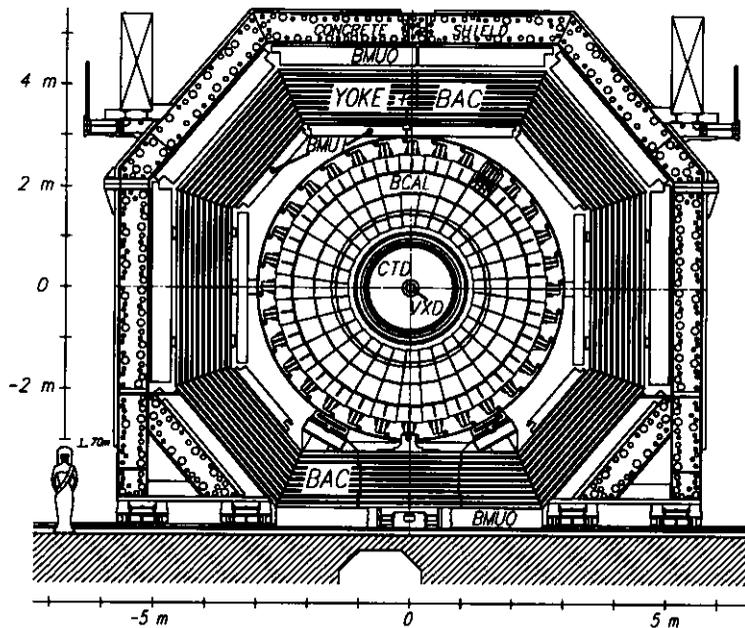


Fig. 2.2.2. Querschnitt ( $x$ - $y$ -Ebene) des ZEUS-Detektors

verwendet werden:

- Der Vertexdetektor (VXD) umschließt den nominalen Wechselwirkungspunkt. Die sehr gute Ortsauflösung von etwa  $50\mu\text{m}$  des als Driftkammer konstruierten VXD ermöglicht den Nachweis sehr kurzlebiger Teilchen und verbessert die Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes.
- Der VXD wird von der zentralen Spurkammer (CTD) umschlossen. Diese

Größe	Wert
Energieauflösung Hadronen $\frac{\sigma(E)}{E}$	$\frac{0.35}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 0.02$
Energieauflösung Elektronen $\frac{\sigma(E)}{E}$	$\frac{0.18}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 0.01$
Impulsauflösung geladener Teilchen $\frac{\sigma(p)}{p}$	$0.002 \times p[\frac{\text{GeV}}{c}] \oplus 0.003$

Tab. 2.2.1. einige Daten des ZEUS-Detektors,  $\oplus$  symbolisiert quadratische Addition

zylindrische Driftkammer besitzt eine Ortsauflösung von etwa  $120\mu\text{m}$  in x- und y-Richtung sowie etwa  $1\text{mm}$  in z-Richtung.

- Vor und hinter der CTD befinden sich drei planare Vorwärts- bzw. eine planare Rückwärts-Spurkammer (**FDET** bzw. **RTD**), Driftkammern mit einer Ortsauflösung von etwa  $120\mu\text{m}$ . Zwischen den Vorwärts-Spurkammern befinden sich Übergangsstrahlungsdetektoren (zu FDET), die Teilchen gleicher Energie aber unterschiedlicher Ruhemassen separieren. FDET und RTD ermöglichen eine Spurrekonstruktion auch unter kleinen Winkeln (FDET ab  $7^\circ$ , RTD bis  $170^\circ$ ).

Diese Detektoren sind von einem supraleitenden Solenoid umgeben, der ein axiales Magnetfeld von  $1.43\text{T}$  erzeugt. Dies ermöglicht die Ermittlung der Teilchenimpulse aus dem Krümmungsradius der Spuren. Der Einfluß dieses Magneten auf die Teilchenstrahlen wird durch eine Hochfeld-Solenoidspule (**Compensator**) ausgeglichen.

Den eben beschriebenen inneren Teil des Detektors umschließt das hochauflösende Uran-Szintillator-Kalorimeter<sup>3</sup>, das im nächsten Abschnitt genauer beschrieben wird. Das DU-Kalorimeter wird vom äußeren Kalorimeter (**BAC**) umschlossen, einem mit Proportionalkammern instrumentierten Eisenjoch, das der Rückführung des magnetischen Flusses des Solenoidmagneten dient. In den analog ausgelesenen Proportionalkammern wird die Restenergie der von energiereichen Hadronen ausgelösten Teilchenschauer gemessen, die vom DU-Kalorimeter nicht vollständig erfaßt wurden. Direkt innerhalb und außerhalb des äußeren Kalorimeters befinden sich elektronisch ausgelesene Streamerkammern, mit denen Myonen identifiziert und deren Energie gemessen wird. Da Myonen nur wenig mit Materie wechselwirken, durchqueren sie im Gegensatz zu den übrigen bei der Wechselwirkung erzeugten Teilchen nahezu unbeeinflusst das DU-Kalorimeter sowie das Eisenjoch und können durch den Nachweis in den äußeren Streamerkammern identifiziert werden.

Weitere Komponenten des ZEUS-Detektors sind

- die Vetowand (**VETOWALL**), eine mit Szintillatorzählern instrumentierte Eisenwand, die sog. *Haloteilchen*<sup>4</sup> nachweisen soll. Durch Verwerfen von Ereignissen, bei denen die Vetowand anspricht, können Untergrund- und *ep*-Streuereignisse voneinander getrennt werden.

<sup>3</sup>auch *DU*-Kalorimeter, *DU* = depleted uranium, engl.: abgereichertes Uran. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [HOL93], Informationen zum Betrieb in [CRI94].

<sup>4</sup>Haloteilchen entstehen bei Reaktionen von Strahlprotonen mit Atomen des Restgases im Protonenspeicherring und begleiten den Protonenstrahl.

- der Luminositätsdetektor, mit dem durch Koinzidenzmessung von Elektronen und Photonen die QED-Bremsstrahlungsrate ermittelt wird. Da der Wirkungsquerschnitt für diesen beim gegenseitigen Durchdringen der Elektron- und Protonpakete auftretenden Prozeß sehr genau bekannt ist, kann aus der gemessenen und akzeptanzkorrigierten Ereignisrate des QED-Bremsstrahlungsprozesses die Luminosität für Elektron-Proton-Wechselwirkungen berechnet werden.
- das *Leading Proton Spectrometer*, dessen sechs Komponenten in Protonrichtung strahlabwärts aufgebaut sind und dem Nachweis von *diffaktiv* gestreuten Protonen bzw. von Teilchen, deren Impuls nur wenig von der Richtung des Protonenstrahls abweicht, dienen.

## 2.3 Das Uran-Kalorimeter

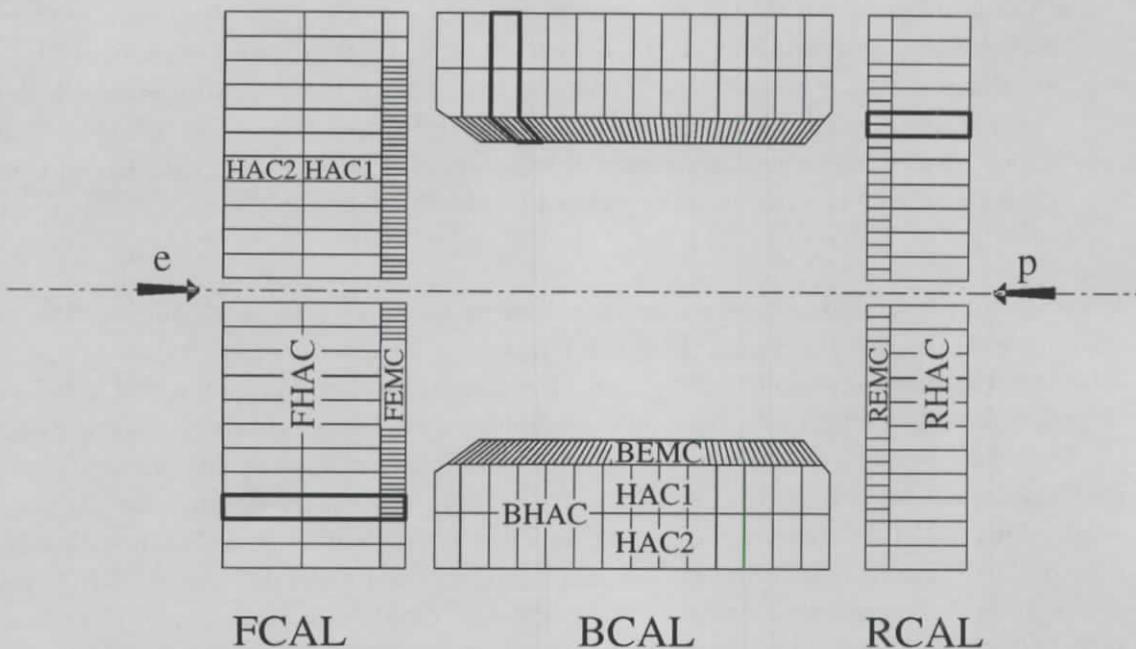
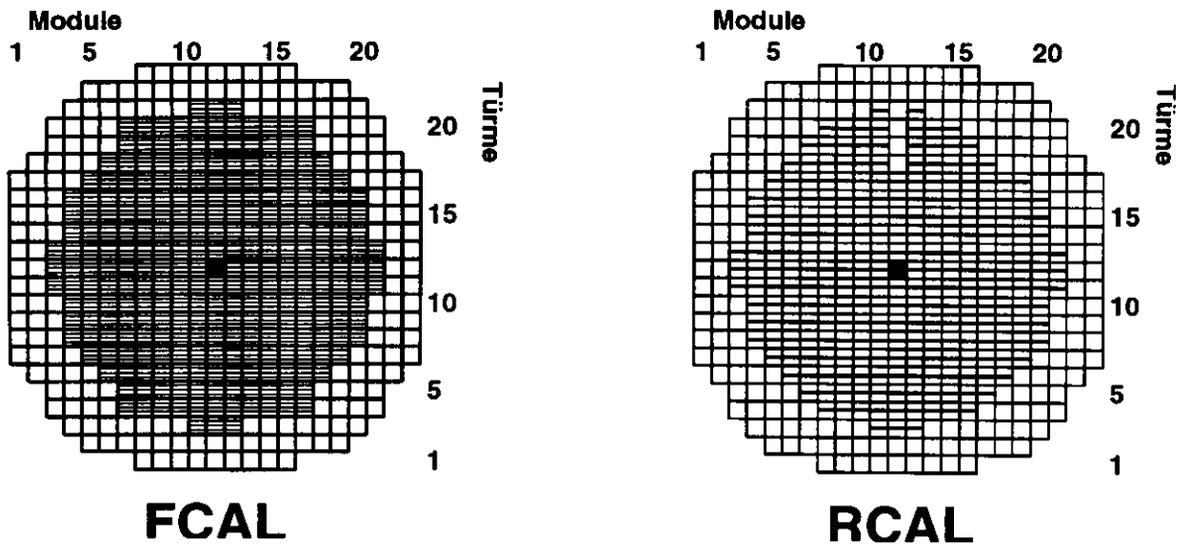
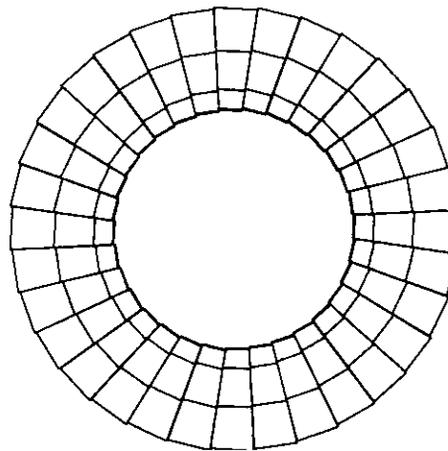


Fig. 2.3.1. Längsschnitt ( $y$ - $z$ -Ebene) des Uran-Kalorimeters

Die Spurrkammern werden nahezu hermetisch<sup>5</sup> (99.8 % der Vorwärts- und 99.5 % der Rückwärtshemisphäre des gesamten Raumwinkels) vom hochauflösenden Uran-Szintillator-Kalorimeter umschlossen. Es handelt sich um ein Stichproben- (*sampling*)-Kalorimeter, das aus abwechselnden Lagen von Absorber- und Szintillatormaterial besteht. Als Absorber dienen beim Kalorimeter des ZEUS-Detektors etwa 3mm starke Platten aus einer Legierung von 98.1%  $^{238}\text{U}$ , 1.7% Nb und 0.2%  $^{235}\text{U}$ , die etwa 2.6mm starken Szintillatorplatten bestehen aus organischem Material. Die Schichtdicken sind so gewählt, daß das  $\frac{\epsilon}{h}$ -Signalverhältnis<sup>6</sup> gerade gleich Eins wird; das Kalorimeter wird daher als *kompensierend* bezeichnet. Ein kompensierendes Kalorimeter hat eine optimale Energieauflösung für Hadronen, da der Einfluß des während

<sup>5</sup>Als hermetisch bezeichnet man einen Detektor, der den gesamten Raumwinkel von  $4\pi$  überdeckt.

<sup>6</sup>d.h. das Verhältnis der im Kalorimeter deponierten Energie von Elektronen und Hadronen gleicher Energie

Fig. 2.3.2. Querschnitt ( $x$ - $y$ -Ebene) des FCAL und RCALFig. 2.3.3. Querschnitt ( $x$ - $y$ -Ebene) des BCAL

der Schauerbildung entstehenden „elektromagnetischen“ Anteils an hadronischen Schauern auf den Fehler der Energiemessung minimiert wird. Der statistische Fehler bei der Messung von Hadron-Energien setzt sich aus dem statistischen Fehler des Schauerbildungsprozesses selbst sowie aus statistischen Schwankungen in den Anteilen der elektromagnetischen und hadronischen Komponente innerhalb des Schauers zusammen. Für ein  $\frac{e}{h}$ -Signalverhältnis von Eins spielt jedoch die Zusammensetzung des Schauers aus elektromagnetischer und hadronischer Komponente keine Rolle für die Energiemessung, so daß der Fehler allein durch die statistischen Schwankungen des Schauerbildungsprozesses bestimmt ist. Ein weiterer Vorteil dieses Kalorimeters sind die vom  $^{238}\text{U}$  bei dessen natürlichen Zerfällen emittierten  $\alpha$ -Teilchen [MEY84]. Da deren Energie sehr genau bekannt ist, liefern sie ein Kalibrationssignal, das wegen der großen Halbwertszeit des  $^{238}\text{U}$  von etwa  $4.5 \times 10^9$  Jahren sehr stabil ist.

Das im Szintillator erzeugte UV-Licht wird in den Wellenlängenschiebern in Licht größerer Wellenlänge umgewandelt und auf Photoröhren geleitet, die das Licht in elektrische Signale umsetzen. Anhand der Größe und Form des Signals kann auf die Lichtmenge bzw. deponierte Energie und daraus auf die Energie des deponierenden Teilchens zurückgerechnet werden. Die im Teststrahl gemessene hadronische Ener-

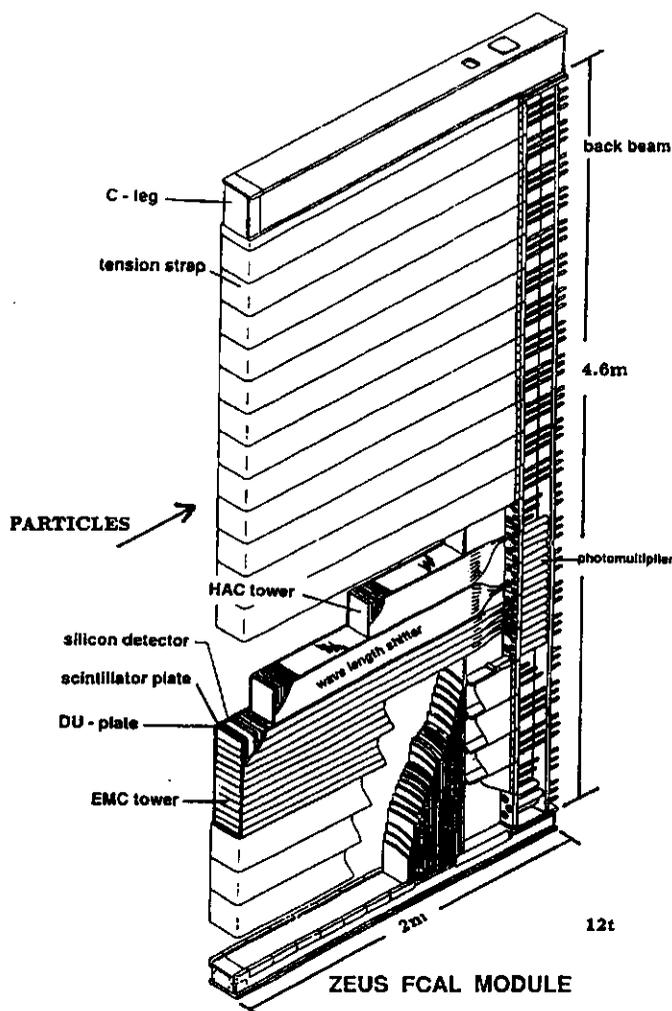


Fig. 2.3.4. isometrisches Schnittbild des größten FCAL-Moduls

gieauflösung des Kalorimeters beträgt  $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.35}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 0.02$ , die Energieauflösung für Elektronen  $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus 0.01$ , vgl. auch Tabelle 2.2.1.

Das Kalorimeter ist mechanisch in drei Teile aufgeteilt (vgl. Abbildung 2.3.1):

- Das Vorwärtskalorimeter (**FCAL**) überdeckt Polarwinkel  $2.2^\circ \leq \vartheta \leq 39.9^\circ$ , d.h. den *Pseudorapiditätsbereich*<sup>7</sup>  $1.0 \leq \eta \leq 4.0$
- das zentrale Kalorimeter (**BCAL**) überdeckt Polarwinkel  $36.7^\circ \leq \vartheta \leq 129.1^\circ$ , d.h.  $-0.7 \leq \eta \leq 1.1$
- das Rückwärtskalorimeter (**RCAL**) überdeckt Polarwinkel  $128.1^\circ \leq \vartheta \leq 176.5^\circ$ , d.h.  $-3.5 \leq \eta \leq -0.7$ .

FCAL und RCAL sind weiter in 23 senkrechte *Module* von 20cm Breite und diese wiederum in elf bis 23 einzelne *Türme* von je 20cm Höhe so aufgeteilt, daß sich in etwa ein kreisförmiger Querschnitt von 4.6m ergibt (vgl. Abbildung 2.3.2). Jeder

<sup>7</sup>Einem Polarwinkel  $\vartheta$  wird die Pseudorapidität  $\eta := -\ln(\tan(\frac{\vartheta}{2}))$  zugeordnet.

Turm des FCAL ist in vier elektronische (*EMC*-) und zwei hadronische (*HAC*-) Zellen unterteilt, jeder RCAL-Turm in zwei EMC- und eine HAC-Zelle<sup>8</sup>. Das BCAL ist azimuthal in 32 Module und in z-Richtung in 14 Türme aufgeteilt (vgl. Abbildung 2.3.3). Im Gegensatz zu FCAL und RCAL sind die insgesamt 53 EMC-Zellen je Turm des BCAL projektiv im Polarwinkel zum nominalen Wechselwirkungspunkt hin ausgerichtet. Die EMC-Zellen jedes Kalorimeterteils bilden dessen *EMC-Sektion*, die HAC-Zellen von FCAL und BCAL bilden zwei hintereinanderliegende HAC-Sektionen, das RCAL besitzt nur eine HAC-Sektion. Der prinzipielle Aufbau, der in allen drei Teilen des Kalorimeters gleich ist, wird am Beispiel des größten FCAL-Moduls in Abbildung 2.3.4 gezeigt.

Dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegen die EMC-Sektionen, dahinter sind die HAC-Sektionen angeordnet. Jede Zelle wird getrennt von zwei Wellenlängenschiebern und zwei Photoröhren ausgelesen. Die beiden Signale können dazu verwendet werden, durch Wichtung der beiden gemessenen Photoröhren-Signale die Ortsauflösung der x-Koordinate innerhalb der einzelnen Zellen zu verbessern (vgl. Kapitel 4.3). Dazu nutzt man die gemessene logarithmische Abschwächung des im Szintillator erzeugten UV-Lichtes innerhalb des Szintillators. Von der Differenz der beiden Photoröhren-Signale kann damit auf die Entfernungsdifferenz des Schwerpunktes der Energiedeposition innerhalb der Zelle zu den beiden Wellenlängenschiebern geschlossen werden. Ist eine der beiden Photoröhren einer Zelle defekt, kann die Zelle zumindest noch ausgelesen werden.

In allen drei Teilen des Kalorimeters befindet sich in der EMC-Sektion nach der vierten Szintillatorplatte (im FCAL zusätzlich nach der siebten) eine Aussparung, die den *HES*-Detektor<sup>9</sup> aufnehmen soll. Er besteht aus einem Feld von Halbleiterdetektoren mit einer Fläche von jeweils  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  und kann damit die Ortsauflösung des Kalorimeters um eine Größenordnung verbessern. Bisher ist der HES-Detektor nur im RCAL einsatzbereit. Seine Informationen werden in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet.

---

<sup>8</sup>In den Randbereichen, die vom BCAL überdeckt werden, sind die EMC-Zellen durch eine zusätzliche HAC-Zelle ersetzt.

<sup>9</sup>HES = Hadron-Elektron-Separator

# Kapitel 3

## Theoretische Grundlagen

### 3.1 Die tiefunelastische Lepton-Nukleon-Streuung

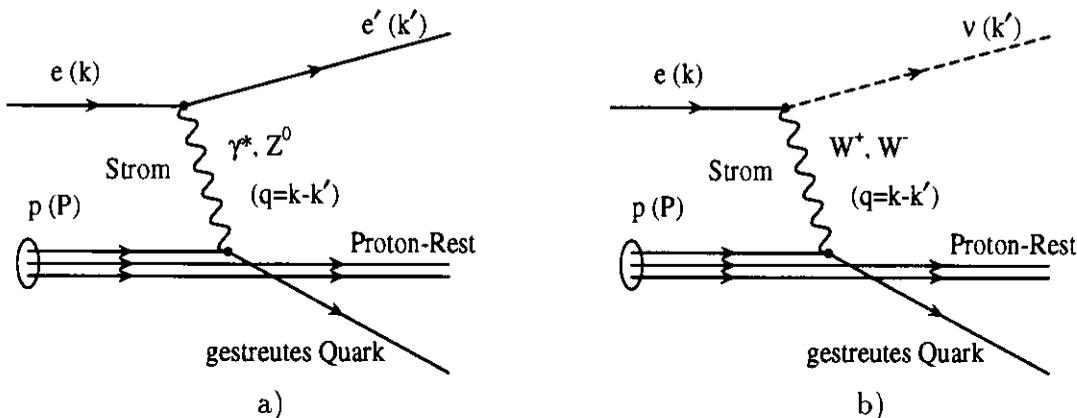


Fig. 3.1.1. schematisches DIS-Diagramm nach dem Quark-Parton-Modell (QPM), a) für ein NC-Ereignis, b) für ein CC-Ereignis.

Bei HERA werden Leptonen (Elektronen oder Positronen) an Nukleonen (Protonen) gestreut. Da Leptonen keine Farbladung tragen, handelt es sich um eine elektroschwache Wechselwirkung. Das die Wechselwirkung vermittelnde Eichboson ist folglich ein virtuelles Photon (elektromagnetische Wechselwirkung) oder eines der schwachen Eichbosonen  $Z^0$  oder  $W^\pm$  (schwache Wechselwirkung). Bei Austausch eines Photons oder  $Z^0$  spricht man von Ereignissen mit *neutralem Strom* (NC), sonst von Ereignissen mit *geladenem Strom* (CC). Abbildung 3.1.1 zeigt beide Prozesse in nullter Ordnung der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ . Als *tiefunelastisch* werden diejenigen Lepton-Nukleon-Streuereignisse bezeichnet, bei denen das negative Quadrat des ausgetauschten 4-Impulses  $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$  signifikant größer als Null ist<sup>1</sup>. In der vorliegenden Analyse werden nur NC-Ereignisse untersucht, die durch ein gestreutes Elektron im Endzustand gekennzeichnet sind. Außerdem wird der Einfachheit halber von Photonen als Austauschteilchen gesprochen werden, da der  $Z^0$ -Austausch wegen dessen großer Masse erst bei sehr hohen Impulsüberträgen  $Q^2$  signifikant zum Wirkungsquerschnitt beiträgt.

Bei gegebener Schwerpunktenenergie  $\sqrt{s}$  läßt sich der inklusive Streuprozess durch zwei der in Tabelle 3.1.1 gegebenen Variablen  $x_{Bj}$ ,  $y$ ,  $Q^2$  und  $W^2$  vollständig beschreiben. Damit ist auch der Wirkungsquerschnitt eine Funktion zweier unabhängi-

<sup>1</sup>Man wählt typischerweise die Bedingung  $Q^2 \gtrsim 1\text{GeV}^2$

kinematische Ereignisvariable	Bedeutung
$k / k'$	4-Impuls des Elektrons vor / nach dem Streuprozess
$P$	4-Impuls des Protons vor dem Streuprozess
$E_e / E_p$	Energie des Elektron- / Proton-Strahls
$s = (k + P)^2 \approx 4 \cdot E_e \cdot E_p$	Quadrat der Schwerpunktenenergie
$q^2 = -Q^2 = (k - k')^2$	Quadrat des 4-Impuls-Übertrags
$Q_{max}^2 = s$	maximaler Wert für $Q^2$
$\nu = \frac{q \cdot P}{M_p}$	Energie-Übertrag im Proton-Ruhesystem
$\nu_{max} = \frac{s}{2 \cdot M_p} = \frac{2 \cdot E_e \cdot E_p}{M_p}$	maximaler Energie-Übertrag
$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}$	Bruchteil des Energie-Übertrags
$x_{B_j} = \frac{Q^2}{2q \cdot P} = \frac{Q^2}{2 \cdot \nu \cdot M_p} = \frac{Q^2}{y \cdot s}$	Björken-Skalenvariable; im Quark-Parton-Modell gleich dem Impulsbruchteil des gestreuten Quarks am gesamten Proton-Impuls.
$W^2 = (q + P)^2 \approx \frac{Q^2 \cdot (1 - x_{B_j})}{x_{B_j}}$	Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustands

Tab. 3.1.1. kinematische Ereignisvariablen für die tiefunelastische Streuung (DIS)

ger Variablen. Mit den *Strukturfunktionen*  $F_1$  und  $F_2$ , die die Information über die innere Struktur des Protons tragen, läßt sich der Wirkungsquerschnitt folgendermaßen schreiben:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_{B_j}dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_{B_j}Q^4} \cdot [x_{B_j}y^2 F_1(x_{B_j}, Q^2) + (1-y)F_2(x_{B_j}, Q^2)].$$

Dabei wurde die paritätsverletzende schwache Wechselwirkung vernachlässigt, die eine dritte Strukturfunktion  $F_3$  verlangen würde. Der Vorfaktor, der im wesentlichen die Lepton-Photon-Kopplung beschreibt, ist wegen der Strukturlosigkeit von Lepton und Photon sehr einfach. Die experimentell entdeckte Tatsache, daß die Strukturfunktionen annähernd in der dimensionslosen Variablen  $x_{B_j}$  skalieren, d.h. sie sind fast unabhängig von der zweiten Variablen  $Q^2$ , deutet auf eine Streuung an punktförmigen Streuzentren innerhalb des Protons, den sog. *Partonen*, hin. Weiterhin wurde die *Callan-Gross-Relation*

$$2x_{B_j}F_1(x_{B_j}) = F_2(x_{B_j})$$

experimentell bestätigt, welche impliziert, daß die Partonen Teilchen mit Spin  $\frac{1}{2}$  sind.

### 3.1.1 Das Quark-Parton-Modell

Die Beobachtung des Skalierens der Strukturfunktionen sowie die Verifizierung der Callan-Gross-Relation führte zur Entwicklung des *Quark-Parton-Modells* (QPM), in welchem die Partonen mit den Quarks identifiziert werden. Die Strukturfunktion  $F_2$  enthält im Quark-Parton-Modell nur die Ladungen  $e_i$  und Impulsverteilungen  $f_i$  der verschiedenen Partonsorten  $i$ , d.h.

$$F_2(x_{Bj}) = x_{Bj} \cdot \sum_i e_i^2 f_i(x_{Bj}).$$

Außerdem kann in einem Bezugssystem, in dem das Proton einen sehr großen Impuls besitzt, d.h.  $|\vec{P}| \gg M_P$ , die Variable  $x_{Bj}$  mit dem Impulsanteil des gestreuten Quarks am Gesamtimpuls des Protons identifiziert werden. Durch die Festlegung eines bestimmten Bezugssystems ist diese Interpretation allerdings nicht mehr Lorentzinvariant [LOH92].

Im naiven Quark-Parton-Modell nimmt man an, daß das Elektron elastisch an einem der im Proton vorhandenen Quarks streut, während die übrigen Quarks nicht an der Wechselwirkung teilnehmen. Es handelt sich also um die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit einem *freien* Parton. Nachdem sich das gestreute Quark sowie der Protonrest zu Hadronen formiert haben, beobachtet man zwei hadronische Teilchenjets im Endzustand: aus dem gestreuten Quark bildet sich der *Stromjet*, aus dem Protonrest der *Zuschauerjet*.

Die Untersuchung des Ausdrucks  $\int_0^1 F_2(x_{Bj}) dx_{Bj}$  ergab, daß die drei Valenzquarks nur etwa die Hälfte des Protonimpulses tragen. Diese Beobachtung erfordert das Vorhandensein weiterer Teilchen im Proton, die zwar Impuls tragen, jedoch nicht an das Photon koppeln. Diese Teilchen sind die *Gluonen*, die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung. Sie sind elektrisch neutral, tragen jedoch sog. *Farbladungen*, mit deren Hilfe die starke Wechselwirkung beschrieben wird. Das naive Quark-Parton-Modell beschreibt das Vorhandensein der Gluonen und damit die Wechselwirkung der Quarks untereinander nicht. Deshalb muß das Quark-Parton-Modell durch eine Theorie erweitert werden, die die Wechselwirkung der Partonen untereinander im Rahmen der starken Wechselwirkung mitberücksichtigt.

### 3.1.2 Die Quantenchromodynamik

Die *Quantenchromodynamik* (QCD) beschreibt die Wechselwirkung der Quarks untereinander durch den Austausch von Gluonen. Durch Paarbildung erzeugen die Gluonen zusätzliche virtuelle Quarks und Antiquarks (sog. *Seequarks*), an denen das Lepton ebenfalls streuen kann, falls  $Q^2$  groß und somit die Zeitskala des Streuprozesses klein genug ist. Die Gluonen können im Gegensatz zu Photonen auch miteinander wechselwirken. Das hat zur Folge, daß die effektive Kopplungsstärke zwischen Quarks und Gluonen mit wachsendem  $Q^2$  abnimmt. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$  wird dadurch abhängig von  $Q^2$ ; man spricht von der „laufenden“ Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ . Mit dem experimentell zu bestimmenden Skalenparameter  $\Lambda_{QCD}$  und der energieabhängigen Anzahl der verschiedenen an den jeweiligen Prozessen beteiligten Quarksorten  $n$  läßt sie sich in der Form

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n) \cdot \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}$$

schreiben. Da die Kopplungskonstante bei großen Werten von  $Q^2$  gegen Null strebt ( $\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \alpha_s(Q^2) = 0$ ) spricht man von der *asymptotischen Freiheit* der Quarks bei

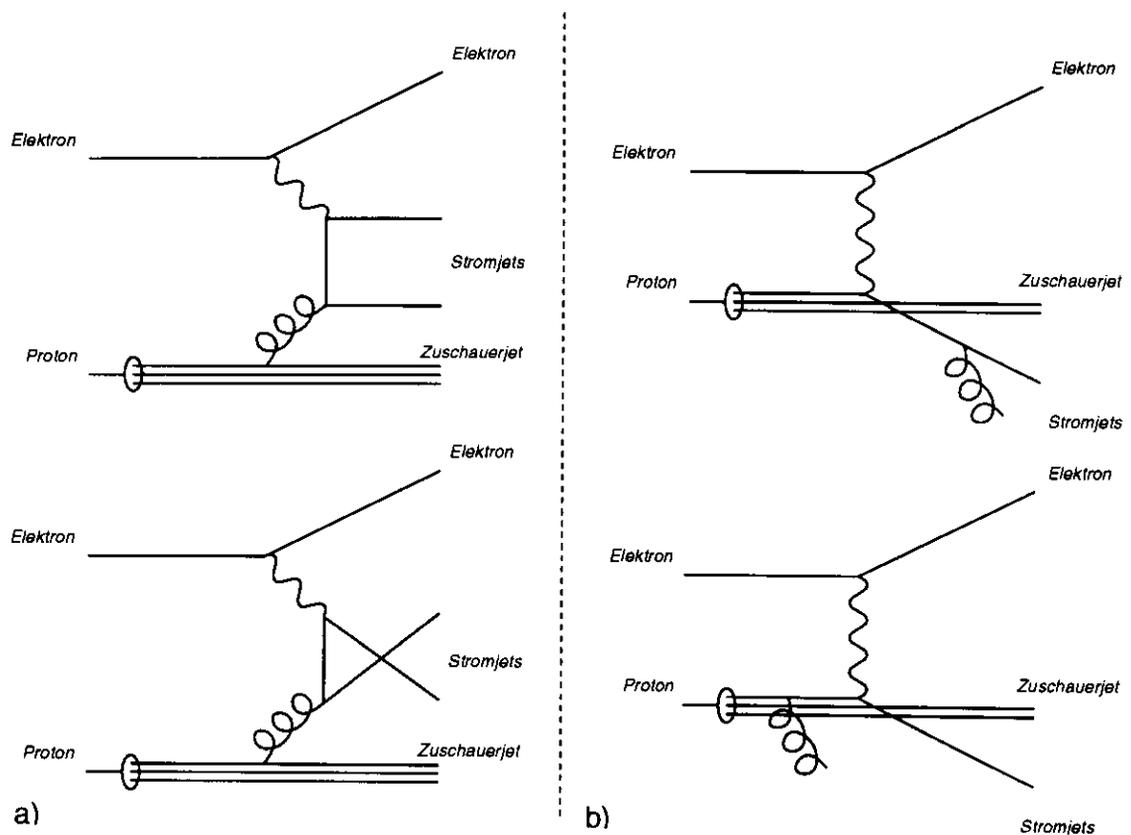


Fig. 3.1.2. Feynman-Graphen der  $ep$ -Streuung  $O(\alpha_s)$ , a) zeigt die Boson-Gluon-Fusion (BGF), b) die Abstrahlung eines Gluons im Endzustand (oben) bzw. im Anfangszustand (unten).

hohen Werten von  $Q^2$ . Dies ist eine nachträgliche Rechtfertigung der Annahme des Quark-Parton-Modells, daß das virtuelle Photon mit einem freien Parton wechselwirkt.

Mit dem Ansteigen von  $Q^2$  wird die Protonstruktur besser aufgelöst, d.h. auch virtuelle Quarks aus Paarbildungsprozessen der Gluonen können an der Wechselwirkung mit dem virtuellen Photon teilnehmen. Da diese Seequarks nur einen kleinen Bruchteil des Protonimpulses tragen, wächst mit zunehmendem  $Q^2$  die Wahrscheinlichkeit, ein Quark mit einem kleinen Wert von  $x_{Bj}$  zu finden. Gleichzeitig nimmt die Wahrscheinlichkeit ab, ein Quark mit einem großen Wert von  $x_{Bj}$  zu finden. Die  $Q^2$ -Abhängigkeit des Quarkinhalts im Proton führt also ebenso wie die Abstrahlung von Gluonen im Anfangs- oder Endzustand zu einer Verletzung der Skaleninvarianz der Strukturfunktionen. Auch die Callan-Gross-Relation gilt in dem durch die Quantenchromodynamik erweiterten Quark-Parton-Modell nicht mehr exakt.

Die Erweiterung des einfachen Bildes des Quark-Parton-Modells durch die Quantenchromodynamik führt dazu, daß man Ereignisse mit mehr als einem Stromjet im Endzustand erwartet<sup>2</sup>. Die Prozesse  $O(\alpha_s)$ , die zur Ausbildung von zwei Stromjets führen, zeigt Abbildung 3.1.2. Bei der Boson-Gluon-Fusion (BGF) koppelt das Photon an ein Seequark, bei der QCD-Comptonstreuung (QCDC) strahlt das gestreute Quark vor oder nach dem Streuprozess ein Gluon ab. Man nimmt an, daß für die Voraussage von verschiedenen physikalischen Observablen die Annahmen über

<sup>2</sup>Bei der tiefunelastischen Streuung wird der Zuschauerjet separat betrachtet und ein Ereignis mit  $n$  Stromjets als  $n+1$ -Jet-Ereignis bezeichnet. Man zählt also nur die Stromjets.

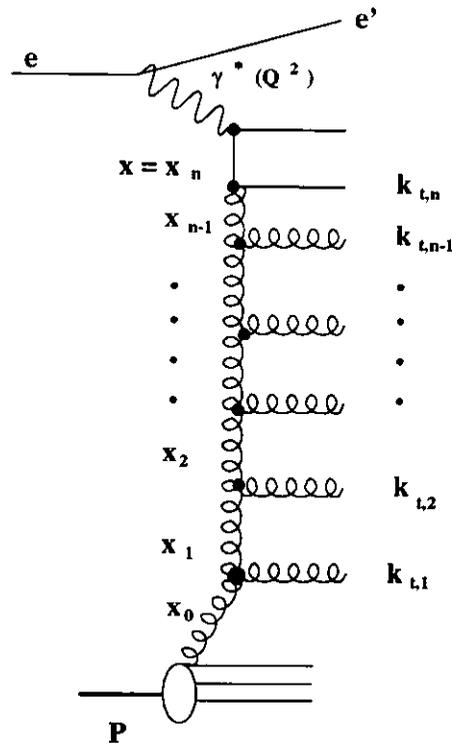


Fig. 3.1.3. Leiterdiagramm der Partondichte-Entwicklung

das Verhalten der Partondichte bei unterschiedlichen Werten von  $x_{Bj}$  und  $Q^2$  von entscheidender Bedeutung sind. Zwei Näherungen sind für die vorliegende Arbeit von Interesse:

Die DGLAP-Integro-Differential-Gleichungen [ALT77] beschreiben für feste Werte von  $x_{Bj}$  die Entwicklung der Partondichten in Abhängigkeit von  $Q^2$ . Für ein festes  $Q_0^2$  muß die Partondichte experimentell bestimmt werden, da nur Änderungen mit  $Q^2$  beschrieben werden. Die DGLAP-Entwicklung entspricht der Summation der führenden Terme  $\propto \alpha_s \ln(\frac{Q^2}{Q_0^2})^n$  (sog. *leading logarithm*-Entwicklung), die sich bei der Berechnung von Leiterdiagrammen ergeben. Ein Beispiel für ein Leiterdiagramm, das die symbolische Darstellung einer „leading-logarithm“-Entwicklung erlaubt, zeigt Abbildung 3.1.3. Diese Entwicklung ist allerdings nur unter der Voraussetzung gültig, daß die Transversalimpulse<sup>3</sup> der abgestrahlten Gluonen streng geordnet sind ( $Q_0^2 \ll k_{t,1}^2 \ll \dots \ll k_{t,n}^2 \ll Q^2$ ) und für deren Bruchteile am gesamten Protonimpuls  $x_{Bj}$  gilt [LEV91]:  $x_{Bj} = x_n < \dots < x_j < \dots < x_0$ .

Für sehr kleine Werte von  $x_{Bj}$  ist man nicht sicher, ob die Physik sich noch mit der DGLAP-Dynamik beschreiben läßt. Summiert man statt der führenden Terme  $\propto \alpha_s \ln(\frac{Q^2}{Q_0^2})^n$  die Terme  $\propto \alpha_s \ln(\frac{1}{x_{Bj}})^n$ , was durch dieselben Leiterdiagramme beschrieben werden kann, gelangt man zur BFKL-Entwicklung [BAL78]. Bei dieser Entwicklung sind die Transversalimpulse der abgestrahlten Gluonen nicht geordnet ( $k_{t,j}^2 \leq k_{t,j+1}^2$  oder  $k_{t,j}^2 \geq k_{t,j+1}^2$ ), aber für deren Bruchteile am gesamten Protonimpuls gilt die strenge Ordnung  $x_n \ll \dots \ll x_j \ll \dots \ll x_0$ .

Während die DGLAP-Entwicklung die Grundlage für ein Monte-Carlo-Programm

<sup>3</sup>Der Transversalimpuls  $k_t$  eines abgestrahlten Gluons wird dabei in einem Bezugssystem gemessen, in dem Proton und virtuelles Photon sich kollinear bewegen. Das ist der Grund dafür, daß in dieser Arbeit die Hadronverteilungen im hadronischen Schwerpunktsystems (HCM) analysiert werden.

bildet, gibt es zur Zeit kein Programm, das die BFKL-Dynamik umsetzt. Da aber die Ordnung der Transversalimpulse und der Impulsbruchteile im Farbdipolmodell auf vergleichbare Weise wie in der BFKL-Entwicklung vorgeschrieben ist, kann man mit dem auf diesem Modell basierenden Monte-Carlo-Programm die Konsequenzen untersuchen, die das Fehlen der in der DGLAP-Entwicklung geforderten Ordnung der Transversalimpulse auf physikalische Observable wie den transversalen Energiefluß haben kann. Im Kapitel 3.2 werden zwei Monte-Carlo-Programme beschrieben, mit deren Hilfe sich die unterschiedlichen Voraussagen der DGLAP- und BFKL-Entwicklung überprüfen lassen.

### 3.1.3 Die Hadronbildung

Die empirische Feststellung, daß Quarks nie frei beobachtbar sind, macht es unmöglich, die bei einer Wechselwirkung produzierten Quarks und Gluonen direkt zu beobachten. Statt dessen ist man auf die Analyse der Teilchen im Endzustand angewiesen. Eines der Modelle zur Simulierung der Hadronisierungsphase ist das sog. *Stringmodell*, das im Kapitel 3.2.3 noch erläutert werden wird. Um die verschiedenen Voraussagen der DGLAP- und BFKL-Entwicklung unabhängig von der Strukturfunktionsanalyse zu untersuchen, bietet sich die Analyse des hadronischen Energieflusses an. Wegen der strengen Ordnung der Transversalimpulse geht man davon aus, daß nach der DGLAP-Entwicklung weniger Transversalenergie in der zentralen Region zwischen Strom- und Zuschauerjet als nach der BFKL-Entwicklung produziert wird [KWI94]. Da sich dieses Verhalten von den Partonen auf die Hadronen des Endzustandes übertragen sollte, könnte die experimentelle Untersuchung der Transversalenergie zur Aufklärung der Frage nach den bei HERA anzuwendenden Entwicklungsgleichungen für die Partondichte beitragen. Aus diesem Grund beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit der Untersuchung der transversalen Energieflüsse von Hadronen im Labor- und im hadronischen Schwerpunktsystem.

### 3.1.4 Das Hadron-Schwerpunktsystem

Das Laborsystem eignet sich zur Bestimmung von detektorabhängigen Größen wie z.B. der Winkelauflösung und der kinematischen Ereignisvariablen. Für Vergleiche mit theoretischen Voraussagen und Ergebnissen anderer Experimente ist jedoch ein vom Labor unabhängiges Bezugssystem vorzuziehen. Da in dieser Arbeit der hadronische Endzustand untersucht werden soll, ist das hadronische Schwerpunktsystem (HCM) eine geeignete Wahl. Es ist das Schwerpunktsystem von einlaufendem Proton und virtuellem Photon, das sich bzgl. des Laborsystems mit der Geschwindigkeit

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{q} + \vec{P}}{E_q + E_P}$$

bewegt. Der Index q bezeichnet in obiger Gleichung das virtuelle Photon und der Index P das einlaufende Proton. Der 4-Impuls des virtuellen Photons ergibt sich aus den 4-Impulsen von ein- und auslaufendem Elektron gemäß  $q = k - k'$  (vgl. Tabelle 3.1.1). Die z-Richtung im HCM-Koordinatensystem ist durch die Richtung des virtuellen Photons nach der Lorentztransformation definiert.

## 3.2 Die Ereignissimulation

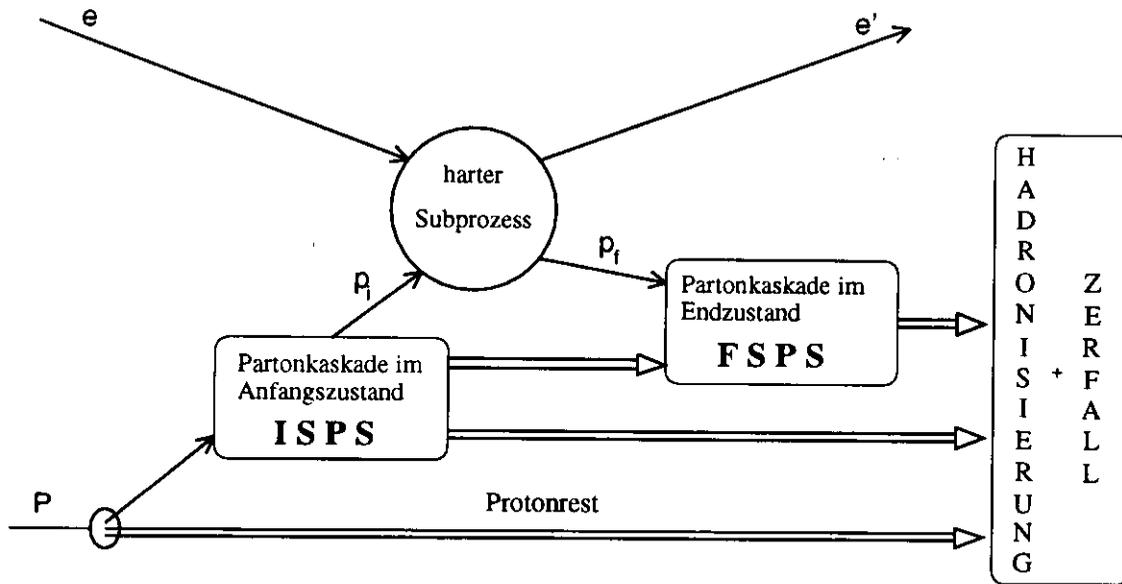


Fig. 3.2.1. Schematische Darstellung der Generierung von DIS-Ereignissen

Um die im Detektor gemessenen Ereignisse mit theoretischen Voraussagen vergleichen zu können, ist die Simulation von Ereignissen nötig. Sie ermöglicht es außerdem, den Einfluß des Detektors auf die Messung zu erfassen und mit dieser Kenntnis die gemessenen Verteilungen zu korrigieren, d.h. auf die „wahren“, nicht von Detektoreffekten verfälschten, Verteilungen zurückzuschließen. Bei dieser kompletten Ereignissimulation berechnet ein Generatorprogramm den Streuprozess und erzeugt eine Liste aller auslaufenden Teilchen und ihrer 4-Impulse. Mit diesen Angaben berechnet das Detektorsimulationsprogramm *MOZART* die Detektorantwort. Dabei werden u.a. totes Material oder der Zerfall von Teilchen im Detektor sowie auch Rauschsignale des Detektors berücksichtigt.

Aus den vom Generator- und vom Detektorsimulationsprogramm berechneten Informationen können Hadronverteilungen erstellt werden, die mit den gemessenen und den akzeptanzkorrigierten Verteilungen realer Ereignisse verglichen werden können. Im folgenden werden jene Modelle bzw. Generatorprogramme kurz vorgestellt, die in dieser Arbeit Verwendung finden. In allen diesen Modellen wird der generelle Ablauf des Simulationsprozesses von tiefunelastischen Streueignissen in mehrere Schritte unterteilt. In Abbildung 3.2.1 ist diese Unterteilung dargestellt: Die Generierung beginnt mit der Wahl des harten Subprozesses und des zu streuenden einlaufenden Partons  $p_i$ . Ausgehend vom Vertex erfolgt dann die Berechnung von Partonkaskaden im Anfangs- und Endzustand (**ISPS** bzw. **FSPS**), d.h. vor und nach dem Stoß. An diese Berechnungen auf Partonniveau schließt sich die Bildung von Hadronen sowie evtl. deren Zerfall an, soweit er durch die starke Wechselwirkung vermittelt wird. Diesem Konzept der Unterteilung liegt die Beobachtung zugrunde, daß der Prozeß der Hadronisierung, der bei kleinen Werten von  $Q^2$  abläuft, in guter Näherung unabhängig von den Prozessen bei hohen Werten von  $Q^2$  ist. Diese Unabhängigkeit der Prozesse bei hohen und niedrigen Werten von  $Q^2$  bezeichnet man als *Faktorisierung* von partonischen Prozessen und Hadronisierung.

### 3.2.1 Matrixelement-Berechnung des Stoßprozesses

Der harte Subprozeß kann bis zur ersten Ordnung in  $\alpha_s$  berechnet werden, d.h. es wird das volle Matrixelement  $O(\alpha_s)$  („ME“) bestimmt. Die in Abbildung 3.1.2 gezeigten QCD-Prozesse sind also berücksichtigt. Da die  $O(\alpha_s)$ -Matrixelemente bei verschwindenden Abstrahlenergien und -winkeln Polstellen aufweisen, werden zur Vermeidung von Divergenzen bestimmte Begrenzungen des Phasenraums verlangt. Der in dieser Arbeit benutzte Generator *LEPTO* verlangt für die invariante Masse  $m_{ij}$  jedes Partonpaars im Endzustand den Mindestwert  $m_{ij}^2 > y_{min} \cdot W^2$  mit dem frei wählbaren Parameter  $y_{min}$ . Diese Einschränkung bedeutet, daß die Abstrahlung weicher Gluonen nicht simuliert werden kann, da keine Gluonen unterhalb einer gewissen Mindestenergie generiert werden. Der Wert des Parameters  $y_{min}$  ist nicht im Rahmen der Quantenchromodynamik vorgeschrieben, so daß bei der Anwendung der ME-Methode eine prinzipielle Unsicherheit bei der Berechnung des Streuprozesses besteht. Diese Unsicherheit wird umso größer, je wichtiger die Beiträge von QCD-Prozessen höherer Ordnung sind, also z.B. für kleine Werte von  $x_{Bj}$ .

### 3.2.2 Modelle der QCD-Partonkaskaden

Um QCD-Prozesse höherer Ordnung zu berücksichtigen, gibt es Modelle zur Simulation der dabei auftretenden Partonkaskaden. In dieser Arbeit werden zwei solche Modelle benutzt: das im folgenden Abschnitt beschriebene und im Programm *Ariadne* [LOE95] implementierte *Farbdipolmodell* (CDM) sowie das im Programm *LEPTO* [ING95] implementierte *Partonschauermodell* (PS).

Die Entwicklung eines Partonschauers stellt man sich im Partonschauermodell als eine Reihe von aufeinanderfolgenden Verzweigungsprozessen der Art  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow q\bar{q}$ ,  $q \rightarrow gg$  vor. Das einlaufende Parton kann einen raumartigen Partonschauer initiieren (ISPS), wobei sich das Parton von der Massenschale entfernt, d.h. virtueller wird<sup>4</sup>. Das virtuelle Photon koppelt dann an dieses raumartige Quark. Hebt der harte Stoß das Quark über die Massenschale, so wird vom auslaufenden Parton ebenfalls ein (zeitartiger) Partonschauer ausgehen (FSPS), der das virtuelle Quark wieder zur Massenschale zurückführt.

Vergleiche mit gemessenen Hadronverteilungen haben gezeigt, daß Interferenzeffekte sukzessiver Gluonabstrahlungen berücksichtigt werden müssen. Das geschieht im Partonschauermodell durch das Verfahren der *Winkelordnung* der abgestrahlten Gluonen [ING95]. Allerdings werden durch die getrennte Behandlung von ISPS und FSPS Interferenzeffekte zwischen beiden Partonschauern im Partonschauermodell nicht berücksichtigt. Dieses Problem ist beim Farbdipolmodell in gewisser Weise gelöst. Quarks und Antiquarks unterschiedlicher Farbe bilden hier einen Farbdipol. Analog dem Hertz'schen Dipol in der Elektrodynamik strahlen die sich auseinanderbewegenden Farbladungen ein Gluon ab, welches mit den ursprünglichen Farbladungen zwei neue Farbdipole bildet. Dieser Prozeß endet bei einem bestimmten minimalen Transversalimpuls der abgestrahlten Gluonen, d.h. sobald ein Farbdipol nicht mehr genügend Energie zur Abstrahlung eines weiteren Gluons hat bzw. die abgestrahlten Gluonen benachbarter Farbdipole parallel sind. Die im Partonschauermodell vorhandene Trennung von ISPS und FSPS gibt es im Farbdipolmodell nicht, da der ursprüngliche Farbdipol aus gestreutem Quark und Protonrest den gesamten Prozeß beginnen läßt.

<sup>4</sup>Für ein Teilchen auf der Massenschale gilt  $\mathbf{p}^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m_0^2$ . Teilchen mit  $\mathbf{p}^2 > m_0^2$  besitzen *zeitartige* Virtualität, Teilchen mit  $\mathbf{p}^2 < m_0^2$  *raumartige* Virtualität.

### 3.2.3 Das Stringmodell der Hadronisierung

In den bisher vorgestellten Monte-Carlo-Programmen *LEPTO* und *Ariadne* werden nur Prozesse auf dem Partonniveau simuliert. In einem weiteren Modell muß daher die Formierung der letztlich sichtbaren Hadronen aus den nicht frei beobachtbaren Partonen beschrieben werden. In dieser Arbeit wird das Programm *JETSET* [SJO82] benutzt, in dem das sog. *String*-Modell implementiert ist. Im String-Modell wird angenommen, daß die Farbfelder zwischen Partonen näherungsweise durch *Farbschläuche* charakterisiert werden können, die kinematisch durch masselose nichtrelativistische Strings beschrieben werden. Ein Quark oder Anti-quark entspricht einem Endpunkt, ein Gluon wird als Knick eines Farbschlauches relativ zur  $q\bar{q}$ -Achse aufgefaßt. Die Energie eines solchen Farbschlauches nimmt mit seiner Länge zu<sup>5</sup>.

Nach der Wechselwirkung mit dem virtuellen Photon entfernt sich das gestreute Parton vom Protonrest. Die maximal mögliche Distanz und damit die Energie des Strings ist proportional zur übertragenen Energie. Die Entstehung eines hadronischen Vielteilchenendzustands läuft in diesem Modell über das Aufbrechen des Strings bei Erreichen seiner maximal möglichen Energie. Dadurch entstehen mehrere Substrings, die an ihren Enden jeweils einzelne oder paarweise Quarks und Antiquarks aufweisen. Die durch einen Farbschlauch verbundenen Quark-Antiquark-Paare werden zu Hadronen kombinieren. Bei diesem letzten Schritt der Hadronisierung entstehen auch instabile Teilchen, deren Zerfall ebenfalls simuliert wird. Dabei werden bereits bekannte Verzweigungsverhältnisse und Zerfallszeiten vom Generator berücksichtigt.

Eine Auflistung der in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Generatoren zeigt Tabelle 6.1.1, wo auch die benutzten Programm-Versionen sowie diejenigen Generatorparameter aufgelistet sind, deren Werte von der Standardeinstellung der jeweils benutzten Programm-Version des Monte-Carlo-Generators abweichen.

---

<sup>5</sup>Das entspricht dem mit der Entfernung anwachsenden QCD-Potential zwischen zwei Quarks.

# Kapitel 4

## Rekonstruktion der Daten

### 4.1 Rekonstruktion der kinematischen Ereignisvariablen

Wie bereits in Kapitel 3.1 ausgeführt, genügen zur vollständigen Beschreibung der Kinematik der tiefunelastischen Streuung zwei der kinematischen Variablen  $x_{Bj}$ ,  $y$ ,  $Q^2$ . Zur Ermittlung dieser zwei Variablen stehen insgesamt vier meßbare Größen zur Verfügung: der Elektronstreuwinkel  $\vartheta_e$ , die Energie des gestreuten Elektrons  $E'_e$ , der Streuwinkel  $\gamma_{Hadr}$  des Hadronsystems<sup>1</sup>  $E_{Hadr}$ . Durch verschiedene Kombination dieser vier meßbaren Größen ergeben sich insgesamt sechs Rekonstruktionsmethoden, von denen im Rahmen dieser Arbeit drei miteinander verglichen wurden<sup>2</sup>.

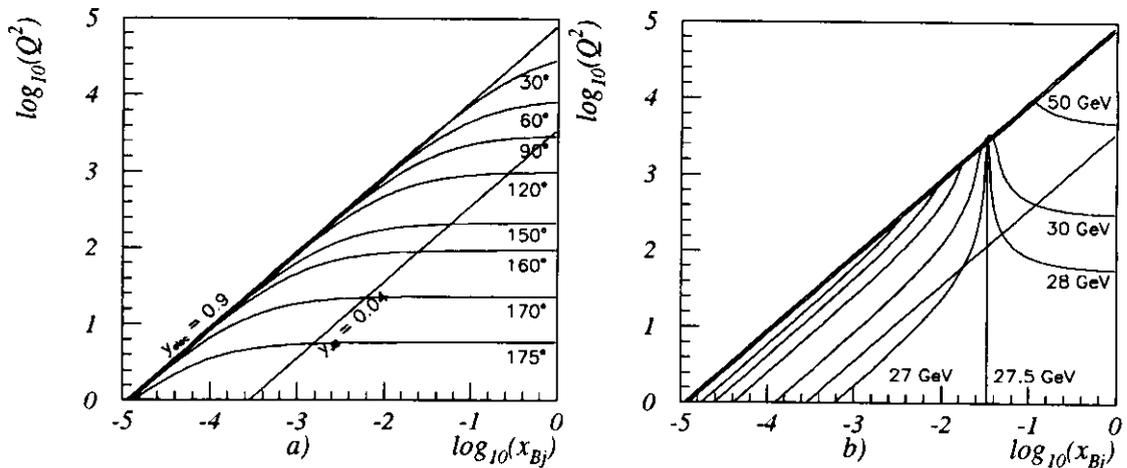


Fig. 4.1.1.  $(x, Q^2)$ -Abhängigkeit a) des Elektronstreuwinkels  $\vartheta_e$  und b) der Energie des gestreuten Elektrons  $E'_e$ . Die nicht beschrifteten Linien in b) entsprechen von links nach rechts einer Energie von 10, 15, 20 und 25 GeV.

- Bei der *Elektronmethode* verwendet man die beiden elektronischen Größen  $\vartheta_e$  und  $E'_e$ . Da hier nur die Daten eines einzelnen Teilchens genutzt werden, ist diese Methode empfindlich auf jede Fehlmessung des Elektrons. Die kinema-

<sup>1</sup>Diese beiden Größen entsprechen im naiven Quark-Parton-Modell dem Streuwinkel und der Energie des gestreuten Quarks.

<sup>2</sup>ein vollständiger Vergleich befindet sich in Kapitel 3 in [BEN94]

tischen Variablen ergeben sich aus folgenden Gleichungen:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e \cdot (1 - \cos\vartheta_e)}{2 \cdot E_e}$$

$$Q_e^2 = 2 \cdot E_e \cdot E'_e \cdot (1 + \cos\vartheta_e)$$

$$x_{Bj,e} = \frac{E'_e \cdot (1 + \cos\vartheta_e)}{2 \cdot y_e \cdot E_p}$$

Abbildung 4.1.1 zeigt die Linien konstanter Streuwinkel und Energie des gestreuten Elektrons.

- Die *Jacquet-Blondel-Methode* [JAC79] ist bei nahezu hermetischen Detektoren anwendbar. Bei dieser Methode werden nur hadronische Größen verwendet, und zwar die Energie und Impulskomponenten  $E, P_x, P_y, P_z$  aller Hadronen. Die Impulskomponenten werden unter Vernachlässigung der Teilchenmasse aus den in den Kalorimeterzellen deponierten Energien berechnet, indem jeder Zelle ein Pseudovektor vom Ereignisvertex zu ihrem geometrischen Mittelpunkt zugewiesen wird und die Energie mit dem Betrag des Impulses gleichgesetzt wird. Die kinematischen Variablen ergeben sich aus folgenden Gleichungen, wobei die Summen jeweils über alle Hadronen laufen:

$$y_{JB} = \frac{1}{2 \cdot E_e} \cdot \sum_{Hadr} (E_{Hadr} - P_{z,Hadr})$$

$$Q_{JB}^2 = \frac{(\sum_{Hadr} P_{x,Hadr})^2 + (\sum_{Hadr} P_{y,Hadr})^2}{1 - y_{JB}}$$

$$x_{Bj,JB} = \frac{Q_{JB}^2}{y_{JB} \cdot s}$$

Hadronen, die in Vorwärtsrichtung im Strahlrohr verloren gehen, haben kaum einen Einfluß auf die Berechnung der kinematischen Variablen, da ihr Beitrag zur Summe  $\sum_{Hadr} (E_{Hadr} - P_{z,Hadr})$  klein ist; hierunter fallen insbesondere die aus dem Protonrest hervorgehenden Teilchen, die den Zuschauerjet bilden. Hadronen, die in Rückwärtsrichtung im Strahlrohr verloren gehen, verursachen dagegen einen besonders großen Fehler bei der Bestimmung der kinematischen Variablen. Das liegt daran, daß für diese Teilchen  $P_z \approx -E$  gilt und daher ein großer Beitrag zur Summe  $\sum_{Hadr} (E_{Hadr} - P_{z,Hadr})$  verloren geht.

- Für die Berechnung der kinematischen Variablen mit der *Doppelwinkel-Methode* verwendet man den Streuwinkel des Elektrons  $\vartheta_e$  und den charakteristischen Winkel  $\gamma_{Hadr}$ , der im naiven Quark-Parton-Modell dem Polarwinkel des gestreuten Quarks und somit dem Polarwinkel des Stromjets entspricht. Im durch die Quantenchromodynamik erweiterten Quark-Parton-Modell läßt sich diese einfache Deutung nicht aufrecht erhalten. Der Winkel  $\gamma_{Hadr}$  ergibt sich aus der Gleichung

$$\cos\gamma_{Hadr} = \frac{(\sum_{Hadr} P_{x,Hadr})^2 + (\sum_{Hadr} P_{y,Hadr})^2 - (\sum_{Hadr} (E_{Hadr} - P_{z,Hadr}))^2}{(\sum_{Hadr} P_{x,Hadr})^2 + (\sum_{Hadr} P_{y,Hadr})^2 + (\sum_{Hadr} (E_{Hadr} - P_{z,Hadr}))^2},$$

wobei  $E, P_x, P_y, P_z$  wiederum die Energie und Impulskomponenten der Hadronen bedeuten.

Da die im Kalorimeter gemessenen Energien sowohl im Zähler als auch im Nenner der Gleichung für  $\gamma_{Hadr}$  auftreten, ist die Doppelwinkel-Methode in erster Näherung unabhängig von systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Energieskala. Die kinematischen Variablen ergeben sich hier aus folgenden Gleichungen:

$$Q_{DA}^2 = 4 \cdot E_e^2 \cdot \sin\gamma_{Hadr} \cdot \frac{1 + \cos\vartheta_e}{\sin\gamma_{Hadr} + \sin\vartheta_e - \sin(\gamma_{Hadr} + \vartheta_e)}$$

$$x_{Bj,DA} = \frac{E_e}{E_p} \cdot \frac{\sin\gamma_{Hadr} + \sin\vartheta_e + \sin(\gamma_{Hadr} + \vartheta_e)}{\sin\gamma_{Hadr} + \sin\vartheta_e - \sin(\gamma_{Hadr} + \vartheta_e)}$$

$$y_{DA} = \frac{Q_{DA}^2}{x_{Bj,DA} \cdot s}$$

Zum Vergleich der drei Rekonstruktionsmethoden wurden die jeweils rekonstruierten Werte der kinematischen Variablen  $Q^2$ ,  $W^2$ ,  $x_{Bj}$  und  $y$  gegen die generierten Werte aufgetragen. Während die Jacquet-Blondel-Methode stets eine große Streuung bzw. eine deutlichen Verzerrung aufweist, werden die kinematischen Variablen mit der Elektron- und Doppelwinkel-Methode vor allem  $Q^2$  erheblich besser rekonstruiert (vgl. Abbildung 4.1); für  $W^2$  und  $y$  ist bei vergleichbarer Streuung die Verzerrung weniger stark ausgeprägt. Betrachtet man neben der Auflösung auch die Migration von Ereignissen in der  $(x, Q^2)$ -Ebene (vgl. [BEN94], Abbildungen 3.8 und 3.11), so stellt sich die Doppelwinkel-Methode insgesamt als die beste Wahl dar, wenn man im gesamten untersuchten kinematischen Bereich nur mit einer Rekonstruktionsmethode arbeiten will. Die beiden anderen Methoden wurden in dieser Arbeit daher lediglich verwendet, um die Variablen für zwei der in Kapitel 5.2 aufgeführten Selektionsschnitte zu berechnen.

## 4.2 Bestimmung der $\eta$ -Auflösung

Um Strukturen in den gesuchten Verteilungen zu vermeiden, die nicht durch einen physikalischen Effekt sondern durch eine zu feine Aufteilung der Histogramme entstehen<sup>3</sup>, wurde die Auflösung in der Pseudorapidität  $\eta$ , wobei  $\eta = -\ln(\tan(\frac{\vartheta}{2}))$ , unter Zuhilfenahme der Detektorsimulation bestimmt. Die Binbreite in einer beliebigen Variablen sollte in etwa dem Auflösungsvermögen des Detektors in dieser Variablen entsprechen.

Bei Monte-Carlo-Ereignissen, die die Selektionsschnitte erfüllten, wurden zunächst alle stabilen Teilchen ermittelt. Als stabil wurden alle Teilchen eingestuft, die eine imaginäre Zylinderwand direkt innerhalb des Kalorimeters durchquerten und somit das Kalorimeter erreichen. Jedem dieser generierten Teilchen wurden alle bei der Detektorsimulation errechneten Energiedepositionen im Kalorimeter zugeordnet. Wie bereits im letzten Abschnitt bei der Jacquet-Blondel-Methode beschrieben, wird jeder Kalorimeterzelle ein Pseudovektor vom Ereignisvertex zugewiesen und die Teilchenmasse vernachlässigt. Da ein Teilchen i.a. in mehreren Kalorimeterzellen Energie deponiert, wird die Position des Teilchens *verschmiert* gemessen. Die Stärke der Verschmierung, die ein Maß für die Auflösung ist, läßt sich ermitteln, indem man

<sup>3</sup>Die Aufteilung wird auch als *Binning* bezeichnet, die Feinheit der Aufteilung ist durch die Binbreite gegeben. Liegt die Aufteilung des Histogramms unterhalb der Meßgenauigkeit, so ist die Verteilung *überbinn*t.

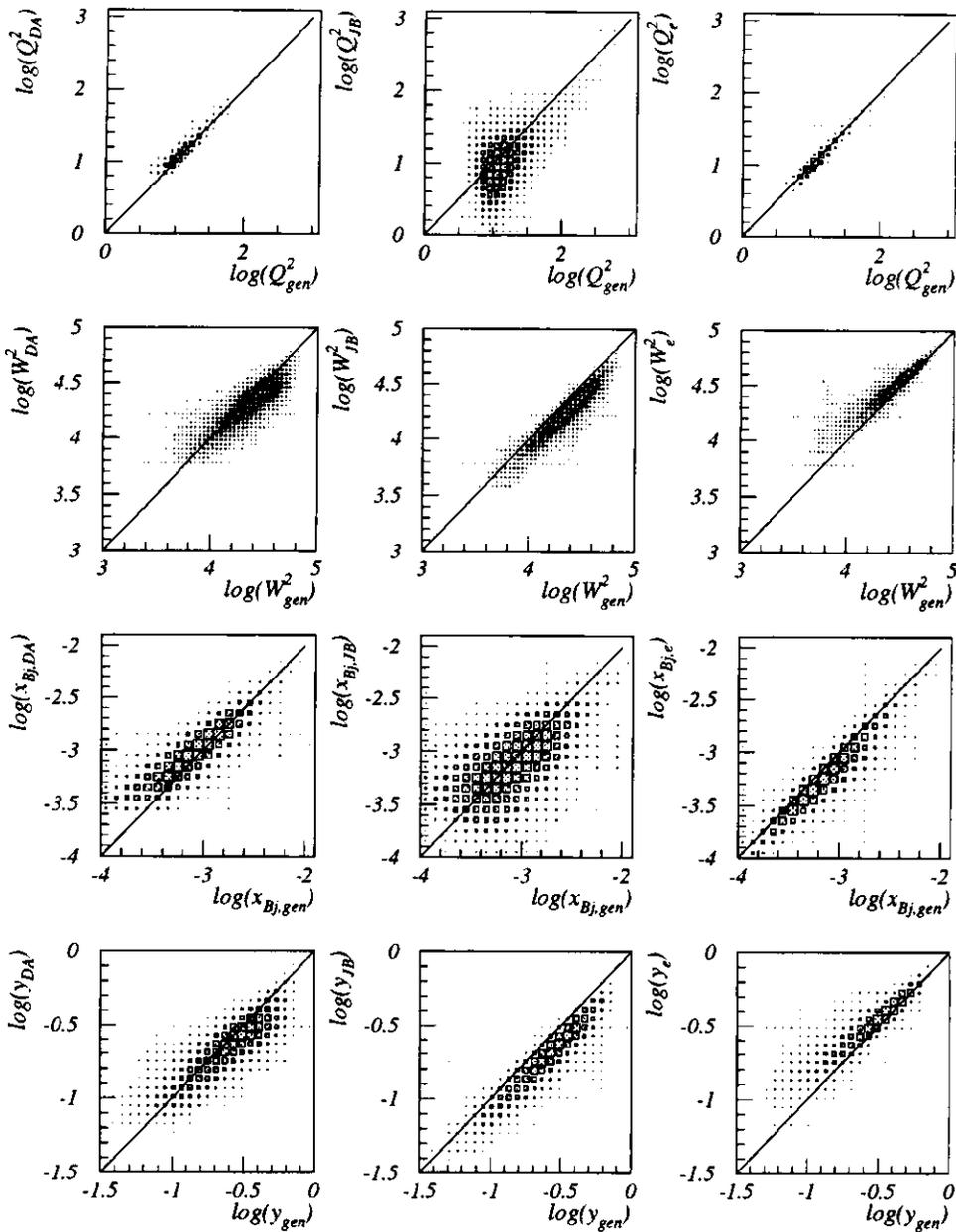


Fig. 4.1.2. Vergleich der Rekonstruktionsmethoden für die kinematischen Ereignisvariablen (von oben nach unten:  $Q^2$ ,  $W^2$ ,  $x_{Bj}$  und  $y$ ). Von links nach rechts werden die Doppelwinkel-, Jacquet-Blondel- und Elektronenmethode gezeigt.

die Pseudorapiditäten dieser Kalorimeterzellen ( $\eta_{Zelle}$ ) gegen diejenige des Teilchens ( $\eta_{Teilchen}$ ) aufträgt. Da transversale Energieflüsse untersucht werden, müssen alle Einträge mit der zu der jeweiligen Zelle gehörenden transversalen Energie gewichtet werden, um die gesuchte Auflösung für eine transversale Energieverteilung richtig zu bestimmen.

Die Transformation in das hadronische Schwerpunktsystem wurde für die Teilchen mit dem generierten und für die den Kalorimeterzellen zugeordneten Pseudovektoren mit dem rekonstruierten *Boostvektor*<sup>4</sup> durchgeführt. Dadurch sind auch

<sup>4</sup>Der Boostvektor ist der Geschwindigkeitsvektor, mit dem sich das hadronische Schwerpunktsystem im Laborsystem bewegt.

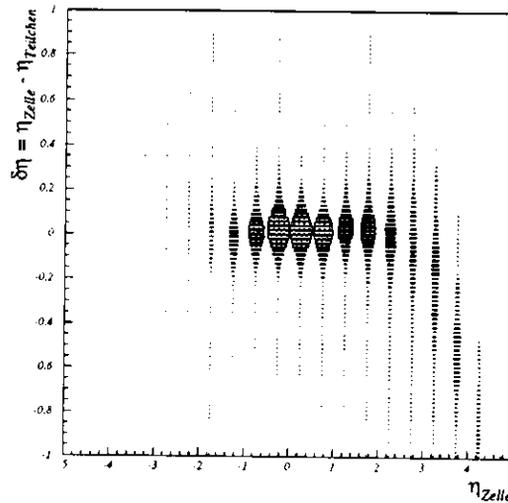


Fig. 4.2.1. Abweichung der Pseudorapiditäten der Kalorimeterzellen  $\eta_{Zelle}$  und der Pseudorapidität des Teilchens, daß Energie in diesen Zellen deponiert hat  $\eta_{Teilchen}$ ,  $\delta\eta := \eta_{Zelle} - \eta_{Teilchen}$ , aufgetragen gegen die Pseudorapidität der jeweiligen Kalorimeterzelle. Alle Einträge sind mit der in dieser Kalorimeterzelle deponierten transversalen Energie  $E_T$  gewichtet.

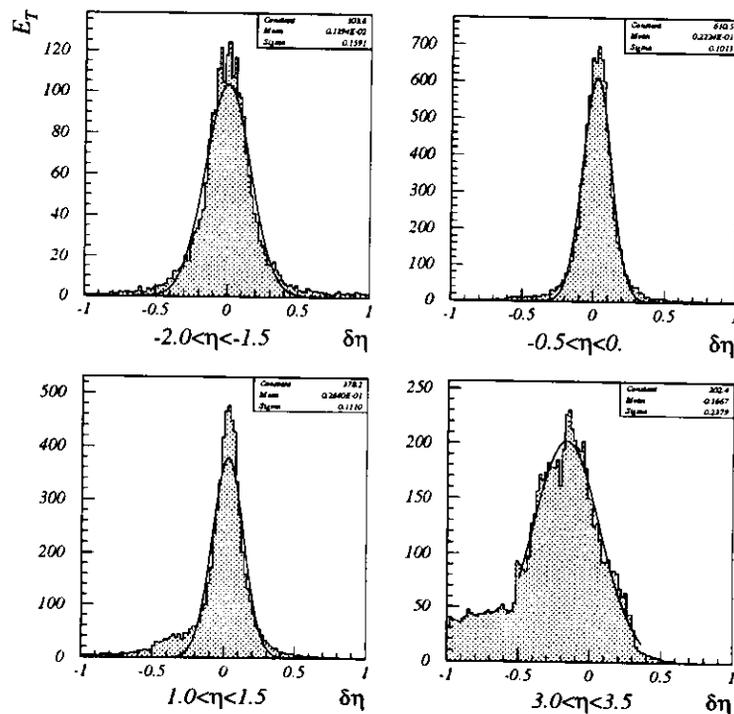


Fig. 4.2.2. Projektion der jeweils angegebenen  $\eta$ -Intervalle auf  $\delta\eta$  (vgl. Abbildung 4.2.1)

Fehler durch eine unzureichende Rekonstruktion des Boostvektors in der Auflösung erfaßt.

Als Beispiel für die Ermittlung der Auflösung betrachte man die Abbildungen 4.2.1 und 4.2.2, die das Verfahren für die Variable  $\eta$ , d.h. die Verteilung  $\frac{1}{N} \frac{dE_T}{d\eta}$ , im Laborsystem verdeutlichen. Dabei bedeutet  $N$  die Anzahl von Ereignissen und

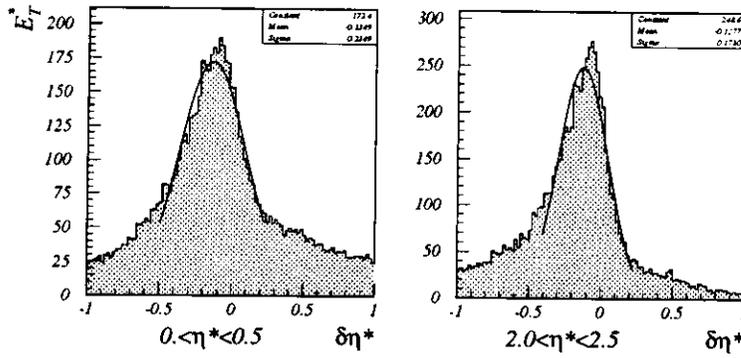


Fig. 4.2.3. Projektion der jeweils angegebenen  $\eta^*$ -Intervalle auf  $\delta\eta^*$ . Man erkennt deutlich die starken Ausläufer neben dem gaußförmigen zentralen Teil.

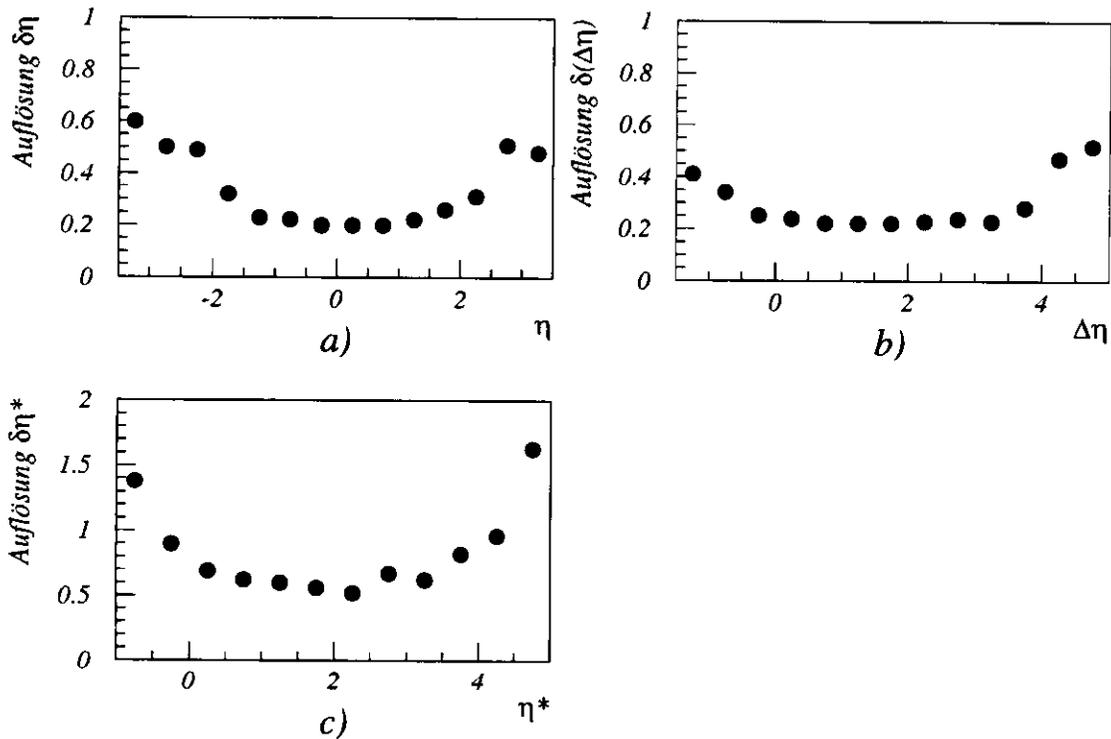


Fig. 4.2.4. In a) ist die Auflösung in  $\eta$ , in b) die Auflösung in  $\Delta\eta$  gezeigt; diese ist jeweils die doppelte Standardabweichung der im Text erwähnten Gaußkurve. In c) ist die Auflösung in  $\eta^*$  gezeigt; hier wurde die dreifache Standardabweichung gewählt, da die Verteilungen durch die Transformation in das hadronische Schwerpunktsystem neben einem gaußförmigen zentralen Teil massive Ausläufer haben (vgl. Abbildung 4.2.3), die beim Anpassen der Gaußkurven nicht berücksichtigt wurden. In den  $\eta$ -,  $\Delta\eta$ - und  $\eta^*$ -Bereichen unter- und oberhalb der gezeigten Intervalle dieser Variablen ist die Auflösung so schlecht, daß die Energieflußverteilungen dort nicht mehr gezeigt werden.

$E_T := E \cdot \sin(\vartheta)$  die transversale Energie. Für die Auflösung in der Variablen  $\eta^*$  im hadronischen Schwerpunktsystem sowie für die Auflösung in der Pseudorapiditätsdifferenz  $\Delta\eta$  zwischen Kalorimeterzelle und dem Winkel  $\gamma_{Had}$ , d.h.  $\Delta\eta := \eta + \ln(\tan(\frac{\gamma_{Had}}{2}))$ , ergeben sich ähnliche Verteilungen.

In Abbildung 4.2.1 ist die mit der transversalen Energie  $E_T$  gewichtete Abwei-

chung der Pseudorapidität der Kalorimeterzellen von derjenigen des Teilchens aufgetragen, daß die Energie in dieser Zelle deponiert hat. Man erkennt bereits, daß bis zu einer Pseudorapidität von  $\eta \approx 2.5$  die Verschmierung symmetrisch um  $\delta\eta = 0$  ist, d.h. die Pseudorapidität der Teilchen wird in diesem Bereich ohne Verzerrung gemessen. Ist die Pseudorapidität hingegen größer als  $\eta \approx 2.5$ , wird  $\eta$  systematisch unterschätzt. Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, daß man sich dem Rand des Kalorimeters nähert, dessen Frontfläche bei  $\eta \approx 3.8$  endet<sup>5</sup>. Schauer von Teilchen, die in der Nähe dieser Kante in das Kalorimeter eintreten, werden nicht mehr vollständig vom Kalorimeter erfaßt. Der Schwerpunkt der Energiedeposition wird daher bei größeren Winkeln gemessen als es bei vollständiger Erfassung des Schauers geschehen würde. Weiterhin werden Teilchen im Randbereich des Kalorimeters gemessen, die eigentlich außerhalb des Akzeptanzbereichs des Kalorimeters im Strahlrohr den Detektor verlassen hätten, durch Rückstreuung an Teilen des Strahlrohrs oder dem C4-Kollimator jedoch in das Kalorimeter gelangen. Das führt zu einer Vergrößerung der im Randbereich des Kalorimeters gemessenen Energie.

Die Auflösung in einem bestimmten  $\eta$ -Intervall erhält man durch Projektion dieses Intervalls auf die Ordinate (vgl. Abbildung 4.2.2). An die zentralen Bereiche dieser Verteilungen werden Gaußkurven angepaßt; die Auflösung in einem bestimmten  $\eta$ -Intervall wurde in dieser Arbeit als die doppelte Standardabweichung ( $2 \cdot \sigma$ ) dieser Gaußkurven definiert. Die starke Asymmetrie im vierten Histogramm ( $3.0 < \eta < 3.5$ ) ist auf die oben beschriebenen Randeffekte zurückzuführen.

Die mit dem beschriebenen Verfahren gefundenen Auflösungen für die Variablen  $\eta$  und  $\Delta\eta$  im Labor- und  $\eta^*$  im hadronischen Schwerpunktsystem sind in Abbildung 4.2.4 gezeigt. Die schlechte Auflösung für  $\eta^*$  ist insbesondere auf eine schlechte Rekonstruktion des Boostvektors zurückzuführen. Die Folge dieser fehlerhaften Rekonstruktion wird in Abbildung 4.2.3 verdeutlicht. Die Ausläufer neben dem gaußförmigen zentralen Teil sind nicht zu vernachlässigen. Um die Ausläufer zu berücksichtigen, wurde die Auflösung für die Variable  $\eta^*$  im hadronischen Schwerpunktsystem als die dreifache Standardabweichung ( $3 \cdot \sigma$ ) der angepaßten Gaußkurven definiert.

### 4.3 Auswirkungen einer Korrektur der Position von Energiedepositionen im Kalorimeter

Bei der bisherigen Analyse wurde als Position einer Energiedeposition in einer Kalorimeterzelle deren geometrischer Mittelpunkt angenommen. Durch die Umrechnung des Polarwinkels  $\vartheta$  in die Pseudorapidität  $\eta$  wird besonders der von RCAL und FCAL überdeckte Winkelbereich gestreckt. Dadurch werden kleine Polarwinkeldifferenzen zu großen Differenzen in der Pseudorapidität und die Energiedepositionen in benachbarten Kalorimeterzellen rücken in der Variablen  $\eta$  weit auseinander. Zum Strahlrohr und damit zu wachsenden Werten von  $|\eta|$  hin nimmt die Anzahl der Kalorimeterzellen je Polarwinkelintervall ab. Die Zuweisung der Energiedeposition in einer Kalorimeterzelle zu deren geometrischem Mittelpunkt führt dadurch zu einer Diskretisierung des Energieflusses, der sich mit wachsenden Werten von  $\eta$  zunehmend bemerkbar macht.

Um diese Strukturierung des Energieflusses in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung zu verhindern, kann im FCAL und RCAL die Information der beiden unabhängigen

<sup>5</sup>Der Wert bezieht sich auf das FCAL. Der beschriebene Randeffekt ist auch im RCAL zu beobachten, spielt jedoch wegen der sehr geringen hadronischen Aktivität in diesem Bereich kaum eine Rolle.

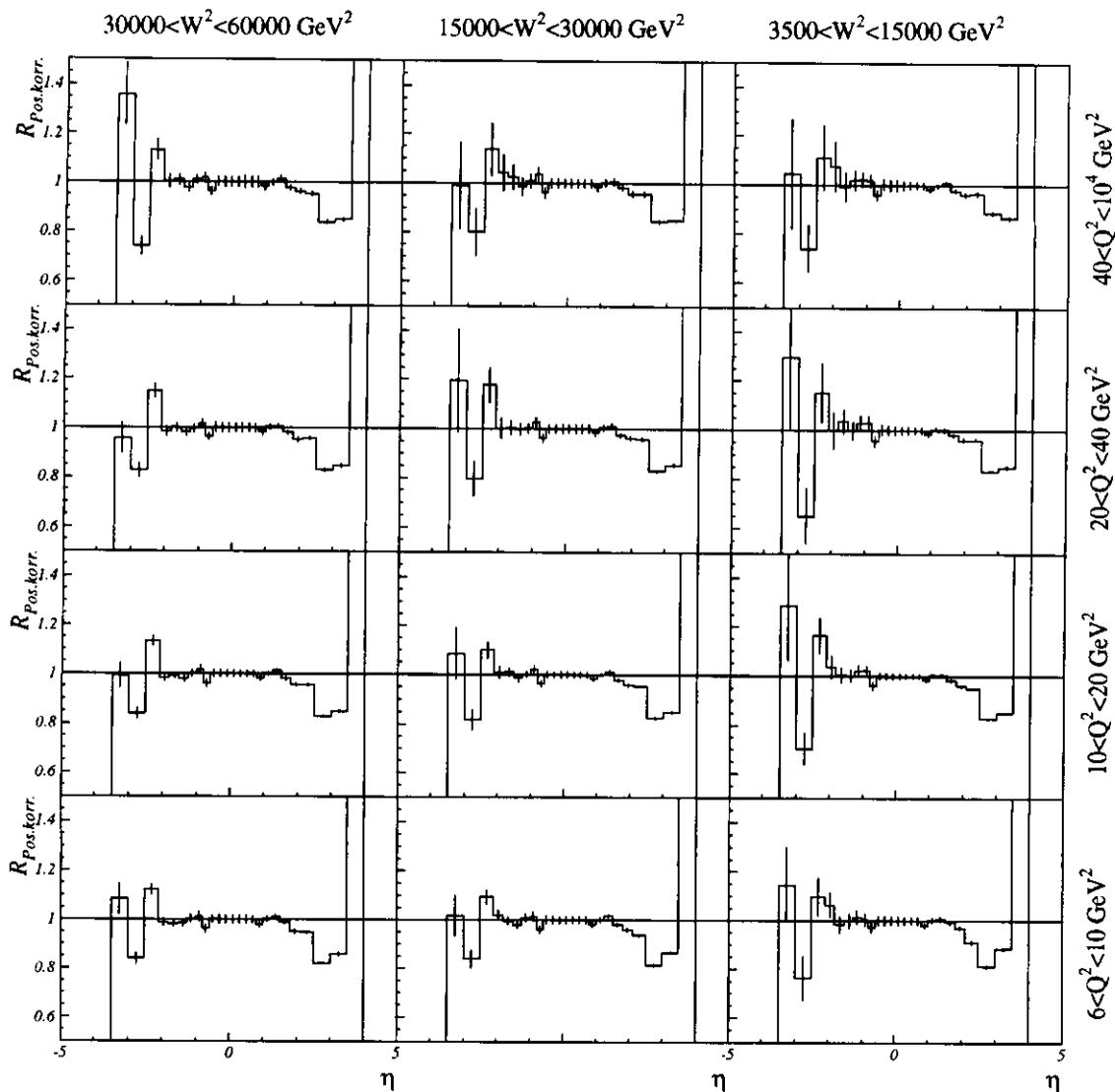


Fig. 4.3.1. *Verhältnis der transversalen Energieflußverteilungen im Laborsystem mit und ohne Korrektur der Schauerposition im Kalorimeter in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen. Die jeweiligen Bereiche von  $Q^2$  und  $W^2$  sind neben bzw. über den Histogrammen angegeben. Die Fehlerbalken geben nur die statistischen Fehler wider.*

gen Photoröhren je Kalorimeterzelle genutzt werden (vgl. Kapitel 2.3). Damit ist es möglich, eine andere Position einer Energiedeposition zu berechnen, die näher an der tatsächlichen Stelle liegt, an der ein Teilchen die Kalorimeterzelle getroffen hat. Durch Wichtung der in den beiden Photoröhren gemessenen Energien wird die Position der Energiedeposition vom geometrischen Mittelpunkt der betrachteten Kalorimeterzelle in Richtung der Photoröhre verschoben, die eine größere Energie registriert hat. Die Verschiebung erfolgt stets in x-Richtung, da die Wellenlängenschieber seitlich an den Kalorimeterzellen angebracht sind. Eine Positionskorrektur in y-Richtung, die die Energieinformationen der benachbarten Zellen nutzt, ist im Prinzip möglich. Die Verschiebung führte jedoch stets in einen Bereich von wenigen Millimetern am oberen oder unteren Rand der betreffenden Kalorimeterzelle. Da dies keine Verbesserung der Ortsauflösung bedeutet, wurde auf die Anwendung dieser Korrektur verzichtet.

Die Auswirkung der Positionsverschiebung in x-Richtung zeigt Abbildung 4.3.1, die das Verhältnis der transversalen Energieflußverteilungen im Laborsystem mit und ohne Korrektur der Schauerposition zeigt, d.h.

$$R_{Pos.korr.} := \frac{\frac{1}{N} \frac{dE_T}{d\eta} \Big|_{mit\ Positions\ korrektur}}{\frac{1}{N} \frac{dE_T}{d\eta} \Big|_{ohne\ Positions\ korrektur}}.$$

Man erkennt, daß unabhängig vom  $(Q^2, W^2)$ -Bereich, der in der Abbildung angegeben ist, der Einfluß im Bereich des BCAL erwartungsgemäß gering ist, da hier der Bereich kleiner Werte der Variablen  $\eta$  liegt. Hier ändert sich  $\eta$  nur schwach mit dem Polarwinkel  $\vartheta$  und es befinden sich relativ viele Kalorimeterzellen in jedem Polarwinkelintervall. In den Bereichen mit  $|\eta| \gtrsim 2$  sind die Auswirkungen einer Positionskorrektur jedoch recht groß. Das ist eine Folge der in das Kalorimeter hineingestreuten Teilchen, die durch die Korrektur in Richtung des Kalorimeterandes geschoben werden. Auf diese Weise wird ein Teil der „an der falschen Stelle“ gemessenen Energie „an die richtige Stelle“ verschoben.

Obwohl die Korrektur also einen Einfluß auf die Verteilungen hat, wird sie in der in Kapitel 6 präsentierten Analyse nicht verwendet werden. Der Grund dafür liegt in dem zur Positionskorrektur verwendeten Programm, das nur mit einzelnen Teilchen getestet wurde. Insbesondere in Vorwärtsrichtung zum Rand des Kalorimeters hin steigt die mittlerer Teilchenzahl pro  $\eta$ -Einheit an. Somit treffen in einem Ereignis auch mehrere Teilchen dieselbe Kalorimeterzelle, und es kann nicht mehr ohne weiteres davon ausgegangen werden, daß das Korrekturprogramm richtige Ergebnisse liefert. Diese Aussage bezieht sich nicht auf die Tendenz der Korrektur, die durchaus richtig ist, wohl aber auf deren Ausmaß. Da in Vorwärtsrichtung die größten Teilchenenergien auftreten, würden hier auch kleine Ungenauigkeiten in der Korrektur zu großen Änderungen in den Energieflußverteilungen führen. Daher wird auf die Anwendung der Positionskorrektur insgesamt verzichtet. Im Prinzip wird diese Korrektur jedoch bei der Berechnung der Korrekturfunktion automatisch durchgeführt. Da die rekonstruierten Monte-Carlo-Verteilungen ebenso wie die gemessenen Daten ohne diese Positionskorrektur erstellt werden, bei den generierten Monte-Carlo-Verteilungen aber die genauen Impulse der Teilchen für die Berechnung der Pseudorapiditäten genutzt werden, fließt der Fehler der Positionsbestimmung in die Korrekturfunktion mit ein.

#### 4.4 Berechnung der Korrekturfunktion

Die vom Detektor aufgezeichneten Energieflußverteilungen  $f_1(x_1)$  stellen nicht die „wahren“ Energieflußverteilungen  $f_2(x_2)$  in Abhängigkeit von der Variablen  $x_2$  dar, sondern die mit der sog. *Detektorantwort*  $D(x_1, x_2)$  gefalteten Werte, d.h.<sup>6</sup>

$$f_1(x_1) = \int D(x_1, x_2) \cdot f_2(x_2) dx_2. \quad (*)$$

Wegen der Komplexität des ZEUS-Detektors kann die Detektorantwortfunktion allerdings nicht analytisch angegeben werden, was die Ausführung des Integrals sehr schwierig macht. Außerdem wäre eine Berechnung wegen der Vielzahl verschiedener Monte-Carlo-Modelle sehr zeitaufwendig.

<sup>6</sup>Das Auftreten statistischer Fehler, das zu einem weiteren Term führen würde, wird im folgenden vernachlässigt.

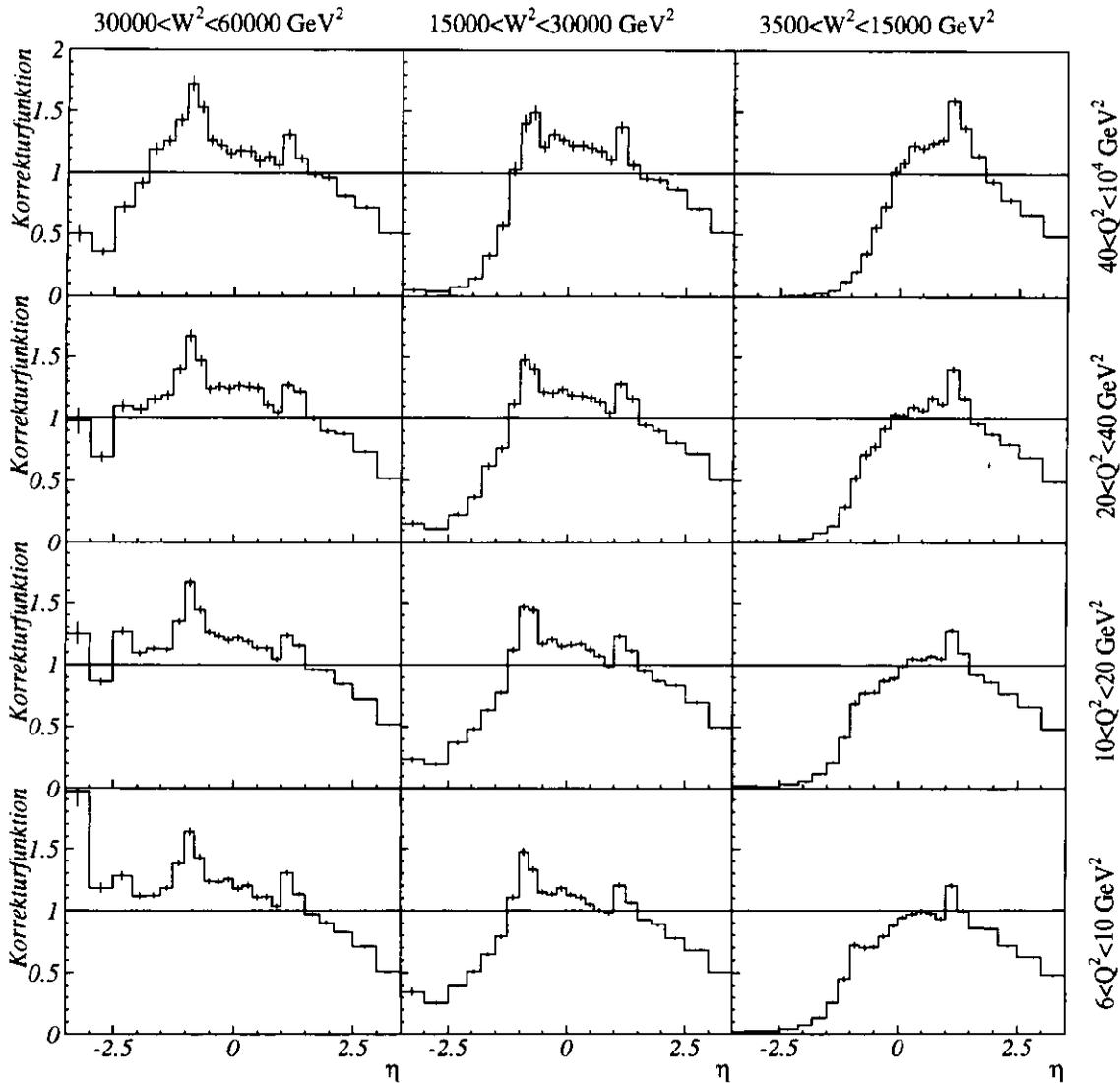


Fig. 4.4.1. Korrekturfunktionen für die Energieflußverteilungen des Laborsystems in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen, berechnet mit dem CDMBGF-Modell. Die Fehlerbalken geben nur die statistischen Fehler wider.

Nähert man das Integral über eine Summe, d.h. man teilt das gesamte Intervall der Variablen  $x_1$  und  $x_2$  in Subintervalle<sup>7</sup>, so kann man die Gleichung (\*) als eine Matrixgleichung für die Vektoren  $\vec{f}_1, \vec{f}_2$  und die Matrix  $\mathbf{D}$  schreiben<sup>8</sup>:

$$\vec{f}_1 = \mathbf{D} \cdot \vec{f}_2.$$

Die gesuchte Verteilung  $\vec{f}_2$  läßt sich nun im Prinzip mit Hilfe der inversen Matrix  $\mathbf{D}^{-1}$  berechnen. Die begrenzte Detektorauflösung führt jedoch zu einer Matrix, die außer Elementen auf der Hauptdiagonalen auch solche auf Nebendiagonalen besitzt<sup>9</sup>. Das numerische Invertieren einer solchen Matrix kann Probleme bereiten, da Matrizen

<sup>7</sup>sog. *Bins*, die Gesamtheit der Subintervalle wird auch als *Binning* bezeichnet.

<sup>8</sup> $\vec{f}_1$  und  $\vec{f}_2$  sind die diskretisierten Energieflußverteilungen  $f_1(x_1)$  und  $f_2(x_2)$

<sup>9</sup>Dieses sind gerade diejenigen, die durch die begrenzte Auflösung verursacht werden. Die Anzahl der Nebendiagonalen und die Größe der Einträge hängt also von der Anzahl der Summenglieder ab.

mit Bandstruktur nicht stabil bei Inversion sind. Wählt man aber das Binning in  $x_1$  und  $x_2$  so groß, daß die Elemente der Nebendiagonalen klein gegenüber denjenigen der Hauptdiagonalen sind, d.h.

$$\sum_{j \neq i} d_{ij} \ll d_{ii} \forall i,$$

dann kann die Detektorantwort durch eine Diagonalmatrix  $\mathbf{D}'$  angenähert werden. Diese ist in einfacher Weise invertierbar, so daß  $\vec{f}_2 = \mathbf{D}'^{-1} \cdot \vec{f}_1$  mit den Komponenten  $\mathbf{D}'_{ij}{}^{-1} = d'_{ij}{}^{-1} \cdot \delta_{ij}$ . Mit  $c_i := d'_{ii}{}^{-1}$  kann die Korrektur der gemessenen Verteilung Bin für Bin gemäß

$$\vec{f}_{2,i} = c_i \cdot \vec{f}_{1,i}$$

im  $i$ -ten Bin durchgeführt werden. Das gesuchte Binning wird durch die im Abschnitt *Bestimmung der  $\eta$ -Auflösung* gefundenen Auflösungen der Winkelvariablen  $\eta$  und  $\Delta\eta$  im Labor- und  $\eta^*$  im hadronischen Schwerpunktsystem gegeben.

Ein günstiges Verfahren zur Berechnung der Koeffizienten  $c_i$  nach dieser Methode ergibt sich bei Verwendung von generierten und rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissen. Die Ereignisgenerierung erfolgt durch die bereits beschriebenen Programme, das Verhalten des Detektors wird vom Detektorsimulationsprogramm *MOZART* berechnet. Geht man davon aus, daß das Detektorverhalten im wesentlichen richtig simuliert wird, so können die gesuchten Korrekturkoeffizienten  $c_i$  zu einer beliebigen Verteilung  $f(x)$  bei guter Übereinstimmung von Daten und rekonstruierter Monte-Carlo-Verteilung einfach als das Verhältnis von generierter und rekonstruierter Verteilung, d.h.

$$c_i := \frac{f_{MC,generiert}(x_i)}{f_{MC,rekonstruiert}(x_i)}$$

geschrieben werden. Die geforderte Übereinstimmung ist aus Abbildung 6.1.1 für das CDMBGF(4.3)-Modell ersichtlich, welches für die Berechnung der Korrekturfunktionen verwendet wurde. Der Index  $i$  bezeichnet dabei das  $i$ -te Bin der zu korrigierenden Verteilung.

Migrationseffekte in den kinematischen Variablen werden erfaßt, indem die generierten bzw. rekonstruierten Teilchenimpulse für die Berechnung der kinematischen Variablen  $x_{Bj}$ ,  $y$  und  $Q^2$  eines generierten bzw. rekonstruierten Ereignisses verwendet werden; außerdem werden für die generierte Verteilung  $f_{MC,generiert}$  alle generierten Ereignisse im jeweils betrachteten kinematischen Bereich berücksichtigt, für die rekonstruierte Verteilung  $f_{MC,rekonstruiert}$  aber nur diejenigen rekonstruierten Ereignisse, die alle bei der Datenselektion angewandten Selektionsschnitte (vgl. Kapitel 5.2) erfüllen. QED-Bremsstrahlungsprozesse werden vom Programm *HARACLES* in Verbindung mit den Programmen *LEPTO* und *Ariadne* (vgl. Kapitel 3.2.2) simuliert. Diese Prozesse werden daher bei der Berechnung der Korrekturfunktionen berücksichtigt. Bezeichnet man die Gesamtheit der Korrekturkoeffizienten  $c_i$  als Korrekturfunktion  $c_{kor}$ , so ergibt sich aus der gemessenen Verteilung  $f_{gemessen}(x)$  die gesuchte korrigierte Verteilung zu

$$f_{korrigiert}(x) = c_{kor}(x) \cdot f_{gemessen}(x).$$

Exemplarisch werden in Abbildung 4.4.1 die so definierten Korrekturfunktionen für die Verteilungen des transversalen Energieflusses im Laborsystem in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen gezeigt. Man erkennt deutlich eine Überhöhung der Korrekturfunktionen bei  $\eta \approx -0.8$  und  $\eta \approx 1.1$ , d.h. gerade an den Grenzen zwischen

den einzelnen Kalorimeterteilen. Dies ist auf eine Verminderung der gemessenen Energie zurückzuführen, die durch sog. *totes Material* zwischen Wechselwirkungszone und Kalorimeter in diesem Bereich verursacht wird. Dazu tragen insbesondere die tragenden Rahmen für den supraleitenden Solenoidmagneten und die Vorwärts-Spurkammern (FDET) sowie der tragende Rahmen für das BCAL bei, der aus zwei jeweils 50mm dicken Aluminiumringen besteht und zwischen BCAL und FCAL bzw. RCAL installiert ist (vgl. Abbildung 2.2.1).

Während die Korrekturfunktionen im Bereich des BCAL relativ wenig schwanken, fallen sie im Bereich des RCAL und FCAL zu kleiner bzw. größer werdenden Werten von  $\eta$ , d.h. zum Strahlrohr hin, ab. Im Rückwärtsbereich ist dieses Verhalten ohne Bedeutung, da durch die sehr geringe hadronische Aktivität auch kleine Differenzen zwischen generierten und rekonstruierten Energien zu großen Korrekturen führen. Im Vorwärtsbereich hingegen deutet der Abfall der Korrekturfunktion auf ein starkes Anwachsen der Rückstreuung hin, die zu einem starken Anstieg der rekonstruierten hadronischen Aktivität führt. Im Bereich  $3.5 \lesssim \eta \lesssim 4.3$  fällt die rekonstruierte Energie schnell auf Null, da hier der Meßbereich des Kalorimeters endet. Daher steigt die Korrekturfunktion innerhalb dieses kleinen  $\eta$ -Intervalls sprunghaft auf extrem große Werte. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.4.1 nicht gezeigt.

Die Verschiebung der ansteigenden (linken) Flanke der Korrekturfunktionen zu größeren Werten von  $\eta$  mit abnehmenden Werten von  $W^2$  läßt sich dadurch erklären, daß sich die Richtung der Stromjets mit abnehmenden Werten von  $W^2$  zu größeren  $\eta$ -Werten verschiebt, d.h. in Vorwärtsrichtung. Das führt zu einer Abnahme der Energie in Rückwärtsrichtung.

## 4.5 Systematische Fehler

Der Gesamtfehler der korrigierten Energieflußverteilungen, die im Kapitel 6 gezeigt werden, ergibt sich aus der quadratischen Addition von statistischen und systematischen Fehlern. Der statistische Fehler ist aufgrund der großen Anzahl von Ereignissen, die für diese Analyse zur Verfügung standen, insgesamt sehr klein. Er setzt sich aus den statistischen Fehlern der unkorrigierten Energieflußverteilungen und der Korrekturfunktionen zusammen. Da innerhalb des untersuchten kinematischen Bereichs den etwa 190000 Rohdatenereignissen nur etwa 59000 für die Berechnung der Korrekturfunktionen nutzbare Monte-Carlo-Ereignisse gegenüberstanden, wird der gesamte statistische Fehler von den statistischen Fehlern der Korrekturfunktionen dominiert.

Der Gesamtfehler der korrigierten Energieflußverteilungen wird jedoch eindeutig von systematischen Fehlern dominiert, siehe Tabelle 4.5.1. Zu den Ursachen gehören insbesondere die Modellabhängigkeit der Korrekturfunktionen sowie die schwer überprüfbar Detektorsimulation. Daneben treten weitere systematische Unsicherheiten auf, die aber im Vergleich zur Modellabhängigkeit der Korrekturfunktionen vernachlässigbar klein sind. Als Beispiele seien Unsicherheiten in der Energiegleichung des Kalorimeters und bei der Bestimmung der Vertexposition genannt; außerdem können durch Fehler des Programms zur Identifikation des gestreuten Elektrons (sog. *Elektronenfinder*) Fehlidentifikationen vorkommen. Die wichtigsten Fehlerursachen sind:

- **Strahlrohröffnungen:** In der Nähe der Strahlrohröffnungen, d.h. für Pseudorapiditäten  $|\eta| \gtrsim 3.5$ , wird die Energiemessung durch den Einfluß des Kalorimeterrandes verfälscht. Man erkennt diesen Effekt z.B. am starken An-

Fehler	typische Größe
Modellabhängigkeit der Korrekturfunktion	10% für $\eta$ 10% für $\Delta\eta$ 2% für $\eta^*$
Änderung des transversalen Energieflusses durch falsch rekonstruierten Boostvektor	2%
Energieskala des Kalorimeters	5%
Fehlidentifikation eines gestreuten Elektrons	3%
statistischer Fehler	1%

Tab. 4.5.1. *Systematische Fehler und ihre typische Größe*

wachsen der Korrekturfunktion (vgl. Kapitel 4.4). Der in dieser Arbeit untersuchte Pseudorapiditätsbereich im Laborsystem wird daher auf das Intervall  $-3.5 \leq \eta \leq 3.5$  begrenzt. Für die Analyse des Energieflusses in Abhängigkeit von der Variablen  $\Delta\eta$  sollten Strom- und Zuschauerjet möglichst gut getrennt sein. Aus diesem Grund werden für die entsprechenden Verteilungen nur Ereignisse verwendet, die die Bedingung  $\gamma_{Had} > 80^\circ$  erfüllen (vgl. Kapitel 5.2).

- **Energieskala des Kalorimeters:** Für die Messung des transversalen Energieflusses ist die absolute Energieeichung des Kalorimeters wichtig, da mit dessen Meßdaten die Höhe der Energieflußverteilungen direkt beeinflusst wird. In [ABR93] ist detailliert die systematische Unsicherheit der Energieskala des Kalorimeters in der Monte-Carlo-Simulation in Abhängigkeit vom Polarwinkel, den der Stromjet überdeckt, untersucht worden. Es ergibt sich, daß die Ergebnisse der Simulation nicht mehr als etwa 5% von den Daten abweichen.
- **Modellabhängigkeit der Korrekturfunktion:** Die Korrekturfunktionen für die Energieflußverteilungen sind abhängig von dem Monte-Carlo-Generator, mit dessen Hilfe sie berechnet wurden. Das liegt daran, daß die in Kapitel 4.4 eingeführte Detektorantwort nicht raumsymmetrisch ist; je nach betrachtetem Raumwinkelement verfälscht der Detektor die generierte die Energieflußverteilung anders, da verschiedene Monte-Carlo-Generatoren im Endzustand eine unterschiedliche Mischung von Teilchensorten und -richtungen erzeugen. Bisherige Untersuchungen des hadronischen Endzustands bei HERA ergaben, daß das CDMBGF- und das MEPS-Modell die groben Merkmale der unkorrigierten Daten innerhalb der statistischen Genauigkeit beschreiben [ABT94],[PAV95].

Zur Abschätzung des durch die Modellabhängigkeit der Korrekturfunktionen verursachten systematischen Fehlers wurden daher mit beiden Modellen Korrekturfunktionen berechnet. Der gesuchte systematische Fehler wird als die

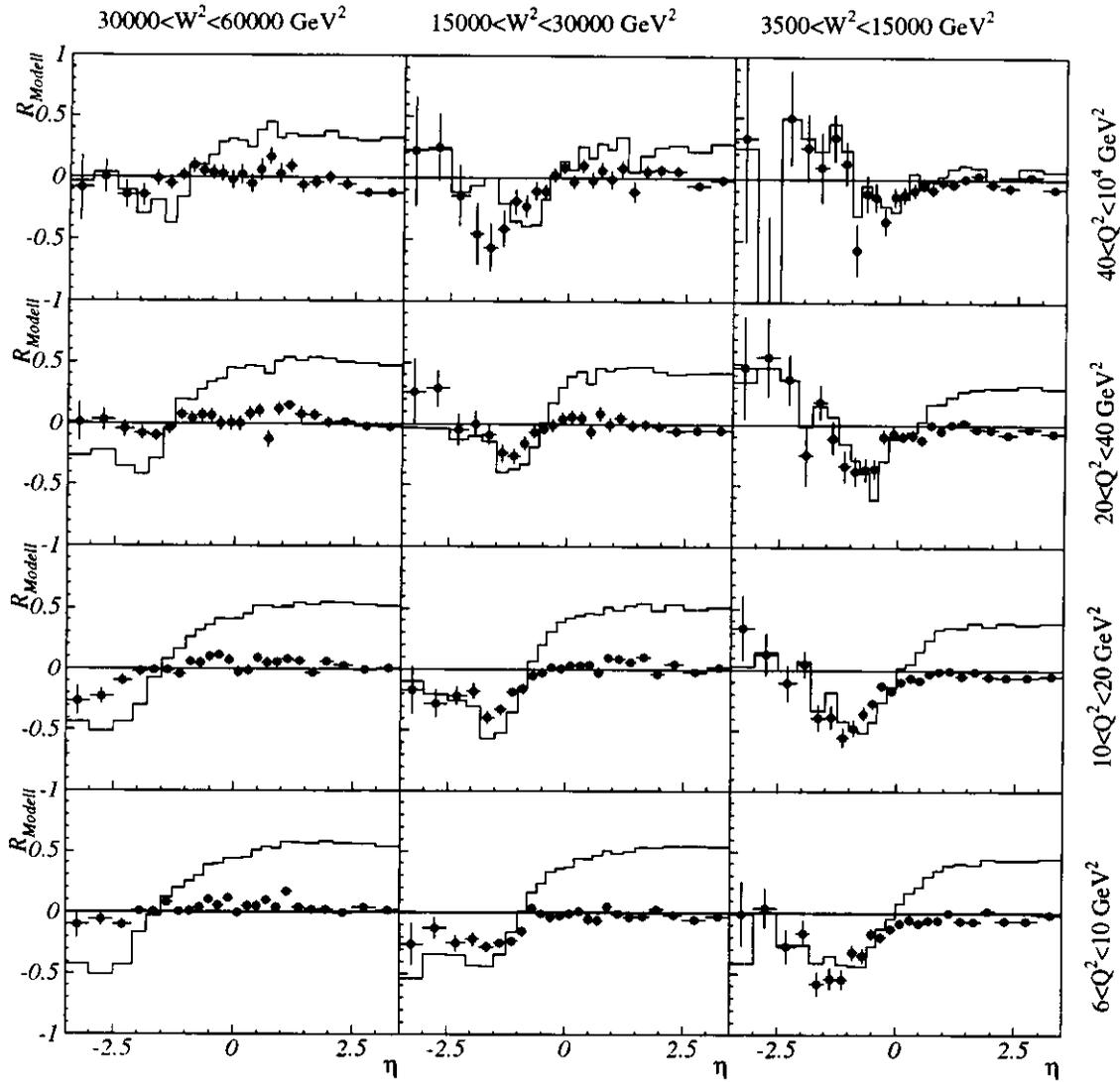


Fig. 4.5.1. Modellabhängigkeit der Korrekturfunktionen für die Verteilung  $\frac{1}{N} \frac{dE_T}{d\eta}$  im Laborsystem in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen. Die durchgehenden Linien zeigen die relative Differenz dieser Verteilungen, wenn im Monte-Carlo-Generator die Berechnung von QCD-Partonkaskaden mit dem CDMBGF-Modell durch das MEPS-Modell ersetzt wird. Die Punkte zeigen die daraus resultierenden relativen Differenzen der Korrekturfunktionen mit deren statistischen Fehlern.

relative Differenz der generierten Energieflußverteilungen, d.h.

$$R_{\text{Modell}} := \frac{\frac{1}{N} \frac{dE_T}{d\eta} \Big|_{\text{CDMBGF}} - \frac{1}{N} \frac{dE_T}{d\eta} \Big|_{\text{MEPS}}}{\frac{1}{N} \frac{dE_T}{d\eta} \Big|_{\text{CDMBGF}}},$$

abgeschätzt. In Abbildung 4.5.1 werden die relative Differenz der generierten Energieflußverteilungen und der Korrekturfunktionen für die Variable  $\eta$  im Laborsystem gezeigt.

Man sieht, daß die Abweichungen der Korrekturfunktionen in einem weiten Bereich der Variablen  $\eta$  wesentlich kleiner sind als die Abweichungen der Energieflußverteilungen. Mit abnehmenden Werten der Variablen  $W^2$  (in der Abbildung von links nach rechts) nehmen die Unterschiede in den Korrekturfunk-

tionen zu. Während die Unterschiede der Korrekturfunktionen im größten  $W^2$ -Intervall (in der Abbildung links) typischerweise zwischen etwa 5% und 20% liegen, betragen sie im kleinsten  $W^2$ -Intervall (in der Abbildung rechts) typischerweise etwa 10% bis 40%, im Extremfall bis zu 60%. Die Unterschiede werden jedoch genau in den Bereichen der Variablen  $\eta$  groß, in denen die Energieflußverteilungen selbst klein sind (vgl. Abbildung 6.1.1) bzw. starke Schwankungen in deren Höhe auftreten; im ersten Fall entstehen die großen Unterschiede also durch die Division zweier kleiner Werte der Höhen der mit den beiden Modellen generierten Energieflußverteilungen in dem entsprechenden  $\eta$ -Intervall. Aus diesem Grund haben die großen Unterschiede der Korrekturfunktionen keinen so großen Einfluß auf die Energieflußverteilungen wie ihre Werte vermuten lassen.

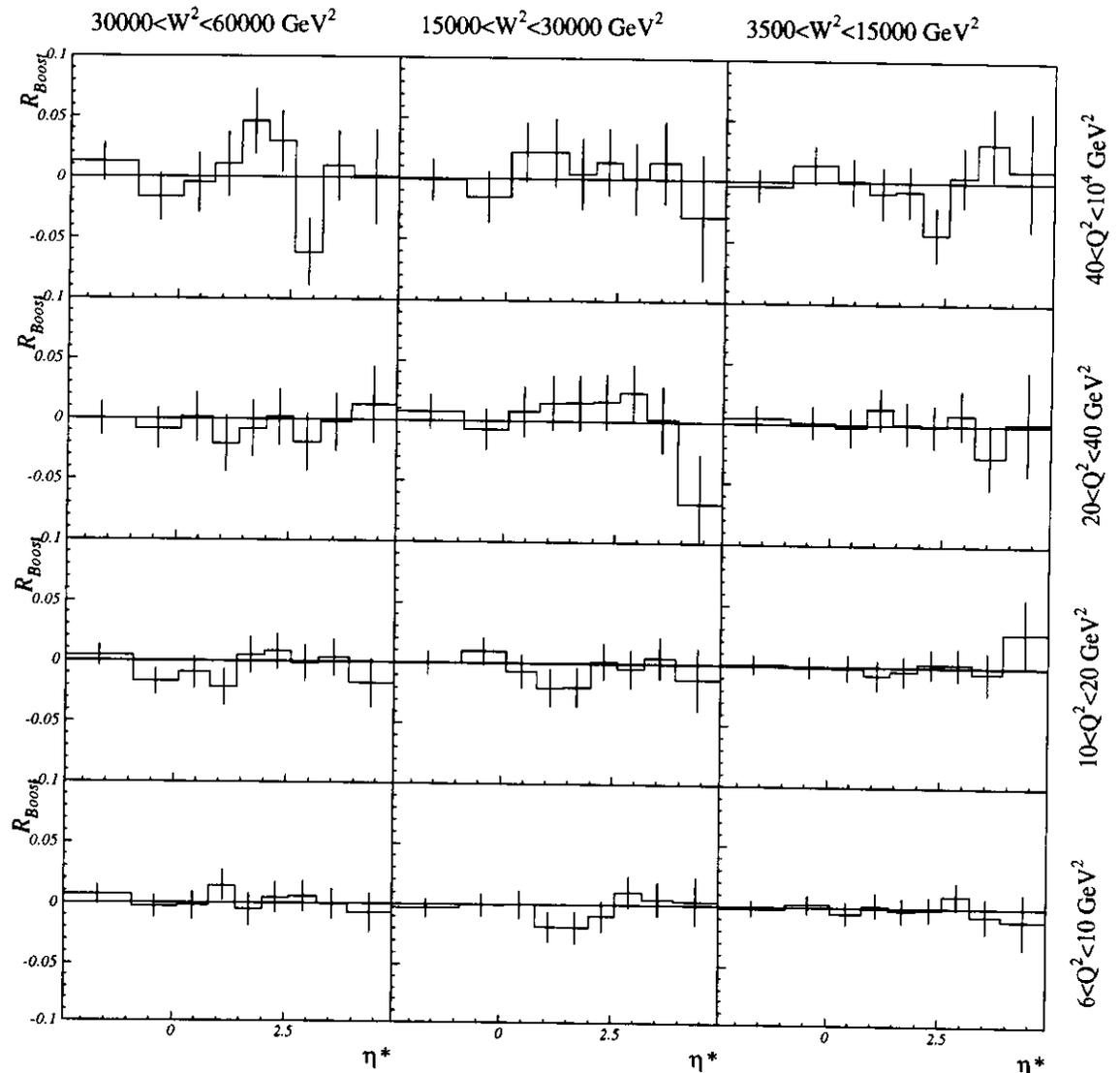


Fig. 4.5.2. Durch falsch rekonstruierte Boostvektoren erzeugte relative Unterschiede der transversalen Energieflußverteilungen im hadronischen Schwerpunktsystem in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen.

- **falsch rekonstruierter Boostvektor:** Alle im letzten Absatz beschriebenen Eigenschaften treffen auch auf die Unterschiede der Korrekturfunktionen für

die Variablen  $\Delta\eta$  im Labor- und  $\eta^*$  im hadronischen Schwerpunktsystem zu. Aus diesem Grund wird auf deren Abbildungen verzichtet. Bei den Verteilungen im hadronischen Schwerpunktsystem tritt jedoch als weitere Fehlerquelle die Berechnung des Boostvektors in Erscheinung. Für dessen Berechnung wird der übertragene 4-Impuls  $\vec{q}$  aus den Daten des gestreuten Elektrons ermittelt. Strahlt das Elektron im Endzustand ein Photon unter einem so großem Winkel ab, daß der Elektronfinder die von diesem Photon im Kalorimeter deponierte Energie nicht dem Elektron zuschlägt, wird beispielsweise  $|\vec{q}|$  falsch bestimmt (Abstrahlungen von Photonen im Anfangszustand werden durch das Programm HERACLES simuliert und werden bei der Berechnung der Korrekturfunktionen berücksichtigt, vgl. Kapitel 4.4). Jegliche Energiedeposition wird nun in falsche Werte für  $E^*$  und  $\eta^*$  transformiert. Der Einfluß auf die transversalen Energieflußverteilungen kann untersucht werden, indem Monte-Carlo-generierte Ereignisse einmal mit dem generierten („wahren“) und dem aus dem rekonstruierten Ereignis ermittelten („falschen“) Boostvektor in das hadronische Schwerpunktsystem transformiert werden. Der durch die Transformation verursachte systematische Fehler läßt sich als die Differenz dieser beiden Verteilungen abschätzen. Die relative Differenz

$$R_{Boost} := \frac{\frac{1}{N} \frac{dE_T}{d\eta} |_{rek.Boostvektor} - \frac{1}{N} \frac{dE_T}{d\eta} |_{gen.Boostvektor}}{\frac{1}{N} \frac{dE_T}{d\eta} |_{rek.Boostvektor}},$$

ist in Abbildung 4.5.2 dargestellt.

Man erkennt aus der Abbildung, daß die relative Differenz in keinem  $(Q^2, W^2)$ -Bereich und keinem  $\eta$ -Intervall größer als etwa 7% wird. Im Rahmen ihrer statistischen Fehler sind die relativen Differenzen sogar fast immer mit Null verträglich. Verglichen mit dem zuvor beschriebenen systematischen Fehler durch die Modellabhängigkeit der Korrekturfunktionen ist der systematische Fehler, der durch die Berechnung des Boostvektors verursacht wird, klein.

# Kapitel 5

## Selektion der Daten

### 5.1 Datenerfassung

Ein grundsätzliches Problem bei der Datenerfassung ist die Trennung der tiefunelastischen Streueignisse von Untergrundprozessen wie z.B. Wechselwirkungen von Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr. Die Rate dieser Untergrundprozesse ist sehr viel größer als die Rate der gesuchten  $e$ - $p$ -Wechselwirkungen. Da die Datenmenge eines Ereignisses aufgrund der vielen Auslesekanäle bis zu etwa  $300kByte$  betragen kann, muß bereits *online*, d.h. während der Datennahme, eine gewisse Ereignisselektion stattfinden. Dies geschieht in den drei Triggerstufen des ZEUS-Detektors, deren Funktion folgendermaßen beschrieben werden kann<sup>1</sup>:

- 1.Triggerstufe: Während die gemessenen Daten für  $5.5\mu s$  oder 58 Strahlkreuzungen in einer Pipeline zwischengespeichert werden, untersuchen die *first level trigger (FLT)* der einzelnen Detektorkomponenten schnell feststellbare Daten, z.B. die Gesamtenergie im Kalorimeter. Der *general first level trigger (GFLT)* koordiniert die einzelnen FLT untereinander und mit den Strahlkreuzungen. Akzeptiert der GFLT ein Ereignis, wird die Pipeline gestoppt und das entsprechende Ereignis digitalisiert.
- 2.Triggerstufe: Im *general second level trigger (GSLT)* untersucht ein Transputernetzwerk präzisere Detektordaten, z.B. Vertexposition oder Kalorimeterzeiten (vgl. Abschnitt *Ereignisselektion*), sowie größere Bereiche des Detektors auf Charakteristika der gesuchten physikalischen Prozesse. Ist ein Ereignis akzeptiert, so erstellt der *eventbuilder* aus den Daten der einzelnen Detektorkomponenten sog. ADAMO-Tabellen<sup>2</sup>, welche die Grundlage aller weiteren Rekonstruktions- und Analyseprogramme bei ZEUS darstellen.
- 3.Triggerstufe: Der *third level trigger (TLT)*, der aus einem Verbund mehrerer UNIX-Rechner besteht, rekonstruiert aus den Daten des eventbuilders *online* komplette Ereignisse und sucht darin nach Fehlern einzelner Komponenten, die ein Verwerfen des Ereignisses erforderlich machen. Am Ausgang des TLT erscheinen die akzeptierten Ereignisse mit einer Rate von einigen  $Hz$  und einer Größe von etwa  $140kByte$ . Ein Großrechner archiviert die Ereignisse auf Magnetbändern, von wo aus die Ereignisse ein zweites Mal *offline* rekonstruiert

---

<sup>1</sup>Weitere Informationen zum gesamten Prozeß der Datennahme findet man z.B. in [ZEU92].

<sup>2</sup>ADAMO ist ein Datenbanksystem, das auf dem Entity-Relationship-Model basiert, also eine relationale Datenbank. Weitere Informationen findet man in [PTG93]

werden. Die abschließende Analyse der Daten erfolgt durch FORTRAN77-Computerprogramme, die für die spezifische Fragestellung geschrieben werden.

## 5.2 Ereignisselektion

Größe	Selektionsschnitt
$E'_e$	$E'_e > 10\text{GeV}$
$t_{RCAL}, t_{FCAL}$	$ t_{RCAL}  < 3ns$ $ t_{FCAL} - t_{RCAL}  < 3ns$
$E - p_z$	$35\text{GeV} < \sum_i E_i - p_{z,i} < 65\text{GeV}$
$y_e$	$y_e < 0.9$
$y_{JB}$	$y_{JB} > 0.04$
$\eta_{max}$	$\eta_{max} > 1.5$
$\gamma_{Hadr}$	$80^\circ < \gamma_{Hadr} < 165^\circ$
$x_{RCAL}, y_{RCAL}$	$ x_{RCAL}  > 16\text{cm}$ oder $ y_{RCAL}  > 16\text{cm}$
$x_{VTX}, y_{VTX}, z_{VTX}$	$\sqrt{x_{VTX}^2 + y_{VTX}^2} < 2\text{cm}$ $-40\text{cm} < z_{VTX} < +50\text{cm}$

Tab. 5.2.1. Selektionsschnitte

Um die Untergrundrate zu verringern sowie die Genauigkeit der Rekonstruktion einzelner Ereignisse zu verbessern, werden die im ZEUS-Detektor registrierten Ereignisse verschiedenen Schnitten unterzogen. Zusätzlich zu den von der Strukturfunktionsgruppe in einer Vorselektion (sog. *dst-bit-14*-Selektion) geforderten Kriterien [ABR93], die bereits während der Ereignisrekonstruktion überprüft werden, kommen in dieser Arbeit die in Tabelle 5.2.1 aufgeführten Selektionsschnitte zur Anwendung. Die Gründe für die Anwendung der einzelnen Schnitte werden im folgenden kurz erläutert:

- Ereignisse der tiefunelastischen  $ep$ -Streuung sind durch ein gestreutes Elektron im Endzustand gekennzeichnet. Es gibt verschiedene Programme (Elektronfinder), mit deren Hilfe das gesuchte Elektron identifiziert werden kann. Sie unterscheiden sich nicht nur in ihrer Vorgehensweise, sondern auch in Reinheit und Effizienz der Elektronidentifikation. Der in dieser Arbeit benutzte Elektronfinder *SINISTRA* [SIN93], ein neuronales Netz, erreicht ab einer Energie des gestreuten Elektrons von etwa  $10\text{GeV}$  seine höchstmögliche Reinheit von etwa 97%. Dieser Schnitt sorgt also dafür, daß nur Ereignisse mit möglichst sicher identifizierten gestreuten Elektronen in der Analyse verbleiben.
- Für das FCAL und RCAL werden jeweils die energiegewichteten mittleren Ankunftszeiten der Teilchenschauer bestimmt ( $t_{FCAL}, t_{RCAL}$ ), wobei Kalorimeterzellen mit einer Energie unterhalb  $200\text{MeV}$  nicht berücksichtigt werden. Die

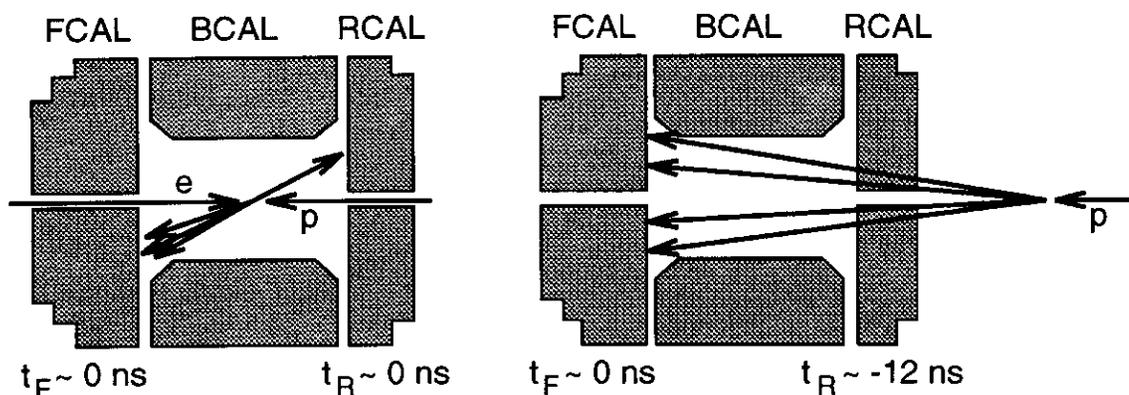


Fig. 5.2.1. Schematische Darstellung der Zeitmessung im Kalorimeter. Links ein  $ep$ -Streuereignis nahe dem nominellen Wechselwirkungspunkt. Sowohl die FCAL- als auch die RCAL-Zeit ist etwa  $0 \text{ ns}$ . Im Gegensatz dazu ist die RCAL-Zeit bei der rechts gezeigten Wechselwirkung eines Strahlprotons mit einem Atom des Restgases im Strahlrohr signifikant negativ, da die aus der Wechselwirkung resultierenden Teilchen das RCAL wesentlich früher als das FCAL treffen.

Zeiten sind so geeicht, daß bei Reaktionen in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunktes  $|t_{RCAL}| \approx 0$  gilt (vgl. Abbildung 5.2.1). Handelt es sich um eine Reaktion des Protonenstrahls mit dem Restgas im Strahlrohr vor dem Detektor, so wird eine Zeit  $t_{RCAL} \approx -12 \text{ ns}$  registriert. Die beiden Schnitte auf die Kalorimeterzeiten werfen also Ereignisse, die weit vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt stattfinden bzw. aus Wechselwirkungen eines Protons mit dem Restgas resultieren.

- Summiert man die Energie  $E_i$  und den Longitudinalimpuls  $p_{z,i} = E_i \cdot \cos(\vartheta_i)$  über alle Kalorimeterzellen  $i$ , so beträgt deren Differenz im Fall der tiefunelastischen  $ep$ -Streuung gerade das Doppelte der Energie eines Strahlelektrons, d.h. etwa  $55 \text{ GeV}$ . Im Fall eines Ereignisses der Photoproduktion ist die Differenz hingegen sehr klein, da das Elektron nicht im Kalorimeter nachgewiesen wird. Im Falle von QED-Bremsstrahlung des Elektrons im Anfangszustand kann die Differenz ebenfalls klein werden, falls das abgestrahlte Photon nicht im Kalorimeter gemessen wird, d.h. der Abstrahlwinkel zu klein war. Es werden also Ereignisse der Photoproduktion sowie solche Ereignisse der tiefunelastischen Streuung zurückgewiesen, deren Bestimmung der kinematischen Ereignisvariablen durch die QED-Bremsstrahlung stark verfälscht würde.
- In Photoproduktionsereignissen können bei  $\pi^0$ -Zerfällen hochenergetische Elektronen entstehen, die im FCAL nachgewiesen werden. Diese Elektronen können dem Elektronfinder das gestreute Elektron vortäuschen, wodurch fälschlicherweise ein Ereignis der tiefunelastischen Streuung angenommen wird. Dieser Fehler wird durch den Schnitt in der Variablen  $y_e$  minimiert.
- Bei kleinem Energieübertrag ist nur eine geringe hadronische Aktivität im Kalorimeter zu verzeichnen. In diesem Fall hat das immer vorhandene Rauschen durch die natürliche Radioaktivität des Urans in den Absorberplatten des Kalorimeters einen signifikanten Einfluß auf die Rekonstruktion von  $y_{JB}$ . Da bei kleinen Werten von  $y_{JB}$  z.B. auch die Genauigkeit der  $x_{Bj}$ -Rekonstruktion nach der in dieser Arbeit benutzten Doppelwinkelmethode stark abnimmt,

wird ein Mindestwert der Variablen  $y_{JB}$  gefordert.

- Mit abnehmendem  $x_{Bj}$  macht sich zunehmend eine neue Klasse von Ereignissen bemerkbar, die sich durch eine große Rapiditätslücke zwischen dem beobachteten hadronischen Endzustand und der Richtung des Protonstrahls auszeichnen [DER93]. Bei diesen Ereignissen gibt es keine Energieeinträge im Kalorimeter oberhalb einer Pseudorapidität von etwa 1.5. Man interpretiert diese Ereignisse, bei denen ein intaktes Proton aus der Wechselwirkung hervorgeht, als *diffraktive* Ereignisse. Da sich die Energieflußverteilungen von diffraktiven und nichtdiffraktiven Ereignissen deutlich unterscheiden<sup>3</sup>, werden durch den  $\eta_{max}$ -Schnitt die diffraktiven Ereignisse verworfen.
- Für die Analyse des Energieflusses in Abhängigkeit von der Pseuderapiditätsdifferenz zur Richtung des Stromjets, die durch den charakteristischen Polarwinkel  $\gamma_{Hadr}$  gegeben ist, müssen Strom- und Zuschauerjets gut getrennt sein. Nur so kann sichergestellt werden, daß möglichst keine aus dem Zuschauerjet hervorgegangenen Teilchen dem untersuchten System der Stromjets zugeschlagen werden. Diese Trennung ist der Grund für den Schnitt  $\gamma_{Hadr} > 80^\circ$ . Durch den Schnitt  $\gamma_{Hadr} < 165^\circ$  werden Ereignisse verworfen, bei denen in der Nähe der rückwärtigen Strahlrohröffnung signifikante hadronische Aktivität zu erwarten ist.
- Um eine möglichst genaue und vor allem unverzerrte Winkel- und Energiemessung des gestreuten Elektrons zu gewährleisten, muß der gesamte vom gestreuten Elektron im Kalorimeter initiierte Teilchenschauer im Kalorimeter verbleiben. Um diese Vorgabe einzuhalten, werden alle Ereignisse verworfen, bei denen die rekonstruierte Position des gestreuten Elektrons im Kalorimeter innerhalb eines bestimmten Bereiches um die rückwärtige Strahlrohröffnung liegt. Dieser Bereich wird durch den als *boxcut* bezeichneten Schnitt in der x- und y-Koordinate  $x_{RCAL}, y_{RCAL}$  des Auftreffens des gestreuten Elektrons im Kalorimeter festgelegt.
- Der Schnitt in den Vertexkoordinaten  $x_{VTX}, y_{VTX}, z_{VTX}$  verwirft ähnlich dem Schnitt in den Kalorimeterzeiten Untergrundereignisse von Strahlprotonen mit dem Restgas im Strahlrohr.

Abbildung 5.2.2 zeigt die Verteilung der nach den Selektionsschnitten verbliebenen Ereignisse in der  $(x_{Bj}, Q^2)$ -Ebene. Außerdem sind einige der gerade beschriebenen Selektionsschnitte eingezeichnet. Die nicht beschrifteten Linien entsprechen den Grenzen der  $(Q^2, W^2)$ -Bins, in denen die Energieflußverteilungen gemessen wurden.

---

<sup>3</sup>siehe z.B. [DEP94], Seite 58

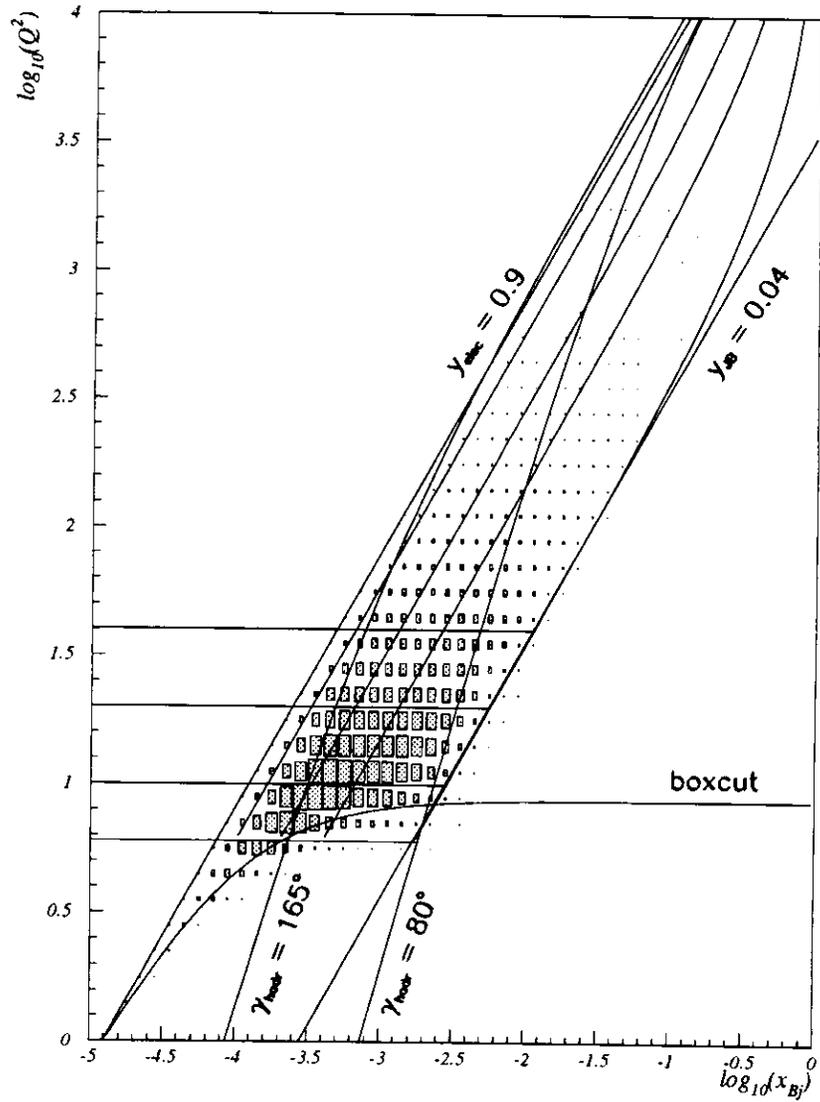


Fig. 5.2.2. Verteilung der selektierten Ereignisse in der  $(x_{Bj}, Q^2)$ -Ebene. Eingezeichnet sind außerdem die Grenzen der  $Q^2$ -Intervalle (von unten nach oben:  $Q^2 = 6, 10, 20, 40 \text{ GeV}^2$ ) und der  $W^2$ -Intervalle (von rechts nach links:  $W^2 = 3500, 15000, 30000, 60000 \text{ GeV}^2$ ), in denen die Energieflußverteilungen gemessen wurden.

# Kapitel 6

## Ergebnisse

### 6.1 Unkorrigierte Energieflußverteilungen

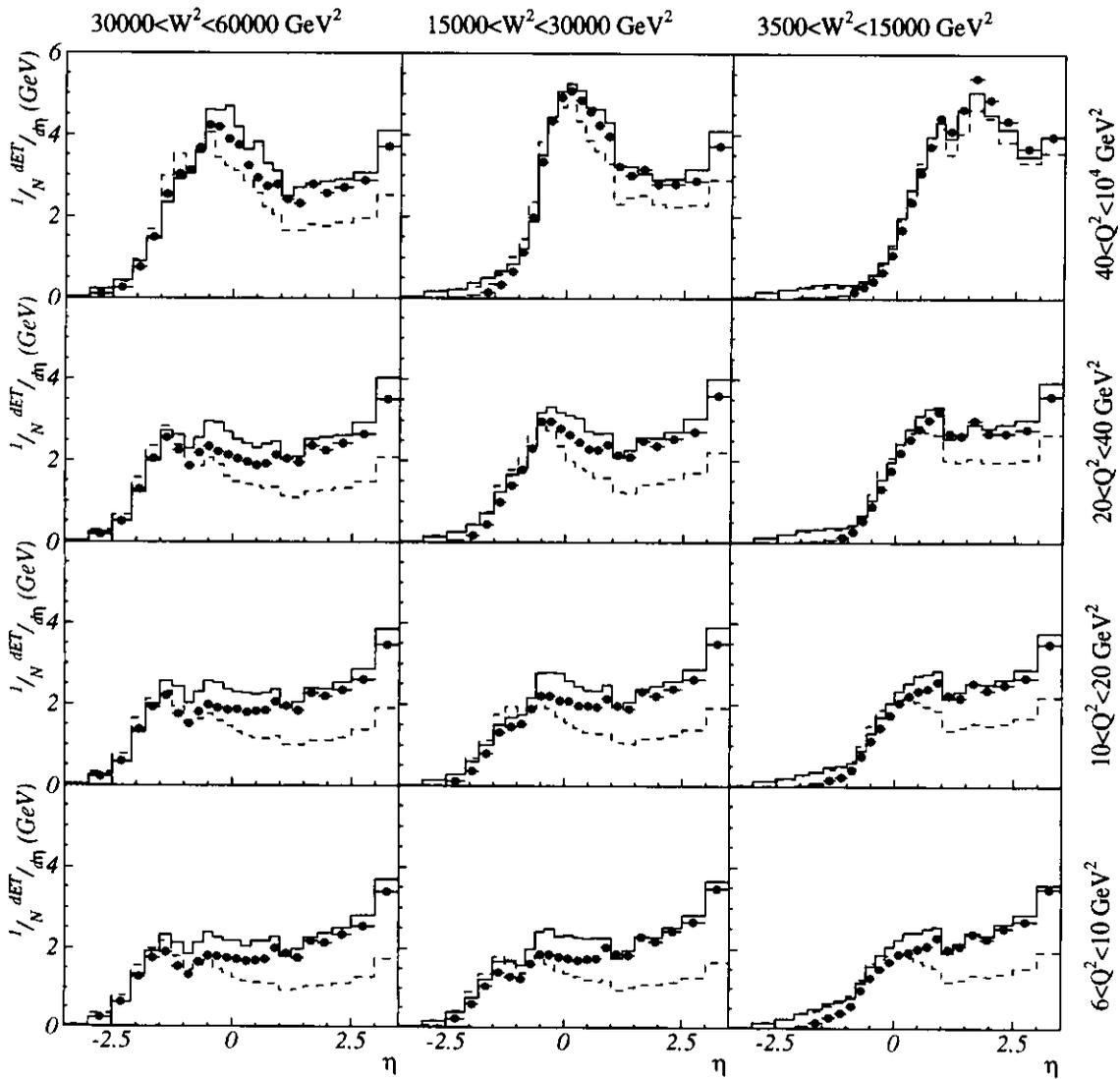


Fig. 6.1.1. Unkorrigierte transversale Energieflußverteilungen in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen. Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie das CDMBGF(4.3)-Modell und die unterbrochene Linie das MEPS(6.1)-Modell.

In diesem Kapitel werden die in verschiedenen Intervallen der Variablen  $Q^2$  und  $W^2$  gemessenen und auf die Anzahl der Ereignisse  $N_{Ereig.}$  normierten differentiellen Verteilungen des transversalen Energieflusses als Funktion der Winkelvariablen  $\eta$ ,  $\Delta\eta$  und  $\eta^*$  vorgestellt, d.h. die Verteilung

$$\frac{1}{N_{Ereig.}} \cdot \frac{dE_T}{dz},$$

wobei  $z$  für eine der oben genannten Winkelvariablen steht. Die gemessenen Verteilungen werden mit den Voraussagen verschiedener Modellrechnungen verglichen. Um verschiedene theoretische Voraussagen für physikalische Observablen überprüfen zu können, müssen die entsprechenden Größen unabhängig von Eigenheiten des jeweiligen Experiments gemessen werden. Dazu zählen beispielsweise Verfälschungen der Messung durch Detektoreffekte, wie der begrenzten Akzeptanz bezüglich Energie und Polarwinkel. Man versucht, diese detektorspezifischen Verfälschungen mit Hilfe der in Kapitel 4.4 eingeführten Korrekturfunktion zu minimieren. Stehen mehrere Monte-Carlo-Generatoren zur Verfügung, die die untersuchten Verteilungen befriedigend beschreiben, ist es notwendig, sich für eines dieser Programme zu entscheiden, mit dem dann die Korrekturfunktionen berechnet werden. Mit den anderen kann der systematische Fehler abgeschätzt werden, den die Anwendung der Korrektur verursacht.

Modell	Abk.	Generator
Quark-Parton-Modell	QPM	LEPTO 6.3
Matrixelement $O(\alpha_s)$	ME	LEPTO 6.3
Matrixelement $O(\alpha_s)$ + Partonschauer	MEPS(6.1)	LEPTO 6.1
Matrixelement $O(\alpha_s)$ + Partonschauer	MEPS	LEPTO 6.3
Matrixelement $O(\alpha_s)$ + Partonschauer	MEPS	LEPTO 6.3 (mit $y_{min} = 10^{-3}$ )
Matrixelement $O(\alpha_s)$ + Partonschauer	MEPS	LEPTO 6.3 (mit $y_{min} = 10^{-2}$ )
Farbdipolmodell + Boson-Gluon-Fusion	CDMBGF(4.3)	LEPTO 6.1 + Ariadne 4.3
Farbdipolmodell + Boson-Gluon-Fusion	CDMBGF	LEPTO 6.2 + Ariadne 4.8

Tab. 6.1.1. Modelle, mit denen die Daten verglichen werden und der entsprechende Monte-Carlo-Generator.

Zwei Monte-Carlo-Generatoren bzw. Modelle zur Beschreibung der tiefunelastischen Streuung wurden auf ihre Übereinstimmung mit den Daten untersucht<sup>1</sup>: LEPTO 6.1 (repräsentiert das MEPS-Modell) und LEPTO 6.1 mit Ariadne 4.3 (repräsentiert das CDMBGF-Modell). Wie aus Abbildung 6.1.1 ersichtlich, werden die Daten in allen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen durch das CDMBGF-Modell besser als durch das MEPS-Modell beschrieben. Das gilt insbesondere für die zentrale Region zwischen Stromjet und Zuschauerjet, in der man die unterschiedlichen Voraussagen der

<sup>1</sup>Die angegebenen Programmversionen waren zum Zeitpunkt, als diese Analyse durchgeführt wurde, die aktuellsten Versionen, mit denen Ereignisse inklusive der Detektorsimulation generiert worden waren.

in Kapitel 3.1.2 vorgestellten Entwicklungen der Partondichte gut untersuchen kann. Der Bereich des Stromjets befindet sich je nach  $(Q^2, W^2)$ -Intervall bei  $\eta \approx -1.5$  (in der Abbildung links unten) und  $\eta \approx +1.5$  (in der Abbildung rechts oben); der Zuschauerjet befindet sich unabhängig vom  $(Q^2, W^2)$ -Intervall bei großen Werten von  $\eta$ .

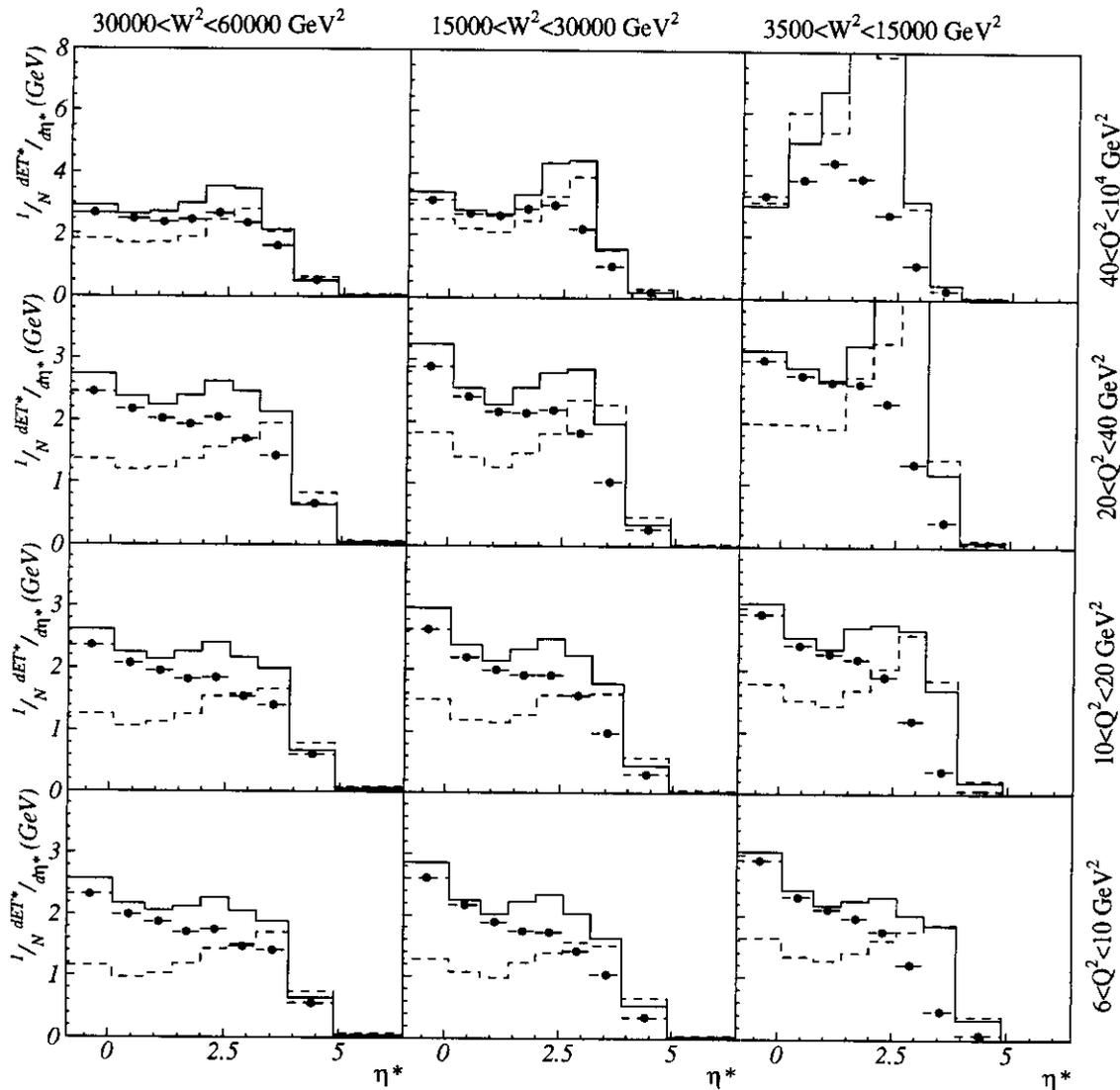


Fig. 6.1.2. *Unkorrigierte transversale Energieflußverteilung im hadronischen Schwerpunktsystem in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen. Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie das CDMBGF(4.3)-Modell und die unterbrochene Linie das MEPS(6.1)-Modell. Man erkennt deutlich die mit zunehmenden Werten von  $Q^2$  und abnehmenden Werten von  $W^2$  wachsende Diskrepanz zwischen Daten und Monte-Carlo-Verteilungen.*

Da die Aussagen über die Güte der beiden Monte-Carlo-Modelle auch für die Variable  $\Delta\eta$  gilt, wird auf die Darstellung der Verteilungen für die Variable  $\Delta\eta$  verzichtet. Die Berechnung der Korrekturfunktionen erfolgt aus oben genanntem Grund mit Ereignissen, die von LEPTO 6.1 mit Ariadne 4.3 generiert wurden. Die mit der MEPS-Option des Programms LEPTO 6.1 generierten Ereignisse werden zur Abschätzung des systematischen Fehlers benutzt (vgl. Kapitel 4.5).

Im hadronischen Schwerpunktsystem ergeben sich jedoch Diskrepanzen zwischen Daten und Monte-Carlo-Verteilungen, die mit zunehmenden Werten von  $Q^2$  und abnehmenden Werten von  $W^2$  anwachsen. Das stellt die Anwendbarkeit der in Kapitel 4.4 beschriebenen Korrekturprozedur mit zunehmenden Werten von  $Q^2$  und abnehmenden Werten von  $W^2$  zunehmend in Frage. Der Extremfall dieser Diskrepanz (in Abbildung 6.1.2 rechts oben) führt bei den korrigierten Daten zu einem deutlichen Unterschied zwischen Daten und Monte-Carlo (vgl. Abbildung 6.3.1). Da diese Beobachtung auf beide Monte-Carlo-Programme (LEPTO 6.1 und Ariadne 4.03) zutrifft, ist davon auszugehen, daß in den betreffenden Bereichen der Variablen  $Q^2$  und  $W^2$  nicht die Simulation der tiefunelastischen Streueignisse selbst schlecht ist, sondern daß in diesen Bereichen die für die Bestimmung des Boostvektors relevanten Variablen vom Detektorsimulationsprogramm MOZART nicht zufriedenstellend simuliert werden. Da im Rahmen dieser Arbeit kein anderes Korrekturverfahren zur Verfügung steht, werden auch die Daten im hadronischen Schwerpunktsystem mit Ereignissen, die von LEPTO 6.1 mit Ariadne 4.3 generiert wurden, korrigiert. Bei dem Vergleich der korrigierten Daten mit den Monte-Carlo-generierten transversalen Energieflußverteilungen im hadronischen Schwerpunktsystem ist daher mit Unterschieden zu rechnen, die zum Teil von der Korrekturprozedur verursacht werden.

## 6.2 Korrigierte Energieflußverteilungen im Laborsystem

Durch die Korrektur der gemessenen Verteilungen mit Hilfe der in Kapitel 4.4 berechneten Korrekturfunktion werden die experimentell ermittelten Verteilungen direkt mit solchen aus Modellrechnungen erhaltenen vergleichbar. Die Monte-Carlo-Modelle, die auf diese Weise mit den Daten verglichen werden, und die verwendeten Programmversionen sind in Tabelle 6.1.1 aufgeführt. Mit Ausnahme des Parameters  $y_{min}$  (vgl. Kapitel 3.2.1) werden stets die Standardeinstellungen der Parameter verwendet, die von den Programmautoren vorgeschlagen wurden. Die große Anzahl der Parameter verhindert eine Untersuchung ihres Einflusses auf den transversalen Energiefluß im Rahmen dieser Arbeit; nur der Einfluß des Parameters  $y_{min}$  wird untersucht. Die waagerechten Fehlerbalken in den folgenden Abbildungen entsprechen der jeweiligen Auflösung in  $\eta$ ,  $\Delta\eta$  bzw.  $\eta^*$ ; die senkrechten Fehlerbalken stellen den statistischen Fehler (fett gedruckt) bzw. den aus statistischem und systematischem Fehler berechneten Gesamtfehler (dünn gedruckt) dar. Der statistische Fehler ist so klein, daß er bis auf wenige Ausnahmen nicht zu sehen ist.

Der transversale Energiefluß in Abhängigkeit von der Variablen  $\eta$  ist in den Abbildungen 6.2.1 und 6.2.2 in den verschiedenen untersuchten  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen gezeigt. Man erkennt eine von der Rückwärtsrichtung her stark ansteigende Flanke, die in einem Maximum der Verteilung, dem *Stromjetbereich*, endet. Der anschließende Abfall der Verteilung flacht mit zunehmenden Werten von  $\eta$  zum Bereich des Zuschauerjets hin ab (*zentraler Bereich*). Mit wachsenden Werten von  $Q^2$  nimmt die Höhe der Maxima zu, was auf die Zunahme der im Stromjet zur Verfügung stehenden Energie zurückzuführen ist. Weiterhin verschiebt sich mit abnehmenden Werten von  $W^2$  der Stromjetbereich zu größeren Werten von  $\eta$ , d.h. in Richtung des Zuschauerjets. Außerdem ist an der Grenze zwischen FCAL- und BCAL-Bereich bei  $\eta \approx 1.1$  eine Überhöhung der transversalen Energieflußverteilung zu erkennen. Das deutet darauf hin, daß der Einfluß dieser Grenzbereiche innerhalb des Kalorimeters vom Detektorsimulationsprogramm MOZART überschätzt wird (vgl. Abbildung 4.4.1).

Zum Vergleich mit den Daten sind die Ergebnisse von verschiedenen Modell-

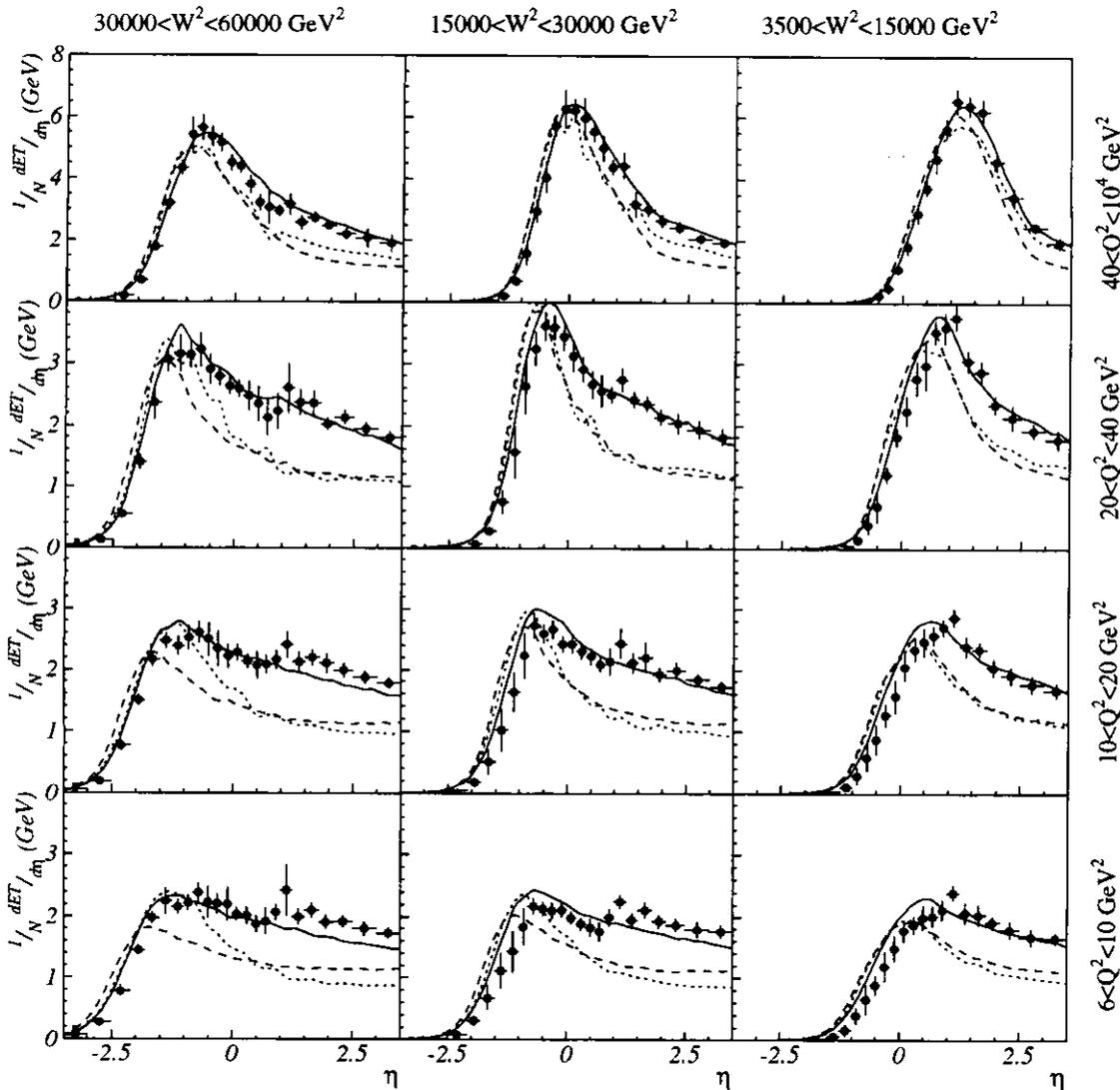


Fig. 6.2.1. Korrigierte transversale Energieflußverteilungen in Abhängigkeit von der Variablen  $\eta$  in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen. Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie das MEPS-Modell, die unterbrochene Linie das ME-Modell und die gepunktete Linie das MEPS(6.1)-Modell. Die waagerechten Fehlerbalken in dieser und den folgenden Abbildungen entsprechen der jeweiligen Auflösung in den Variablen  $\eta$ ,  $\Delta\eta$  bzw.  $\eta^*$ ; die senkrechten Fehlerbalken stellen den statistischen Fehler (fett gedruckt) bzw. den aus statistischem und systematischem Fehler berechneten Gesamtfehler (dünn gedruckt) dar.

rechnungen dargestellt. In Abbildung 6.2.1 entspricht die durchgezogene Linie dem MEPS-Modell, das als Referenz in allen folgenden Abbildungen des transversalen Energieflusses mit dargestellt ist. Es beschreibt den Verlauf der Daten in allen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen am besten, während das ME- und das ältere MEPS(6.1)-Modell insbesondere den zentralen Bereich deutlich unterschätzen. In Abbildung 6.2.2 werden die Daten zusätzlich mit dem CDMBGF- und dem älteren CDMBGF(4.3)-Modell verglichen. Während das CDMBGF-Modell die Daten im Stromjetbereich gleich und im zentralen Bereich noch besser als das MEPS-Modell beschreibt, überschätzt das CDMBGF(4.3)-Modell den Stromjetbereich mit abnehmenden Werten

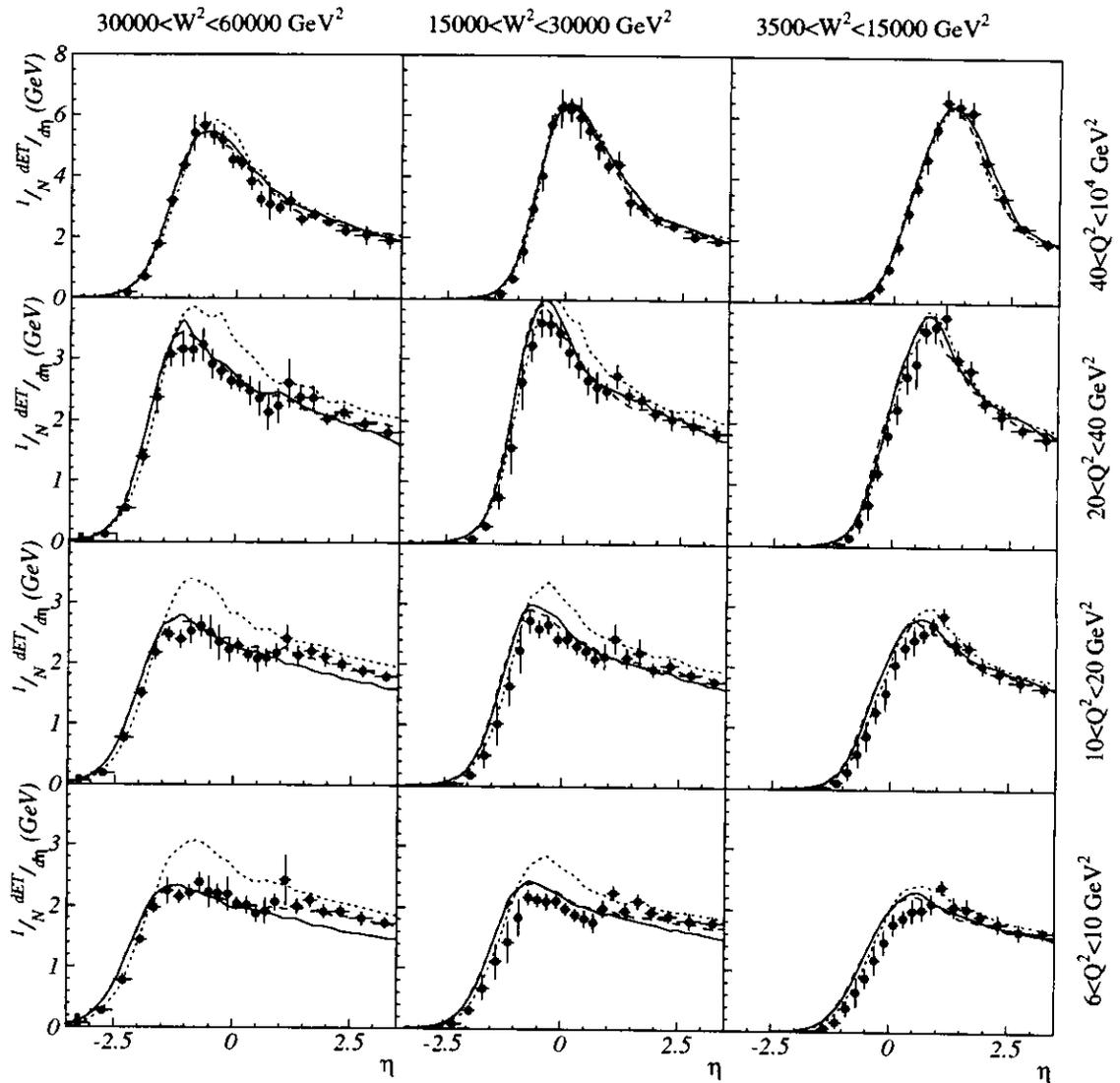


Fig. 6.2.2. Korrigierte transversale Energieflußverteilungen in Abhängigkeit von der Variablen  $\eta$  in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen. Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie das MEPS-Modell, die unterbrochene Linie das CDMBGF-Modell und die gepunktete Linie das naive CDMBGF(4.3)-Modell.

von  $Q^2$  und zunehmenden Werten von  $W^2$  immer deutlicher. Während also die beiden älteren Programmversionen LEPTO 6.1 und Ariadne 4.3 deutlich verschiedene Voraussagen für den transversalen Energiefluß im Laborsystem liefern, zeigen die neuen Versionen LEPTO 6.3 und Ariadne 4.8 nur noch sehr geringe Unterschiede.

Bei Verwendung der Variablen  $\eta$  ist die Richtung des Zuschauerjets ausgezeichnet, während die Richtung des Stromjets stark variiert. Man kann jedoch auch ein Bezugssystem wählen, in dem die Richtung des Stromjets festliegt. Dazu bietet sich die auf den Winkel des Stromjets  $\gamma_{Hadr}$  bezogene Variable  $\Delta\eta$  an. Die Abbildungen 6.2.3 und 6.2.4 zeigen den transversalen Energiefluß in Abhängigkeit von dieser Variablen. Der Stromjetbereich ist hier deutlicher ausgeprägt, als in den  $\eta$ -Verteilungen. Das liegt daran, daß der  $\eta$ -Wert des Stromjets innerhalb eines  $(Q^2, W^2)$ -Intervalls schwankt, der  $\Delta\eta$ -Wert jedoch definitionsgemäß kaum, denn er fällt praktisch mit dem Wert der Variablen  $\gamma_{Hadr}$  zusammen. Man stellt eine Ver-

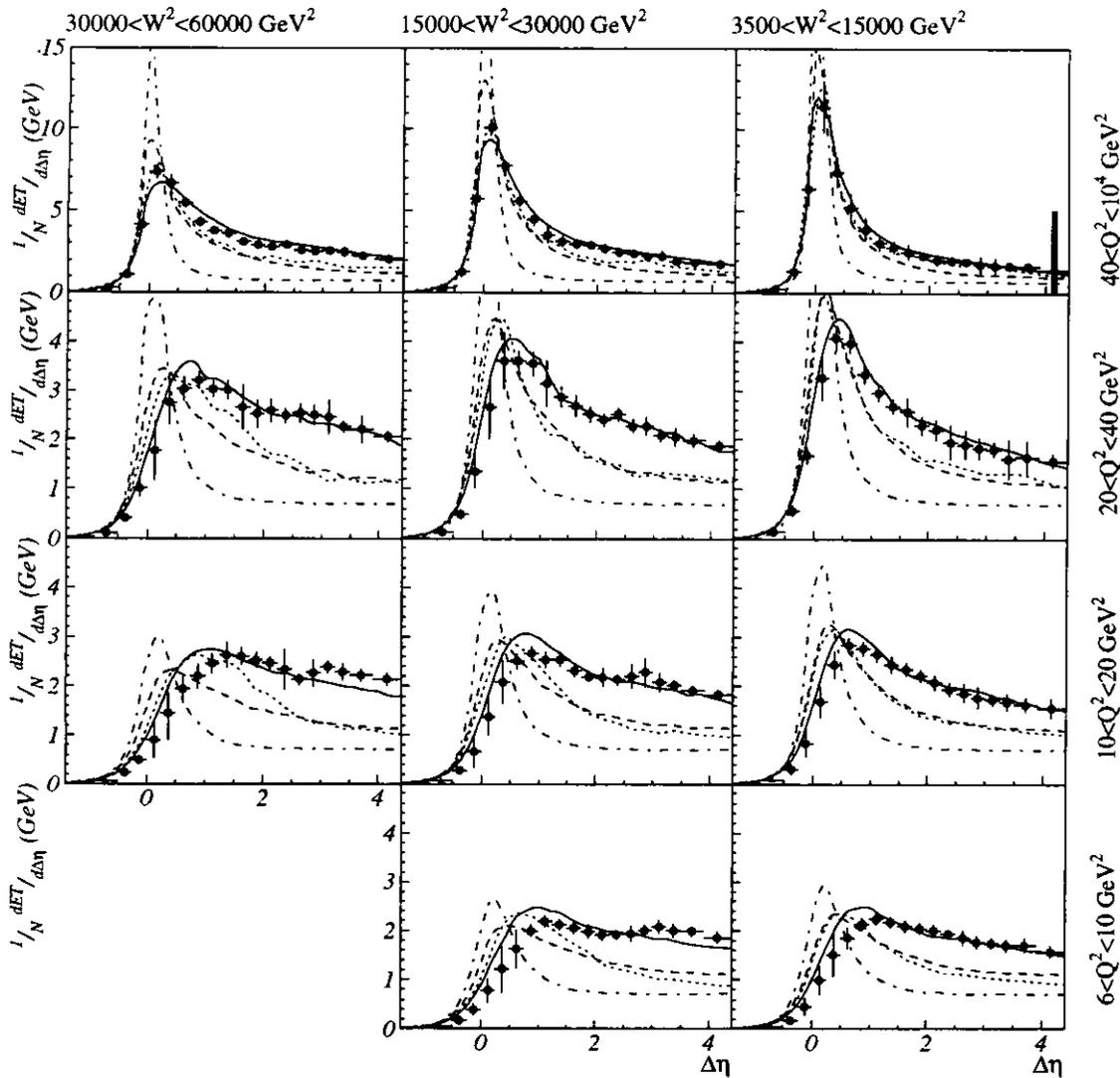


Fig. 6.2.3. Korrigierte transversale Energieflußverteilungen in Abhängigkeit von der Variablen  $\Delta\eta$  in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen. Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie das MEPS-Modell, die unterbrochene Linie das ME-Modell, die gepunktete Linie das MEPS(6.1)-Modell und die strichpunktete Linie das naive Quark-Parton-Modell. Die Verteilung im Bereich  $6 \leq Q^2 \leq 10 \text{ GeV}^2$  und  $30000 \leq W^2 \leq 60000 \text{ GeV}^2$  wird nicht gezeigt, da die statistischen Fehler dort sehr groß sind. Das liegt an der geringen Anzahl von Ereignissen, die in diesem  $(Q^2, W^2)$ -Intervall liegen (vgl. den von  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ ,  $W^2 = 30000 \text{ GeV}^2$  und  $\gamma_{\text{Had}} = 165^\circ$  begrenzten Bereich in Abbildung 5.2.2).

schiebung des Maximums in Richtung des Zuschauerjets fest, die mit zunehmendem  $W^2$  bzw. abnehmendem  $Q^2$  größer wird.

Vergleicht man die Daten mit der Kurve des Quark-Parton-Modells in Abbildung 6.2.3, die ein eng begrenztes Maximum um  $\Delta\eta = 0$  aufweist, kann diese Verschiebung auf QCD-Abstrahlungen zurückgeführt werden, die im Rahmen des Quark-Parton-Modells nicht generiert werden. Die Hinzunahme der QCD-Prozesse in  $O(\alpha_s)$  bei dem ME-Modell führt bereits zu einer deutlichen Zunahme der Transversalenergie im zentralen Bereich zwischen Stromjet und Zuschauerjet. Erst durch

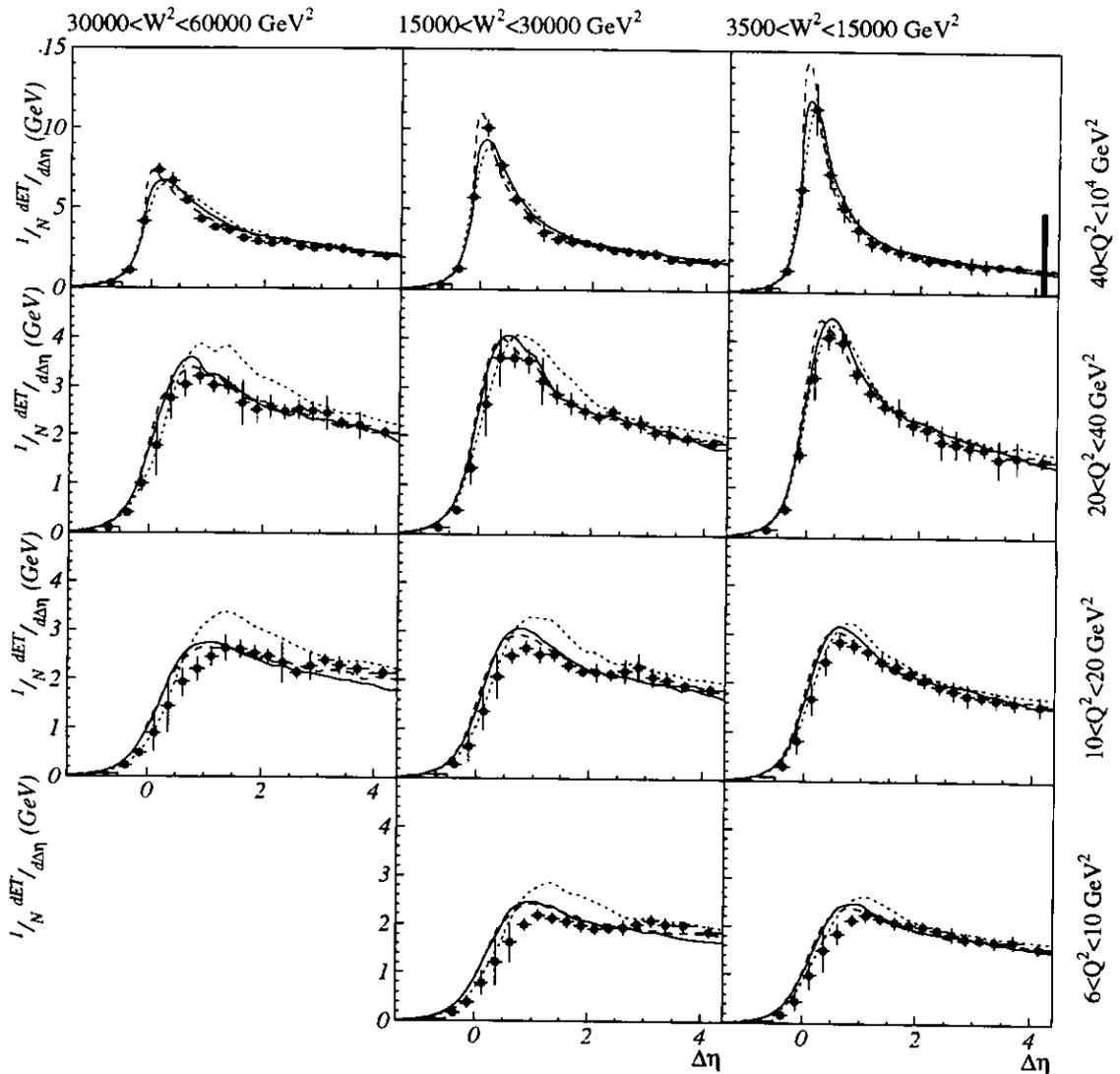


Fig. 6.2.4. Korrigierte transversale Energieflußverteilungen in Abhängigkeit von der Variablen  $\Delta\eta$  in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen. Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie das MEPS-Modell, die unterbrochene Linie das CDMBGF-Modell und die gepunktete Linie das CDMBGF(4.3)-Modell.

das Einschalten der QCD-Prozesse höherer Ordnung im MEPS-Modell wird jedoch genügend Energie im zentralen Bereich erzeugt sowie die Verschiebung des Stromjetmaximums gegenüber  $\Delta\eta = 0$  zufriedenstellend wiedergegeben. Diese Aussage gilt jedoch nicht für das ältere MEPS(6.1)-Modell, dessen Verteilungen denen des ME-Modells ähneln.

Aus Abbildung 6.2.4 ist ersichtlich, daß sich mit dem Farbdipolmodell unter Berücksichtigung von Boson-Gluon-Fusionsprozessen (CDMBGF-Modell) der transversale Energiefluß ebenfalls gut wiedergeben läßt. Die Berechnung mit dem älteren CDMBGF(4.3)-Modell ergibt zumindest für einige  $(Q^2, W^2)$ -Bereiche einen zu ausgeprägten Stromjet.

### 6.3 Korrigierte Energieflußverteilungen im hadronischen Schwerpunktsystem

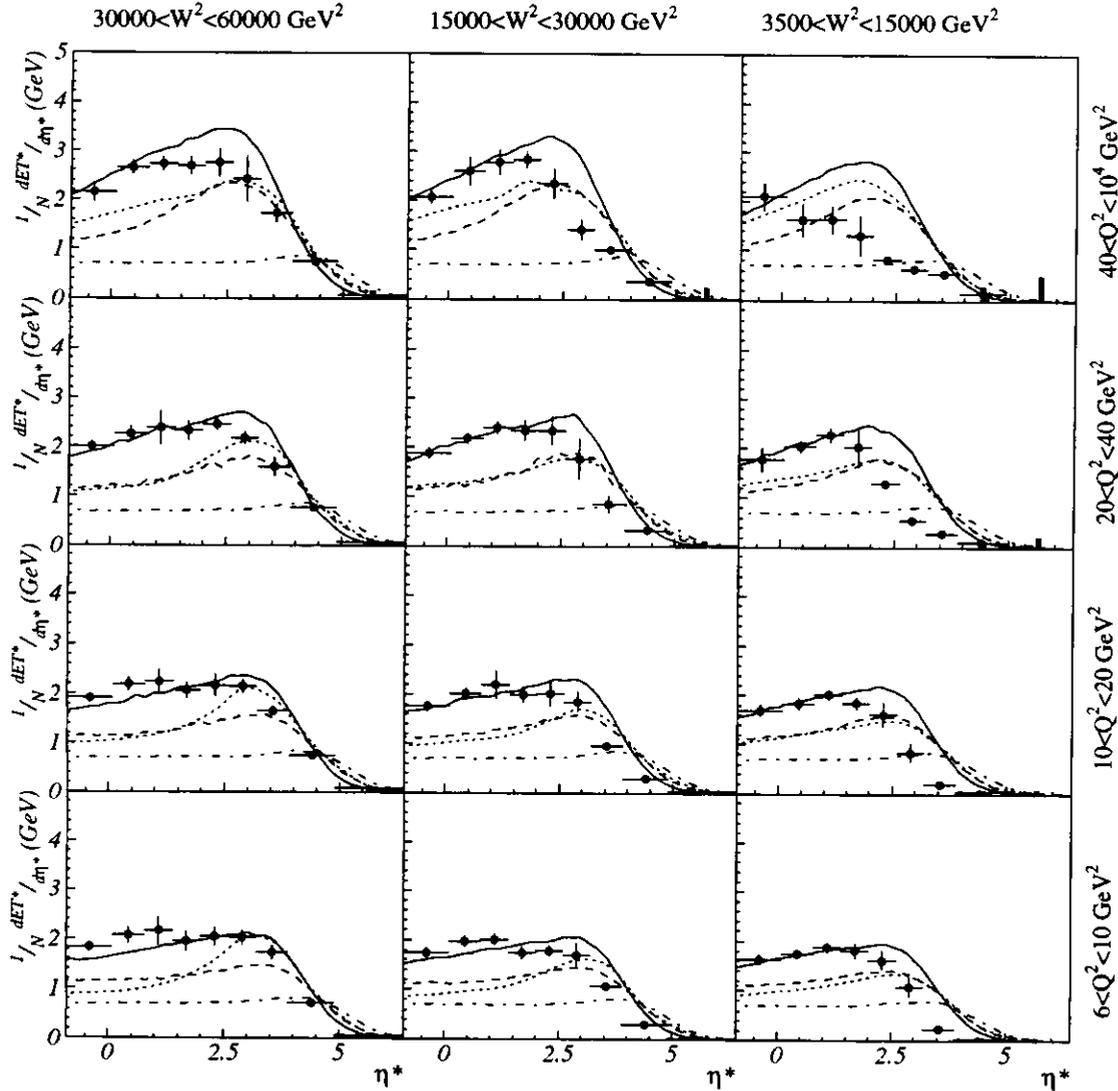


Fig. 6.3.1. Korrigierte transversale Energieflußverteilungen in Abhängigkeit von der Variablen  $\eta^*$  in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen. Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie das MEPS-Modell, die unterbrochene Linie das ME-Modell, die gepunktete Linie das MEPS(6.1)-Modell und die strichpunktete Linie das naive Quark-Parton-Modell.

Bei Transformation der Teilchenmultiplizität in Abhängigkeit von  $\eta$  in das hadronische Schwerpunktsystem ändert sich deren Form nicht, sie wird lediglich zu anderen  $\eta$ -Werten verschoben. Transformiert man statt dessen den Energiefluß (die energiegewichtete Teilchenmultiplizität), ändert sich nicht nur der Ort der Verteilung, sondern auch ihre Form. Das liegt daran, daß der Betrag der Energie und auch die Richtung, bzgl. der man die Transversalenergie berechnet, in beiden Bezugssystemen verschieden sind. Als Anhaltspunkt sei gesagt, daß der FCAL-Bereich ( $1.0 \leq \eta \leq 4.0$ ) im Intervall kleiner  $W^2$  etwa in den Bereich  $-1.0 \leq \eta^* \leq 2.0$ , im Intervall großer  $W^2$  etwa in den Bereich  $-2.0 \leq \eta^* \leq 1.0$  transformiert wird. Da durch die Wahl der  $z^*$ -Achse parallel zum virtuellen Photon im hadronischen Schwer-

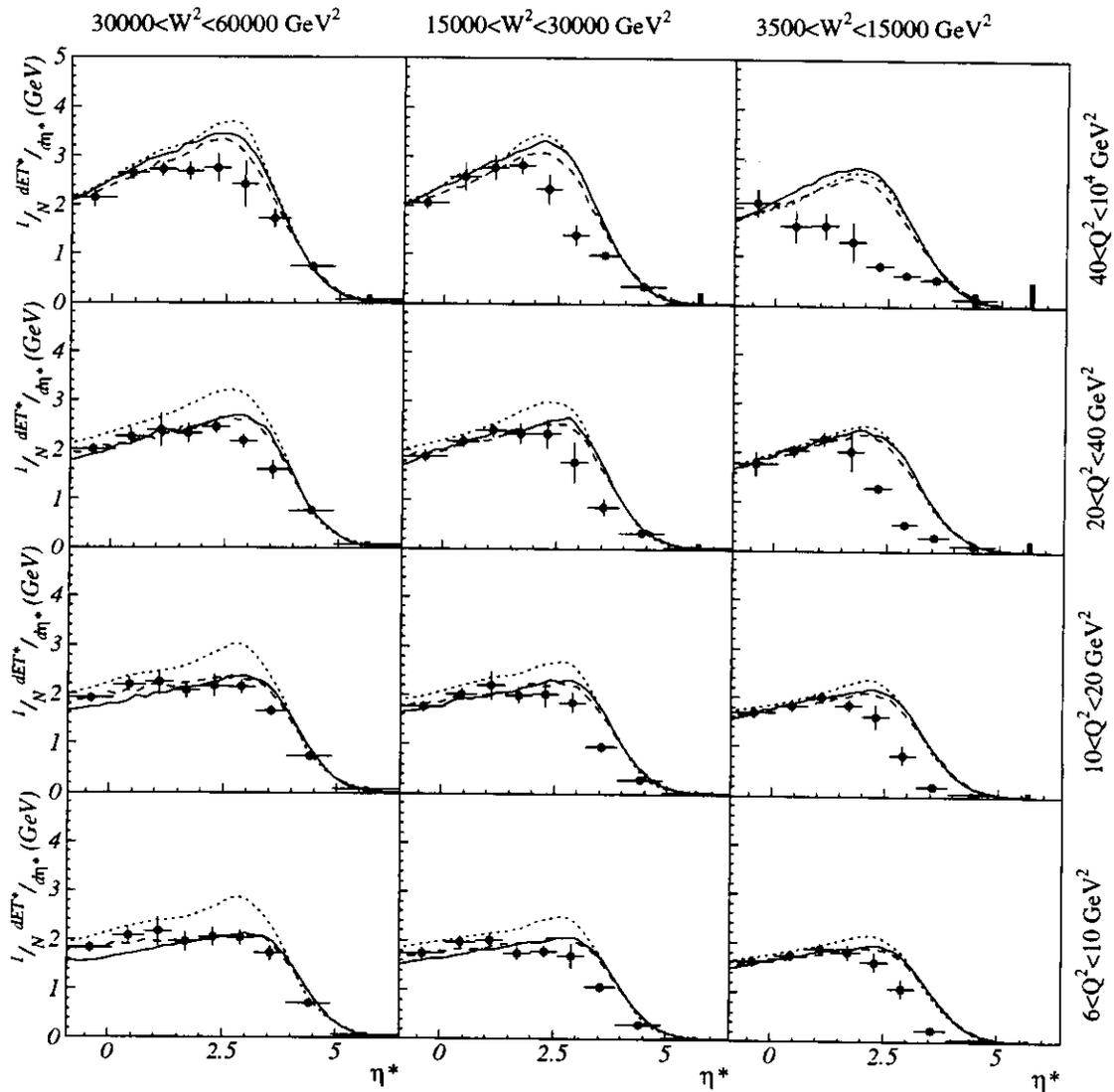


Fig. 6.3.2. Korrigierte transversale Energieflußverteilungen in Abhängigkeit von der Variablen  $\eta^*$  in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen. Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie das MEPS-Modell, die unterbrochene Linie das CDMBGF-Modell und die gepunktete Linie das CDMBGF(4.3)-Modell.

punktsystem die Verteilungen außerdem an  $\eta^* = 0$  gespiegelt werden, entsprechen im hadronischen Schwerpunktsystem zunehmende Werte der Pseudorapidität im Laborsystem abnehmenden Werten derselben. In Abbildung 6.2.1 ist erkennbar, daß der zentrale Bereich zwischen Stromjet und Zuschauerjet bei abnehmenden Werten von  $W^2$  in Vorwärtsrichtung aus dem Bereich des Kalorimeters herauswandert und die ansteigende Flanke des Stromjets bis an das FCAL heranreicht. Im hadronischen Schwerpunktsystem wird daher der zentrale Bereich am besten bei großen Werten von  $W^2$  zu untersuchen sein.

Betrachtet man die Abbildungen 6.3.1 bis 6.3.3, so erkennt man im Intervall kleiner  $W^2$ , daß der Bereich des Stromjets mit wachsenden Werten von  $Q^2$  von allen Modellen immer deutlicher überschätzt wird. Vergleicht man die unkorrigierten Daten mit den rekonstruierten Monte-Carlo-Verteilungen (vgl. Abbildung 6.1.2), so erkennt man in den verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Bereichen teilweise große Diskrepanzen zwischen den gemessenen Daten und den aus Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruier-

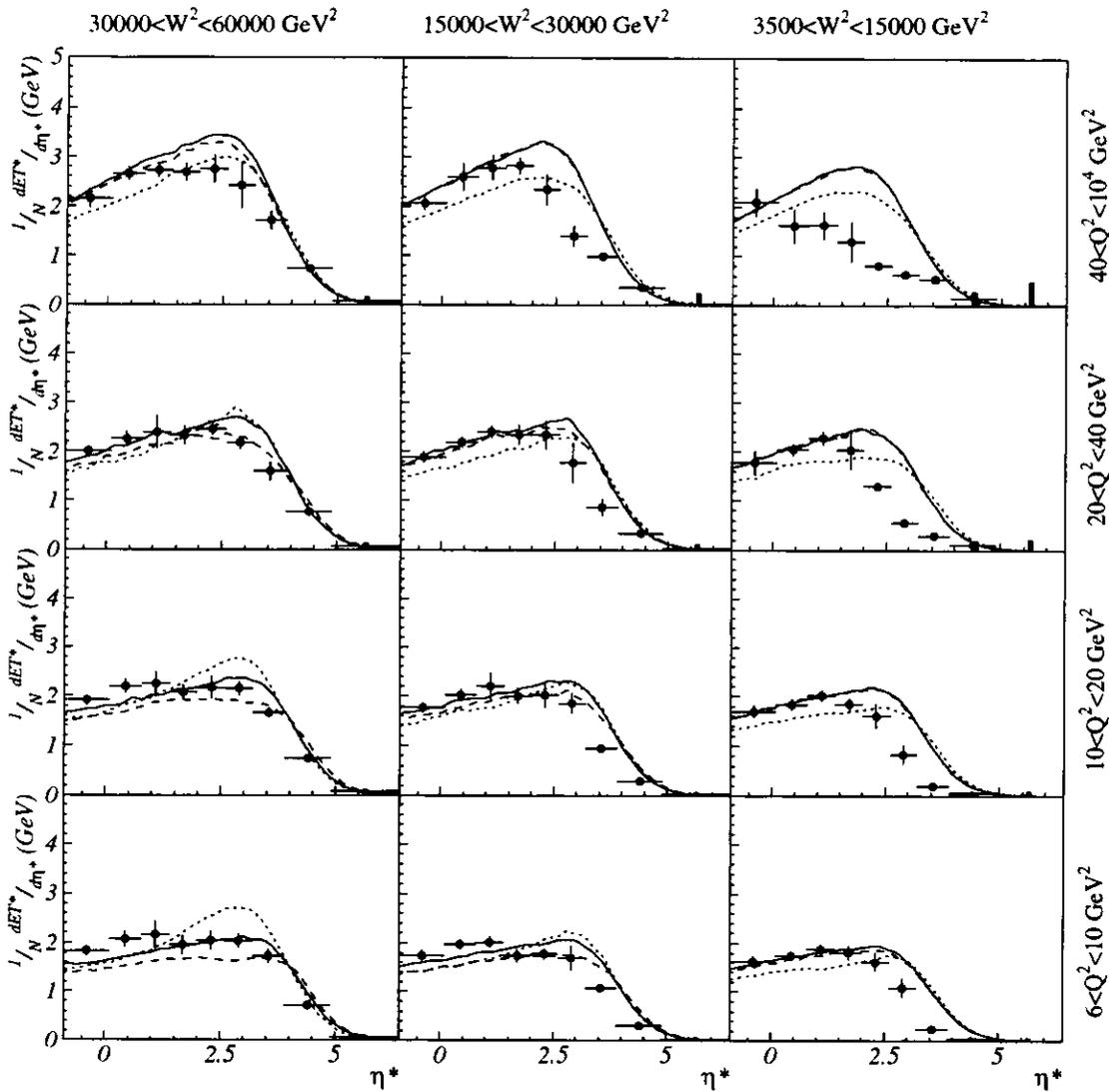


Fig. 6.3.3. Korrigierte transversale Energieflußverteilungen in Abhängigkeit von der Variablen  $\eta^*$  in verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Intervallen. Die Punkte repräsentieren die Daten, die Linien jeweils das MEPS-Modell, jedoch mit verschiedenen Werten des im Text erklärten Parameters  $y_{min}$ : die durchgezogene Linie entspricht  $y_{min} = 10^{-4}$ , die unterbrochene Linie entspricht  $y_{min} = 10^{-3}$  und die gepunktete Linie entspricht  $y_{min} = 10^{-2}$ .

ten transversalen Energieflußverteilungen. Das führt insbesondere im größten  $Q^2$ - und kleinsten  $W^2$ -Bin (in den Abbildungen oben rechts) zu einer unbefriedigenden Korrektur, da dort die geforderte gute Übereinstimmung von Daten und rekonstruierter Monte-Carlo-Verteilung (vgl. Kapitel 4.4) nicht mehr gegeben ist.

Der zentrale Bereich um  $\eta^* = 0$  wird jedoch vom MEPS- und CDMBGF-Modell befriedigend beschrieben. Das Fehlen von Partonschauern bei dem Quark-Parton-Modell und dem ME-Modell macht sich wiederum durch eine zu geringe Energie in diesem Bereich bemerkbar; diese Aussage trifft ebenfalls auf das MEPS(6.1)-Modell zu. Das CDMBGF(4.3)-Modell überschätzt dagegen mit zunehmendem  $W^2$  die Daten immer mehr.

Bei Änderungen des Parameters  $y_{min}$  ergeben sich im wesentlichen wieder nur leichte Änderungen in der Höhe der Energieflußverteilungen, die Form ändert sich

nur im Intervall großer  $W^2$  (vgl. Abbildung 6.3.3). Das bedeutet, daß das Fehlen der Abstrahlung weicher Gluonen, das mit zunehmenden Werten von  $y_{min}$  zunehmend prominent wird, keinen sehr großen Einfluß auf den transversalen Energiefluß hat.

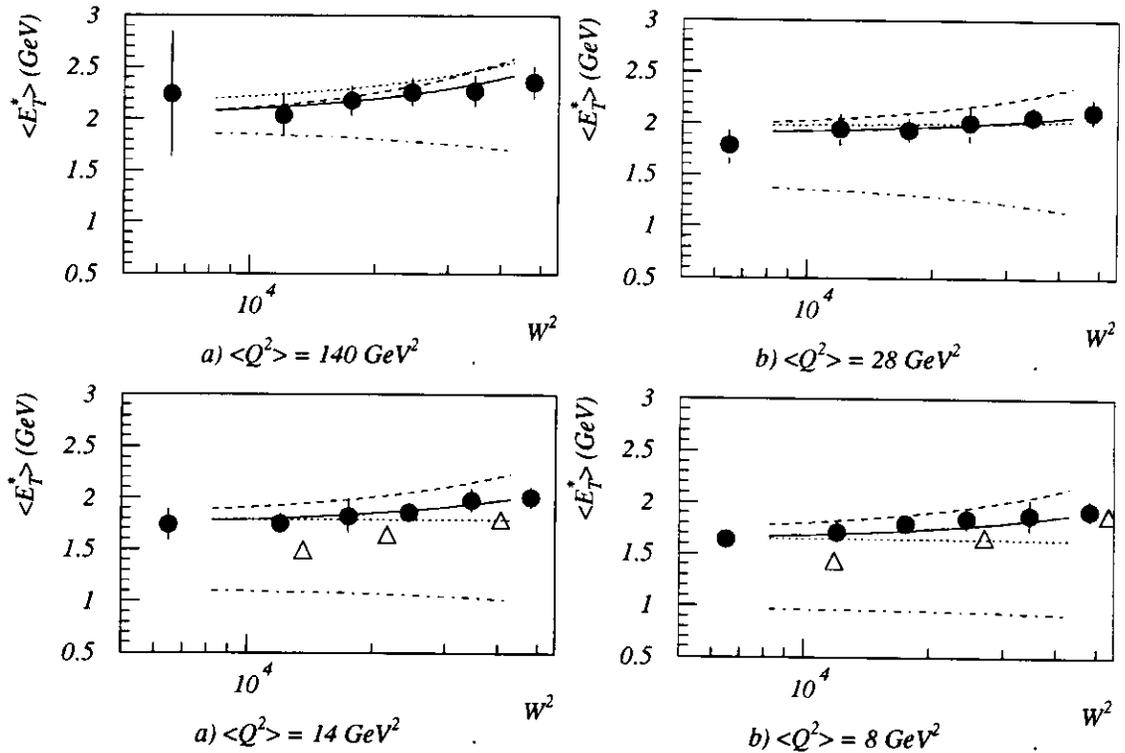


Fig. 6.3.4. Transversaler Energiefluß bei  $\eta^* \approx 0$  in Abhängigkeit von der Variablen  $W^2$  in verschiedenen  $Q^2$ -Intervallen. Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie das CDMBGF-Modell, die unterbrochene Linie das CDMBGF(4.3)-Modell, die gepunktete Linie das MEPS-Modell, die strichpunktete Linie das MEPS(6.1)-Modell und die Dreiecke Modellrechnungen nach der BFKL-Partondichteentwicklung.

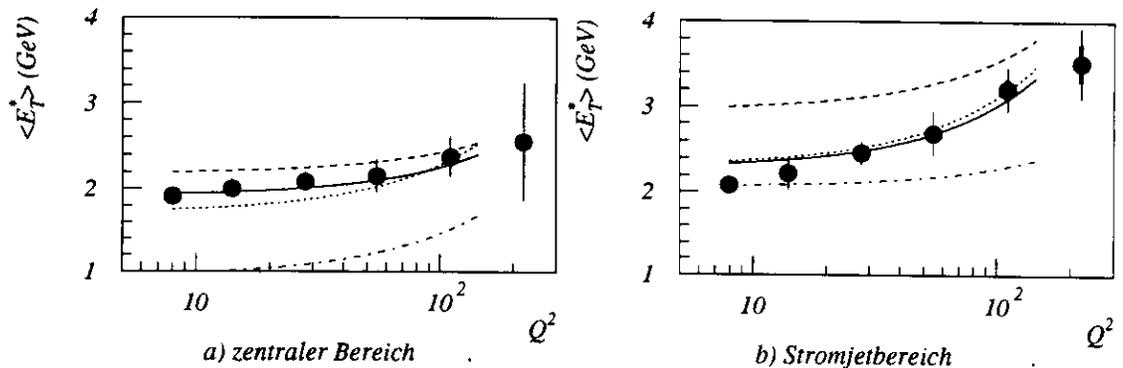


Fig. 6.3.5. Transversaler Energiefluß im zentralen und im Stromjetbereich in Abhängigkeit von der Variablen  $Q^2$  im größten  $W^2$ -Intervall. Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie das CDMBGF-Modell, die unterbrochene Linie das CDMBGF(4.3)-Modell, die gepunktete Linie das MEPS-Modell und die strichpunktete Linie das MEPS(6.1)-Modell.

Da man annimmt, daß die im zentralen Bereich zwischen Stromjet und Zuschauerjet produzierte transversale Energie zur Unterscheidung der bei HERA anzuwendenden Partondichteentwicklung beitragen kann (vgl. Kapitel 3.1.3), soll dieser Bereich noch etwas genauer untersucht werden. Abbildung 6.3.4 zeigt den mittleren transversalen Energiefluß je Pseudorapiditätseinheit im zentralen Bereich  $-0.8 \leq \eta^* \leq +0.8$  in Abhängigkeit von  $W^2$  für die verschiedenen  $Q^2$ -Intervalle. Die Berechnung erfolgt als gewichtetes Mittel der in den beiden an  $\eta^* = 0$  angrenzenden  $\eta^*$ -Intervallen gemessenen transversalen Energie (vgl. Abbildung 6.3.1). Die Mittelwerte und deren statistische Fehler ergeben sich aus den Gleichungen [KRE79]:

$$\langle E_T^* \rangle = \frac{\sum_i E_{T,i}^* (\sigma_i / E_{T,i}^*)^{-2}}{\sum_i (\sigma_i / E_{T,i}^*)^{-2}}$$

und

$$\sigma_{\langle E_T^* \rangle}^2 = \frac{\sum_i \sigma_i^2 (\sigma_i / E_{T,i}^*)^{-4}}{(\sum_i (\sigma_i / E_{T,i}^*)^{-2})^2}.$$

Die statistischen Fehler sind jedoch so klein, daß sie gegenüber den systematischen Fehlern vernachlässigbar klein sind.

Man erkennt aus der Abbildung einen nur leichten Anstieg der mittleren Transversalenergie mit zunehmenden Werten von  $W^2$ , d.h. abnehmenden Werten von  $x_{Bj}$ , und mit zunehmenden Werten von  $Q^2$ . Die Daten werden vom CDMBGF-Modell augenscheinlich am besten beschrieben. Das ältere CDMBGF(4.3)-Modell liegt etwas oberhalb der Daten, während das MEPS-Modell die Daten bei großen Werten von  $Q^2$  gut beschreibt, bei kleinen  $Q^2$ -Werten jedoch den leichten Anstieg nicht wiedergibt. Das MEPS(6.1)-Modell unterschätzt die mittlere Transversalenergie deutlich. Ebenfalls gezeigt sind die Ergebnisse einer theoretischen Berechnung nach den BFKL-Entwicklungsgleichungen [SUT96] (vgl. auch Tabelle 6.3.1). Da sie auf dem Partonniveau durchgeführt wurden, muß noch ein Beitrag von der Hadronisierung zu den gezeigten Werten addiert werden, der üblicherweise mit etwa 0.3 bis 0.4 GeV angesetzt wird [AID95]. Berücksichtigt man diesen Beitrag, beschreiben die BFKL-„Werte“ die Daten ebenfalls gut.

Die mittlere Transversalenergie in Abhängigkeit von  $Q^2$  im größten  $W^2$ -Intervall ist in Abbildung 6.3.5 gezeigt. Im zentralen Bereich erkennt man einen leichten Anstieg der mittleren Transversalenergie mit  $Q^2$ ; im Stromjetbereich ist dieser Anstieg dagegen signifikant (vgl. auch Tabelle 6.3.2). Sowohl das CDMBGF- als auch das MEPS-Modell beschreiben die Daten relativ gut, während die beiden älteren Modelle CDMBGF(4.3) und MEPS(6.1) ein deutlich anderes Verhalten als die Daten aufweisen.

$\langle Q^2 \rangle$ in $GeV^2$	$\langle W^2 \rangle$ in $GeV^2$	$\Rightarrow \langle x_{Bj} \rangle$ $\cdot 10^{-4}$	korrigierte Daten $\langle E_T^* \rangle \pm \sigma_{\langle ET^* \rangle}$ in $GeV$	BFKL-Rechnung $\langle E_T^* \rangle$ in $GeV$
8	6500	12.3	$1.64 \pm 0.08$	
	12000	6.7	$1.71 \pm 0.09$	1.43
	17500	4.6	$1.79 \pm 0.09$	
	24500	3.3	$1.84 \pm 0.1$	
	27000	3.0		1.66
	34500	2.3	$1.88 \pm 0.15$	
	48000	1.7	$1.92 \pm 0.1$	
	53500	1.5		1.88
14	6500	21.5	$1.74 \pm 0.15$	
	12000	11.7	$1.75 \pm 0.09$	
	13500	10.4		1.49
	17500	8.0	$1.82 \pm 0.15$	
	21500	6.5		1.64
	24500	5.7	$1.86 \pm 0.09$	
	34500	4.1	$1.98 \pm 0.11$	
	42500	3.3		1.79
	48000	2.9	$2.01 \pm 0.11$	
28	6500	42.9	$1.79 \pm 0.19$	
	12000	23.3	$1.95 \pm 0.16$	
	17500	16.0	$1.94 \pm 0.12$	
	24500	11.4	$2.01 \pm 0.18$	
	34500	8.1	$2.07 \pm 0.1$	
	48000	5.8	$2.12 \pm 0.12$	
140	6500	210.8	$2.24 \pm 0.6$	
	12000	115.3	$2.04 \pm 0.21$	
	17500	79.4	$2.18 \pm 0.14$	
	24500	56.8	$2.26 \pm 0.13$	
	34500	40.4	$2.27 \pm 0.15$	
	48000	29.1	$2.36 \pm 0.16$	

Tab. 6.3.1. *Transversaler Energiefluß bei  $\eta^* \approx 0$  im Intervall  $-0.8 \leq \eta^* \leq +0.8$  in Abhängigkeit von  $W^2$  in verschiedenen  $Q^2$ -Intervallen; die Fehler der korrigierten Daten enthalten die statistischen und systematischen Fehler (quadratisch addiert). Daneben sind Voraussagen der BFKL-Entwicklungsgleichungen angegeben [SUT96], die auf Partonniveau durchgeführt wurden.*

		zentraler Bereich	Stromjetbereich
$\langle Q^2 \rangle$ in $GeV^2$	$\langle W^2 \rangle$ in $GeV^2$	$\langle E_T^* \rangle \pm \sigma_{\langle ET^* \rangle}$ in $GeV$	$\langle E_T^* \rangle \pm \sigma_{\langle ET^* \rangle}$ in $GeV$
8	42000	$1.91 \pm 0.11$	$2.08 \pm 0.1$
14		$2.00 \pm 0.11$	$2.22 \pm 0.19$
28		$2.08 \pm 0.11$	$2.46 \pm 0.13$
55		$2.15 \pm 0.19$	$2.69 \pm 0.26$
110		$2.38 \pm 0.23$	$3.21 \pm 0.25$
220		$2.55 \pm 0.68$	$3.52 \pm 0.41$

Tab. 6.3.2. *Transversaler Energiefluß bei  $\eta^* \approx 0$  im Intervall  $-0.8 \leq \eta^* \leq +0.8$  (zentraler Bereich) und im Stromjetbereich bei  $\eta^* \approx 2.5$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  im größten  $W^2$ -Intervall; die Fehler der korrigierten Daten enthalten die statistischen und systematischen Fehler (quadratisch addiert).*

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Durch die hohen Teilchenenergien, die am HERA-Speicherring erreichbar sind, sind in der tiefunelastischen Streuung kinematische Bereiche zugänglich, in denen die Bereiche von Stromjet und Zuschauerjet deutlich voneinander zu trennen sind. Aus den im Jahr 1994 mit dem ZEUS-Detektor gemessenen Ereignissen wurden tiefunelastische Streueignisse selektiert und transversale Energieverteilungen der auslaufenden Hadronen in verschiedenen Bereichen der Variablen  $Q^2$  (Quadrat des 4-Impuls-Übertrags) und  $W^2$  (Quadrat der invarianten Masse des hadronischen Endzustands) im Labor- und im hadronischen Schwerpunktsystem bestimmt.

Die Daten wurden auf Effekte der Akzeptanz und des Auflösungsvermögens des Detektors sowie bezüglich der QED-Bremsstrahlung korrigiert, um sie direkt mit Voraussagen verschiedener Monte-Carlo-Modelle vergleichen zu können. Die Quellen der systematischen Fehler wurden diskutiert und daraus der gesamte systematische Fehler in den verschiedenen  $(Q^2, W^2)$ -Bereichen ermittelt, der im wesentlichen durch die Unsicherheit gegeben ist, die die Wahl eines bestimmten Monte-Carlo-Modells für die Berechnung der Korrekturfunktion mit sich bringt.

Es wurde der transversale Energiefluß als Funktion der Pseudorapidität  $\eta := -\ln(\tan(\frac{\vartheta}{2}))$  und der Pseudorapiditätsdifferenz  $\Delta\eta := \eta + \ln(\tan(\frac{\gamma_{Had}}{2}))$  im HERA-Laborsystem in verschiedenen Bereichen der Variablen  $Q^2$  und  $W^2$  gemessen; dabei bezeichnet  $\vartheta$  den Polarwinkel und  $\gamma_{Had}$  den Polarwinkel des Stromjets im Quark-Parton-Modell. Die in [DEP94] gefundene Verschiebung des Maximums der Energieflußverteilung in  $\Delta\eta$  wird für die transversale Energieflußverteilung bestätigt. Alle transversalen Energieflußverteilungen werden von den neuen Versionen der Monte-Carlo-Programme LEPTO (Version 6.3) und Ariadne (Version 4.08), die auf verschiedene Weise QCD-Prozesse höherer Ordnung  $\alpha_s$  simulieren, im wesentlichen richtig beschrieben. Da für den Vergleich mit Berechnungen im Rahmen der Quantenchromodynamik ein detektorunabhängiges Koordinatensystem vorzuziehen ist, wurde zusätzlich der transversale Energiefluß als Funktion von  $\eta^*$  im hadronischen Schwerpunktsystem gemessen.

Aus der Betrachtung des mittleren transversalen Energieflusses im zentralen Bereich zwischen Stromjet- und Zuschauerjetbereich des hadronischen Schwerpunktsystems erhofft man sich Aufschluß über die bei HERA-Energien anzuwendenden Entwicklungsgleichungen für die Partondichte. Dazu wurden die korrigierten transversalen Energieflußverteilungen mit verschiedenen Modellrechnungen verglichen, in denen die Emission von Gluonen mit unterschiedlichen Näherungen beschrieben werden. Während beim MEPS-Modell (in LEPTO implementiert) die DGLAP-Entwicklungsgleichungen benutzt werden, hat das CDMBGF-Modell (in Ariadne

implementiert) in Bezug auf die Abstrahlungsrate von Gluonen Ähnlichkeit mit den Voraussagen der BFKL-Entwicklungsgleichungen. Das CDMBGF-Modell ist eine Erweiterung des Farbdipolmodells (CDM), in der auch der Boson-Gluon-Fusionsprozeß berücksichtigt wird.

Weder im Laborsystem noch im hadronischen Schwerpunktsystem besteht ein wesentlicher Unterschied in der Güte den Voraussagen des transversalen Energieflusses durch die neuen Versionen des MEPS- und des CDMBGF-Modells. Die  $Q^2$ - und  $W^2$ -Abhängigkeit des mittleren transversalen Energieflusses wird von beiden Modellen in der aktuellen Version zufriedenstellend wiedergegeben.

Sowohl das LEPTO- als auch das Ariadne-Programm sind in letzter Zeit modifiziert worden. Die Voraussagen der vorherigen und der jetzt aktuellen Versionen unterscheiden sich zum Teil erheblich. Es erscheint daher fraglich, ob die Analyse der transversalen Energieflußverteilungen Rückschlüsse darauf zuläßt, ob die in dem zur Zeit bei HERA zugänglichen Bereich der Variablen  $x_{Bj}$  und  $Q^2$  meßbaren Partondichtevertellungen von den DGLAP- oder von den BFKL-Entwicklungsgleichungen bestimmt werden. Die Unterschiede in den Transversalimpulsspektren von emittierten Gluonen, die zwischen den beiden Modellen bestehen, können offenbar von anderen in den Monte-Carlo-Programmen simulierten Effekten kompensiert werden.

# Anhang A

## Glossar

<b>BAC</b>	<b>BA</b> cking Calorimeter, engl.: äußeres Kalorimeter
<b>BCAL</b>	<b>Barrel CA</b> Lorimeter, engl.: zentrales Kalorimeter
<b>BGF</b>	<b>Boson-Gluon-Fusion</b>
<b>BMUI/O</b>	<b>Barrel MU</b> on detector <b>I</b> nner/ <b>O</b> uter, engl.: innerer/äußerer zentraler Myondetektor
<b>CDM</b>	<b>Colour Dipol Model</b> , engl.: Farbdipolmodell
<b>CTD</b>	<b>Central Tracking Detector</b> , engl.: zentrale Spurkammer
<b>DESY</b>	<b>Deutsches Elektronen SY</b> nchrotron
<b>DIS</b>	<b>Deep Inelastic Scattering</b> , engl.: tiefunelastische Streuung
<b>DU</b>	<b>Depleted Uranium</b> , engl.: abgereichertes Uran
<b>FCAL</b>	<b>Forward CA</b> Lorimeter, engl.: Vorwärtskalorimeter
<b>FDET</b>	<b>Forward DE</b> Tectors, engl.: Vorwärtsdetektoren, bestehend aus den Vorwärtsspurkammern und den Übergangsstrahlungsdetektoren
<b>FMUI/O</b>	<b>Forward MU</b> on detector <b>I</b> nner/ <b>O</b> uter, engl.: innerer/äußerer Vorwärts-Myondetektor
<b>FSPS</b>	<b>Final State Parton Shower</b> , engl.: Abstrahlung von Gluonen im Endzustand
<b>HCM</b>	<b>Hadronic Center of Mass</b> , engl.: hadronisches Schwerpunktsystem
<b>HERA</b>	<b>Hadron-Elektron-Ring-Anlage</b>
<b>HES</b>	<b>Hadron-Elektron-Separator</b>
<b>ISPS</b>	<b>Initial State Parton Shower</b> , engl.: Abstrahlung von Gluonen im Anfangszustand
<b>MC</b>	<b>Monte Carlo</b> , d.h. Zufallsgenerator
<b>MOZART</b>	<b>Monte Carlo for ZEUS Analysis, Reconstruction and Trigger</b> , engl.: Zufallsgenerierte Daten für ZEUS-Analyse, Rekonstruktion und Trigger
<b>QCD</b>	<b>QuantenChromoDynamik</b>
<b>QPM</b>	<b>Quark-Parton-Modell</b>
<b>RCAL</b>	<b>Rear Calorimeter</b> , engl.: Rückwärtskalorimeter
<b>RMUI/O</b>	<b>Rear Muon detector Inner/Outer</b> , engl.: innerer/äußerer Rückwärts-Myondetektor
<b>RTD</b>	<b>Rear Tracking Detector</b> , engl.: Rückwärtsspurkammer
<b>VXD</b>	<b>VerteX Detector</b> , engl.: Vertexdetektor

# Anhang B

## Literaturverzeichnis

- [ABR93] H. Abramowicz et al. (ZEUS  $F_2$ -Gruppe)  
*A Determination of  $F_2$  with the 1992 Data*  
ZEUS 93-078, interner Bericht, Juli 1993
- [ABT94] I. Abt et al. (H1 Kollaboration)  
*Energy flow and charged particle spectra in deep inelastic scattering at HERA*  
Z. Phys. **C63**(1994) 377
- [AID95] S. Aid et al. (H1 Kollaboration)  
*Transverse energy and forward jet production in the low  $x$  regime at HERA*  
Phys. Lett. **B356**(1995) 118
- [ALT77] G. Altarelli, G. Parisi  
*Asymptotic Freedom in Parton Language*  
Nucl. Phys. **B126**(1977) 298
- [BAL78] Y. Balitsky, L. Lipatov  
*The Pomeron singularity in quantum chromodynamics*  
Sov. J. Nucl. Phys. **28**(1978) 282
- [BEI94] H. Beier  
*Bestimmung differentieller Hadronmultiplizitäten in der tief-unelastischen  $e$ - $p$ -Streuung*  
DESY F35D-94-07, interner Bericht, Juni 1994
- [BEN91] S. Bentvelsen et al.  
*Reconstruction of  $(x, Q^2)$  and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA*  
Physics at HERA, Vol.1, Proc. of the Workshop (1991) 23
- [BEN94] S. Bentvelsen  
*Measurement of the proton structure function at HERA using the ZEUS detector*  
Doktorarbeit, Universität Amsterdam, 1994
- [BLO84] V. Blobel  
*Unfolding Methods in High-Energy Physics Experiments*  
DESY 84-118, Dezember 1984
- [CRI94] J. Crittenden  
*The Performance of the ZEUS Calorimeter*  
DESY 94-234, Dezember 1994

- [DEP94] O. Deppe  
*Messung des hadronischen Energieflusses in der tiefunelastischen e-p-Streuung*  
DESY F35D-94-05, interner Bericht, Mai 1994
- [DER93] M. Derrick et al. (ZEUS-Kollaboration)  
*Observation of Events with a Large Rapidity Gap in Deep Inelastic Scattering at HERA*  
Phys. Lett. **B315**(1993) 481
- [FEY72] R. Feynman  
*Photon-Hadron Interactions*  
W.A.Benjamin Inc, Reading Mass. 1972
- [HAR95] J. Hartmann  
*Selected Topics from the Hadronic Final State in Deep Inelastic Scattering Events at HERA*  
ZEUS 95-135, interner Bericht, Oktober 1995
- [HOL93] U. Holm,Edt.  
*The ZEUS Detector, Status Report 1993*  
interner Bericht
- [ING95] G. Ingelman  
*LEPTO version 6.3 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nukleon Scattering*  
unveröffentlichte Programmanleitung, August 1995
- [JAC79] F. Jacquet und A. Blondel  
in *Proceedings of the study of an ep facility for Europe*  
Ed. U. Amaldi, 1979
- [KLE92] K. Kleinknecht  
*Detektoren für Teilchenstrahlung*  
Teubner, 3.Auflage, Stuttgart 1992
- [KRE79] E. Kreyszig  
*Statistische Methoden und ihre Anwendungen*  
Vandenhoeck & Ruprecht, 7.Auflage, Göttingen 1979
- [KUH95] M. Kuhlen  
*Hadronic Final States in Deeply Inelastic Scattering*  
MPI-PhE/95-19, Max-Planck-Institut für Physik, August 1995
- [KWI92] J. Kwieciński, A. Martin, P. Sutton  
*Deep-inelastic events containing a measured jet as a probe of QCD behavior at small x*  
Phys. Rev. **D46**(1992) 921
- [KWI94] J. Kwieciński, A. Martin, P. Sutton, K. Golec-Biernat  
*QCD predictions for the transverse energy flow in deep-inelastic scattering in the DESY HERA small x regime*  
Phys. Rev. **D50**(1994) 217  
und  
*Transverse energy flow at HERA*  
Phys. Lett. **B355**(1994) 220
- [LEV91] E. Levin  
*Nucleon Structure Function at Small x*  
DESY 91-110, September 1991

- [LOE94] L. Lönnblad  
*Ariadne version 4, A Program for Simulation of QCD-Cascades  
Implementing the Colour Dipole Model*  
Comp. Phys. Comm. **71**(1992) 15  
und  
*Ariadne version 4, Revision 8*  
CERN-Bericht, August 1995
- [LOH92] E. Lohrmann  
*Hochenergiephysik*  
Teubner, 4.Auflage, Stuttgart 1992
- [MEY84] T. Meyer-Kuckuk  
*Kernphysik*  
Teubner, 4.Auflage, Stuttgart 1984
- [MIS89] S. Mishra und F. Sciulli  
*Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering*  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **39**(1989) 259
- [PAV94] N. Pavel  
*Test of the Proton Structure at HERA*  
Vorlesungsskriptum, Hamburg 1994
- [PAV95] N. Pavel  
*Inclusive Hadron Distributions in Deep Inelastic ep  
Scattering at HERA Energies Compared with Results from  
Fixed Target Experiments*  
DESY 95-147, Juli 1995
- [PTG93] Programming Techniques Group, ECP Division, CERN  
*Users Guide ADAMO Version 3.3*  
CERN, October 1993
- [SIN93] R. Sinkus, H. Abramowicz  
*Electron Identification with Neural Networks at ZEUS*  
ZEUS 93-117, interner Bericht, November 1993
- [SJO82] T. Sjöstrand  
*The Lund Monte Carlo For Jet Fragmentation*  
Comp. Phys. Comm. **27**(1982) 243
- [SUT96] P. Sutton  
persönliche Mitteilung
- [WOL94] G. Wolf  
*HERA Physics*  
DESY 94-022, Februar 1994
- [ZEU92] ZEUS Data Acquisition Group  
*ZEUS Contributed Papers of CHEP92*  
DESY 92-150, October 1992